

СЮЙ АЛЕКСАНДР ВЯЧЕСЛАВОВИЧ

**НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ С ШИРОКОПОЛОСНЫМ  
ИЗЛУЧЕНИЕМ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ**

01.04.05– Оптика

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Хабаровск - 2013

Работа выполнена в Дальневосточном государственном университете путей сообщения

Научный консультант: доктор физико-математических наук  
Сидоров Николай Васильевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
профессор  
Горелик Владимир Семенович

доктор физико-математических наук,  
профессор  
Жижин Герман Николаевич

доктор физико-математических наук,  
профессор  
Кострицкий Сергей Михайлович

Ведущая организация:

Защита состоится ..... года в .... часов на заседании диссертационного совета Д 212.278.01 при Ульяновском государственном университете по адресу: Набережная реки Свияги, 106, корпус 1, ауд.703

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Ульяновского государственного университета, с авторефератом – на сайте вуза <http://www.uni.ulsu.ru> и сайте ВАК России.

Автореферат разослан .....

Отзывы на данную работу просим направлять по адресу: 432017, г. Ульяновск, ул. Л. Толстого, 42, УлГУ, УНИ.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 212.278.01  
к.ф.-м.н.

Вострецова Л.Н.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность

Современные достижения нелинейной оптики существенно стимулируют развитие физического материаловедения и создание технологий новых материалов электронной техники. Фоторефрактивные кристаллы как материалы нелинейной оптики и голографии в настоящее время являются предметом интенсивных исследований. Реальная структура фоторефрактивных кристаллов, в большинстве своем являющихся фазами переменного состава, наиболее далека от идеальной. Роль дефектов, а также тонких особенностей упорядочения структурных единиц часто являются определяющими в формировании нелинейно-оптических свойств кристалла. В настоящее время большое внимание со стороны ученых различных отраслей знаний (физики, химики, материаловеды) уделяется разработке и исследованию структуры монокристаллических фоторефрактивных сред, установлению связи тонких особенностей структуры и дефектов с физическими характеристиками среды и особенностям взаимодействия электромагнитного излучения со средой.

Одним из наиболее важных фоторефрактивных материалов является сегнетоэлектрический кристалл ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ), обладающий высокой лучевой стойкостью, хорошими нелинейными, электрооптическими, пьезоэлектрическими, пироэлектрическими, фотовольтаическими и фоторефрактивными свойствами, что обуславливает возможность его широкого применения в устройствах голографической записи информации, модуляции, дефлекции, преобразования и генерации оптического излучения [1-5]. Ниобат лития является фазой переменного состава, что позволяет кардинально и достаточно тонко изменять физические характеристики кристалла легированием, изменением стехиометрии (отношения  $R=\text{Li}/\text{Nb}$ ), а также изменением упорядочения структурных единиц катионной подрешетки и состояния дефектности структуры [1, 6]. Исследования, направленные на оптимизацию фоторефрактивных свойств путем варьирования состава и структурных особенностей монокристалла ниобата лития, являются наиболее актуальными для целенаправленного создания материалов с заданными характеристиками. Природа фоторефрактивного эффекта в общем случае хорошо изучена, и для его объяснения предложены ряд моделей [6-8]. Однако, несмотря на хорошее состояние теории, связь между фоторефрактивным эффектом, фотоиндуцированным рассеянием света (ФИРС) и тонкими особенностями строения конкретных реальных монокристаллов ниобата лития, перспективных в качестве материалов для голографии, лазерной и нелинейной оптики, в настоящее время изучена слабо. Единичны исследования ФИРС в зависимости от состава кристалла ниобата лития и способа выращивания. В литературе подробно рассмотрен эффект фоторефракции в монокристаллах ниобата лития конгруэнтного состава ( $R=0,946$ ), легированных катионами с переменной валентностью (“фоторефрактивными” катионами, например Fe), существенно повышающим эффект фоторефракции [8]. Вместе с тем он совершенно не исследован в монокристаллах стехиометрического ( $R=1$ ) состава и в конгруэнтных кристаллах, легированных “нефоторефрактивными” катионами, понижающими эффект фоторефракции. Не ясна связь эффекта фоторефракции и ФИРС с

упорядочением структурных единиц катионной подрешетки, определяющей сегнетоэлектрические и нелинейно-оптические свойства кристалла.

Среди устройств, использующих принципы нелинейной оптики, особое место занимают монокристаллические преобразователи теплового широкополосного излучения, важным преимуществом которых при преобразовании ИК - изображения является отсутствие геометрических искажений. Кроме того, в работе [5] показано, что при одинаковых уровнях накачки эффективность преобразования широкополосного излучения может быть даже значительно выше, чем для лазерного излучения. Однако в процессе взаимодействия высокоинтенсивного оптического излучения с электрооптическими кристаллами в последних могут возникать изменения оптических свойств из-за термооптического и фоторефрактивного эффекта, что существенно влияет на работу оптоэлектронных устройств. Кроме этого, электрические поля, возникающие в фоторефрактивном кристалле вследствие облучения и управляющие изменениями показателя преломления, могут вызывать долговременные изменения показателя преломления, которые необходимо контролировать в процессе эксперимента. Величины этих полей зависят от многих факторов, в том числе от поляризации излучения, которое в кристалле может измениться вследствие эффекта фоторефракции.

В этой связи для проведения экспериментальных исследований важно иметь излучение с точно заданными поляризационными характеристиками, такими как эллиптичность и азимут для определенной длины волны. Для этих целей в оптических исследованиях обычно используют фазовые пластины. Однако недостатком фазовых пластин является то, что каждая пластина рассчитана только для одной длины волны. Поэтому при использовании широкополосного излучения задача управления его характеристиками с применением фазовых пластин становится особенно сложной. Управление оптическими свойствами кристаллических пластин и использование их в качестве фазовых является приоритетной задачей при проведении многих экспериментов.

Использование широкополосного излучения в нелинейно-оптических приборах и устройствах позволит значительно увеличить возможности нелинейной оптики и существенно снизить стоимость приборов и устройств. Поэтому применение широкополосного излучения в нелинейной оптике представляет собой актуальную проблему в области оптики.

В связи с этим цель работы была сформулирована следующим образом.

**Цель работы.** Выявление роли дефектов и тонких особенностей структуры кристаллов ниобата лития разного состава в формировании нелинейно-оптических эффектов с широкополосным излучением. Развитие методов управления спектральными и поляризационными характеристиками широкополосного излучения, прошедшего через систему фазовых пластин.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Выполнить анализ зависимости фоторефрактивных свойств кристаллов ниобата лития от его стехиометрии, легирования и способа выращивания, используя два независимых метода – спектроскопию комбинационного рассеяния света (КРС) и фотоиндуцированное рассеяние света.

2. Определить оптимальные условия для записи оптического изображения в кристаллах ниобата лития широкополосным излучением (ориентация, линейный размер светового пятна, поляризация излучения относительно полярной оси кристалла, концентрация и вид примесных катионов).

3. Разработать модель широкополосного электрооптического модулятора на основе монокристаллов ниобата лития, действующего на поперечном электрооптическом эффекте, исследовать его характеристики.

4. Установить влияние стехиометрии кристалла ниобата лития, характера примесных катионов и особенностей их локализации в катионной подрешетке кристалла на эффективность преобразования ИК - излучения. Проанализировать спектры преобразованного широкополосного излучения в нелинейно-оптических кристаллах ниобата лития разного состава, выращенных методом Чохральского различными способами.

5. Изучить спектры пропускания широкополосного излучения кристаллических пластин, изготовленных из различных материалов: ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ), кварца ( $\text{SiO}_2$ ), кальцита ( $\text{CaCO}_3$ ), дигидрофосфата калия ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ), в зависимости от толщины пластины, ориентации кристаллической пластины в экспериментальной схеме и плоскости пропускания анализатора.

6. Определить зависимости характеристик поляризованного широкополосного излучения (эллиптичность, азимут, степень поляризации) от длины волны и от разности фаз между компонентами электрического поля излучения, прошедшего составные кристаллические пластинки.

7. Исследовать возможности метода лазерной коноскопии для выявления оптических неоднородностей в объеме кристалла и определения направления оптической оси.

#### **В качестве объектов исследования использованы:**

1. Номинально чистые монокристаллы стехиометрического состава ( $R=1$ ), выращенные методом Чохральского из расплава с 58,6 моль. %  $\text{Li}_2\text{O}$  ( $\text{LiNbO}_3$ стех.).

2. Номинально чистые монокристаллы стехиометрического состава, выращенные методом Чохральского из расплава конгруэнтного состава с добавлением флюса  $\text{K}_2\text{O}$ . ( $\text{LiNbO}_3$ стех. $\text{K}_2\text{O}$ ).

3. Монокристаллы ниобата лития конгруэнтного состава, легированные “нефоторефрактивными” катионами  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Mg}^{2+}$ ,  $\text{B}^{3+}$ ,  $\text{Gd}^{3+}$ ,  $\text{Y}^{3+}$ ,  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Ta}^{5+}$ ,  $\text{Ru}^{4+}$ .

4. Монокристаллы ниобата лития конгруэнтного состава, легированные “фоторефрактивными” катионами  $\text{Cu}$ ,  $\text{Fe}$ ,  $\text{Rh}$ .

5. Монокристаллы ниобата лития конгруэнтного состава с двойным легированием ( $\text{Y}^{3+}:\text{Mg}^{2+}$ ) и ( $\text{Ta}^{5+}:\text{Mg}^{2+}$ ).

6. Кроме монокристаллов ниобата лития, в экспериментах по преобразованию частоты вверх исследовались кристаллы  $\text{LiJO}_3$ ,  $\text{HJO}_3$ , КТР, КДР.

Подавляющее большинство монокристаллов ниобата лития выращены в лаборатории материалов электронной техники ИХТРЭМС КНЦ РАН (г. Апатиты) по единой методике с использованием специально разработанной шихты оригинального состава, что исключает случайную природу наблюдаемых эффектов.

## Научная новизна работы

1. Выявлено существенное влияние стехиометрии кристаллов ниобата лития на величину фоторефрактивного эффекта. Установлено, что структура ФИРС в ниобате лития вне зависимости от состава является трехслойной. Обнаружено, что при увеличении плотности мощности накачки эффект фоторефракции и асимметрия индикатрисы ФИРС в монокристаллах ниобата лития увеличиваются при отклонении состава кристалла от строго стехиометрического. Впервые исследовано ФИРС в номинально чистых монокристаллах ниобата лития с различным соотношением Li/Nb, выращенных разными способами методом Чохральского, а также в серии монокристаллов ниобата лития конгруэнтного состава, легированных широким спектром “нефоторефрактивных” катионов.

2. Показано, что интенсивность линий, “запрещенных” правилами отбора в спектре КРС для данной геометрии рассеяния, но проявляющихся в ней вследствие наличия эффекта фоторефракции, практически не изменяется со временем. Все последующие более тонкие изменения в спектрах КРС и в ФИРС детерминированы особенностями формирования в кристалле статических и динамических дефектов, наведенных лазерным излучением, обуславливающих динамику развития второго и третьего слоев индикатрисы ФИРС и перекачкой энергии из слоя в слой.

3. Подробно изучена и экспериментально реализована запись изображения широкополосным излучением в монокристаллах  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ . Показано, что изменения показателя преломления (запись изображения) происходят благодаря наличию градиента интенсивности записывающего излучения, направленного вдоль полярной оси кристалла. Установлено, что контраст записи и время хранения изображения в легированных кристаллах ниобата лития при использовании широкополосного излучения зависит от формы падающего на кристалл светового пятна и его ориентации относительно полярной оси кристалла, а также от поляризации излучения. Обнаружено проявление термической усталости, аналогичной электрическому старению, кристалла ниобата лития в развитии ФИРС при многократном термическом отжиге.

4. Впервые показана возможность применения оптической системы, содержащей два электрооптических кристалла и три поляризатора, для эффективной модуляции широкополосного излучения с гауссовым профилем огибающей спектра шириной в несколько десятков нанометров.

5. Впервые исследовано преобразование широкополосного ИК-излучения номинально чистыми монокристаллами ниобата лития стехиометрического состава, выращенными из расплава с 58,6 моль. %  $\text{Li}_2\text{O}$  и из расплава конгруэнтного состава с добавлением флюса  $\text{K}_2\text{O}$  (6 вес. %), а также номинально чистыми монокристаллами конгруэнтного состава, легированными катионами  $\text{Zn}^{2+}$ , в условиях некритичного 90-градусного синхронизма при реализации векторных взаимодействий. Показано, что эффективность преобразования, ширина спектра и положение максимума спектра преобразованного излучения зависят от стехиометрии кристалла. При этом коэффициент преобразования растет с увеличением концентрации  $\text{Zn}^{2+}$  в кристалле.

6. Рассчитан эффект компенсации влияния второго кристалла в системе «поляризатор – кристалл – кристалл – анализатор» на широкополосный спектр

пропускания такой системы. Теоретически доказано и экспериментально установлено, что в системе «поляризатор – кристалл – анализатор» существует характерная точка перехода линейчатого спектра в сплошной при вращении плоскости главного сечения кристаллической пластинки относительно направления пропускания поляризатора или вращении анализатора. Предложено использовать спектры пропускания системы «поляризатор – эталон – кристалл – анализатор» для контроля идентичности фазовой пластинки.

7. Предложен метод определения поляризационных характеристик широкополосного излучения, прошедшего через систему кристаллических пластин, основанный на применении параметрических уравнений эллипса поляризации.

8. Разработана методика исследования оптической однородности фоторефрактивных кристаллов с использованием ФИРС и методика, заключающаяся в наблюдении интерференционных (коноскопических) картин в широкоапертурных слаборасходящихся пучках света. Впервые зарегистрированы нетрадиционные интерференционные коноскопические картины в слаборасходящихся пучках света от двух кристаллических пластин ниобата лития. Сложение интерференционных картин укладывается в рамки векторной модели (теоремы косинусов).

### **Практическая значимость работы**

1. Научные результаты, полученные в диссертации, представляют собой дальнейшее качественное развитие имеющихся в литературе знаний о влиянии особенностей структуры монокристаллов ниобата лития разного состава, процессов упорядочения структурных единиц и дефектов на специфику записи изображения и преобразования широкополосного излучения. Они имеют важное значение для модификации и создания новых нелинейно-оптических материалов электронной техники на основе монокристалла ниобата лития. Результаты исследований применены в ростовой лаборатории ИХТРЭМС КНЦ РАН (г. Апатиты) при создании промышленных технологий выращивания монокристаллов ниобата лития разного состава, обладающих низким эффектом фоторефракции.

2. Метод ФИРС использован в ростовой лаборатории ИХТРЭМС КНЦ РАН для оценки оптического качества монокристаллов ниобата лития разного состава и исследований распределения дефектов по объему выращенной були. Метод спектроскопии КРС применен для оценки совершенства кристаллической структуры ниобата лития с разным отношением  $Li/Nb$  и соответствия состава выращенного кристалла стехиометрическому составу.

3. Результаты исследований по преобразованию широкополосного ИК - излучения в нелинейно-оптических кристаллах использованы во ВНИИФТРИ «Дальстандарт» при проведении физического эксперимента по визуализации теплового изображения (имеется акт внедрения).

4. На основе полученных результатов возможна разработка электрооптического модулятора широкополосного излучения, изготовление устройств управления характеристиками широкополосных лазеров на красителях при селекции в лазерах модового состава, изменении спектра в обычных пучках излучения для создания реперных спектров.

## **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Кристаллы ниобата лития стехиометрического состава, выращенные из расплава с 58,6 моль. %  $\text{Li}_2\text{O}$  ( $\text{LiNbO}_3$ стех), а также кристаллы, близкие к стехиометрическому составу, выращенные из расплава конгруэнтного состава с добавлением 6,0 моль. %  $\text{K}_2\text{O}$  ( $\text{LiNbO}_3$ стех. $\text{K}_2\text{O}$ ) обладают более высоким фоторефрактивным эффектом в сравнении с другими кристаллами ниобата лития, выращенными методом Чохральского. Легирование кристаллов ниобата лития конгруэнтного состава катионами  $\text{Gd}^{3+}$ ,  $\text{V}^{3+}$ ,  $\text{Y}^{3+}$ ,  $\text{Ta}^{5+}$  приводит к подавлению фоторефрактивного эффекта. Катионы  $\text{V}^{3+}$  являются наиболее «нефоторефрактивными» и приводят к практически полному гашению фоторефракции в кристаллах ниобата лития.

2. Запись изображения широкополосным излучением реализуется при наличии градиента интенсивности записывающего пучка  $dJ/dz$ , направленного вдоль полярной оси кристалла. При этом отклик  $\Delta n$  (изменения показателя преломления кристалла) пропорционален градиенту интенсивности  $dJ/dz$ . В кристаллах ниобата лития наблюдается эффект термической усталости при многократном термическом отжиге.

3. В кристаллах ниобата лития положение максимума преобразованного широкополосного ИК - спектра, соответствующего длине волны 90-градусного фазового синхронизма  $\lambda_0$ , определяется отношением  $\text{Li}/\text{Nb}$ . В спектре высокоупорядоченных кристаллов строго стехиометрического состава, выращенных из расплава с 58,6 мол. %  $\text{Li}_2\text{O}$  ( $\text{LiNbO}_3$ стех.) максимум преобразованного ИК - спектра соответствует длине волны:  $\lambda_0 = 495$  нм.

4. Использование свойств поперечного электрооптического эффекта позволяет разработать электрооптический модулятор широкополосного излучения, выполненный на основе двух идентичных монокристаллов ниобата лития с низким значением полуволнового напряжения 240 В и глубиной модуляции 80 % для широкополосного излучения диапазоном 530÷590 нм и 87 % для диапазона 540÷580 нм.

5. В системе «поляризатор – кристалл – анализатор» существует точка перехода линейчатого спектра в сплошной. Этот эффект позволяет определить или задать не только угол между главным сечением кристаллической пластины и направлением пропускания поляризатора, но и характерные для данной пластины спектры пропускания, а также угол между направлениями пропускания поляризатора и анализатора. В системе «поляризатор – эталон – кристалл – анализатор» по спектру пропускания можно контролировать идентичность фазовой пластинки.

6. Используя составные кристаллические пластинки, можно задавать произвольные поляризационные характеристики для любой длины волны в области прозрачности кристаллов путем поворота кристаллических пластинок относительно направления пропускания поляризатора.

## **Связь с государственными программами и НИР**

Диссертационная работа выполнялась в соответствии с фундаментальной научно-исследовательской темой ОАО «РЖД» «Анизотропное отражение света и электрооптические свойства кристаллов», реализуемой на кафедре «Физика»



ДВГУПС. Также работа осуществлялась в рамках Федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009 - 2013 годы по государственным контрактам, гос. рег. № 01201065654, 01201065653, 01201067115, 01201277889, 01201277886.

### **Достоверность научных результатов**

Достоверность обеспечена апробированными методиками постановки экспериментов по ФИРС, модуляции, преобразованию, управлению и записи изображения широкополосным излучением с применением нелинейно-оптических монокристаллов и фазовых пластин, применением современного оборудования для регистрации спектров КРС (автоматизированных высокочувствительных спектрометров «ДФС-24» и «Ramanog U-1000»), надежной статистикой проведенных экспериментов, высокоточными программами обработки экспериментальных данных (Vomem Grames, Origin и др.). Экспериментальные результаты, представленные в диссертационной работе, хорошо согласуются с данными других авторов и с современными представлениями о нелинейно-оптических и фоторефрактивных процессах в кристаллах ниобата лития, основанными на надежных общепринятых физических моделях.

### **Апробация работы**

1. Основные результаты работы докладывались на 47 конференциях различного уровня. К наиболее весомым относятся: Международная научная конференция молодых ученых и специалистов “Оптика 1999”, “Оптика 2001”, “Оптика 2003”, “Оптика 2005”, “Оптика 2007”, С.-Петербург; Modern problems of laser physics. (MPLP’2000) Simposium, Novosibirsk, 2000; First international conference for young on laser optics (LO-YS 2000), St-Petersburg, 2000; 4-я Международная научная конференция “Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах”, Томск, 2004; Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics, APCOM-2004, Khabarovsk, APCOM-2012, Dalian, China; Международная научная конференция “Фундаментальные проблемы оптики”, С.-Петербург, 2004, 2006, 2008, 2010, 2012; Научная сессия МИФИ 2007, МИФИ 2008, МИФИ 2010, МИФИ 2011, МИФИ 2012, Москва; 12<sup>th</sup> Conference on Laser Optics, LO-2006, St.Peterburg; XVIII Всероссийской конференции по физике сегнетоэлектриков, ВКС-18, С.-Петербург, 2008; VII Международная научная конференция “Лазерная физика и оптические технологии”, Минск, 2008; Международная научная конференция “Оптика кристаллов и наноструктур”, Хабаровск, 2008; 7-ая Международная научно-практическая конференция “ГОЛОЭКСПО-2010” “Голография. Наука и практика” 27-я Школа по когерентной оптике и голографии, Москва; Всероссийская научная конференция с международным участием “Исследования и разработки в области химии и технологии функциональных материалов”, Апатиты, 2010; 2-я Международная научно-техническая конференция, посвященная 80-летию МЭИ “Поляризационная оптика”, Москва, 2010; The International Symposium on Piezoresponse Force Microscopy & Nanoscale Phenomena in Polar Materials, (ISAF-PFM-2011), Vancouver, British Columbia, Canada, 2011.

Результаты работы докладывались и обсуждались на научных семинарах ИХТРЭМС КНЦ РАН и кафедры физики ДВГУПС.

### **Публикации и личный вклад автора**

Основные результаты диссертационной работы отражены в 39 научных статьях в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК РФ, в четырех монографиях, трех патентах на изобретение. Многочисленные статьи по теме диссертации, опубликованные в сборниках и материалах различных всероссийских и международных конференций, а также тезисы докладов не входят в число перечисленных публикаций.

Личный вклад автора заключается в следующем. Автор инициировал и определял направление исследований в подавляющем большинстве работ. Основная часть научных работ, изданных в соавторстве, написана непосредственно автором. Автору принадлежит постановка задачи, большая часть экспериментов, анализ и интерпретация результатов. Исследования структуры и фоторефрактивных свойств кристаллов с использованием спектроскопии КРС выполнены совместно с соавторами из ИХТРЭМС КНЦ РАН (г. Апатиты).

Автор выражает глубокую благодарность научному консультанту д.ф.-м.н. Н.В. Сидорову. Автор сердечно благодарит своего учителя, ныне покойного, заслуженного деятеля науки РФ д.ф.-м.н. В.И. Строганова, а также коллектив кафедры физики ДВГУПС за доброжелательное отношение к работе, участие в обсуждении результатов, помощь в проведении и постановке экспериментов.

### **Структура и объем работы**

Диссертационная работа состоит из введения, восьми глав, основных выводов, списка литературы и приложения. Материал изложен на 409 страницах машинописного текста, включая 145 рисунков, 14 таблиц. Библиографический список содержит 427 наименований.

## **КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

**Во введении** обоснованы актуальность и практическая значимость работы, определена цель диссертации, кратко изложено содержание работы, сформулированы основные положения, выносимые на защиту.

**В первой главе** выполнен анализ литературных данных по тонким особенностям структуры фоторефрактивного кристалла ниобата лития как фазы переменного состава. Подробно рассмотрено влияние тонких особенностей структуры и дефектов на фоторефрактивные свойства. Показаны возможности метода комбинационного рассеяния света для изучения эффекта фоторефракции. Проанализированы методы усиления и гашения фоторефракции в кристаллах ниобата лития путем внедрения “фоторефрактивных” и “нефоторефрактивных” катионов, а также путем изменения стехиометрии и состояния дефектности кристалла.

Приводится литературный обзор по записи и считыванию оптической информации в фоторефрактивных средах. Анализируются возможности записи изображения широкополосным излучением и возможности преобразования

широкополосного ИК - излучения по частоте вверх в нелинейно-оптических кристаллах.

Приводится литературный обзор по поляризационно-оптическим свойствам фазовых пластинок, изготовленных из одноосных кристаллов. Рассмотрены способы управления поляризацией света, прошедшего кристаллическую пластинку. Отмечается проблема использования фазовых пластин для широкополосного излучения.

**Во второй главе** описаны аппаратура и методы исследования. Большое внимание уделено особенностям выращивания номинально чистых и легированных монокристаллов ниобата лития заданного состава, а также влиянию условий выращивания на физические характеристики кристалла, подготовке образцов для исследований и проведению поляризационных измерений спектров КРС фоторефрактивных кристаллов. Для выращивания монокристаллов разного состава использовалась оригинальная гранулированная шихта ниобата лития (ТУ 0.027.039), разработанная в ИХТРЭМС КНЦ РАН. Состав шихты соответствовал составу конгруэнтного плавления (48,6 моль. %  $\text{Li}_2\text{O}$ ) при содержании катионных примесей на уровне  $\sim 5 \times 10^{-4}$  вес. %. Монокристаллы выращивались методом Чохральского разными способами на установке «Кристалл-2». Номинально чистые и легированные монокристаллы конгруэнтного состава ( $R=0,946$ ) выращивались из расплава конгруэнтного состава. Монокристаллы стехиометрического состава ( $R=1$ ) выращивались двумя способами: из расплава с 58,6 моль. %  $\text{Li}_2\text{O}$ , и из расплава конгруэнтного состава с добавлением флюса  $\text{K}_2\text{O}$ . Способ выращивания из расплава с 58,6 моль. %  $\text{Li}_2\text{O}$  позволяет получать монокристаллы стехиометрического состава только малых размеров, отличающиеся к тому же неоднородным показателем преломления вдоль оси роста. Способ выращивания из расплава в присутствии щелочного растворителя  $\text{K}_2\text{O}$  перспективен для получения крупногабаритных монокристаллов стехиометрического состава, отличающихся высоким постоянством показателя преломления вдоль оси роста, пригодных для промышленного изготовления высокосоввершенных оптических элементов.

Кратко описаны технические характеристики спектрометров «ДФС-24» и «Ramanog U-1000» (и их модернизации), использованных для регистрации спектров КРС, программы для обработки спектров, установки для исследования ФИРС, фотовольтаического эффекта, записи оптического изображения, преобразования широкополосного ИК - излучения по частоте в нелинейно-оптических кристаллах, установка для наблюдения коноскопических картин в широкоапертурных слабобрасходящихся пучках света. Изложена методика расчета спектров пропускания кристаллических пластин.

**В третьей главе** представлены оригинальные результаты исследований спекл-структуры ФИРС в кристаллах ниобата лития. Методом ФИРС изучены фоторефрактивные свойства номинально чистых кристаллов ниобата лития стехиометрического состава, выращенных методом Чохральского разными способами. Исследованы особенности индикатрисы ФИРС при различных мощностях возбуждающего излучения. Представлены результаты исследований фоторефрактивных свойств методом комбинационного рассеяния света в

номинально чистых конгруэнтных и стехиометрических кристаллах ниобата лития.

В параграфе 3.1 показано, что в монокристалле ниобата лития имеет место поэтапное раскрытие трех слоев спекл-структуры ФИРС. Центральное пятно индикатрисы ФИРС появляется практически мгновенно – это след от падения лазерного излучения. Далее раскрывается второй слой, соответствующий ФИРС на статических дефектах, наведенных лазерным излучением. И только затем развивается третий слой, соответствующий ФИРС на флуктуирующих дефектах, также наведенных лазерным излучением. При этом происходит перекачка энергии от слоя к слою (от центра к периферии) (рис. 1).

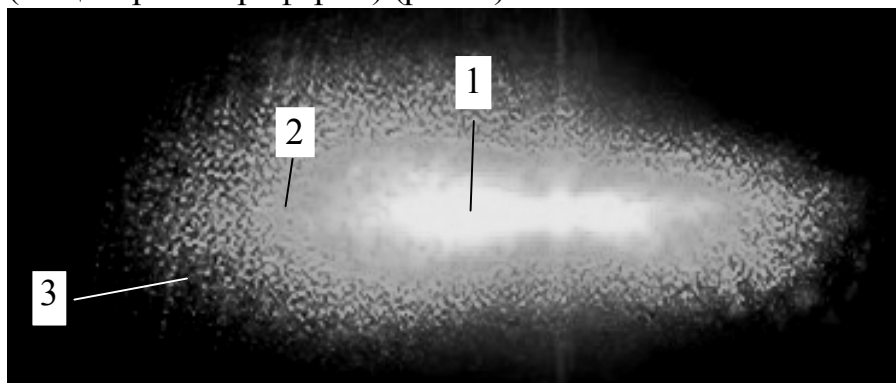


Рис. 1. Трехслойная спекл-структура ФИРС в монокристалле ниобата лития: 1 – центральный слой; 2 – второй слой; 3 – третий слой

В параграфе 3.2 описаны результаты исследований ФИРС в кристаллах ниобата лития стехиометрического состава, выращенных методом Чохральского разными способами. Методом ФИРС показано, что при больших мощностях накачки эффект фоторефракции в монокристалле  $\text{LiNbO}_3\text{стех.К}_2\text{O}$  заметно больше, чем в монокристалле в  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}$  Прогрев монокристалла  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}$  до  $80^\circ\text{C}$  приводит к уменьшению фоторефрактивных свойств. Установлено, что асимметричность индикатрисы ФИРС в стехиометрическом кристалле ниобата лития возрастает линейно с течением времени при мощностях возбуждающего лазерного излучения до 160 мВт ( $\lambda = 532$  нм, диаметр луча 1,8 мм).

В параграфе 3.3 показано, что практически всегда форма индикатрисы фотоиндуцированного рассеяния света в номинально чистых кристаллах ниобата лития стехиометрического состава имеет асимметрию. Асимметрия индикатрисы рассеяния наблюдается уже внутри монокристалла, как в кристалле  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}$ , так и в кристалле  $\text{LiNbO}_3\text{стех.К}_2\text{O}$  (рис. 2). Причем со временем индикатриса

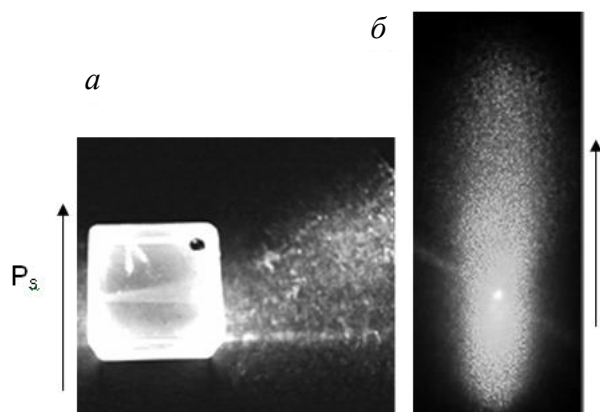


Рис. 2. Прохождение лазерного излучения через монокристалл  $\text{LiNbO}_3\text{стех.К}_2\text{O}$  (а). Луч направлен вдоль оси Y (вектор E параллелен оси Z). Сечение прошедшего через кристалл излучения (б)

рассеяния изменяется. В отрицательном направлении полярной оси кристалла интенсивность рассеянного излучения уменьшается, а в положительном направлении полярной оси кристалла увеличивается. При этом растёт асимметрия рассеянного излучения.

Для оценки степени асимметрии индикатрисы ФИРС нами применен параметр  $\gamma = a/b$ , где  $a$  – максимальный угол рассеянного излучения в положительном направлении полярной оси кристалла;  $b$  – максимальный угол рассеянного излучения в отрицательном направлении полярной оси кристалла. Значения параметра  $\gamma$  при достижении насыщения ФИРС представлены в табл. 1. Параметр  $\gamma$ , характеризующий асимметрию индикатрисы ФИРС, практически линейно зависит от мощности излучения вплоть до 160 мВт ( $\lambda = 532$  нм, диаметр луча 1,8 мм).

**Таблица 1**

Значения параметра асимметрии  $\gamma$  индикатрисы ФИРС при разных мощностях возбуждающего излучения для кристаллов ниобата лития  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}$  и  $\text{LiNbO}_3\text{стех.К}_2\text{O}$

Мощность излучения, мВт	Кристалл	
	$\text{LiNbO}_3\text{стех.}$	$\text{LiNbO}_3\text{стех.К}_2\text{O}$
35	1,64	3
65	1,80	3,2
110	2,01	3,45
160	2,17	3,7

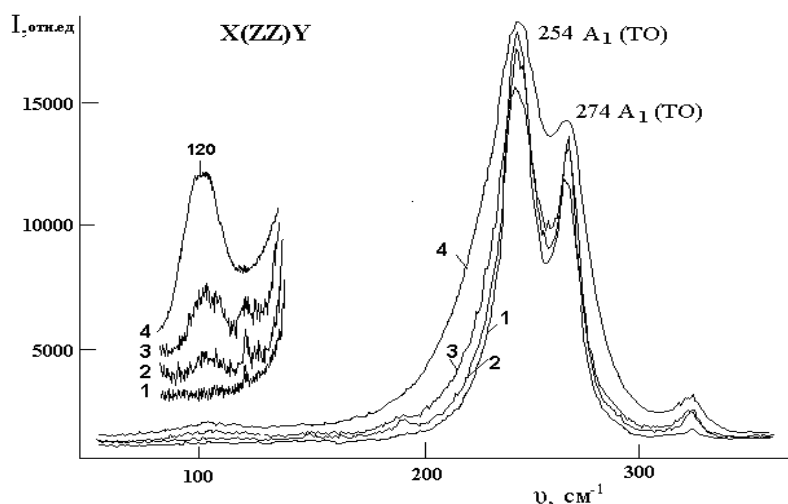
Параметр  $\gamma$ , характеризующий асимметрию индикатрисы ФИРС, в кристалле  $\text{LiNbO}_3\text{стех.К}_2\text{O}$  также существенно больше, чем в кристалле, выращенном из расплава с 58,6 моль. %  $\text{Li}_2\text{O}$  (см. табл. 1). Это может свидетельствовать о том, что кристалл  $\text{LiNbO}_3\text{стех.К}_2\text{O}$  характеризуется большей дефектностью, неоднородностью состава вдоль полярной оси кристалла и повышенным значением, вследствие этого – спонтанной поляризации по сравнению с кристаллом  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}$

**В параграфе 3.4** рассмотрен эффект фоторефракции в кристаллах ниобата лития стехиометрического состава. Показано, что при освещении кристалла ниобата лития лазерным излучением протекает два конкурирующих процесса.

С одной стороны, при увеличении степени структурного совершенства в кристалле уменьшается количество заряженных дефектов и связанных с ними глубоких уровней захвата в запрещенной зоне, с другой стороны, при уменьшении количества мелких электронных ловушек снижается вероятность излучательной рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда и основная часть фотоэлектронов захватывается глубокими ловушками. Следовательно, больше становятся нескомпенсированные внутренние электрические поля, влияющие на показатель преломления и определяющие фоторефрактивные свойства монокристалла. Образование таких электронных состояний (“уровней прилипания”), во многом определяющих величину эффекта фоторефракции, по-видимому, обуславливается тонкими особенностями упорядочения структурных единиц и дефектов катионной подрешетки кристалла вдоль полярной оси кристалла, которые, в свою очередь, зависят от величины  $R$ . Следовательно,

тонкие различия в упорядочении структурных единиц и дефектов в монокристаллах  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}$  и  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}\text{K}_2\text{O}$  определяют высокую вероятность излучательной рекомбинации фотоэлектронов для  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}$

**В параграфе 3.5** приведены результаты исследований спектров КРС номинально чистых кристаллов ниобата лития конгруэнтного и стехиометрического составов. Показано, что по спектрам КРС можно достаточно точно определить различия в значении  $R$ , а именно по интенсивности линии с частотой  $120\text{ см}^{-1}$ , соответствующей двухчастичным состояниям акустических фононов с суммарным волновым вектором, равным нулю [6]. Интенсивность линии с частотой  $120\text{ см}^{-1}$  чувствительна к весьма незначительным изменениям состава и структуры кристалла и может служить в качестве точного экспериментального критерия соответствия монокристалла ниобата лития стехиометрическому составу [6]. Интенсивность этой линии равна нулю в спектре КРС высокоупорядоченных монокристаллов строго стехиометрического состава (см. рис. 3). Малейшие отклонения от стехиометрии приводят к появлению линии с частотой  $120\text{ см}^{-1}$  в спектре КРС [6]. Например, интенсивность линии с частотой  $120\text{ см}^{-1}$  равна нулю в спектре кристалла  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}$  и отлична от нуля в спектре кристалла  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}\text{K}_2\text{O}$  (рис. 3). Ширины линий с частотой  $254$  и  $274\text{ см}^{-1}$ , соответствующих полносимметричным ( $A_1$ ) колебаниям катионов  $\text{Li}^+$  и  $\text{Nb}^{5+}$ , при этом также незначительно



отличаются. Ширины этих линий больше в спектре кристалла  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}\text{K}_2\text{O}$ , что свидетельствует о меньшем порядке в расположении катионов  $\text{Nb}^{5+}$ ,  $\text{Li}^+$  и вакансий вдоль полярной оси в катионной подрешетке кристалла  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}\text{K}_2\text{O}$  по сравнению с катионной подрешеткой кристалла  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}$  Обнаружено, что в кристалле  $\text{LiNbO}_3\text{стех.}$  наблюдается периодическая структура лазерного луча вдоль направления его распространения. Для кристаллов других составов периодическая структура отсутствует.

Отметим, что в номинально чистых кристаллах ниобата лития конгруэнтного состава при облучении лазерным излучением на длине волны  $\lambda=532\text{ нм}$  мощностью  $35\text{ мВт}$  (диаметр луча  $1,8\text{ мм}$ ) фоторефрактивный эффект не проявляется и, как следствие, нет ФИРС. А в стехиометрических кристаллах ниобата лития при этих же условиях ФИРС протекает достаточно ярко. Причем стехиометрический кристалл ниобата лития, выращенный в присутствии флюса

$K_2O$ , является наиболее фотоактивным по сравнению с кристаллом, выращенным из расплава с 58,6 моль. %  $Li_2O$ .

**В параграфе 3.6** по характеристикам ФИРС произведена количественная оценка фотоэлектрических полей в фоторефрактивных монокристаллах ниобата лития разного состава. При возбуждении ФИРС излучением He-Ne лазера ( $P=60$  мВт,  $\lambda=0,6328$  мкм) наибольшей величиной фотовольтаического поля, а значит, и  $\Delta n$  обладает кристалл  $LiNbO_3$ стех. Показано, что даже маломощное излучение гелий-неонового лазера достаточно активно возбуждает фотопроцессы в кристаллах ниобата лития стехиометрического состава, что находится в согласии с моделью фоторефрактивного эффекта в стехиометрических кристаллах [7]. При этом в кристаллах конгруэнтного состава в аналогичных условиях эксперимента фоторефрактивный эффект и, следовательно, ФИРС отсутствуют. Такое наблюдается потому, что стехиометрические кристаллы ниобата лития, выращенные из расплава с 58,6 моль. %  $Li_2O$ , обладают огромным количеством мелких ловушек электронов в запрещенной зоне [6]. Эти электроны, как показывают наши эксперименты, могут возбуждаться при облучении лазерным излучением с малой энергией, например излучением He-Ne лазера.

**В четвертой главе** представлены результаты исследований ФИРС в конгруэнтных кристаллах  $LiNbO_3:B$ ,  $LiNbO_3:Y$ ,  $LiNbO_3:(Y+Mg)$ ,  $LiNbO_3:(Ta+Mg)$ ,  $LiNbO_3:Zn$ ,  $LiNbO_3:Gd$ ,  $LiNbO_3:Cu$  и их спектры КРС. Показано, что в кристаллах ниобата лития рассеяние, аналогичное автоволновому, возникает не только при распространении излучения вдоль оптической оси кристалла, но и в направлениях, перпендикулярных, а также наклонных по отношению к оптической оси кристалла. Приведены результаты исследований влияния многократного термического отжига (на протяжении одного месяца) на структуру индикатрисы ФИРС в дальнем поле. Обнаружена термическая усталость образцов, аналогичная электрическому старению.

**В параграфе 4.1** приведены результаты исследований ФИРС в конгруэнтных кристаллах  $LiNbO_3:B$ ,  $LiNbO_3:Y$ ,  $LiNbO_3:(Y+Mg)$ ,  $LiNbO_3:(Ta+Mg)$ . В общем виде результаты исследований ФИРС представлены на рис. 4. Из рис. 4 даже на первый взгляд видно, что ФИРС в этих кристаллах существенно различается, в том числе динамикой своего развития во времени. Обнаружены также отличия и в динамике ФИРС при разных мощностях возбуждающего излучения. Так, при прохождении через кристалл  $LiNbO_3:B$  (0,12 вес. %) лазерного луча ( $\lambda_0 = 514,5$  нм) мощностью 200 мВт на экране сразу проявляется трехслойная спекл-структура рассеянного излучения в виде окружности с малым углом раскрытия индикатрисы. Центральный слой (след от лазерного луча) представляет собой наиболее яркое по интенсивности пятно, второй слой имеет меньшую интенсивность свечения, и крайний по периметру слой имеет спекл-структуру в виде коротких ломаных линий. При росте мощности до 640 мВт увеличивается только контраст второго слоя спекл-структуры ФИРС. При облучении кристалла  $LiNbO_3:B$  (0,12 вес. %) в течение 10 мин спекл-структура на экране не изменяется. Это хорошо наблюдается посредством прямого измерения по картине ФИРС. Отсюда следует вывод, что такая примесь, как бор  $B^{3+}$ , является «нефоторефрактивной». Этот вывод подтверждается по спектрам КРС.

В спектре КРС кристалла  $LiNbO_3:B$  (0,12 вес. %) в геометрии рассеяния  $X(ZX)Y$  отсутствует линия с частотой  $631\text{ см}^{-1}$  ( $A_1(TO)$ ), запрещенная правилами отбора для

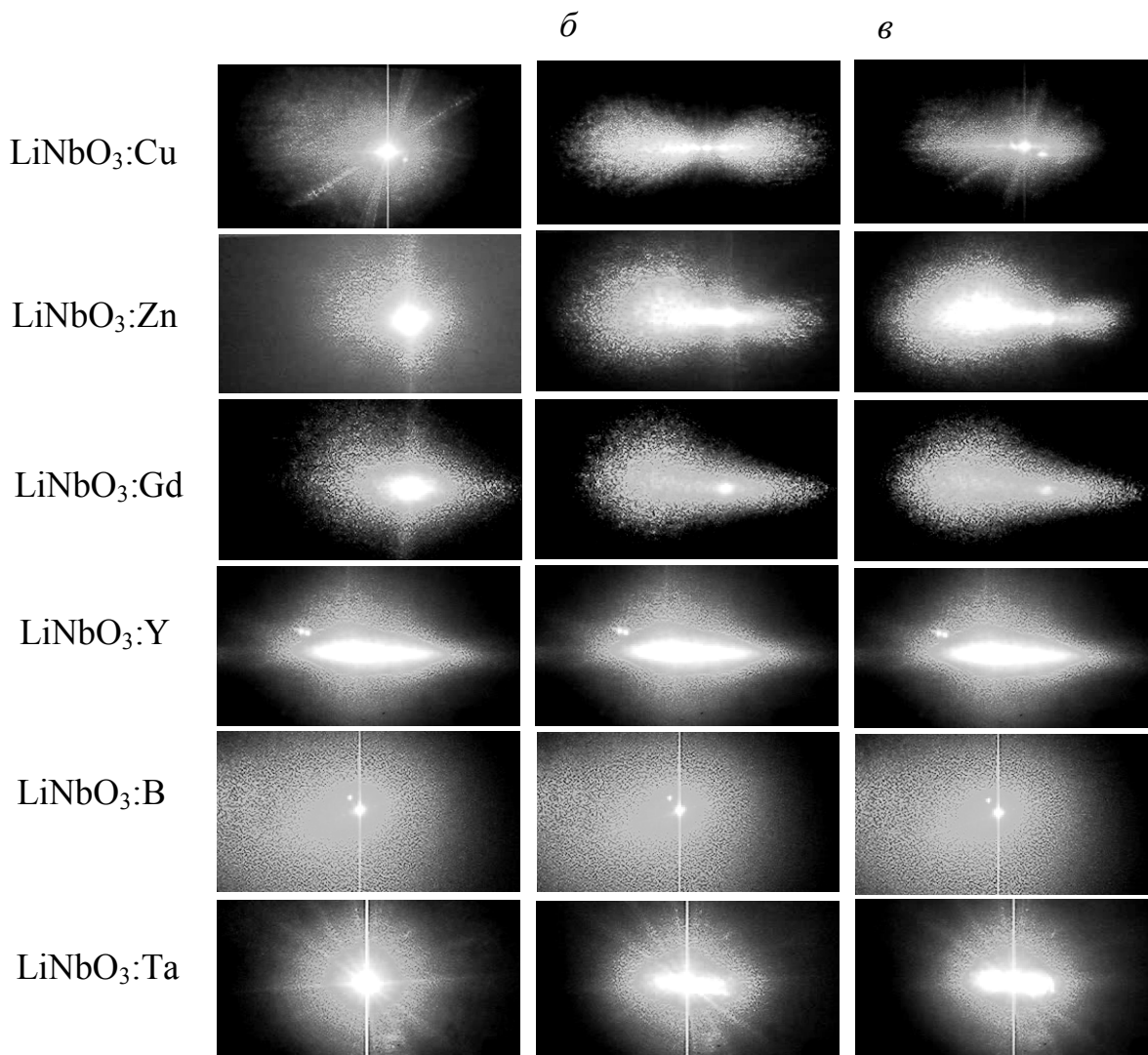


Рис. 4. Зависимость фоторефрактивного рассеяния света в кристаллах ниобата лития, легированных катионами Cu<sup>2+</sup>, Zn<sup>2+</sup>, Gd<sup>3+</sup>, Y<sup>3+</sup>, B<sup>2+</sup>, Ta<sup>5+</sup>, от времени при мощности облучения 160 мВт, λ<sub>0</sub> = 532 нм: *a* – 1 с; *б* – 60 с; *в* – 360 с. Волновой вектор возбуждающего излучения направлен вдоль оси Y, а вектор напряженности электрического поля световой волны E параллелен полярной оси Z кристалла

данной геометрии рассеяния. В то же время эта линия уверенно наблюдается в кристаллах, легированных «фоторефрактивными» катионами Cu и Fe. Таким образом, двумя независимыми методами КРС и ФИРС установлено, что катионы B<sup>3+</sup> являются «нефоторефрактивными» катионами.

**В параграфах 4.2 и 4.3** представлены результаты исследований фотоиндуцированного и комбинационного рассеяния света в конгруэнтных монокристаллах LiNbO<sub>3</sub>:Zn (C<sub>Zn</sub>=0,02÷0,88 вес. %) и LiNbO<sub>3</sub>:Gd (C<sub>Gd</sub>=0,002÷0,44 вес. %). Показано, что формы индикатрис рассеяния существенно зависят от концентрации Zn<sup>2+</sup> и Gd<sup>3+</sup> в кристалле и плотности мощности лазерного излучения. Кристаллы с концентрацией Gd<sup>3+</sup> 0,003 мас.% обладают наибольшими фоторефрактивными свойствами, угол рассеяния достигает 25°. При меньшей и большей концентрациях наблюдается уменьшение угла рассеянного излучения до 14°.

Снижение фоторефрактивного эффекта может быть связано с увеличением степени упорядочения структурных единиц катионной подрешетки вдоль



полярной оси кристалла и уменьшением вследствие этого количества дефектов с локализованными электронами, определяющими величину эффекта фоторефракции.

**В параграфе 4.4** описаны результаты исследований зависимости ФИРС и КРС в монокристаллах  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$  [0,015 вес. %]. Важно отметить то, что катионы  $\text{Cu}$ , даже в малых количествах, очень неравномерно распределяются в структуре кристалла ниобата лития. В связи с этим значительное внимание было уделено исследованию ФИРС в кристаллах, вырезанных из разных областей монокристаллической булы при различных мощностях возбуждающего излучения. Показано, что ФИРС в кристаллах  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$  [0,015 вес. %] зависит от области булы, из которой вырезался образец. Это обусловлено, на наш взгляд неравномерным распределением по объему монокристаллической булы дефектов с локализованными на них электронами, формирующимися в процессе роста кристалла и определяющими величину эффекта фоторефракции. Из рис. 5 видно, что это имеет место только для кристалла, легированного “нефоторефрактивными” катионами  $\text{V}^{3+}$ . В спектре кристалла, легированного “фоторефрактивными” катионами  $\text{Cu}$ , способными под действием света изменять свое зарядовое состояние, вследствие наличия фоторефрактивного эффекта дополнительно присутствуют линии с частотами  $631 \text{ A}_1(\text{TO})$  и  $876 \text{ A}_1(\text{LO}) \text{ см}^{-1}$ , которые в отсутствие эффекта фоторефракции запрещены правилами отбора в геометрии рассеяния  $\text{Y}(\text{ZX})\bar{\text{Y}}$ .

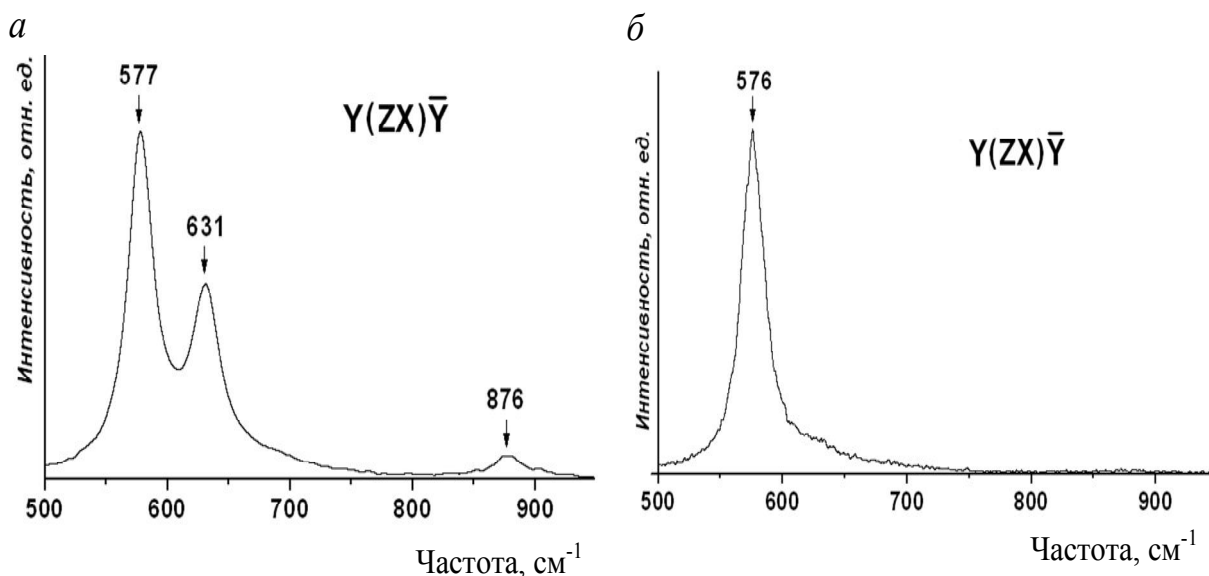


Рис. 5. Спектры КРС монокристаллов  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$  [0,015 вес. %] (а) и  $\text{LiNbO}_3:\text{V}$  [0,12 вес. %] (б) в области колебаний кислородных октаэдров  $\text{NbO}_6$ ,  $\lambda_0 = 514,5 \text{ нм}$ ;  $T = 293 \text{ К}$

Полученные нами экспериментальные данные позволяют утверждать, что катионы меди в кристалле ниобата лития являются “фоторефрактивными” и под действием света способны изменять свой заряд ( $\text{Cu}^{2+} \rightarrow \text{Cu}^+$ ). Однако фоторефракция, видимо, носит пороговый характер и проявляется только при сравнительно высокой плотности мощности возбуждающего лазерного излучения. Так, при возбуждении спектров КРС лазерной линией 514,5 нм аргонового лазера мощностью 200 мВт (диаметр пучка 1,8 мм) в спектре в геометрии рассеяния  $\text{Y}(\text{ZX})\bar{\text{Y}}$  всегда присутствуют линии с частотами  $631 \text{ A}_1(\text{TO})$  и  $876 \text{ A}_1(\text{LO}) \text{ см}^{-1}$ ,

запрещенные правилами отбора для данной геометрии рассеяния. В то же время при мощности возбуждения 30 мВт или при возбуждении спектров линией 532 нм (диаметр лазерного пучка 1,8 мм) эти линии не проявляются в спектре в тех геометриях рассеяния, где они запрещены правилами отбора.

**В параграфе 4.5** описывается кольцевое фотоиндуцированное рассеяние света при облучении номинально чистых и легированных железом кристаллов ниобата лития лазерным излучением в направлении оптической оси кристалла. Данное рассеяние имеет место в направлении как отраженных, так и прошедших лучей накачки. Структура и кинетика данного типа фоторефрактивного рассеяния позволяют предположить необходимость выполнения условий фазового синхронизма при векторном взаимодействии волн накачки и рассеянного света.

**В параграфе 4.6.** рассмотрены некоторые особенности фоторефрактивного рассеяния света в кристаллах ниобата лития при маломощной лазерной накачке (1 мВт, диаметр пучка 1 мм) в зависимости от многократного термического отжига кристалла (рис. 6). Когда угол между вектором напряженности электрического поля световой волны  $E$  и полярной осью кристалла равен нулю (взаимодействие  $ee$  - типа), происходит вытягивание (значительное увеличение размеров) на экране “лепестков восьмерки” вдоль полярной оси кристалла. Отклонение рассеянных лучей в этом случае достигает  $70\div 80^\circ$ . Если же вектор  $E$  перпендикулярен полярной оси кристалла, рассеяние ( $oo$  - типа) выражено значительно слабее (угол раскрытия “лепестков восьмерки” составляет  $5\div 10^\circ$ ).

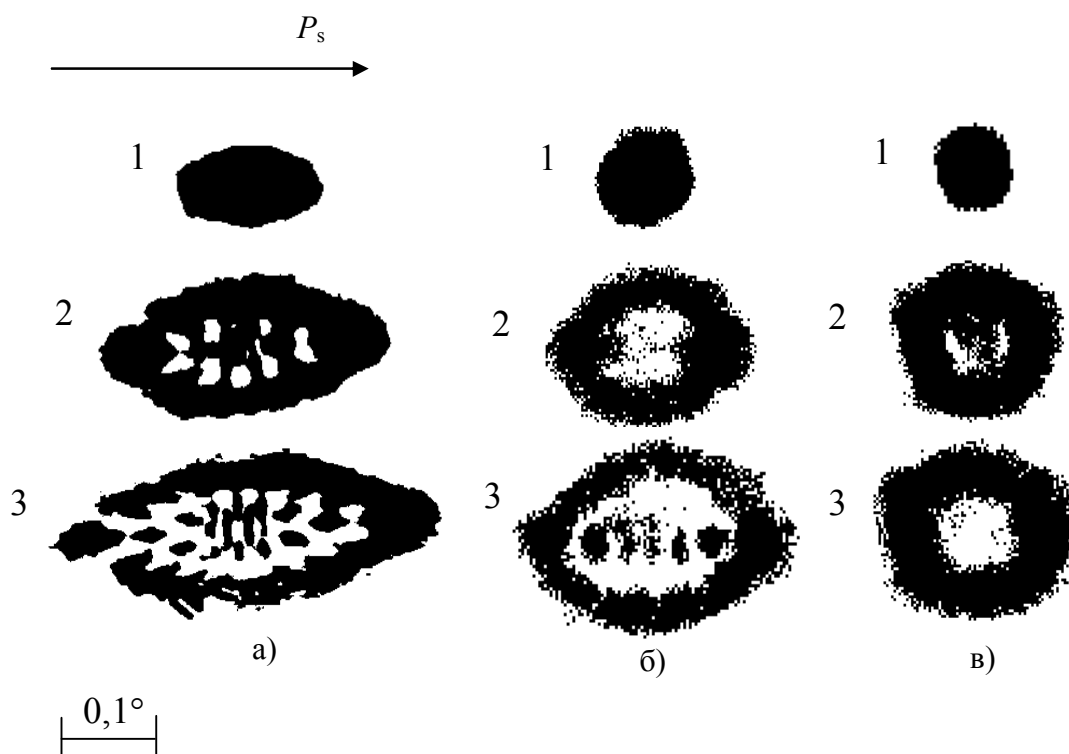


Рис. 6. Кинетика развития центрального пятна ФИРС в кристалле  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  (0,3 % вес.).

Излучение: а) неполяризованное,  $P = 2$  мВт; б) неполяризованное,  $P = 2$  мВт, после многократного отжига кристалла; в) поляризованное,  $P = 1$  мВт, вектор  $E$  параллелен полярной оси кристалла, после многократного отжига кристалла.

Время облучения, с: 1 – 30; 2 – 2400; 3 – 5400

Время облучения с неполяризованным лазерным излучением до полного раскрытия “лепестков восьмерки” составляет примерно 15 мин. при первоначальном облучении. При повторных облучениях и последовательных отжигах время до полного раскрытия “лепестков восьмерки” увеличивается до 85 мин.

На рис. 6 представлены картины развития центральных пятен ФИРС, соответствующих проходящему через кристалл световому лучу. При использовании неполяризованного лазерного излучения центральное пятно картины ФИРС вытягивается вдоль полярной оси кристалла. Внутри пятна наблюдается определенная структура (рис. 6, а,б). В течение облучения происходят пульсации центрального пятна. При этом пятно постоянно увеличивается в размерах до насыщения. После многократного термического отжига (при температуре 200 °С) в течение 30 мин. фоторефрактивные свойства кристалла несколько ослабевают (см. рис. 6). Вероятно, увеличивается проводимость кристалла, и электроны не могут закрепиться на ловушках, которые расположены на периферии светового пятна. Проявляется эффект термической усталости кристалла. Этот эффект отчетливо наблюдается в дальней зоне по форме центрального пятна фоторефрактивного рассеяния света при выходе на насыщение. Изменяются размеры и структура центрального пятна ФИРС.

**В параграфах 4.7 – 4.9** приведены расчеты индикатрисы широкоугольного ФИРС, кинетики широкоугольного ФИРС, индикатрисы селективного рассеяния по углу фоторефрактивного рассеяния света в исследованных кристаллах ниобата лития.

**В пятой главе** представлены экспериментальные результаты исследований оптической записи изображения в кристаллах ниобата лития при освещении объектов широкополосным некогерентным излучением и сопутствующих эффектов.

**В параграфе 5.1** описан фотовольтаический эффект в кристаллах ниобата лития от широкополосного излучения. Представлены кинетические зависимости фотонапряжения от времени для кристаллов ниобата лития, легированных Rh (0,3 вес. %) и Fe (0,05÷0,3 вес. %) с использованием широкополосного излучения. В качестве источника излучения использовалась лампа накаливания. Плотность мощности падающего излучения на входную грань кристалла составляла около 0,5 мВт/мм<sup>2</sup>. Пучок света направлялся перпендикулярно полярной оси кристалла. Напряжение снималось с серебряных электродов, напыленных на грани кристалла, перпендикулярных его полярной оси. Приведены спектральные характеристики.

**В параграфах 5.2 – 5.4** рассматривается кинетика фотовольтаического эффекта в кристаллах ниобата лития. Показано влияние предварительно наведенных электрических полей на кинетику фотовольтаического эффекта. Если номинально чистый кристалл ниобата лития предварительно облучить (около 20 мин) широкополосным излучением, т. е. создать в нем внутреннее электрическое поле, а затем электроды кристалла закоротить между собой (непродолжительное время ~ 1÷5 мин), то после замыкания электродов на входную емкость вольтметра напряжение возрастает (без облучения) по такому же закону, как и при облучении, т.е. происходит накопление заряда на гранях кристалла, перпендикулярных его полярной оси, величина которого соответствует величине напряжения.

Предложена схема координатно-чувствительного приемника излучения, работающего на двух конкурирующих эффектах: фотовольтаическом и термоэлектрическом.

В параграфе 5.5 приведены экспериментальные результаты записи оптического изображения в кристаллах ниобата лития в виде световых полосок, сформированных при помощи диафрагмы.

Свет от лампы накаливания фокусируется с помощью системы объективов так, что фокусное пятно диаметром 15 мм имеет однородную освещенность и падает на входную грань образца. Плотность мощности излучения составляла  $0,35 \text{ мВт/мм}^2$ . Кристаллы облучались в течение  $1 \div 15$  мин. Непосредственно перед кристаллической пластинкой располагалась диафрагма, которая вырезала световую полоску размерами  $1 \times 6 \text{ мм}^2$  (рис. 7). Световая полоска ориентируется по отношению к полярной оси кристалла под углами  $\alpha = 0, 30, 45, 60, 90^\circ$  (ноль градусов соответствует случаю, когда световая полоска параллельна полярной оси кристалла).

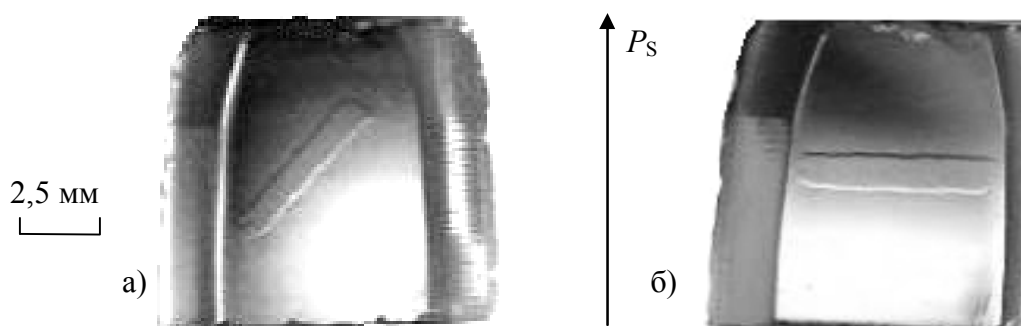


Рис. 7. Запись световой полоски в кристалле  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  (0,3 % вес.): а)  $\alpha = 45^\circ$ , б)  $\alpha = 90^\circ$ .  
 $P_s$  – полярная ось кристалла

Контраст изображения определялся по формуле

$$T = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \cdot 100\%, \quad (1)$$

где  $I_{\max}$ ,  $I_{\min}$  – значения максимальной и минимальной интенсивностей записанного изображения в кристалле.

В кристаллах ниобата лития с примесью железа производится наиболее контрастная (до 64 %) запись изображения световой полоски (рис. 9). От концентрации железа зависит время записи и ее хранения (до 7 суток в темноте). В номинально чистых кристаллах запись не производится. В кристаллах, легированных ионами рутения (0,3 % вес.), меди (0,05 % вес.) и двойными примесями: железо (0,3 % вес.) с медью (0,01 % вес.), железо (0,3 % вес.) с родием (0,01 % вес.), запись изображения слабо контрастная ( $T = 10 \div 20$  %). Однако при увеличении времени экспозиции с 5 до  $10 \div 15$  мин изображение становится контрастным ( $T = 40 \div 50$  %) и визуально хорошо наблюдается. Только у кристаллов с примесью железа получается контрастная запись ( $T = 50 \div 60$  %) при сравнительно небольшом времени облучения ( $1 \div 5$  мин). В кристаллах ниобата лития с примесью родия (0,05 % вес.) производится запись с долговременной

памятью (более 50 суток). Изображение стирается термическим отжигом при температуре 200 °С в течение 30 мин. Экспериментально определены условия для наилучшей записи световой полоски, они соответствуют углу  $\alpha = 90^\circ$  при ориентации линейно-поляризованного света параллельно полярной оси кристалла.

Визуализация изображения световой полоски производится на просвет методом фазового контраста [9] и в широкоапертурном пучке поляризованного света. Изображение фотографируется цифровой камерой и обрабатывается с помощью математического пакета mathcad. При проецировании длинных световых полосок, ориентированных параллельно полярной оси кристалла, запись не визуализируется. Причиной этого, наиболее вероятно, является своеобразная компенсация электрических полей, наводимых светом, внутренними электрическими полями кристалла, стремящимися ослабить внешнее воздействие. Данная точка зрения хорошо подтверждается работой [10]. Показано, что в кристаллах ниобата лития записывается изображение произвольной формы, но только при условии наличия градиента освещенности в изображении, направленного вдоль полярной оси кристалла.

При перекрывании излучения наблюдается резкое падение напряжения на величину пироэлектрического заряда, а затем плавный спад по экспоненциальному закону до нуля. Первоначальный быстрый рост напряжения и резкое падение при отключении обусловлены пироэлектрическим эффектом. Плавное падение напряжения до стационарной величины наблюдается при прогреве всего кристалла, т. е. исключении влияния пироэлектрического эффекта. Плавный спад напряжения до нуля обусловлен темновой релаксацией электрического заряда.

В кристаллах ниобата лития, легированных ионами железа, запись изображения происходит за 60÷100 с ( $T = 25\div35\%$ ). При дальнейшем облучении кристалла  $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$  (0,3 % вес.) изображение становится более контрастным и за 300÷350 с набирает контраст  $T = 64\%$ . Изображение сохраняется контрастным ( $T = 40\div50\%$ ) при комнатной температуре в темноте около суток. Установлено, что запись изображения также зависит от температуры окружающей среды. При температуре окружающей среды 40÷85 °С изображение записывается в течение 8÷15 мин и сохраняет контрастность  $T = 40\div50\%$  в течение 35÷40 ч. Если увеличить температуру до 85 °С, то запись изображения осуществляется за 20÷25 мин, а при 180 °С запись уже не производится, так как при этой температуре наведенная оптическая неоднородность стирается.

**В параграфе 5.6** приведены экспериментальные результаты по записи оптического изображения в кристаллах ниобата лития в виде цифр, снежинок и т.п., сформированных при помощи реплики, нанесенной на зеркало.

При формировании изображения в кристаллах  $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$  широкополосным излучением от лампы накаливания за счет возникновения фотоиндуцированного изменения показателя преломления осуществляется запись изображения нити накаливания лампы. Изменение показателя преломления происходит локально, в области освещения кристаллов (рис. 8 и 9). На рис. 8, а представлено изображение нити накаливания электрической лампы, полученное методом фазового контраста, на рис. 8, б то же самое изображение, полученное поляризационным методом.

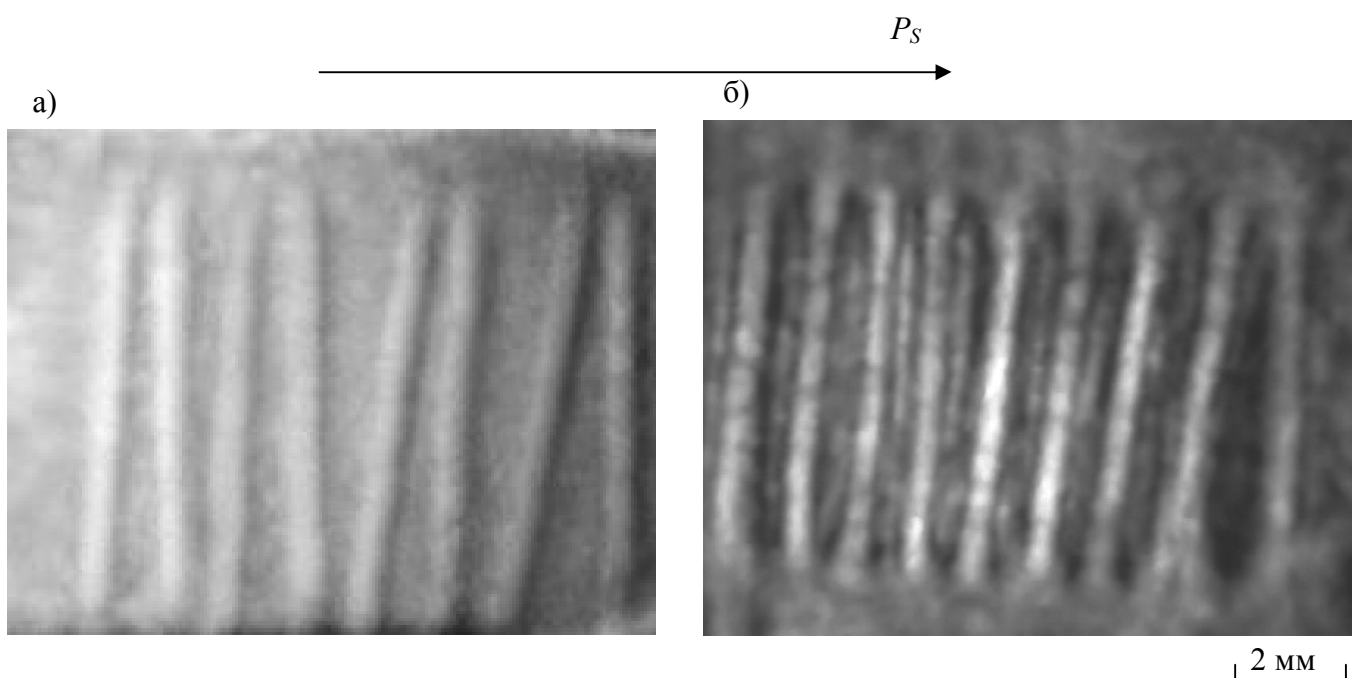


Рис. 8. Изображение нити накаливания электрической лампы, записанное в кристалле  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  (0,3 вес. %): а – полученное методом фазового контраста, б – полученное поляризационным методом.  $P_s$  – полярная ось кристалла

Следует отметить, что реплика изображения (рис. 9, а) не полностью записывается в кристалле. Составляющая, параллельная полярной оси кристалла, не записывается и не визуализируется, так как градиент освещенности в этом случае минимальный (рис. 9, б).

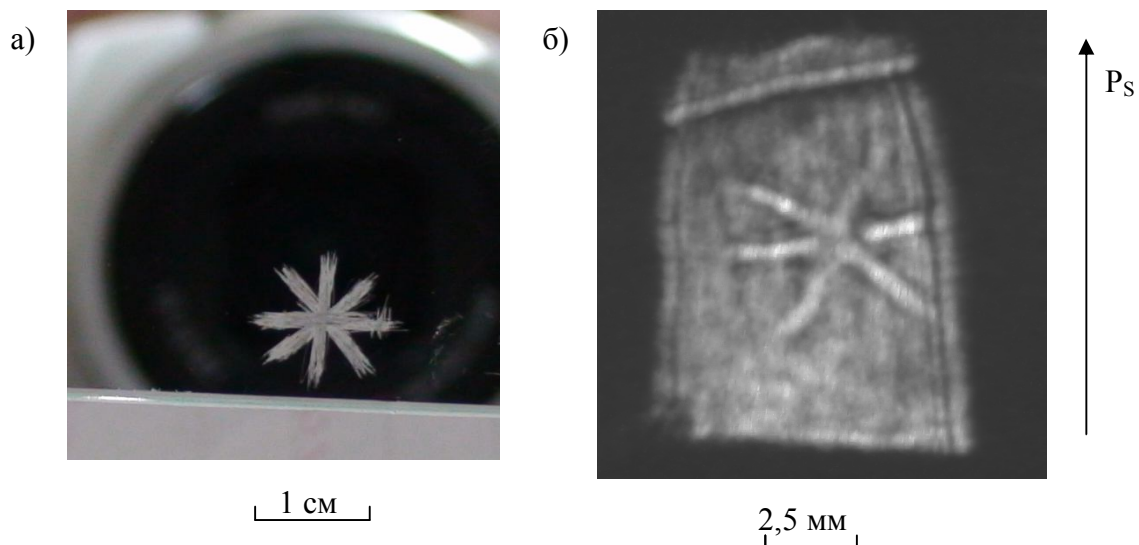


Рис.9. Изображение реплики в виде снежинки, нанесенной на зеркало: а – реплика на зеркале; б – изображение реплики, записанное в кристалле  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  (0,3 вес. %) и воспроизведенное поляризационным методом;  $P_s$  – полярная ось кристалла

**В параграфе 5.7** приведены результаты исследований по ориентационно-поляризационной зависимости контраста записанного изображения нити накаливания в кристаллах ниобата лития с примесями железа 0,3 вес. % от поляризации излучения и ориентации световых полосок относительно полярной оси кристалла (табл. 2). Контраст изображения рассчитывался по формуле (1), где максимальная и минимальная интенсивности определялись как средние значения

интенсивностей из множества точек взятых из светлых и темных областей изображения нити накаливания с помощью математического пакета mathcad.

**Таблица 2**

Контраст изображения в зависимости от ориентации световых полосок и вектора  $E$

Ориентация световых полосок по отношению к полярной оси кристалла, град	Ориентация вектора $E$ световой волны по отношению к полярной оси кристалла, град	Контраст изображения $T$ , %
90	0	63,4
90	45	54,7
90	90	44,2
45	0	42,0
45	45	31,6
45	90	22,7
0	0	0
0	45	0
0	90	0

Видно, что при параллельной ориентации световых полосок при любом положении вектора  $E$  контраст равен нулю и запись изображения в кристалле не реализуется. Если же полоски перпендикулярны полярной оси кристалла, то контраст максимальный. Запись изображения реализуется. Изменение положения вектора  $E$  при этом приводит лишь к незначительному снижению контраста.

Таким образом, запись изображения в фоторефрактивном кристалле при использовании широкополосного излучения реализуется при наличии градиента интенсивности  $dJ/dz$  в записывающем пучке в направлении, совпадающем с направлением полярной оси кристалла. Величина  $\Delta n$  пропорциональна  $dJ/dz$ . Важно отметить то, что при записи изображения в фоторефрактивных кристаллах широкополосным излучением отсутствует такой мешающий эффект, как ФИРС. Данный эффект всегда присутствует при записи фоторефрактивных решеток (фоторефрактивных голограмм). Это обусловлено тем, что фотоиндуцированное рассеяние света является когерентным эффектом.

**В параграфе 5.8** приведены результаты записи оптической информации в стехиометрических кристаллах ниобата лития. Запись лазерного луча производилась в течение 5 и 12 мин. Установлено, что лазерный трек в монокристалле может существовать длительное время, определяемое временем максвелловской релаксации. Время релаксации для кристалла, находящегося в полной темноте, может достигать один год. Для ускорения релаксации измененного показателя преломления нами применялся термический отжиг монокристалла в воздушной атмосфере при температуре 200 °С в течение полчаса, а также однородная засветка.

Таким образом, нами впервые получены экспериментальные данные о возможности записи информации в номинально чистых монокристаллах ниобата лития стехиометрического состава. Запись информации в стехиометрических

кристаллах возможна, вероятно, вследствие наличия в объеме таких монокристаллов значительного количества электронов, локализованных на собственных дефектах структуры, являющихся сравнительно неглубокими ловушками.

**В шестой главе** представлены расчеты преобразованного спектра широкополосного излучения по частоте вверх в кристаллах ниобата лития и его экспериментальная реализация. Изучено влияние стехиометрии на эффективность преобразования широкополосного излучения кристаллами ниобата лития по частоте вверх.

**В параграфе 6.1** приведены расчеты спектра преобразованного широкополосного излучения в кристалле ниобата лития для случаев векторного и коллинеарного взаимодействия по частоте вверх. Полная интенсивность преобразованного излучения  $I(\omega_3)$  на частоте  $\omega_3$  обеспечивается вкладом всех частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , равноотстоящих от  $\omega_3/2$ . Спектральная интенсивность преобразованного излучения при коллинеарном взаимодействии определяется выражением

$$I_3(\omega_3) = A \int_0^{\omega_3/2} I_1(\omega_1) I_2(\omega_2) \frac{\sin^2(\Delta kz/2)}{(\Delta kz/2)^2} d\Omega. \quad (2)$$

При расчете спектра по частоте вверх преобразованного широкополосного расходящегося излучения в кристаллах учитывались векторные нелинейно-оптические взаимодействия. При распространении расходящегося пучка в кристалле возможно взаимодействие волн с волновыми векторами  $k_1$  и  $k_2$  ( $\omega_1 \neq \omega_2$ ), которые располагаются несимметрично относительно волнового вектора  $k_3$  преобразованной волны. Показано, что интенсивность преобразованного широкополосного излучения с учетом векторных взаимодействий вдоль одного направления  $\theta'$  определяется выражением

$$I(\omega_i, \theta') = A \int_{-\alpha}^{\alpha} \int_0^{\omega_i/2} I_k(\omega_k) I_j(\omega_j) \frac{\sin^2(\Delta kz/2)}{(\Delta kz/2)^2} d\Omega d\alpha', \quad (3)$$

где  $\alpha$  – половина угловой расходимости падающего пучка широкополосного теплового излучения. Интенсивность преобразованного широкополосного излучения с учетом векторных взаимодействий по всем возможным направлениям в пределах угловой апертуры исходного ИК-излучения определяется выражением

$$I_3(\omega_3, \theta') = A \int_{\theta-\alpha}^{\theta+\alpha} \int_0^{\alpha} \int_0^{\omega_3/2} I_1(\omega_1) I_2(\omega_2) \frac{\sin^2(\Delta kz/2)}{(\Delta kz/2)^2} d\Omega d\alpha' d\theta', \quad (4)$$

где  $\theta$  – угол, под которым излучение распространяется в кристалле.

**В параграфе 6.2** экспериментально исследованы особенности преобразования широкополосного теплового излучения в кристаллах ниобата лития разного состава. Обнаружено, что спектр преобразованного излучения от одного и того же ИК - объекта при одинаковых условиях регистрации в сильной степени зависит от вида используемого кристалла, его толщины, среза и типа взаимодействия. Однако в значительной степени спектр преобразованного излучения зависит также от точности настроек системы. По этой причине, к сожалению, нельзя однозначно констатировать цифровые значения параметров преобразованного широкополосного теплового излучения в нелинейных кристаллах. Но можно с достаточной уверенностью заявлять о тонких особенностях строения кристаллов,



а также об особенностях локализации в структуре примесных катионов. Спектр чрезвычайно чувствителен к изменениям структуры кристалла и при одинаковых настройках системы можно уверенно обнаруживать отличия в одинаковых параметрах спектров (сравнивая их с эталонным спектром) кристаллов разного состава.

Показано, что при преобразовании ИК - излучения в кристаллах стехиометрического и близкого к стехиометрическому составов (по сравнению с конгруэнтным кристаллом) происходит смещение максимума преобразованного излучения в коротковолновую область. Наибольшее смещение имеет строго стехиометрический кристалл. При этом наблюдается сужение спектральной линии (табл. 3). Наиболее узкая полуширина линии (22 нм) наблюдается у строго стехиометрического кристалла, что подтверждено также спектрами КРС и спектрами преобразованного теплового излучения. В конгруэнтных кристаллах максимум преобразованного излучения приходится на 520 нм, а в стехиометрических на 495 нм.

**Таблица 3**

Эффективность преобразования теплового широкополосного излучения  
в нелинейных кристаллах

№ п/п	Образец	Площадь под кривой	Среднеквадратическое отклонение	Полуширина спектра, нм
1.	LiNbO <sub>3</sub> конг.	432,729	29,413	31
2.	LiNbO <sub>3</sub> (K <sub>2</sub> O 6 моль. %)	591,095	26,503	24
3.	LiNbO <sub>3</sub> стех.	306,663	22,366	22
4.	LiNbO <sub>3</sub> :Er (3,1 вес.%)	651,04	22,692	32
5.	LiNbO <sub>3</sub> :Gd (0,5 вес.%)	496,178	18,771	68
6.	LiNbO <sub>3</sub> :Zn (0,018 вес. %)	358,68	19,165	60
7.	LiNbO <sub>3</sub> :Zn (0,03 вес. %)	423,731	19,29	59
8.	LiNbO <sub>3</sub> :Zn (0,52 вес. %)	502,375	22,232	64
9.	LiNbO <sub>3</sub> :Zn (0,62 вес. %)	503,347	23,072	63

**В параграфе 6.3** показано, что положение максимума в спектре преобразованного широкополосного излучения определяется зависимостью показателей преломления от состава кристалла ниобата лития, в том числе от особенностей упорядочения структурных единиц катионной подрешетки (рис. 10). При увеличении отношения R в кристалле ниобата лития повышается степень упорядочения его катионной подрешетки, но одновременно увеличивается и неоднородность показателя преломления вдоль полярной оси кристалла,

существенно влияющая на фазовый синхронизм. При этом максимум спектра преобразованного широкополосного излучения смещается в область коротких длин волн, а эффективность преобразования уменьшается (см рис. 10). Изменение

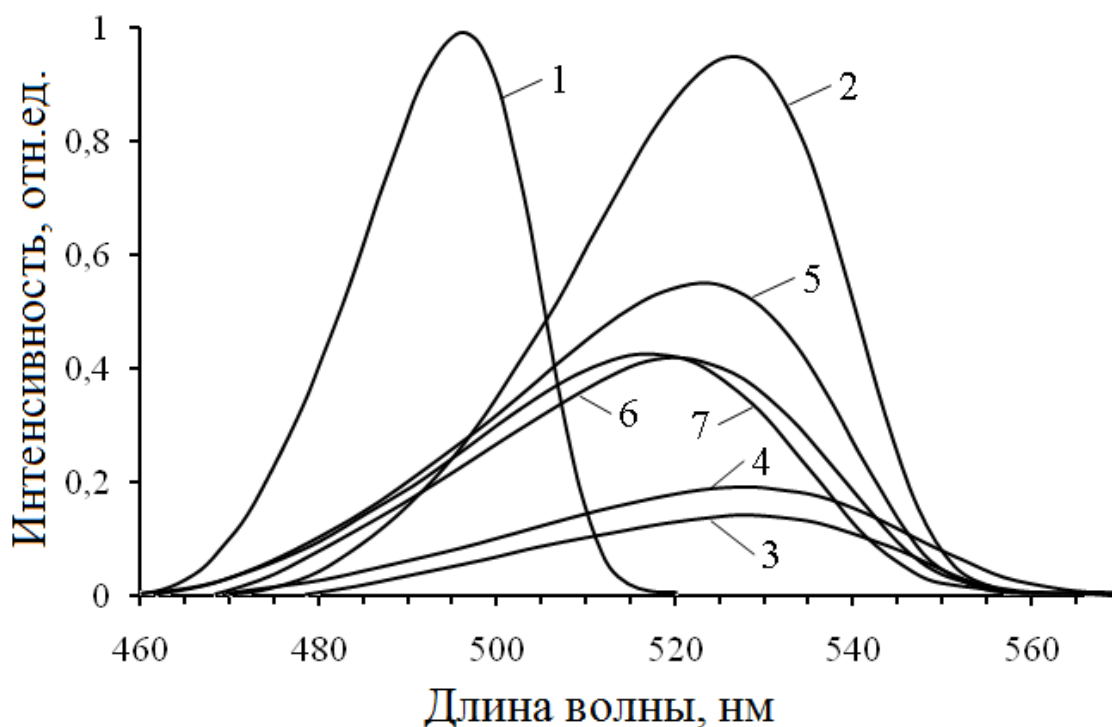


Рис. 10. Спектры преобразованного широкополосного излучения.  
1 -  $\text{LiNbO}_3$  стех.(58,6 моль. %  $\text{Li}_2\text{O}$ ), 2 -  $\text{LiNbO}_3$  конгр., 3 -  $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$  (0,018 вес. %), 4 -  $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$  (0,03 вес. %), 5 -  $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$  (0,52 вес. %), 6 -  $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$  (0,62 вес. %), 7 -  $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$  (0,88 вес. %)

отношения  $R$  на тысячные доли приводит к смещению максимума на  $10\div 30$  нм.

Отметим, что существенный вклад в уменьшение эффективности преобразования в монокристалле  $\text{LiNbO}_3$ стех., характеризующемся высокой концентрацией дефектов с локализованными электронами, может вносить также эффект фоторефракции, который в монокристалле  $\text{LiNbO}_3$ стех. намного больше, чем в монокристаллах  $\text{LiNbO}_3$ конгр. и  $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ .

**В седьмой главе** рассматривается электрооптическая модуляция широкополосного излучения. Теоретически предложена схема электрооптического модулятора широкополосного излучения на основе двух идентичных монокристаллов ниобата лития, работающего на поперечном электрооптическом эффекте.

**В параграфе 7.1** описывается принципиальная схема разработанного электрооптического модулятора широкополосного излучения (рис. 11). Электрооптический модулятор содержит два идентичных анизотропных электрооптических кристалла, поляризатор, два анализатора, источник немонахроматического излучения и генератор управляющего электрического поля. Оптические оси кристаллов параллельны друг другу и перпендикулярны направлению распространения излучения, а оси пропускания поляризатора и анализаторов параллельны друг другу и расположены под углом  $45$  градусов к оптическим осям кристаллов.

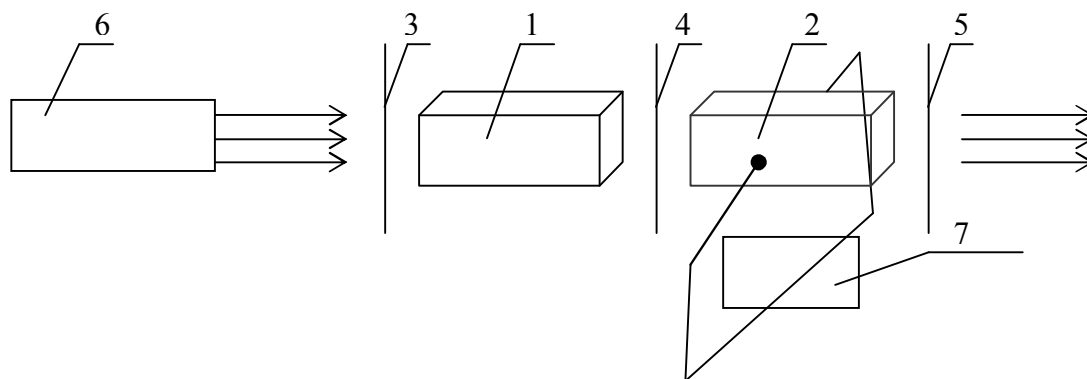


Рис. 11. Схема электрооптического модулятора.

1, 2 – анизотропные электрооптические кристаллы; 3 – поляризатор; 4, 5 – анализаторы; 6 – источник немонохроматического излучения; 7 – генератор

Генератор управляющего электрического поля электрически связан с кристаллом 2. Причем напряженность управляющего поля перпендикулярна направлению излучения. В качестве анизотропных электрооптических кристаллов выбраны кристаллы  $\text{LiNbO}_3$  с длиной  $l=1$  см в направлении распространения света, и толщиной  $d=1$  мм вдоль направления управляющего электрического поля.

Управляющее электрическое поле напряжением  $U$  изменяет показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле 2 на всех длинах волн за счет электрооптического эффекта. Для каждой длины волны происходит уменьшение интенсивности излучения на выходе анализатора 5.

Интенсивность излучения  $I_i$  на каждой длине волны в этом случае описывается формулой

$$I_i = I_0 \cos^2\left(\frac{\pi}{\lambda_i} l [n_o - n_e]\right) \cos^2\left(\frac{\pi}{\lambda_i} l [n_o - n_e] + \frac{\pi}{2\lambda_i} [r_{13} n_o^3 - r_{33} n_e^3] U \frac{l}{d}\right), \quad (5)$$

где  $\lambda_i$  – длина волны падающего излучения;  $l$  – длина кристалла в направлении распространения света;  $d$  – толщина кристалла вдоль управляющего поля;  $U$  – приложенное напряжение;  $n_o$  и  $n_e$  – показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей;  $r_{13}$  и  $r_{33}$  – электрооптические коэффициенты кристалла.

Суммарная интенсивность прошедшего через модулятор излучения складывается из интенсивностей на всех длинах волн и зависит от величины управляющего электрического поля. Она максимальна при отсутствии поля и минимальна при приложении к кристаллу 2 полуволнового напряжения. Таким образом, изменение управляющего поля от нуля до полуволнового напряжения  $U_{\lambda/2}$  приводит к изменению интенсивности излучения, проходящего через электрооптический модулятор, от максимального значения до минимального, т. е. возникает электрооптическая модуляция немонохроматического излучения. Суммарная интенсивность излучения на выходе модулятора при отсутствии напряжения в несколько раз выше, чем интенсивность излучения в случае приложения полуволнового напряжения, что свидетельствует о высокой глубине модуляции.

Модулятор имеет значение полуволнового напряжения 240 В и глубину модуляции более 80 % для немонохроматического излучения диапазоном 530÷590 нм, и 87 % для диапазона 540÷580 нм.

**В параграфе 7.2** рассматривается электрооптическая модуляция широкополосного излучения с гауссовым распределением амплитуды по спектру. Показано, что между лучами появляется дополнительная разность фаз  $\Delta\varphi_U$ . Для каждой длины волны происходит уменьшение интенсивности излучения на выходе из анализатора 5. Т.е. суммарная интенсивность излучения в этом случае равна

$$I = \sum I_i = \sum I_{0i} \cos^2(\Delta\varphi_{01}/2) \cos^2\left(\left[\Delta\varphi_{02} + \Delta\varphi_U\right]/2\right) = \\ = \sum I_{0i} \cos^2\left(\pi l [n_o - n_e] / \lambda_i\right) \cos^2\left(\pi l [n_o - n_e] / \lambda_i + \pi l \left[n_o^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}\right] U / 2\lambda_i d\right), \quad (6)$$

где  $d$  – толщина кристалла вдоль направления приложенного электрического поля;  $U$  – приложенное напряжение;  $r_{13}, r_{33}$  – электрооптические коэффициенты.

В спектре излучения (за анализатором 5) появляются при приложении к кристаллу полуволнового напряжения дополнительные максимумы интенсивности. Количество максимумов и минимумов становится в два раза больше по сравнению со случаем, когда напряжение отсутствует.

Повышение электрического поля приводит к уменьшению интенсивности выходного излучения (рассчитываемой по формуле (6)). Глубина модуляции достигает 90 %. Нарушение однородности электрического поля может исказить параметры работы модулятора, поэтому при конструировании реальных устройств необходимо учитывать форму и конфигурацию электродов. Также подбирая размеры кристаллов, можно значительно уменьшить величину управляющего напряжения.

Исследованный способ электрооптической модуляции широкополосного излучения снимает жесткие требования к ширине спектрального диапазона источников при сохранении высокой глубины модуляции и может работать как затвор при повороте направления пропускания анализатора 5 на  $\pi/2$ .

**В параграфе 7.3** рассматривается электрооптическая модуляция широкополосного излучения в системе двух идентичных анизотропных кристаллов. Анализ показывает, что суммарная интенсивность излучения на выходе модулятора при отсутствии напряжения в 7,5 раз выше, чем интенсивность излучения в случае приложения полуволнового напряжения, что свидетельствует о глубине модуляции порядка 80 %.

Предложенная схема электрооптического модулятора является термостабильной, так как в случае изменения температуры в кристаллах возникает одинаковая добавочная разность фаз (по причине их одинаковых размеров). Это приводит к тому, что максимумы и минимумы в спектре на выходе из модулятора изменяют свое положение, но не суммарную интенсивность, следовательно, это не приводит к нарушению работы модулятора и уменьшению глубины модуляции.

**В параграфе 7.4** описывается метод контроля идентичности фазовой пластины. Показано, что используя систему «поляризатор – эталон – кристалл – анализатор», можно по спектру проходящего излучения контролировать соответствие второго (исследуемого) образца, например четверть- или полуволновой пластинки. Для такого контроля необходимо эталонную и исследуемую пластинку с взаимно ортогональными главными сечениями расположить между скрещенными поляризатором и анализатором под углом  $45^\circ$  к

направлениям их пропускания. Точность контроля определяется погрешностью измерительного оборудования и при уровне погрешности 1 % точность толщины для кварцевой пластинки, рассчитанной на 0,6328 мкм, составляет 0,7 мкм.

**В восьмой главе** рассмотрен способ управления спектром пропускания кристаллической пластинки путем поворота главного сечения кристалла и поворотом плоскости пропускания анализатора. Теоретически рассмотрена возможность управления поляризационными характеристиками излучения, прошедшего фазовую пластинку, путем поворота главного сечения кристаллической пластинки. Проработаны варианты использования как лазерного, так и теплового широкополосного излучения. Представлены результаты исследований оптических кристаллов в широкоапертурных слаборасходящихся пучках света. Изучены интерференционные явления коноскопических картин, получаемых от двух кристаллических пластинок. Предложено на фоне коноскопической картины, полученной в широкоапертурных слаборасходящихся пучках, наблюдать оптические неоднородности в объеме кристалла.

**В параграфе 8.1** приведен способ управления спектром пропускания кристаллической пластинки. В общем случае рассмотрены спектры пропускания системы, состоящей из поляризатора, кристалла (кристаллов) и анализатора, а также определены характеристики поляризованного излучения, прошедшего через кристаллическую пластинку (или пластинки).

Показано, что при скрещенных направлениях пропускания поляризатора и анализатора для угла поворота кристаллической пластинки (плоскости главного сечения кристалла)  $\alpha = 45^\circ$  спектр является линейчатым. При этом интенсивность света в спектре пропускания зависит от угла поворота плоскости главного сечения кристаллической пластинки  $\alpha$  относительно направления пропускания поляризатора. Спектр излучения, прошедшего через фазовую пластинку, зависит от величин углов  $\alpha$ ,  $\beta$  ( $\beta$  – угол поворота анализатора относительно скрещенного направления пропускания поляризатора и анализатора) и может быть линейчатым, сплошным или на фоне сплошного – частично линейчатым. При  $\beta < \alpha$  и  $\beta > \alpha$  на фоне сплошного спектра наблюдается линейчатый спектр, интенсивность которого меняется в зависимости от соотношения углов  $\alpha$  и  $\beta$  (рис. 12). При  $\beta = \alpha$  линейчатый спектр исчезает, остается только сплошной спектр.

Такая характерная зависимость интенсивности  $J$  выходящего из системы излучения от величины угла  $\alpha$  позволяет экспериментально устанавливать кристаллическую пластинку в нужное положение, т.е. ориентировать оптическую ось кристалла относительно направления пропускания поляризатора.

Изменяя направление пропускания анализатора (угол  $\beta$ ), можно измерить положение оптической оси пластинки (угол поворота  $\alpha$ ) относительно плоскости пропускания поляризатора, используя равенство  $\alpha = \beta$ , при котором линейчатый спектр исчезает (остается только сплошной). Например, на рис. 12, а присутствует только линейчатый спектр. Кривая 1 (рис. 12) определяет максимальные значения интенсивности сплошного спектра. В случае рис. 12, б присутствует сплошной спектр – кривая 2 определяет его интенсивность, и на фоне сплошного – линейчатый (кривая 1 рис. 12). Точка  $\beta = \alpha = 30^\circ$  соответствует исчезновению линейчатого спектра. Отметим, что данные свойства системы позволяют, при необходимости, достаточно точно ориентировать (задавать) положение

оптической оси кристаллической пластинки, устранив все неточности ее положения.

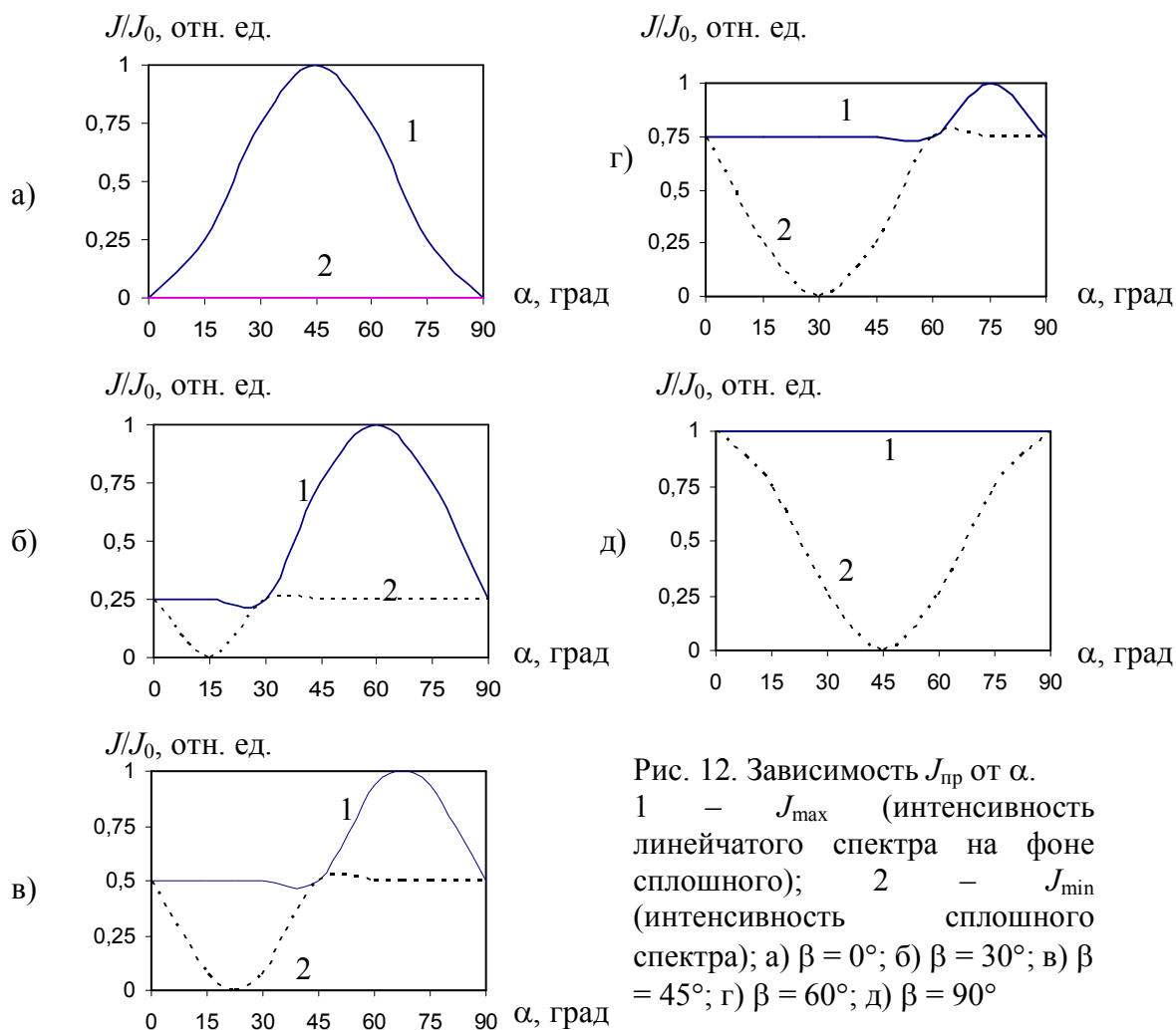


Рис. 12. Зависимость  $J_{\text{пр}}$  от  $\alpha$ .  
 1 —  $J_{\text{max}}$  (интенсивность линейчатого спектра на фоне сплошного);  
 2 —  $J_{\text{min}}$  (интенсивность сплошного спектра);  
 а)  $\beta = 0^\circ$ ; б)  $\beta = 30^\circ$ ; в)  $\beta = 45^\circ$ ; г)  $\beta = 60^\circ$ ; д)  $\beta = 90^\circ$

В параграфе 8.2 показано, что спектром пропускания системы, состоящей из двух фазовых пластинок, можно управлять в значительных пределах при повороте пластинок относительно друг друга (оптические оси остаются в параллельных плоскостях) и относительно направления пропускания поляризатора, а также при вращении анализатора.

Известно, что спектр пропускания двух кристаллических пластинок, размещенных между поляризатором и анализатором, соответствует суммарной  $(d_1+d_2)$  и разностной  $(d_1-d_2)$  толщинам кристаллических пластинок при параллельном и перпендикулярном ориентировании плоскостей главных сечений пластинок соответственно. Нами более подробно изучены особенности такой системы. Излучение от широкополосного источника коллимируется, пропускается через рассматриваемую систему и регистрируется спектрографом ДФС-452. На выходе из спектрографа установлена электронная система регистрации спектров. В рассматриваемой системе луч, прошедший через поляризатор, разбивается в первой кристаллической пластинке на два: обыкновенный  $o$  и необыкновенный  $e$ , затем повторно каждый из лучей ( $o$ ,  $e$ ) разбивается во второй пластинке также на два луча ( $o$  и  $e$ ). Из второй пластинки выходят четыре луча. Через анализатор пройдут световые лучи с компонентами векторов напряженности электрических

полей  $E$ , параллельными плоскости пропускания анализатора. Проецируя векторы  $E$  всех лучей, образовавшихся после прохождения двух кристаллов, на плоскость пропускания анализатора и учитывая их фазы, найдем интенсивность  $J$  излучения на выходе из анализатора, принимая что  $J \sim E^2$ :

$$J = J_0 \left[ \begin{aligned} & \sin^2(\alpha + \gamma - \beta) (\cos^2(\alpha) \cos^2(\gamma) + \sin^2(\alpha) \sin^2(\gamma)) + \\ & + \cos^2(\alpha + \gamma - \beta) (\cos^2(\alpha) \sin^2(\gamma) + \sin^2(\alpha) \cos^2(\gamma)) - \\ & - 0,5 \cos(2\alpha) \sin(2\gamma) \sin(2\alpha + 2\gamma - 2\beta) \cos(2\pi d_2 \Delta_2 / \lambda) + \\ & + 0,5 \sin(2\alpha) \sin(2\gamma) \cos(2\alpha + 2\gamma - 2\beta) \cos(2\pi d_1 \Delta_1 / \lambda) - \\ & - 0,5 \sin(2\alpha) \cos^2(\gamma) \sin(2\alpha + 2\gamma - 2\beta) \cos(2\pi(d_1 \Delta_1 + d_2 \Delta_2) / \lambda) + \\ & + 0,5 \sin(2\alpha) \sin^2(\gamma) \sin(2\alpha + 2\gamma - 2\beta) \cos(2\pi(d_1 \Delta_1 - d_2 \Delta_2) / \lambda) \end{aligned} \right], \quad (7)$$

где  $\Delta_1 = n_1^e - n_1^o$ ,  $\Delta_2 = n_2^e - n_2^o$  – разности показателей преломления для первой и второй кристаллических пластинок соответственно;  $d_1$ ,  $d_2$  – толщины первой и второй кристаллических пластинок соответственно;  $\alpha$  – угол между плоскостью пропускания поляризатора и плоскостью главного сечения первого кристалла (пластинки);  $\gamma$  – угол между плоскостями главных сечений кристаллических пластинок;  $\beta$  – угол поворота плоскости пропускания анализатора относительно плоскости пропускания анализатора, когда он находится в скрещенном положении с поляризатором. Углы  $\alpha$ ,  $\beta$  положительны при повороте первой пластинки и анализатора по ходу часовой стрелки;  $\gamma$  положителен при повороте второй пластинки против хода часовой стрелки.  $J_0$  – интенсивность прошедшего излучения при  $\alpha = 0^\circ$ ;  $\gamma = 0^\circ$ ;  $\beta = \pm 90^\circ$ .

Нами обнаружен эффект компенсации влияния одной из пластинок на спектр проходящего излучения. Показано, что эффект компенсации имеет место для  $\alpha = \gamma = 45^\circ$  при  $\beta = 0^\circ$  ( $\phi$  – угол между плоскостями главных сечений первой и второй кристаллических пластинок). При  $\alpha = \gamma = 45^\circ$  ( $\beta = 0^\circ$ ) интенсивность излучения

$$J_A = \frac{1}{2} J_0 \left[ 1 - \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_1 d_1 \right], \quad (8)$$

где  $J_0$  – интенсивность излучения при  $\gamma = 0^\circ$ ;  $d_1$  – толщина первой пластинки;  $\Delta_1$  – разность между показателем преломления обыкновенного и необыкновенного лучей кристаллической пластинки;  $\lambda$  – длина волны.

**В параграфах 8.3 – 8.5** рассматривается управление поляризационными характеристиками излучения, прошедшего фазовую пластинку. Показано, что поляризационные характеристики находятся в зависимости от изменений набега фаз световых волн, а также от угла поворота фазовой пластинки. Рассматривается эллиптичность некогерентного излучения, прошедшего фазовую пластинку, две фазовые пластинки. Установлено, что при прохождении некогерентного света через систему фазовых пластинок для любой длины волны существуют два взаимно перпендикулярных положения поляризатора, при которых излучение, выходящее из стопы, линейно поляризовано. Обосновано использование параметрического способа построения эллипса поляризации излучения и определения его характеристик как более удобного и наглядного по

сравнению с другими известными методами, особенно при использовании нескольких кристаллических пластинок. Показано, что используя две и более кристаллических пластинок произвольной толщины, можно путем поворота главных сечений кристаллических пластинок относительно направления пропускания поляризатора настраивать систему на любую длину волны для задания любого вида поляризации излучения.

**В параграфе 8.6** описаны результаты исследований оптических кристаллов в широкоапертурных слаборасходящихся пучках света. В зависимости от ориентации кристалла в оптической схеме получены необычные коноскопические картины в виде колец, эллипсов, параллельных полос. На вид интерференционных линий (изогиры и изохор) влияют внешние электрические и тепловые поля. При наличии градиента электрического или теплового поля коноскопическая картина деформируется: появляется изгиб интерференционных линий по направлению приложенного электрического или теплового поля. Скорость движения интерференционных линий зависит от величины градиента электрического или теплового полей. Продемонстрирована возможность применения коноскопического метода исследования качества оптических кристаллов на наличие оптических неоднородностей с использованием широкоапертурного слаборасходящегося пучка света.

**В параграфе 8.7** показано, что при отклонении оптической оси кристалла от плоскости входной грани кристалла коноскопическая картина трансформируется от двух семейств гипербол ( $x$ -срез) до параллельных полос. Определена линейная зависимость между удалением геометрического центра рассчитанной коноскопической картины от отклонения оптической оси кристалла и плоскостью входной грани кристалла.

**В параграфе 8.8** рассмотрена интерференция коноскопических картин в широкоапертурных слаборасходящихся пучках света от двух кристаллических пластинок. При использовании двух близко расположенных кристаллов наблюдается интерференция между коноскопическими картинками кристаллов. Результат интерференции коноскопических картин зависит от угла  $\gamma$  между плоскостями главных сечений кристаллических пластинок. При вращении одной из пластинок вокруг нормали к ее плоскости, совпадающей с направлением распространения света, результирующая картина плавно изменяется от прямых параллельных полос до сетки с прямоугольными ячейками.

Для определения вида коноскопической картины от двух кристаллических пластинок предложено использовать векторную модель. Введем для каждого

кристалла волновой вектор коноскопической картины  $\vec{k}_1 = \frac{2\pi}{\Lambda_1}$  и  $\vec{k}_2 = \frac{2\pi}{\Lambda_2}$ , где  $\Lambda_1$  и

$\Lambda_2$  – расстояние между максимумами интенсивности соседних интерференционных полос. Рассматриваемые векторы направлены перпендикулярно интерференционным полосам. По коноскопическим картинкам от каждого кристалла определяем  $\Lambda_1$  (1,85 мм) и  $\Lambda_2$  (3,8 мм). Тогда  $\vec{k}_1 \approx 3,4 \text{ мм}^{-1}$  и  $\vec{k}_2 \approx 1,65 \text{ мм}^{-1}$ .



Волновой вектор  $\vec{k}_3 = \frac{2\pi}{\Lambda_3}$ , где  $\Lambda_3$  – расстояние между максимумами

интенсивности соседних интерференционных полос. Суммарный вектор интерференционной картины определим как сумму волновых векторов каждой, т.е.  $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ , что является своеобразным законом сложения в векторной форме интерференционных коноскопических картин.

Модуль вектора  $\vec{k}_3$  находим по теореме косинусов  $k_3^2 = k_1^2 + k_2^2 - 2k_1k_2 \cos(180 - \gamma)$ .

Предложенный векторный характер интерференции коноскопических картин применим, как показали наши расчеты, и в общем случае, когда оптические оси в кристаллических пластинках расположены произвольным образом.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе проведенного исследования получены следующие основные результаты:

1. Выполнены комплексные исследования широкого класса номинально чистых и легированных монокристаллов ниобата лития, выращенных разными способами, методами ФИРС и спектроскопии КРС. При этом главное внимание было уделено установлению связей между особенностями ФИРС, основными параметрами линий в спектре КРС, тонкими особенностями структуры, дефектами, сегнетоэлектрическими и фоторефрактивными свойствами монокристаллов. Исследовано ФИРС в номинально чистых монокристаллах стехиометрического состава, выращенных из расплава с 58,6 моль %  $\text{Li}_2\text{O}$  ( $\text{LiNbO}_3\text{стех}$ ), и в монокристаллах стехиометрического состава, выращенных из расплава конгруэнтного состава в присутствии флюса  $\text{K}_2\text{O}$  ( $\text{LiNbO}_3\text{стех.K}_2\text{O}$ ). Обнаружено, что при больших мощностях накачки эффект фоторефракции и асимметрия индикатрисы ФИРС в монокристалле  $\text{LiNbO}_3\text{стех.K}_2\text{O}$  намного больше, чем в монокристалле в  $\text{LiNbO}_3\text{стех}$ . По параметрам ФИРС определены фотоэлектрические поля в кристаллах ниобата лития. В стехиометрических кристаллах фотоэлектрические поля достигают наибольших значений по сравнению с конгруэнтными кристаллами.

2. По спектрам КРС (интенсивность линии  $120 \text{ см}^{-1}$ ) показано, что метод выращивания монокристаллов ниобата лития стехиометрического состава из расплава конгруэнтного состава с добавлением флюса  $\text{K}_2\text{O}$  не позволяет выращивать монокристаллы строго стехиометрического состава. Установлено, что в кристаллах  $\text{LiNbO}_3\text{стех.K}_2\text{O}$  наблюдается больший беспорядок в расположении катионов вдоль полярной оси, чем в кристаллах  $\text{LiNbO}_3\text{стех}$ . В высокосовершенных монокристаллах локализация электронов в структуре происходит на более глубоких ловушках в запрещенной зоне. Это уменьшает количество фотоэлектронов, дрейфующих в поле, возникшем при освещении кристалла, и соответственно приводит к уменьшению эффекта фоторефракции. Установлено, что легирование кристаллов ниобата лития конгруэнтного состава катионами  $\text{Gd}^{3+}$ ,  $\text{V}^{3+}$ ,  $\text{Y}^{3+}$ ,  $\text{Ta}^{5+}$  приводит к подавлению фоторефрактивного эффекта, что выражается в отсутствии динамики развития индикатрисы ФИРС и в уменьшении в спектре КРС интенсивности линий, запрещенных для данной геометрии рассеяния, но проявляющейся вследствие фоторефрактивного эффекта.

Двойное легирование катионами ( $Y^{3+}$  и  $Mg^{2+}$ ) и ( $Ta^{5+}$  и  $Mg^{2+}$ ) кристаллов конгруэнтного состава также приводит к подавлению фоторефрактивного эффекта, но, в отличие от легирования  $Gd^{3+}$ ,  $B^{3+}$ ,  $Y^{3+}$ ,  $Ta^{5+}$ , подавление происходит в процессе облучения, наподобие частичной самофокусировки излучения. Показано по спектрам КРС, что катионы  $B^{3+}$  приводят к полному гашению фоторефракции в кристаллах ниобата лития – отсутствию запрещенных линий, обусловленных фоторефрактивным эффектом.

3. Запись изображения реализуется при наличии градиента интенсивности записывающего пучка  $dJ/dz$ , направленного вдоль полярной оси кристалла. Изменение показателя преломления кристалла пропорционально  $dJ/dz$ . Показано, что контраст изображения зависит от направления поляризации падающего излучения и в значительной степени от ориентации световых полосок относительно полярной оси кристалла. При записи изображения объектов в ФРК широкополосным излучением негативное влияние ФИРС исключается. Показано, что в кристаллах ниобата лития проявляется эффект термической усталости при многократном отжиге в течение 30 мин при 200 °С, аналогичный эффекту электрического старения кристаллов. В монокристаллах ниобата лития стехиометрического состава впервые получен лазерный трек, сохраняющийся длительное время (месяцы) в темноте. Этот факт указывает на возможность записи информации лазерным излучением. Однако ФИРС, проявляющееся в таких кристаллах, является лимитирующим фактором для практического применения кристаллов в качестве оптических материалов. В то же время в монокристаллах конгруэнтного состава, где ФИРС существенно меньше, запись информации лазерным излучением отсутствует.

4. Показано, что различия соотношения  $Li/Nb$  и в упорядочении структурных единиц катионной подрешетки в кристаллах ниобата лития можно обнаружить, используя спектры преобразованного широкополосного излучения. Положение максимума спектра, соответствующего длине волны 90-градусного фазового синхронизма  $\lambda_0$ , заметно смещается даже при незначительных изменениях состава кристалла и состояния упорядочения структурных единиц катионной подрешетки вдоль полярной оси и может служить в качестве точного экспериментального критерия определения отношения  $Li/Nb$  в кристалле ниобата лития. В спектре высокоупорядоченных кристаллов строго стехиометрического состава ( $LiNbO_3$  стех.) максимум соответствует длине волны  $\lambda_0 = 495$  нм.

5. Теоретически разработан электрооптический модулятор широкополосного излучения на базе двух идентичных кристаллов ниобата лития. Модулятор имеет низкое значение полуволнового напряжения, что обусловлено высокими значениями электрооптических коэффициентов кристаллов  $LiNbO_3$ , и работает на поперечном электрооптическом эффекте. Преимущество поперечного электрооптического эффекта заключается в том, что уменьшения значения полуволнового напряжения можно достичь, уменьшая толщину второго кристалла вдоль направления управляющего электрического поля. Модулятор имеет значение полуволнового напряжения 240 В и глубину модуляции более 80 % для широкополосного излучения диапазоном 530÷590 нм, и 87 % для диапазона 540÷580 нм. Предложен метод контроля идентичности фазовой пластины. Показано, что используя систему «поляризатор – эталон – кристалл – анализатор»,

можно по интенсивности проходящего излучения контролировать соответствие второго (исследуемого) образца, например четверть- или полуволновой пластинке.

6. Показано, что в системе «поляризатор – кристалл – анализатор» существует характерная точка перехода линейчатого спектра в сплошной, по которой можно определять или устанавливать заданное значение угла между направлением пропускания поляризатора и главным сечением кристаллической пластинки. В системе, содержащей поляризатор, анализатор и две кристаллических пластинки, расположенные между ними, можно в значительной степени управлять спектром пропускания за счет поворота плоскостей главных сечений кристаллических пластинок (изменяя эффективную толщину пластинки от  $d_1-d_2$  до  $d_1+d_2$ ) или за счет поворота плоскости пропускания анализатора. Обнаружен эффект компенсации влияния одной из пластинок на спектр проходящего излучения.

7. Параметрический метод построения эллипса поляризации излучения, прошедшего через систему кристаллических пластинок, является простым, наглядным и информативным по сравнению с другими существующими методами. Показано, что с помощью двух кристаллических пластинок можно настраивать систему на любую длину волны для задания произвольного вида поляризации путем поворота кристаллических пластинок относительно направления пропускания поляризатора. В широкоапертурных слабо расходящихся пучках света наблюдаются своеобразные коноскопические картины оптических кристаллов, вид которых существенным образом зависит от угла падения пучков и толщины образцов. Использование широкоапертурных слабо расходящихся пучков света позволяет обнаружить оптические неоднородности кристалла, как приобретенные в процессе роста кристалла, так и предварительно наведенные. Интерференция коноскопических картин при использовании двух и более близко расположенных оптических кристаллов укладывается в рамки векторной модели.

### ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Кузьминов Ю.С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. – М.: Наука, 1987. – 264 с.
2. Гурздян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике. – М.: Радио и связь, 1991. – 160 с.
3. Peter Gunter, Jean Pierre Huignard. Photorefractive Materials and Their Applications 3 Applications. NY.: Springer Science + Business Media, LLC, 2007. – 365 p.
4. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. – М.: Наука, 1970. – 295 с.
5. Milton A.F. Upconversion a system view // Appl. Opt. – 1972. – V.11. – P. 2311-2330.
6. Сидоров Н.В., Волк Т.Р., Маврин Б.Н., Калинин В.Т. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны. М.: Наука, 2003. – 255 с.

7. Peter Gunter, Jean Pierre Huignard. Photorefractive Materials and Their Applications 2 Basic effects. NY.: Springer Science + Business Media, LLC, 2007. – 640 p.
8. Volk T., Wöhlecke M. Lithium niobate. Defects, photorefracton and ferroelectric switching. – Berlin: Springer, 2008, – 250 P.
9. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. – М.: Изд-во МГУ, 1998. – 656 с.
10. Карпец Ю.М., Строганов В.И., Марченков Н.В., Емельяненко А.В. Спекл-структура излучения, рассеянного фоторефрактивным кристаллом // Оптика и спектроскопия. – 1989. – Т. 67. – № 4. – С. 982-985.

## **СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ**

### **Монографии**

1. Максименко В.А., Сюй А.В., Карпец Ю.М. Фотоиндуцированные процессы в кристаллах ниобата лития. – М.: Физматлит, 2008. – 96 с.
2. Сюй А.В. Интерференционно-поляризационные характеристики излучения, прошедшего кристаллические пластинки. – Хабаровск: изд-во ДВГУПС, 2008. – 99 с.
3. Сюй А.В. Запись изображения в кристаллах ниобата лития широкополосным излучением. – Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2008. – 80 с.
4. Сюй А.В., Сидоров Н.В., Антонычева Е.А. Фоторефрактивные свойства и особенности строения нелинейно-оптического кристалла ниобата лития. – Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2011. – 108 с.

### **В журналах, рекомендованных ВАК РФ**

5. Максименко В.А., Карпец Ю.М., Строганов В.И., Скоблецкая О.В., Сюй А.В. Кольцевые структуры при фоторефрактивном рассеянии света в кристалле  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  // Оптика и спектроскопия. – 2001. – Т. 91. - №6. – с. 907-908.
6. Сюй А.В., Строганов В.И., Криштоп В.В., Лихтин В.В. Влияние широкополосного некогерентного излучения на фотоотклик в кристаллах ниобата лития // Оптика и спектроскопия. – 2008. – Т. 104. – № 1. – С. 136-139.
7. Syuy A.V., Stroganov V.I. Interference of conosopic pictures of optical crystals // Optics Communications. – 2008. – V. 281. – P. 5935-5938.
8. Сюй А.В., Строганов В.И., Лихтин В.В. Запись изображения в легированных кристаллах ниобата лития // Физика твердого тела. – 2009. – Т. 51. – № 7. – С. 1382-1384.
9. Антонычева Е.А., Сюй А.В., Сидоров Н.В., Чуфырев П.Г., Яничев А.А. Рассеяние света в нелинейно-оптических фоторефрактивных монокристаллах  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$  и  $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$  // Журнал прикладной спектроскопии. – 2010. – Т. 77. – № 1. – С. 89-94.
10. Сидоров Н.В., Антонычева Е.А., Сюй А.В., Палатников М.Н. Фоторефрактивные свойства монокристаллов ниобата лития стехиометрического состава // Кристаллография. – 2010. – Т. 55. - № 6. – С. 1079-1084.
11. Антонычева Е.А., Сюй А.В., Сидоров Н.В., Яничев А.А. Фоторефрактивное рассеяние света в кристалле  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$  // Журнал технической

физики. – 2010. – Т. 80. – № 6. – С. 125-127.

12. Syuy A.V., Stroganov V.I., Antonycheva E.A., Shtarev D.S., Orientationally-polarized dependence of image contrast in doped Lithium Niobate crystals // *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*. – 122 (2011), pp. 1275-1278.

13. Сидоров Н. В., Сюй А. В., Палатников М. Н., Калинин В. Т. Трехслойная спекл-структура в фоторефрактивном монокристалле ниобата лития // *Доклады академии наук*. – 2011, том 437, № 3, с. 352–355.

14. Sidorov N.V., Evstratova D.V., Palatnikov M.N., Syuy A.V., Gaponov A.Yu. and Antonycheva E.A., Investigation of Lithium Niobate Photorefractive Properties by Photorefractive Light Scattering and Raman Spectroscopy // *Ferroelectrics*. – 414:1–8, 2011.

15. Сидоров Н.В., Сюй А.В., Палатников М.Н., Евстратова Д.В., Маврин Б.Н. Фоторефрактивное и комбинационное рассеяние света в сегнетоэлектрическом кристалле ниобата лития // *Оптика и спектроскопия*. – 2011. – Т. 110. – № 6. – с. 916–922.

16. Sidorov N.V., Antonicheva E.A., Syuy A.V., Palatnikov M.N., Bormanis K. Kinetics of Photorefractive Light Scattering in  $\text{LiNbO}_3\text{:Cu}$  and  $\text{LiNbO}_3\text{:Zn}$  Single Crystals // *Integrated Ferroelectrics*. – 2011, 123, 153-159.

17. Antonicheva E.A., Syuy A.V., Sidorov N.V., Palatnikov M.N., and Karlis Bormanis. Kinetics of Photorefractive Light Scattering in Stoichiometric  $\text{LiNbO}_3$  Single Crystals Grown From Melt Containing 58.6 mole % of  $\text{Li}_2\text{O}$  // *Ferroelectrics*. – 2011, 417, 01, 53 - 57.

18. Лопатина П.С., Криштоп В.В., Строганов В.И., Сюй А.В., Максименко В.А., Толстов Е.В., Литвинова М.Н. Электрооптическая модуляция широкополосного излучения с гауссовым распределением амплитуды по спектру // *Оптика и спектроскопия*. – 2012. – Т. 113 - № 2. – С. 1-3.

19. Сюй А.В., Литвинова М.Н., Гончарова П.С., Сидоров Н.В., Палатников М.Н., Криштоп В.В., Лихтин В.В. Преобразование широкополосного теплового излучения кристаллами ниобата лития разного состава // *Журнал технической физики*. – 2013. – Т. 83. – № 5. – С. 109-114.

20. Сюй А.В., Сидоров Н.В., Гапонов А.Ю., Панфилов В.И., Палатников М.Н. Использование фотоиндуцированного рассеяния света для оценки фотоэлектрических полей в кристаллах ниобата лития // *Оптика и спектроскопия*. – 2013. – Т. 114. – № 4. – С. 166-169.

21. Syuy A.V., Sidorov N.V., Gaponov A.Y., Palatnikov M.N., Efremenko V.G. Determination of photoelectric fields in a lithium niobate crystal by parameters of indicatrix of photoinduced scattered radiation // *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* DOI information: 10.1016/j.ijleo.2013.03.082.

22. Криштоп В.В., Литвинова М.Н., Ефременко В.Г., Строганов В.И., Сюй А.В., Денисов А.В., Грунский О.С. Определение оптической неоднородности кристаллов по последовательности коноскопических фигур // *Оптический журнал*. – 2006. – Т. 73. – №12. – С. 84-86.

23. Сюй А.В., Кравцова Н.А., Строганов В.И., Криштоп В.В. Ориентационная зависимость пропускания системы поляризатор-кристалл-кристалл-анализатор // *Оптический журнал*. – 2007. – Т. 74. – № 7. – С.33-36.

24. Сюй А.В., Строганов В.И., Лихтин В.В. Фоторефрактивное рассеяние

излучения гелий-неонового лазера в кристаллах ниобата лития // Оптический журнал. – 2007. – Т. 74. – № 5. – С. 79-81.

25. Сюй А.В., Строганов В.И., Лихтин В.В. Градиентная запись изображения в кристаллах ниобата лития // Оптический журнал. – 2007. – Т. 74. – № 6. – С.17-19.

26. Криштоп В.В., Толстов Е.В., Строганов В.И., Сюй А.В. Преобразование инфракрасного излучения с широкополосной накачкой в нелинейно-оптических кристаллах // Оптический журнал. – 2007. – Т. 74. – № 4. – С. 24-26.

27. Антонычева Е.А., Сюй А.В., Сюй Н.А., Сидоров Н.В., Чуфырев П.Г., Яничев А.А. Кинетика фоторефрактивного рассеяния света в кристаллах  $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$  и  $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$  // Прикладная физика. – 2010. № 5. – С. 26-31.

28. Сидоров Н.В., Сюй А.В., Антонычева Е.А., Гапонов А.Ю., Евстратова Д.В., Палатников М.Н. Исследование фоторефрактивных свойств кристаллов  $\text{LiNbO}_3:\text{Gd}^{3+}$  методами фоторефрактивного и комбинационного рассеяния света // Известия вузов. Материалы электронной техники. – 2010. – № 3. – С. 30-35.

29. Антонычева Е.А., Сидоров Н.В., Сюй А.В., Сюй Н.А., Чуфырев П.Г., Яничев А.А. Кинетика фоторефрактивного рассеяния света в кристаллах ниобата лития стехиометрического состава // Перспективные материалы. – 2010. – № 5. – С. 36-40.

30. Криштоп В.В., Ефременко В.Г., Литвинова М.Н., Ли А.В., Строганов В.И., Сюй А.В., Максименко В.А. Экспресс-анализ диффузных оптических изображений // Известия вузов. Приборостроение. – 2006. – Т.49. – №8. – С.21-23.

31. Сюй А.В., Кравцова Н.А., Строганов В.И., Лихтин В.В., Криштоп В.В., Максименко В.А. Поляризационный метод управления спектром пропускания плоскопараллельной кристаллической пластинки // Известия вузов. Приборостроение. – 2006. – Т. 49. – № 12. – С. 53-55.

32. Сюй А.В., Строганов В.И., Максименко В.А., Лихтин В.В. Запись изображения в полярных кристаллах широкополосным излучением // Известия вузов. Приборостроение. – 2007. – Т. 50. – № 9. – С. 12-15.

33. Максименко В.А., Данилова Е.В., Сюй А.В. Определение фотопроводимости легированных кристаллов ниобата лития по фотоиндуцированному рассеянию света // Известия вузов. Приборостроение. – 2007. – Т. 50. – № 9. – С. 28-30.

34. Данилова Е.В., Максименко В.А., Сюй А.В., Криштоп В.В. Анализ индикатрисы фотоиндуцированного рассеяния света в кристаллах ниобата лития // Известия вузов. Приборостроение. – 2007. – Т. 50. – № 10. – С. 64-66.

35. Сюй А.В., Рудой К.А., Строганов В.И., Криштоп В.В. Эволюция коноскопических картин при изменении положения оптической оси кристаллической пластинки // Известия вузов. Приборостроение. – 2009. – Т. 52. – № 1. – С. 55-57.

36. Сюй А.В., Кравцова Н.А., Строганов В.И., Криштоп В.В. Параметрический метод построения эллипса поляризации излучения // Известия вузов. Приборостроение. – 2008. – Т. 51. – № 10. – С. 65-69.

37. Гончарова П.С., Криштоп В.В., Сюй А.В., Толстов Е.В., Пикуль О.Ю. Электрооптическое управление немонахроматическим светом в системе из двух анизотропных кристаллов // Вестник СПбГПУ. – 2012. – Т. 141. – № 1. – с. 82-85.

38. Литвинова М.Н., Сюй А.В., Криштоп В.В., Сидоров Н.В., Палатников М.Н. Преобразование широкополосного ИК-излучения в кристаллах ниобата лития стехиометрического и конгруэнтного состава // Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. – 2012. – № 6. DOI: <http://dx.doi.org/10.7463/0712.0431642>.

#### **В сборниках трудов SPIE, рекомендованных ВАК РФ**

39. Stroganov V.I., Syuy A.V., Lihtin V.V. Manifestation of the thermal fatigue effect in  $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$  crystal // Proceedings of SPIE Vol. 5851, p. 51-53, 2005 Fundamental Problems of Optoelectronics and Microelectronics II. Editor(s): Yuri N. Kulchin, Oleg B. Vitrik, Vladimir I. Stroganov 470 pages.

40. Syuy A.V., Stroganov V.I., Krishtop V.V., Lihtin V.V. Conoscopic methods of optic crystal research // Proceedings of SPIE Vol. 6595, 2007 Fundamental Problems of Optoelectronics and Microelectronics III. Editor(s): Yuri N. Kulchin, Jinping Ou, Oleg B. Vitrik, Zhi Zhou. 65950E.

41. Krishtop V.V., Efremenko V.G., Litvinova M.N., Syuy A.V., Stroganov V.I., Tolstov E.V. The spectrum of up-converted broadband radiation in nonlinear optical crystals // Proceedings of SPIE Vol. 6610, 2007 Laser Optics 2006: Solid State Lasers and Nonlinear Frequency Conversion. Editor(s): Vladimir I. Ustyugov. 66100T.

42. Maksimenko V.A., Danilova E.V., Syuy A.V. Calculation of the selective photorefractive light scattering indicatrix in Rh-doped  $\text{LiNbO}_3$  crystals // Proceedings of SPIE Vol. 6613, 2007 Laser Optics 2006: Wavefront Transformation and Laser Beam Control. Editor(s): Leonid N. Soms. 66130F.

43. Syuy A.V., Kravtsova N.A., Stroganov V.I., Lihtin V.V., Krishtop V.V., Maksimenko V.A. Peculiar properties of polarized transmission spectrums of crystal plates // Proceedings of SPIE Vol. 6613, 2007 Laser Optics 2006: Wavefront Transformation and Laser Beam Control. Editor(s): Leonid N. Soms. 661309.

#### **Патенты на изобретения**

44. Строганов В.И., Толстов Е.В., Криштоп В.В., Раппопорт И.В., Литвинова М.Н., Сюй А.В. Электрооптический модулятор // Патент РФ № 2004116031/28 G02F1/00, 2005.11.10 Приоритет от 25.05.2004.

45. Сюй А.В., Здоровцев Г.Г., Иванов В.И., Климентьев С.В., Криштоп В.В. Координатно-чувствительный приемник излучения // Патент РФ № 2006117268/28 (018811) 8 G01J 5/58, 25.07.2007 Приоритет от 19.05.2006.

46. Сюй А.В., Строганов В.И., Криштоп В.В. Способ управления поляризацией света // Патент РФ № 2006141076/28 (2334959) 7 G01J 4/00 / РФ) Оpubл. 27.09.2008. Приоритет от 20.11.2006.