

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Кубанский государственный университет»

На правах рукописи

Цема Александр Алексеевич



**СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ ГРАДИЕНТНО-АКТИВИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ
НИОБАТА ЛИТИЯ С ОПТИЧЕСКИМИ ЦЕНТРАМИ Yb^{3+} , Er^{3+}**

01.04.05 – оптика

Диссертация
на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических
наук, доцент **Е. В. Строганова**

Краснодар - 2019

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Спектрально-люминесцентные и оптические характеристики материалов для генерации в области 1,5 мкм	12
1.1 Спектрально-люминесцентные свойства эффективных твердотельных матриц в области 1,5 мкм	12
1.2 Спектрально-люминесцентные свойства световодов, легированных ионами Yb, Er	18
1.3 Спектрально-люминесцентные свойства ниобата лития, легированного ионами Yb, Er	24
Выводы к главе 1.....	30
Глава 2. Получение градиентно-активированных кристаллов LiNbO₃:Er(Ce,Zn)	32
2.1 Физико-математическое моделирование процесса получения градиентно-активированных кристаллов ниобата лития	32
2.2 Получение лабораторных образцов градиентно-активированных кристаллов LiNbO ₃ :Er и LiNbO ₃ :Er(Ce,Zn) с концентрационными профилями примесных центров	44
2.3 Методики получения экспериментальных данных и обработки результатов	49
Выводы к главе 2.....	51
Глава 3. Спектрально-люминесцентные и кинетические исследования градиентно-активированных кристаллов LiNbO₃:Yb,Er и LiNbO₃:Er(Ce,Zn)	53
3.1 Влияние концентрационных профилей оптических центров на спектральные характеристики градиентно-активированных кристаллов LiNbO ₃ :Yb,Er и LiNbO ₃ :Er	53

3.2 Исследование люминесценции в области 1,5 мкм и 2,8 мкм градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$	60
3.3 Кинетики затухания люминесценции исследуемых образцов градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$	68
Выводы к главе 3	78
Глава 4. Исследование квантовой эффективности градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$	81
4.1 Определение параметров 1,5 мкм генерации градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$	81
4.2 Исследование спектров сечений поглощения, излучения и расчет спектров усиления градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$	94
4.3 Сравнительный анализ параметров 1,5 мкм генерации для однородно легированных и градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$	106
4.4 Экспериментальные исследования спектров усиления градиентно-активированных образцов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$	110
Выводы к главе 4.	122
Заключение	125
Список сокращений и условных обозначений	131
Список литературы	132
Приложение А	147

Введение

Современные оптические системы связи представляют собой технически и технологически сложные комплексы, основу которых составляют пассивные и активные компоненты, взаимодействующие между собой, исходя из конечных задач и параметров оптической системы. Элементы оптических систем разделяются по скорости обмена данными, частотному рабочему диапазону и пропускной способности. Современные волоконные оптические линии связи (ВОЛС) работают в спектральном диапазоне от 1,46 до 1,675 мкм. Данный спектральный диапазон коррелирует с окном прозрачности атмосферы (1,5–1,8 мкм) и характеризуется минимальными потерями для распространения 1,5 мкм сигнала в световоде. Скорость обмена информационными потоками в перспективных ВОЛС в среднем достигает значений ~100 Гбит/с со средней пропускной способностью до 100 Тбит/с [124]. Это происходит за счет использования технологий спектрального и временного мультиплексирования. Для реализации указанных технологий определяющим критерием выступает ширина спектральной линии источника оптического излучения. Как правило, ВОЛС используют волоконно-оптические усилители с шириной спектральной линии порядка 40–80 нм. Дальнейшее увеличение параметров передачи и обработки оптических сигналов ВОЛС имеет ряд серьезных затруднений, одно из которых связано с границей окна прозрачности стеклянных световодов в области 2–2,2 мкм, а другое – с поиском широкополосных источников оптического излучения в области прозрачности оптического световода (1,4–2 мкм) [22; 23].

Перспективное развитие инфокоммуникационных систем связано с передачей и обработкой информации в спектральном диапазоне от 2 до 5 мкм. Проблема освоения этого диапазона заключается в отсутствии новых типов интегрально-оптических функциональных элементов и эффективных источников лазерного излучения в области 2–5 мкм, обладающих набором таких свойств, как миниатюрность, высокая эффективность и большая мощность выходного лазерного излучения.

Интерес к спектральному диапазону 2–5 мкм связан с тем, что коэффициент прозрачности атмосферы в этой области достигает своего максимального значения,

равного более чем 90 %. В диапазоне 3–5 мкм в приземных слоях атмосферы обеспечивается наибольшая дальность наблюдения объектов, излучающих в диапазоне температур от -50 до $+500$ °С, к тому же в данном диапазоне наименьшие помехи вносят атмосферные метеоявления – туман, дождь и снег. На сегодняшний день широкое применение приобрели атмосферные оптические линии связи, относящиеся к высокоскоростным беспроводным системам, в частности основанным на технологии передачи данных в инфракрасном диапазоне. Такие системы позволяют преодолевать сложные участки, быстро разворачивать сеть, обеспечивать конфиденциальность передаваемой информации, иметь высокую скорость передачи данных и встраивать системы в уже существующие сети. Современные беспроводные линии связи работают на дистанциях от 100 до 5500 метров. Такие ограничения связаны с использованием в промышленных телекоммуникационных системах в качестве источников излучения полупроводниковых лазеров, для которых максимальная мощность оптического излучения в спектральном диапазоне 3–5 мкм достигает величин порядка 550 мВт, для спектрального диапазона 1,9–2,2 мкм величина максимальной выходной мощности составляет порядка 800 мВт [46]. Современные разработки по увеличению выходной мощности лазерных систем в области среднего ИК спектрального диапазона связаны с разработкой гибридных лазерных систем на основе сочетаний волоконных и твердотельных халькогенидных матриц с оптическими центрами Cr^{2+} и Fe^{2+} [15; 109; 125].

Таким образом, для перспективных направлений развития оптических систем связи актуальной задачей является разработка источника оптического излучения, обладающего следующими основными характеристиками:

- ширина спектра усиления сигнала не менее 50 нм;
- мощность оптического излучения не менее 500 мВт;
- возможность перестройки сигнала оптического излучения в различных спектральных диапазонах (1500 – 1650 нм, 3 – 5 мкм).

Наибольший интерес в области инфокоммуникационных технологий представляют нелинейные кристаллы, на основе которых создаются фотонные структуры (регулярные доменные структуры), позволяющие увеличивать количество

выходных оптических сигналов (до семи), а также расширять спектральный диапазон за счет нелинейных эффектов преобразования суммарных и разностных частот. Использование нелинейных кристаллов дает возможность создавать на одной подложке сложные и многофункциональные интегрально-оптические схемы.

Выбор объекта исследований в данной работе был сделан в пользу нелинейного кристалла ниобата лития. Это обусловлено тем, что он относится к сегнетоэлектрикам, в которых сочетаются электрооптические и нелинейно-оптические свойства, что делает его перспективным материалом для создания множества фотонных приборов. Электрооптический эффект ниобата лития с умеренно высоким коэффициентом позволяет использовать его в производстве высокоскоростных цифровых модуляторов для инфокоммуникационных систем. Неактивированный материал этого кристалла имеет область прозрачности от 310 нм до 5500 нм (более 3,65 эВ), что является весьма важным для разработки и создания на его основе компонентной базы фотоники с целью проектирования оптических линий связи с новыми перспективными параметрами и характеристиками [29; 30; 76; 79].

В качестве оптических центров при легировании кристаллов ниобата лития были выбраны ионы редкоземельных элементов Yb^{3+} и Er^{3+} , которые традиционно используются как ионы-активаторы кристаллических материалов с целью получения излучения в области 1,5 и 3 мкм. В научной отрасли разработки эффективных оптических усилителей и лазеров на основе кристаллических материалов существует проблема, связанная с эффективностью продольной оптической накачки лазерного элемента. Она заключается в том, что при традиционном способе однородного легирования (длина активного компонента достигает нескольких сантиметров) 90 % мощности оптического излучения накачки поглощается на расстоянии 3–5 мм от его входной грани. Такие процессы приводят к возникновению локального перегрева активированного лазерного элемента, неравномерному распределению теплового поля и, как следствие, ухудшению качества лазерного излучения и резкому снижению эффективности оптической накачки.

Для возможного решения проблемы, касающейся повышения эффективности оптической накачки, в данной работе в качестве перспективной активной лазерной

среды рассматривается кристалл ниобата лития, легированный редкоземельными ионами Yb^{3+} и Er^{3+} , а также примесными ионами Ce^{3+} и Zn^{2+} , распределение которых описывается некоторыми заданными функциями зависимостей концентраций оптических центров от продольной координаты кристаллической були [47] (концентрационные профили).

Целью данной работы являются спектрально-люминесцентные и кинетические исследования оптических градиентно-активированных кристаллов LiNbO_3 с концентрационными профилями оптических центров Yb^{3+} , Er^{3+} и примесными центрами Ce^{3+} и Zn^{2+} и установление закономерностей влияния концентрационных профилей примесных центров на спектрально-люминесцентные и кинетические свойства исследуемых монокристаллов.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1 Физико-математическое моделирование различных функций распределения концентраций примесных центров (Li , Nb , $\text{Mg}(\text{Zn})$) в составе расплавов тиглей и кристалле относительно продольной координаты кристалла ниобата лития.

2 Синтез лабораторных образцов оптических градиентно-активированных кристаллов LiNbO_3 с реализацией концентрационных профилей оптических центров Yb^{3+} , Er^{3+} и примесных центров ионов релаксаторов Ce^{+3} , а также ионов нефоторефрактивной примеси Zn^{2+} , распределенных относительно продольной координаты монокристалла.

3 Установление закономерностей влияния концентрационных профилей примесных центров на спектрально-люминесцентные и кинетические свойства градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$, $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce,Zn})$.

4 Определение особенностей процессов безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения в градиентно-активированном кристалле LiNbO_3 с оптическими центрами ионов эрбия, иттербия.

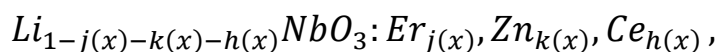
5 Разработка макета оптического усилителя и лазера с активным элементом, выполненным на основе оптического градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$.

6. Разработка программ для расчета спектрально-кинетических и генерационных характеристик оптических градиентно-активированных кристаллов с концентрационными профилями оптических центров.

Научная новизна работы:

- впервые проведено физико-математическое моделирование процесса подпитки расплава с целью получения градиентно-активированных кристаллов ниобата лития LiNbO_3 с одним или одновременно двумя концентрационными профилями примесных центров Li^+ , Nb^{5+} , Mg^{2+} (Zn^{2+});

- впервые получены лабораторные образцы градиентно-активированных кристаллов ниобата лития с нефоторефрактивной примесью Zn с целью улучшения лучевой стойкости кристалла:



где $j(x)$ – функция зависимости концентрации оптических центров ионов Er^{3+} от продольной координаты кристалла;

$k(x)$ – функция зависимости концентрации оптических центров ионов Zn^{2+} от продольной координаты кристалла;

$h(x)$ – функция зависимости концентрации оптических центров ионов Ce^{3+} от продольной координаты кристалла;

- проведены спектрально-кинетические исследования градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$ и установлены закономерности влияния концентрационных профилей Zn и Ce, связанные со снижением характерного люминесцентного время жизни Er^{3+} ;

- проведены расчеты сечений излучения и коэффициента усиления в исследуемых образцах градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$, $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$ в области 1,5 мкм. Установлено, что при одинаковых концентрациях ионов Er^{3+} кристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$ демонстрируют увеличение сечения излучения не ниже уровня 50 % и рост коэффициента усиления не ниже 15 % по

сравнению с кристаллами $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$. При этом в градиентно-активированном кристалле LiNbO_3 с концентрационным профилем ионов Er^{3+} не менее, чем на 50 % увеличивается коэффициент усиления по сравнению с кристаллом $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce}, \text{Zn})$;

- проведен сравнительный анализ генерационных параметров однородно легированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}, \text{Er}$, $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ и градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}, \text{Er}$ (изменение концентрации Yb^{3+} от 1,2 до 0,6 ат.%; изменение концентрации Er^{3+} от 0,02 до 0,3 ат.%), $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (изменение концентрации Er^{3+} от 4,1 до 2,5 ат.%), который показал, что градиентно-активированный кристалл $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}, \text{Er}$ обладает минимальной пороговой мощностью накачки $0,49 \text{ кВт/см}^2$;

- разработан макет активного лазерного элемента на основе градиентно-активированного кристалла с реализацией одновременных концентрационных профилей оптических центров ионов Yb^{3+} и Er^{3+} . При уровне опорного сигнала от 0,12 мВт до 0,41 мВт получен диапазон изменения значения усиления оптического сигнала от 10 до 18 дБ на длине волны 1546 нм.

Практическое значение работы и апробация

Разработанные методики спектрально-кинетических и люминесцентных исследований градиентно-активированных кристаллов позволили расширить базу инструментария анализа оптических материалов.

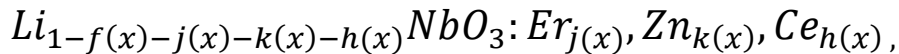
Научно-исследовательские работы, представленные в настоящей диссертации, проведены на кафедре оптоэлектроники ФГБОУ ВО «Кубанский государственный университет» в рамках фундаментальных НИР: 1) ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (2009–2013): а) «Градиентно-сенсibilизированные лазерные среды» по Государственному контракту на выполнение научно-исследовательских работ от 20 ноября 2009 г. № П2519 (2009–2011); б) «Разработка и исследование устройств для оптофлюидики на основе фотонных кристалловолокон» по Соглашению № 14.В37.21.1919 (2012–2013); 2) РФФИ_р_юг_ц № 11-02-96501 «Разработка 1,5-мкм усилителя на гетеродесимических градиентных кристаллах»; 3) государственное задание Минобрнауки РФ

№ 8.4958.2017/БЧ «Методы повышения обнаружительной способности детектора терагерцового излучения на базе градиентного PPLN».

Материалы диссертации докладывались и обсуждались на следующих международных и всероссийских конференциях: Научно-техническая конференция-семинар по фотонике и информационной оптике, НИЯУ МИФИ (Москва, 2011); Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике, НИЯУ МИФИ (Москва, 2012); III Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике, НИЯУ МИФИ (Москва, 2014); XXII Международная конференция «Оптика и спектроскопия конденсированных сред» (Краснодар, 2016); XXIX Международная конференция «Оптика и спектроскопия конденсированных сред» (Краснодар, 2018).

Положения, выносимые на защиту:

1 Получены градиентно-активированные монокристаллы с заданными контролируемыми распределениями оптических примесей (концентрационные профили) вдоль оси роста кристалла с концентрационными профилями нефоторефрактивной примеси и ионов-релаксаторов с общей химической формулой:



где $j(x)$ – функция зависимости концентрации ионов эрбия от продольной координаты в кристалле $LiNbO_3:Yb,Er$ (предельные концентрации изменяются от 0,02 до 0,3 ат.%); в кристалле $LiNbO_3:Er$ (предельные концентрации изменяются от 4,1 до 2,5 ат.%);

$k(x)$ – функция распределения концентрации ионов цинка в кристаллах $LiNbO_3:Er(Ce,Zn)$ (концентрация вдоль продольной координаты кристалла не изменяется, остается постоянной и равной 5 ат.%);

$h(x)$ – функция распределения концентрации ионов церия в кристаллах $LiNbO_3:Er(Ce,Zn)$ (предельные концентрации изменяются от 0 до 0,3 ат.% и от 0,3 до 0,41 ат.%);

x – продольная координата кристалла.

2 Установлена закономерность влияния концентрационного профиля оптических центров ионов Er^{3+} на люминесцентные свойства градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (предельные концентрации Er^{3+} изменяются от 4,1 до 2,5 ат.%), а также кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$. Показано, что изменения интегральных интенсивностей поглощения, излучения в различных спектральных диапазонах с точностью более 85 % коррелируют с изменением концентрационного профиля оптического центра.

3 Выявлены зависимости влияния концентрационных профилей оптических ионов Er^{3+} на кинетические свойства градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$, а также ионов релаксаторов Ce^{3+} на кинетические свойства ионов Er^{3+} в градиентно-активированных кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Zn},\text{Ce})$.

4 Определены коэффициенты усиления исследуемых градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$ в области 1,5 мкм, изменяющиеся в диапазоне от 10 до 18 дБ при изменении уровня опорного сигнала от 0,12 до 0,41 мВт.

5 Разработан макет лазерного активного элемента на основе градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$. Проведен сравнительный анализ параметров начала развития генерационных процессов в лазерных элементах для градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (концентрация ионов идентична концентрации Er) и случая однородно легированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (концентрация оптических центров равна средней концентрации профилей). Получено, что эффективность продольной накачки градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ на 20 % выше, чем для однородно легированного кристалла с таким же набором примесных ионов.

Глава 1. Спектрально-люминесцентные и оптические характеристики материалов для генерации в области 1,5 мкм

1.1 Спектрально-люминесцентные свойства эффективных твердотельных матриц в области 1,5 мкм

Расположение энергетических уровней иона эрбия в кристаллах (рис. 1) представляет собой достаточно широкий спектр возможностей для разработки лазеров различных диапазонов.

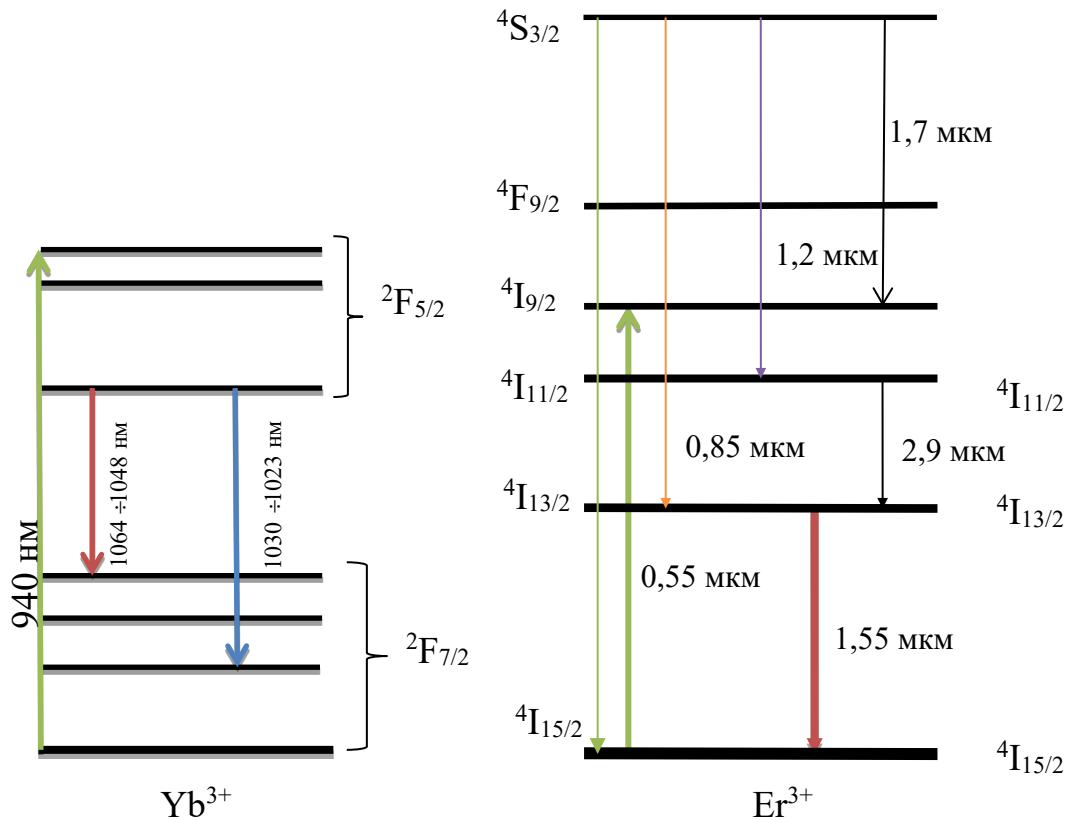


Рисунок 1 – Схема расположения энергетических уровней и лазерных переходов ионов Yb^{3+} (слева) и Er^{3+} (справа) [23; 30]

В энергетическом спектре Er^{3+} существует два «некросс-релаксирующих» лазерных уровня ($4I_{13/2}$ и $4I_{11/2}$) и один «кросс-релаксирующий» ($4S_{3/2}$), что позволяет потенциально получать лазерную генерацию в видимом и ближнем ИК-диапазонах на различных длинах волн:

$$\lambda = 0,55 \text{ мкм } ({}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2});$$

$$\lambda = 0,85 \text{ мкм } ({}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2});$$

$$\lambda = 1,2 \text{ мкм } ({}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2});$$

$$\lambda = 1,55 \text{ мкм } ({}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2});$$

$$\lambda = 1,7 \text{ мкм } ({}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2});$$

$$\lambda = 2,9 \text{ мкм } ({}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}).$$

Известно [2], что интенсивность излучательных переходов увеличивается за счет роста концентрации оптических центров в однородно активированных кристаллах, что в свою очередь может являться фактором повышения КПД лазера. Однако увеличение концентрации ионов Er^{3+} в активной среде и КПД лазеров, работающих на переходах ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$, ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, ограничивается наличием промежуточных уровней, через которые может осуществляться кросс-релаксация [2; 23; 88].

В работах [23; 88] впервые сообщалось о разработке лазера на переходе ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ (Er^{3+} в YAG; $\lambda = 2,94$ мкм), который является на сегодняшний день весьма востребованным в области медицины и биотехнологий. Излучение данного спектрального диапазона имеет высокий коэффициент поглощения человеческой тканью и используется не только в области диагностики, но и в хирургии, офтальмологии и т. д. [2; 22; 88].

Принцип получения 3 мкм генерации в кристаллах, активированных Er, основан на использовании самоограниченного перехода, при котором время жизни нижнего лазерного уровня существенно больше, чем верхнего [22; 23; 39; 89].

В настоящее время известен обширный ряд фторидных и оксидных эрбий-активированных кристаллических матриц, на которых была получена генерация на самоограниченном канале. Эффективную генерацию в области 3 мкм удастся организовать лишь при обеспечении высокой степени безызлучательной разгрузки нижнего лазерного уровня за счет кооперативных процессов [23; 25; 31].

Не менее интересная и давно решаемая задача для эрбиевых оптических сред – это разработка высокоэффективного 1,5 мкм эрбиевого усилителя и лазера.

Для осуществления такого процесса используется энергетический переход между уровнями ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ($\sim 1,55$ мкм). Лазерное излучение вблизи полутора микрон (1,612 мкм) на ионах эрбия впервые было получено в 1962 году на кристалле $\text{Er}^{3+}:\text{CaWO}_4$ при температуре 77 К по четырехуровневой схеме. Первое сообщение о создании 1,5 мкм-лазера, работающего при комнатной температуре, принадлежит Снитцеру и Вудкоку, что описано в работах [23; 30; 31]. Им удалось реализовать эффективную сенсбилизацию ионов Er^{3+} ионами Yb^{3+} в матрице силикатного стекла.

Необходимость сенсбилизации оптических эрбийсодержащих сред ионами иттербия обусловлена тем, что ион трехвалентного эрбия обладает узкими и низкоинтенсивными полосами поглощения с низкими сечениями поглощения энергии накачки. В качестве сенсбилизатора эрбия в стеклянных матрицах могут использоваться следующие сенсбилизационные схемы: $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$; $\text{Nd}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$; $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Nd}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$ [26; 30; 31; 55]. Однако максимальную эффективность в процессе сенсбилизации при комнатной температуре дает схема $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$. Как показывают исследования [32], эффективность генерации в области 1,5 мкм в системе взаимодействующих оптических центров $\text{Yb} \rightarrow \text{Er}$ сильно зависит от химического состава оптической матрицы [19; 23; 25; 26; 88]. Фононное взаимодействие между примесными центрами и оптической матрицей вещества (стекло оптического качества, кристалл) определяет скорость внутрицентральной многофононной релаксации энергии с уровня ${}^4I_{11/2} \text{Er}^{3+}$. Высокая скорость релаксации энергии на верхний лазерный уровень ${}^4I_{13/2} \text{Er}^{3+}$ предотвращает обратный перенос энергии $\text{Er} \rightarrow \text{Yb}$, который обедняет инверсную населенность лазерного состояния наряду с некоторыми кооперативными и нелинейными эффектами с участием уровня ${}^4I_{11/2}$ [23; 25; 26].

Актуальность разработки эффективного 1,5 мкм усилителя и лазера на основе кристаллической матрицы связана с тем, что в кристаллических матрицах пока не удается преодолеть низкую скорость внутрицентральной многофононной релаксации с энергетического уровня ${}^4I_{11/2} \text{Er}^{3+}$. Во многом это объясняется слабым

фононным спектром в кристаллах (по сравнению со стеклянными матрицами). Решение проблемы, связанной со снижением времени жизни уровня ${}^4I_{11/2} \text{Er}^{3+}$ в кристаллах, возможно по трем направлениям:

- исследование схем сенсibilизации, исключающих влияние предлазерного уровня ${}^4I_{11/2} \text{Er}^{3+}$ на перенос энергии $\text{Yb} \rightarrow \text{Er}$, т. е. исследование прямого переноса энергии на лазерный уровень ${}^4I_{13/2}$ (сенсibilизационные схемы $\text{Cr}^{4+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$, $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Cr}^{4+} \rightarrow \text{Er}^{3+}$) [2; 7; 24; 31]. Однако в связи с мощным развитием высокоэффективных полупроводниковых усилителей и лазеров с различными длинами волн генерации (от УФ до среднего ИК спектральных диапазонов) необходимость сенсibilизации ионами переходных металлов с широкими спектральными полосами, подходящими для ламповой накачки, не является актуальным;

- исследование кристаллических матриц с развитым фононным спектром [2; 7; 24; 31];

- исследование возможностей снижения эффективного времени жизни уровня ${}^4I_{11/2} \text{Er}^{3+}$ за счет безызлучательного взаимодействия ионов Er^{3+} с примесями-релаксаторами [7; 31].

В качестве релаксаторов в исследованиях предлагалось использовать Ce^{3+} , Nd^{3+} и Eu^{3+} [23; 120; 122; 130]. Различные релаксаторы по-разному влияют на снижение эффективного времени жизни уровня ${}^4I_{11/2} \text{Er}^{3+}$ (табл. 1) [7; 24; 31]. Эффективность тушения для уровня ${}^4I_{11/2}$ должна быть значительно выше, чем для ${}^4I_{13/2}$, в противном случае теряется возможность накопления энергии на верхнем лазерном уровне. Как видно из таблицы 1, наиболее приемлемым и достаточно эффективным релаксатором является ион Ce^{3+} , что легко объясняется его спектрально-люминесцентными свойствами. Ион Ce^{3+} обладает высоким сечением перехода $\sim 10^{-18} \text{ см}^2$ между двумя энергетическими уровнями – основным ${}^2F_{5/2}$ и возбужденным ${}^2F_{7/2}$. Энергетический зазор ${}^2F_{5/2} - {}^2F_{7/2}$ составляет около $2,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, что достаточно близко к зазору ${}^4I_{11/2} - {}^4I_{13/2} \text{Er}^{3+}$. Этим можно объяснить селективность тушения уровней эрбия.

Таблица 1 – Влияние активации $\text{Ca}_2\text{Al}_2\text{SiO}_7:\text{Er}$ ($1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) ионами Ce^{3+} , Nd^{3+} , Eu^{3+} на время жизни уровней ${}^4\text{I}_{11/2}$ и ${}^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} [7; 24; 31]

Ln^{3+}	$N_{\text{Ln}}, \text{ см}^{-3}$	${}^4\text{I}_{11/2}$		${}^4\text{I}_{13/2}$	
		$\tau, \text{ мкс}$	$\eta, \%$	$\tau, \text{ мс}$	$\eta, \%$
Ce	$3 \cdot 10^{20}$	29	30	7,6	0
Ce	$6 \cdot 10^{20}$	16	61	7,6	0
Nd	$3 \cdot 10^{20}$	15–20	51–63	0,65	91
Eu	$3 \cdot 10^{20}$	19	54	3	60
Eu	$6 \cdot 10^{20}$	15	63	1,6	79

Разрешенные электродипольные переходы $4f^1 5d^0$ и $4f^0 5d^1$ иона Ce^{3+} занимают области энергий порядка $2\text{--}3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Благодаря таким свойствам он неоднократно исследовался в качестве сенсibilизатора редкоземельных ионов Nd^{3+} [4; 56; 64] и Er^{3+} [7; 38; 39]. На сегодняшний день экспериментальные результаты, подтверждающие положительное влияние ионов Ce^{3+} на полуторамикронную генерацию Er^{3+} , представлены в работах [7; 24; 31] (табл. 1).

Обратный перенос $\text{Er} \rightarrow \text{Yb}$ в сочетании с длительным временем жизни Yb^{3+} приводит к выравниванию населенностей возбужденного ${}^2\text{F}_{5/2}$ и основного ${}^2\text{F}_{7/2}$ уровней иона Yb^{3+} , что в свою очередь приводит к уменьшению коэффициента поглощения активного элемента [7; 24; 31]. Согласно данным [7; 24; 31; 57; 58; 62; 121], эффективность генерации по наклону на длине волны 1555 нм выросла с 2,7 до 5 % для $\text{Ca}_{1.835}\text{Er}_{0.015}\text{Yb}_{0.15}\text{Al}_{2.165}\text{Si}_{0.835}\text{O}_7$ и $\text{Ca}_{1.895}\text{Er}_{0.01}\text{Yb}_{0.45}\text{Ce}_{0.05}\text{Al}_{2.105}\text{Si}_{0.835}\text{O}_7$ соответственно.

Выявлено значительное снижение порогов генерации с введением примеси Ce^{3+} в кристалл; от 90 мВт для $\text{Ca}_{1.835}\text{Er}_{0.015}\text{Yb}_{0.15}\text{Al}_{2.165}\text{Si}_{0.835}\text{O}_7$, до 18 мВт для $\text{Ca}_{1.895}\text{Er}_{0.01}\text{Yb}_{0.45}\text{Ce}_{0.05}\text{Al}_{2.105}\text{Si}_{0.835}\text{O}_7$.

Исследования изоморфных кристаллических матриц $\text{CaGd}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}$ с развитым фоновым спектром, легированных одновременно тройной примесью Ce, Yb и Er, были проведены в работах [7; 31; 101–104]. На рисунке 2 показана динамика кинетик затухания люминесценции исследуемых образцов в зависимости от концентрации ионов-релаксаторов Ce.

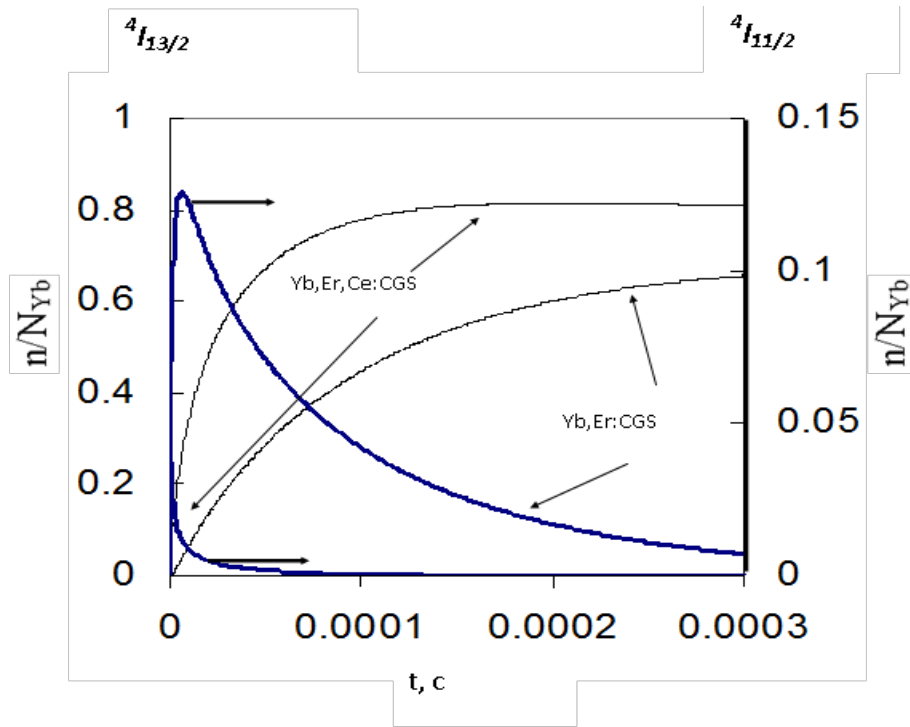


Рисунок 2 – Эволюция населенностей энергетических уровней эрбия после импульса возбуждения полосы поглощения иттербия в кристаллах $\text{CaGd}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}:\text{Yb,Er,Ce}$ [7; 31]

В таблице 2 представлены параметры эффективности переноса энергии электронного возбуждения в системе взаимодействующих оптических центров в кристаллах $\text{CaGd}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}$.

Таблица 2 – Параметры эффективности безызлучательного взаимодействия оптических центров в кристалле $\text{CaGd}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}$ (CGS)

Кристалл	τ_1	γ_1	W_1	$W_1 + 1/\tau_1$	$1/\tau^*$	C_{DD}	η
$\text{Yb}_{0.3}\text{Er}_{0.03}:\text{CGS}$	473	18*	5440*	$7,5 \cdot 10^3$	$7,4 \cdot 10^3$	–	0,73
$\text{Yb}_{0.3}\text{Er}_{0.03}\text{Ce}_{0.8}:\text{CGS}$	363	149	8150	$10,9 \cdot 10^3$	$157 \cdot 10^3$	$1,15 \cdot 10^{-39}$	0,90

где $\eta = (W + \gamma^2) / (1/\tau_1 + W + \gamma^2)$ – квантовая эффективность передачи энергии $\text{Er} \leftrightarrow \text{Yb}$;

* – эффективные параметры.

В рамках исследований эффективных оптических материалов для 1,5 мкм генерации были предложены кристаллические матрицы с развитым фононным спектром на основе безводных боратов – окси-ортоборатов кальция-иттрия $\text{Ca}_4\text{YO}(\text{BO}_3)_3$ (YCOB) [62; 72; 104], а также фтор-ортоборатов кальция-бария

CaBaFBO_3 (CBFB) [31; 79]. Кристаллы Yb:YCOB имеют высокие спектрально-кинетические параметры, которые определяют значительный дифференциальный КПД генерации иттербиевого лазера с диодной накачкой [31; 62; 72; 79; 104].

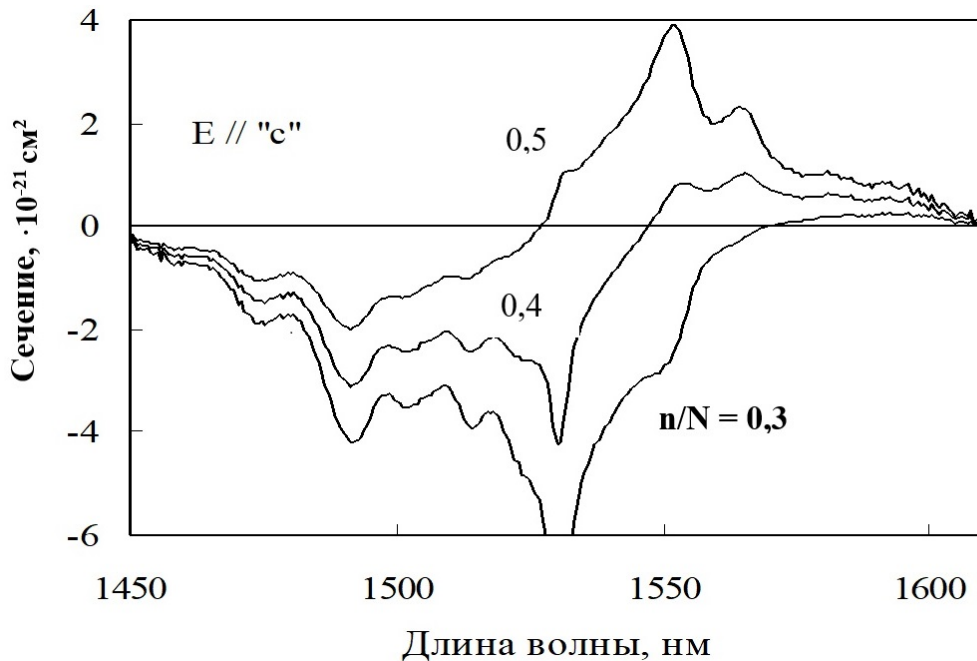


Рисунок 3 – Спектры сечений усиления кристаллов CGS:Er при различной степени инверсии возбужденного состояния, где n и N – концентрации ионов Er^{3+} , находящихся в возбужденном и основном состояниях соответственно [7; 31]

1.2 Спектрально-люминесцентные свойства световодов, легированных ионами Yb , Er

Огромный толчок к бурному развитию получили в последнее десятилетие волоконные лазеры с полупроводниковой накачкой [56; 65; 73; 74; 80]. В качестве активного элемента в волоконных лазерах выступает сердцевина, изготовленная из стеклянной матрицы, легированной ионами различных редкоземельных элементов (Nd , Yb , Er , Tm , Ho и т. д.) [22; 23; 30]. На рисунке 4 приведена зависимость спектра оптических потерь кварцевого волокна и полосы усиления редкоземельных ионов в спектральном диапазоне от 700 до 1800 нм.

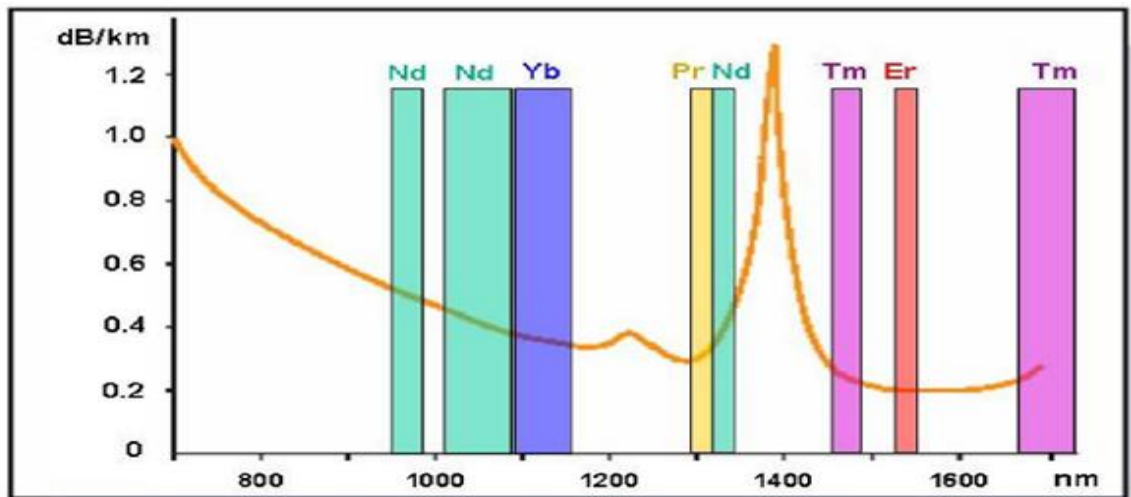


Рисунок 4 – Спектр поглощения кварцевого (силикатного) волокна и спектры усиления редкоземельных элементов [38; 42]

Как видно из приведенного рисунка, минимальными потерями обладают волокна, легированные ионами Er^{3+} , к тому же область минимальных потерь кварцевого волокна совпадает с окном прозрачности атмосферы в диапазоне 1400–1600 нм, что и способствовало мощному развитию исследований волоконных эрбиевых лазеров и быстрому их внедрению в промышленных масштабах.

Следует отметить, что спектрально-люминесцентные свойства активных волоконных элементов имеют высокую степень зависимости от состава стеклянной матрицы (рис. 5–6) [71; 82; 85].

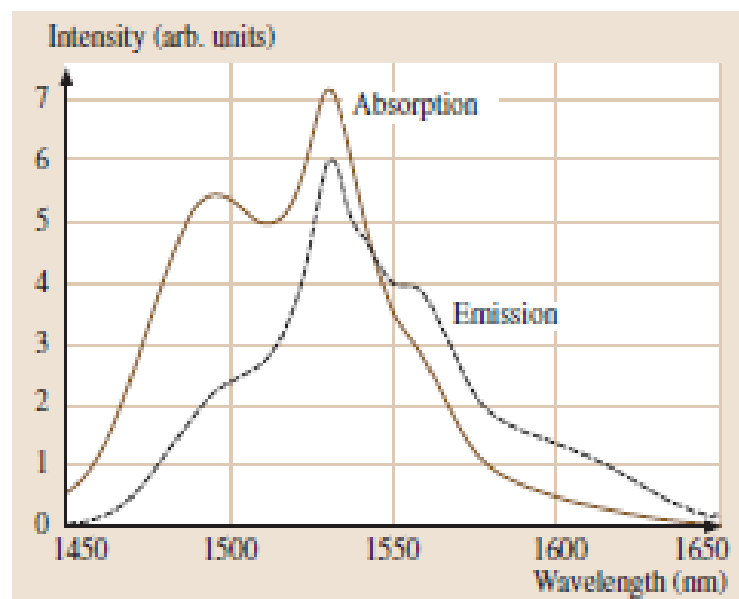


Рисунок 5 – Спектры поглощения и излучения ионов Er^{3+} в фосфатном стекле [71; 82; 85]

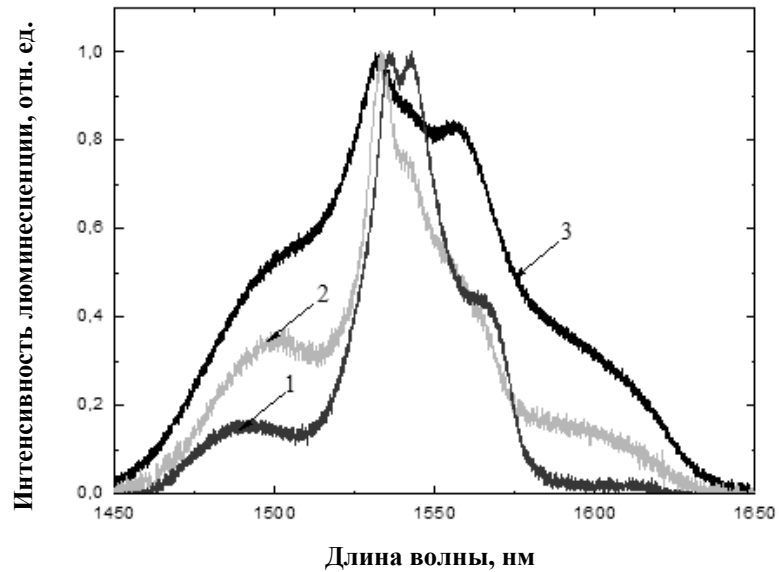


Рисунок 6 – Спектры люминесценции силикатного (кривая 1), фосфатного (кривая 2) и теллуричного (кривая 3) стекла, легированного ионами эрбия [71; 82; 85]

На рисунке 7 представлены кривые усиления активированного ионами эрбия кварцевого волокна.

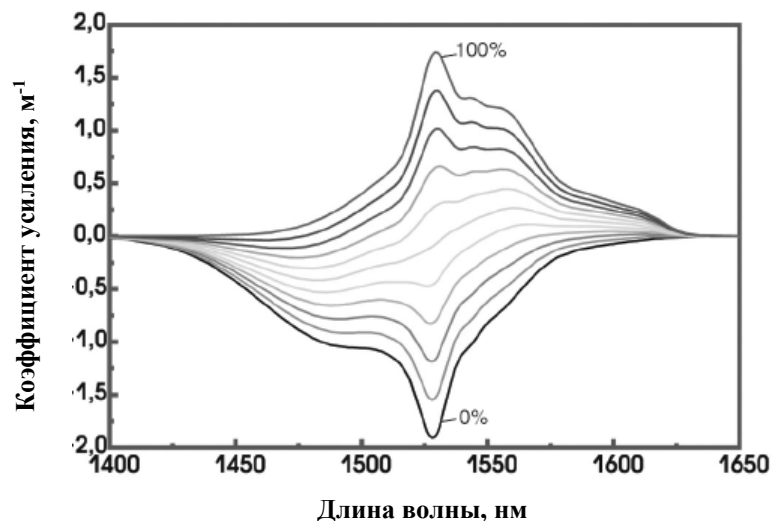


Рисунок 7 – Спектральная зависимость усиления/поглощения эрбиевого волокна при разных значениях относительной населенности метастабильного уровня энергии. Нижняя (черная) кривая – населенность 0 %, верхняя кривая – населенность 100 %. Кривые проведены для населенностей, изменяющихся с шагом 10 % [38; 99]

Легированные волокна нашли широкое применение в волоконно-оптических линиях связи. Сегодня эти оптические материалы используются в качестве одного

из базовых элементов в инфокоммуникационных технологиях и системах связи и являются основой для EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) усилителей. Такие устройства не преобразовывают сигнал, а просто увеличивают его мощность сразу во всей рабочей спектральной области. Особенности функционирования усилителя во многом зависят от типа примесей и от диапазона длин волн, в пределах которого он должен усиливать сигнал. Наиболее широко распространены такого рода устройства, в которых в качестве основы используется силикатное стекло, легированное оптическими примесными центрами в соответствии с рабочими спектральными диапазонами (табл. 3). Поэтому, в отличие регенераторов, они практически не зависят от протокола и скорости передачи. Ширина полосы усиления для традиционной конфигурации усилителя EDFA составляет примерно 30 нм (1530–1560 нм), что является С-диапазоном. Для усиления в длинноволновом диапазоне (L-диапазон) конфигурация эрбиевого усилителя меняется путем удлинения эрбиевого волокна, что приводит к смещению диапазона усиления в длины волн 1560–1600 нм.

Таблица 3 – Легирование оптическими примесными центрами волокон для усилителей различного спектрального диапазона

Спектральный рабочий диапазон усиления		Оптические примесные центры	Примечание
обозначение	диапазон, нм		
О	1260–1360	Pr^{3+} , Nd^{3+}	
Е	1360–1460	Nd^{3+} , Tm^{3+}	
С	1460–1530	Tm^{3+} , Er^{3+}	
С	1530–1565	Er^{3+}	
L	1565–1625	Er^{3+}	при увеличении длины легированного волокна [38; 52; 61]
U	1625–1675	Er^{3+} , Bi, Ho^{3+} , Tm	[17–19]

Исследования в области расширения спектрального диапазона эрбиевых усилителей, а также увеличения концентрации ионов эрбия, связаны с поиском не силикатных стеклообразующих матриц для световодов, например фосфатных, теллуридных и фторидных стекол [60; 95; 98; 111].

У фосфатных стекол ширина диапазона люминесценции очень похожа на кварцевые матрицы. Приоритета у данных материалов при сопоставлении с кварцевыми матрицами нет. Но увеличение концентрации эрбия в фосфатных стеклах не приводит к явному образованию эрбиевых кластеров, как это происходит в кварцевых стеклах. Вследствие этого фосфатные стекла имеют более низкие коэффициенты нелинейного ап-конверсионного тушения люминесценции при сопоставлении с силикатными стеклами, что позволяет реализовывать в фосфатных стеклах более высокие концентрации ионов эрбия без заметного концентрационного тушения, по сравнению с силикатными стеклами. В настоящее время технология вытяжки оптических волокон из фосфатных стекол несовершенна, что сдерживает их внедрение в состав матрицы для эрбиевых волоконных усилителей. Высококонцентрированные фосфатные стекла, легированные эрбием и иттербием, нашли свое применение при разработке планарных волноводных усилителей [30; 48].

В теллуритных и фторидных стеклах ионы эрбия имеют самые широкие полосы люминесценции и, соответственно, усиления. Несмотря на привлекательность теллуритных и фторидных стекол, они пока не находят широкого использования в волоконных оптических усилителях ввиду сложной технологии изготовления световолокна.

Как уже отмечалось, в промышленных масштабах для инфокоммуникационных систем связи наибольшее распространение получили оптические усилители на волокне, легированном эрбием – EDFA. В основном это связано с развитием технологии плотного оптического мультиплексирования (DWDM). Именно благодаря появлению усилителей с таким сочетанием качеств, как у EDFA, линии связи и сети на основе систем DWDM стали экономически привлекательными.

Рабочий диапазон EDFA соответствует окну прозрачности кварцевого волокна. В окнах прозрачности C-, L-диапазонов умещается несколько десятков каналов DWDM. Поскольку усилители EDFA не зависимы от сетевого протокола, то их можно подключать к различному оборудованию, не опасаясь взаимных помех. Сети с усилителями EDFA обладают рядом достоинств. Например, их пропускную способность можно наращивать постепенно, добавляя новые каналы по мере роста

потребности. Применение оптических усилителей EDFA позволяет создавать полностью оптические сети, в которых обработка сигнала электронными устройствами происходит только в начальной и конечной точках сети [96; 115; 127; 130].

Несмотря на неоспоримые преимущества EDFA, существует ряд проблем. Усилитель без функции регенерации повышает суммарную мощность входного сигнала, включая аддитивные шумы, в результате падает отношение сигнал/шум. Нет компенсации воздействия всевозможных нелинейных эффектов, включая дисперсию различной природы. Увеличение мощности излучения, распространяющегося по волоконному световоду, приводит к развитию процессов оптической нелинейности в волноводе, оптическим потерям и катастрофическому разрушению световодов.

Поэтому, несмотря на определенную простоту использования оптических усилителей, необходимо тщательно учитывать их параметры и некоторые особенности применения. В первую очередь, уменьшение отношения сигнал/шум на выходе оптического усилителя приводит к уменьшению пороговой чувствительности конечного приемного устройства. Причем это соотношение тем меньше, чем большее количество оптических усилителей использовано при создании конкретной линии связи. По этой причине в сетях, применяющих технологию SDH, на участках большой протяженности предпочтительнее использовать обычные электрооптические регенераторы с восстановлением формы транслируемых оптических сигналов.

Спектральный диапазон для передачи информации определяется полосой усиления эрбиевого волоконного усилителя EDFA, что является ограничивающим фактором в производительности и развитии систем связи. Расширение спектрального диапазона при использовании вместо эрбиевых волоконных усилителей тулиевых (ТВУ) приводит к ряду проблем, связанных с разработкой новых специальных технологических методик их промышленного производства. Другой проблемой является сложность обеспечения высокого качества оптического соединения различных по физико-химическому составу волокон ТВУ и обычного кварцевого волокна. Так как сварка этих волокон невозможна, используются менее надежные способы механического соединения торцов различных волокон или соединения с помощью

эпоксидной смолы, что вносит потери более 0,3 дБ по сравнению с 0,05 дБ при сварке.

К недостаткам применения оптических усилителей в системах DWDM необходимо также отнести неравномерность амплитудно-волновой характеристики. Компенсация этой неравномерности приводит к снижению выходной мощности и, следовательно, к уменьшению длины ВОЛС. Помимо таких характеристик, как коэффициент усиления, коэффициент шума, динамический диапазон, амплитудно-волновая характеристика, у оптических усилителей есть свои уникальные параметры. Основные из них – это мощность насыщения, коэффициент усиления среды, усиленное спонтанное излучение и чувствительность к поляризации входного оптического сигнала.

1.3 Спектрально-люминесцентные свойства ниобата лития, легированного ионами Yb, Er

Кристаллы ниобата лития LiNbO_3 имеют длительную историю исследований, но тем не менее остаются одними из наиболее востребованных нелинейных материалов на сегодняшний день. Отчасти это объясняется степенью и уровнем проработанности технологий получения кристаллов, с другой стороны – это высокие нелинейно-оптические параметры и широкая полоса прозрачности кристаллической матрицы (до 5 мкм), что позволяет моделировать различные фотонные устройства на базе этого материала.

Широкий спектр оптических свойств ниобата лития LiNbO_3 , получение лазерной генерации с самоудвоением частоты делают данный кристалл универсальным для различных фотонных и электрооптических применений. Одной из основных причин универсальности ниобата лития является возможность управлять его свойствами в широчайших пределах путем варьирования состава (типа легирования и стехиометрии).

Диаграмма состояния кристаллов ниобата лития, относящихся к инконгруэнтно плавящимся соединениям, приведена на рисунке 8.

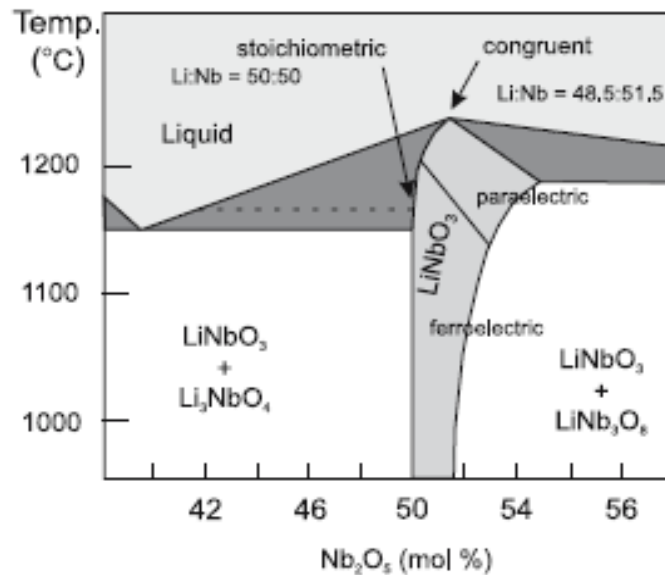


Рисунок 8 – Фазовая диаграмма системы $\text{Li}_2\text{O} - \text{Nb}_2\text{O}_5$ [27; 28]

Ниобат лития принадлежит к структуре псевдоильменита, представляющей собой шесть планарных рядов атомов кислорода в искаженной гексагональной структуре с плотнейшей упаковкой. Цепочки кислородных искаженных октаэдров, имеющих общие грани, вытянуты вдоль полярной оси z . При температурах, превышающих точку Кюри ($T > T_c \approx 1270^\circ\text{C}$), ион Li^+ локализован в кислородной плоскости, а ион Nb^{5+} – в центре кислородного октаэдра (между кислородными слоями). В полярной сегнетоэлектрической фазе C_{3v} , ион лития смещается вдоль оси z относительно кислородной плоскости на 4,4 нм, а ион ниобия – на 2,6 нм. Такая ситуация приводит к тому, что в структуре полярной фазы (оси) C_{3v} кислородные октаэдры на $1/3$ заполнены ионами Li^+ , на $1/3$ – ионами Nb^{5+} и на $1/3$ – пусты, таким образом, структура LiNbO_3 вдоль направления z имеет представление, схематически изображенное на рисунке 9.

Исследования дефектной структуры ниобата лития с примесью редкоземельных ионов, проведенные в работах [27; 40; 41; 45; 126], показали, что практически все примеси локализуются в литиевой позиции (табл. 4). Однако ионы Er^{3+} могут занимать две неэквивалентные кристаллографические позиции.

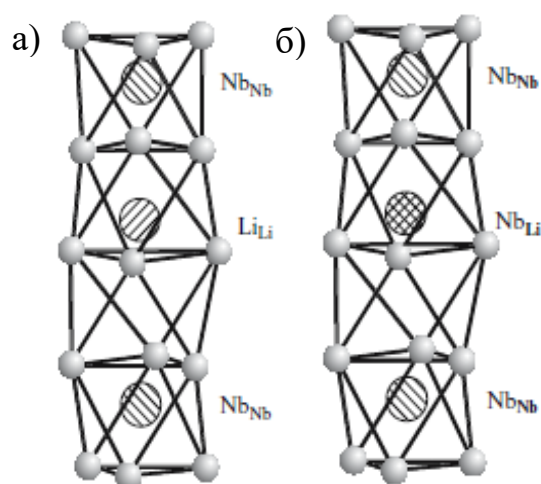


Рисунок 9 – Схема структуры полярной фазы идеальной цепочки ниобата лития (а) и реальной цепочки с антидефектами Nb_{Li}

Таблица 4 – Локализация ионов Yb^{3+} и Er^{3+} в кристаллах $LiNbO_3$ конгруэнтного состава

RE-ион	r_i, A^0	Локализация	Метод	Ссылка
Yb^{3+}	0,94	Li (сдвиг на 0,3 A^0)	RBS	[28; 45]
Er^{3+}	–	Li и Nb	SSS	[27; 45; 94]

Детальные исследования методами ЭПР и оптической спектроскопии показали [45; 63; 68], что ионы Er имеют несколько неэквивалентных позиций. На рисунке 10 представлено искажение литиевой позиции относительно ионных радиусов редкоземельных примесей [45].

На рисунке 11 показано сопоставление спектров поглощения ионов эрбия на переходе $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ (верхняя часть рисунка) и люминесценции ионов иттербия на переходе $^2F_{5/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$ (нижняя часть рисунка) в кристаллах конгруэнтного ниобата лития с концентрациями примесных центров Yb^{3+} (1,0 мол.%) и Er^{3+} (0,5 мол.%) [35]. Из приведенных данных видно, что в спектральной области 960–1000 нм наблюдается сильное перекрытие спектральных полос, что является залогом эффективного безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения [101].

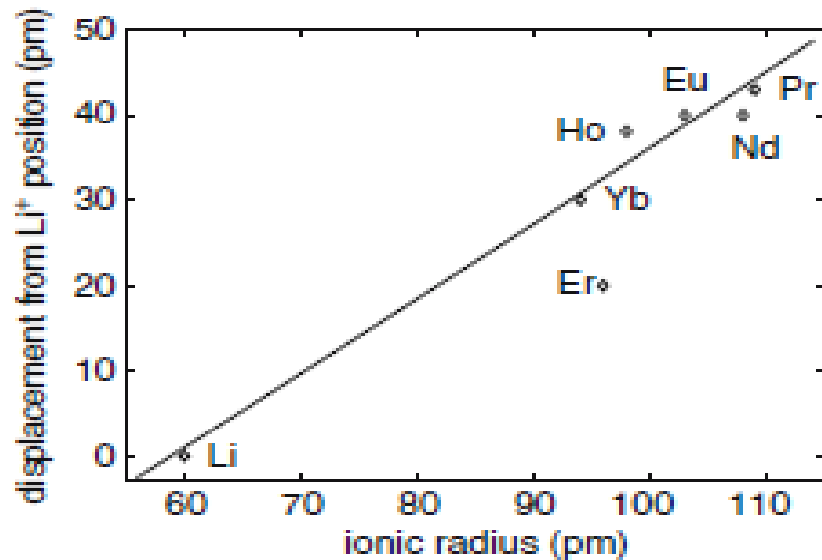


Рисунок 10 – Зависимость деформации (смещения) литиевой позиции относительно ионного радиуса примесного редкоземельного иона [45]

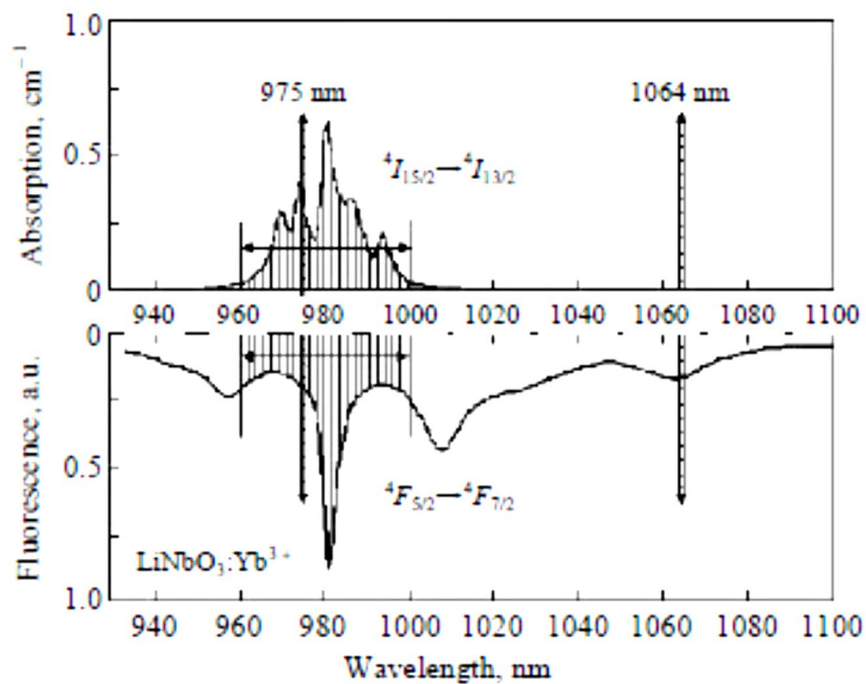


Рисунок 11 – Спектры поглощения кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (верхняя часть) и спектры излучения кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}$ (нижняя часть) при комнатной температуре [35]

На рисунке 12 представлена зависимость динамики интенсивности люминесценции ионов Er^{3+} в кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ от плотности мощности оптического излучения накачки (от 0,2 до 2 Вт/мм²) на длине волны 975 нм.

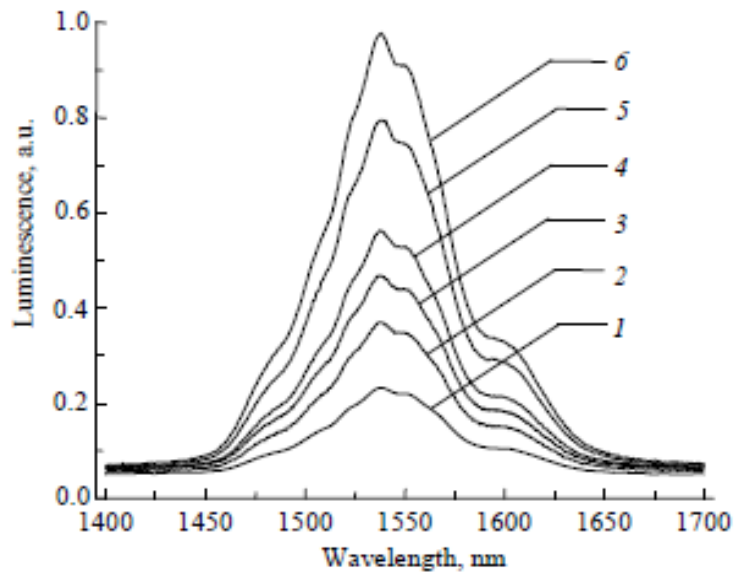


Рисунок 12 – Зависимость интенсивности излучения кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ в области 1,55 мкм от плотности мощности оптической накачки ($\lambda = 975$ нм):
 1) 0,2 Вт/мм²; 2) 0,4 Вт/мм²; 3) 0,8 Вт/мм²; 4) 1,1 Вт/мм²;
 5) 1,5 Вт/мм²; 6) 2 Вт/мм² [35]

Как было показано на рисунке 1, ион эрбия имеет несколько релаксационных излучательных переходов. Спектрально-кинетические характеристики процессов ап-конверсии (зеленая люминесценция и красная люминесценция) демонстрируют сильную зависимость от состава исследуемого кристалла и от длины волны оптической накачки (рис. 13–14).

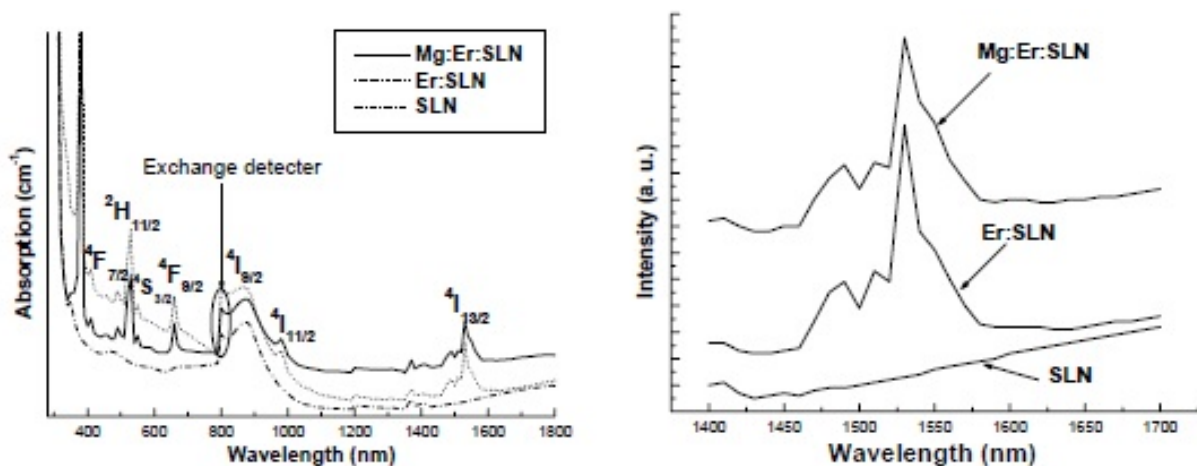


Рисунок 13 – Обзорный спектр поглощения (слева) кристаллов стехиометрического ниобата лития с примесью Er^{3+} и Mg^{2+} ; спектры излучения исследуемых кристаллов в спектральном диапазоне 1400–1700 нм при длине волны оптической накачки 514 нм [105; 107]

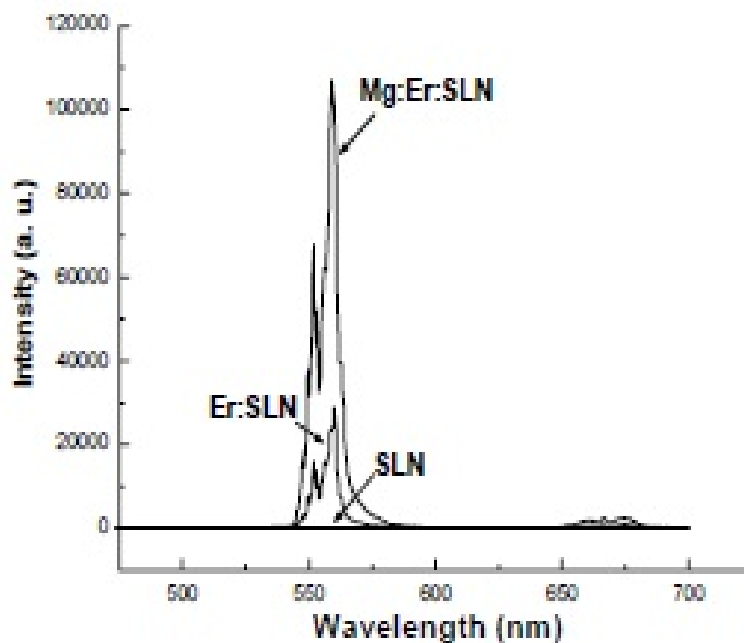


Рисунок 14 – Спектр излучения ап-конверсии кристаллов стехиометрического ниобата лития с примесью Er,Mg в области 500–600 нм при возбуждении в область 514 нм [105; 107]

На рисунке 15 представлена динамика спектра ап-конверсии зеленого излучения в зависимости от длины волны оптической накачки [63].

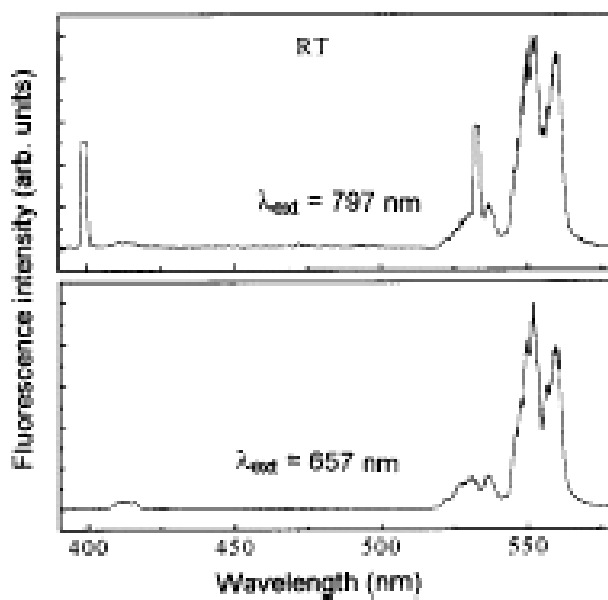


Рисунок 15 – Изменение спектра процесса ап-конверсии в зеленой области в зависимости от длины волны оптической накачки [63]

Особый интерес представляют кинетические исследования кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$. Развитая система энергетических состояний ионов Er (рис. 1) и боль-

шое количество возможных излучательных переходов свидетельствуют о различных видах взаимодействий как внутрицентровых (Er), так и между примесными центрами Yb, Er [35; 50; 68; 71; 80; 82].

На рисунке 16 представлена трансформация вида кинетик затухания люминесценции процесса ап-конверсии в зеленой области спектра в зависимости от температуры проведения эксперимента и длины волны оптической накачки исследуемых образцов.

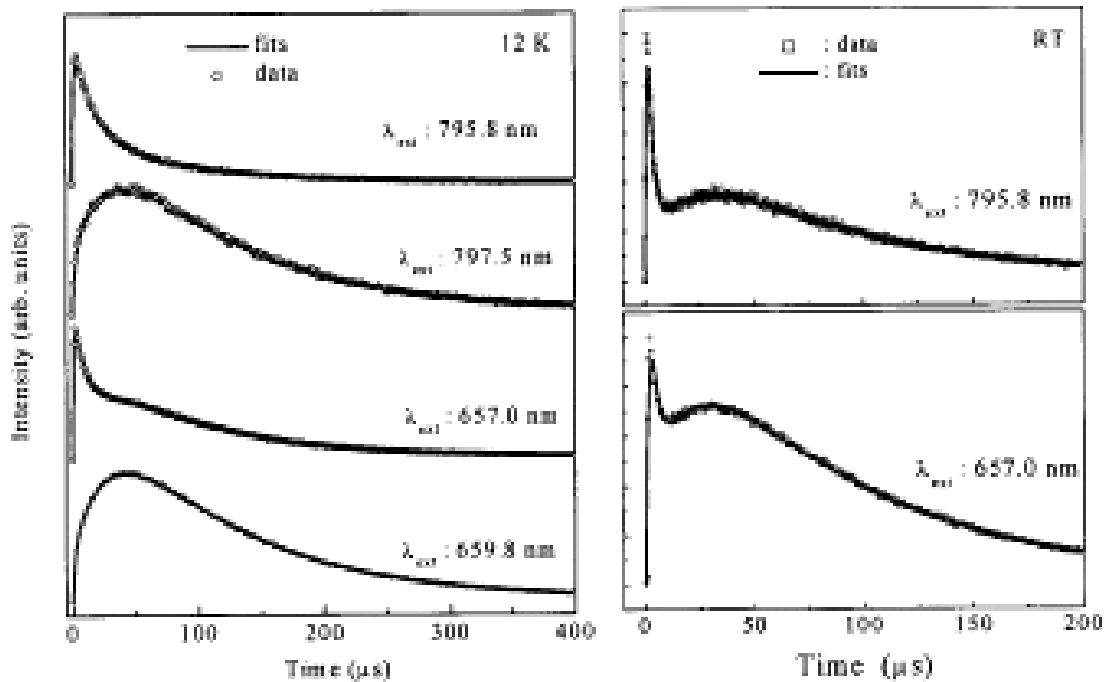


Рисунок 16 – Изменение кинетик затухания процесса ап-конверсии в зеленой области спектра кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (0,37 мол.%) в зависимости от температуры проведения эксперимента и длины волны оптической накачки [94; 105]

Выводы к главе:

1 Из приведенного обзора известных кристаллических матриц, легированных ионами Er, Yb, использующихся для получения 1,5 мкм генерации, можно сделать вывод, что задача разработки и получения эффективной среды, конкурентоспособной фторидным стеклянным матрицам, легированным ионами Er^{3+} , на сегодняшний день не решена. Использование в качестве ионов-релаксантов примеси Ce^{3+} усложняет технологический процесс получения кристаллов высокого оптического

качества, что приводит к появлению различных дефектов и снижает квантовую эффективность лазерной среды и КПД усилителей и лазеров.

2 Стекланные матрицы для волоконных лазеров имеют предел по выходной мощности оптического излучения (порядка нескольких десятков кВт), и дальнейшее повышение эффективности за счет увеличения мощности оптической накачки невозможно из-за возникающих нелинейных эффектов в стеклальной матрице и развивающихся кооперативных эффектов в примесном ионе Er.

3 Использование в качестве оптической матрицы нелинейных кристаллов ниобата лития имеет высокий потенциал при разработке и получении многоканальных фотонных устройств, построенных по принципу генерации суммарных и разностных частот. Однако сложные процессы энергетического взаимодействия между оптическими центрами требуют проведения исследований спектрально-люминесцентных и кинетических свойств градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}(\text{Ce,Zn})$ для изучения переноса энергии в системе $\text{Er} \leftrightarrow \text{Yb}$ с целью определения оптимально эффективных концентраций ионов Yb^{3+} и/или Er^{3+} в кристаллах ниобата лития.

Глава 2. Получение градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$

2.1 Физико-математическое моделирование процесса получения градиентно-активированных кристаллов ниобата лития

В Кубанском государственном университете группой авторов разработана технология получения монокристаллов с неравномерным распределением примеси вдоль продольной координаты монокристалла [47]. На основе данной технологии были получены экспериментальные образцы градиентно-активированных кристаллов [51] с концентрационными профилями оптических центров, а также с концентрационными профилями нефоторефрактивной примеси и примеси ионов-релаксаторов, которые были выбраны в качестве объектов исследований в данной работе.

Экспериментальные образцы получены модифицированным способом Чохральского с заданным распределением примеси по его длине, включающим вытягивание монокристалла из снабженного отверстием или отверстиями тигля-реактора, расположенного внутри основного тигля [47, 51].

На рисунке 17 изображена схема установки по вытягиванию монокристаллов с заданным изменением состава. Для осуществления способа использовали установку, включающую основной тигель 1; индуктор 2; ЭВМ 3; контроллер мощности 4; расплав 5, находящийся в основном тигле 1; вращающийся шток 6; датчик веса 7; водоохлаждаемый шток 8; контроллер перемещения 9 водоохлаждаемого штока 8; заправку с вытягиваемым кристаллом 10; термопару 11; контроллер температуры 12 расплава 13; отверстия 14 в тигле-реакторе 15; устройство перемещения 16 нижнего штока 17.

Получение кристаллов ниобата лития с произвольно заданными распределениями концентрационных профилей (распределение концентрации оптической примеси вдоль длины кристалла) происходит за счет расчета скорости перемещения тигля-реактора относительно основного тигля по формуле (1) [47, 51]:

$$V_{m-p} = \frac{(m-1) \cdot V_{cr}}{\rho \cdot S_i} + \frac{V_{cr}}{\rho \cdot S_0}, \quad (1)$$

где

V_{cr} – массовая скорость вытягивания кристалла;

S_i – площадь поперечного сечения тигля-реактора;

S_0 – площадь поперечного сечения основного тигля;

ρ – плотность расплава.

Концентрацию основного компонента в тигле-реакторе и в основном тигле задают взяв помимо основных примесные компоненты. Температурный контроль состава расплава в тигле-реакторе и основном тигле проводят с помощью ЭВМ по основным компонентам путем сопоставления сигналов термопары, подведенной к фронту кристаллизации растущего кристалла.

Для реализации концентрационного профиля в растущем кристалле в тигле-реакторе необходимо иметь расплав с массовой концентрацией основного компонента, равной n_{i0} , и массой m_{i0} , а в основном тигле – расплав с концентрацией n_0 . В таком случае массовая концентрация n_c основного компонента в кристалле с учетом перемешивания расплавов за счет наличия отверстий в тигле-реакторе равна [47, 51]:

$$n_c = \frac{dN_c}{dm_c} = k \cdot \frac{N_i}{m_i}, \quad (2)$$

где

N_c – число частиц в кристалле;

m_c – масса кристалла;

k – коэффициент вхождения компонента из расплава в кристалл;

N_i – число частиц во внутреннем тигле;

m_i – масса расплава в тигле-реакторе.

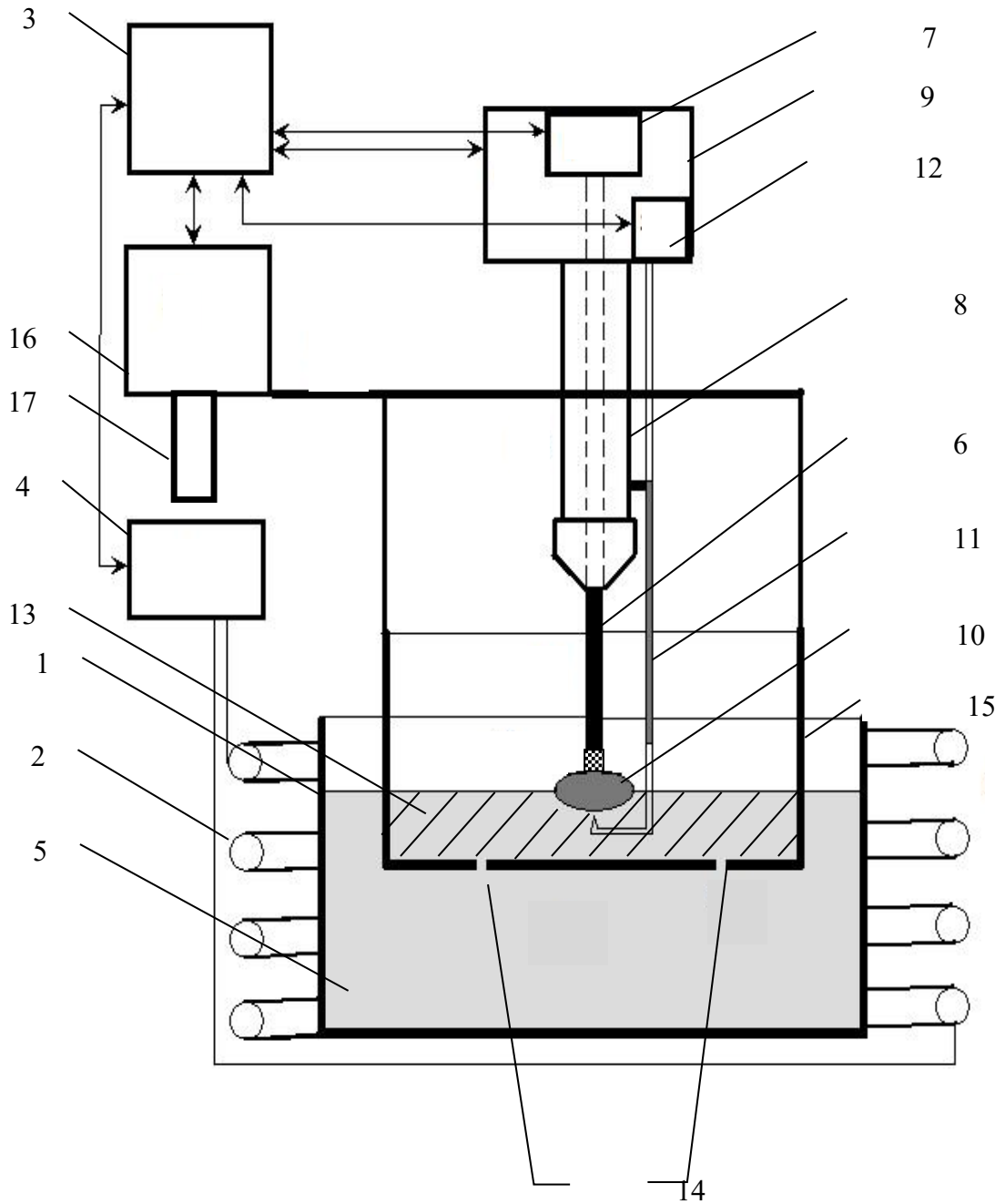


Рисунок 17 – Схема установки по вытягиванию монокристаллов с заданным изменением состава [51]

При условии, что за некоторый промежуток времени закристаллизовалась масса монокристалла dm_c , а за тот же промежуток времени в тигель-реактор из основного тигля через отверстия в тигле-реакторе поступила масса расплава m_f с концентрацией частиц n_o , то в случае полного перемешивания изменение числа частиц в кристалле равно [51]:

$$dN_c = k \cdot \frac{N_i}{m_i} \cdot dm_c = k \cdot \frac{n_{i0} \cdot m_{i0} - N_c + n_0 \cdot m_f}{m_{i0} - m_c + m_f} \cdot dm_c \quad (3)$$

где m_f – масса расплава, который поступает из основного тигля в тигель-реактор через отверстие в нем.

В случае учета подпитки расплава получим [47]:

$$dN_c = k \cdot \frac{n_{i0} \cdot m_{i0} - N_c + n_0 \cdot m_c \cdot \mu}{m_{i0} + (\mu - 1) \cdot m_c} \cdot dm_c, \quad (4)$$

где $\mu = \frac{V_l}{V_{cr}}$, где V_l – массовая скорость расплава, поступающего из основного тигля в тигель-реактор.

Уравнение (4) является выражением, которое описывает изменение концентрации некоторого компонента в кристалле как функцию массы кристалла, начальной массы расплава во внутреннем тигле, составов в тигле-реакторе и в основном тигле, а также параметра подпитки μ .

Большинство методов выращивания стехиометрического ниобата лития [24; 27; 45; 77; 85; 97; 110; 112] направлено на поддержание постоянного состава на участке кристаллизации с вытягиванием монокристалла вверх от свободной поверхности расплава. Задача всех разработанных методик – создать условия для постоянства состава кристалла вдоль оси роста.

С помощью уравнения (4) было проведено моделирование процесса изменения концентраций примесных центров в расплаве и кристалле ниобата лития при реализации различных вариантов подпитки μ кристаллического расплава в тигле-реакторе.

В таблицах 5–6 представлены значения параметров, которые использовались при моделировании процесса подпитки расплава. В Приложении А приведены расчетные данные различных вариантов подпитки расплавов для получения градиентно-активированных кристаллов ниобата лития.

Таблица 5 – Параметры различных вариантов подпитки расплава градиентно-активированных кристаллов ниобата лития

№ п/п	Аналитическое выражение функции подпитки расплава	Параметры функции, где z – текущая координата кристалла
1	ЕСЛИ ($z < 15$; $\mu(z) = 1$; $\mu(z) = a(z - z_0)^2 + \mu_0$)	$a = 0,003$ $z_0 = 25$ мм $\mu_0 = 0,7$
2	ЕСЛИ ($z < 15$; $\mu(z) = 1$; $\mu(z) = k_1 \cdot z$)	$k_1 = 0,5$
3	$\mu(z) = k_2 z$	$k_2 = 0,03$
4	$\mu(z) = k_3 z^2 + \mu_0$	$k_3 = 0,02$ $\mu_0 = 1$
5	$\mu(z) = \mu_0 - k_4 z^2$	$k_4 = 0,01$ $\mu_0 = 5$

Таблица 6 – Параметры для расчета концентрации ионов Li^+ и Mg^{2+} в кристалле [34]

Параметры (по уравнению (4))	k	n_{i0}	m_{i0}	n_0
для иона Li^+	0,897047	1,09	67,07542	1
для иона Mg^{2+}	1	1	67,07542	1

Из приведенных результатов моделирования изменения подпитки расплава в тигле-реакторе (рис. 18–24) можно сделать вывод о том, что принципиально возможны различные виды функциональных зависимостей отношения изменения объема расплава в тигле-реакторе к объему закристаллизовавшегося вещества.

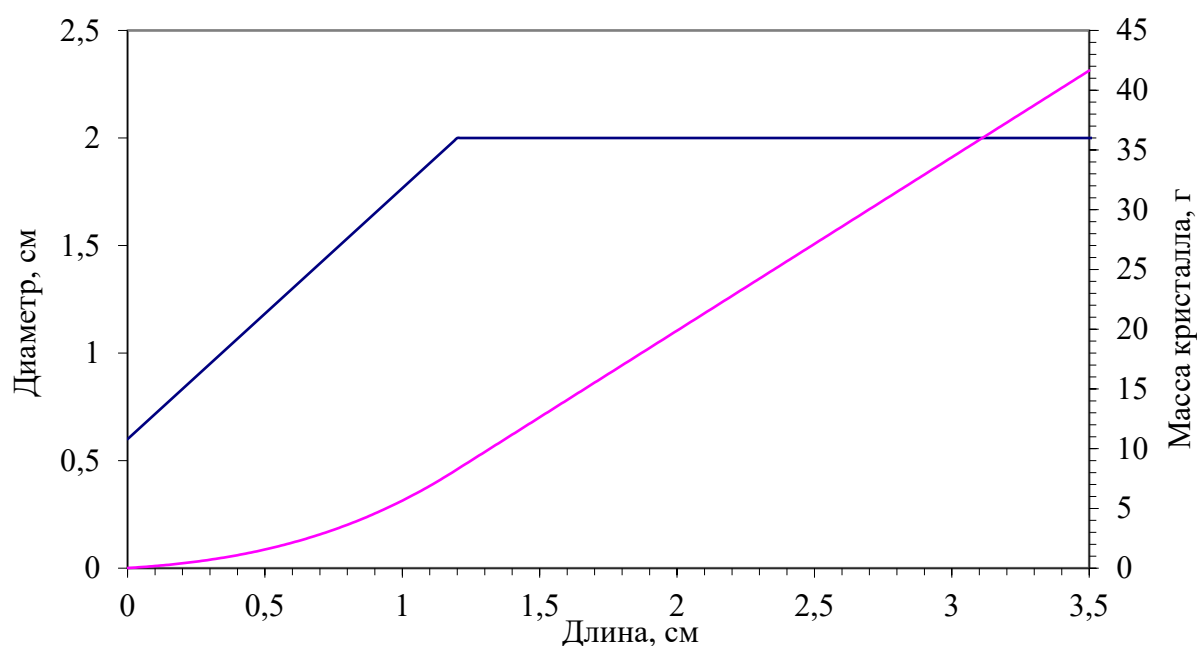


Рисунок 18 – Изменение диаметра кристалла ниобата лития, массы кристалла и концентрационных профилей примеси вдоль длины кристалла в зависимости от параметров ростового моделирования [34, 47]

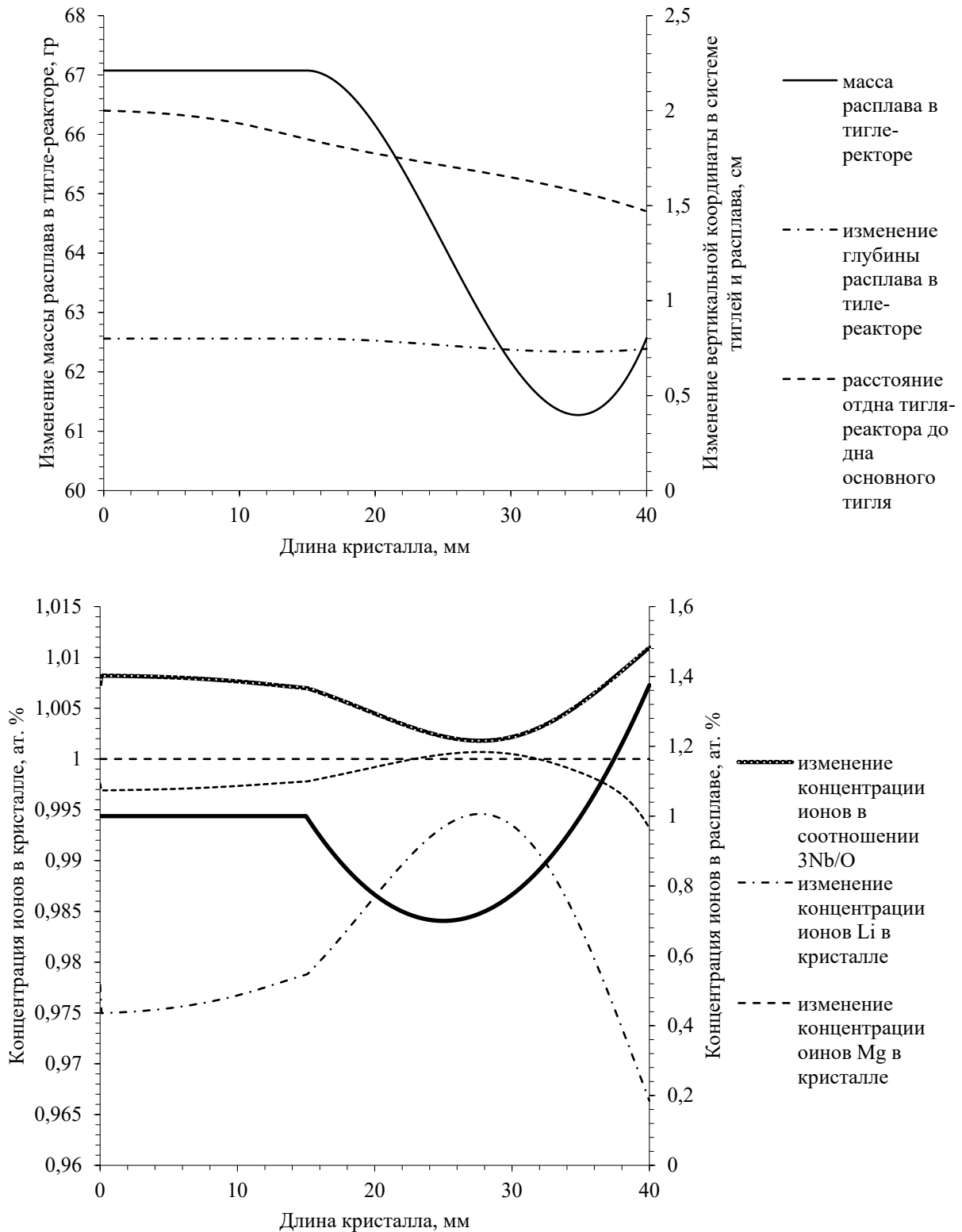


Рисунок 19 – Характерный вид концентрационного профиля ниобата лития с постоянной концентрацией примеси Mg^{2+} и параболическим возрастающим параметром подпитки [34; 47]

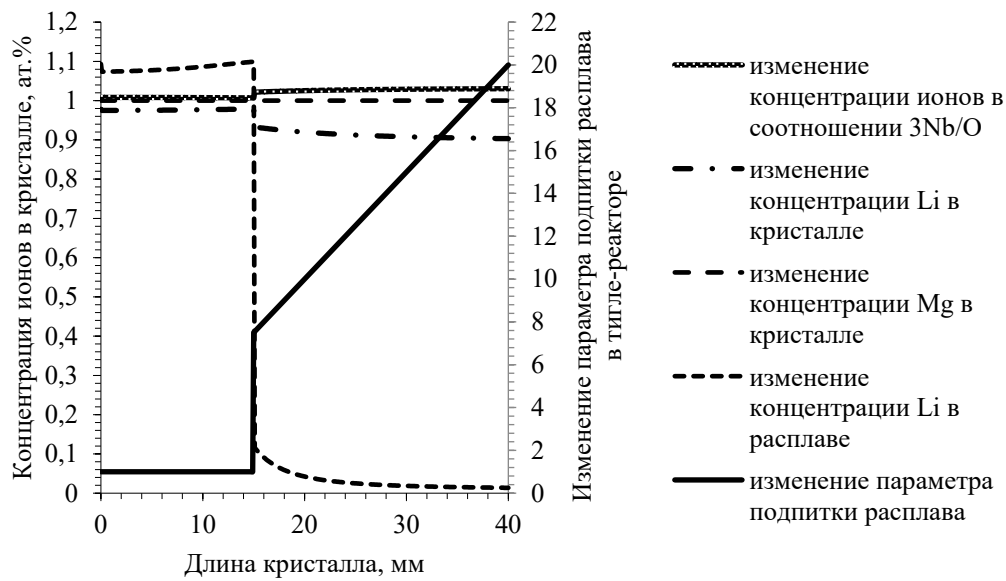
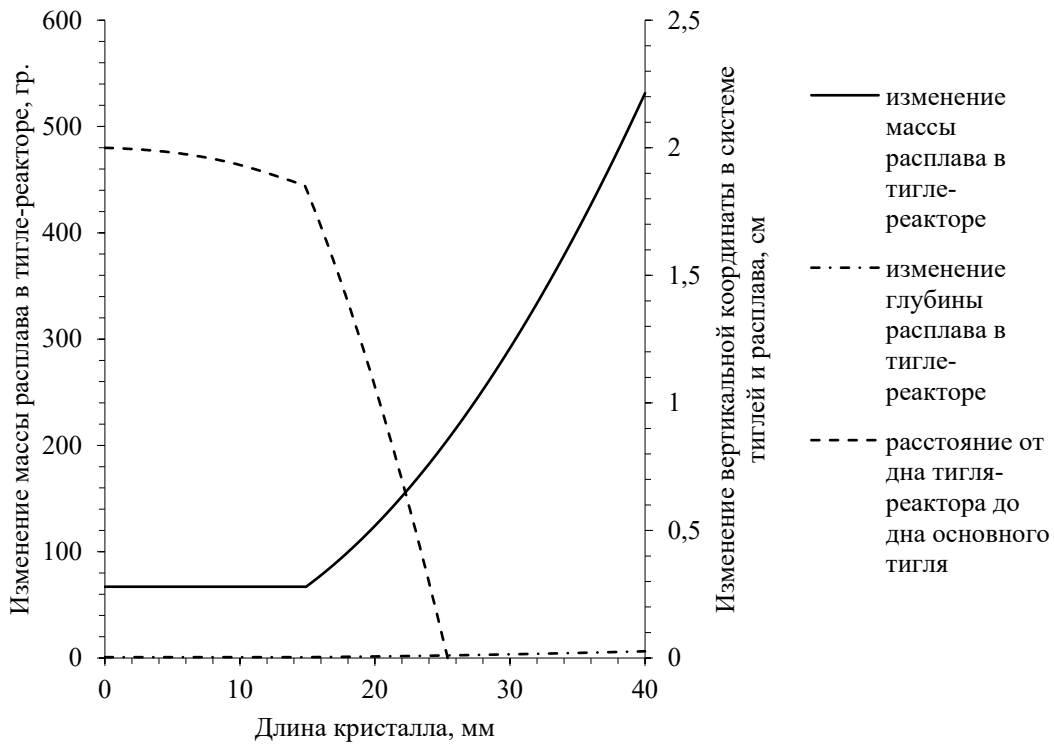


Рисунок 20 – Характерный вид концентрационного профиля ниобата лития с постоянной концентрацией примеси Mg^{2+} и линейно возрастающим параметром подпитки [34; 47]

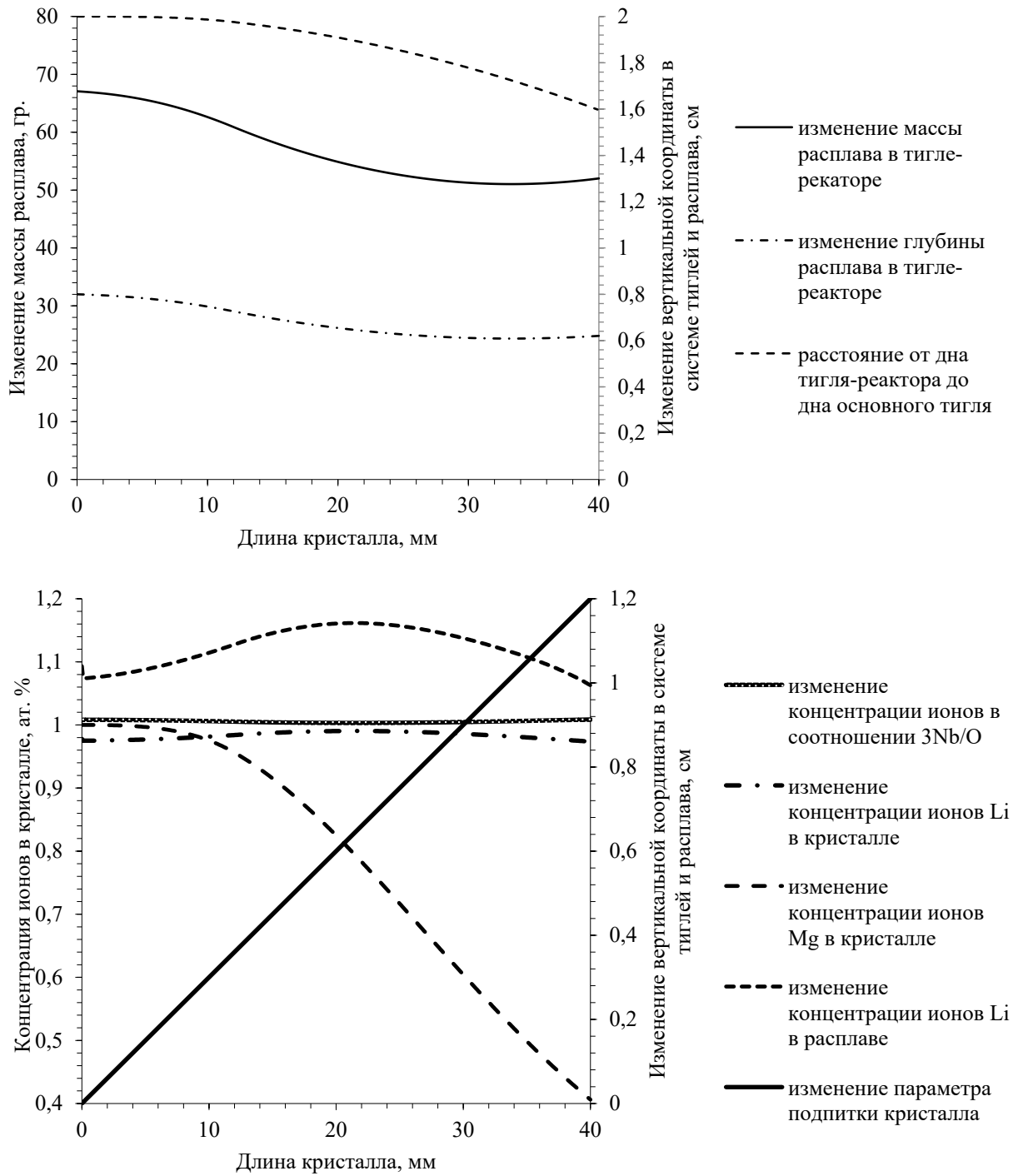


Рисунок 21 – Характерный вид концентрационного профиля ниобата лития с линейным параметром подпитки и убывающей параболической функцией концентрации примеси Mg^{2+} [34; 47]

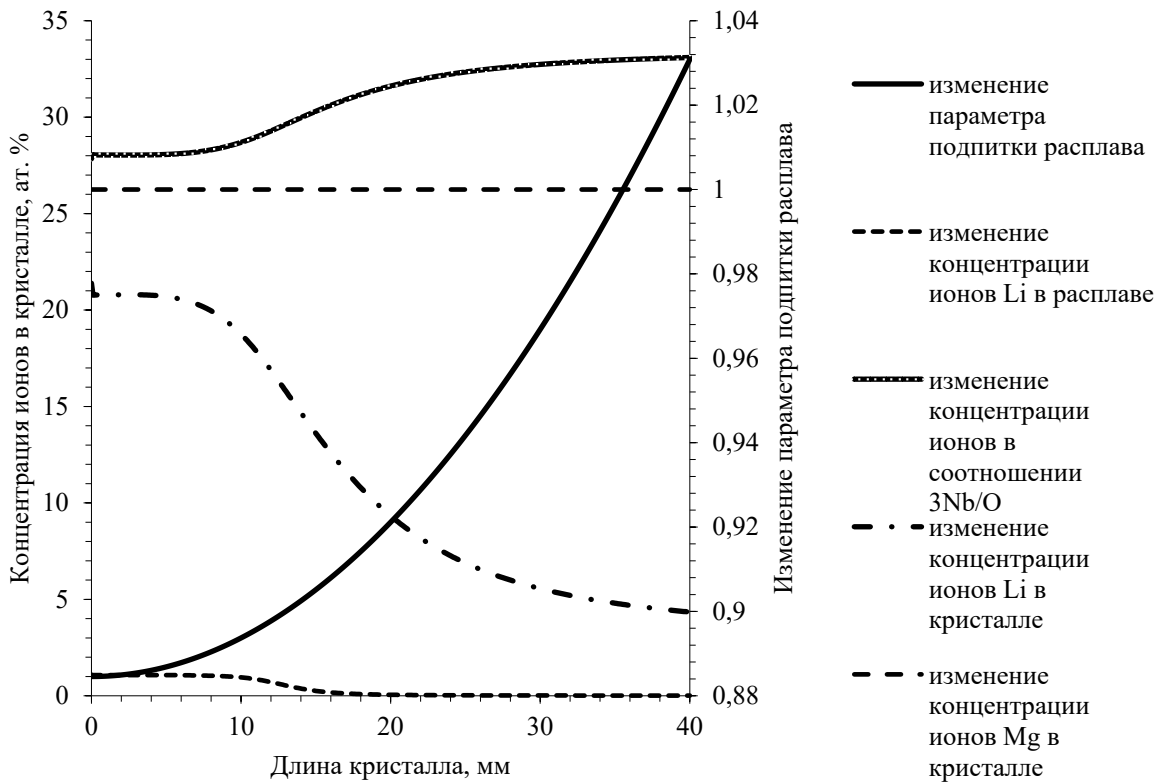
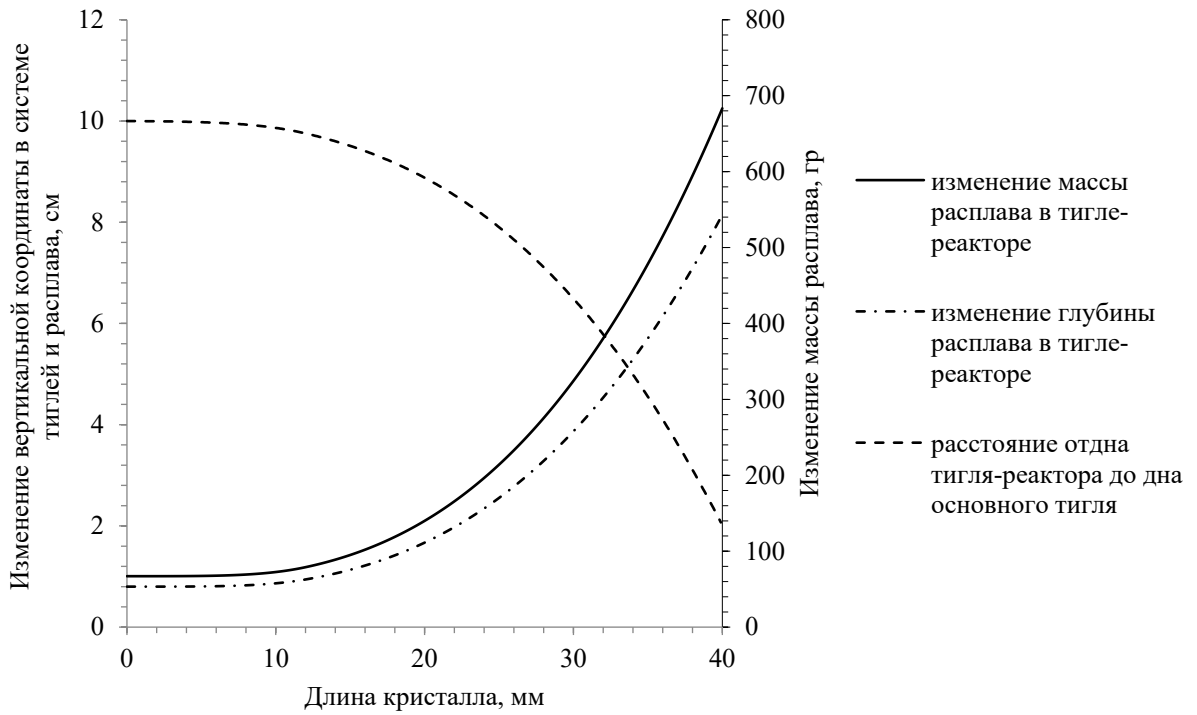


Рисунок 22 – Характерный вид концентрационного профиля ниобата лития с постоянной концентрацией примеси Mg^{2+} и возрастающей параболической функцией параметра подпитки [34; 47]

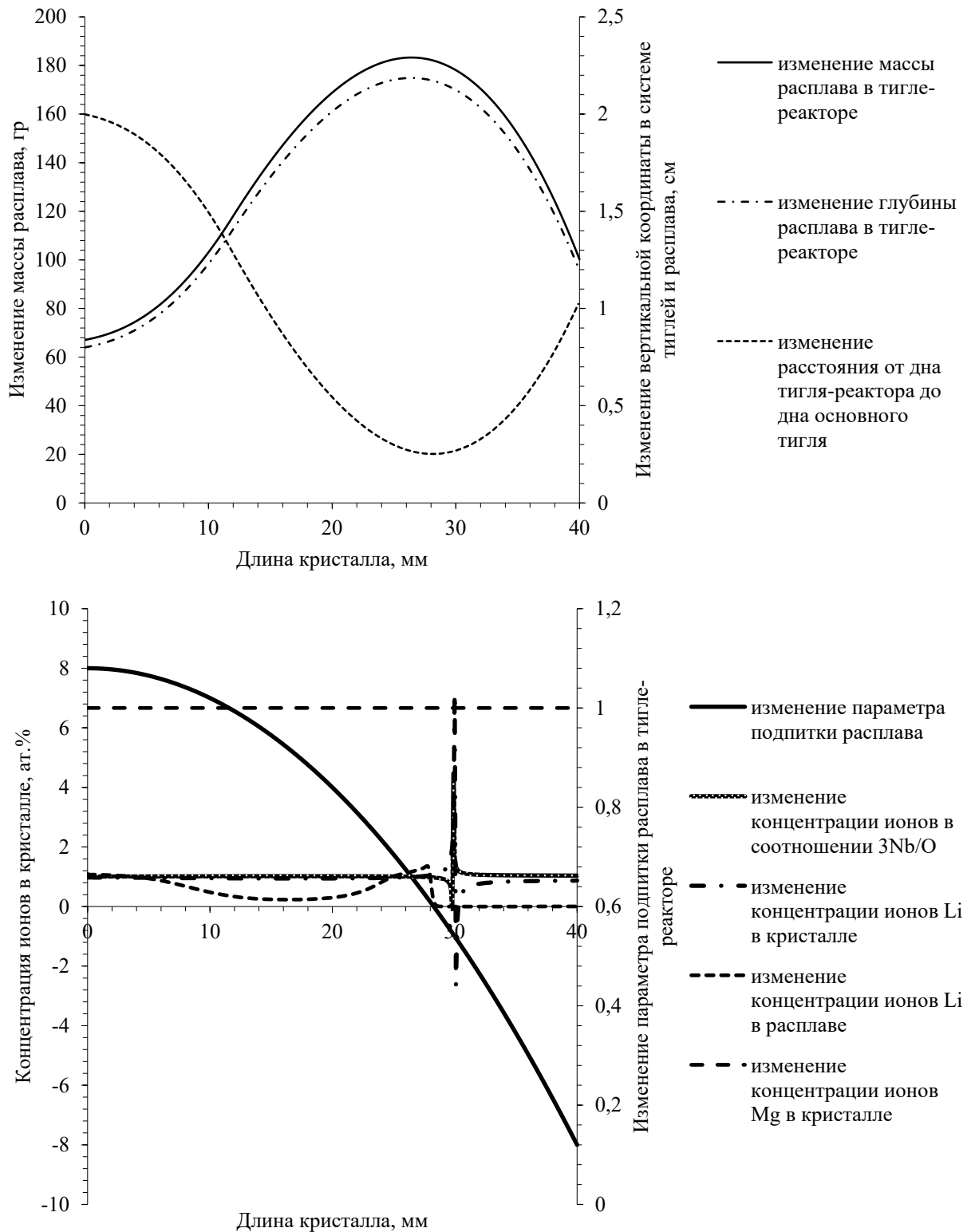


Рисунок 23 – Характерный вид концентрационного профиля ниобата лития с постоянной концентрацией примеси Mg^{2+} и убывающей параболической функцией параметра подпитки [34; 47]

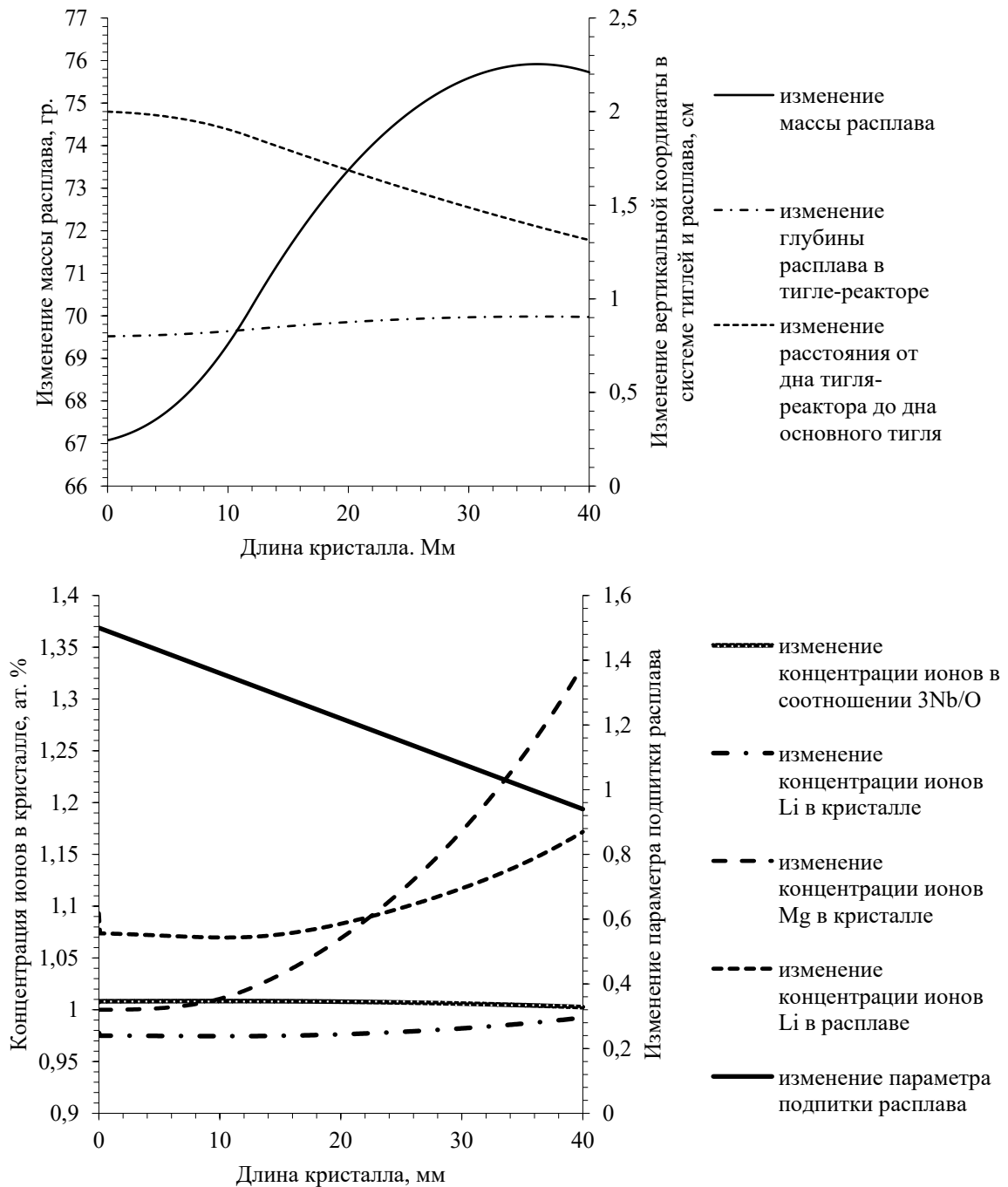


Рисунок 24 – Характерный вид концентрационного профиля ниобата лития с возрастающей параболической функцией концентрации примеси Mg^{2+} и линейно убывающей функцией параметра подпитки [34; 47]

На рисунке 25 представлены в общем виде концентрационные профили примесных центров, которые рассмотрены при моделировании процесса подпитки расплава.

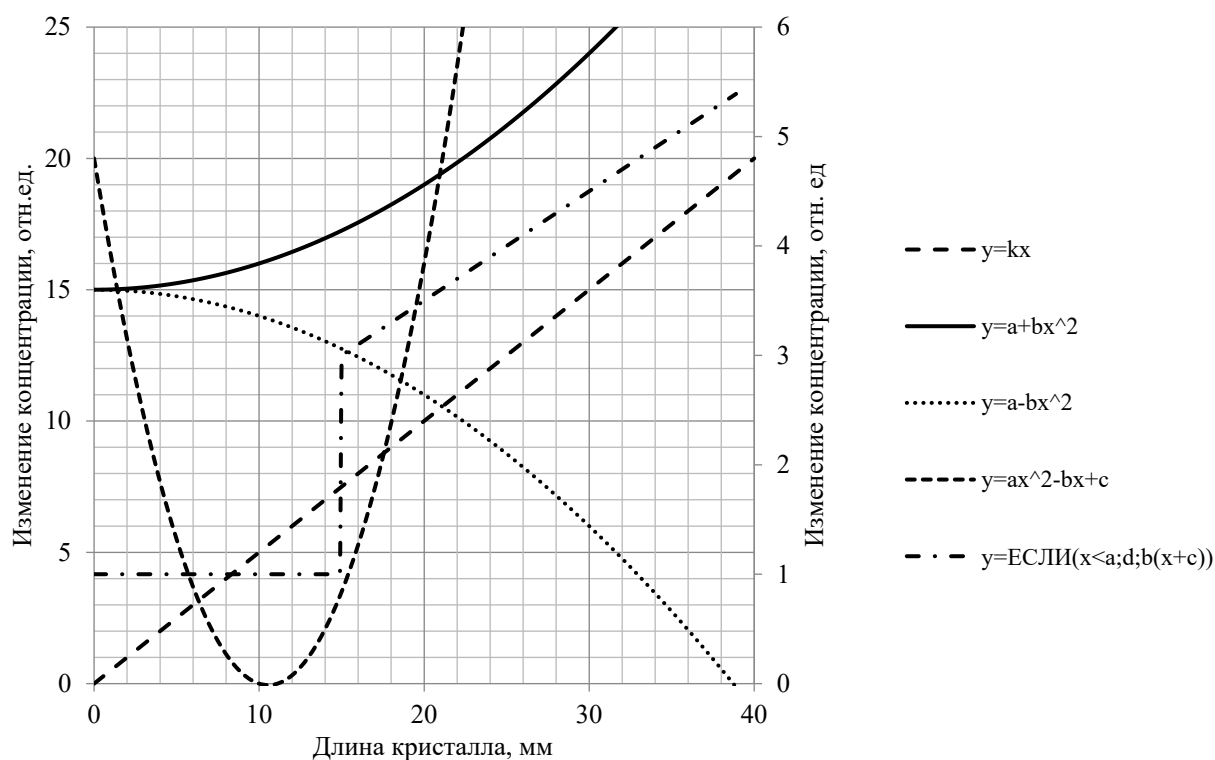


Рисунок 25 – Различные виды функции распределения концентраций примесных центров в градиентно-активированных кристаллах ниобата лития [34; 47]

Из приведенных результатов можно сделать вывод о том, что принципиально возможны различные представления функциональных зависимостей отношения изменения объема расплава в тигле-реакторе к объему закристаллизовавшегося вещества. В случаях скачкообразного изменения значений функции подпитки расплава возникают условия резкого изменения концентраций примеси (или примесей) в объеме расплава. Пример такого процесса рассмотрен на рисунке 20. На сегодняшний день объемных градиентно-активированных монокристаллов с таким вариантом функциональной зависимости изменения подпитки расплава при экспериментах получить не удалось.

Для моделирования варианта функционального изменения подпитки расплава и концентрационных профилей градиентно-активированного кристалла ниобата лития, представленного на рисунке 23, нивелирование процесса резкого изменения функции распределения концентраций примесных центров в объеме кристалла возможно осуществить путем увеличения уровня расплава в тигле-реакторе.

Таким образом, было проведено моделирование изменения функции подпитки расплава и распределения концентраций в объеме кристалла для различных вариантов функциональных зависимостей скорости подпитки расплава.

Получено, что потенциально могут быть реализованы концентрационные профили примесных центров в объемных кристаллах ниобата лития, которые характеризуются плавным изменением концентрации относительно продольной координаты кристалла.

2.2 Получение лабораторных образцов градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$ с концентрационными профилями примесных центров

В рамках рассмотренной технологии получения градиентно-активированных кристаллов и процессов моделирования подпитки расплава, изменяющейся по различным функциональным зависимостям, были получены лабораторные образцы монокристаллов ниобата лития с различными концентрационными примесями оптических центров. Для практической реализации концентрационных профилей были выбраны варианты с плавно изменяющейся концентрацией примесных и/или оптических центров.

За основу кристаллической матрицы был выбран конгруэнтный состав кристалла ниобата лития с отношением $R = 0,94$ ($R = \text{Li}/\text{Nb}$). Состав полученных кристаллов определялся при помощи косвенных методов оценки состава кристалла по ИК-спектроскопии ОН-групп [40; 41; 44; 45; 63; 69; 77; 126].

Для получения градиентно-активированного кристалла LiNbO_3 с концентрационным профилем оптической примеси Er^{3+} (рис. 26) были заданы начальные условия ростового процесса, представленные в таблице 7.

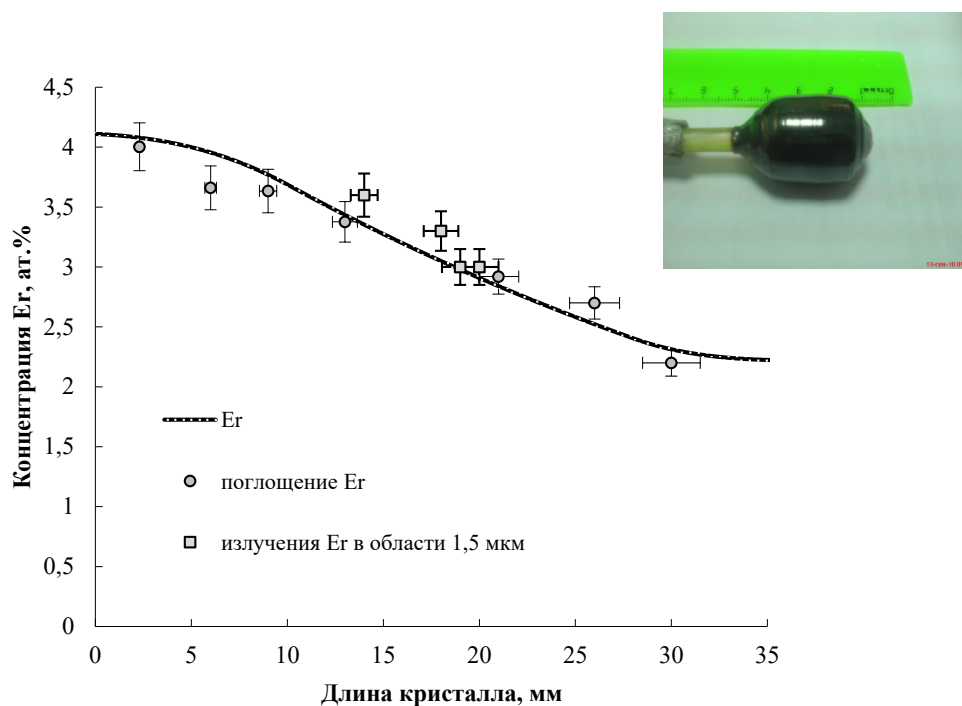


Рисунок 26 – Фото градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (вставка в верхнем углу) и концентрационный профиль оптической примеси Er [34, 51]

Таблица 7 – Начальные условия ростового процесса получения градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ [34, 47, 51]

Параметр	Коэффициент входления Er	n_0 , ат. %	m_0 , гр	μ	p_0 , ат. %	Начальный уровень расплава в тигле-реакторе, см	Уровень расплава в основном тигле, см	Внутренний диаметр тигля-реактора, см	Диаметр основного тигля, см
Значение	1,8	1,65	77,518	1	0	1	2,5	5	7

На рисунке 27 представлены теоретические трассы (теоретические функции) изменения диаметра и массы растущего градиентно-активированного монокристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$.

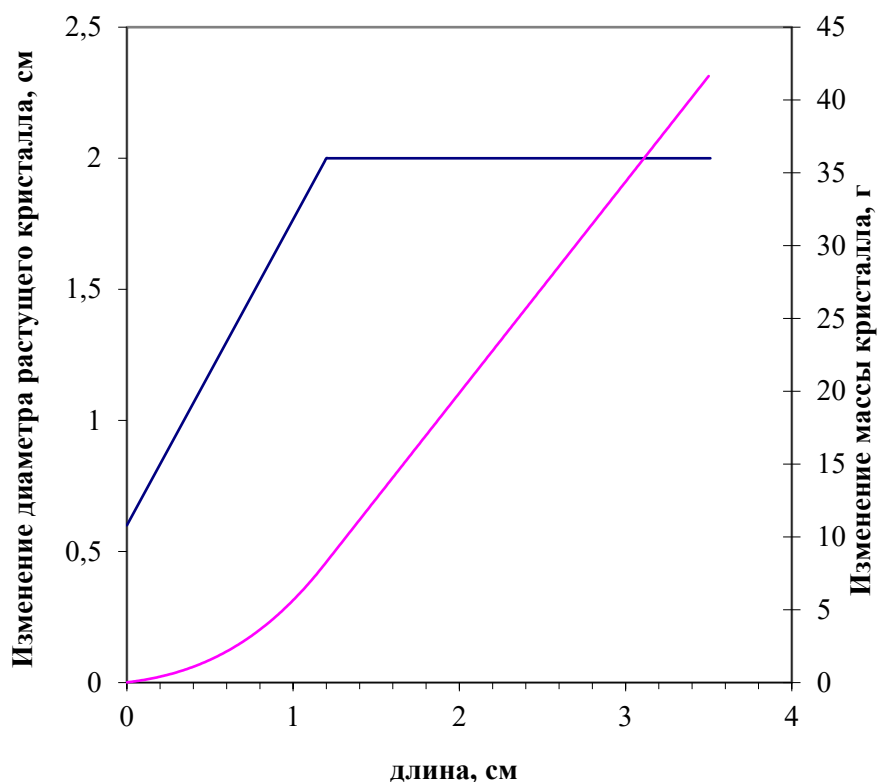


Рисунок 27 – Теоретические функции изменения массы и диаметра градиентно-активированного кристалла, которые задавались до начала ростового процесса [34; 47]

Массовая скорость вытягивания кристалла – 1,45 г/ч, линейная скорость опускания тигля-реактора (см. 15 рис. 17) равна 0,173 мм/ч. Вид полученного кристалла и вид концентрационного профиля представлены на рисунке 26. Точками на кривой концентрационного профиля отмечены концентрации оптических центров, рассчитанные через спектры поглощения в произвольных продольных координатах кристаллической пластинки.

Для изучения влияния ионов-релаксаторов на люминесцентно-кинетические свойства кристаллов ниобата лития были получены градиентно-активированные образцы с одной и/или несколькими концентрационными профилями примесных центров. На рисунках 28 (а, б), 29 представлены фото кристаллов и концентрационные профили образцов градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (Ce,Zn).

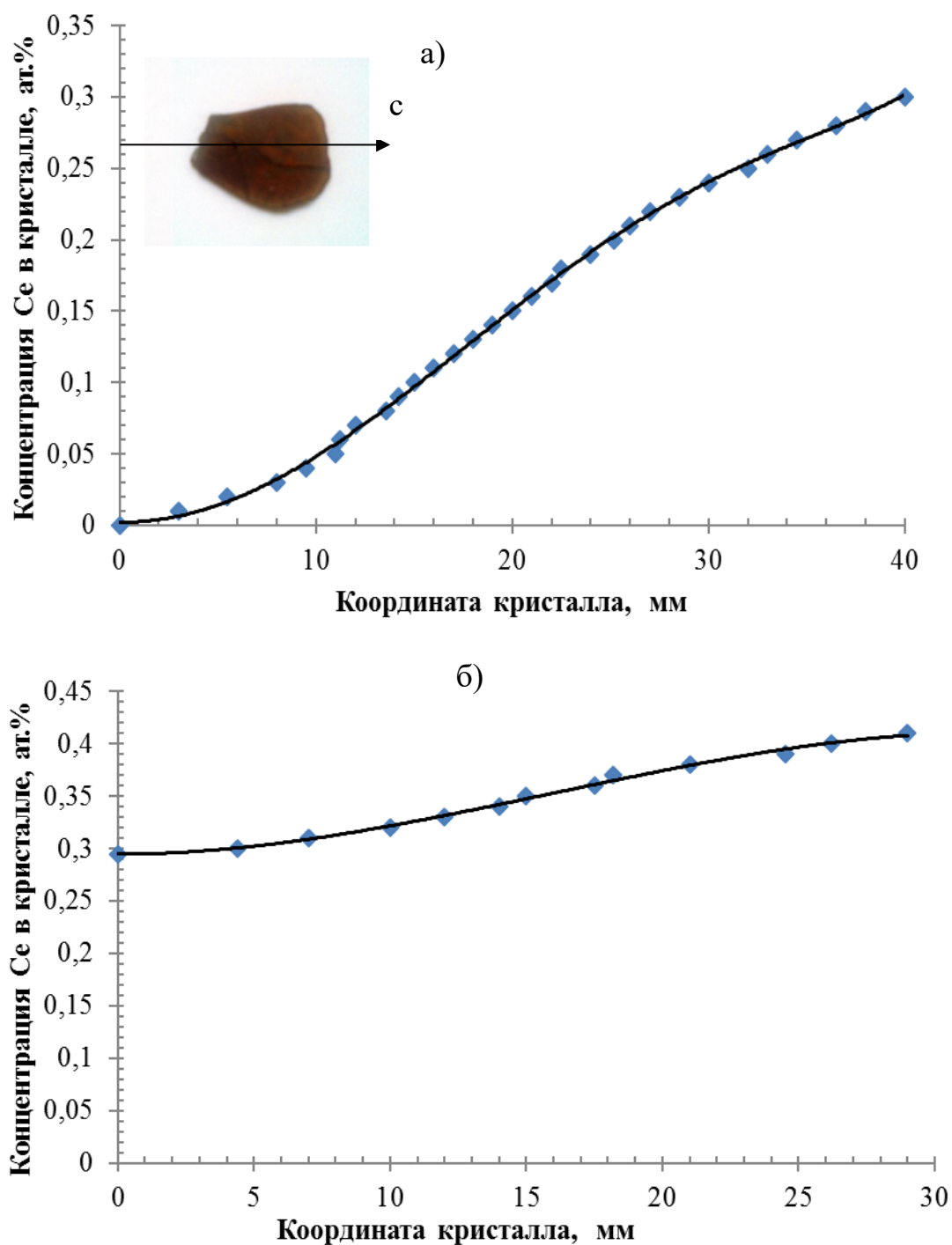


Рисунок 28 – Концентрационные профили сенсibilизаторов Ce^{3+} околостехиометрических кристаллов ниобата лития с постоянной концентрацией примеси Zn^{2+} (5 ат.%) и Er^{3+} (0,015 ат.%) (а, б) и фото кристаллической отполированной пластинки выращенного кристалла с профилем (а), оптическая ось кристалла c совпадает с осью x

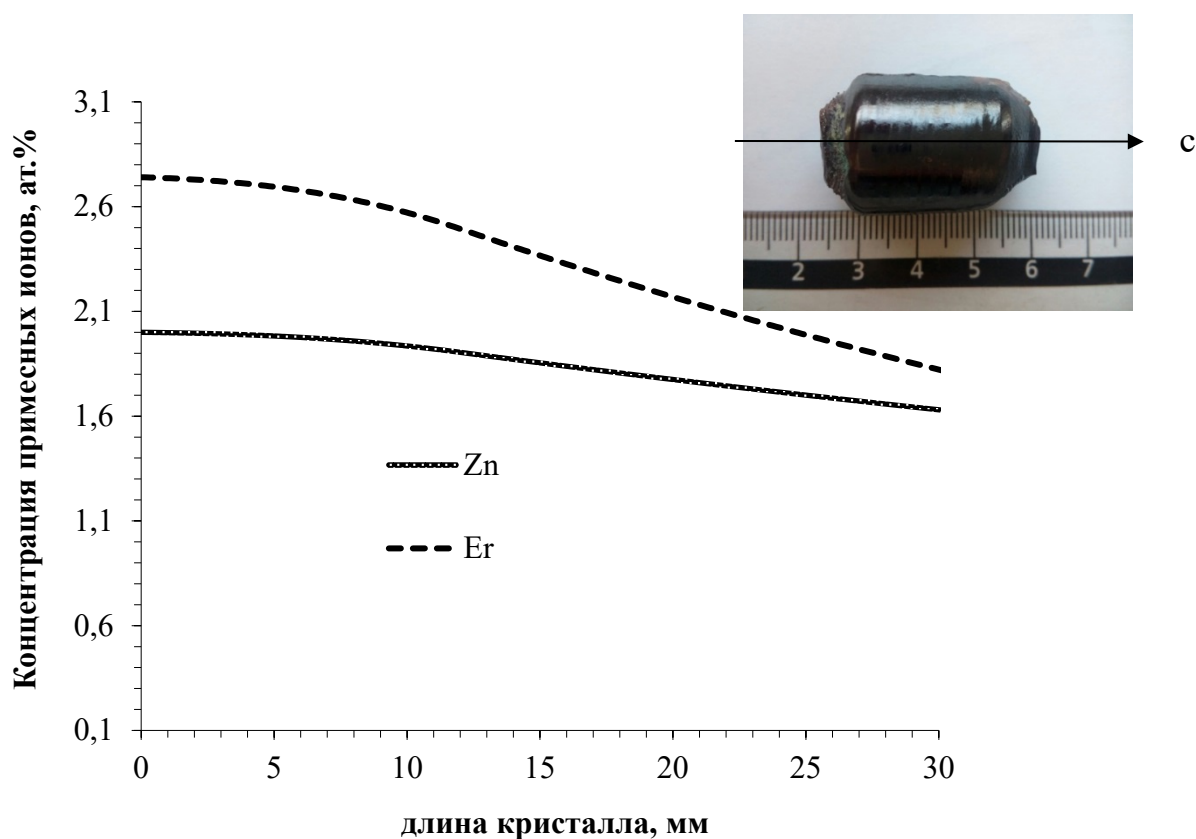


Рисунок 29 – Фото градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$ с концентрационными профилями примесных центров Er^{3+} и Zn^{2+} и постоянной концентрацией ионов Ce (0,5 ат.%), оптическая ось кристалла c совпадает с осью x [34; 47]

Полученные градиентно-активированные кристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$ обладают хорошим оптическим качеством. На рисунке 30 представлено пояснение к оптической схеме изучения спектров поглощения для подтверждения концентрационного профиля оптической примеси, т. е. неоднородного распределения концентрации оптических центров вдоль оси роста кристалла (относительно рисунка 30 ось c – главная кристаллографическая ось – сонаправлена оси X). Измерения спектров проводились вдоль оси X при фиксированных значениях координат кристалла относительно оси Y в точках, лежащих на прямой ab , с шагом 1–2 мм.

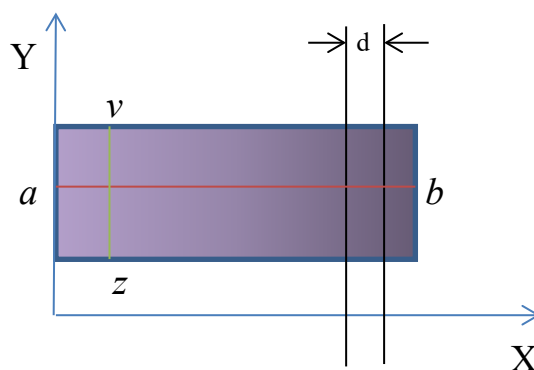


Рисунок 30 – Схема изменения координат кристалла, в которых проводились измерения, относительно входной щели монохроматора (d) [43]

Для подтверждения однородности вхождения оптической примеси по сечению кристалла координата X пластинки фиксировалась, но при этом изменялась координата Y . Таким образом, координаты, в которых производились измерения спектров, располагались на прямой zv и параллельных ей.

Все серии спектральных исследований происходили при одинаковых условиях (температура, интенсивность освещения образца, геометрия оптической схемы, ширина входной и выходной щелей, приемник излучения).

Определение концентрации примесных ионов в градиентных кристаллах ниобата лития проводилось с помощью анализа состава и положения ОН-групп [40; 45; 126] в ИК-диапазоне, а также лазерного эмиссионного анализа [33]. Результаты исследований по определению концентрации примесей совпадают с точностью 2,5 % при использовании различных методик исследований.

2.3 Методики получения экспериментальных данных и обработки результатов

Измерение спектров поглощения

Экспериментальные исследования образцов представляли собой проведение исследований спектров поглощения, люминесценции и кинетик затухания люминесценции. На рисунке 31 приведена блок-схема исследования оптических спектров поглощения.

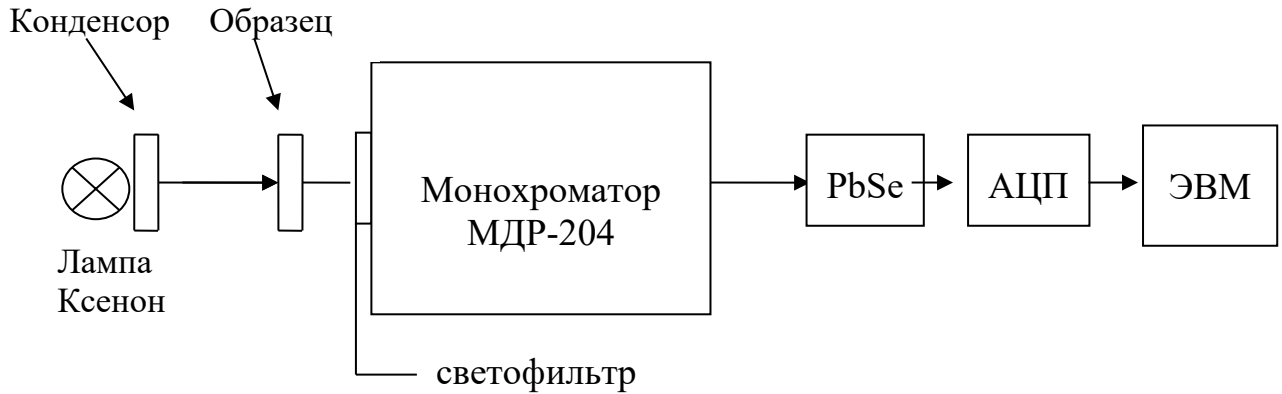


Рисунок 31 – Схема установки для измерения спектров поглощения [20; 54]

Управление измерениями, сбор данных и их обработка производились на ЭВМ, объединенной при помощи устройства сопряжения со спектрально-измерительными комплексами на основе монохроматора МДР-204.

Спектры поглощения ионов Er^{3+} и Yb^{3+} измерялись после освещения ксеноновой лампой, на выходе находился модулятор (частота модуляции 200 Гц). Спектральная область измерений спектров затухания выбиралась при помощи монохроматора МДР-204 с решеткой 300 штр./мм (обратная линейная дисперсия 10,4 нм/мм; область спектральной чувствительности 760–4000 нм).

Для измерения спектров поглощения использовался фотоприемник ФПУ-ФС (PbSe-катод, область спектральной чувствительности 0,8–3,5 мкм).

Измерение спектров люминесценции и кинетик затухания люминесценции

Управление измерениями, сбор данных и их обработка осуществлялись при помощи оптической схемы, представленной на рисунке 32.

Кинетики люминесценции оптических центров измерялись после возбуждения импульсом основной гармоники лазеров YAG:Nd (длина волны генерации 1,064 мкм), YLF:Nd (длина волны генерации 1053 нм), с длительностью импульсов ~10 нс, а также после импульса второй гармоники YAG:Nd (длина волны генерации 532 нм). Спектральная область измерений кинетик люминесценции выбиралась при помощи монохроматора МДР-204 с решеткой 600 штр./мм (обратная линейная

дисперсия 5,2 нм/мм, область спектральной чувствительности 380–2500 нм). В качестве опорного сигнала накачки для измерения люминесценции исследуемых образцов использовался ПП лазер с длиной волны генерации 980 нм. Для измерения люминесценции и кинетик люминесценции использовались фотоприемники ФПУ-ФС (PbSe-катод, область спектральной чувствительности 0,8–3,5 мкм) и лавинный фотоприемник (область чувствительности 0,8–1,7 мкм).

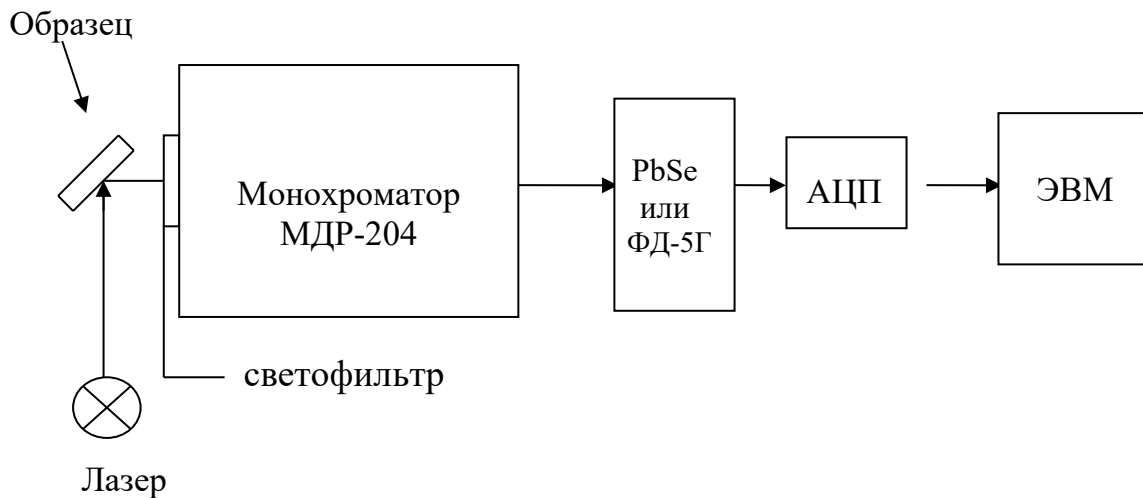


Рисунок 32 – Схема установки для измерения спектров люминесценции и кинетик затухания люминесценции [20; 54]

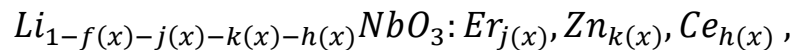
Выводы к главе:

1 Проведено моделирование процессов подпитки расплава различными компонентами (Li_2O , MgO , ZnO , Ce_2O_3 , Yb_2O_3 , Er_2O_3) в разработанном способе получения градиентно-активированных кристаллов на основе ниобата лития [34; 47; 51].

Выявлено, что создавать концентрационные профили возможно путем изменения подпитки в соответствии с заданной функцией зависимости изменения массовой скорости расплава (компонента расплава), поступающего из основного тигля в тигель-реактор, от массовой скорости вытягивания кристалла. Такой результат может достигаться изменением скорости вытягивания кристалла либо изменением скорости относительного движения тигля-реактора и основного тигля.

Вариант формирования концентрационных профилей в кристаллах ниобата лития может быть реализован и для случая, в котором функция подпитки остается постоянной величиной ($\mu = 1$). При этом изменение концентрации примесных центров достигается за счет разницы начальных концентраций примеси в тигле-реакторе и основном тигле при определенной скорости относительного движения тиглей.

2 На основании проведенного моделирования получены лабораторные образцы градиентно-активированных кристаллов ниобата лития с общей химической формулой:



где $j(x)$ – концентрационный профиль оптических центров ионов Er^{3+} (от 0,02 ат.% до 0,3 ат.%; от 4,1 ат.% до 2,1 ат.% и от 2,7 ат.% до 1,8 ат.%);
 $k(x)$ – концентрационный профиль нефоторефрактивной примеси ионов Zn^{2+} (от 2 ат.% до 1,6 ат.%);
 $h(x)$ – концентрационный профиль примеси ионов Ce^{+3} (от 0 ат.% до 0,3 ат.% и от 0,3 ат.% до 0,4 ат.%).

**Глава 3. Спектрально-люминесцентные и кинетические исследования
градиентно-активированных кристаллов
LiNbO₃:Yb,Er и LiNbO₃:Er(Ce,Zn)**

**3.1 Влияние концентрационных профилей оптических центров
на спектральные характеристики градиентно-активированных
кристаллов LiNbO₃:Yb,Er и LiNbO₃:Er**

Объектами спектрально-люминесцентных исследований являются градиентно-активированные кристаллы LiNbO₃:Yb,Er и LiNbO₃:Er(Ce,Zn) с изменением концентрационных профилей оптических центров, описанных в п. 2.1. Данные оптические материалы потенциально могут быть использованы в качестве базовых элементов для фотоники и оптоэлектроники, что определяет значимость их исследований. При этом возможность получить на одном кристалле эффективную 1,5 мкм генерацию с последующим преобразованием излучения в другое окно прозрачности волокна или атмосферы является весьма актуальной задачей для инфокоммуникационных технологий и систем связи.

Для определения особенностей спектрально-люминесцентных характеристик градиентно-активированных кристаллов LiNbO₃:Yb,Er и LiNbO₃:Er были изучены спектры поглощения и излучения, а также их зависимости от координаты исследуемых образцов. На рисунке 33 представлены обзорные спектры поглощения и люминесценции в спектральном диапазоне от 450 до 1700 нм, измеренные по оптическим схемам, приведенным на рисунках 31, 33 (п. 2.3). Спектры получены в произвольных координатах кристалла LiNbO₃:Yb,Er.

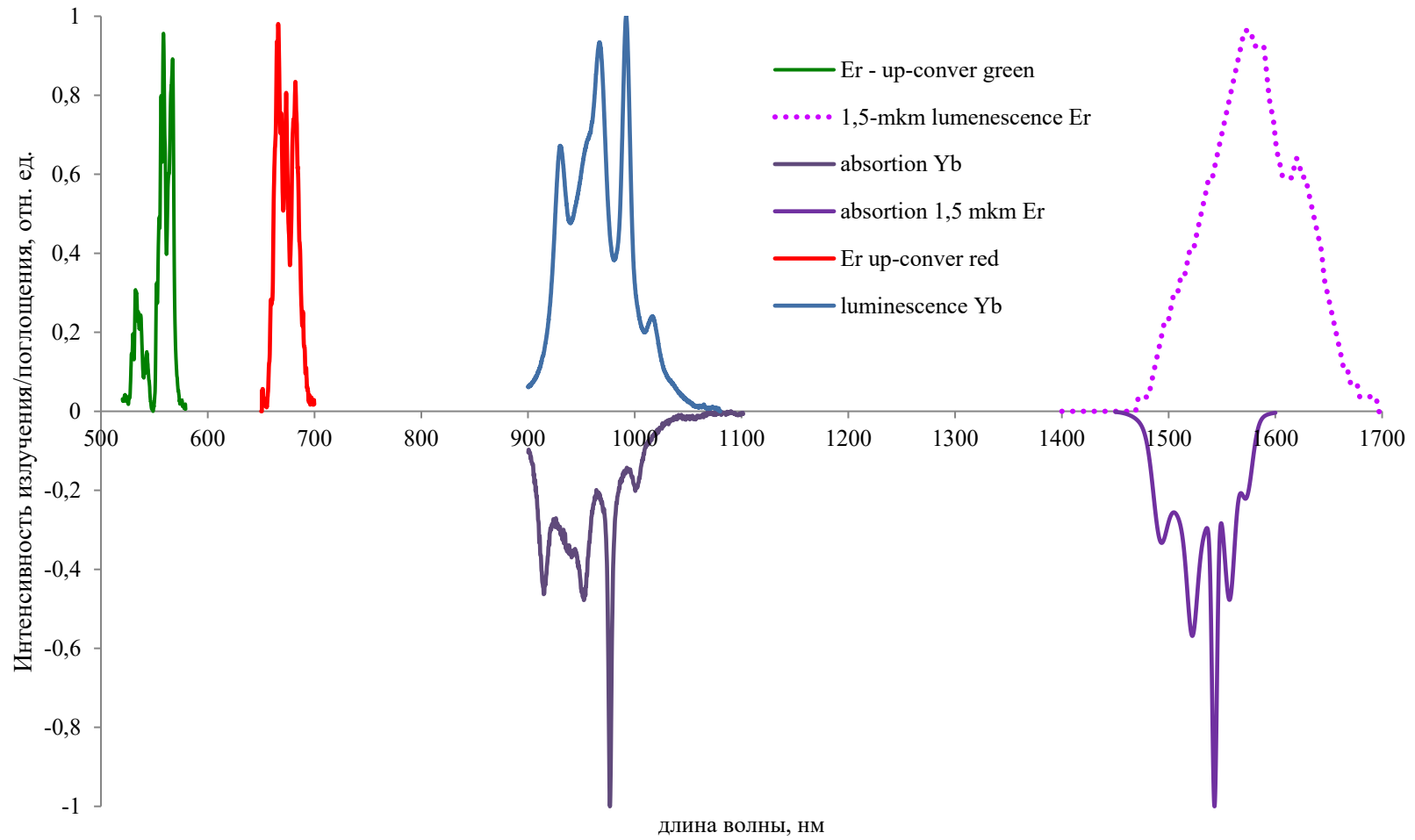


Рисунок 33 – Обзорные спектры поглощения и излучения оптических центров Er^{3+} и Yb^{3+} в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$, измеренные в произвольных координатах градиентно-активированного кристалла [22; 23; 35]

На рисунке 34 видно, что амплитуда интенсивности спектров поглощения коррелируется с концентрационными профилями оптических центров Er и Yb (фото используемого кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ приведено на вкладке рис. 29).

На рисунках 34–35 представлены спектры поглощения градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$, измеренные в произвольных продольных координатах кристалла. Видно, что амплитуда интенсивности спектров поглощения коррелирует с концентрационными профилями оптических центров.

На вкладке рисунка 37 показаны концентрационные профили оптических центров градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$, точками отмечены интегральные энергии поглощения оптических центров в различных координатах исследуемого образца.

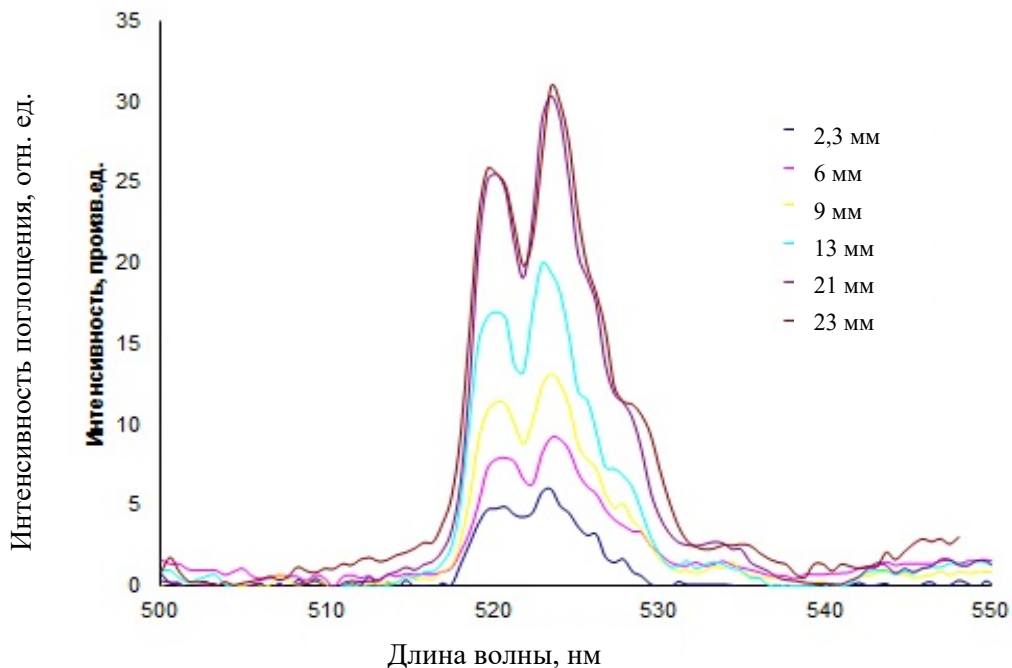


Рисунок 34 – Спектры поглощения ионов Er^{3+} в кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$, измеренные в области 500–550 нм в различных координатах исследуемого образца [51]

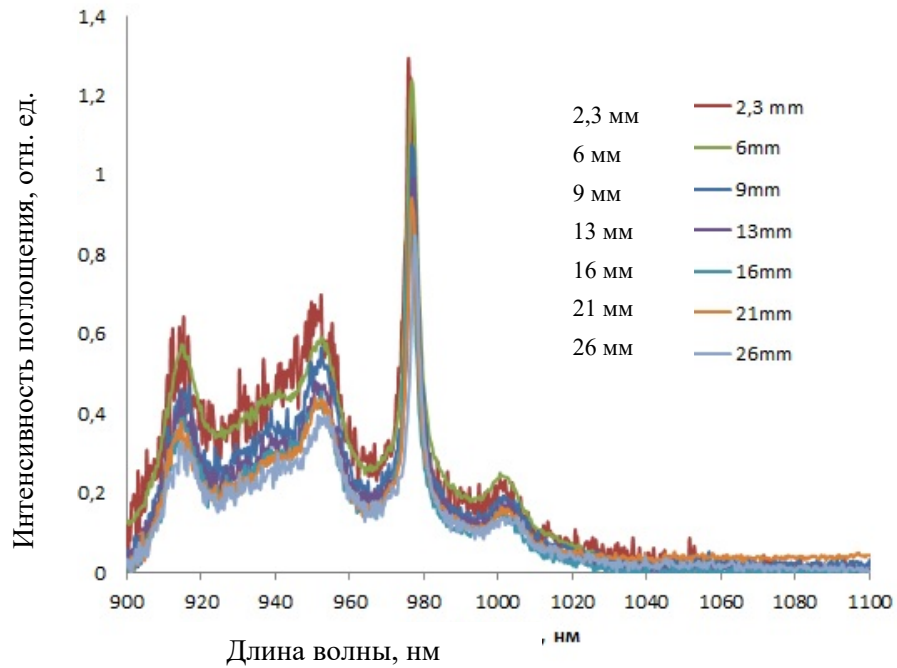


Рисунок 35 – Спектры поглощения оптических центров Er и Yb в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$, измеренные в области 900–1100 нм в различных координатах исследуемого образца

На рисунке 36 представлены спектры поглощения оптических центров эрбия в градиентно-активированном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$, измеренные в произвольных координатах кристалла.

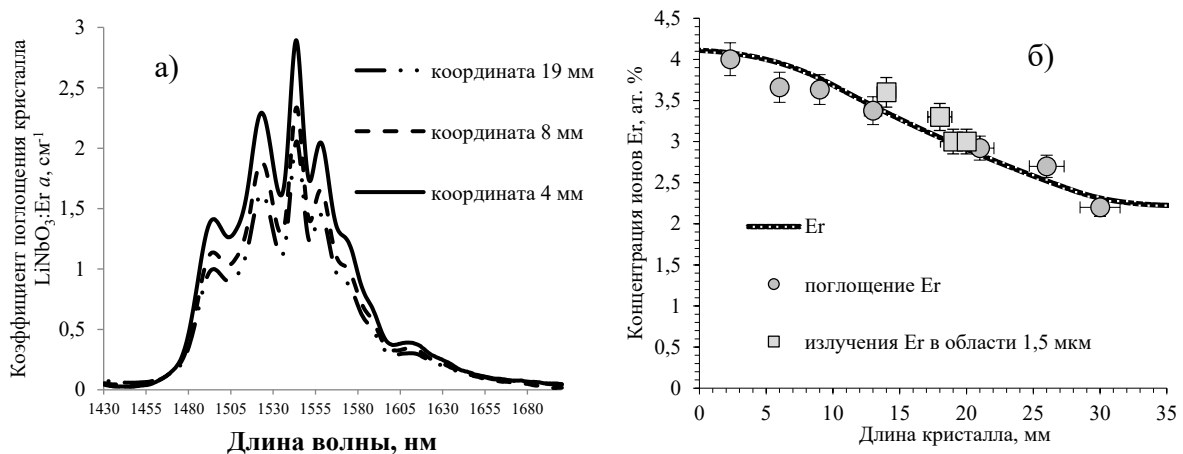


Рисунок 36 – Спектры поглощения градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$, измеренные в произвольных продольных координатах образца (а); корреляция интегральных интенсивностей поглощения и излучения относительно концентрационного профиля Er (б)

На рисунке 37 представлены спектры излучения, измеренные в различных координатах кристалла вдоль оси роста в спектральном диапазоне 1425–1675 нм. В левом углу рисунка приведено изменение концентрационных профилей оптических центров Er^{3+} и Yb^{3+} .

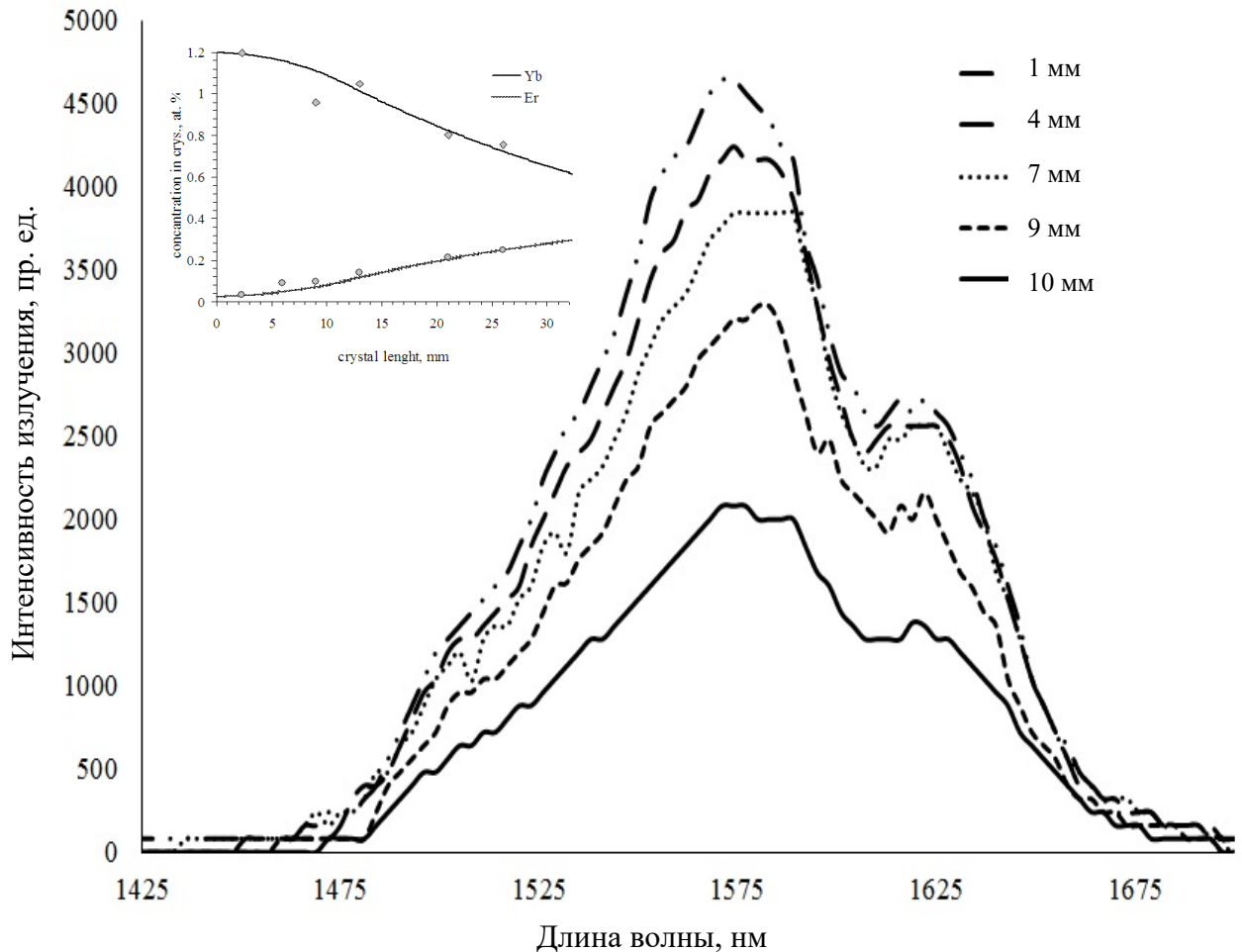


Рисунок 37 – Спектры излучения, измеренные в произвольных координатах кристаллической пластинки в соответствии с концентрационным профилем оптических центров Er (вставка в верхнем левом углу) [51]

Особенностью результата исследования является снижение интенсивности 1,5 мкм излучения оптических центров эрбия в градиентно-активированном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ с увеличением концентрации ионов Er^{3+} .

В отличие от градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$, кристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ с концентрационным профилем только одного оптического центра демонстрируют изменение интегральной интенсивности поглощенной энергии в области 1,5 мкм в соответствии с изменением концентрационного профиля Er^{3+} .

На рисунке 38 представлено, как интегральные интенсивности всех основных релаксационных каналов оптических центров Er^{3+} в градиентно-активированном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ соотносятся с концентрационными профилями оптических центров.

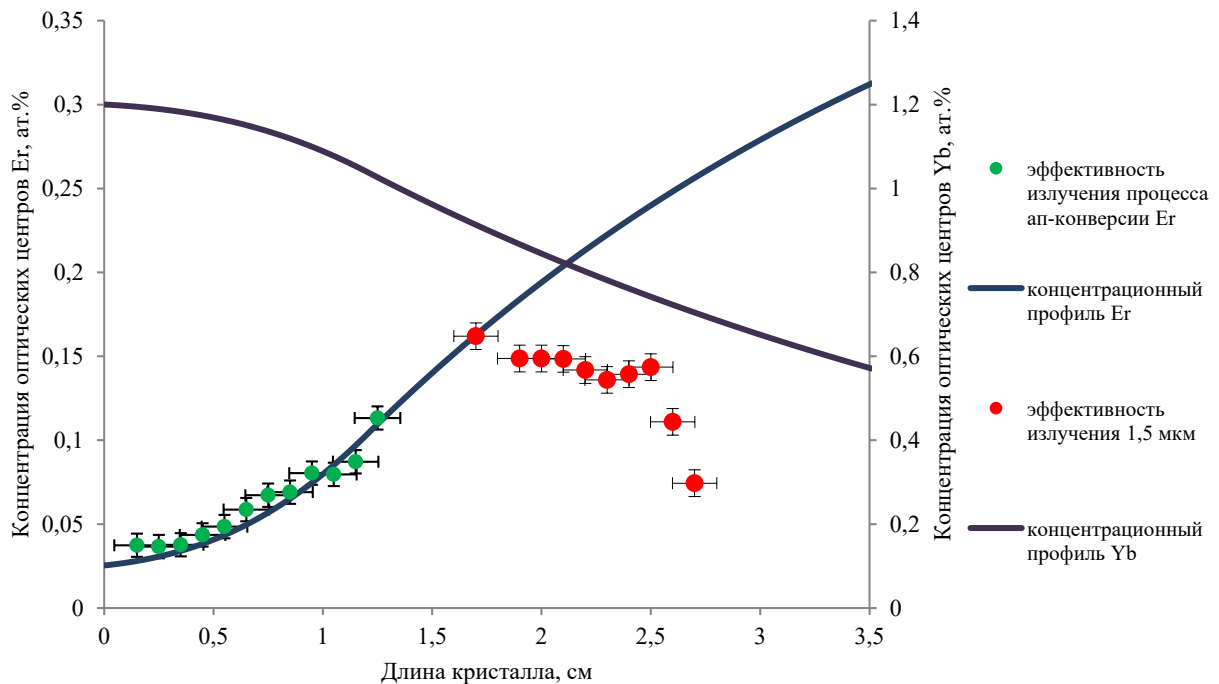


Рисунок 38 – Зависимость интегральных интенсивностей в спектрах люминесценции градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ от продольной координаты кристалла и концентрационных профилей оптических центров

Для определения квантовой эффективности излучения $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ в области 1,5 мкм была проведена количественная оценка доли оптического излучения от поглощенной энергии накачки. Для этого был измерен спектр излучения ПП лазера накачки с длиной волны генерации 980 нм при помощи ПЗС-матрицы (рис. 39), а также его оптическая мощность с использованием измерителя оптической мощности PM 200 Optical Power and Energy Meter. После этого в условиях той же оптической схемы была измерена мощность излучения релаксационного канала Er^{3+} в области 1,5 мкм (рис. 40).

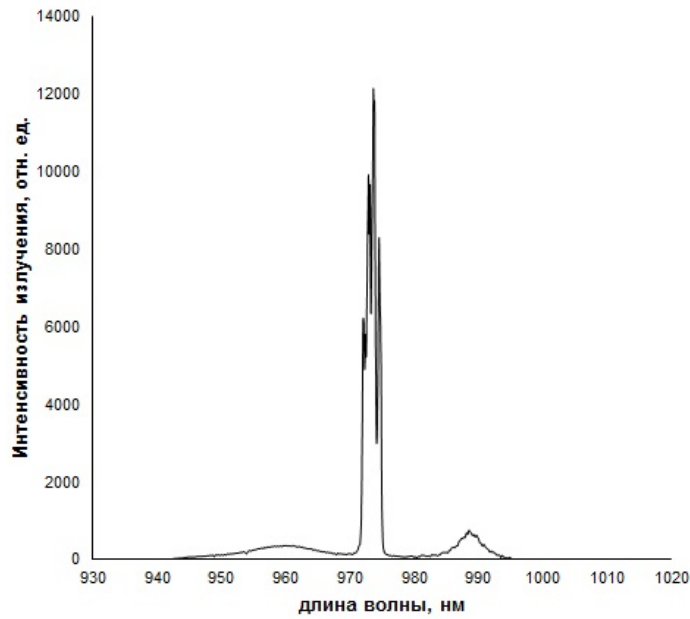


Рисунок 39 – Спектр излучения ПП лазерного диода (опорное излучение накачки) градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$

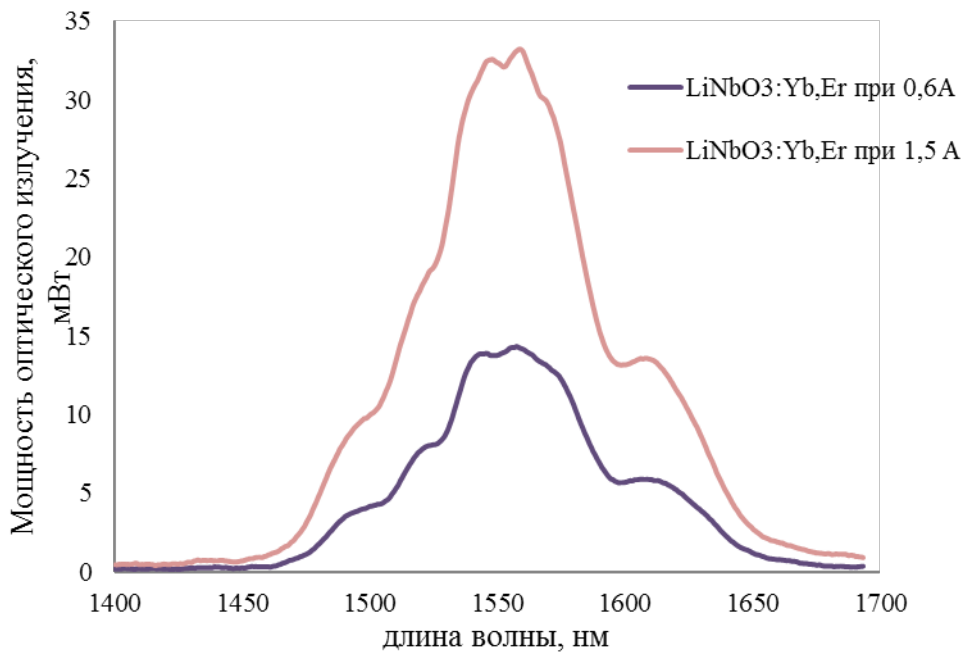


Рисунок 40 – Спектры мощности оптического излучения градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ при различных уровнях оптической накачки

В результате проведенных исследований спектров поглощения и излучения градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ было обнаружено, что поглощенная энергия оптических центров Yb^{3+} и Er^{3+} коррелирует с функцией распределения их концентрационных профилей.

Исследование спектров излучения доноров Yb^{3+} показало тенденцию, идентичную процессу поглощения, и корреляцию с концентрационным профилем. Исследования спектров излучения ионов эрбия в различных спектральных диапазонах выявили, что интенсивность излучения в видимом диапазоне (480–700 нм) полностью коррелирует с концентрационным профилем акцепторов Er^{3+} и демонстрирует тенденцию к увеличению с ростом концентрации оптических центров Er^{3+} . При исследовании спектров излучения Er^{3+} в области 1,47–1,7 мкм выявлено, что интегральная интенсивность излучения уменьшается с нарастанием концентрационного профиля (увеличением концентрации Er^{3+}). Обнаружено, что интегральная интенсивность излучения в диапазоне 1,47–1,7 мкм коррелирует с концентрационным профилем доноров Yb в диапазоне изменения концентрации эрбия 0,125–0,24 ат.%. Это может быть объяснено развитием процессов многоканальной релаксации, в том числе и обратного переноса энергии электронного возбуждения от ионов Er^{3+} к ионам Yb^{3+} .

Проведена количественная оценка мощности оптического излучения в области 1,5 мкм. Выявлено, что квантовая эффективность процесса излучения в области 1,5 мкм составляет порядка 70 % от поглощенной энергии на 980 нм.

3.2 Исследование люминесценции в области 1,5 мкм и 2,8 мкм градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$

Задача исследований спектрально-люминесцентных характеристик градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$ обусловлена следующими мотивами:

- 1) введение в матрицу ниобата лития ионов Ce^{3+} наряду с ионами Er^{3+} обусловлено возможностью резонансного взаимодействия ионов $\text{Er} - \text{Ce}$ и поглощением ионами-релаксаторами Ce^{3+} фотонов, испускаемых ионами Er^{3+} с предлазерного со-

стояния ${}^4I_{11/2}$ [7; 31; 102; 121]. Осуществление в исследуемых образцах такого физического процесса позволит увеличить эффективность параметров 1,5-мкм генерационного перехода в активных лазерных элементах;

2) ионы Zn^{2+} относятся к классу нефоторефрактивных ионов наряду с ионами Mg^{2+} . Сенсibilизация кристаллической матрицы ионами Zn^{2+} решает задачу повышения лучевой стойкости нелинейного кристалла $LiNbO_3$ [41], аналогично тому как ионы Mg^{2+} на порядки увеличивают лучевую стойкость стехиометрических кристаллов $LiNbO_3$.

Как было отмечено в работе [51], нефоторефрактивная примесь ионов Mg^{2+} может занимать различные кристаллографические позиции и оказывать существенное влияние на оптические свойства как ионов переходных металлов (Cr^{3+}), так и редкоземельных элементов Yb^{3+} . Такое влияние обусловлено возможностью Mg^{2+} занимать не только кристаллографические позиции ионов Li^+ и Nb^{5+} , но и междоузельные. Близкие значения ионных радиусов нефоторефрактивного иона Zn ($R \approx 0,076$ нм) и иона Mg^{2+} ($R \approx 0,071$ нм) могут потенциально создать условия для аналогичного влияния Zn^{2+} на оптические свойства градиентно-активированных кристаллов $LiNbO_3:Er,Zn$.

Интерес исследований $LiNbO_3:Er(Ce,Zn)$ обусловлен возможностью получения лазерной генерации на ионах Er^{3+} и самоудвоением ее частоты благодаря нелинейно-оптическим свойствам матрицы $LiNbO_3$. Кроме того, как уже отмечалось [27; 45; 51], ионы редкоземельных элементов, наряду с ионами нефоторефрактивных примесей, оказывают влияние на фоторефракцию матрицы $LiNbO_3$. Интерпретация спектральных характеристик редкоземельных элементов в ниобате лития затруднена существованием нескольких электрически неэквивалентных центров. В таблице 8 приведены данные [45] по вхождению некоторых ионов редкоземельных элементов в матрицу ниобата лития.

Таблица 8 – Локализация редкоземельных примесных ионов в кристаллах LiNbO_3 конгруэнтного состава [45]

RE ион	r_i , нм	Локализация	Метод определения
Hf^{4+}	0,81	Li	RBS*
Yb^{3+}	0,94	Li (сдвиг на 0,3 Å)	RBS
Ho^{3+}	0,97	Li (сдвиг на 0,38 Å)	RBS
Eu^{3+}	1,02	Li (сдвиг на 0,4 Å)	RBS
Nd^{3+}	1,08	Li (сдвиг на 0,4 Å)	RBS
Pr^{3+}	1,09	Li (сдвиг на 0,45 Å)	RBS
Er^{3+}	0,092	Li и Nb	SSS**

* RBS – спектроскопия обратного рассеяния Резерфорда;

** SSS – селективная спектроскопия.

Таким образом, спектрально-люминесцентные и кинетические исследования градиентно-активированных кристаллов LiNbO_3 , сенсibilизированных ионами редкоземельных элементов Er^{3+} , нефоторефрактивной примесью Zn^{2+} , а также ионами релаксаторами Ce^{3+} , позволят определить степень влияния ионов-сенсibilизаторов на спектрально-люминесцентные свойства исследуемых кристаллических образцов.

Рассмотрим подробно задачу влияния ионов-соактиваторов Ce^{3+} , Zn^{2+} на оптические свойства ионов Er^{3+} в матрице LiNbO_3 в ИК-диапазоне (1,5 и 3 мкм). Как было показано в главе 1, оптические центры Er^{3+} характеризуются многоканальной релаксацией и излучают как в видимом, так и в ИК спектральном диапазоне. Помимо процесса ап-конверсии излучения в видимую область спектра оптические центры Er^{3+} демонстрируют релаксационный канал излучения в области 1,5 и 3 мкм. На рисунке 41 представлены спектры излучения в области 3 мкм, измеренные при накачке излучением ПП лазерного диода с длиной волны генерации 980 нм в произвольных координатах градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$.

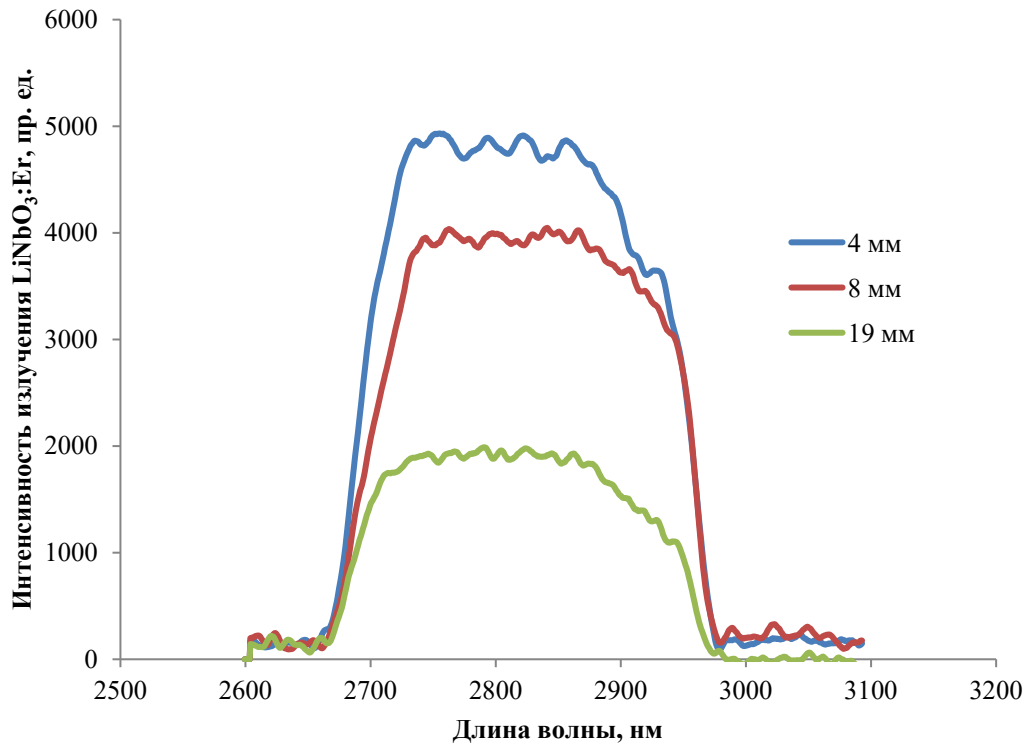


Рисунок 41 – Типичные спектры излучения градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$, измеренные в произвольных продольных координатах образца

На рисунке 42 приведены спектры люминесценции кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Zn}$ в области 1,5 мкм. Спектры люминесценции были получены в произвольных координатах исследуемых образцов. Как видно из представленных результатов, спектры имеют характерный вид для излучения Er в области 1,5 мкм. Имеется незначительное смещение спектра кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Zn}$ в более коротковолновую область относительно кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$.

По предварительным оценкам возможных кристаллографических позиций ионов Er в конгруэнтном кристалле ниобата лития существует вероятность двух неэквивалентных оптических центров Er^{3+} . Рассмотрим спектрально-люминесцентные свойства исследуемых образцов в области 3 мкм.

На рисунке 43–45 показаны излучения Er с разложением на некоторые спектральные компоненты. В таблице 9 представлены характеристики спектральных компонент для исследуемых образцов, полученные в произвольных продольных координатах кристаллов.

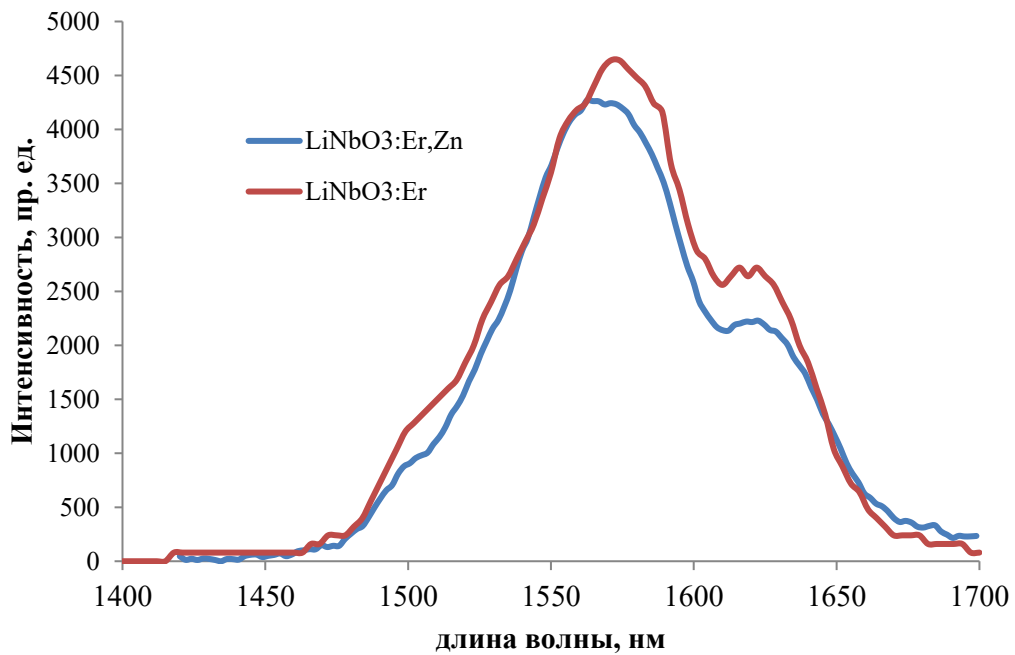


Рисунок 42 – Типичные спектры люминесценции градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Zn}$, измеренные в произвольных продольных координатах образцов

Таблица 9 – Характеристики спектральных компонент исследуемых градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce,Zn})$

Параметры/ кристалл	$\text{LiNbO}_3:\text{Er,Zn}$			$\text{LiNbO}_3:\text{Er}$		$\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce,Zn})$	
	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>1</i>	<i>2</i>
Интенсивность, пр. ед	18500	44000	12500	38900	6500	145000	28000
Положение максимума спектральной компоненты, см^{-1}	3545	3570	3695	3545	3695	3548	3695
Ширина спектральной линии, см^{-1}	240	240	80	245	80	240	80

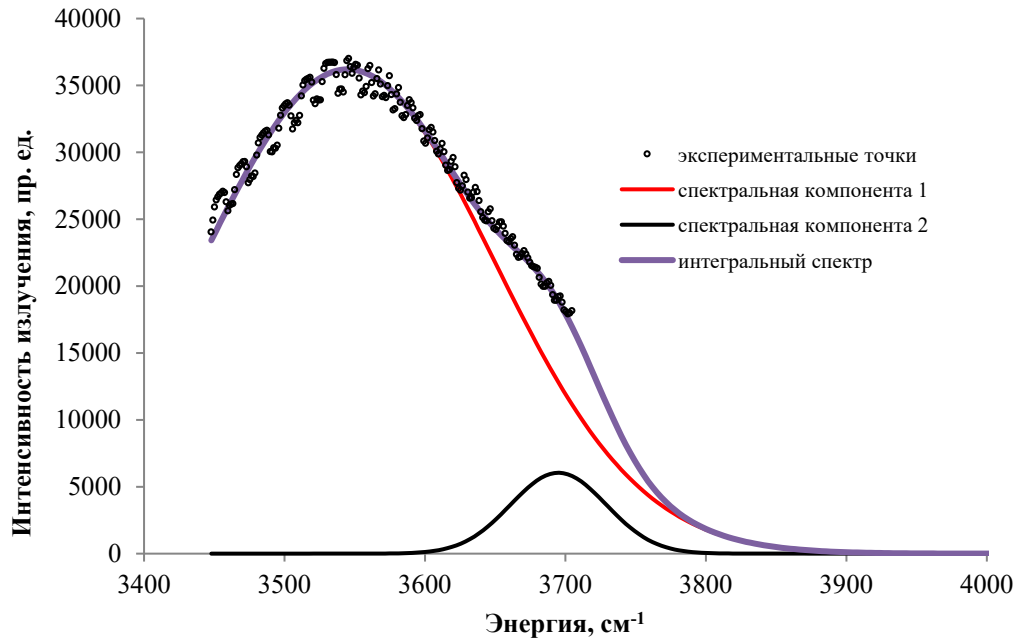


Рисунок 43 – Спектр люминесценции градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ в области 3 мкм с разложением на спектральные компоненты

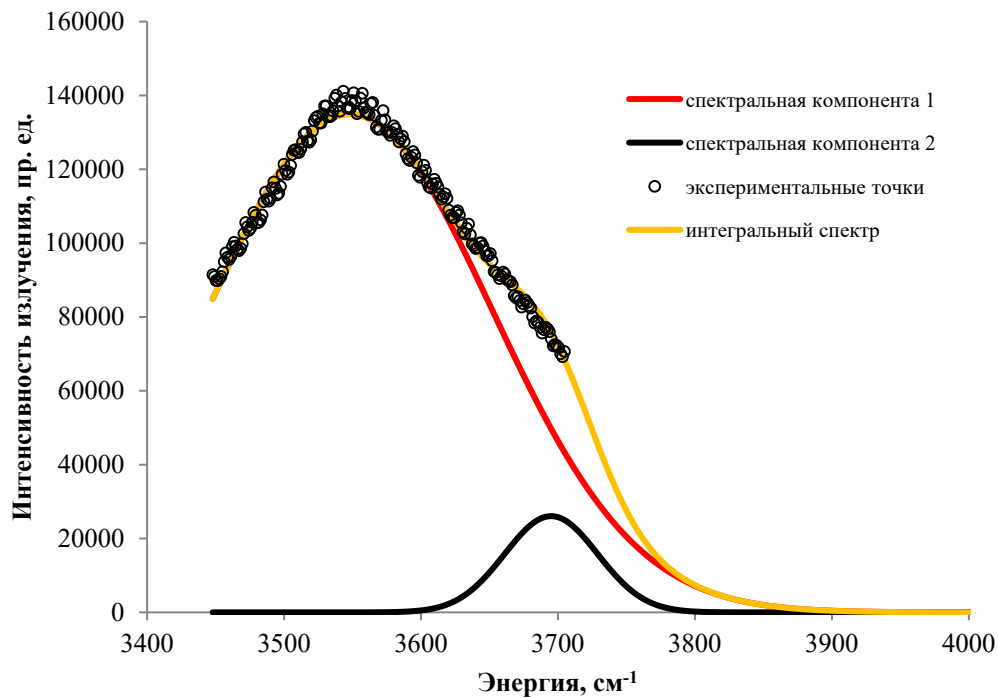


Рисунок 44 – Спектр люминесценции градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Ce}$ в области 3 мкм с разложением на спектральные компоненты

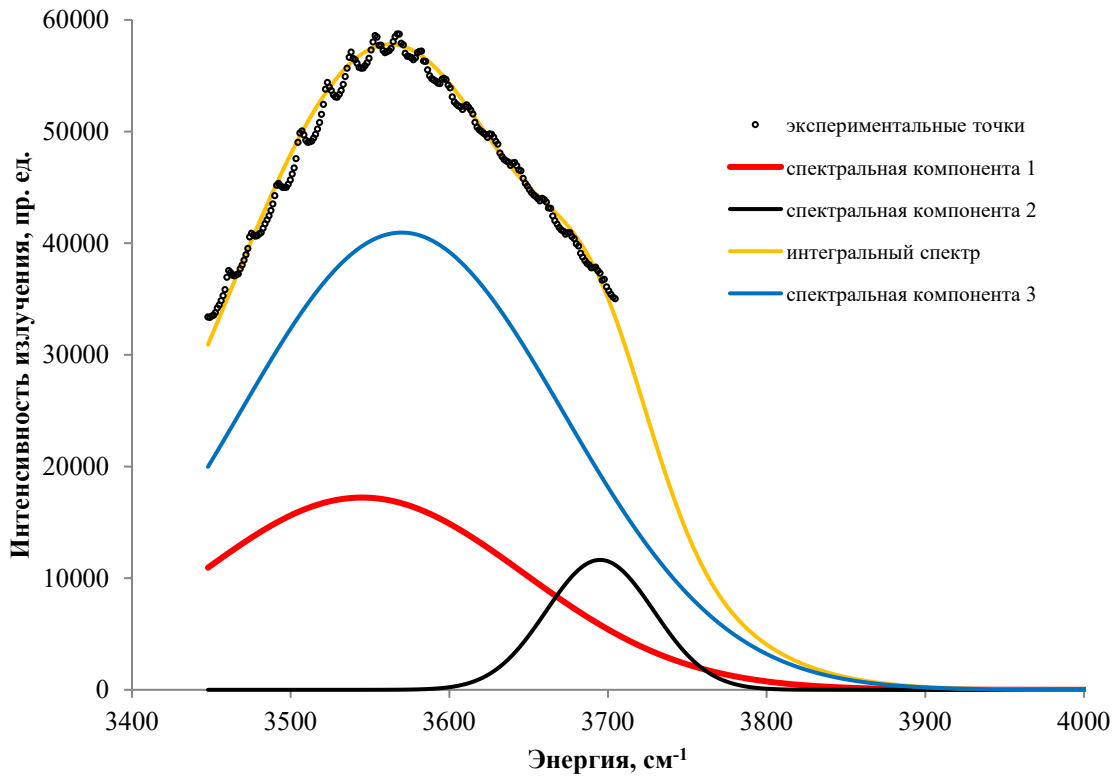


Рисунок 45 – Типовой спектр люминесценции градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Zn}$ в области 3 мкм с разложением на спектральные компоненты

Для полученных спектров люминесценции разложение на компоненты производилось при условии постоянства спектральных характеристик оптического центра, полученных для кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$. Для кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce,Zn})$ характерно наличие 2 спектральных компонент, положение максимума которых отличается на величину порядка $20\text{--}25\text{ см}^{-1}$.

На рисунке 46 представлены интегральные спектры люминесценции, измеренные в области 3 мкм в произвольных продольных координатах кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Zn}$ вдоль концентрационных профилей оптических центров Er^{3+} и Zn^{2+} (рис. 29, гл. 2). Как видно из представленных результатов, интегральные интенсивности спектров излучения коррелируют с динамикой изменения концентрационного профиля ионов Er^{3+} в градиентно-активированном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Zn}$.

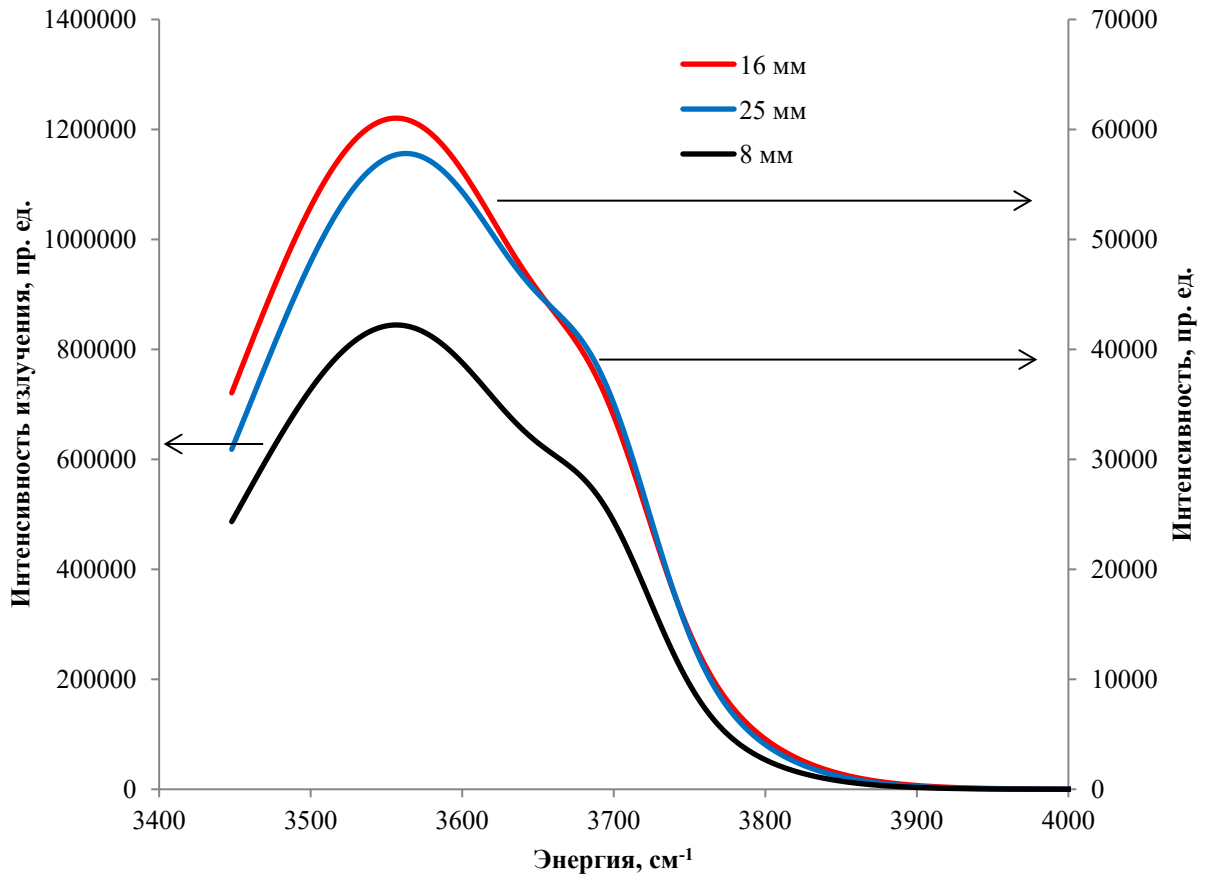


Рисунок 46 – Интегральные спектры люминесценции градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Zn}$ в области 3 мкм, измеренные в произвольных координатах кристалла вдоль концентрационных профилей оптических центров

На рисунке 47 представлено сопоставление интегральных спектров люминесценции ионов Er^{3+} в градиентно-активированных кристаллах различных составов. Видно, что спектр излучения градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Zn}$ имеет смещение в коротковолновую область относительно остальных исследуемых образцов.

Таким образом, из представленных результатов исследований спектров люминесценции при комнатной температуре можно сделать предположение о том, что ионы Er^{3+} занимают две различные кристаллографические позиции в градиентно-активированных кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce,Zn})$, которые отличаются различной ло-

кальной симметрией оптического центра в кислородном окружении. Это может приводить к различному расщеплению энергетических состояний уровней $^4I_{11/2}$ и/или $^4I_{13/2}$ и наличию смещения спектральной линии.

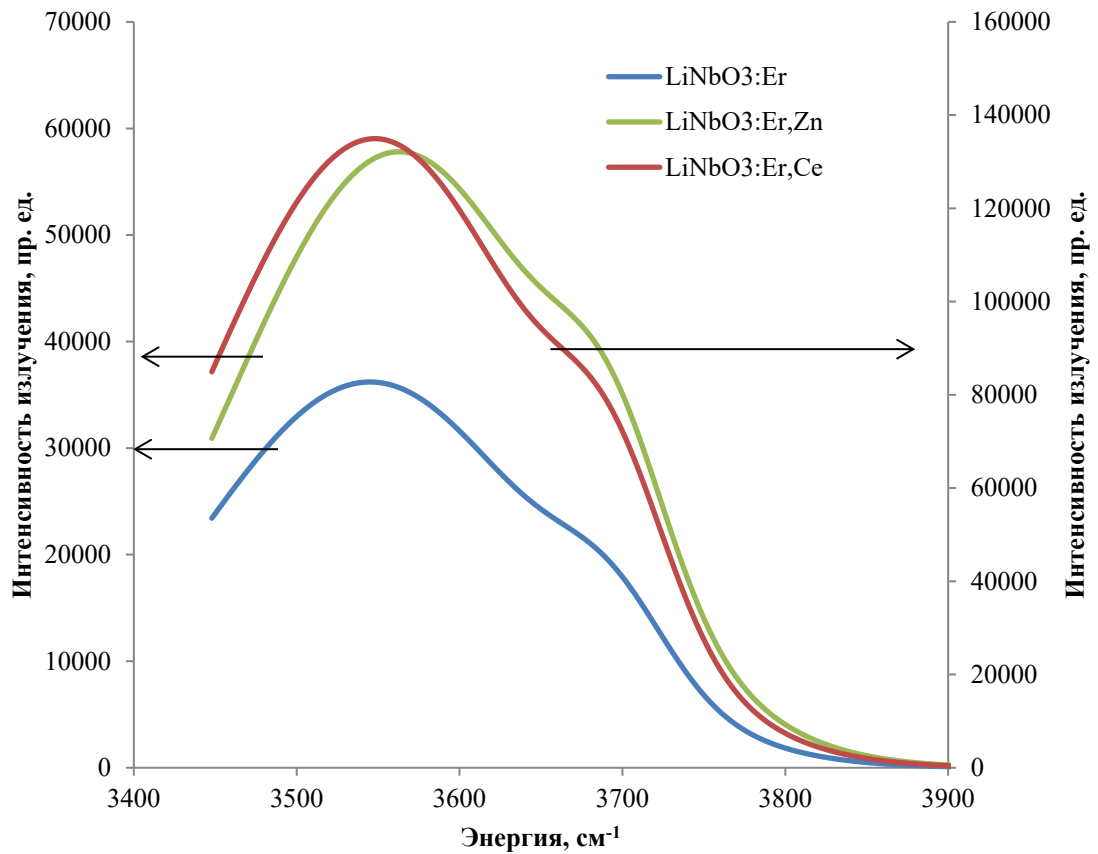


Рисунок 47 – Интегральные спектры люминесценции ионов Er в области 3 мкм в градиентно-активированных кристаллах LiNbO₃ различного состава

3.3 Кинетики затухания люминесценции исследуемых образцов градиентно-активированных кристаллов LiNbO₃:Yb,Er и LiNbO₃:Er(Ce,Zn)

По схеме, приведенной на рисунке 32 (гл. 2), были исследованы кинетики затухания люминесценции градиентно-активированных кристаллов LiNbO₃:Er(Ce,Zn) и LiNbO₃:Yb,Er. Как было отмечено в главе 1, ионы эрбия принципиально могут занимать две кристаллографические позиции: литиевые и ниобиевые. Ионы иттербия,

по приведенным данным [27], занимают одну кристаллографическую позицию – литиевую. Однако, как показывают исследования [44], в спектрах КР кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Mg}$ возможно появление дополнительных спектральных линий, которые могут отождествляться с межузельными дефектами [112; 113; 114].

На рисунке 48 приведен вид кинетики затухания люминесценции ионов Er, измеренной на длине волны 1550 нм после возбуждения YAG:Nd лазером ($\lambda = 532$ нм). Маркерами обозначены экспериментальные точки, а сплошная цветная линия – теоретическая аппроксимация процесса дезактивации электронного возбуждения.

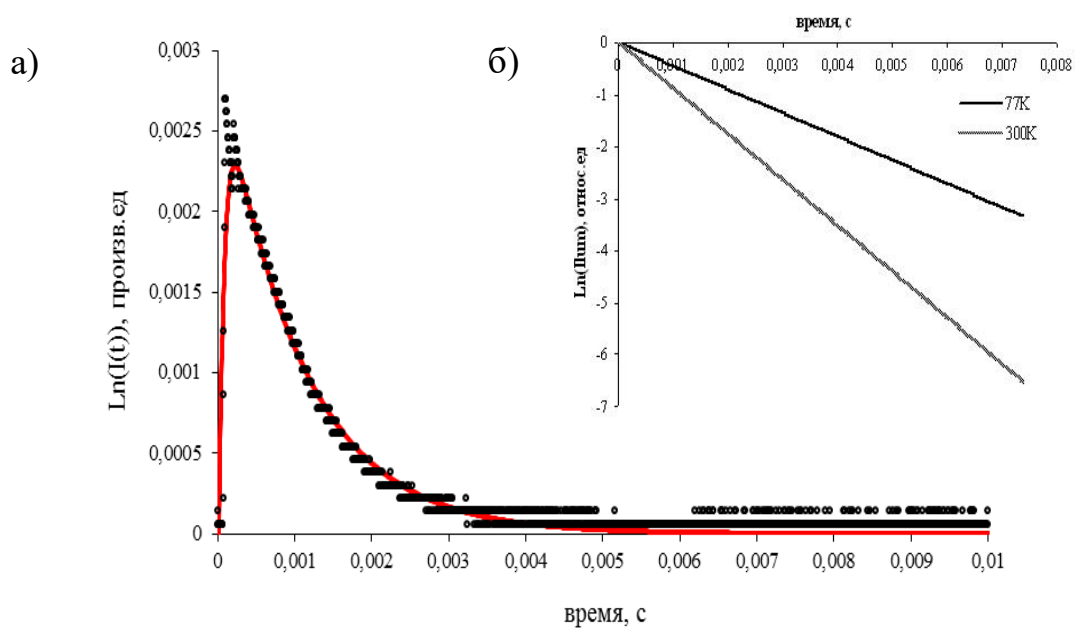


Рисунок 48 – Типичный вид а) кинетики затухания люминесценции градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$; б) кинетики затухания $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ в логарифмической шкале [35; 62] при различных температурах

Среднее люминесцентное время жизни ионов эрбия на длине волны 1550 нм составляет порядка 1,34 мс при комнатной температуре, что согласуется с научными данными [22; 23].

На рисунке 49 приведены кинетики затухания люминесценции в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$: а) измеренная на длине волны 1550 нм после возбуждения YLF:Nd лазером с длиной волны генерации 1053 нм и длительностью импульса порядка 8 нс и б) измеренная на длине волны 980 нм.

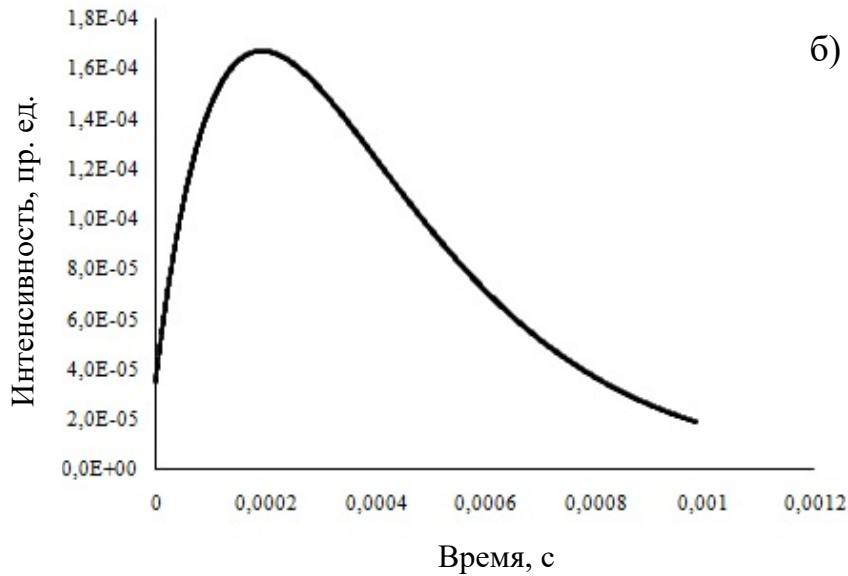
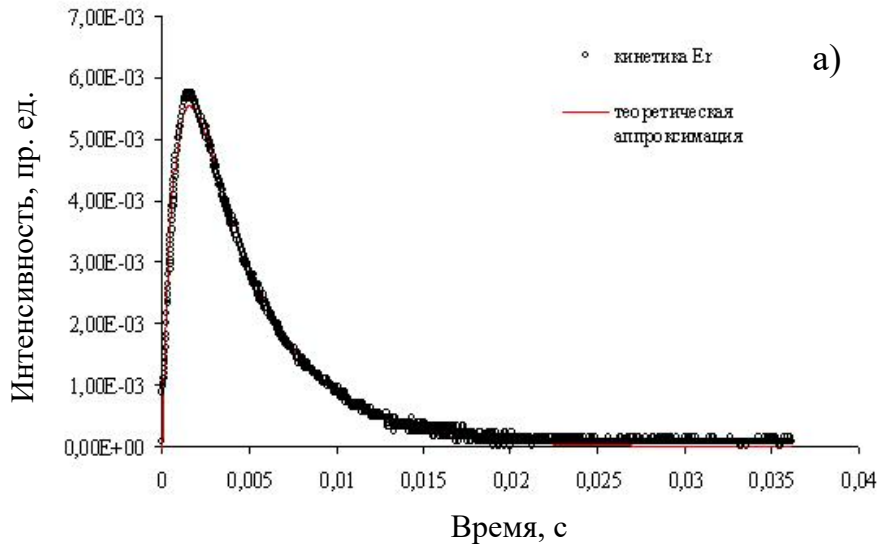


Рисунок 49 – Характерные кинетики затухания люминесценции кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$, измеренные на длине волны а) 1550 нм и б) 980 нм после возбуждения YLF:Nd лазером [50]

Из приведенного рисунка видно, что кинетики имеют неэкспоненциальный характер, в начальной части наблюдаются области разгорания, что характерно для процессов безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения между оптическими центрами и/или между энергетическими уровнями в рамках единого оптического центра (внутрицентровое взаимодействие).

Для подтверждения сложного характера взаимодействия между оптическими центрами в исследуемых образцах были проведены измерения кинетик затухания люминесценции на различных длинах волн и с различным разрешением (рис. 50).

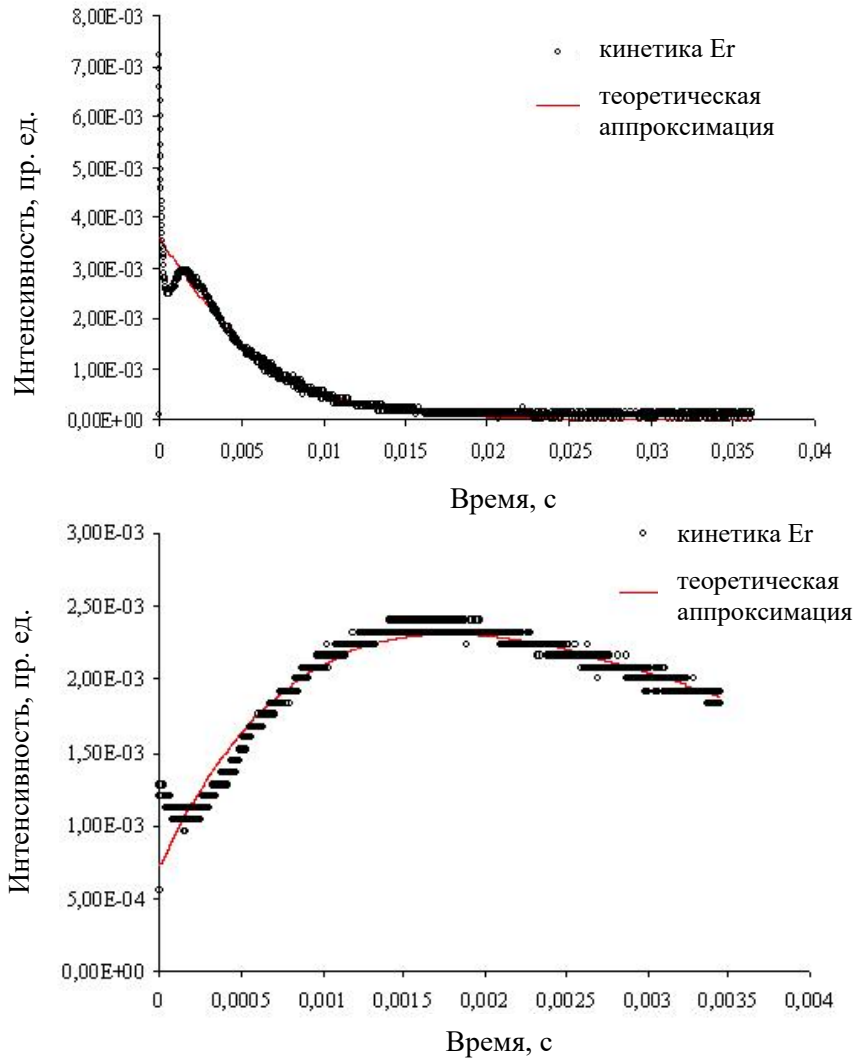


Рисунок 50 – Характерные кинетики затухания люминесценции кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$, измеренные при различном временном разрешении на длине волны 1550 нм

На рисунке 51 представлены кинетики затухания люминесценции, измеренные на длине волны 1620 нм, с различным временным разрешением. Сложность формы кинетик люминесценции показывает, что в системе взаимодействующих центров $\text{Yb} \leftrightarrow \text{Er}$ помимо процесса прямого и обратного переноса энергии безызлучательного взаимодействия присутствует процесс взаимодействия между энергетическими состояниями внутри возбужденных ионов Er.

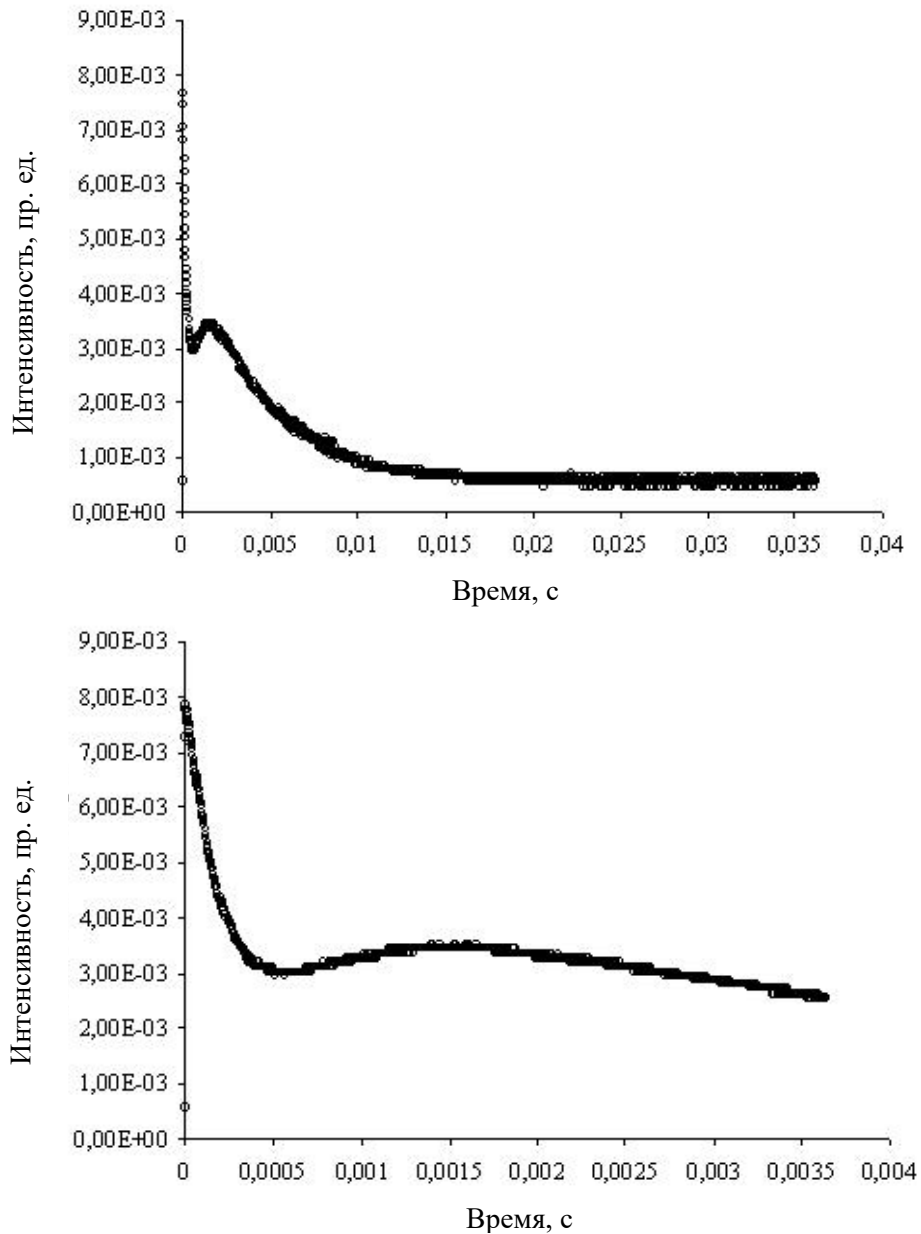


Рисунок 51 – Характерные кинетики затухания люминесценции кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$, измеренные при различном временном разрешении на длине волны 1620 нм

Наличие концентрационных профилей оптических центров в исследуемых образцах, а также принципиальная возможность иона эрбия занимать две неэквивалентных кристаллографических позиции в кристаллах ниобата лития [45], может являться причиной изменения люминесцентного времени жизни оптических центров вдоль продольной координаты кристаллической пластинки. Для подтверждения данной гипотезы проведем исследования кинетик затухания люминесценции гради-

ентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ вдоль концентрационных профилей оптических центров (вдоль длины исследуемого образца (вдоль оси c)). Измерения кинетик затухания люминесценции градиентно-активированного кристалла проводились путем сканирования процесса дезактивации электронного возбуждения ионов Er (и/или Yb) вдоль длины отполированной пластинки кристалла. Исследуемый образец находился на оптическом столике с микрометрическими винтами. Ось c пластинки кристалла располагалась в плоскости, параллельной входной щели монохроматора. Микрометрическими винтами положение кристаллической пластинки изменяли относительно плоскости входной щели с шагом 1 мм, и при постоянных остальных параметрах оптической схемы проводились измерения кинетик затухания люминесценции на длине волны 1550 нм при возбуждении исследуемых оптических центров в кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ излучением YLF:Nd лазера.

Результаты исследований (рис. 52–54) представлены в концепции двух неэквивалентных оптических центров. На рисунках, помимо изменения люминесцентного времени относительно координаты исследуемого образца, представлено изменение времени разгорания в зависимости от координаты кристалла и концентрационного профиля.

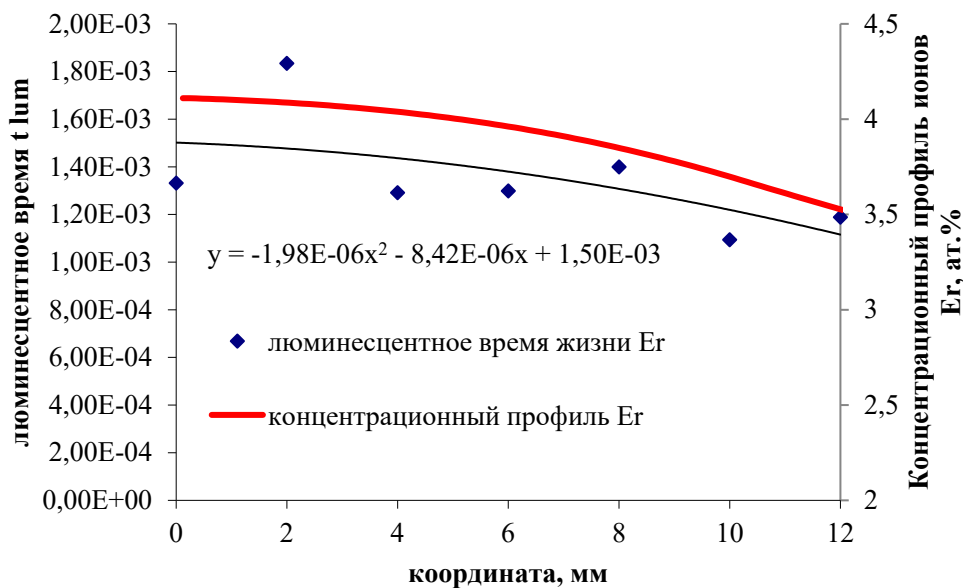


Рисунок 52 – Зависимость люминесцентного времени жизни Er в градиентно-активированном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ от координаты кристалла и сопоставление с концентрационным профилем Er

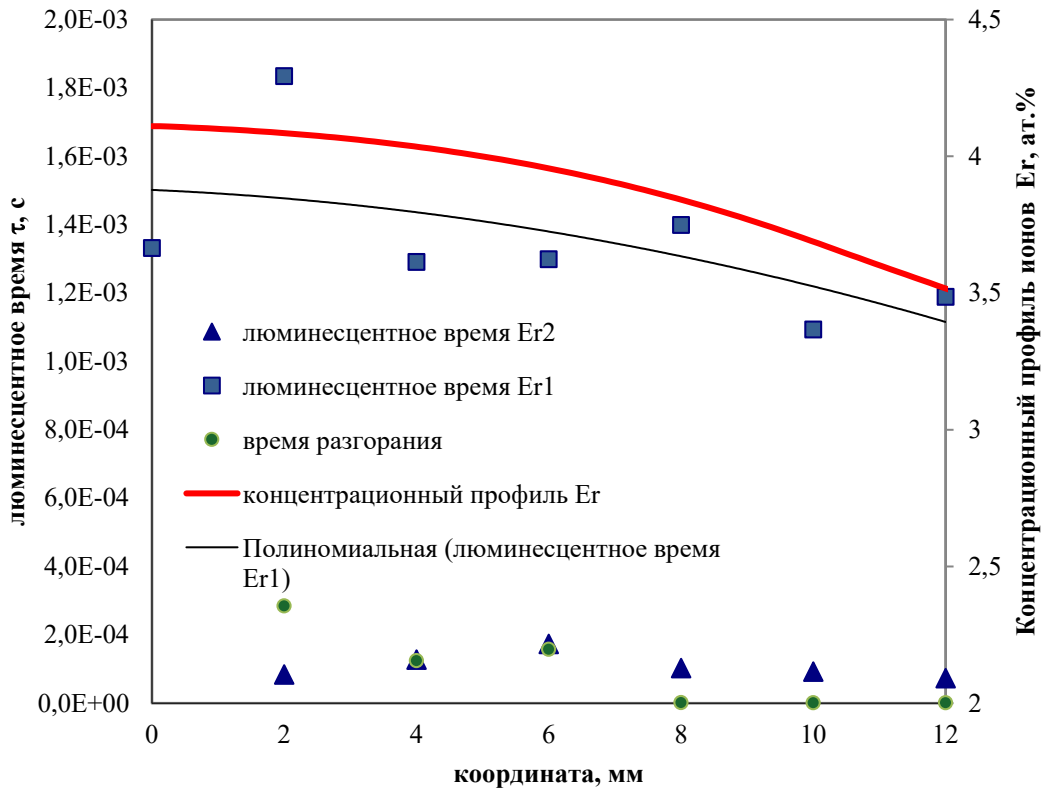


Рисунок 53 – Зависимость люминесцентных времен жизни оптических центров Er и времени разгорания от координаты исследуемого градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ с концентрационным профилем Er^{3+}

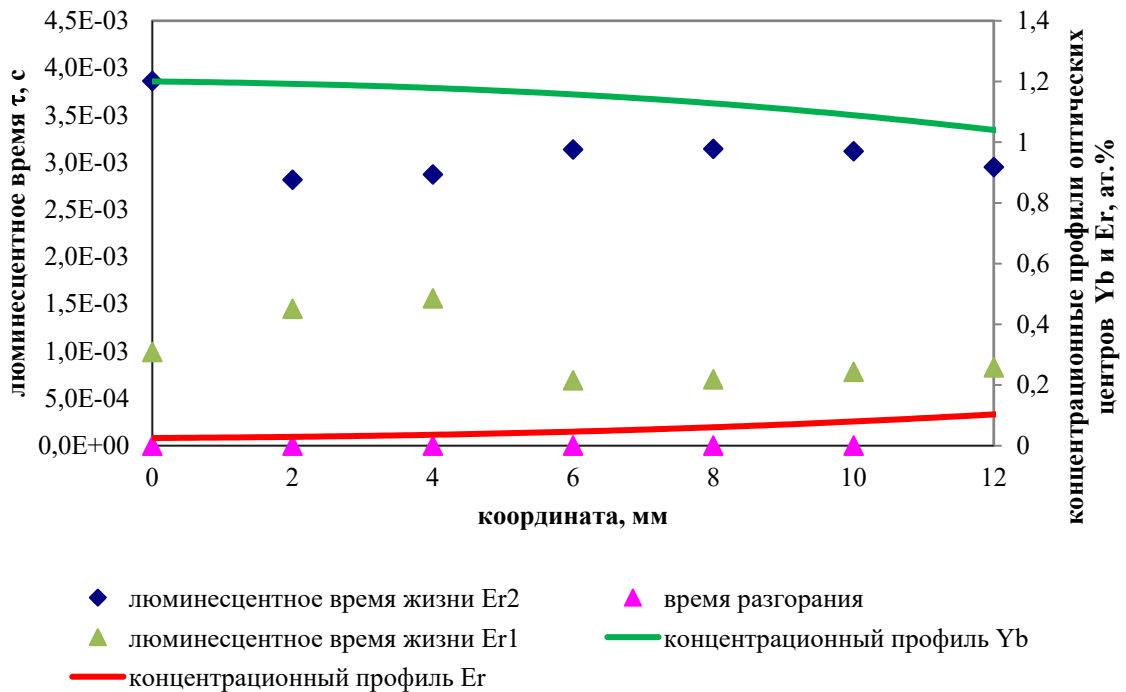


Рисунок 54 – Соотношение люминесцентного времени жизни оптических центров Er и времени разгорания с координатами исследуемого кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ и концентрационными профилями оптических центров Yb (зеленая линия), Er (красная линия)

Из приведенных результатов исследований можно сделать вывод, что в кристаллах с единственным профилем оптического центра Er прослеживается корреляция люминесцентного времени жизни возбужденного состояния, разгорания с концентрационным профилем. Это полностью соответствует спектрально-люминесцентным исследованиям данного градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$. Корреляция люминесцентного времени жизни с концентрационным профилем может быть объяснена наличием межцентровых взаимодействий между Er_1 и Er_2 . Поскольку предельные концентрации достаточно высоки для исследуемого образца, то и вероятность обменных процессов между центрами, которые увеличивают люминесцентное время жизни, достаточно высока. Со снижением концентрации оптических центров усредненное время жизни возбужденного состояния уменьшается.

Для градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ корреляция люминесцентного времени жизни оптических центров с концентрационным профилем не прослеживается. Это совпадает с результатами спектрально-люминесцентных исследований излучения исследуемых образцов в области 1,5 мкм (п. 3.1, рис. 38).

В главе 2 (п. 2.2, рис. 28–29) было представлено описание получения экспериментальных образцов градиентно-активированных кристаллов ниобата лития с концентрационными профилями ионов-релаксаторов Ce^{3+} и постоянной концентрацией ионов Er^{3+} . Интерес к кристаллам, активированным ионами Er^{3+} и Ce^{3+} , связан с возможностью эффективного тушения уровня $^4\text{I}_{11/2}$, ответственного за излучение в области 2,9 мкм. Ион Ce^{3+} обладает высоким сечением перехода $\sim 10^{-18} \text{ см}^2$ между двумя энергетическими уровнями – основным $^2\text{F}_{5/2}$ и возбужденным $^2\text{F}_{7/2}$. Энергетический зазор $^2\text{F}_{5/2} - ^2\text{F}_{7/2}$ составляет около $2,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, что достаточно близко к зазору $^4\text{I}_{11/2} - ^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} . Таким образом, создаются условия селективного поглощения излучения в области 3 мкм и шунтирования предлазерного энергетического уровня [89]. На рисунке 55 показаны экспериментальные кинетики затухания люминесценции кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Ce,Zn}$, измеренные на различных длинах волн в об-

ласти 1400–1700 нм. Рисунок 56 демонстрирует результаты исследований люминесцентного времени жизни возбужденных состояний в градиентно-активированном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Zn}$.

В таблице 10 представлены полученные люминесцентные времена жизни возбужденных состояний исследуемых кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Ce,Zn}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Zn}$.

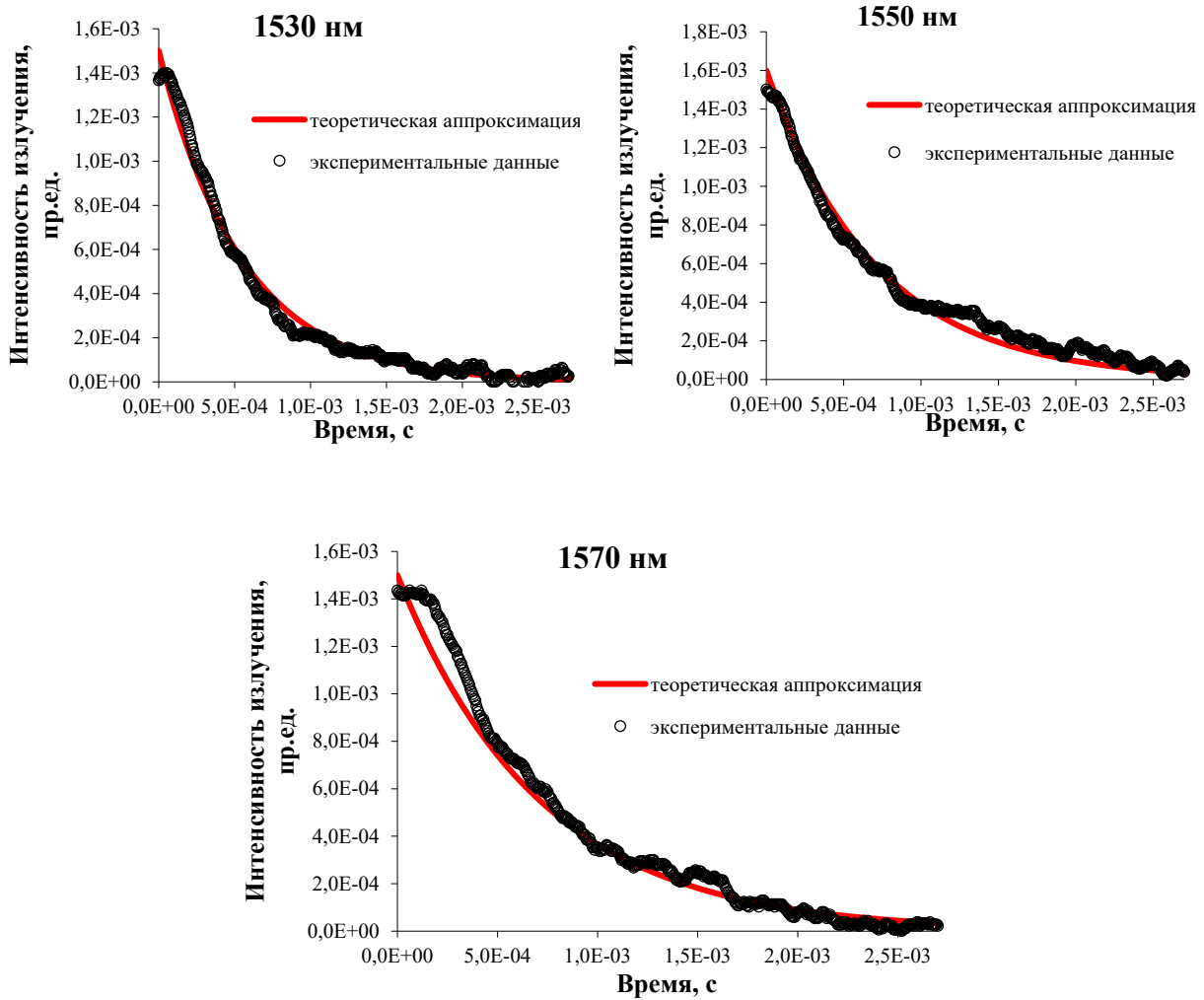


Рисунок 55 – Кинетики затухания люминесценции градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Ce,Zn}$, измеренные на различных длинах после возбуждения импульсом с длиной волны 980 нм

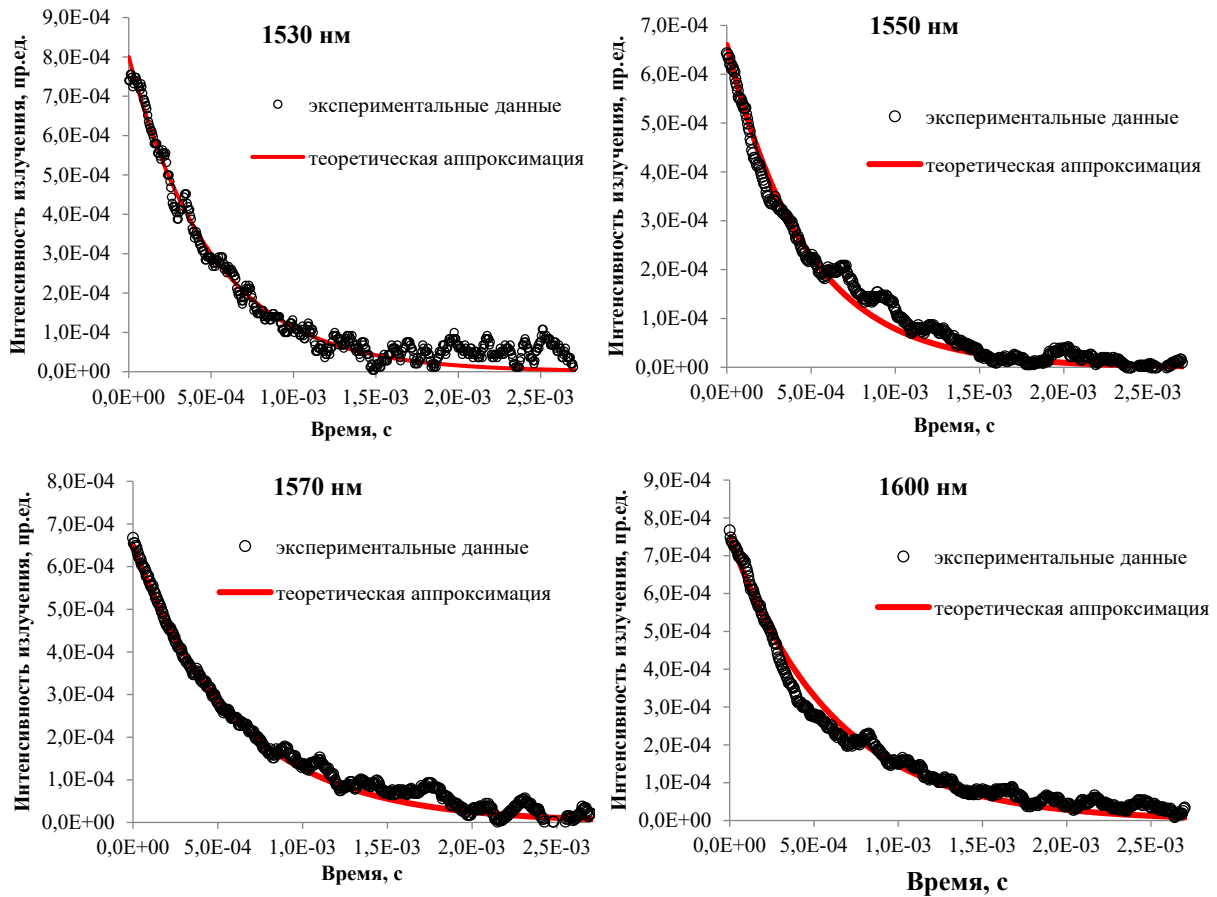


Рисунок 56 – Кинетики затухания люминесценции градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Zn}$, измеренные на разных длинах волн после возбуждения импульсом с длиной волны генерации 980 нм

Таблица 10 – Люминесцентное время жизни возбужденных состояний градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce,Zn})$

Образец	Концентрации примесных центров, ат.%			$\tau_{\text{люм}}$, мс			
	Er	Ce	Zn	1530 нм	1550 нм	1570 нм	1600 нм
$\text{LiNbO}_3:\text{Er,Ce,Zn}$	0,015	0,2	5	0,55	0,71	0,7	-
$\text{LiNbO}_3:\text{Er,Zn}$	2,6	-	1,7	0,51	0,47	0,6	0,6

Как видно из представленных результатов, кристаллы демонстрируют снижение люминесцентного времени жизни возбужденного состояния относительно реперного значения в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ ($\tau_{\text{люм}} = 1,05$ мс). Таким образом, взаимодействие оптических центров Er^{3+} с ионами-сенситизаторами Ce^{3+} и Zn^{2+} определяет

снижение эффективного люминесцентного времени жизни возбужденного состояния в области 1,5 мкм исследуемых образцов.

Выводы к главе:

1 Проведены спектрально-люминесцентные исследования градиентно-активированных кристаллов ниобата лития с реализованным одним или двумя (одновременно) концентрационными профилями оптических примесей ионов Yb^{3+} и/или Er^{3+} и Ce^{3+} и/или Zn^{2+} . Исследования поглощения градиентно-активированных кристаллов показали, что интегральные интенсивности поглощенной энергии E , см^{-1} полностью коррелируют с концентрационными профилями оптических центров и имеют одинаковый вид функций распределения относительно продольной координаты кристалла. Исследования спектров люминесценции выявили, что изменение интегральной интенсивности излучения идентично изменениям в процессе поглощения в градиентно-активированных кристаллах с концентрационным профилем ионов Er^{3+} относительно продольной координаты кристалла. При наличии одновременно двух концентрационных профилей оптических центров Er и Yb функция зависимости интегральной интенсивности излучения от координаты кристаллического $I_{Er}(x)$ образца в области 520 нм (процесс ап-конверсии ионов Er^{3+}) полностью повторяет вид распределения функции концентраций оптических центров в зависимости от продольной координаты кристалла $N_{Er}(x)$. При исследованиях излучения градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ в области 1,5 мкм функция зависимости интегральной интенсивности излучения от координаты кристалла $I_{Er}(x)$ не коррелирует с концентрационным профилем оптического центра $N_{Er}(x)$, а имеет функциональную зависимость, коррелирующую с видом концентрационного профиля доноров $N_{Yb}(x)$.

2 Проведена количественная оценка оптической мощности процесса излучения в спектральной области 1,5 мкм при оптической накачке полупроводниковым лазером с длиной волны генерации 980 нм. Выявлено, что квантовая эффективность излучения в области 1,5 мкм составляет величину порядка 70 %.

3 Для градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$ с концентрационными профилями Ce и/или Zn выявлен характер изменения спектров люминесценции ионов Er^{3+} в области 3 мкм. Обнаружено, что в исследуемых образцах интегральная интенсивность излучения в области 3 мкм полностью коррелирует с изменением концентрационного профиля оптических центров Er вдоль продольной координаты кристаллов. В градиентно-активированных кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Er},\text{Zn}$ происходит смещение максимума спектральной полосы в коротковолновую область по сравнению с градиентно-активированными кристаллами $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er},\text{Ce}$, что может быть объяснено несколькими неэквивалентными кристаллографическими позициями оптических центров Er^{3+} при дополнительном легировании кристаллов ионами Zn^{2+} и Ce^{3+} . Данные результаты требуют дальнейшего глубокого исследования.

4 Проведены кинетические исследования градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$. Выявлено, что для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ кинетики затухания люминесценции имеют экспоненциальный вид с характерным временем жизни возбужденного состояния ~ 2 мс.

Наличие концентрационного профиля оптических центров ионов Er^{3+} в градиентно-активированном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ оказывает влияние на изменение люминесцентного времени жизни оптического центра при комнатной температуре в области 1,5 мкм. Объяснение такого изменения связано с изначально высокой концентрацией оптических центров Er, что определяет наличие большой вероятности пленения возбуждения соседними примесными центрами и высокую вероятность обменных внутрицентровых процессов.

5 Кинетики затухания люминесценции возбужденных состояний градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$, измеренные в диапазоне 1,5–1,68 нм, имеют неэкспоненциальный вид с наличием области разгорания и/или области резкого сброса энергии электронного возбуждения. Такие кинетики затухания люминесценции представляют собой суперпозицию нескольких экспоненциальных процессов с различными характеристическими временами. Среднее время жизни возбужденного состояния является характерным для Yb-Er сред и равно $\sim 2,6$ мс.

Изменение люминесцентного времени жизни градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ не имеет ярко выраженной корреляции с концентрационными профилями оптических центров, что объясняется наличием нескольких релаксационных каналов электронного возбуждения (как излучательных, так и безызлучательных) и высокой степенью донорно-акцепторного взаимодействия $\text{Yb} \leftrightarrow \text{Er}$.

6 Исследованы кинетики затухания люминесценции градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce,Zn})$. Получено, что при сенсбилизации оптических материалов, активированных Er^{3+} ионами Zn , происходит снижение люминесцентного времени жизни возбужденного состояния ${}^4\text{I}_{13/2} \text{Er}^{3+}$, аналогично тому как ионы релаксаторы Ce^{3+} влияют на длительность возбужденного состояния ионов Er^{3+} . Полученные градиентно-активированные кристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce,Zn})$ демонстрируют снижение люминесцентного времени жизни возбужденного состояния $\text{Er}^{3+} {}^4\text{I}_{13/2}$ до $\tau = 480\text{--}500$ мкс.

Глава 4. Исследование квантовой эффективности градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$

4.1 Определение параметров 1,5 мкм генерации градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$

В рамках прыжкового механизма безызлучательного процесса взаимодействия между редкоземельными ионами Yb^{3+} и Er^{3+} [2; 7; 10; 14; 31; 34] были исследованы кинетики затухания люминесценции доноров Yb^{3+} в градиентно-активированных кристаллах. Пример аппроксимации экспериментальных данных в рамках теории прыжкового механизма приведен на рисунке 57.

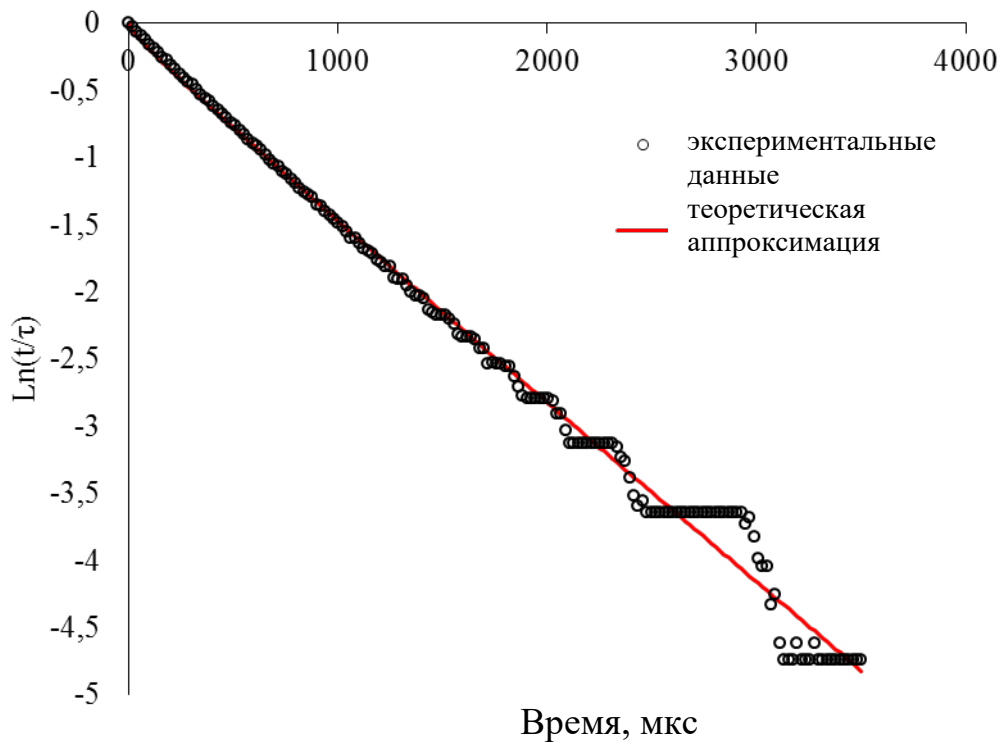


Рисунок 57 – Кинетика затухания люминесценции ионов Yb в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ после возбуждения импульсом основной гармоники YAG:Nd лазера, измеренная на длине волны 1030 нм

В таблице 11 приведены параметры донорно-акцепторного взаимодействия, полученные при обработке кинетики затухания доноров в градиентно-активированных кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$.

Таблица 11 – Параметры донорно-акцепторного взаимодействия в системе $\text{Er} \leftrightarrow \text{Yb}$ градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$

№ п/п	Концентрация Er, $\cdot 10^{19}$, см^{-3}	Концентрация Yb, $\cdot 10^{20}$, см^{-3}	W_m ($\text{Er} \leftrightarrow \text{Yb}$), с^{-1}	γ^* , $\text{см}^3/\text{с}$	$1/\tau_{\text{Yb}}$, с^{-1}	η , %
1	1,29	1,639	74,14	1,57	1589,08	4,6
2	1,68	1,580	93,04	2,05		5,8
3	2,14	1,490	111,91	2,61		7,0
4	2,59	1,431	129,87	3,15		8,1
5	3,01	1,342	141,4	3,66		8,9
6	3,40	1,312	156,27	4,14		9,8
7	3,94	1,222	168,89	4,80		10,8
8	4,11	1,192	171,8	5,0		11,0
9	4,34	1,103	171,42	5,4		11,2
10	4,74	1,043	173,24	5,77		11,5
11	5,02	0,983	173,09	6,11		11,7

* - параметр рассчитан для кинетик, измеренных на длине волны 1030 нм, после возбуждения импульсом YAG:Nd лазера с длиной волны генерации 1,064 мкм

Рассчитанные по экспериментальным данным микропараметры переноса энергии электронного возбуждения имеют следующие значения:

$$C_{dd} = 5,04 \cdot 10^{-38} \text{ см}^6/\text{с}$$

$$C_{da} = 2,69 \cdot 10^{-40} \text{ см}^6/\text{с}$$

Такое относительно низкое значение микропараметра C_{da} по сравнению с микропараметром C_{dd} объясняется наличием нескольких релаксационных каналов для системы $\text{Er} \leftrightarrow \text{Yb}$ наряду с прямым переносом энергии от доноров к акцепторам. Некоторые из них были рассмотрены в п. 3.1. – излучательные релаксационные каналы Er в различных спектральных диапазонах.

С целью определения генерационных параметров исследуемых образцов в рамках начальной стадии развития процесса генерации (пороговых значений) в

представленной математической модели переноса энергии электронного возбуждения были рассмотрены следующие кинетические уравнения доноров и акцепторов [34; 50]:

$$\frac{dn_{Yb}}{dt} = -\frac{n_{Yb}}{\tau_{Yb}} - \frac{\gamma_d n_{Yb}}{2\sqrt{t}} + \frac{\gamma_b n_{Er}}{2\sqrt{t}} - W_d n_{Yb} + W_b n_{Er}, \quad (5)$$

$$\frac{dn_{Er}}{dt} = -\frac{n_{Er}}{\tau_{Er}} + \frac{\gamma_d n_{Yb}}{2\sqrt{t}} - \frac{\gamma_b n_{Er}}{2\sqrt{t}} + W_d n_{Yb} - W_b n_{Er}, \quad (6)$$

где γ_d – макропараметр прямого статического переноса;

$\gamma_b = k_i \cdot \gamma_d$ – макропараметр обратного переноса энергии;

W_d – вероятность прямой миграции энергии;

$W_b = k_m \cdot W_d$ – вероятность обратного возврата возбуждений в канал миграции энергии;

τ_{Yb} – время жизни иттербия;

$1/\tau_{Er}$ – вероятность релаксации возбуждений в канале ${}^4I_{11/2} - {}^4I_{13/2}$;

k_i и k_m – коэффициенты пропорциональности между вероятностями прямого и обратного переноса.

Уравнения (5–6) учитывают процесс обратного переноса энергии электронного возбуждения. При условии отсутствия обратного переноса энергии, а также при условии изменения количества возбужденных доноров из-за наличия стационарной накачки оптического излучения, система примет вид [34; 50]:

$$W_p(N_{Yb} - n_{Yb}) - \frac{n_{Yb}}{\tau_{Yb}} - \left(\frac{\gamma_d}{2\sqrt{t}} + W_d\right)n_{Yb} = 0, \quad (7)$$

$$-\frac{n_{Er}}{\tau_{Er}} + \left(\frac{\gamma_d}{2\sqrt{t}} + W_d\right)n_{Yb} = 0, \quad (8)$$

$$W_{tr} = \left(\frac{\gamma_d}{2\sqrt{t}} + W_d\right), \quad (9)$$

$$\sigma_{abs Er}(N_{Er} - n_{Er}) - \sigma_{loss}N_{Er} = \sigma_{em Er}n_{Er}, \quad (10)$$

$$W_p(N_{Yb} - n_{Yb}) - W_{tr}n_{Yb} - \frac{n_{Yb}}{\tau_{Yb}} = 0, \quad (11)$$

$$W_{tr}n_{Yb} - \frac{n_{Er}}{\tau_{Er}} = 0, \quad (12)$$

где N_{Yb} и n_{Yb} (N_{Er} и n_{Er}) – концентрация невозбужденных и возбужденных доноров Yb^{3+} (акцепторов Er^{3+}), соответственно, $см^{-3}$;

σ_{absEr} и σ_{emEr} – сечение поглощения и эмиссии акцепторов Er^{3+} на длине волны генерации, соответственно, $см^2$;

$\sigma_{loss} = T/(2N_{Er}L)$ – сечение выходных потерь, $см^2$;

W_p – скорость оптической накачки сенсibilизированной среды;

$W_{tr} = W_m + \gamma^2$ – эффективная скорость переноса энергии от доноров Yb^{3+} к активным центрам Er^{3+} , где $W_m = \pi(2\pi/3)^{3/2}(C_{dd}C_{da})^{1/2}N_1N_2(1-\beta)$ – скорость миграционных процессов возбуждения по системе доноров.

С помощью уравнения (10) выразим β ($\beta = n/N$ – степень инверсной населенности оптических центров):

$$\frac{n_{Er}}{N_{Er}} = \beta = \beta_{min} + \beta_{out} = \frac{\sigma_{absEr}}{\sigma_{absEr} + \sigma_{emEr}} + \frac{T}{2N_{Er}L(\sigma_{absEr} + \sigma_{emEr})}, \quad (13)$$

$$\beta_{out} = \frac{T}{2N_{Er}L(\sigma_{absEr} + \sigma_{emEr})} \quad (14)$$

Из уравнений (12) и (13) получим выражение, которое показывает, что отношение возбужденных доноров и акцепторов не зависит от степени инверсной населенности β , а также от радиационного времени жизни возбужденных состояний доноров:

$$\frac{n_{Yb}}{n_{Er}} = \frac{1}{\tau_{Er}W_{tr}} \quad (15)$$

Решение системы уравнений (9–12) с учетом (15) дает в результате уравнение для определения скорости оптической накачки исследуемого образца [78]:

$$W_p = \frac{\frac{1}{\tau_{Yb}} + W_{tr}}{\frac{N_{Yb}\tau_{Er}W_{tr}}{N_{Er}\beta} - 1} = \frac{W_{tr}}{\eta \left(\frac{N_{Yb}\tau_{Er}W_{tr}}{N_{Er}\beta} - 1 \right)}, \quad (16)$$

где η – квантовая эффективность переноса энергии между донорами и акцепторами:

$$\eta = \frac{W_{tr}}{W_{tr} + \frac{1}{\tau_{Yb}}} \quad (17)$$

Поскольку для сред, содержащих ионы Yb, Er, характерно соотношение $\frac{N_{Yb}\tau_{Er}W_{tr}}{N_{Er}\beta} \gg 1$, то уравнение (16) принимает следующий вид [78]:

$$W_p = \frac{N_{Er}\beta}{N_{Yb}\tau_{Er}\eta} \quad (18)$$

Принимая во внимание, что плотность мощности оптической накачки на пороге генерации определяется уравнением:

$$I_p = \frac{W_p hc}{\lambda_p \sigma_p}, \quad (19)$$

где I_p – интенсивность накачки оптической среды;

W_p – мощность накачки,

получим выражение:

$$I_p = \frac{N_{Er}}{N_{Yb}} \beta \frac{hc}{\lambda_p \eta \sigma_p \tau_{Er}} = \frac{N_{Er}}{N_{Yb}} \beta I_{sat}, \quad (20)$$

где $I_{sat} = \frac{hc}{\lambda_p \eta \sigma_p \tau_{Er}}$ – интенсивность насыщения сенсibilизированной среды.

Эта величина отличается от интенсивности насыщения одно-активированной среды тем, что в знаменателе вместо сечения поглощения активных центров стоит выражение, равное произведению сечения поглощения доноров на квантовый выход переноса энергии от доноров к акцепторам. Это выражение можно назвать приведенным сечением поглощения накачки сенсibilизированной среды $\sigma_p^* = \eta \sigma_p$.

Выражение (20), несмотря на внешнее сходство с аналогичным выражением для порога генерации одно-активированной среды, отличается от него тем, что величина η , которая стоит в знаменателе, содержит в себе скорость переноса энергии W_{tr} , зависит от инверсии населенности β и уменьшается при повышении этого параметра. В результате порог генерации линейно связан с параметром β .

Для определения пороговых значений генерационных параметров при решении системы уравнений необходимо знать люминесцентное время жизни ионов иттербия. Поскольку для этого иона характерен процесс реабсорбции, то необходимо определить искомое люминесцентное время возбужденного состояния при концентрации Yb, стремящейся к нулю. На рисунке 58 представлены экспериментальные данные по измерению кинетики затухания люминесценции Yb³⁺ при комнатной температуре, которые регистрировались на длине волны 970 нм после возбуждения импульсом основной гармоники YAG:Nd лазера с длиной волны генерации 1,064 нм. Измерения проводились по всей длине монокристаллической пластины с шагом 2 мм. Полученные результаты обрабатывались в рамках модели прыжкового механизма Ферстера–Декстера–Галанина в условиях идеализированной среды без учета кумулятивных потерь. В процессе обработки экспериментальных данных была получена зависимость люминесцентного времени жизни ионов Yb³⁺ от концентрации иттербия в кристалле.

На рисунке 59 представлена зависимость квантовой эффективности переноса энергии электронного возбуждения от отношения концентрации доноров к акцепторам.

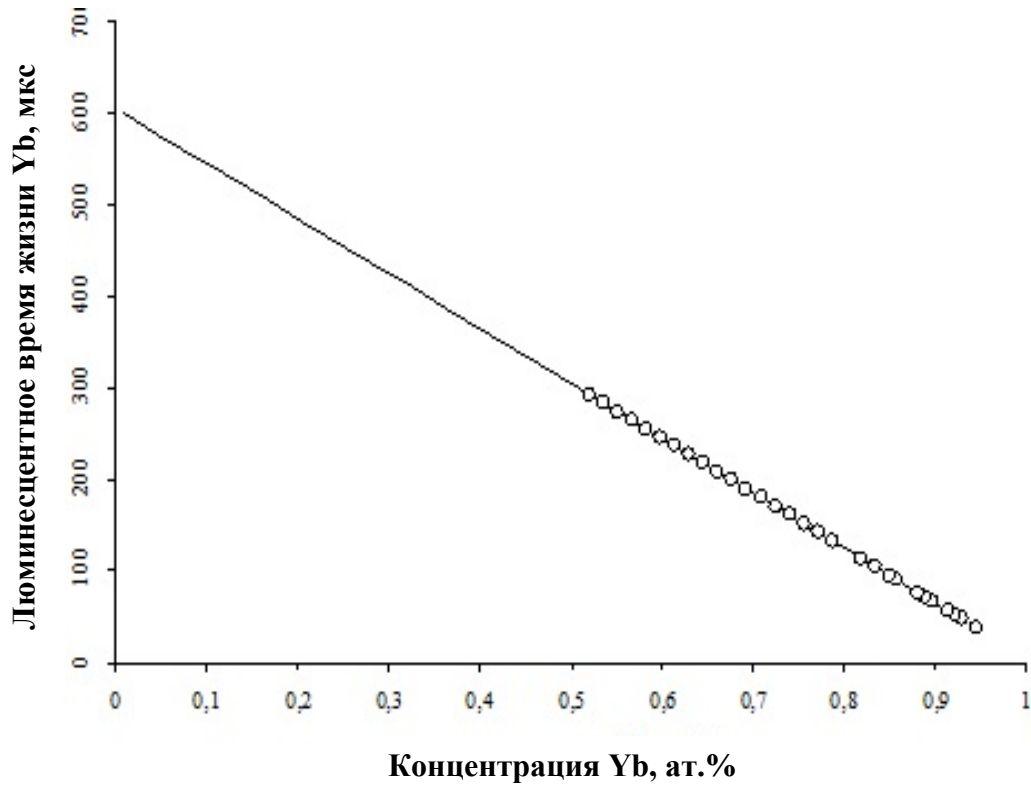


Рисунок 58 – Экстраполяция люминесцентного времени жизни ионов Yb^{3+} в градиентном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ к нулевой концентрации



Рисунок 59 – Зависимость квантовой эффективности переноса энергии электронного возбуждения от отношения концентраций доноров к акцепторам (рассчитана для кинетик затухания на длине волны 1030 нм)

Были проведены расчеты пороговых значений генерационных параметров известных лазерных сред с использованием разработанной модели (табл. 12).

Таблица 12 – Спектрально-люминесцентные и лазерные параметры сред для 1,5-мкм лазеров [7; 31; 79]

Параметры	F. Glass	Yb,Er:YCOB	Yb,Er:LSB	Yb,Er:CGCS	Yb,Er:CBFB
λ_p , (μm)	0,97	0,90	0,97	0,93	0,92
σ_p , (10^{-21} cm^2)	2,00	4,00	4,00	5,4	11,0
λ_{em} , (μm)	1,53	1,54	1,56	1,56	1,59
$\sigma_{abs Er}$, (10^{-21} cm^2)	5,2	3,6	4,4	4,0	1,2
$\sigma_{em Er}$, (10^{-21} cm^2)	5,0	4,0	5,2	6,5	5,0
β_{min}	0,51	0,47	0,46	0,38	0,2
$\tau_{Er} {}^4I_{11/2}$, (μs)	1	< 0,1	< 0,1	0,42	< 0,1
$\tau_{Er} {}^4I_{13/2}$, (ms)	9,0	1,27	0,68	0,9	0,98
τ_{Yb} , (ms)	1,15	2,4	2,4	0,420	1,35
N_{Yb} , (10^{20} cm^{-3})	15	9,4	6,7	7,2	8,0
Cda , ($\text{cm}^6 \text{ c}^{-1}$)	$2,9 \cdot 10^{-40}$	$7,8 \cdot 10^{-39}$	$4,16 \cdot 10^{-39}$	$7,7 \cdot 10^{-38}$	$3,3 \cdot 10^{-37}$
Cdd , ($\text{cm}^6 \text{ c}^{-1}$)	$2,2 \cdot 10^{-39}$	$5,1 \cdot 10^{-40}$	$3,5 \cdot 10^{-38}$	$1,15 \cdot 10^{-39}$	$1,5 \cdot 10^{-41}$
I_{sat} , (kW/cm^2)	11,5	43,9	76	30,8	20,3
$\beta_{min} \cdot I_{sat}$, (kW/cm^2)	5,89	20,8	34,9	16,9	4,1
I_p , (k W/cm^2) ($T = 0,03$; $L = 0,2 \text{ cm}$)	0,78	2,5	3,1	2,2	0,62
$N_{Er optimal}$, (10^{19} cm^{-3})	7	5	2,5	4,5	4

На рисунке 60 приведен график зависимости пороговой мощности накачки кристаллов от концентрации акцепторов – ионов Er^{3+} . Из анализа графика следует, что кристаллы CGCS по расчетным значениям порогов генерации превосходят кристаллы LSB и YCOB. Следует учесть, что кристаллы CGCS являются сложной трехактивированной системой, в которой ионы релаксаторы влияют не только на ионы Er, но и на ионы Yb, а также на параметры обратного переноса энергии. Приведенные расчеты параметров выполнены для известных на сегодня кристаллов

CGCS, исследованных в работах [7; 31]. Есть все основания полагать, что на кристаллах CGCS оптимизированного состава можно добиться меньших порогов генерации.

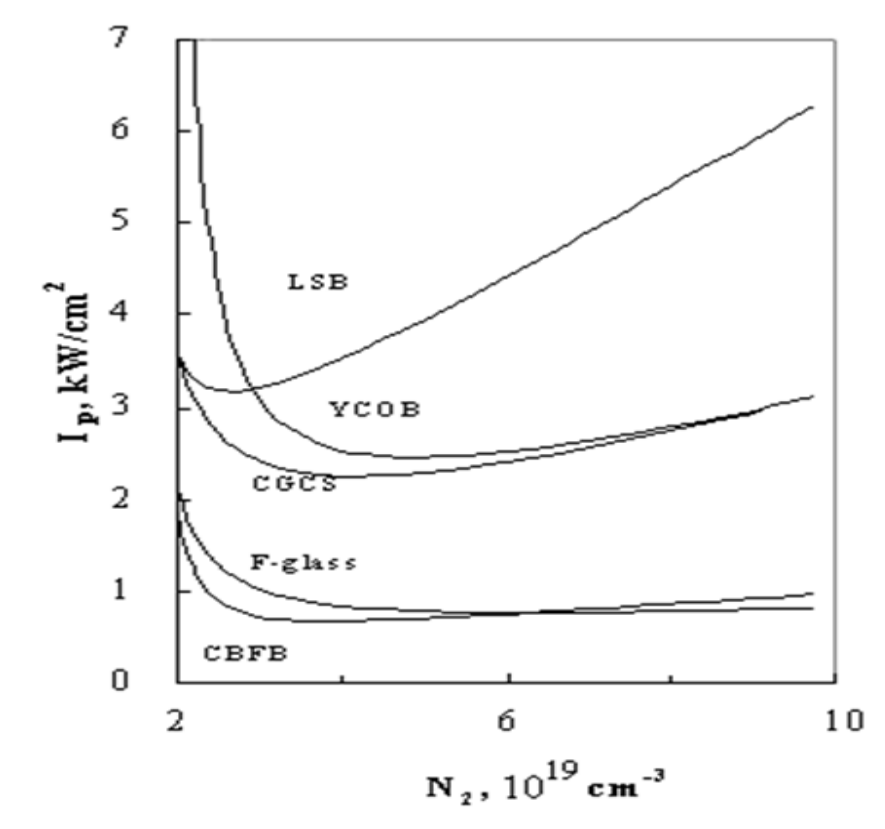


Рисунок 60 – Зависимость порогового значения интенсивности оптической накачки от концентрации акцепторов N_{Er} в известных лазерных матрицах [79]

Из рисунка 60 следует также, что кристаллы CBFB по порогам генерации не уступают фосфатным стеклам. В рамках используемой упрощенной модели не учитываются потери, связанные с взаимодействием доноров Yb^{3+} с возбужденными до уровня $^4I_{11/2}$ акцепторами Er^{3+} , в результате которых система поднимается до уровня $^4S_{3/2} Er^{3+}$. Это явление имеет место в фосфатных стеклах и проявляется в зеленом свечении, которое сопровождает работу непрерывного лазера. Следует, однако, подчеркнуть, что такие потери прямо связаны с населенностью уровня $^4I_{11/2} Er^{3+}$, а она, в свою очередь, прямо зависит от времени жизни данного энергетического состояния. Поскольку в боратах вследствие сильно выраженной многофононной безызлучательной релаксации время жизни уровня $^4I_{11/2} Er^{3+}$ много меньше, чем в фосфатных стеклах, то при прочих равных условиях кумуляция энергии в первых выражена слабее, чем, во-вторых.

Из (20) следует, что порог непрерывной генерации обратно пропорционален времени жизни накопительного уровня ${}^4I_{13/2} \text{Er}^{3+}$. Это время жизни в кристаллах с пониженной локальной симметрией оптического центра, как правило, меньше, чем в фосфатных стеклах. В кристаллах боратов квантовый выход люминесценции с этого уровня меньше единицы, поэтому наблюдаются особенно малые значения времени жизни ${}^4I_{13/2} \text{Er}^{3+}$. Например, как следует из таблицы 11, в кристаллах LSB оно составляет всего 680 ns, что почти в 20 раз ниже, чем в фосфатном стекле. По остальным параметрам кристаллы LSB ненамного превосходят фосфатные стекла, поэтому и характеризуются намного более высокими порогами непрерывной генерации.

Время жизни лазерного уровня в кристаллах СВФВ уступает фосфатным стеклам примерно в 10 раз. Вместе с тем по сечению поглощения на длине волны накачки в одной из поляризаций СВФВ превосходят фосфатные стекла более чем в 5 раз. Квантовый выход передачи энергии в СВФВ высокий и при низких уровнях возбуждения приближается к 100 % [24; 79]. С ростом уровня возбуждения скорость переноса энергии падает, но поскольку параметр β_{min} в СВФВ низкий (табл. 11), то, как показывает анализ, приведенное сечение поглощения $\sigma_p^* = \eta\sigma_p$ остается высоким и в этом случае. Параметр трехуровневости (минимальные трехуровневые потери) β_{min} в СВФВ рекордно низкий среди всех известных кристаллических матриц и составляет 0,2, что более чем в 2,5 раза ниже, чем в фосфатных стеклах. В результате совокупного действия указанных факторов пороги генерации кристаллов СВФВ с иттербием и эрбием не превосходят порогов генерации фосфатных стекол.

На рисунках 61–63 показаны процессы моделирования скорости переноса энергии электронного возбуждения в системе $\text{Er} \leftrightarrow \text{Yb}$ при различных вариантах концентрационных профилей оптических центров. В случае постоянной концентрации одного из оптических центров считали, что для доноров $N_{\text{Yb}} = 1,2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а для акцепторов $N_{\text{Er}} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Концентрационные профили оптических центров брали как для реального кристалла, их вид приведен на рисунках 37–38 (гл. 3, п. 3.1).

Для представленной модели пространственного распределения скорости переноса энергии электронного возбуждения в системе донор-акцептор (рис. 64–65)

были выбраны изменения донорной и акцепторной системы, представленные на рисунках 62–63.

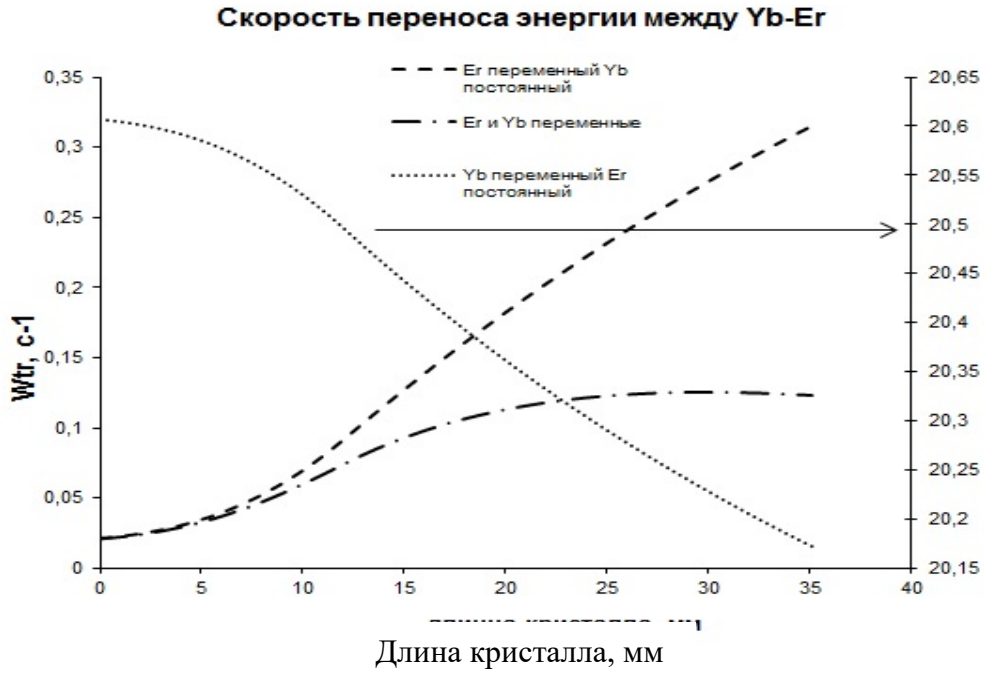


Рисунок 61 – Зависимость величины скорости переноса энергии электронного возбуждения в системе $Er \leftrightarrow Yb$ в условиях реализации различных сочетаний концентрационных профилей оптических центров

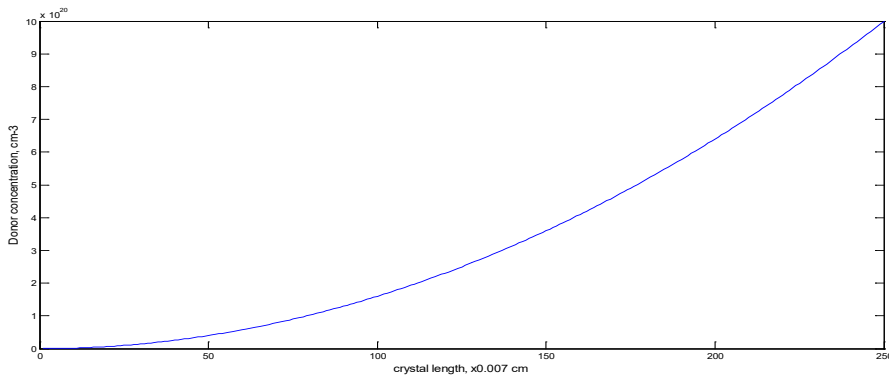


Рисунок 62 – Распределение доноров по длине кристалла

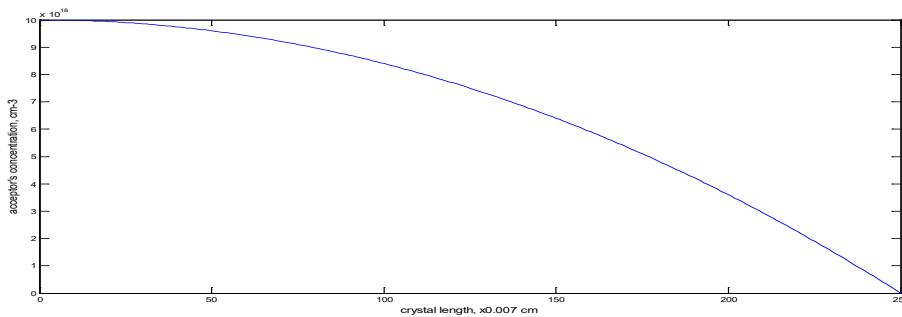


Рисунок 63 – Распределение акцепторов по длине кристалла

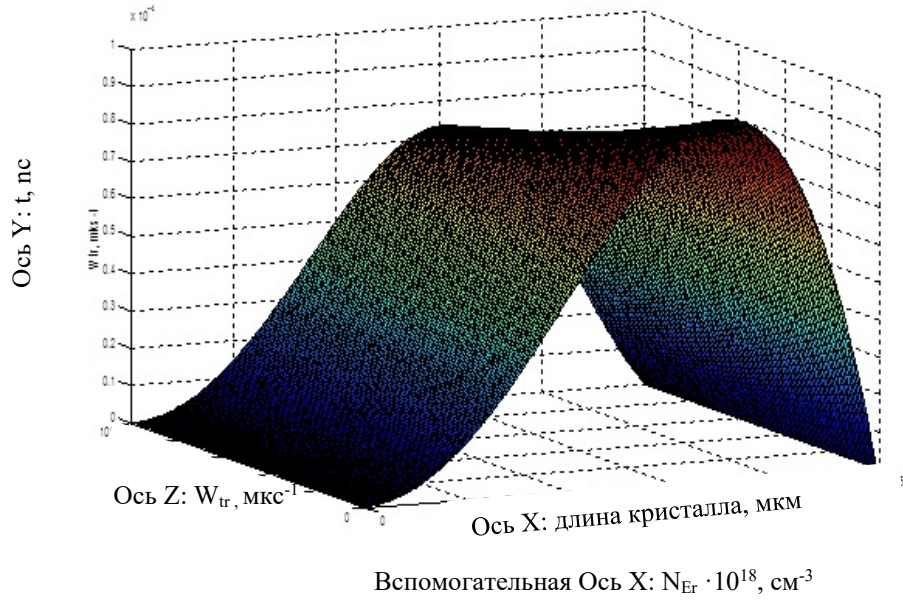


Рисунок 64 – Пространственное распределение скорости переноса энергии электронного возбуждения в объеме градиентно-сенсibilизированного кристалла:
по вертикальной оси z – скорость переноса энергии,
по горизонтальной оси x – координата кристалла, по оси y – время

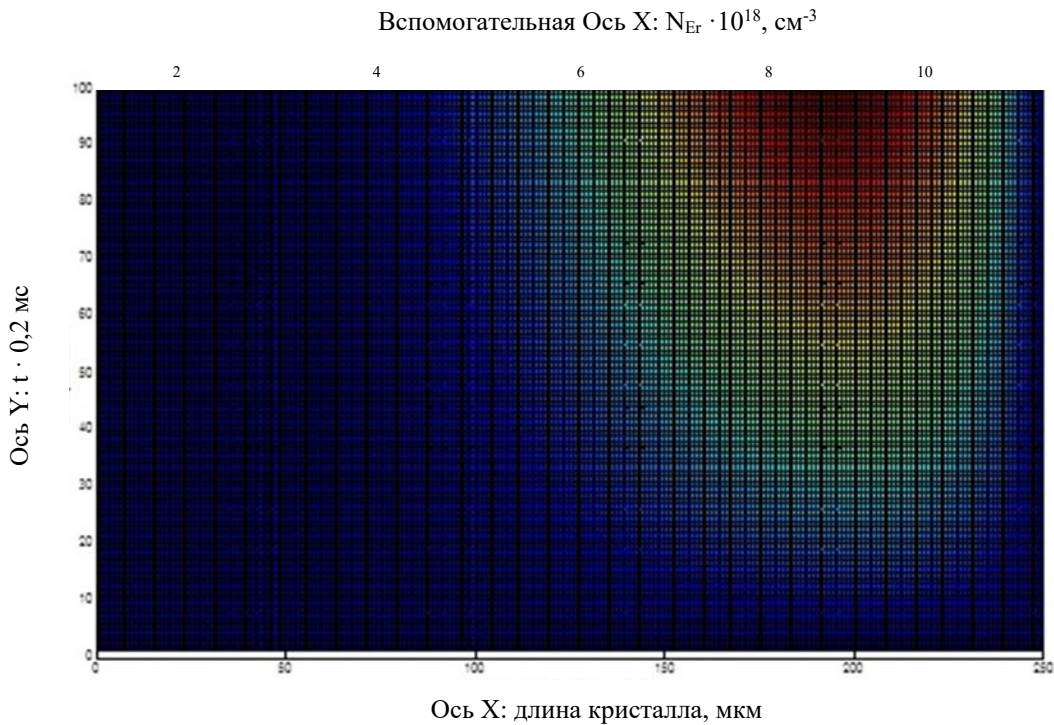


Рисунок 65 – Пространственное распределение скорости переноса энергии электронного возбуждения в объеме градиентного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$.
Сверху по горизонтальной оси – концентрации акцепторов,
снизу по горизонтальной оси x – координата кристалла, по оси y – время

Из представленных зависимостей видно, что в случае моделирования скорости переноса энергии при наличии двух одновременных концентрационных профилей оптических центров система оказывается в состоянии инверсии населенностей уже на половине исследуемого образца за один полный проход излучения оптической накачки внутри активного элемента [34; 50; 79].

В процессе исследований получены значения микропараметров безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения без учета процесса обратного переноса энергии электронного возбуждения от акцепторов Er^{3+} к донорам Yb^{3+} ($C_{dd} = 5,04 \cdot 10^{-38} \text{ см}^6/\text{с}$; $C_{da} = 2,69 \cdot 10^{-40} \text{ см}^6/\text{с}$) в условиях возбуждения системы оптических центров Yb-Er основной гармоникой YAG:Nd лазера с длиной волны генерации 1,064 мкм.

Определена зависимость эффективности переноса энергии электронного возбуждения от отношения концентраций доноров к акцепторам в рамках модели отсутствия процесса обратного переноса энергии [34; 50; 79] в градиентно-активированном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ с двойным концентрационным профилем оптических центров Yb,Er. Зависимость имеет нелинейный характер и тенденцию к насыщению в области концентраций доноров Yb^{3+} от $1,6 \cdot 10^{20}$ до $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и концентрации акцепторов Er^{3+} от $4 \cdot 10^{19}$ до $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Проведены расчеты (рис. 64–65) пространственного распределения скорости переноса энергии электронного возбуждения в объеме кристаллического элемента. Функция распределения скорости переноса энергии электронного возбуждения в объеме кристалла имеет максимум, который коррелирует по диапазону концентраций доноров и акцепторов с экспериментальной зависимостью с точностью более 85 %.

4.2 Исследование спектров сечений поглощения, излучения и расчет спектров усиления градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce,Zn})$

Исследования, представленные в главе 3, позволяют провести расчет параметров для определения квантовой эффективности и генерационных свойств потенциальных лазерных сред градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$. Для расчета спектров сечений поглощения оптических центров используем результаты спектрального анализа градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$.

На рисунке 66 показаны результаты исследований спектров коэффициентов поглощения, полученные в произвольных координатах кристаллических пластин, концентрация оптических центров в которых представлена в таблице 13.

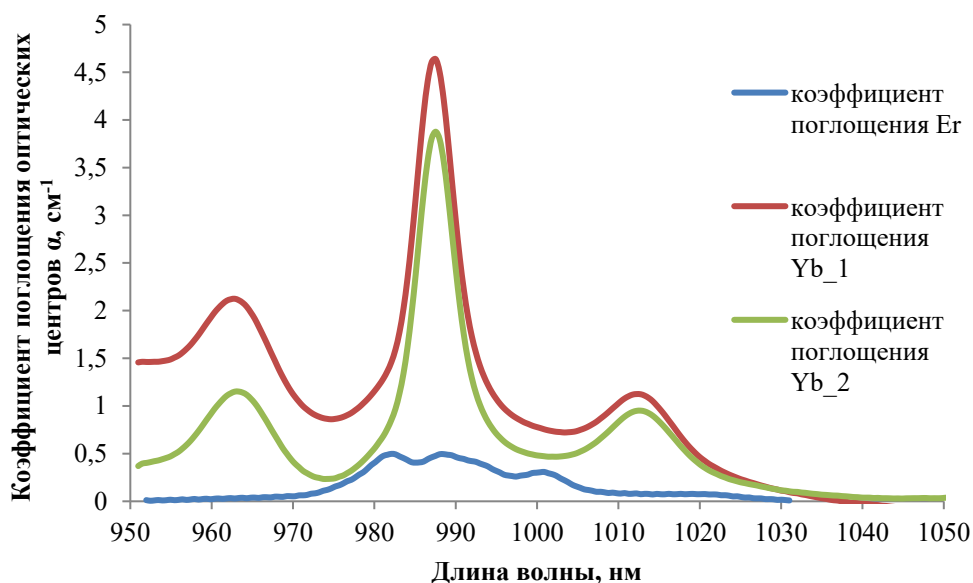


Рисунок 66 – Типовые спектры коэффициентов поглощения градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ в области 950–1050 нм

Как видно из приведенных результатов, коэффициент поглощения оптических центров на длине волны 980 нм накачки ПП лазерного диода в кристаллах с

двойным легированием оптических центров почти на порядок выше, чем для кристаллов с одним оптическим центром Er^{3+} .

Таблица 9 – Концентрации оптических центров в произвольных точках координат градиентно-активированных кристаллов при проведении экспериментов

№ п/п экспериментальной точки	Концентрация оптических центров, ат.%		Концентрация оптических центров, см^{-3}	
	Yb^{3+}	Er^{3+}	Yb^{3+}	Er^{3+}
$\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}_1$	0,26	0,69	$6,5 \cdot 10^{19}$	$1,7 \cdot 10^{20}$
$\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}_2$	0,19	0,89	$4,7 \cdot 10^{19}$	$2,2 \cdot 10^{20}$
$\text{LiNbO}_3:\text{Er}$	-	2,74	-	$6,9 \cdot 10^{20}$

На рисунках 67–68 представлены спектры сечений поглощения исследуемых образцов в области 950–1050 нм

Для расчета генерационных параметров одним из важных показателей активной среды является значение сечения излучения. Для исследуемых образцов сечение было рассчитано по формуле Фюхтбауэра–Ладенбурга [75]:

$$\sigma_{\text{ca}} = W_{\text{ra}} \cdot \frac{\lambda^5 I(\lambda)}{8\pi c n^2 \int \lambda I(\lambda) d\lambda}, \quad (21)$$

где $W_{\text{ra}} = 1/\tau$ – скорость радиационного распада возбужденного состояния;

$I(\lambda)$ – спектр излучения оптических центров;

c – скорость света;

n – показатель преломления исследуемого образца.

На рисунке 69 приведен спектр сечения излучения градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ в координате, соответствующей концентрации оптических центров $6,9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

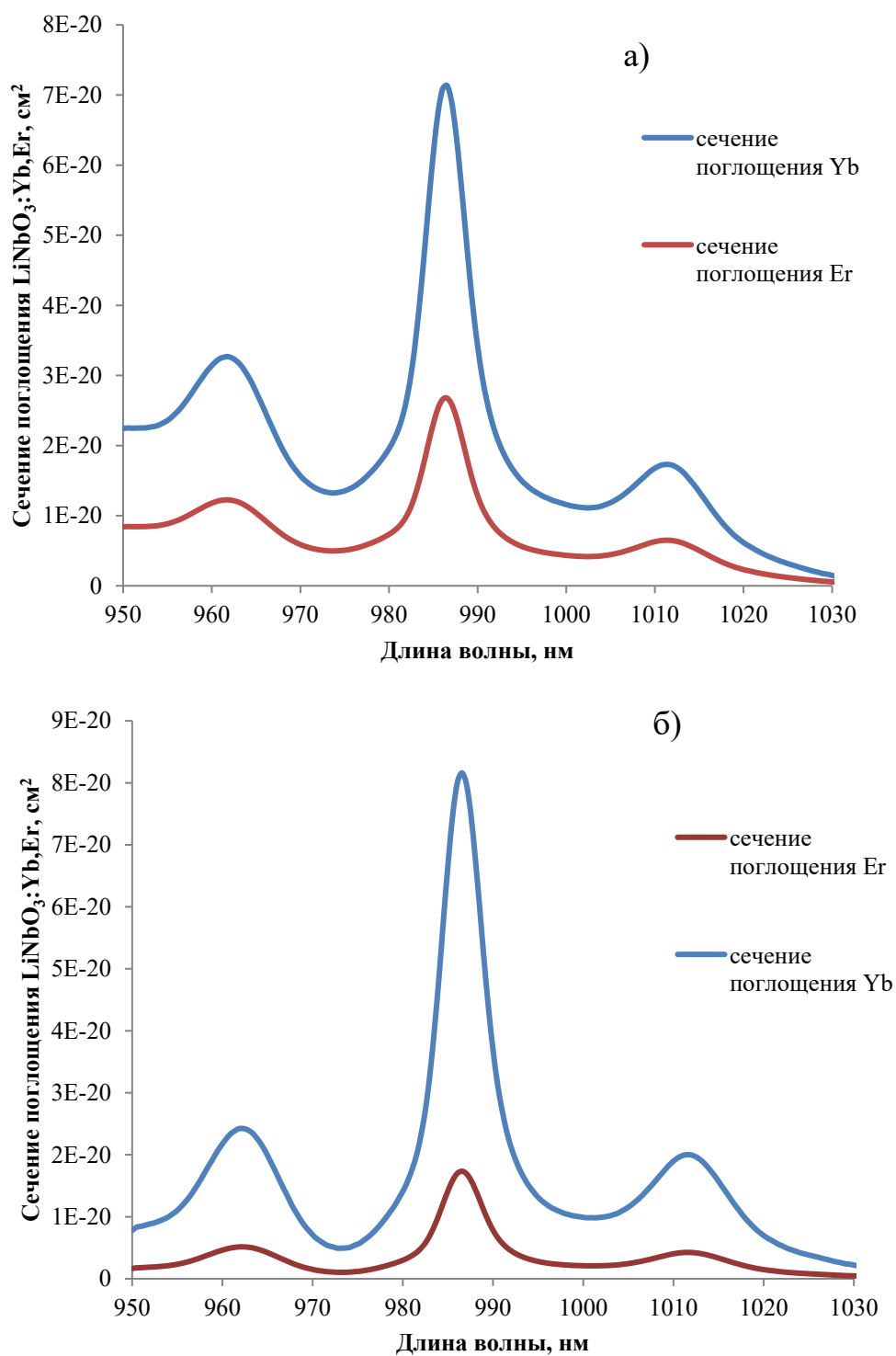


Рисунок 67 – Типовые спектры сечения поглощения кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ в спектральном диапазоне 950–1030 нм для различных оптических центров в координатах кристалла с концентрациями центров: а) $N(\text{Yb}) = 6,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N(\text{Er}) = 1,7 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$; б) $N(\text{Yb}) = 4,7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N(\text{Er}) = 2,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

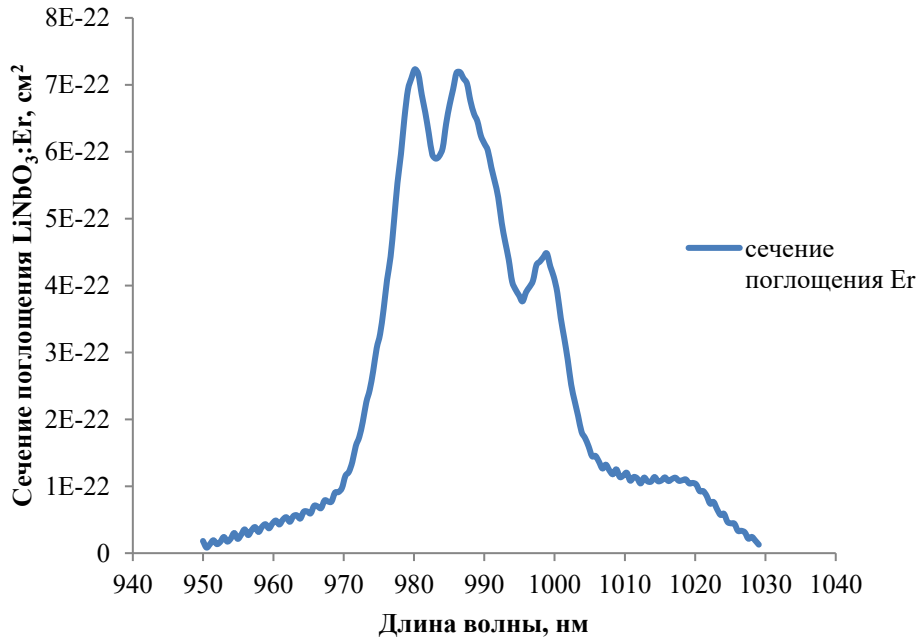


Рисунок 68 – Типовой спектр сечения поглощения LiNbO₃:Er в координате кристаллической пластинки с концентрацией оптических центров $N(\text{Er}) = 6,9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

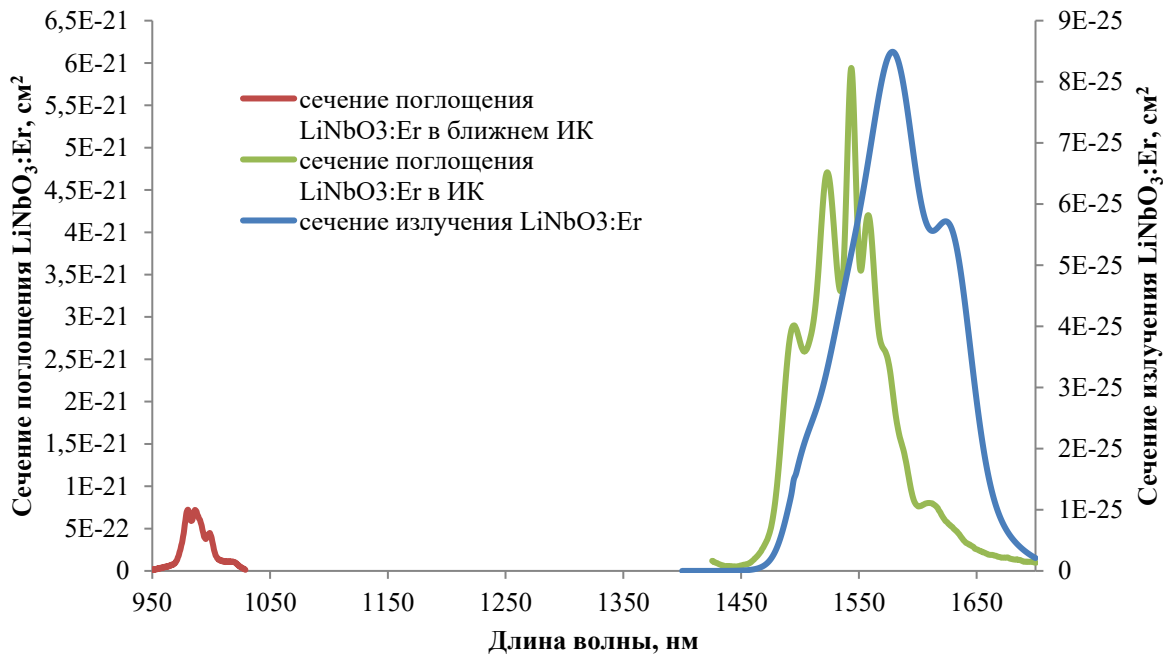


Рисунок 69 – Типовые спектры сечений поглощения и излучения градиентно-активированного образца LiNbO₃:Er, полученные в координате концентрационного профиля кристалла, соответствующей концентрации $N(\text{Er}) = 6,9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$

Как видно из представленных результатов, сечение поглощения на длине волны оптической накачки в несколько раз меньше, чем сечение поглощения в области 1,5 мкм исследуемого образца, что определяет в некоторых волоконных усилителях выбор системы накачки излучением ПП лазерного диода с длиной волны генерации 1480 нм.

На рисунке 70 представлены сечения поглощения и излучения градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ в области 1,5 мкм. Как видно из представленных данных, одновременная сенсбилизация кристаллов ионами Er^{3+} и Yb^{3+} позволяет увеличить сечение переходов в области 1,5 мкм на несколько порядков.

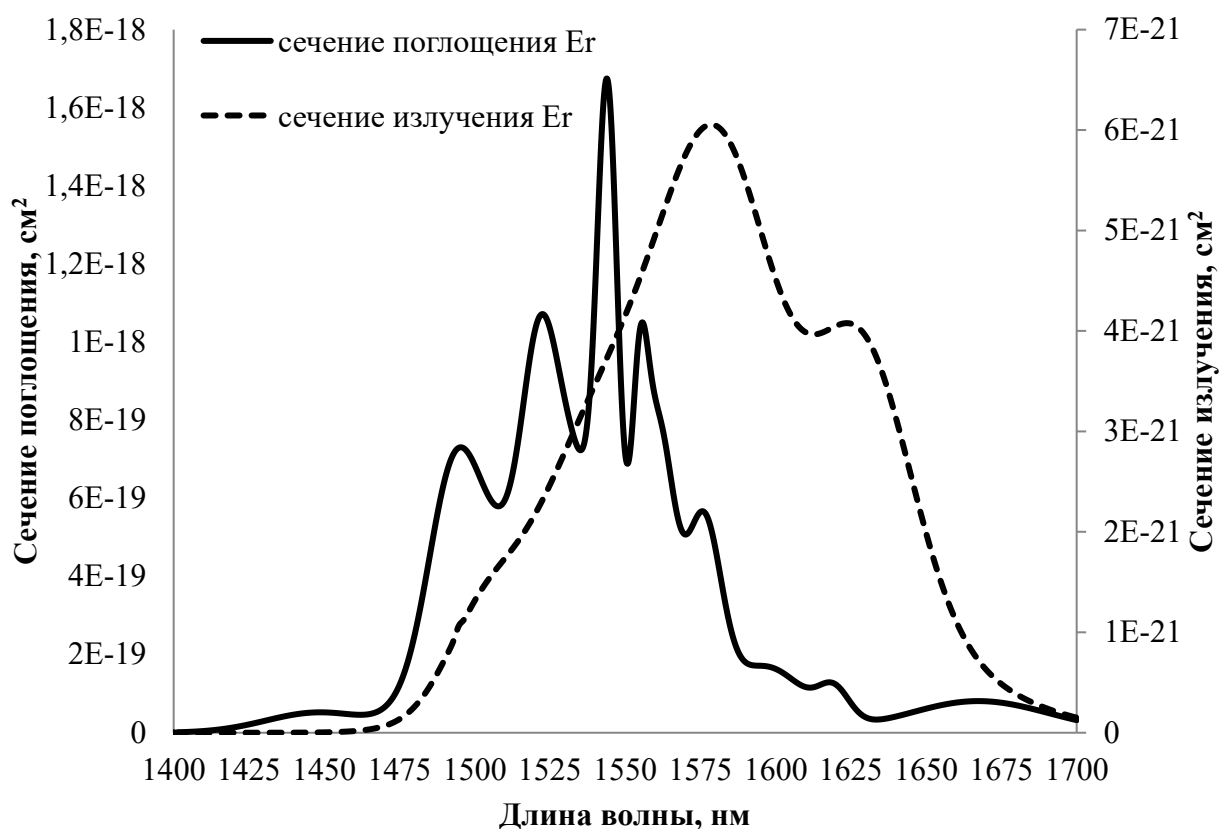


Рисунок 70 – Характерные спектры сечений поглощения и излучения ионов Er^{3+} в кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$

На рисунке 71 представлена серия кривых спектра усиления градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ при различных значениях $\beta = n/N$. В данном случае под параметром β подразумевается степень инверсной населенности энергетических уровней, участвующих в процессе излучения. Как видно из рисунка, усиление сигнала происходит в спектральном диапазоне от 1560 до 1660 нм.

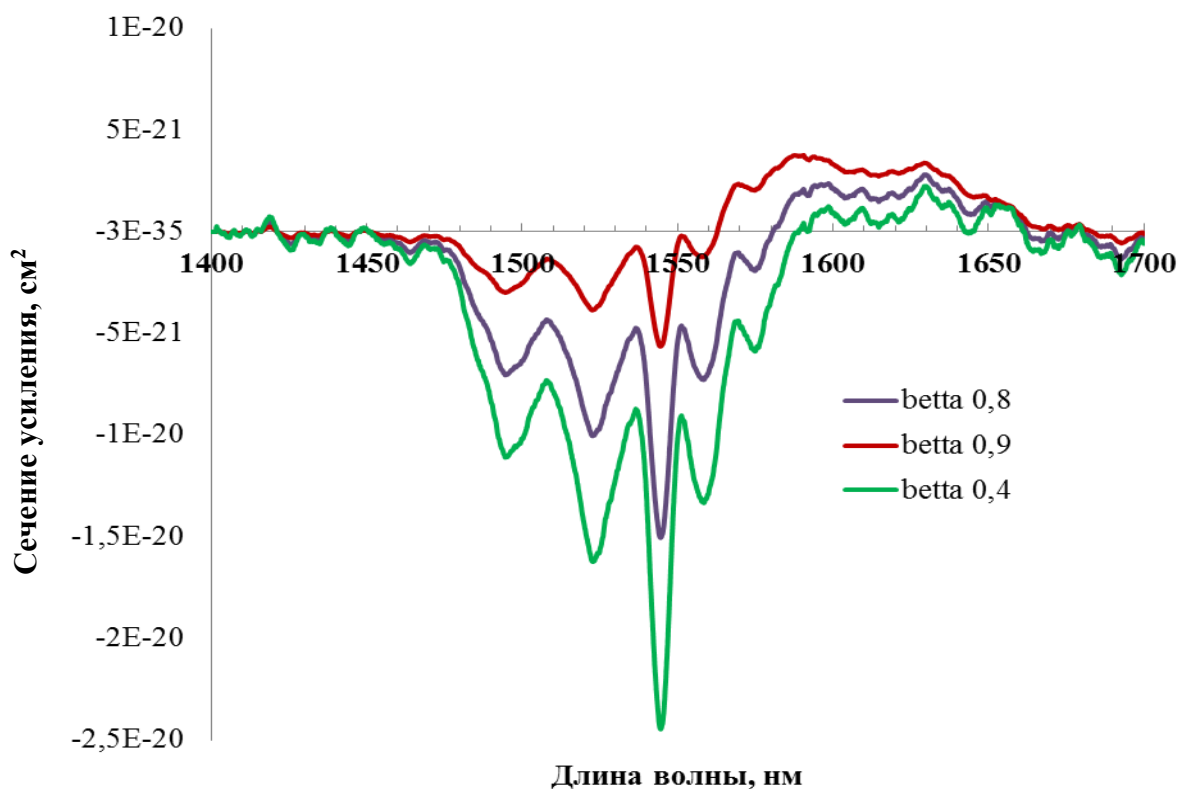


Рисунок 71 – Характерные спектры сечения усиления кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ [25] при различных значениях параметра инверсной населенности уровней β

На рисунке 72 представлены спектры коэффициента усиления оптического сигнала G , рассчитанного по формуле [25]:

$$G = \exp(2m \cdot \sigma_{em} \cdot n \cdot l), \quad (22)$$

где m – число полных проходов излучения в объеме резонатора;

σ_{em} – спектр сечения излучения;

n – концентрация ионов Er в возбужденном состоянии;

l – длина активного элемента.

В нашем случае для определения концентрации ионов Er в возбужденном состоянии было использовано понятие степени инверсной населенности β , а в качестве сечения излучения исследуемого образца было использовано понятие спектра сечения излучения.

Продольная накачка в кристалле с постоянной концентрацией

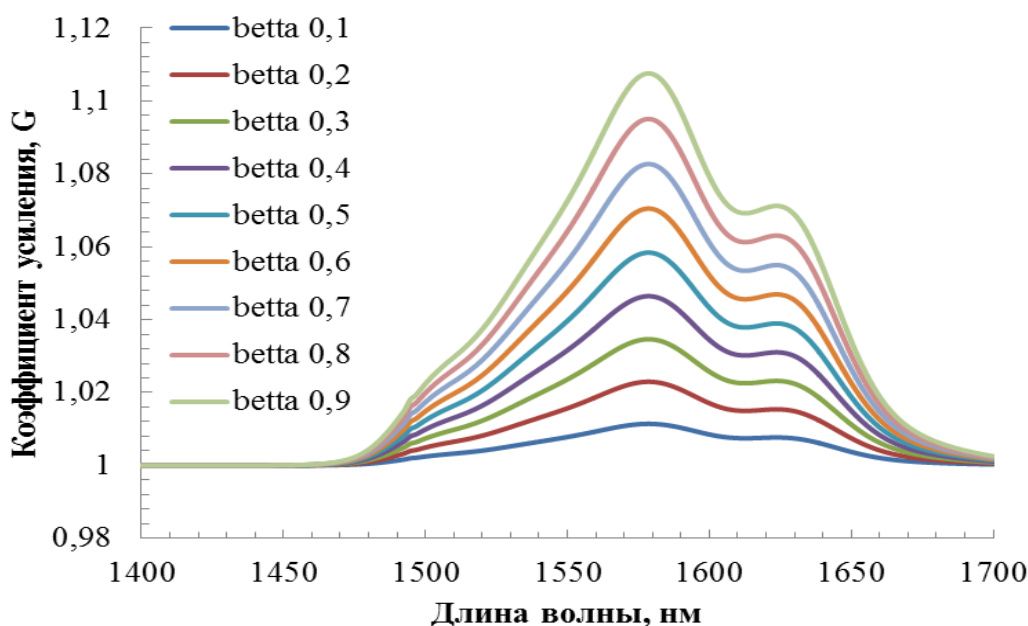


Рисунок 72 – Спектры коэффициента усиления оптического сигнала исследуемого кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ в спектральном диапазоне 1400–1700 нм при различных коэффициентах инверсной населенности оптических центров Er^{3+} ($m = 1$)

Условия, при которых были рассчитаны данные спектры коэффициентов усиления:

- 1) резонатор Фабри–Перо (два плоско-параллельных зеркала с просветляющим напылением соответствующего спектрального диапазона);
- 2) количество проходов – один полный ($m = 1$);
- 3) геометрия активного элемента – цилиндр длиной 3,5 см.

Как видно из рисунка 73, при увеличении количества полных проходов до 5 ($m = 5$) величина коэффициента усиления (при $\beta = 0,9$) увеличивается от 12 до 70 %.

На рисунке 74 представлены расчетные спектры коэффициента усиления при наличии концентрационных профилей оптических центров в градиентно-активированном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$, параметры которых описаны в главах 2 и 3.

Для сравнения расчетных спектров начальные условия сохранялись, как и для однородно легированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$, при количестве полных проходов внутри резонатора $m = 1$.

Продольная накачка в кристалле с постоянной концентрацией

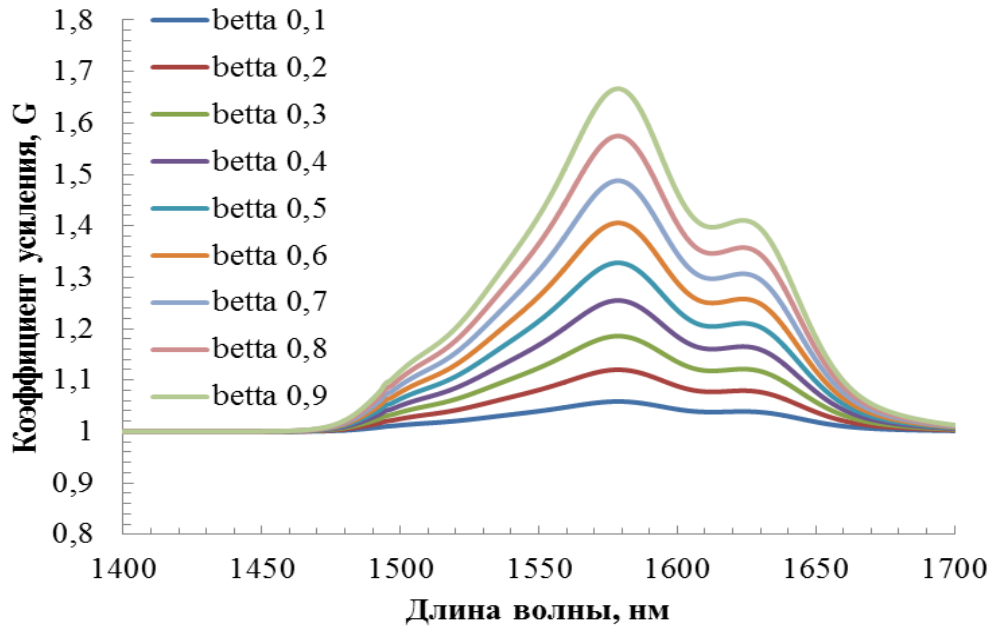


Рисунок 73 – Спектры коэффициента усиления оптического сигнала исследуемого кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ в спектральном диапазоне 1400–1700 нм при различных коэффициентах инверсной населенности оптических центров Er^{3+} ($m = 5$)

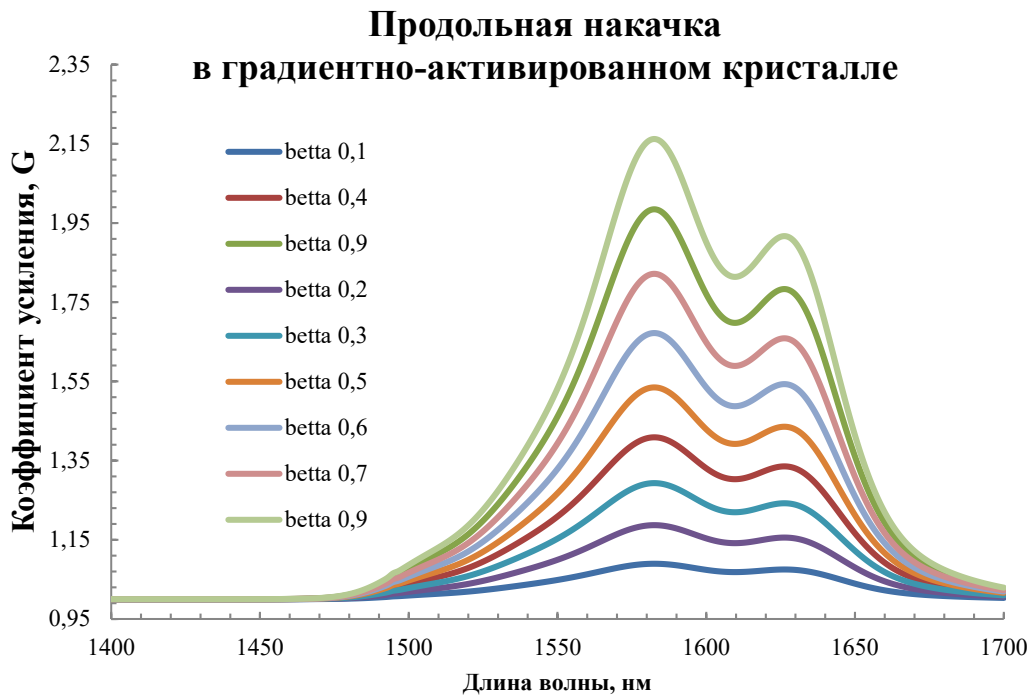


Рисунок 74 – Спектры коэффициента усиления оптического сигнала исследуемого градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ в спектральном диапазоне 1400–1700 нм при различных коэффициентах инверсной населенности оптических центров Er^{3+} ($m = 1$)

Как видно из представленных расчетов, наличие концентрационных профилей оптических центров демонстрирует рост усиления оптического сигнала при прочих равных условиях на величину порядка 20 %.

Как было показано в главе 3 (п. 3.2), градиентно-активированные кристаллы ниобата лития с концентрационными профилями оптических центров Er^{3+} демонстрируют изменение люминесцентного времени жизни возбужденного состояния относительно продольной координаты кристалла (концентрационного профиля оптических центров Er^{3+}). Любое изменение данного параметра отражается на генерационных параметрах активного лазерного элемента, таких как сечение излучения и усиления. На рисунке 75 представлен ряд кривых сечения излучения в зависимости от функции изменения люминесцентного времени жизни возбужденного состояния оптических центров Er^{3+} .

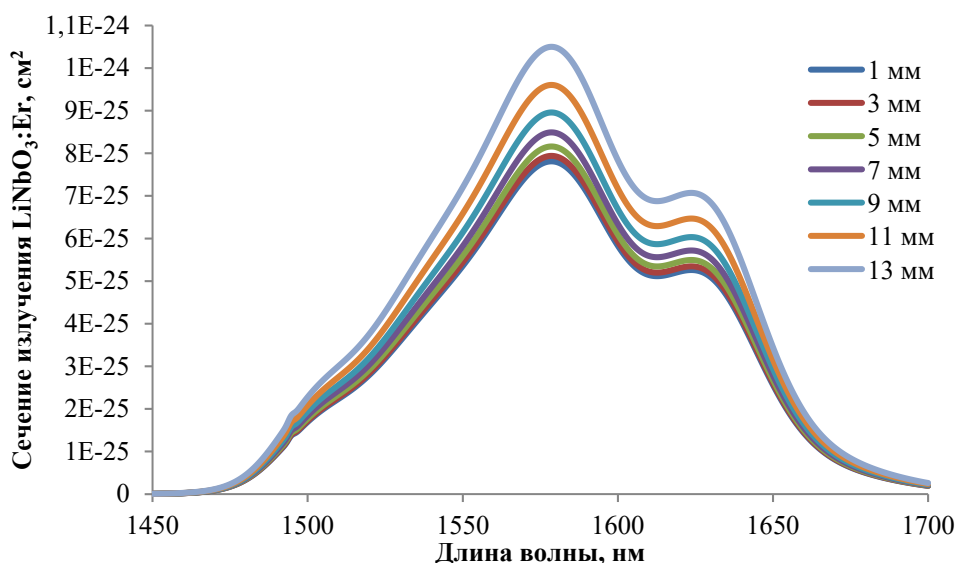


Рисунок 75 – Изменение сечения излучения в градиентно-активированном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ относительно продольной координаты кристалла и времени затухания возбужденного состояния Er^{3+} (гл. 3, рис. 47)

Как видно из представленных расчетов, создание условий изменения времени жизни возбужденного состояния в оптической среде позволяет трансформировать величину сечения излучения оптического центра. В случае градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ изменение параметра радиационного распада

возбужденного состояния оптического центра Er^{3+} увеличивает пиковое значение сечения излучения на длине волны 1580 нм на величину порядка 30 %.

На рисунке 76 представлены рассчитанные коэффициенты усиления G для градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$, концентрационный профиль оптического центра Er представлен на вкладке рисунка 76. Условия расчетов коэффициентов усиления для градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ абсолютно идентичны. На рисунке 76 учитывался один полный проход излучения внутри оптического резонатора.

Как видно из представленных расчетов, величина коэффициента усиления градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ намного меньше величины усиления градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ с двойным концентрационным профилем оптических центров.

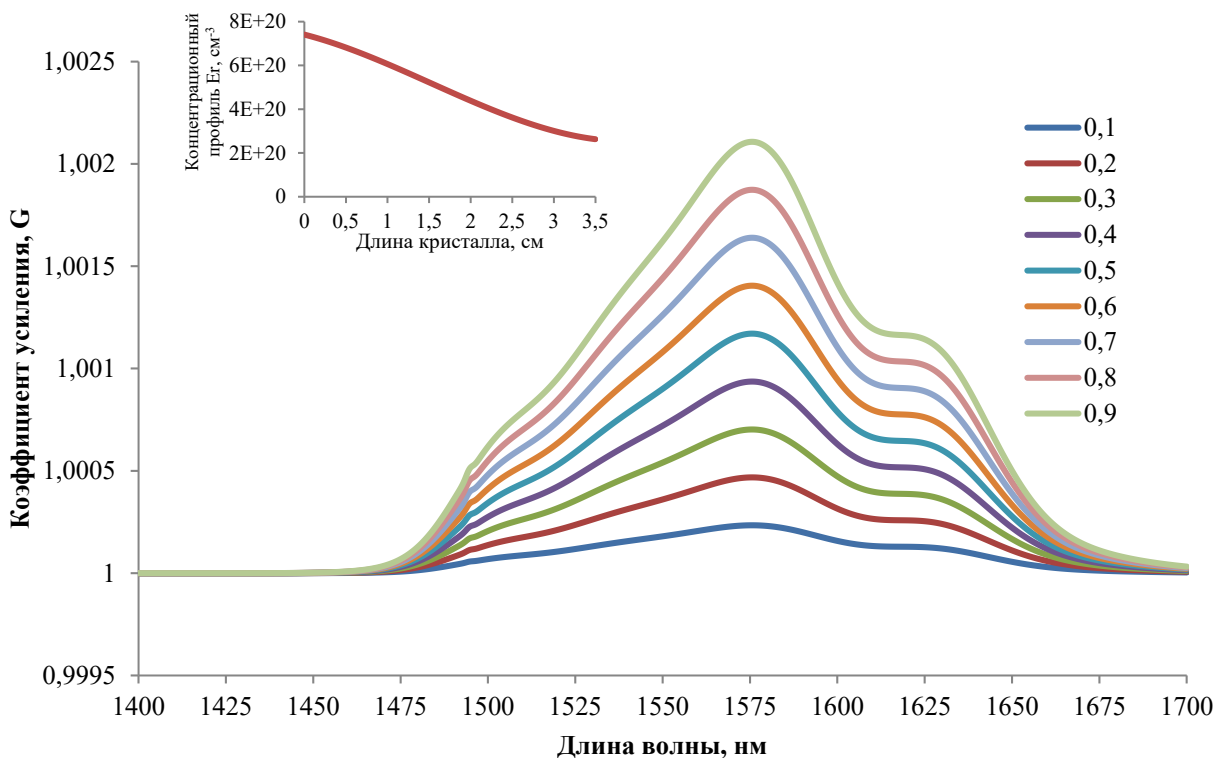


Рисунок 76 – Спектры коэффициентов усиления оптических сигналов в градиентно-активированном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ при различных уровнях инверсии населенностей энергетических состояний β (изменяется от 0,1 до 0,9) и концентрационном профиле оптических центров, представленном в верхнем левом углу рисунка

Результат, представленный на рисунке 76, получен с учетом изменения времени жизни возбужденного состояния оптического центра относительно концентрационного профиля, а также с учетом изменения концентрации ионов Er^{3+} относительно продольной координаты кристалла, совпадающей с направлением распространения оптической накачки в активном лазерном элементе.

При изменении количества полных проходов сигнала оптической накачки внутри оптического резонатора до $m = 5$ уровень коэффициента усиления сигнала увеличивается в соответствии с данными, представленными на рисунке 77.

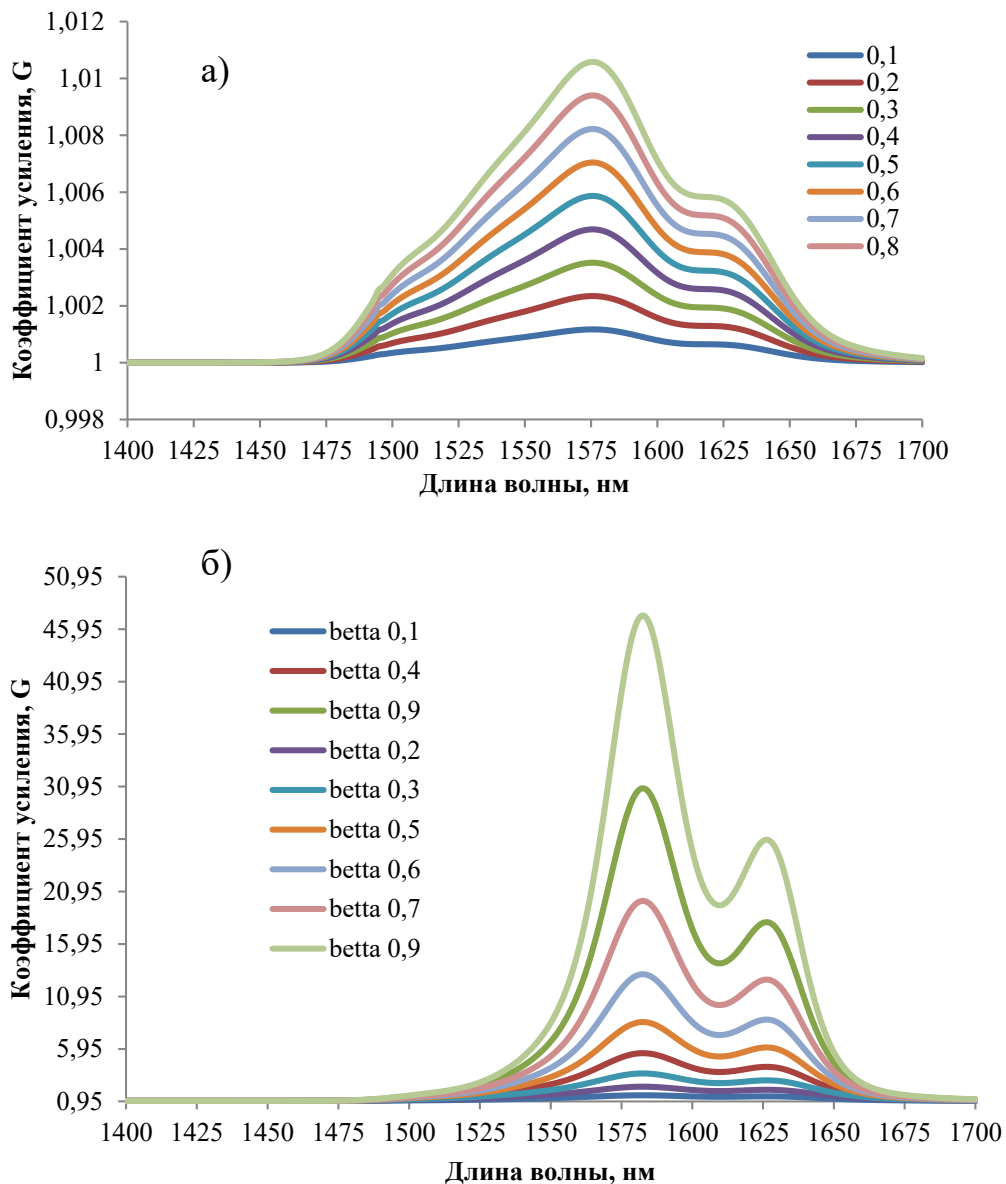


Рисунок 77 – Спектры коэффициентов усиления оптических сигналов при условии 5 полных проходов излучения накачки в оптическом резонаторе для градиентно-активированных кристаллов: а) $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$; б) $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$

Как было отмечено в главе 3, сенсбилизация градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$ ионами релаксаторами Ce^{3+} снижает люминесцентное время жизни возбужденного состояния Er^{3+} в области 1,5 мкм до уровня 500 мкс. На рисунке 78 представлен характер влияния снижения времени жизни возбужденного состояния на величину эффективного сечения излучения исследуемых образцов при условии одинаковой концентрации оптических центров Er^{3+} .

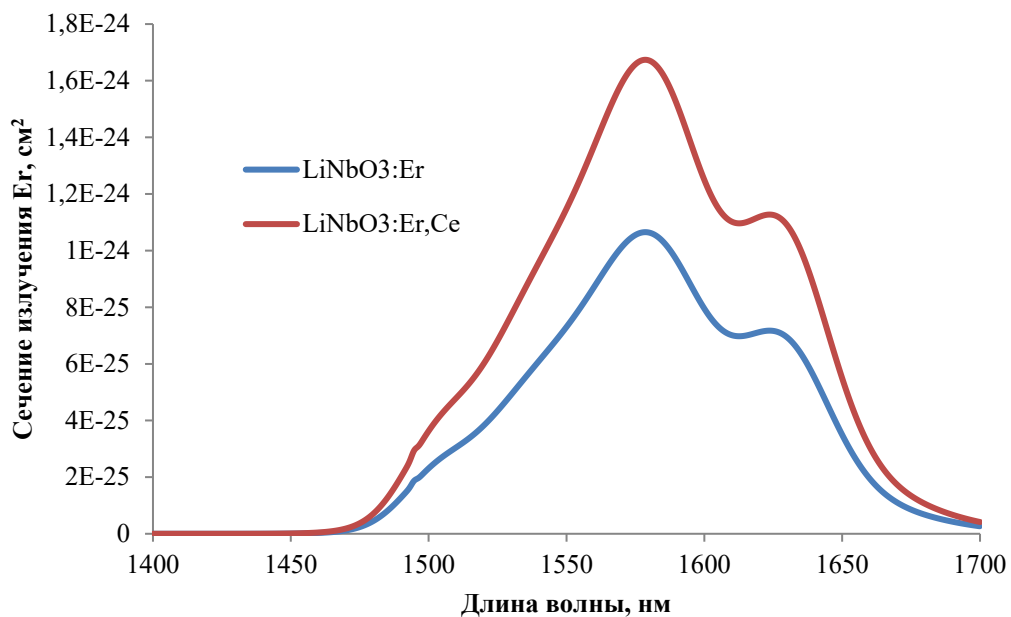


Рисунок 78 – Спектры сечения излучения градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Ce}$

Результат, представленный на рисунке 79, показывает, что наличие концентрационного профиля оптических центров позволяет добиться увеличения коэффициента усиления сигнала при прочих равных условиях проведения сопоставительных исследований на величину более чем на 30 %.

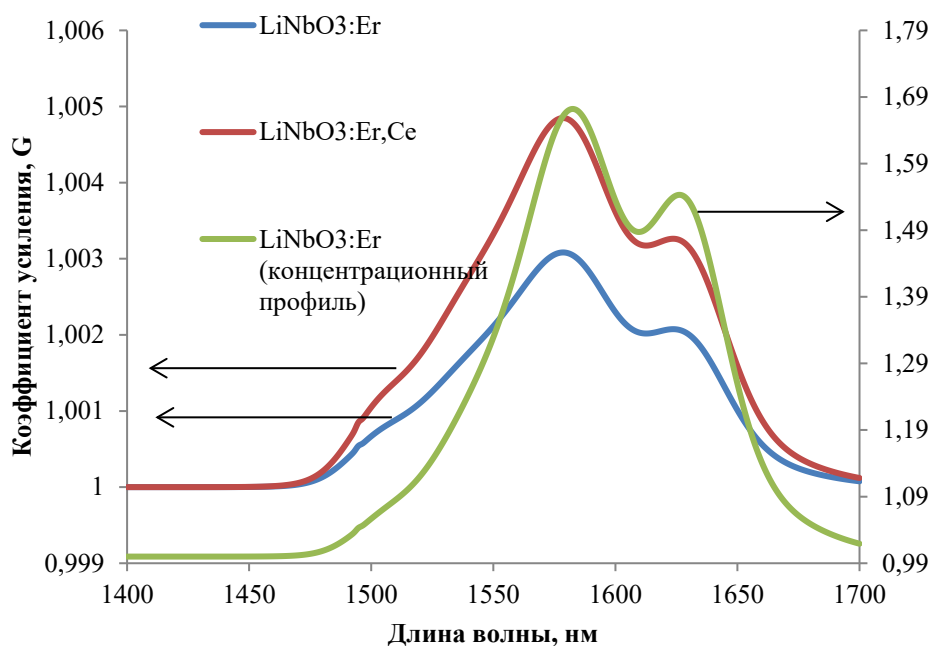


Рисунок 79 – Сопоставление спектров коэффициента усиления оптического сигнала кристаллов с постоянной концентрацией сенсibilизаторов $LiNbO_3:Er$ и $LiNbO_3:Er,Ce$ и градиентно-активированного кристалла $LiNbO_3:Er$

4.3 Сравнительный анализ параметров 1,5 мкм генерации для однородно легированных и градиентно-активированных кристаллов $LiNbO_3:Yb,Er$ и $LiNbO_3:Er$

Для сравнительного анализа пороговой эффективности накачки были рассмотрены кристаллы $LiNbO_3:Er$ и $LiNbO_3:Yb,Er$ с градиентными и равномерными концентрационными профилями активных ионов (рис. 80). Функции распределения оптических примесей соответствуют функциям, представленным формулами:

$$C_{Yb}(z) = C_{1\%} \cdot (az^3 + bz^2 + cz + d) \quad (23)$$

$$C_{Er}(z) = C_{1\%} \cdot (a'z^3 + b'z^2 + c'z + d') \quad (24)$$

где $C_{1\%}$ – концентрация примеси в кристаллической решетке LiNbO_3 ,
соответствующая 1 ат.%;

$a, a', b, b', c, c', d, d'$ – численные коэффициенты (табл. 14).

Таблица 14 – Коэффициенты для формул концентрационных профилей

a	b	c	d	a'	b'	c'	d'
0,0205	-0,1118	-0,0372	1,2089	-0,0098	0,0511	0,0221	0,0205

Численное интегрирование кривых (1, 2) по длине кристалла позволило получить средние эффективные значения концентраций, которые составили 0,91 ат.% для ионов Yb^{3+} и 0,16 ат.% для ионов Er^{3+} (пунктирные линии на рис. 80).

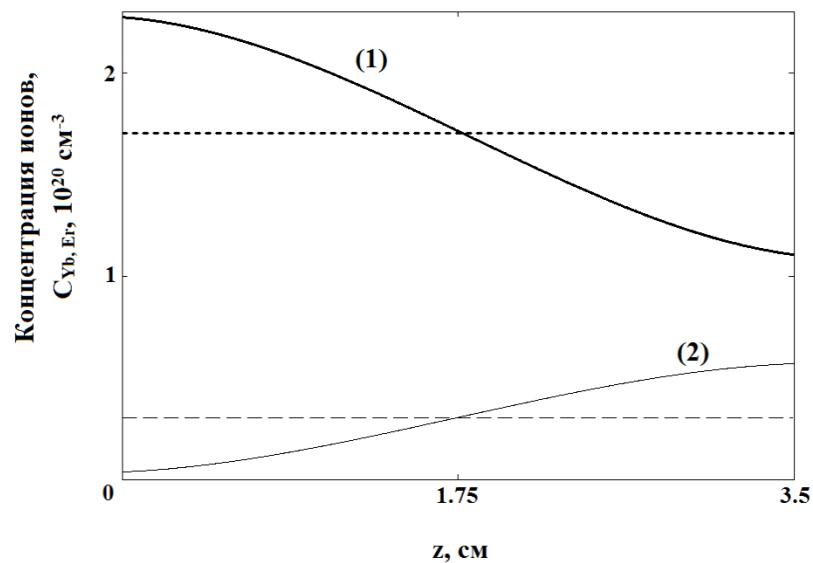


Рисунок 80 – Концентрационные профили ионов Yb^{3+} (жирные линии) и Er^{3+} (тонкие линии): (1) – концентрационный профиль ионов Yb^{3+} , соответствующий формуле (23); (2) – концентрационный профиль ионов Er^{3+} , соответствующий формуле (24)

Используя модель расчета генерационных параметров в условиях начала развития процесса генерации (9–20), при котором величины C_{dd} и C_{da} являются микропараметрами, обозначающими эффективность переноса энергии, и определяются как интегралы перекрытия спектров поглощения и излучения доноров и акцепторов, получаем выражения [2; 8; 31]:

$$C_{da} = \frac{3}{8} \frac{c}{\pi^4 n^2} \int_0^\infty \sigma_{em_d}(\lambda) \sigma_{abs_d}(\lambda) d\lambda, \quad (25)$$

$$C_{da} = \frac{3}{8} \frac{c}{\pi^4 n^2} \int_0^\infty \sigma_{em_d}(\lambda) \sigma_{abs_d}(\lambda) d\lambda, \quad (26)$$

где n – коэффициент преломления среды.

Посредством подстановки концентрационных профилей (1–2) в данную кинетическую модель на место параметров N_{Yb} и N_{Er} можно получить пространственное изменение порога накачки вдоль длины неоднородно легированного кристалла.

Рассмотрим результаты моделирования на примере $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (рис. 81 (а)). В низколегированной области вблизи входного торца неоднородного кристалла значение пороговой мощности ожидаемо выше, чем однородного. Во второй половине $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ концентрация ионов эрбия становится выше, чем в градиентно-активированном кристалле, однако это не дает существенного падения значения пороговой мощности, так как количество невозбужденных ионов уменьшается с расстоянием вдоль его длины. Тем не менее даже это небольшое преимущество позволяет нивелировать разницу в зависимости пороговой мощности от радиуса пятна накачки, которая заметна вблизи входного торца $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (рис. 82 (а, б)).

Кристаллы, сенсibilизированные ионами иттербия, отличаются не только гораздо более низким порогом накачки, но и более сложной формой кривой его пространственного распределения в случае неоднородного легирования (рис. 81 (б)). Как было показано в работе [79], соотношение концентраций C_{Yb}/C_{Er} отрицательно коррелирует с эффективностью переноса энергии «донор-акцептор» между ионами Yb^{3+} и Er^{3+} , что находит отражение и в кривой пространственного распределения пороговой мощности накачки.

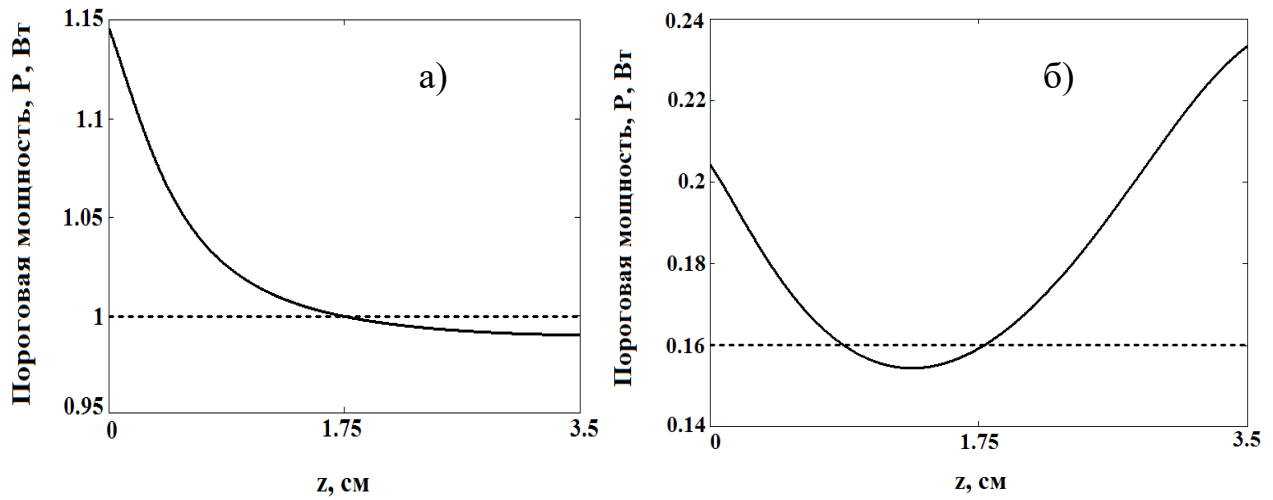


Рисунок 81 – Сравнение зависимостей пороговой мощности накачки от продольной координаты кристалла z в случае градиентно-активированного кристалла с концентрационным профилем (сплошная линия) и однородного кристалла (пунктирная линия) $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (а) и $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ (б)

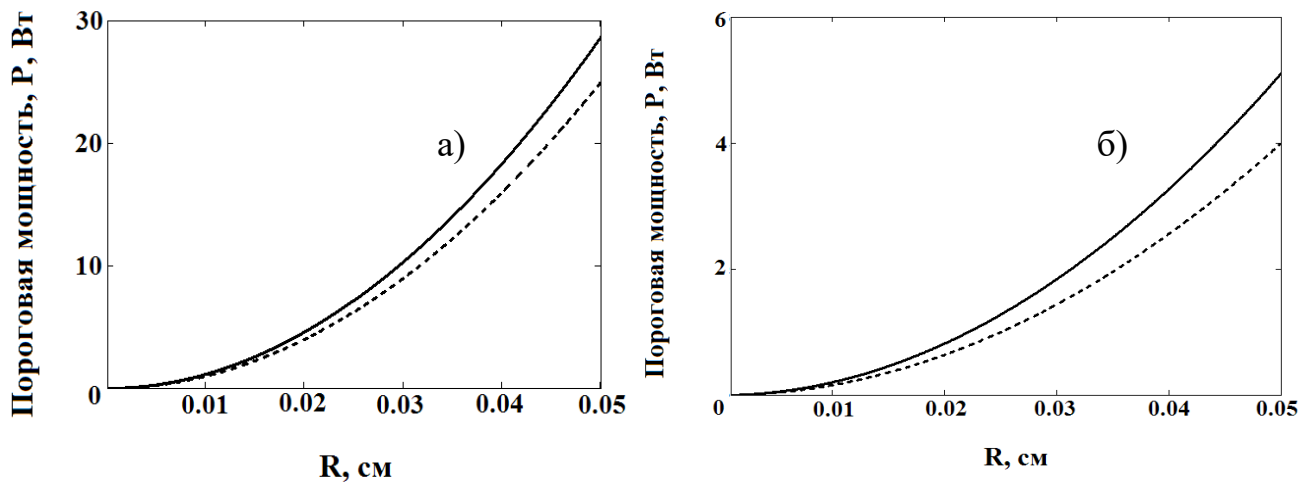


Рисунок 82 – Сравнение зависимостей пороговой мощности накачки от радиуса пятна накачки R на входном торце ($z = 0$ см) неоднородного (сплошная линия) и однородного (пунктирная линия) кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (а) и $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ (б) [50; 51]

На графике рисунка 81 (б) заметен ярко выраженный минимум функции, который можно охарактеризовать как область с оптимальным соотношением концентраций Yb/Er при заданном среднем количестве активных ионов. Таким образом, можно предположить, что с помощью оптимизации формы концентрационных профилей возможно расширить область пониженного порога мощности накачки за счет управления скоростью переноса энергии $\text{Er} \leftrightarrow \text{Yb}$ вдоль длины кристалла.

В таблице 15 приведены сравнительные генерационные параметры различных оптических материалов для 1,5 мкм лазерных активных элементов.

Таблица 15 – Спектрально-люминесцентные и лазерные параметры сред для 1,5-мкм лазеров

Параметры	Постоянная концентрация примеси Er, Yb				Градиент концентрации примеси	
	Er:LN	Yb,Er:LN	F.Glass	Yb,Er:CBFB	Er:LN	Yb,Er:LN
I_{sat} , (kW/cm ²)	14,8	17,1	11,5	20,3	14,7	25,5
$\beta \cdot I_{sat}$, (kW/cm ²)	2,8	3,2	5,8	4,1	2,8	4,9
I_p , (kW/cm ²) (T = 0,03)	3,2	0,51	0,7	0,6	3,2	0,4

Из приведенных параметров видно, что градиентно-активированные кристаллы ниобата лития с оптическими центрами иттербия и эрбия могут успешно конкурировать по величине пороговых значений генерационных процессов не только в области 1,63 мкм, но и вблизи 1,5 мкм, с широко используемыми в производстве усилителей и лазеров фторидными стеклами.

4.4 Экспериментальные исследования спектров усиления градиентно-активированных образцов LiNbO₃:Yb,Er и LiNbO₃:Er

Для проведения экспериментов по получению усиления опорного сигнала, прошедшего через исследуемый образец, была собрана оптическая схема, изображенная на рисунке 83. В состав схемы входили следующие элементы: источник оптической накачки (1) (полупроводниковый лазер «Латус» с длиной волны генерации 980 нм, с волоконным выходом и максимальной выходной мощностью 10 Вт); источник опорного, реперного сигнала (2) (полупроводниковый одномодовый лазер с длиной волны генерации 1550 нм); оптический спектроанализатор (10) (YOKOGAWA AQ 6370C); элементы оптомеханики (3–5; 8–9) и измеритель мощности оптического излучения (6) (Thorlab PM200 с максимумом

спектральной чувствительности на 1550 нм). На оптической схеме исследуемый кристаллический образец обозначен под номером 7.

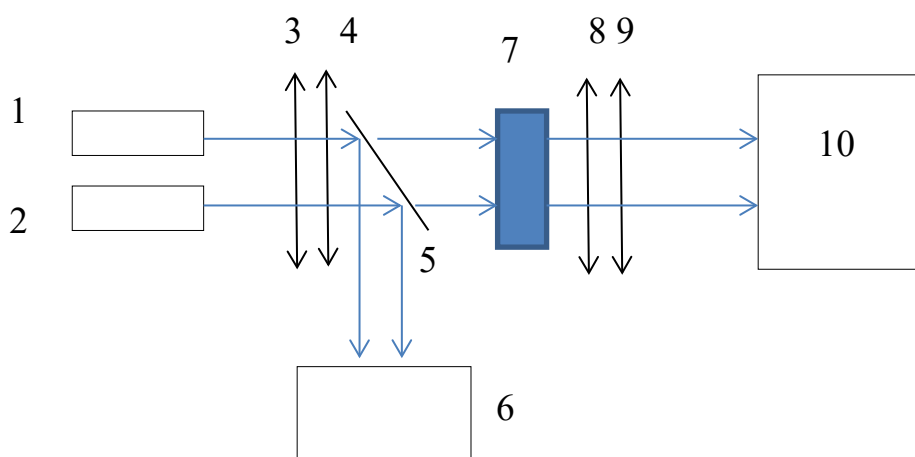


Рисунок 83 – Схема установки для проведения экспериментов по получению параметров усиления исследуемых кристаллов

Юстировка оптической схемы, представленной на рисунке 83, проходила следующим образом. Излучение от источников 1 и 2 фокусировалось в одну единую область на поверхности кристаллической пластинки исследуемого образца. На первом этапе определялся уровень мощности опорного сигнала источника 2. На втором этапе учитывалось излучение от источника 1 и проводились исследования зависимости оптической мощности усиленного исследуемым образцом сигнала, от мощности оптической накачки.

Экспериментальные данные усиления оптического сигнала были получены в разных координатах кристаллических пластинок исследуемых градиентно-активированных кристаллов, которые характеризуются концентрациями оптических центров Er^{3+} и Yb^{3+} , приведенных в таблице 16.

Таблица 16 – Координаты и концентрация оптических центров ионов Er^{3+} и Yb^{3+} в исследуемых точках градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$

	Кристалл $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$		Кристалл $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$		
	координата, мм	концентрация Er, ат.%	координата, мм	концентрация Yb, ат.%	концентрация Er, ат.%

Точка 1	8	2,75	28	0,69	0,26
Точка 2	25	1,59	20	0,85	0,19

На рисунках 84–85 представлены примеры результатов, проведенных экспериментальных исследований в виде кривых усиления оптического сигнала для градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$.

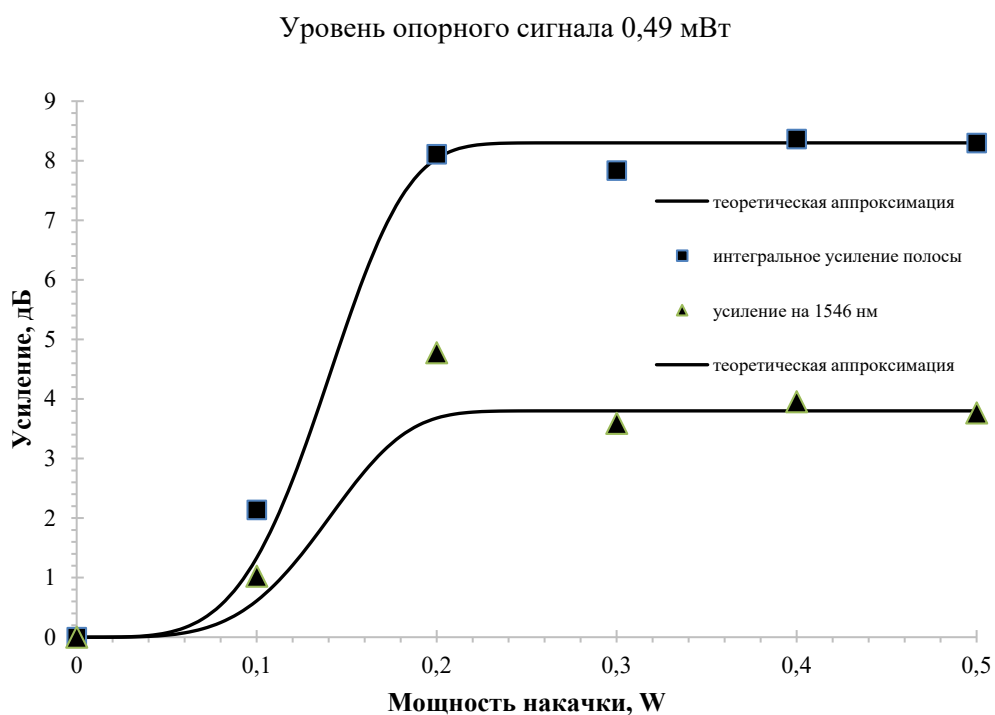


Рисунок 84 – Зависимости кривых усиления сигнала от мощности излучения оптической накачки с учетом уровня опорного (реперного) сигнала и случаев усиления сигнала на пике полосы 1546 нм и интегрального значения усиления в спектральной полосе 1530–1570 нм кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$: точка 2 (табл.16)

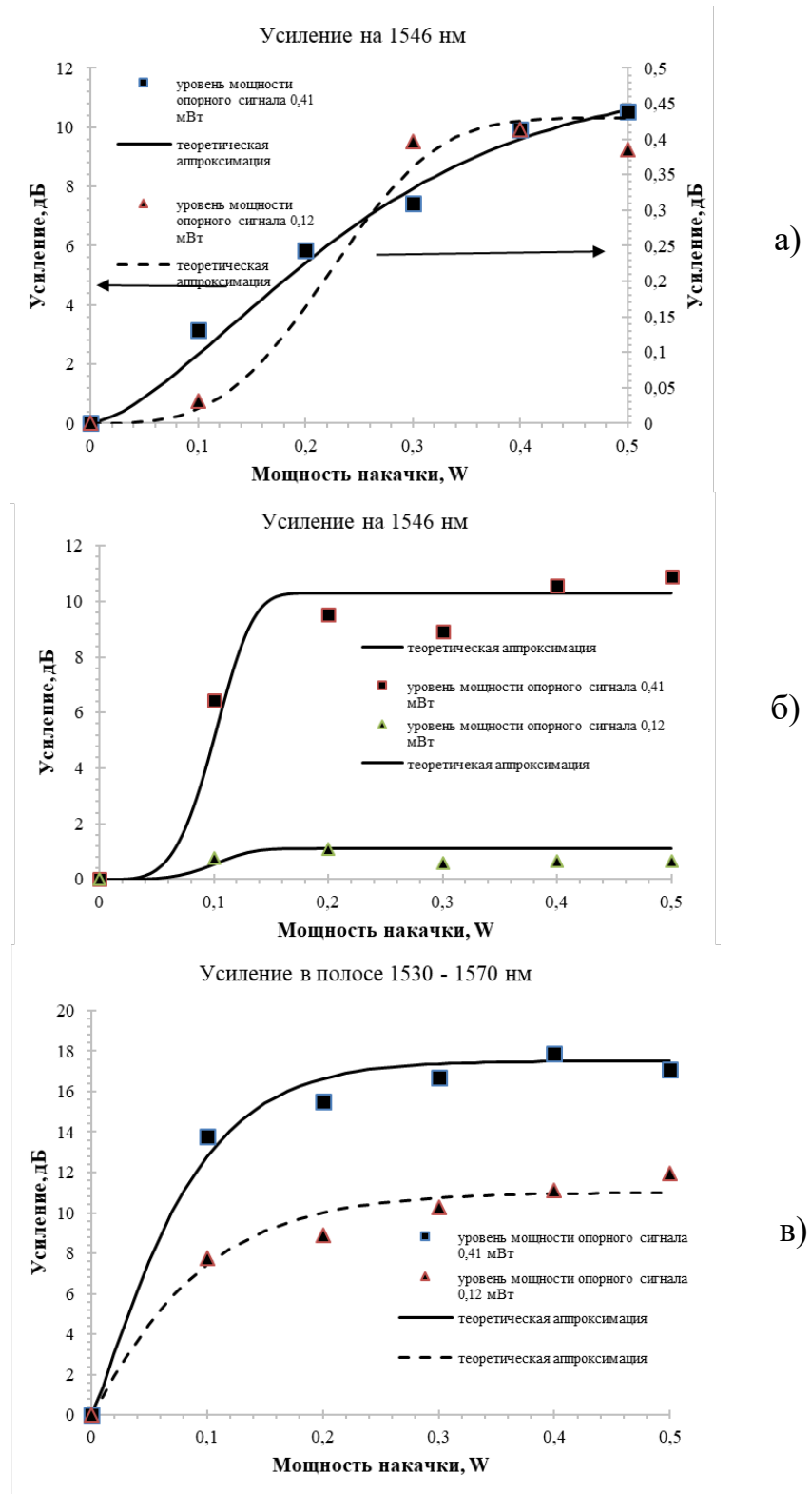


Рисунок 85 – Зависимости кривых усиления сигнала от мощности излучения оптической накачки с учетом уровня опорного (реперного) сигнала и случаев усиления сигнала на пике полосы 1546 нм и интегрального значения усиления в спектральной полосе 1530–1570 нм кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$: а) точка 1 (табл.16); б, в) точка 2 (табл.16)

На рисунке 86 приведен пример графика зависимости усиления оптического сигнала от уровня мощности накачки для полученного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$. Усиление оптического сигнала рассчитывалось по стандартной формуле (27):

$$D_p = 10 \lg \frac{P_2}{P_1} \quad (27)$$

где P_2 – уровень выходной оптической мощности;

P_1 – уровень мощности сигнала накачки.

На рисунке 86 уровень мощности сигнала накачки приведен с учетом поправки на потери. Таким образом, по оси абсцисс показана реальная мощность, которая достигает поверхности кристаллической пластинки исследуемого образца, а по оси ординат – величина усиления оптического сигнала относительно опорной мощности сигнала накачки в 1 мВт, с учетом потерь мощности на длине оптического пути.

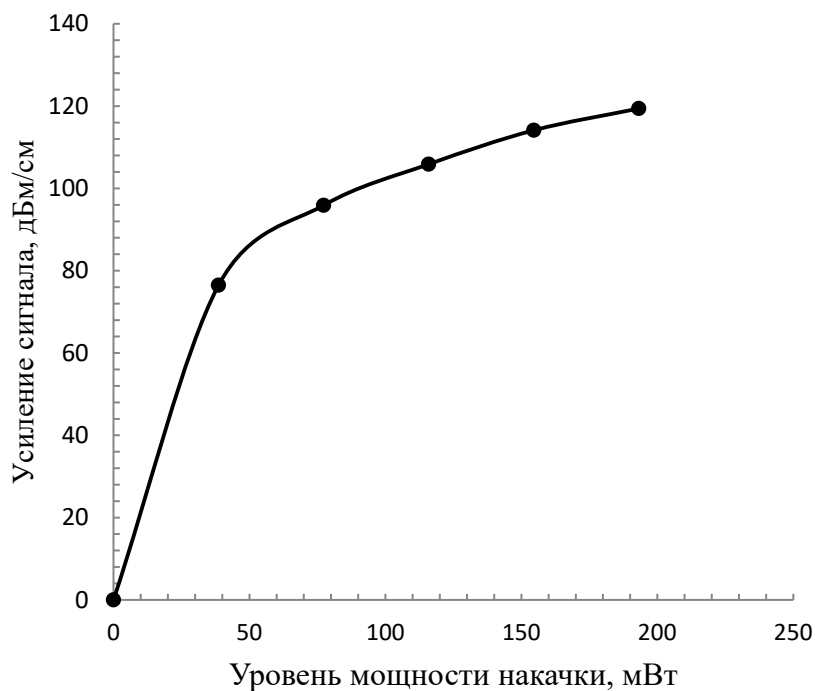


Рисунок 86 – График зависимости усиления оптического сигнала в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ от уровня мощности оптической накачки

В таблице 17 приведены сравнительные энергетические параметры для градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$. Параметр η представляет собой величину эффективности переноса энергии электронного возбуждения от доноров Yb^{3+} к акцепторам Er^{3+} , рассчитанный в рамках модели прыжкового механизма переноса энергии электронного возбуждения. Значение параметра было получено без учета процесса обратного переноса энергии на ионы Yb^{3+} и процесса ап-конверсии на энергетический уровень $^4\text{S}_{3/2}$ и при длине волны импульса лазерной накачки на 1,064 мкм (излучение основной гармоники YAG:Nd). Как видно из представленных экспериментальных данных, величины коэффициента усиления градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ не коррелируют с величиной параметра η . Это означает, что в теоретических расчетах энергетических параметров переноса энергии электронного возбуждения необходимо учитывать все возможные релаксационные каналы, которые вносят основной вклад в процесс обеднения населенностей электронных состояний акцепторов Er^{3+} .

Таблица 17 – Сравнение энергетических параметров градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ для его различных координат

№ п/п	Концентрация Yb, ат. %	Концентрация Er, ат. %	Эффективность переноса энергии η , %	Диапазон коэффициента усиления сигнала, дБ	Порог генерации, Р, Вт
1	0,85	0,19	11,5	4 – 12	0,165
2	0,69	0,26	11,7	14 – 18	0,21

Таким образом, исследования градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ показали, что в изучении эффективности оптических материалов в области 1,5 мкм в системе взаимодействующих центров $\text{Yb}^{3+} \leftrightarrow \text{Er}^{3+}$ в теоретической модели необходимо учитывать процессы ап-конверсии и излучение в области 3 мкм (квантовая эффективность 1,5 мкм излучения составляет порядка 70 % от поглощенной энергии [50]), а также процессы обратного переноса энергии электронного излучения на ионы доноров Yb^{3+} . Полученные и представленные в таблице 17 пороговые значения мощности градиентно-активированных кристаллов

$\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ в рамках разработанной модели, учитывающей основные процессы взаимодействия примесных центров (обратный перенос, ап-конверсия), полностью коррелируют с экспериментальными данными по усилению исследуемого образца.

Для разработки макета лазера на активном элементе кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ был использован резонатор, выполненный по полуконфокальной схеме (рис. 87–88) [5]. Радиус кривизны сферического зеркала в резонаторе составил 5 см. Плоское зеркало расположено на расстоянии не более 2,5 см от вершины сферического зеркала, таким образом, длина резонатора составила порядка 2,5 см.

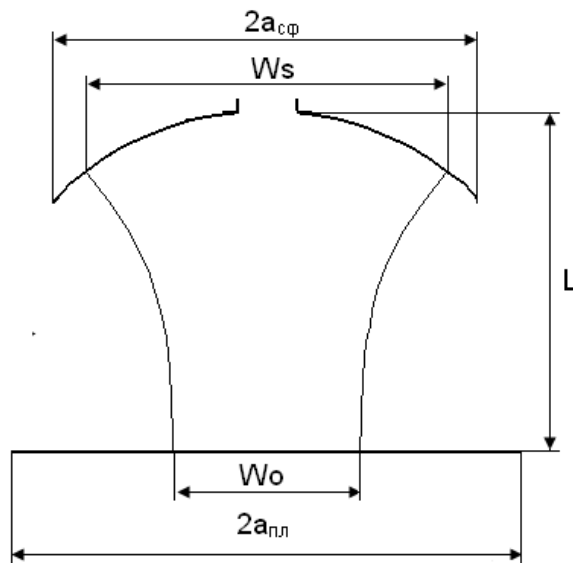


Рисунок 87 – Принципиальная схема полуконфокального резонатора

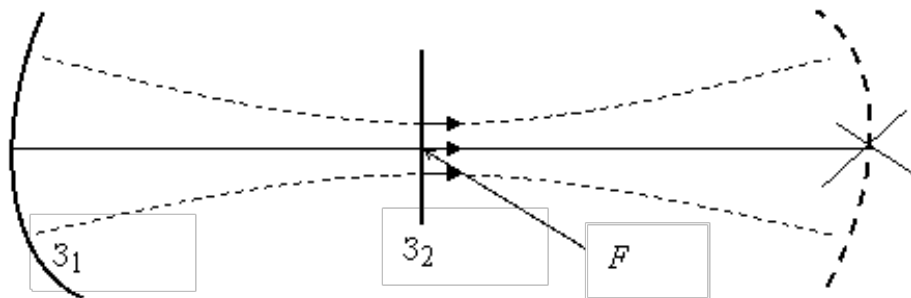
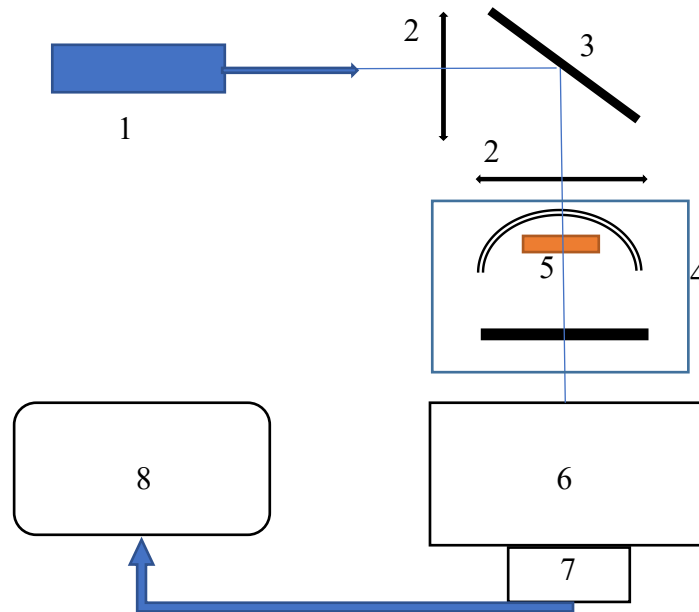


Рисунок 88 – Пример хода лучей в полуконфокальном резонаторе

Для определения спектрального диапазона пропускания интерференционных зеркал резонатора в области 800–1700 нм были проведены измерения по оптической схеме, показанной на рисунке 89. В состав оптической схемы (рис. 89)

входили следующие элементы: 1–источник оптической накачки, либо осветительная лампа; 2– собирающие линзы; 3– поворотное зеркало; 4 – полуконфокальный резонатор (см. рисунок 87); 5 – исследуемый образец кристаллической пластинки градиентно-активированного кристалла; 6 – монохроматор МДР – 204; 7 – приемник оптического излучения (PbS, PbSe); 8 – ЭВМ.



- 1–источник оптической накачки, либо осветительная лампа;
 2– собирающие линзы;
 3– поворотное зеркало;
 4 – полуконфокальный резонатор (см. рисунок 87);
 5 – исследуемый образец кристаллической пластинки градиентно-активированного кристалла;
 6 – монохроматор МДР – 204;
 7 – приемник оптического излучения (PbS, PbSe);
 8 – ЭВМ

Рисунок 89 – Блок-схема экспериментальной установки

На рисунке 90 представлен результат спектров пропускания интерференционных зеркал резонатора. Для получения спектров пропускания интерференционных полос в оптическую схему рисунка 89 добавляли модулятор между элементами 1 и 2. Юстировку оптической схемы проводили при помощи излучения маломощного He-Ne лазера таким образом, чтобы все оптические элементы схемы находились на одной главной оптической оси.

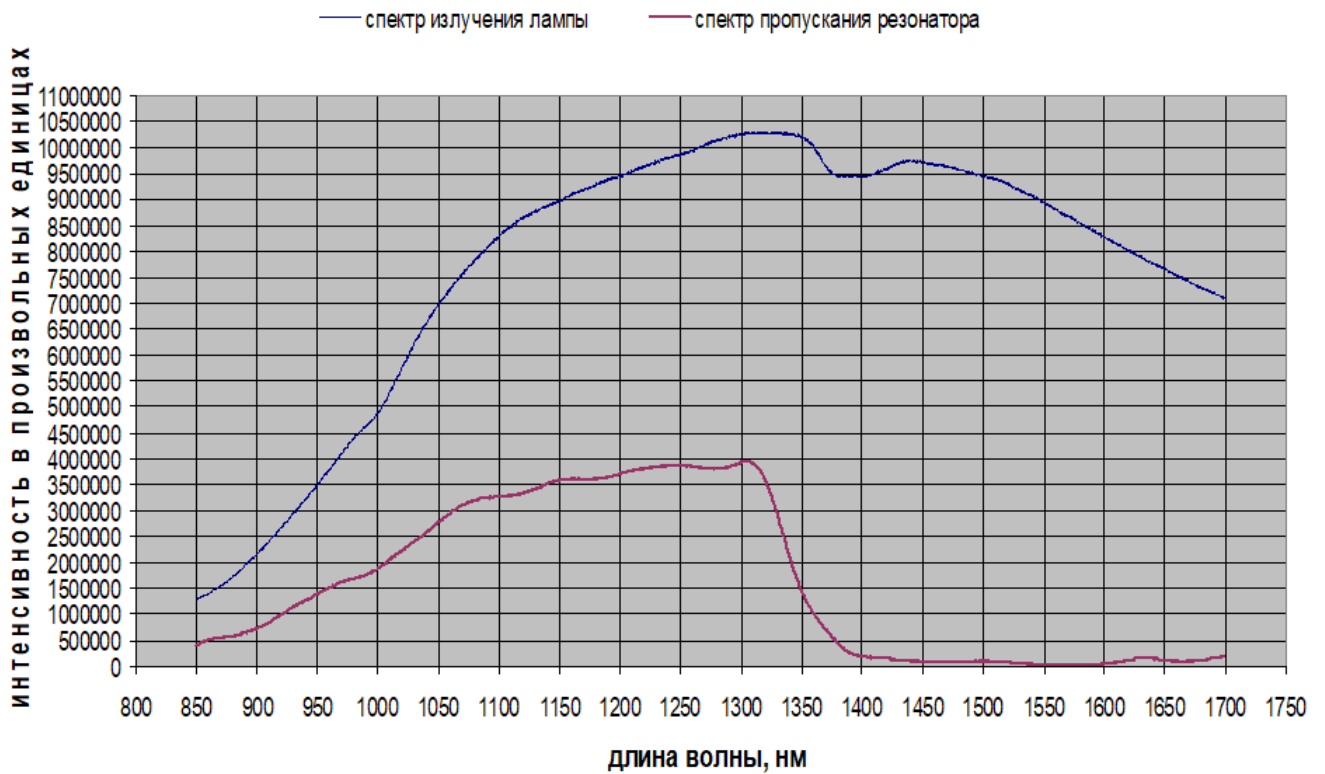


Рисунок 90– Спектр излучения лампы, спектр пропускания резонатора без активного элемента

После определения максимального спектрального диапазона отражения зеркал резонатора между ними размещался активный лазерный элемент в виде кристаллической пластинки (рис. 89). Юстировка и центрирование оптических элементов проводилось при помощи видимого излучения He-Ne лазера.

На рисунке 91-92 приведены фотографии разработанного оптического стенда для получения спектров генерационного излучения и общий вид излучения со стороны плоского зеркала оптического резонатора. Фото производилось камерой с возможностью визуализации инфракрасного излучения в отраженных от различных поверхностей лучах.

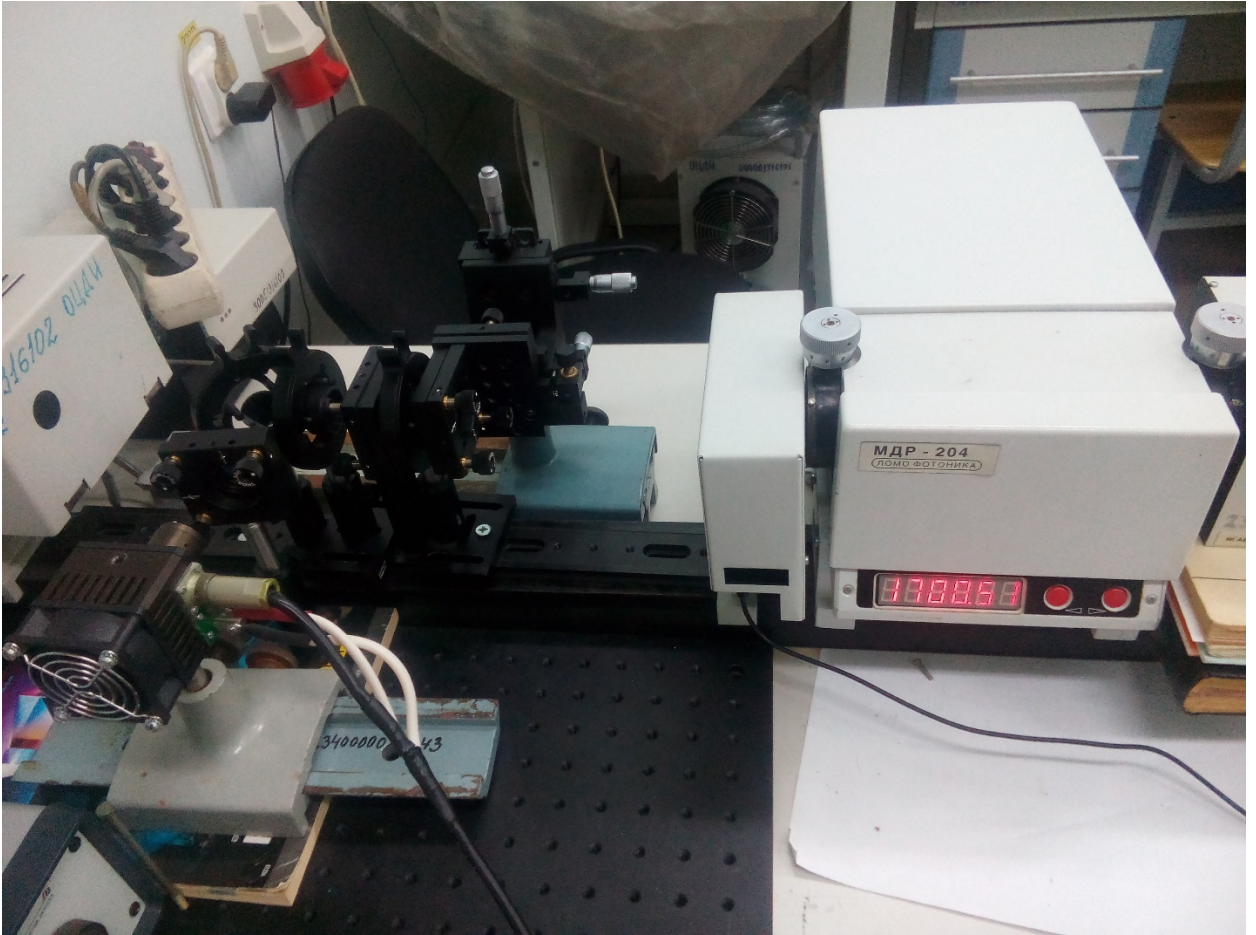


Рисунок 91 – Фото оптического стенда получения спектров генерационного излучения на исследуемых образцах градиентно-активированных кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$

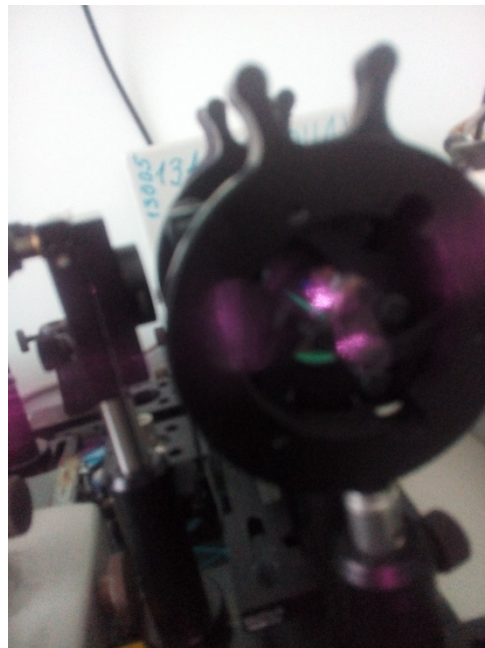


Рисунок 92 – Фото общего вида излучения со стороны плоского зеркала резонатора

На рисунке 93 показаны фото кристаллических пластинок, с их расположением относительно кристаллической булы и продольной координаты кристалла, на которых были проведены экспериментальные исследования.

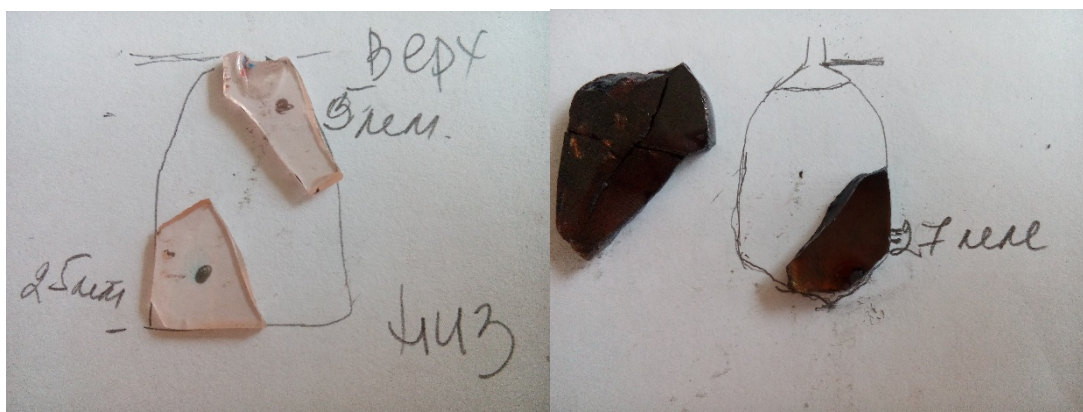


Рисунок 93 – Фото кристаллических пластинок и их положение относительно продольных координат кристаллических булы градиентно-активированных кристаллов

Указанные точки на кристаллических пластинках соответствуют областям, на которых были получены спектры генерационного излучения исследуемых градиентно-активированных кристаллов. В таблице 18 определены концентрации оптических центров Yb^{3+} и Er^{3+} градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$.

Таблица 18 – Концентрации оптических центров Yb^{3+} и Er^{3+} в исследуемых образцах градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$; $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$

	Кристалл $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$			Кристалл $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$	
	координата, мм	концентрация Yb, ат. %	концентрация Er, ат. %	координата, мм	концентрация Er, ат. %
образец 1	5	1,16	0,04	27	2,4
образец 2	25	0,7	0,24	-	-

На рисунке 94 – 95 показаны результаты экспериментов по получению спектральных зависимостей генерационного излучения в области 1400 – 1700 нм. По-

следовательность получения результатов следующая. На первом этапе в оптической схеме (рисунок 89) убрали плоское зеркало резонатора с целью получения высокоинтенсивного спектра люминесценции оптических центров исследуемых образцов градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$. На втором этапе юстировали выходное зеркало резонатора и проводили измерения спектральной зависимости генерации исследуемых кристаллов.

Кристалл крепился в диафрагму, которая с одной стороны являлась его держателем внутри резонатора, а с другой – ограничителем мод в полуконфокальной конфигурации оптического резонатора. Таким образом, были впервые получены спектральные характеристики генерационного излучения градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$.

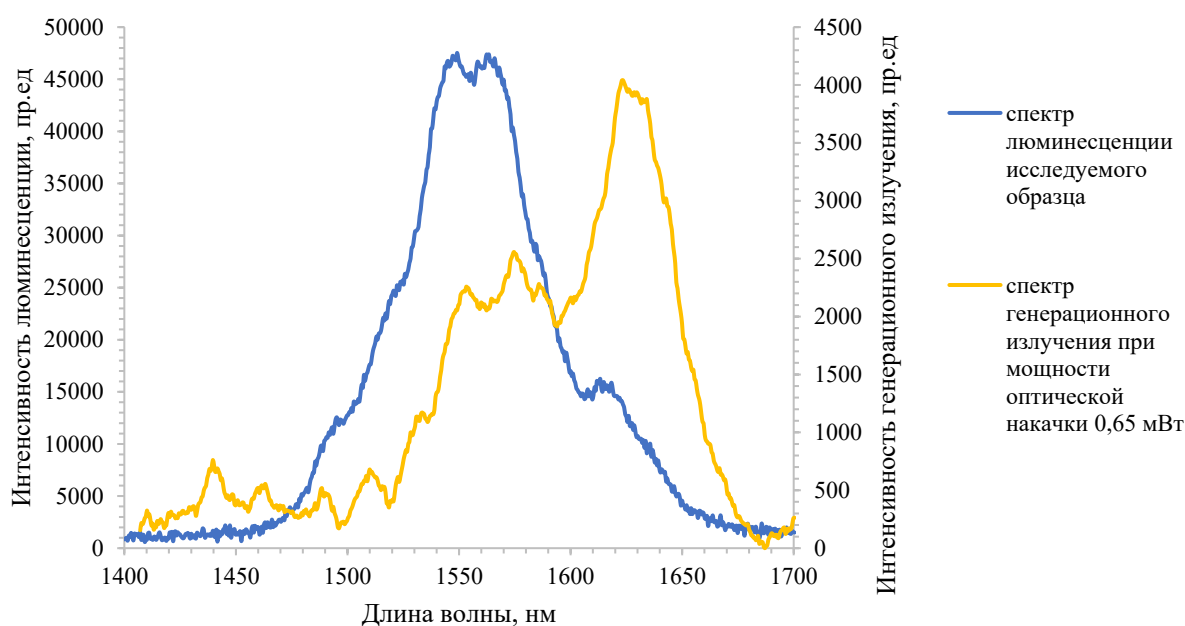


Рисунок 94 – Спектр люминесценции и генерационного излучения кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ в спектральной области 1400-1700 нм для мощности оптической накачки 0,65 Вт

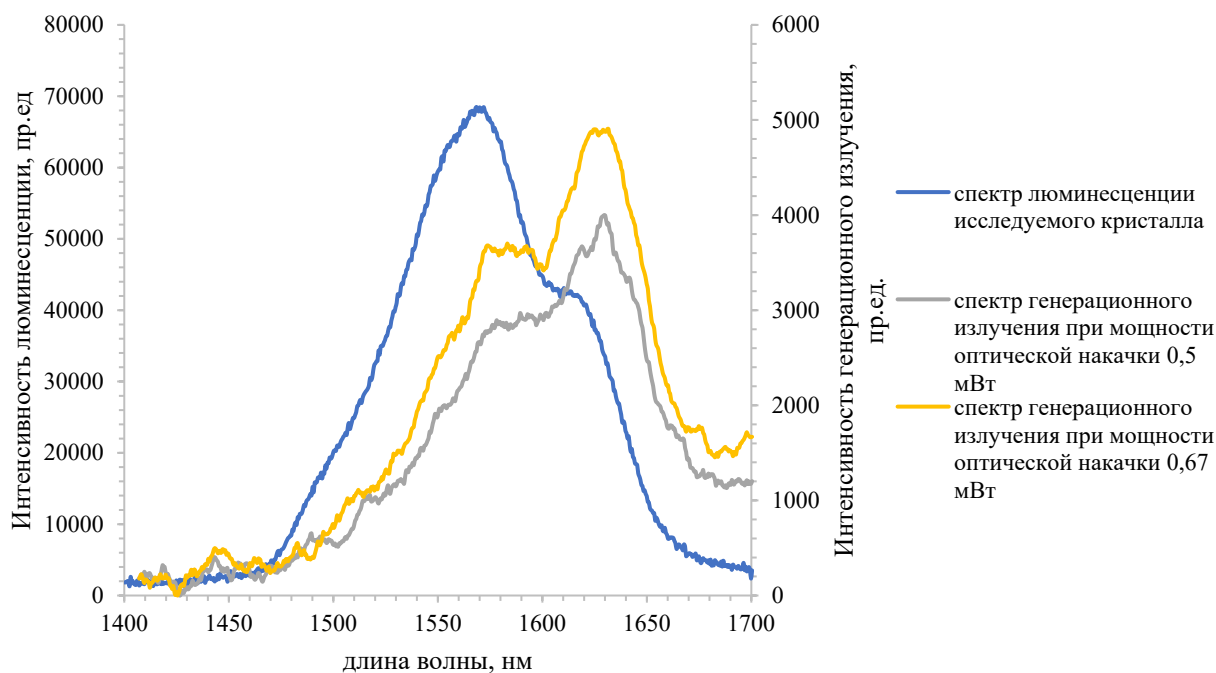


Рисунок 95 – Спектр люминесценции и генерационного излучения кристалла LiNbO₃:Er в спектральной области 1400-1700 нм для различной мощности оптической накачки

Полученные спектры генерационного излучения полностью коррелируют с рассчитанными спектрами усиления (гл.4, п. 4.2). Как было показано в п.4.2, минимальные пороги развития генерационных процессов в кристаллах LiNbO₃:Yb,Er должны наблюдаться в спектральной области 1570 – 1660 нм. Результаты, представленные на рисунках 94-95, полностью подтверждают данное предположение. Интенсивность генерационного излучения в области 1600 – 1670 нм существенно превышает интенсивность мод спектральной области 1530 – 1570 нм.

Выводы к главе:

1 Проведены кинетические исследования процессов затухания люминесценции оптических центров градиентно-активированного кристалла LiNbO₃:Yb,Er в рамках прыжкового механизма Ферстера–Декстера–Галанина. Рассчитаны микропараметры процесса переноса энергии электронного возбуждения и эффективность переноса энергии между донорами (Yb³⁺) и акцепторами (Er³⁺) при условии концентрационных профилей оптических центров в градиентно-активированном кристалле без учета процессов обратного переноса энергии и процесса ап-конверсии.

Выявлено, что скорость переноса энергии электронного возбуждения имеет функциональную зависимость от продольной координаты градиентно-активированного кристалла и в области концентраций акцепторов Er от $4 \cdot 10^{19}$ до $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и доноров Yb от $1,2 \cdot 10^{20}$ до $0,9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ характеризуется эффектом насыщения, что определяет оптимальный диапазон концентраций доноров и акцепторов для полученного лабораторного образца активного лазерного элемента на основе градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$.

2 Впервые проведен сравнительный анализ генерационных параметров градиентно-активированных кристаллов и однородно легированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$. Выявлено, что величина интенсивности пороговой мощности накачки градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ составляет величину порядка $0,5 \text{ kW/cm}^2$ и является минимальной по отношению к аналогичным параметрам для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ с постоянной концентрацией оптических центров и промышленных оптических фосфатных стекол (для градиентно-активированных кристаллов интенсивность пороговой мощности накачки меньше на более чем 30 % по отношению к фосфатным стеклам).

3 Получены спектры усиления градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$. Рассчитанные коэффициенты усиления оптических сигналов для градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ демонстрируют рост коэффициента усиления на величину, более чем в 45 раз превышающую коэффициент усиления градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ при реализации 5 полных проходов оптического излучения в резонаторе.

4 Разработан экспериментальный стенд для получения спектров усиления градиентно-активированных кристаллов. Выявлено, что при концентрациях ионов Yb 0,85 ат.% и Er 0,19 ат.% коэффициент усиления оптического сигнала находится в диапазоне значений 4 – 12 дБ, а пороговое значение мощности оптического сигнала при развитии генерации (порог генерации) составляет 0,165 Вт. При концен-

трациях оптических центров Yb 0,69 ат.% и Er 0,26 ат.% пороговое значение мощности оптического сигнала возрастает до 0,21 Вт, при этом коэффициент усиления находится в пределах значений от 14 до 18 дБ.

5 Разработан макет лазера на активном элементе $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}$, Er и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$, с использованием полуконфокального резонатора. Получены спектры генерационного излучения для мощности оптической накачки от 0,4 Вт до 0,7 Вт в диапазоне 1400 – 1700 нм. Получено, что максимальной интенсивностью в спектре генерационного излучения обладают спектральные моды, расположенные в диапазоне 1600 – 1670 нм, что полностью совпадает с расчетными теоретическими спектрами усиления оптических сигналов в исследуемых образцах.

Заключение

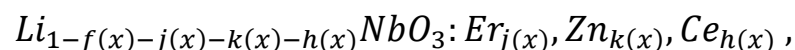
Основные научные результаты работы состоят в следующем:

1 Из приведенного обзора известных кристаллических матриц, легированных ионами Yb, Er и использующихся для получения 1,5 мкм генерации, можно сделать вывод, что задача разработки и получения эффективной лазерной среды, конкурентоспособной фторидным стеклянным матрицам, легированным ионами Er³⁺, на сегодняшний день не решена. Использование в качестве ионов-релаксантов примеси Ce³⁺ усложняет технологический процесс получения кристаллов высокого оптического качества, приводит к появлению различных кристаллических дефектов и снижает квантовую эффективность лазерной среды и КПД усилителей и лазеров.

2 Использование в качестве оптической матрицы градиентно-активированных кристаллов ниобата лития имеет высокий потенциал для разработки и получения многоканальных фотонных устройств, построенных по принципу генерации суммарных и разностных частот. Однако сложные процессы безызлучательного взаимодействия между оптическими ионами требуют проведения исследований по изучению влияния прямого и обратного переноса энергии с целью определения оптимально эффективных концентраций ионов Yb³⁺ и/или Er³⁺ в кристаллах ниобата лития [3].

3 Проведено моделирование процессов подпитки расплава различными компонентами (Li₂O, MgO, ZnO, Ce₂O₃, Yb₂O₃, Er₂O₃) в разработанном способе получения градиентно-активированных кристаллов на основе ниобата лития [7].

4 На основании проведенного физико-математического моделирования получены лабораторные образцы градиентно-активированных кристаллов ниобата лития с общей химической формулой:



где $j(x)$ – концентрационный профиль оптических центров ионов Er³⁺ (от 0,02 ат.% до 0,3 ат.%; от 4,1 ат.% до 2,1 ат.% и от 2,7 ат.% до 1,8 ат.%);

$k(x)$ – концентрационный профиль нефоторефрактивной примеси ионов Zn^{2+}

(от 2 ат.% до 1,6 ат.%);

$h(x)$ – концентрационный профиль примеси ионов Ce^{3+} (от 0 ат.% до 0,3 ат.% и

от 0,3 ат.% до 0,4 ат.%).

5 Проведены спектрально-люминесцентные исследования градиентно-активированных кристаллов ниобата лития с реализованным одним или двумя (одновременно) концентрационными профилями оптических примесей ионов Yb^{3+} и/или Er^{3+} и Ce^{3+} и/или Zn^{2+} . Исследования поглощения градиентно-активированных кристаллов показали, что интегральные интенсивности поглощенной энергии E , $см^{-1}$ полностью коррелируют с концентрационными профилями оптических центров и имеют одинаковый вид функций распределения относительно продольной координаты кристалла. Исследования спектров люминесценции показали, что изменение интегральной интенсивности излучения идентично изменениям в процессе поглощения в градиентно-активированных кристаллах с концентрационным профилем ионов Er^{3+} относительно продольной координаты кристалла. При наличии одновременно двух концентрационных профилей оптических центров Yb и Er функция зависимости интегральной интенсивности излучения от координаты кристаллического $I_{Er}(x)$ образца в области 520 нм (процесс ап-конверсии ионов Er^{3+}) полностью повторяет вид распределения функции концентраций оптических центров в зависимости от продольной координаты кристалла $N_{Er}(x)$. При исследованиях излучения градиентно-активированного кристалла $LiNbO_3:Yb,Er$ в области 1,5 мкм функция зависимости интегральной интенсивности излучения от координаты кристалла $I_{Er}(x)$ не коррелирует с концентрационным профилем оптического центра $N_{Er}(x)$, а имеет функциональную зависимость, коррелирующую с видом с концентрационного профиля доноров $N_{Yb}(x)$.

6 Проведена количественная оценка оптической мощности процесса излучения в спектральной области 1,5 мкм при оптической накачке полупроводниковым

лазером с длиной волны генерации 980 нм. Выявлено, что квантовая эффективность излучения в области 1,5 мкм составляет величину порядка 70 %.

7 Для градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$ с концентрационными профилями Ce и/или Zn выявлен характер изменения спектров люминесценции ионов Er^{3+} в области 3 мкм. Обнаружено, что в исследуемых образцах интегральная интенсивность излучения в области 3 мкм полностью коррелирует с изменением концентрационного профиля оптических центров Er вдоль продольной координаты кристаллов. В градиентно-активированных кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Er},\text{Zn}$ происходит смещение максимума спектральной полосы в коротковолновую область по сравнению с градиентно-активированными кристаллами $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er},\text{Ce}$.

8 Проведены кинетические исследования градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce},\text{Zn})$. Выявлено, что для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ кинетики затухания люминесценции имеют экспоненциальный вид с характерным временем жизни возбужденного состояния ~ 2 мс. Наличие концентрационного профиля оптических центров ионов Er^{+3} оказывает влияние на изменение люминесцентного времени жизни Er при комнатной температуре в области 1,5 мкм. Объяснение такого изменения связано с изначально высокой концентрацией оптических центров Er, что определяет наличие большой вероятности пленения возбуждения соседними примесными центрами и высокую вероятность обменных внутрицентровых процессов [9].

9 Кинетики затухания люминесценции возбужденных состояний градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb},\text{Er}$, измеренные в диапазоне 1,5–1,68 мкм, имеют неэкспоненциальный вид с наличием области разгорания и/или области резкого сброса энергии электронного возбуждения. Такие кинетики затухания люминесценции представляют собой суперпозицию нескольких экспоненциальных процессов с различными характеристическими временами. Среднее время жизни возбужденного состояния является характерным для Yb-Er сред и равно

~2,6 мс. Изменение люминесцентного времени жизни градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ не имеет ярко выраженной корреляции с концентрационными профилями оптических центров, что объясняется наличием нескольких релаксационных каналов электронного возбуждения (как излучательных, так и безызлучательных) и высокой степенью донорно-акцепторного взаимодействия $\text{Yb} \leftrightarrow \text{Er}$ [1, 9].

10 Исследованы кинетики затухания люминесценции градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce,Zn})$. Получено, что при сенсбилизации оптических материалов, активированных Er^{3+} ионами Zn , происходит снижение люминесцентного времени жизни возбужденного состояния ${}^4\text{I}_{13/2} \text{Er}^{3+}$, аналогично тому как ионы релаксаторы Ce^{3+} влияют на длительность возбужденного состояния ионов Er^{3+} . Полученные градиентно-активированные кристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce,Zn})$ демонстрируют снижение люминесцентного времени жизни возбужденного состояния $\text{Er}^{3+} {}^4\text{I}_{13/2}$ до $\tau = 480\text{--}500$ мкс, что может быть объяснено наличием нескольких неэквивалентных кристаллографических позиций ионов Er^{3+} [9].

11 Проведены кинетические исследования процессов затухания люминесценции оптических центров градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ в рамках прыжкового механизма Ферстера–Декстера–Галанина. Рассчитаны микропараметры процесса переноса энергии электронного возбуждения и эффективность переноса энергии между донорами (Yb^{3+}) и акцепторами (Er^{3+}) при условии концентрационных профилей оптических центров в градиентно-активированном кристалле без учета процессов обратного переноса энергии и процесса ап-конверсии.

Выявлено, что скорость переноса энергии электронного возбуждения имеет функциональную зависимость от продольной координаты градиентно-активированного кристалла и в области концентраций акцепторов Er от $4 \cdot 10^{19}$ до $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и доноров Yb от $1,2 \cdot 10^{20}$ до $0,9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ характеризуется эффектом насыщения, что определяет оптимальный диапазон концентраций доноров и акцепторов для полученного лабораторного образца активного лазерного элемента на основе градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$.

12 Проведен сравнительный анализ генерационных параметров градиентно-активированных кристаллов и однородно легированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$. Установлено, что величина интенсивности пороговой мощности накачки градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ составляет величину порядка $0,5 \text{ kW/cm}^2$ и является минимальной по отношению к аналогичным параметрам для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ с постоянной концентрацией оптических центров и промышленных оптических фосфатных стекол (для градиентно-активированных кристаллов интенсивность пороговой мощности накачки меньше на более чем 30 % по отношению к фосфатным стеклам).

13 Получены спектры сечений излучения и коэффициентов усиления градиентно-активированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce,Zn})$. Рассчитанные коэффициенты усиления оптических сигналов для градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ демонстрируют превышение в несколько раз величины коэффициента усиления градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$. Для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}(\text{Ce,Zn})$ наблюдается рост эффективного сечения излучения и коэффициента усиления оптического сигнала более чем на 30 % по сравнению с кристаллами $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ в области 1,5 мкм.

Полученные спектры коэффициентов усиления оптических сигналов градиентно-активированных кристаллов и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ демонстрируют увеличение эффективности процесса генерации в области 1,5 мкм не менее чем на 20 % по сравнению с кристаллами и $\text{LiNbO}_3:\text{Er,Ce}$ с постоянной концентрацией примесных центров.

14 Разработан макет оптического усилителя и лазера с активным элементом, выполненным на основе оптического градиентно-активированного кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb,Er}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$. Выявлено, что при концентрациях ионов Yb 0,85 ат.% и Er 0,19 ат.% коэффициент усиления оптического сигнала находится в диапазоне значений 4–12 дБ, а пороговое значение мощности оптического сигнала при развитии генерации (порог генерации) составляет 0,16 Вт. При концентрациях оптичес-

ских центров Yb 0,69 ат.% и Er 0,26 ат.% пороговое значение мощности оптического сигнала возрастает до 0,21 Вт, при этом коэффициент усиления находится в пределах значений от 14 до 18 дБ.

Список сокращений и условных обозначений

λ	длина волны, нм
n	коэффициент преломления
η	квантовая эффективность процесса
τ	время жизни энергетического уровня, с
σ	сечение процесса, см ²
W	вероятность (скорость) процесса, с ⁻¹
α	коэффициент поглощения, см ⁻¹
N	концентрация ионов-активаторов, см ⁻³
ат.%	концентрация ионов-активаторов в атомных процентах

Список литературы

- 1 Алпатьев, А. Н. Тепловые режимы и предельные интенсивности накачки дискового лазера при одномерном распределении температуры внутри диска [Текст] / А. Н. Алпатьев, В. А. Смирнов, И. А. Щербаков // Квантовая электроника. – 2009. – № 39. – С. 1033–1040.
- 2 Багдасаров, Х. С. Параметры переноса энергии возбуждения с уровня $^4I_{11/2}$ иона Er^{3+} в кристаллах $(Y_{1-x}Er_x)_3Al_5O_{12}$ [Текст] / Х. С. Багдасаров, В. П. Данилов, В. И. Жеков // Квантовая электроника. – 1992. – Т. 19. – № 4. – С. 376–378.
- 3 Бёккер, Ю. Спектроскопия [Текст] / Ю. Бёккер. – М. : Техносфера, 2009. – 528 с.
- 4 Буфетов, И. А. Эффективный неодимовый одномодовый волоконный лазер, работающий в области 0,9 мкм [Текст] / И. А. Буфетов, В. В. Дудин, А. В. Шубин [и др.] // Квантовая электроника. – 2003. – № 33. – С. 1035.
- 5 Быков, В. П. Лазерные резонаторы [Текст] / В. П. Быков, О. О. Силичев. – М. : Физматлит, 2004. – 320 с. – ISBN 5-9221-0297-4.
- 6 Вербовецкий, А. А. Основы проектирования цифровых оптоэлектронных систем связи [Текст] / А. А. Вербовецкий. – М. : Радио и связь. – 2000. – 160 с.
- 7 Ворошилов, И. В. Спектроскопические свойства и безызлучательные взаимодействия трехвалентных ионов иттербия, эрбия и церия в монокристаллах оксиортосиликатов кальция-гадолиния : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.07 [Текст] / Игорь Валерьевич Ворошилов; Кубан. гос. ун-т. – Краснодар : КубГУ, 2000. – 131 с.
- 8 Галанин, М. Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах [Текст] / М. Д. Галанин, В. М. Агранович. – М. : Наука, 1978. – 383 с.

- 9 Галуцкий, В. В. Сравнительные генерационные характеристики 1,5 мкм излучения в кристаллах Er, Yb:LiNbO_3 [Текст] / В. В. Галуцкий, Н. Н. Налбантов, А. А. Цема [и др.] // XXII Международная конференция «Оптика и спектроскопия конденсированных сред». – Краснодар : ООО «ПринтТерра», 2016. – С. 243–250.
- 10 Галуцкий, В. В. Исследование параметров формирования доменной структуры в градиентном ниобате лития [Текст] / В. В. Галуцкий, С. А. Шмаргилов, А. А. Цема [и др.] // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества. – 2015. – № 4. – С. 37–42.
- 11 Галуцкий, В. В. Лазерные кристаллы с заданным распределением оптической примеси [Текст] / В. В. Галуцкий, В. А. Чернявский, А. А. Цема [и др.] // Научно-техническая конференция-семинар по фотонике и информационной оптике НИЯУ МИФИ. – М. : Типография НИЯУ МИФИ, 2011. – С. 124–125. – ISBN 978-5-7262-1390-3.
- 12 Галуцкий, В. В. Увеличение эффективности накачки при использовании градиентно-сенсibilизированных лазерных кристаллов [Текст] / В. В. Галуцкий, Д. С. Ткачев, Н. Н. Налбантов, А. А. Цема [и др.] // Оптика и спектроскопия. – 2014. – Т. 117. – № 6. – С. 1012–1017.
- 13 Галуцкий, В. В. Широкополосная люминесценция ионов Cr^{3+} в кристаллах ниобата лития : автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.07 [Текст] / Валерий Викторович Галуцкий; Кубан. гос. ун-т. – Краснодар : КубГУ, 2006. – 24 с.
- 14 Галуцкий, В. В. Расчет спектрально-кинетических параметров оптических центров с сильным пересечением полос люминесценции [Текст] / В. В. Галуцкий, К. В. Судариков, А. А. Цема [и др.] : Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2013617063.
- 15 Гибридные лазеры в среднем ИК диапазоне: IPG PHOTONICS [Электронный ресурс]. – URL : [https://www.ipgphotonics.com/ru/products/lasers/gibridnye-lazery-v-srednem-ik-diapazo#\[obzor-2](https://www.ipgphotonics.com/ru/products/lasers/gibridnye-lazery-v-srednem-ik-diapazo#[obzor-2).

- 16 Голубов, С. И. О процедуре усреднения в теории резонансного переноса энергии электронного возбуждения [Текст] / С. И. Голубов, Ю. В. Конобеев // Физика твердого тела. – 1971. – Т. 13. – С. 3185–3189.
- 17 Дианов, Е. М. Методы сглаживания спектра усиления эрбиевых волоконных усилителей [Текст] / Е. М. Дианов, В. И. Карпов, А. С. Курков [и др.] // Квантовая электроника. – 1996. – Т. 23. – С. 1059–1064.
- 18 Дианов, Е. М. Непрерывный высокоэффективный ВКР-лазер ($\lambda = 1,24$ мкм) на фосфосиликатном световоде [Текст] / Е. М. Дианов, И. А. Буфетов, М. В. Бубнов [и др.] // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 29. – № 2. – С. 97–100.
- 19 Дианов, Е. М. Оптический усилитель с полосой более 200 нм на основе германосиликатного волоконного световода, легированного ионами висмута и эрбия [Текст] / Е. М. Дианов, К. Е. Рюмкин, В. Ф. Хопин [и др.] // Квантовая электроника. – 2006. – Т. 46. – № 11. – С. 973–975.
- 20 Зайдель, А. Н. Техника и практика спектроскопии : уч. пособие по курсу прикладной спектроскопии для студентов университетов и других высших учебных заведений [Текст] / А. Н. Зайдель, Г. В. Островская, Ю. И. Островский. – М. : Наука, 1972. – 375 с.
- 21 Зотов, К. В. Радиационно-стойкий волоконный световод на основе кварцевого стекла, легированного эрбием [Текст] / К. В. Зотов, М. Е. Лихачев, А. Л. Томашук [и др.] // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37.10. – С. 1–4.
- 22 Каминский, А. А. Лазерные кристаллы [Текст] / А. А. Каминский. – М. : Наука, 1975. – 256 с.
- 23 Каминский, А. А. Многоуровневые функциональные схемы кристаллических лазеров [Текст] / А. А. Каминский, Б. М. Антипенко. М. : Наука, 1989. – 270 с.
- 24 Ключко, Е. В. Монокристаллический лазерный материал [Текст] / Е. В. Ключко, В. А. Лебедев, И. В. Ворошилов [и др.] // IX Национальная конференция по росту кристаллов (НКРК–2000) : тезисы докладов. – М. : ИК РАН, 2000. – С. 308.

- 25 Кожан, Т. М. О механизме заселения электронных уровней ионов эрбия при возбуждении в области 1,5 мкм [Текст] / Т. М. Кожан, В. В. Кузнецова, И. И. Сергеев [и др.] // Журнал Прикладной Спектроскопии. Т. 39. – № 2. – С. 267–273.
- 26 Колобкова, Е. В. Нелинейные свойства фосфатных стекол, легированных микрокристаллами CdS, CdSe, CdS_xSe_{1-x} [Текст] / Е. В. Колобкова, А. А. Липовский, Н. В. Никоноров // Оптика и спектроскопия. – 1997. – Т. 82. – № 3. – С. 427–429.
- 27 Кузьминов, Ю. С. Ниобат и танталат лития – материалы для нелинейной оптики [Текст] / Ю. С. Кузьминов. – М. : Наука, 1975. – 224 с.
- 28 Кузьминов, Ю. С. Электрооптический и нелинейнооптический кристалл ниобата лития [Текст] / Ю. С. Кузьминов. – М. : Наука. – 1987. – 264 с.
- 29 Курков, А. С. Мощные волоконные ВКР-лазеры в диапазоне 1,22–1,34 мкм [Текст] / А. С. Курков, Е. М. Дианов, В. М. Парамонов [и др.] // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30. – № 9. – С. 791.
- 30 Лазерные фосфатные стекла / Н. Е. Алексеев [и др.]; под ред. М. Е. Жаботинского. – М. : Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1980. – 352 с.
- 31 Лебедев, В. А. Перенос энергии электронного возбуждения Er³⁺ - Ce³⁺ в монокристаллах CaGd_{4-x-y-z}Yb_xEr_yCe_zSi₃O₁₃ – кристаллических матрицах для твердотельных лазеров полуторамикронного диапазона длин волн [Текст] / В. А. Лебедев, И. В. Ворошилов, В. А. Исаев [и др.] // Труды VI Международной научно-технической конференции «Actual Problems of Solid State Electronics and Microelectronics» (Divnomorskoye, Russia, 6–11 September, 1999). – Таганрог, 1999. – С. 3.
- 32 Леонов, А. В. Усилители на основе вынужденного комбинационного рассеяния в оптических системах связи [Текст] / А. В. Леонов, О. Е. Наний, В. Н. Трещиков // Прикладная фотоника. – 2014. – № 1. – С. 26–49.
- 33 Металлы и сплавы. Анализ и исследование. Методы атомной спектроскопии. Атомно-эмиссионный, атомно-абсорбционный и рентгенофлуоресцентный

- анализ : справочник [Текст] / В. И. Мосичев, Г. И. Николаев, Б. Д. Калинин. – СПб. : Професионал, 2007. – 716 с.
- 34 Монокристаллический материал с неоднородным распределением оптических примесей для активного лазерного элемента : пат. № 2591253, заявка № 2015116782, приоритет изобретения 30 апреля 2016 г. Рос. Федерация / Строганова Е. В., Галуцкий В. В., Налбантов Н. Н., Цема А. А., Яковенко Н. А. ; опубл. бюл. № 20 (2016).
- 35 Мужикян, П. Г. Фотолюминесценция кристаллов LiNbO_3 , легированных ионами Er^{3+} и Yb^{3+} [Текст] / П. Г. Мужикян // Изв. НАН Армении. Физика. – 2011. – Т. 46. – № 1. – С. 28–35.
- 36 Наний, О. Е. Основы технологии спектрального мультиплексирования каналов передачи (WDM) [Текст] / О. Е. Наний // Lightwave Russian Edition. – 2004. – № 2. – С. 47–52.
- 37 Нанотехнологическое сообщество [Электронный ресурс]. – URL : http://www.nanometer.ru/2009/10/27/12565959107489/PROP_FILE_files_2/lumin2.pdf.
- 38 Никоноров, Н. В. Материалы и технологии волоконной оптики: оптическое волокно для систем передачи информации [Текст] / Н. В. Никоноров, А. И. Сидоров. – СПб. : СПбГУ ИТМО, 2009. – 95 с.
- 39 Ногинов, М. А. Экспериментальное обнаружение неаддитивности различных каналов образования инверсной населенности на переходе ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$ иона Er^{3+} в кристалле ИСГГ: $\text{Cr}^{3+}, \text{Er}^{3+}$ [Текст] / М. А. Ногинов, Г. К. Саркисян, В. А. Смирнов [и др.] // Квантовая электроника. – 1990. – Т. 17. – № 6. – С. 716–717.
- 40 Палатников, М. Н. Спонтанная униполярность и аномалии диэлектрических, пьезоэлектрических свойств и проводимости исходно полидоменных сильнолегированных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ / М. Н. Палатников, В. А. Сандлер, Н. В. Сидоров [и др.] // Физика твердого тела. – 2015. – Т. 57. – Вып. 8. – С. 1515–1520.

- 41 Палатников, М. Н. Спектральные характеристики и дефектная структура чистых и легированных Mg или Gd монокристаллов LiNbO_3 при у-облучении [Текст] / М. Н. Палатников // Неорганические материалы. – 2008. – Т. 44. – № 5. – С. 621–624.
- 42 Пржеvusский, А. К. Конденсированные лазерные среды [Текст] / А. К. Пржеvusский, Н. В. Никоноров. – СПб. : СПбГУ ИТМО, 2009. – 147 с.
- 43 Сакун, В. П. Кинетика переноса энергии в кристаллах [Текст] / В. П. Сакун // Физика твердого тела. – 1972. – Т. 14. – С. 2199–2207.
- 44 Сидоров Н. В. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны [Текст] / Н. В. Сидоров, Т. Р. Волк, Б. Н. Маврин, В. Т. Калинин. – М. : Наука, 2003. – 255 с. – ISBN 5-02-006482-3.
- 45 Сидоров, Н. В. Спектры КР фоторефрактивных монокристаллов ниобата лития [Текст] / Н. В. Сидоров, А. А. Яничев, П. Г. Чуфырев // Журнал прикладной спектроскопии. – 2010. – Т. 77. – №. 1. – С. 119–123.
- 46 Специальные системы. Фотоника [Электронный ресурс]. – URL : <https://sphotronics.ru/catalog/tverdotelnye-lazery-s-diodnoy-nakachkoj-dpss/>.
- 47 Способ выращивания монокристаллов с заданным распределением примесей по его длине : пат. № 24026446 Рос. Федерация, МПК (51) С30В 15/20, С30В 15/02, С30В 15/12 / Галуцкий В. В., Строганова Е. В. ; опубл. бюл. № 30 (2010).
- 48 Способ изготовления интегрально-оптической схемы в стеклянной подложке с рупорообразным волноводом : пат. № 2524460 Рос. Федерация / Никитин В. А., Яковенко Н. А., Векшин М. М. ; опубл. 27.07.2014.
- 49 Стерлинг, Дж. Волоконная оптика [Текст] / Дж. Стерлинг. – М. : Лори, 1998. – 288 с.
- 50 Строганова, Е. В. Спектрально-люминесцентные характеристики градиентно-активированных кристаллов LiNbO_3 с концентрационными профилями ионов Yb^{3+} и Er^{3+} [Текст] / Е. В. Строганова, В. В. Галуцкий, Н. Н. Налбантов [и др.] // Автометрия. – 2017. – № 1. – С. 94–99.

- 51 Строганова, Е. В. Исследование и синтез градиентно-активированных кристаллов на основе ниобата лития : автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. – 01.04.05 – Оптика. [Текст] / Елена Валерьевна Строганова ; Кубанский государственный университет. – Краснодар : КубГУ, 2017. – 41 с.
- 52 Турицын, С. К. Распределенное усиление с использованием сверхдлинных волоконных лазеров: передающая среда с незатухающим сигналом [Текст] / С. К. Турицын // Lightwave Russian Edition. – 2007. – № 2. – С. 8–10.
- 53 Убайдуллаев, Р. Р. Волоконно-оптические сети [Текст] / Р. Р. Убайдуллаев. – М. : Эко-Тренз, 1998. – 268 с.
- 54 Харкевич, А. А. Спектры и анализ : монография [Текст] / А. А. Харкевич. – М. : Ленанд, 2018. – 236 с. – (Сер. : Классика инженерной мысли: радиотехника).
- 55 Чернявский, В. А. Изучение влияния концентрационного профиля доноров и акцепторов на генерационные параметры твердотельных эрбиевых лазеров [Текст] / В. А. Чернявский, А. А. Цема [и др.] // Современные проблемы физики, биофизики и информационных технологий : материалы Всероссийской заочной научно-практической конференции. – Краснодар : Краснодарский ЦНТИ – фил. ФГБУ «Российское энергетическое агентство», 2010. – С. 147–157.
- 56 Alcock, I. P. Tunable, continuous-wave neodymium-doped monomode-fiber laser operating at 0,900–0,945 and 1,070–1,135 μm [Text] / I. P. Alcock, A. I. Ferguson, D. C. Hanna [et al.] // Optics Letters. – 1986. – Vol. 11. – P. 709.
- 57 Andrianov, A. All-fiber design of hybrid Er-doped laser/Yb-doped amplifier system for high-power ultrashort pulse generation [Text] / A. Andrianov, E. Anashkina, S. Muravyev [et al.] // Optics Letters. – 2010. – № 35. – P. 3805–3807.
- 58 Bass, S. Average power limits of diode-laser-pumped solid state lasers [Text] / S. Bass, R. L. Byer // Applied Optics. – 1990. – Vol. 29. – № 12. – P. 1765–1771.
- 59 Bednyakova, A. E. Hybrid gain-flattened and reduced power excursion scheme for distributed Raman amplification [Text] / A. E. Bednyakova, M. P. Fedoruk, P. Harper [et al.] // Optics Express. – 2013. – Vol. 21. – № 24. – P. 29140–29144.

- 60 Bischof, T. Intensity-dependent micro-Raman and photoluminescence investigations of $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ nanocrystallites [Text] / T. Bischof, G. Lermann, B. Schreder [et al.] // Journal of the Optical Society of America B. – 1997. – Vol. 14. – № 12. – P. 3334–3341.
- 61 Bromage J. Raman amplification for fiber communication systems [Text] / J. Bromage // IEEE Journal of Lightwave Technology. – 2004. – Vol. 22. – № 1. – P. 79–93.
- 62 Burns, P. Energy transfer and investigation into laser performance in $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}:\text{YCOB}$ crystals at 1,5–1,6 μm [Text] / P. Burns, J. M. Dawes, P. Wang [et al.] // Optics and Photonics. – 2001. – Vol. 50. – P. ME2.
- 63 Chen, Y. L. Determination of the Li/Nb ratio in LiNbO_3 crystals prepared by vapor transport equilibration method [Text] / Y. L. Chen, W. L. Zhang, Y. C. Shu // Optical Materials. – 2003. – Vol. 23. – P. 295–298.
- 64 Concentration quenched luminescence and energy transfer analysis of Nd^{3+} ions doped Ba-Al-metaphosphate laser glasses [Text] / A. D. Sontakke, K. Biswas, A. K. Mandal [et al.] // Applied Physics B. – 2010. – Vol. 101. – P. 235–244.
- 65 Desurvire, E. E. High-gain Erbium doped traveling-wave fiber amplifier [Text] / E. E. Desurvire, R. J. Simpson, P. C. Becker // Optics Letters. – 1987. – Vol. 12. – P. 888–890.
- 66 Dexter Energy Transfer [Electronic resource] // University of California. Chemistry Libretexts. – Electronic tabular data. – URL : http://chem.libretexts.org/Core/Physical_and_Theoretical_Chemistry/Fundamentals/Dexter_Energy_Transfer.
- 67 Dierolf, V. Combined excitation-emission spectroscopy of Er^{3+} ions in stoichiometric LiNbO_3 : The site selectivity of direct and up conversion excitation processes [Text] / V. Dierolf, M. Koerdt // Physical Review B. – 2000. – Vol. 61. – P. 8043.
- 68 Dierolf, V. Crystal field analysis of different Er^{3+} sites in LiNbO_3 [Text] / V. Dierolf, C. Sandmann, A. B. Kutsenko [et al.] // Radiation Effects and Defects in Solids. – 2001. – Vol. 155. – P. 253–258.

- 69 Dierolf, V. High resolution and site-selective optical spectroscopy of Er^{3+} ions in stoichiometric LiNbO_3 crystals and $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ waveguides [Text] / V. Dierolf, M. Koerdt // Radiation Effects and Defects in Solids. – 1999. – Vol. 149. – P. 323–328.
- 70 Encyclopedia of Laser Physics and Technology [Electronic resource]. – URL : http://www.rp-photonics.com/erbium_doped_gain_media.html.
- 71 Erbium-ytterbium microlasers: optical properties and lassing characteristics [Text] / P. Laporta, S. Tassheo, S. Longhi [et al.] // Optical Materials. – 1999. – № 11. – P. 269–288.
- 72 Fan, T. Y. Optimizing the efficiency and stored energy in quasi-three-level lasers [Text] / T. Y. Fan // IEEE journal of quantum electronics. – 1992. – December. – Vol. 28. – № 12. – P. 2692–2697.
- 73 Fluorescence Resonance Energy Transfer [Electronic resource] // University of California. Chemistry Libretexts. – Electronic tabular data. – URL : http://chem.libretexts.org/Core/Physical_and_Theoretical_Chemistry/Fundamentals/Fluorescence_Resonance_Energy_Transfer.
- 74 Fomin, V. 10 kW single-mode fiber laser [Text] / V. Fomin, M. Abramov, A. Ferin [et al.] // Presented at 5th International symposium on high-power fiber lasers and their applications. – St. Petersburg, 2010. – P. OMO6.
- 75 Fowler, W. B. Relation between absorption and emission probabilities in luminescent centers in ionic solids [Text] / W. B. Fowler, D. L. Dexter // Physical Review. – 1962. – Vol. 128 (5). – P. 2154.
- 76 Full characterization of modern transmission fibers for Raman amplified-based communication systems [Text] / C. Jiang, B. Bristiel, Y. Jaouën [et al.] // Optics Express. – 2007. – Vol. 15. – № 8. – P. 4883–4892.
- 77 Furukawa, Y. Stoichiometric LiTaO_3 single crystal growth by double crucible Czochralski method using automatic powder supply system [Text] / Y. Furukawa [et al.] // Journal of Crystal Growth. – 1999. – Vol. 197. – Issue 4. – P. 889–895.

- 78 Galutskiy, V. V. Increasing pumping efficiency by using gradient-doped laser crystals [Text] / V. V. Galutskiy, D. S. Tkachev, N. N. Nalbantov, A. A. Tsema [et al.] // *Optics and Spectroscopy*. – 2014. – Vol. 117. – № 6. – P. 984–989.
- 79 Galutskiy, V. V. A Comparative Analysis of Ytterbium-Erbium Media for 1.5 μm Lasers [Text] / V. V. Galutskiy, E. V. Stroganovaa, N. A. Yakovenko // *Advanced Materials Research*. – 2013. – Vol. 660. – P. 40–46.
- 80 Gapontsev, D. V. Fibre Raman amplifiers for operation at 1,3 μm [Text] / D. V. Gapontsev, S. V. Chernikov, J. R. Taylor // *Optics Communications*. – 1999. – Vol. 166. – P. 85–88.
- 81 García Solé, J. Rare earth and transition metal ion centers in LiNbO_3 [Text] / J. García Solé, L. E. Bausá, D. Jaque [et al.] // *Spectrochimica Acta Part A-Molecular Spectroscopy*. – 1998. – Vol. 54. – P. 1571–1581.
- 82 Gill, D. M. Spectroscopic site determinations in erbium-doped lithium niobate [Text] / D. M. Gill, L. M. Gaughham, J. C. Wright // *Physical Review B*. – 1996. – Vol. 53. – № 5. – P. 2334.
- 83 Glas, P. A high power neodymium-doped fiber laser using a novel fiber geometry [Text] / P. Glas, M. Naumann, A. Schirmacher [et al.] // *Optics Communications*. – 1997. – Vol. 141. – P. 336–342.
- 84 Glas, P. Short-length 10-W cw neodymium-doped *M*-profile fiber laser [Text] / P. Glas, M. Naumann, A. Schirmacher [et al.] // *Applied Optics*. – 1998. – Vol. 37. – P. 8434–8437.
- 85 Hatano, H. Growth and Photorefractive Properties of Stoichiometric LiNbO_3 and LiTaO_3 [Text] / H. Hatano, Y. Liu, K. Kitamura // *Photorefractive Materials and Their Applications 2*. – 2007. – № 114. – P. 127–164. – (Springer Series in Optical Sciences).
- 86 Horton, N. G. In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain [Text] / N. G. Horton, K. Wang, D. Kobat [et al.] // *Nature Photonics*. – 2013. – Vol. 7. – P. 205–209.

- 87 Islam, M. N. Raman amplifiers for telecommunications [Text] / M. N. Islam // IEEE Journal of Selected topics in Quantum Electronics. – 2002. – Vol. 8. – № 3. – P. 548–559.
- 88 Ith, M. Dynamics of laser-induced channel formation in water and influence of pulse duration on the ablation of biotissue under water with pulsed erbium-laser radiation [Text] / M. Ith, H. Pratisto, H. J. Altermatt [et al.] // Applied Physics B. – Vol. 59. – 1994. – № 6. – P. 621–629.
- 89 Jackson, S. D. Diode-pumped 1,7-W erbium 3- μm fiber laser [Text] / S. D. Jackson, T. A. King, M. Pollnau // Optics Letters. – 1999. – Vol. 24. – P. 1133–1135.
- 90 Jeong, Y. Single-frequency, polarized ytterbium-doped fiber MOPA source with 264 W output power [Text] / Y. Jeong, J. Nilsson, J. K. Sahu [et al.] // Lasers and Electro-Optics. – 2004. – Vol. 2. – P. 1065–1066.
- 91 Jeong, Y. The rising power of fibre lasers [Text] / Y. Jeong, J. K. Sahu, S. Baek [et al.] // Lasers and Electro-Optics Society. – 2003. – Vol. 2. – P. 792–793.
- 92 Jermann, F. Light-induced charge transport in $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ at high light intensities [Text] / F. Jermann, J. Otten // Journal of the Optical Society of America B (JOSA B). – 1993. – Vol. 10. – Issue 11. – P. 2085–2092.
- 93 Jetschke, S. Efficient Yb laser fibers with low photodarkening by optimization of the core composition [Text] / S. Jetschke, S. Unger, A. Schwuchow // Optics Express. – 2008. – Vol. 16. – P. 15540–15545.
- 94 Jung, J. J. Energy transfer in clustered sites of Er^{3+} ions in LiNbO_3 crystals [Text] / J. J. Jung, M.-H. Lee // Journal of the Optical Society of America B. – 2003. – Vol. 20. – № 9. – P. 1990–1995.
- 95 Karlsen, S. R. 100-W 105- μm 0,15 NA fiber coupled laser diode module [Text] / S. R. Karlsen, R. K. Price, M. Reynolds [et al.] // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers. – 2009. – Vol. 7198. – P. 71980T.
- 96 Kim, Y. Er-doped fiber frequency comb with mHz relative linewidth [Text] / Y. Kim, S. Kim, Y.-J. Kim [et al.] // Optics Express. – 2009. – № 17. – P. 11972–11977.

- 97 Kitamura, K. Stoichiometric LiNbO₃ single crystal growth by double crucible Czochralski method using automatic powder supply system [Text] / K. Kitamura, J. K. Yamamoto, N. Iyi // Journal of Crystal Growth. – 1992. – Vol. 116. – P. 327–332.
- 98 Klenke, A. 22 GW peak-power fiber chirped-pulse amplification system [Text] / A. Klenke, S. Hädrich, T. Eidam [et al.] // Optics Letters. – 2014. – № 39. – P. 6875–6878.
- 99 Kuhn, V. 67 W of output power from an Yb-Free Er-Doped fiber amplifier cladding pumped at 976 nm [Text] / V. Kuhn, D. Kracht, J. Neumann [et al.] // IEEE Photonics Technology Letters. – 2011. – № 23(7). – P. 432.
- 100 Laporta, P. Erbium-ytterbium microlasers: optical properties and lasing characteristics [Text] / P. Laporta, S. Taccheo, S. Longhi [et al.] // Optical Materials. – 1999. – № 11. – P. 269–288.
- 101 Lebedev, V. A Study of energy transfer from Yb³⁺ to Er³⁺ in rare-earth silicates and borates [Text] / V. A. Lebedev, V. F. Pisarenko, Yu. M. Chuev [et al.] // Luminescence. – 1997. – № 7274. – P. 942–944.
- 102 Lebedev, V. A. Crystal growth of CaGd_{4-x-y-z}Yb_xEr_yCe_zSi₃O₁₃(Yb,Er,Ce:CGS) – potential laser media for generation 1,5 μm emission and it's spectroscopic and kinetic investigations [Text] / V. A. Lebedev, I. V. Voroshilov, B. V. Ignatiev [et al.] // Third international conference «Single crystal growth, strength problems, and heat-mass transfer» (ICSC-99). – Obninsk, 1999. – P. 88–89.
- 103 Lebedev, V. A. Study of energy transfer from Yb³⁺ to Er³⁺ in rare-earth silicates and borates [Text] / V. A. Lebedev, V. F. Pisarenko, Yu. M. Chuev [et al.] // Luminescence. – 1997. – Vol. 7274. – P. 942–944.
- 104 Lebedev, V. A. Kinetic and spectroscopic investigations of Yb:YCa₄O(BO₃)₃ (Yb:YCOB) single crystals Optical Materials [Text] / V. A. Lebedev, B. V. Ignatiev, I. V. Voroshilov [et al.] // Optical Materials. – 2000. – Vol. 14. – P. 171–173.
- 105 Lee, S. M. Effect of optical properties of Er₂O₃ doped stoichiometric LiNbO₃ single crystals and co-doped with MgO [Text] / S. M. Lee, T. I. Shin, Y. T. Kim [et al.] // Materials Science and Engineering B. – 2003. – Vol. 105. – P. 34–36.

- 106 Likhachev, M. E. Effect of the AlPO_4 join on the pump-to-signal conversion efficiency in heavily Er-doped fibers [Text] / M. E. Likhachev, M. M. Bubnov, K. V. Zotov [et al.] // *Optics Letters*. – 2009. – Vol. 34. – P. 3355–3357.
- 107 Lorenzo, A. Lattice location of rare-earth Ions in LiNbO_3 [Text] / A. Lorenzo, H. Jaffrezic, B. Roux [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 1995. – Vol. 67. – P. 3735.
- 108 Mears, R. J. Highgain rareearth doped fiber amplifier at 1,54 μm [Text] / R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jancie [et al.] // *Optical Fiber Communication Conference*. – 1987. – Vol. 3. – P. 167. – (OSA Technical Digest Series).
- 109 Mirov, S. B. Progress in Mid-IR Lasers Based on Cr and Fe-Doped II–VI Chalcogenides [Text] / S. B. Mirov, V. V. Fedorov, D. Martyshkin [et al.] // *Ieee journal of selected topics in quantum electronics*. – 2015. – Vol. 21. – № 1. – Jan.-Feb. – P. 1601719.
- 110 Oliveira, de C. E. M. Orr. Controlled composition modulation in potassium lithium tantalate niobate crystals grown by off-centered TSSG method [Text] / C. E. M. Orr. Oliveira de // *Journal of Crystal Growth*. – 2004. – Vol. 273. – P. 203–206.
- 111 Pacifici, D. Er doped Si nanostructures [Text] / D. Pacifici, G. Franzo, F. Iacona [et al.] // *Materials Science and Engineering B*. – 2003. – Vol. 105. – P. 197.
- 112 Palatnikov, M. N. Fractal structures in single crystals of ferroelectric lithium niobate grown under strongly unstable conditions [Text] / M. N. Palatnikov, O. B. Shcherbina, N. V. Sidorov [et al.] // *Integrated Ferroelectrics*. – 2009. – Vol. 109. – № 1. – P. 27–35.
- 113 Palatnikov, M. N. Growth and concentration dependencies of rare-earth doped lithium niobate single crystals [Text] / M. N. Palatnikov, I. V. Biryukova, N. V. Sidorov [et al.] // *J. Crystal Growth*. – 2006. – Vol. 291. – P. 390–397.
- 114 Palatnikov, M. N. Optical Properties of Lithium Niobate Single Crystals [Text] / M. N. Palatnikov, N. V. Sidorov, I. V. Biryukova [et al.] // *Physica Status Solidi*. – 2005. – Vol. 2. – Issue 1. – P. 212–215.

- 115 Pavlov, I. Diffraction-limited, 10-W, 5-ns, 100-kHz, all-fiber laser at 1,55 μm [Text] / I. Pavlov, E. Dülgergil, E. Ilbey [et al.] // *Optics Letters*. – 2014. – № 39. – P. 2695–2698.
- 116 Pump interactions in 100 nm bandwidth Raman amplifier [Text] / H. Kidorf, K. Rottwitt, M. Nissov [et al.] // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 1999. – Vol. 11. – № 5. – P. 530–532.
- 117 Punturo, M. The third generation of gravitational wave observatories and their science reach [Text] / M. Punturo // *Classical Quantum Gravity*. – 2010. – Vol. 27. – P. 084007.
- 118 Raman amplification in fiber optical communication systems [Text] / Ed. by H. Clifford, G. Agrawal. – Elsevier : Academic Press, 2004. – 392 p. – ISBN: 978-0-12-044506-6.
- 119 Rebouta, L. Ion-beam channeling yields of host and impurity atoms in LiNbO_3 : Computer simulations [Text] / L. Rebouta, P. Smulders, D. O. Boerna [et al.] // *Physical Review B*. – 1993. – Vol. 48. – P. 3600.
- 120 Simondi-Teisseire, B. Optical Investigation of $\text{Er}:\text{Ca}_2\text{Al}_2\text{SiO}_7$ and $\text{Yb}:\text{Ca}_2\text{Al}_2\text{SiO}_7$ for Laser Applications in the Near Infrared [Text] / B. Simondi-Teisseire, B. Viana, D. Vivien [et al.] // *Physica status solidi*. – 1996. – Vol. 155. – P. 249.
- 121 Simondi-Teisseire, B. Room-temperature CW laser operation at 1,55 μm (eye-safe range) of $\text{Yb}:\text{Er}$ and $\text{Yb}:\text{Er}:\text{Ce}:\text{Ca}_2\text{Al}_2\text{SiO}_7$ crystals [Text] / B. Simondi-Teisseire, B. Viana, A. M. Lejus [et al.] // *Institute of Electrical and Electronics Engineers*. – 1996. – Vol. 32. – P. 2004.
- 122 Simondi-Teisseire, B. Yb^{3+} to Er^{3+} energy transfer and rate-equations formalism in the eye safe laser material $\text{Yb}:\text{Er}:\text{Ca}_2\text{Al}_2\text{SiO}_7$ [Text] / B. Simondi-Teisseire, B. Viana, A.-M. Lejus [et al.] // *Optical Materials*. – 1996. – Vol. 6. – P. 267–274.
- 123 Story Behind FiberHome's 560 Tbit/s optical transmission system [Electronic resource] // FiberHome. – Electronic text data. – URL : <http://www.fiberhome.com/en/news/9/93.aspx>.

- 124 Stroganova, E. V. Increasing pumping efficiency by using gradient-doped laser crystals [Text] / E. V. Stroganova, D. S. Galutskiy [et al.] // Optics and Spectroscopy. – 2014. – Vol. 117. – № 6. – P. 984–989.
- 125 Vasilyev, S. Multi-Watt mid-IR femtosecond polycrystalline Cr²⁺:ZnS and Cr²⁺:ZnSe laser amplifiers with the spectrum spanning 2.0–2.6 μm [Text] / S. Vasilyev, I. Moskalev, M. Mirov [et al.] // Optical Society of America Received. – 2015. – Nov 3; revised 23 Dec 2015; accepted 29 Dec 2015; published 21 Jan 2016 – 2016 OSA 25 Jan 2016. – Vol. 24. – № 2. – DOI:10.1364/OE.24.001616. – OPTICS EXPRESS 1616.
- 126 Volk, T. R. Optical-damage-resistant LiNbO₃:Zn crystal [Text] / T. R. Volk, V. I. Pryalkin, N. M. Rubinina // Optics Letters. – 1990. – Vol. 15. – Issue 18. – P. 996–998.
- 127 Weichelt, B. Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line [Text] / B. Weichelt, A. Voss, M. A. Ahmed // Optics Letters. – 2012. – Vol. 37. – № 15. – P. 3045–3047.
- 128 Zellmer, H. High-power cw neodymium-doped fiber laser operating at 9,2 W with high beam quality [Text] / H. Zellmer, U. Willamowski, A. Tunnerman [et al.] // Optics Letters. – 1995. – Vol. 20. – P. 578.
- 129 Zhang, H. Slope efficiency of up to 73 % for Yb:Ca₄YO(BO₃)₃ crystal laser pumped by a laser diode [Text] / H. Zhang, X. Meng, P. Wang [et al.] // Applied Physics B. – 1999. – № 68. – P. 1147–1149.
- 130 Zotov, K. V. Radiation-resistant erbium-doped fiber for spacecraft applications [Text] / K. V. Zotov, M. E. Likhachev, A. L. Tomashuk [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2008. – Vol. 554. – P. 2213–2215.
- 131 Zyskind, J. L. Erbium-doped fiber amplifiers for optical communications [Text] / J. L. Zyskind, J. A. Nagel, H. D. Kidorf // Optical Fiber Telecommunications. – Vol. III B. – San Diego : Academic Press, 1997. – P. 13–68.

Таблица 1 – Параметры для расчетов ростового процесса в системе двойных тиглей

Наименование параметра ростового процесса	Значение параметра	Наименование параметра ростового процесса	Значение параметра
n_{i0} лития в реакторе	0,972	Молярная масса состава, <i>г/моль</i>	151,1486
n_0 лития в тигле	0,972	Молярная масса конгруэнтного состава, <i>г/моль</i>	151,38453
n_{i0} иттербия в реакторе	0,01	Молярная масса стехиомет- рического состава, <i>г/моль</i>	147,8456
n_0 иттербия в тигле	0,0017	R (состава) kong	0,97
n_{i0} эрбия в реакторе	0	R (состава) stech	1
n_0 эрбия в тигле	0,004	Сегрегация лития	0,1055
Начальный уровень рас- плава в тигле-реакторе, <i>см</i>	0,8	Сегрегация иттербия	1,2
Начальный уровень рас- плава в основном тигле, <i>см</i>	2,5	Сегрегация эрбия	1,37
Внутренний диаметр тигля-реактора, <i>см</i>	5,2	Начальная масса расплава в реакторе, <i>г</i>	67,093628
Диаметр основного тигля, <i>см</i>	8	Начальная масса расплава в тигле минус реактор, <i>г</i>	429,16102
Диаметр кристалла, <i>см</i>	2	Сечение основного реактора, <i>см²</i>	21,2264
Плотность конгруэнтного состава, <i>г/см³</i>	3,95	Сечение тигля-реактора, <i>см²</i>	50,24
Плотность crystal, <i>г/см³</i>	4,65	Шаг роста монокристалла, <i>мм/ч</i>	0,3