

На правах рукописи



**Савченков Евгений Николаевич**

**ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН НА РЕГУЛЯРНЫХ  
ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ  
КРИСТАЛЛАХ  $\text{LiNbO}_3$  И  $\text{LiTaO}_3$**

**Специальность (1.3.8) - физика конденсированного состояния**

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

**Томск – 2024**

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР) и в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук

Научный руководитель:

**Шандаров Станислав Михайлович**

доктор физико-математических наук, профессор, ТУСУР

Научный консультант:

**Соколов Игорь Александрович**

доктор физико-математических наук, руководитель Отделения физики диэлектриков и полупроводников ФТИ имени А.Ф.Иоффе

Официальные оппоненты:

**Ромашко Роман Владимирович**

доктор физико-математических наук, член-корреспондент Российской академии наук, директор Института автоматизации и процессов управления ДВО РАН

**Шамрай Александр Валерьевич**

доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией квантовой электроники ФТИ имени А.Ф. Иоффе

Ведущая организация: Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения Российской Академии Наук

Защита состоится \_\_\_\_\_ в \_\_\_\_\_ на заседании диссертационного совета ФТИ 34.01.01 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук по адресу: Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, [www.ioffe.ru](http://www.ioffe.ru).

Автореферат разослан «\_ \_» \_\_\_\_\_ 20\_\_ года.

Отзывы и замечания по автореферату в одном экземпляре, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Ученый секретарь диссертационного совета  
ФТИ 34.01.01, PhD



Калашникова А. М.

## ВВЕДЕНИЕ

### Актуальность и степень разработанности темы исследования

Для создания элементов управления параметрами лазерного излучения и квазинхронного преобразования его спектрального состава эффективно используются методы периодической пространственной модуляции доменной структуры сегнетоэлектрических монокристаллов [1-5]. Среди таких материалов выделяются ниобат лития (LN) и танталат лития (LT), принадлежащие к классу симметрии  $3m$ , обладающие хорошими электрооптическими и нелинейно-оптическими свойствами [2]. Развивающиеся в настоящее время методы доменной инженерии позволяют создавать в кристаллах LN и LT регулярные доменные структуры (РДС) с высоким качеством и с хорошей воспроизводимостью параметров, контроль которых является важной задачей [1, 2, 4, 5].

Одним из неразрушающих и информативных методов определения качества РДС является дифракция света на создаваемых ими в кристалле возмущениях оптических свойств в линейном режиме [6 – 8]. Кроме того, метод линейной дифракции Брэгга на РДС в приложенном внешнем электрическом поле позволяет реализовать такие устройства управления временными и пространственными параметрами лазерного излучения, как оптические дефлекторы, переключатели и модуляторы с низким постоянным [9] и импульсным [10] управляющим напряжением. Линейная дифракция света на РДС обусловлена возмущениями, создаваемыми как в пределах доменных стенок при изменении спонтанной поляризации и обусловленными квадратичным электрооптическим эффектом и дополнительным упругооптическим вкладом, рассмотренными ранее для стенок ненаклонного типа в LN [8], так и с линейным электрооптическим эффектом в приложенном внешнем электрическом поле [11]. Однако при теоретическом анализе возмущений оптических свойств кристаллов, создаваемых ненаклонными доменными стенками и регулярными доменными структурами, недостаточное внимание уделено общему подходу к описанию таких возмущений в кристаллах класса симметрии  $3m$ , к которому, наряду с LN, относится и достаточно широко используемый в настоящее время в приложениях LT. Для кристаллов танталата лития с РДС (PPLT) не проводилось и детальных экспериментальных исследований линейной дифракции света.

В кристаллах ниобата лития доменные стенки РДС могут иметь наклон к полярной оси, достигающий  $0,2^\circ$  и более [12]. Дифракция излучения на РДС с наклонными доменными стенками в сегнетоэлектрических кристаллах, таких как ниобат лития (PPLN), не изучалась. Использование РДС на основе ниобата лития для электрооптической временной модуляции лазерного излучения, где вклад в эффективность дифракции Брэгга дают как стационарные возмущения оптических свойств кристалла доменными стенками, так и электрооптическая составляющая, обусловленная приложенным внешним полем, делают актуальным анализ временного отклика таких устройств.

В последнее время проявляется значительный интерес к наклонным доменным стенкам в сегнетоэлектриках, которые являются заряженными и обладают проводимостью, на много порядков превосходящей её объемную величину для монодоменных областей РДС [12]. Влияние проводимости РДС по наклонным доменным стенкам на характеристики устройств модуляции лазерного излучения, основанных на линейном электрооптическом эффекте и дифракции Брэгга, не изучалось. Кроме того, предсказанный в работах [13] эффект изгиба зон в области

заряженных доменных стенок в сегнетоэлектриках может приводить к явлению фотоиндуцированного изменения эффективной проводимости РДС, физическая природа и характеристики которого требуют детального исследования. Одним из эффективных подходов к исследованию фотопроводимости как в центросимметричных, так и в нецентросимметричных средах, к которым относятся кристаллы LN и LT, является метод нестационарной фотоэдс [14]. Его использование позволяет определить такие параметры, как тип и величина проводимости, время жизни и диффузионная длина носителей заряда, концентрация ловушечных центров.

Изложенное выше определило цель и задачи диссертационной работы.

**Целью работы** является детальное экспериментальное исследование регулярных доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$  методами линейной дифракции света и нестационарной фотоэдс, развитие теоретических моделей рассматриваемых явлений.

Для достижения данных целей решались следующие **основные задачи**:

1. Развитие общего подхода к теоретическому анализу возмущений оптических свойств кристаллов класса симметрии  $3m$ , создаваемых ненаклонными доменными стенками и регулярными доменными структурами.

2. Теоретический анализ и экспериментальные исследования изотропной и анизотропной дифракции световых волн на РДС с ненаклонными доменными стенками Y-типа в кристалле  $1\%\text{MgO}:\text{LiTaO}_3$  в отсутствие внешнего поля.

3. Теоретический анализ и экспериментальные исследования изотропной дифракции световых волн на РДС с наклонными доменными стенками Y-типа в кристаллах симметрии  $3m$  в отсутствие внешнего электрического поля и в приложенном синусоидальном электрическом поле.

4. Исследование фотоиндуцированной проводимости РДС с наклонными доменными стенками Y-типа в кристаллах  $5\%\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  методами дифракции Брэгга и нестационарной фотоэдс.

**Научная новизна** работы состоит в следующем:

1. На основе анализа в рамках теории Ландау-Гинзбурга-Девоншира получены соотношения, определяющие для неоднородной по пространству составляющей диэлектрического тензора полный набор его возмущений на частоте световой волны, наводимых в отсутствие внешнего поля электрическими и упругими полями доменной стенки X-типа в кристаллах симметрии  $3m$ .

2. Теоретически и экспериментально исследована анизотропная дифракция Брэгга на РДС с ненаклонными доменными стенками Y-типа в кристалле  $1\%\text{MgO}:\text{LiTaO}_3$  в отсутствие внешнего поля.

3. Проведены экспериментальные исследования и разработан подход к теоретическому анализу брэгговской дифракции света на РДС с наклонными доменными стенками Y-типа в кристалле  $5\%\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  в отсутствие приложенного электрического поля.

4. Обнаружена и экспериментально исследована методами дифракции Брэгга и нестационарной фотоэдс проводимость регулярной доменной структуры с заряженными доменными стенками Y-типа в кристалле  $5\%\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ , фотоиндуцированная излучением с энергией квантов, меньшей ширины запрещенной зоны монодоменных образцов ниобата лития.

**Теоретическая значимость** работы состоит в развитии подхода к теоретическому анализу брэгговской дифракции света на РДС с наклонными доменными стенками Y-типа в кристалле  $5\%\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  в отсутствие приложенного

электрического поля, заключающегося в Фурье-разложении создаваемых возмущений диэлектрического тензора по пространственным гармоникам с коэффициентами, определяемыми составляющими непрерывного углового спектра; в представлении светового поля для зондирующего гауссова пучка через угловой спектр плоских волн и рассмотрения дифракции Брэгга для каждой составляющей дискретного спектра в приближении слабой связи.

**Практическая значимость** разработанных методик, проведенных экспериментальных исследований, теоретического анализа и численного моделирования РДС в кристаллах LN и LT методами дифракции световых волн и нестационарной фотоэдс, заключается в определении характеристик структур PPLN и PPLT, влияющих на эффективность их применения в устройствах управления параметрами лазерного излучения и квазинхронного преобразования его спектрального состава.

Материалы, представленные в диссертации, были использованы при проведении научно-исследовательских работ по Государственным заданиям Министерства науки и высшего образования РФ «Преобразования Гауссовых и бездифракционных световых пучков в оптически индуцированных фотонных волноводных и дифракционных структурах в кристаллических средах с управляемой величиной и изменяемым знаком нелинейно-оптического отклика" (3.1110.2017/ПЧ, 2017-2019 г.г.); «Физические аспекты исследований в актуальных направлениях развития плазменной эмиссионной электроники, фотоники, оптического и космического материаловедения» (FEWM-2020-0038/3, 2020-2022 г.г.) и «Актуальные направления физических исследований в области плазменной эмиссионной электроники, фотоники и космического материаловедения» (FEWM-2023-0012, 2023 г.), а также по гранту РФФИ № 16-29-14046\_офи\_м «Развитие методов линейной, нелинейной и дискретной дифракции световых полей для исследования параметров деформаций в структурированных микро-, нанослоях и гетероструктурах на основе сегнетоэлектрических функциональных материалов» (2017-2019 г.г.).

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

1. Создаваемые ненаклонными доменными стенками РДС в кристаллах симметрии  $3m$  упругие деформации с тензорными компонентами  $S_{12}(x) = S_{21}(x)$  и  $S_{13}(x) = S_{31}(x)$ , обусловленные обратным флексоэлектрическим эффектом, вследствие явления фотоупругости наводят возмущения компонент диэлектрического тензора  $\Delta\tilde{\epsilon}_{13}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{31}^Y(x)$ , которые позволяют реализовать экспериментально анизотропную дифракцию Брэгга при распространении обыкновенного или необыкновенного зондирующего светового пучка с длиной волны от 532 до 632,8 нм в плоскости XY кристалла 1%MgO:LiTaO<sub>3</sub> под углом к оси Y, не превышающем 4 угл. град., для пространственного периода РДС  $\Lambda = (7,99 \pm 1)$  мкм.

2. В качестве модели возмущений для компонент диэлектрического тензора  $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^Y(x)$  и  $\Delta\tilde{\epsilon}_{13}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{31}^Y(x)$ , создаваемых в отсутствие внешнего поля РДС с ненаклонными доменными стенками Y-типа в исследованном образце 1%MgO:LiTaO<sub>3</sub>, которая позволяет описать наблюдаемые экспериментально кривые угловой селективности для изотропной и для анизотропной дифракции Брэгга соответственно, хорошим приближением является гармоническая зависимость для первой, второй и последующих пространственных гармоник от координаты  $x$  с усредненными периодами  $\Lambda_{1av} = 7,99$  мкм,  $\Lambda_{2av} = \Lambda_{1av}/2$  и  $\Lambda_{lav}/m$ , определяемыми паспортным значением  $\Lambda$ , с ненулевыми постоянными амплитудами вдоль

координаты  $y$  в пределах интервала  $0 \leq y \leq d_{eff}$ , при  $d_{eff} = 1,85$  мм, с незначительным отличием от реального размера образца  $d = 2$  мм.

3. Нелинейность амплитудной характеристики брэгговского элемента с дифракцией в первый (1) или второй (2) порядок, созданного на основе РДС в кристалле с наклонными стенками  $Y$ -типа в исследованном кристалле  $5\%MgO:LiNbO_3$  и электрически управляемого синусоидальным напряжением с амплитудой  $U_m$  и частотой  $f$ , приводит к присутствию в выходном световом пучке модуляции на второй гармонике с частотой  $2f$  с амплитудой  $\eta_{1,2}^{(2,f)}(U_m)$ , квадратично возрастающей с  $U_m$ . Квадратичной зависимостью от  $U_m$  характеризуется и постоянная составляющая выходного пучка  $\eta_{1,2}^{(0)}(U_m)$ , определяемая эффектом дифракции на возмущениях, создаваемых доменными стенками. Амплитуда первой гармоники  $\eta_{1,2}^{(f)}(U_m)$  линейно зависит от  $U_m$ , однако на скорость её роста оказывает влияние фазовый сдвиг  $\Delta\varphi$  между фурье-компонентами основной гармоники в пространственном разложении возмущений, индуцируемых в РДС доменными стенками, и вызываемых электрооптической модуляцией за счет приложенного внешнего поля.

4. Разработанная методика экспериментального исследования, основанная на дифракции Брэгга, и развитый подход к теоретическому анализу процесса релаксации электрического поля в кристалле  $5\%MgO:LiNbO_3$  с РДС с наклонными доменными стенками  $Y$ -типа, наблюдаемого после приложения к нему постоянного электрического напряжения, позволили установить, что зависимости эффективной фотоиндуцированной проводимости  $\sigma_{eff}(I_0, \lambda)$  для исследуемой структуры от интенсивности света  $I_0$  хорошо описываются линейными функциями в диапазоне длин волн  $\lambda$  от 457 до 657 нм, с коэффициентами фотопроводимости  $B_{ph}(\lambda)$ , растущими с энергией квантов зондирующего пучка. При этом для зондирующего пучка с  $\lambda = 457$  нм и максимальной интенсивностью  $I_0 = 315$  мВт/мм<sup>2</sup> величина  $\sigma_{eff}$  превышает значение темновой проводимости монодоменного образца  $MgO:LiNbO_3$  более чем на пять порядков, а наиболее резкий рост на спектральной зависимости  $B_{ph}(\lambda)$  с укорочением длины волны наблюдается при  $\lambda \approx 630$  нм.

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается непротиворечивостью использованных и развитых теоретических моделей общепринятым физическим представлениям, корректностью принятых приближений, статистической обработкой результатов экспериментов, проведенных с использованием современного оборудования с контролируемыми ошибками измерений, и подтверждается на качественном уровне экспериментальным обнаружением предсказанных эффектов дифракции света на РДС в кристаллах  $5\%MgO:LiNbO_3$  и  $1\%MgO:LiTaO_3$ , а также количественным согласием в пределах погрешности измерений полученных в диссертации теоретических и расчетных результатов с данными экспериментальных исследований, в том числе проведенных по двум независимым методикам.

**Апробация результатов работы.** Основные результаты работы докладывались и обсуждались на конференциях: XVI Всероссийская школа-семинар "Волновые явления в неоднородных средах" имени А.П. Сухорукова ("Волны–2018", г. Можайск, 2018 г.); XVII Всероссийская школа-семинар "Физика и применение микроволн" имени профессора А.П. Сухорукова ("Волны–2019", г. Можайск, 2019 г.); XVII

Всероссийская школа-семинар "Волновые явления в неоднородных средах" имени А.П. Сухорукова ("Волны–2020", г. Можайск, 2020 г.); XXXII Всероссийская школа-семинар "Волновые явления: физика и применения" имени А.П. Сухорукова ("Волны-2021", г. Можайск, 2021 г.); XIV международная конференция "Голография. Наука и практика" (HOLOEXPO 2017, г. Звенигород, 2017 г.); XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям (HOLOEXPO–2018, г. Нижний Новгород, 2018 г.); XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям (HOLOEXPO–2019, г. Стрельна, Санкт-Петербург, 2019 г.); XVIII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям (HOLOEXPO–2021, Геленджик, 2021 г.); XIX международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям (HOLOEXPO–2022, Санкт-Петербург, 2022 г.); International Conference "Scanning Probe Microscopy" (SPM–2018, г. Екатеринбург, 2018 г.); 3<sup>rd</sup> International Conference "Scanning Probe Microscopy" (SPM–2019, г. Екатеринбург, 2019 г.); IV семинар "Современные нанотехнологии" (IWMN-2022, г. Екатеринбург, 2022 г.); VII Международная конференция "Фотоника и информационная оптика" (ФИО–2018, НИЯУ МИФИ, Москва, 2018 г.); VIII Международная конференция "Фотоника и информационная оптика" (ФИО–2019, НИЯУ МИФИ, Москва, 2019 г.); IX Международная конференция "Фотоника и информационная оптика" (ФИО–2020, НИЯУ МИФИ, Москва, 2020 г.); X Международная конференция "Фотоника и информационная оптика" (ФИО–2021, НИЯУ МИФИ, Москва, 2021 г.); XI Международная конференция "Фотоника и информационная оптика" (ФИО–2022, НИЯУ МИФИ, Москва, 2022 г.); XII Международная конференция "Фотоника и информационная оптика" (ФИО–2023, НИЯУ МИФИ, Москва, 2023 г.); X Международная конференция "Фундаментальные проблемы оптики" (ФПО–2018, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 2018 г.); XII Международная конференция "Фундаментальные проблемы оптики" (ФПО–2020, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 2020 г.); Всероссийская научная конференция с международным участием "Енисейская фотоника – 2020" (Сибирский федеральный университет, Красноярск, 2020 г.); Всероссийская научная конференция с международным участием "Енисейская фотоника – 2022" (Сибирский федеральный университет, Красноярск, 2022 г.).

**Личный вклад автора.** В диссертации использованы только те результаты, в получении которых автору принадлежит определяющая роль. Опубликованные работы написаны в соавторстве с членами научной группы, а также со студентами А.В. Дубиковым, Д.Е. Бельской, М.А. Федяниной, Д.А. Губинской и др. Соавторы указаны в списке основных публикаций по теме диссертации. В совместных работах диссертант принимал определяющее участие в создании экспериментальных установок и разработке их основных узлов; в проведении экспериментов, теоретического анализа и численного моделирования; в обработке полученных результатов и их интерпретации. Работы по постановке задач диссертации, обсуждению подходов к развитию рассмотренных методов и анализу полученных результатов проводились совместно с научным руководителем и научным консультантом.

**Публикации.** Основные результаты диссертации изложены в 25 публикациях: 3 публикации в журналах из перечня ВАК, 4 публикаций в журналах, индексируемых в базах Scopus и/или Web of Science; 10 публикаций в сборниках научных трудов и

материалов научно-практических конференций, входящих в РИНЦ, 8 публикаций в других научных изданиях.

**Структура и объем работы.** Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Нумерация формул и таблиц выполнены по разделам. Объем диссертации 159 страниц, включая 35 рисунков и 3 таблицы. Список литературы содержит 142 наименования.

### СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обоснована актуальность и определена степень разработанности темы диссертации, сформулированы цель и основные задачи работы. Отражается научная новизна, теоретическая и практическая значимость диссертации. Сформулированы выносимые на защиту основные научные положения и определена степень достоверности полученных результатов. Представлены сведения по апробации результатов работы, по личному вкладу автора, по ее структуре и объему.

**В первой главе** представлен обзор работ, посвященных РДС, сформированным электрической переполяризацией в сегнетоэлектрических монокристаллах LN и LT, характеристикам этих материалов, а также методам описания и исследования таких структур и приложениям, связанным с преобразованием спектральных параметров и модуляцией лазерного излучения.

В подразделе 1.1 рассмотрены методы создания РДС в кристаллах LN и LT, их структура и материальные параметры; представлены требования к этим кристаллам, являющихся важными для реализации PPLN и PPLT. Подраздел 1.2 посвящён анализу экспериментальных данных по линейной дифракции света на РДС в кристаллах ниобата лития и известных теоретических подходов к описанию моделей возмущений показателей преломления, создаваемых в них как доменными стенками, так и электрооптической модуляцией в приложенном электрическом поле. В подразделе 1.3 данной главы, на основании проведенного в ней анализа, сформулированы основные задачи диссертационной работы.

**Во второй главе** представлены результаты работ по анализу возмущений тензора диэлектрической проницаемости кристаллов симметрии  $3m$ , создаваемых ненаклонными доменными стенками в отсутствие внешнего поля, а также регулярными доменными структурами в приложенном электрическом поле, вследствие линейного электрооптического эффекта.

Описанию электрических и упругих полей, создаваемые 180-градусными доменными стенками Y- и X-типа в безграничном кристалле симметрии  $3m$ , посвящен подраздел 2.1. В п. 2.1.1 в соответствии с подходом в рамках теории Ландау-Гинзбурга-Девоншира (ЛГД), рассмотрены уравнения состояния кристалла в сегнетоэлектрической фазе, позволяющие анализировать электрические и упругие поля с учетом электрострикции и обратного флексоэлектрического эффекта.

На их основе в п. 2.1.2 получены соотношения, описывающие такие поля, создаваемые 180-градусной доменной стенкой изинговского типа, параллельной кристаллографической плоскости YZ в безграничном кристалле симметрии  $3m$ . Показано, что в известном выражении, определяющем зависимость спонтанной поляризации от координаты  $x$ , нормальной к доменной стенке, учет электрострикционного и флексоэлектрического эффектов приводит к перенормировке модуля спонтанной поляризации  $P_s$  в смежных доменах на расстояниях  $|x| \gg \omega_0^Y$  и половинной толщины стенки  $\omega_0^Y$ . Из проведенной оценки последних получено, что вкладом электрострикции в значение  $P_s$  можно пренебречь, в то время как влияние



флексозлектрического эффекта на толщину доменной стенки может быть существенным.

В п. 2.1.3 на основе анализа в рамках ЛГД-теории получены соотношения для электрических и упругих полей, создаваемые 180-градусной доменной стенкой X-типа в безграничном кристалле симметрии  $3m$ . Для таких X-стенок, которые могут наблюдаться в конгруэнтном танталате лития, проведенные оценки показали, что вклад в распределение электрической поляризации вблизи них, обусловленный флексозлектрическим и электрострикционным эффектами, падает с увеличением толщины  $\omega_0^X$  и является пренебрежимо малым даже при  $\omega_0^X = 0,28$  нм.

Возмущения оптических свойств, создаваемые 180-градусными доменными стенками Y- и X-типа в безграничном кристалле симметрии  $3m$  в отсутствие внешнего поля, рассмотрены в подразделе 2.2. Для стенок Y-типа в п. 2.2.1 получены соотношения для неоднородной по пространству составляющей возмущений диэлектрического тензора  $\Delta\tilde{\epsilon}_{ki}^Y(x)$  на частоте световой волны, наводимой в отсутствие внешнего поля ее электрическими и упругими полями, и отмечается, что они согласуются с формулами для соответствующих возмущений компонент тензора диэлектрической непроницаемости  $\Delta b_{ij}(x)$ , приведенными в [8]. В п. 2.2.2 проведен анализ таких же возмущений, наводимых стенками X-типа, и получены аналитические выражения для  $\Delta\tilde{\epsilon}_{ki}^X(y)$ . На основе полученных соотношений в п. 2.2.3 рассмотрены возможные варианты дифракции Брэгга на доменных стенках регулярных доменных структур в кристаллах симметрии  $3m$  со стенками Y- и X-типа в отсутствие внешнего поля и установлены их характерные особенности. Например, для РДС со стенками X-типа вклад в возмущения диагональных компонент диэлектрического тензора, обуславливающих изотропную дифракцию, помимо известных для Y-стенок квадратичного электрооптического эффекта и совместного действия электрострикции и фотоупругости, создается также за счет совместного проявления флексозлектрического и упругооптического эффектов. Коллинеарная дифракция, реализуемая для РДС со стенками Y-типа на возмущениях  $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^Y(x)$  за счет эффектов электрострикции и фотоупругости, в случае стенок X-типа невозможна, поскольку необходимые для ее реализации возмущения отсутствуют,  $\Delta\tilde{\epsilon}_{13}^X(y) = \Delta\tilde{\epsilon}_{31}^X(y) = 0$ . Анизотропная дифракция Брэгга в случае РДС с Y-стенками может быть реализована в кристаллах симметрии  $3m$ , в частности, при распространении обыкновенного или необыкновенного зондирующего пучка в плоскости XY. При малых углах между волновым вектором обыкновенной волны и осью Y основной вклад в ее эффективность должны давать возмущения диэлектрического тензора  $\Delta\tilde{\epsilon}_{13}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{31}^Y(x)$ , определяемые флексозлектрическим эффектом. В случае РДС с X-стенками анизотропная дифракция Брэгга в кристаллах симметрии  $3m$  может быть реализована при распространении обыкновенного или необыкновенного зондирующего пучка в плоскости XY, при этом вклад в такую дифракцию возможен только за счет возмущений компонент диэлектрического тензора  $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^X(y) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^X(y)$ .

Возмущения показателя преломления необыкновенных волн для РДС с ненаклонными стенками Y-типа в сегнетоэлектрических кристаллах симметрии  $3m$  во внешнем электрическом поле рассмотрены в подразделе 2.3. При электрооптической дифракции Брэгга на рассматриваемой РДС вклад в нее будет давать

пространственные гармоники распределения возмущений  $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}(x,t) + \Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{dw}(x)$ , создаваемых как приложенным электрическим полем ( $eo$ ), так и доменными стенками ( $dw$ ). Переход к возмущениям показателя преломления  $\Delta\dot{n}_m^e(t)$  и учет возможности приложения к кристаллу с РДС одновременно с синусоидальным внешним управляющим сигналом с амплитудой  $U_m$  также и постоянного напряжения смещения  $U_0$ , позволил представить их в следующем виде:

$$\Delta\dot{n}_m^e(t) = \Delta\dot{n}_m^{eo}(t) + \Delta\dot{n}_m^{dw} = -\frac{1}{2}n_e^3 \left\{ r_{33} \frac{\dot{F}_{eo}^{(m)}}{h\delta} \left[ U_0 + U_m \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \right] - \left( R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_S^2 \dot{F}_{dw}^{(m)} \right\}, \quad (1)$$

где  $n_e$  – необыкновенный показатель преломления невозмущенного кристалла;  $r_{33}$  и  $R_{33}$  – соответствующие коэффициенты для линейного и квадратичного электрооптического эффектов;  $d_{31}^S$ ,  $C_{11}^P$  и  $p_{31}$  – коэффициент электрострикции для механически зажато кристалла, его модуль упругости при постоянной электрической поляризации и упругооптическая постоянная;  $\dot{F}_{eo}^{(m)}$  и  $\dot{F}_{dw}^{(m)}$  – комплексные амплитуды Фурье для  $m$ -й пространственной гармоники, создаваемые в РДС внешним электрическим полем и доменными стенками. Параметр  $\delta = 1 + \epsilon_3^r h_a / h$ , где  $\epsilon_3^r$  – относительная статическая диэлектрическая проницаемость кристалла с толщиной  $h$ , учитывает, как и в работе [9], уменьшение электрического поля в кристалле с РДС при наличии некоторого воздушного зазора с эффективной толщиной  $h_a$  между его  $Z$ -поверхностями и электродами, через которые управляющее напряжение прикладывается к этим поверхностям.

**В третьей главе** представлены результаты экспериментального исследования изотропной и анизотропной дифракции световых волн на РДС с ненаклонными доменными стенками в кристалле 1%MgO:LiTaO<sub>3</sub>, а также теоретического анализа таких видов дифракции.

Экспериментальным исследованиям изотропного вида дифракции света на РДС посвящен подраздел 3.1. В п. 3.1.1 описана исследуемая РДС, которая была изготовлена методом переполаризации во внешнем пространственно-периодическом электрическом поле в ООО ЛАБФЕР в монокристаллическом образце легированного оксидом магния стехиометрического танталата лития. Рабочая часть переполаризованной области со стенками  $Y$ -типа, параллельными плоскости  $YZ$  кристалла, занимала весь объем образца, а период исследуемой доменной структуры задавался как  $\Lambda = 7,99$  мкм. Анализ изображения одной из  $Z$ -граней данного образца, полученного в отраженном свете при увеличении  $400\times$  с использованием микроскопа Биолан–МЗ, показал, что на ней имеется рельеф, обусловленный различной скоростью химико-механической полировки, которая проводилась после переполаризации, в местах выхода доменов с ориентацией  $Z+$  и  $Z-$  на поверхность. Исходные и переполаризованные доменные области имеют различия по ширине, и эти различия варьируются как вдоль  $X$ , так и, в меньшей степени, по оси  $Y$ . Для оценки глубины рельефа граней  $Z$  и  $Y$  и усредненного по оси  $X$  пространственного периода РДС  $\Lambda_{av}$  использовалась методика дифракции света при отражении от наблюдаемой поверхностной структуры. В дифракционной картине отраженного света с длиной волны  $\lambda = 632,8$  нм от входной  $Z$ -границы кристалла наблюдались локализованные максимумы с номерами от  $m = -8$  до  $m = +8$ , позволившие по углам дифракции установить, что значение  $\Lambda_{av}$  в пределах погрешности эксперимента

хорошо согласуется с паспортным значением периода РДС  $\Lambda = 7,99$  мкм. Глубина рельефа РДС  $\Delta_z(x)$  и  $\Delta_y(x)$  для  $Z$ - и  $Y$ -граней была оценена по эффективности дифракции  $\eta_{\pm 1} = I_{\pm 1}/I_0$  в максимумы с  $m = \pm 1$ , соответствующие первой пространственной Фурье-гармонике. С использованием подхода, описанного в [15], для полученных экспериментально значений  $\eta_{\pm 1} = 0,28$  при отражении от  $Z$ -границы и  $\eta_{\pm 1} = 4,3 \cdot 10^{-4}$  (от  $Y$ -границы), максимальные значения глубины рельефа были оценены для исследуемой РДС как  $\Delta_{zm} \approx 94$  нм и  $\Delta_{ym} \approx 4$  нм.

В п. 3.1.2 представлены результаты экспериментального наблюдения изотропной дифракции с многими дифракционными максимумами при распространении зондирующего светового пучка с длиной волны 632,8 нм вдоль оси  $Z$ . Такую дифракцию можно связать с наличием описанных выше пространственного рельефа на входной и выходной гранях образца и возмущений компоненты диэлектрического тензора  $\Delta \tilde{\epsilon}_{22}^Y(x)$  кристалла доменными стенками РДС.

Из представленных в п. 3.1.3 результатов экспериментального исследования эффективности изотропной брэгговской дифракции света на РДС для необыкновенного зондирующего светового пучка с длинами волн  $\lambda_r = 632,8$  нм и  $\lambda_g = 532$  нм получено, что ее максимальная эффективность, для  $\lambda_g = 532$  нм достигающая значения  $\eta_{ee} = 3,08$  %, наблюдается во втором дифракционном порядке; для третьего порядка она выше, чем для первого; монотонность в убывании эффективности имеет место для четных дифракционных порядков. Проведенные для такой же дифракции экспериментальные исследования и анализ угловой селективности позволили сделать вывод, что в качестве модели возмущений для соответствующих компонент диэлектрического тензора, создаваемых ненаклонными доменными стенками исследуемой РДС, хорошим приближением является гармоническая зависимость для первой, второй и последующих пространственных гармоник от координаты  $x$  с усредненными периодами  $\Lambda_{1av} = 7,99$  мкм,  $\Lambda_{2av} = \Lambda_{1av}/2$  и  $\Lambda_{1av}/m$ , определяемыми паспортным значением  $\Lambda$ , с ненулевыми постоянными амплитудами вдоль координаты  $y$  в пределах интервала  $0 \leq y \leq d_{eff}$ , при  $d_{eff} = 1,85$  мм, с незначительным отличием от реального размера образца  $d = 2$  мм.

В подразделе 3.2 развита модель изотропной дифракции Брэгга в порядке с номерами  $m$ , использующая разложение в ряд Фурье по пространственным гармоникам для функции, описывающей распределение возмущений компоненты  $\Delta \epsilon_{33}^{Yg}(x)$  диэлектрического тензора, создаваемых на периоде  $\Lambda$  ненаклонными доменными стенками РДС первого и второго типов, для которых спонтанная поляризация изменяется с  $-P_S$  на  $P_S$  и с  $P_S$  на  $-P_S$ , соответственно. Сопоставление результатов расчета распределения эффективности по дифракционным порядкам  $m$  с экспериментальными данными показало необходимость учета в рамках данной модели таких параметров ненаклонных доменных стенок, как половинная толщина  $\omega_0$  и величина смещения  $\Delta x$  от половины пространственного периода  $\Lambda/2$  для стенок второго типа, а также ненулевой относительной величины  $P_D/|P_S|$  электрической поляризации  $P_D$ , которая может создаваться точечными дефектами в исследуемом кристалле  $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ , и использования не истинной величины спонтанной поляризации  $P_S$ , а некоторого эффективного значения  $P_{Seff} < P_S$ , определяющее ее вклад в возмущения  $\Delta \epsilon_{33}^{Yg}(x)$  доменными стенками. Проведенный теоретический анализ эффективности изотропной дифракции Брэгга на создаваемых ненаклонными

доменными стенками РДС возмущениях диэлектрического тензора  $\Delta\varepsilon_{33}^{Yg}(x)$  кристалла  $1\%MgO:LiTaO_3$  и сравнение с экспериментальными данными позволили определить набор четырех параметров рассматриваемой модели,  $P_{Seff} = 0,018$  Кл/м<sup>2</sup>,  $\omega_0 = 3,28 \cdot 10^{-7}$  м,  $\Delta x = 7,27 \cdot 10^{-7}$  м,  $P_D/|P_{Seff}| = 0,031$ , позволяющих удовлетворительно описать в ее рамках наблюдаемые распределения дифракционной эффективности по порядкам от  $m = 1$  до  $m = 9$  для длин волн необыкновенного зондирующего пучка 532 и 632,8 нм.

В подразделе 3.3 представлены результаты экспериментальной реализации анизотропной дифракция Брэгга с порядками от  $m = 1$  до  $m = 7$  на описанной в п. 3.1 РДС с ненаклонными стенками Y-типа в кристалле  $1\%MgO:LiTaO_3$  для необыкновенного зондирующего пучка, а также анализа векторных диаграмм для такого взаимодействия, позволившего получить выражения для наблюдаемых в воздухе углов между зондирующим и дифрагированными пучками, различающиеся для случаев  $m = 1$  и  $m \geq 2$ .

Анализу условий синхронизма и расчету углов анизотропной дифракции посвящен пункт 3.3.1 в котором проведен анализ векторных диаграмм анизотропной дифракции Брэгга типа  $e - o$  и расчет выходных углов дифракции в кристалле танталата лития. Получено, что вследствие малого двулучепреломления  $\delta n = n_o - n_e$ , в исследуемом кристалле танталата лития на длинах волн 532 нм ( $\delta n = 3 \cdot 10^{-3}$ ) и 632,8 нм ( $\delta n = 3,5 \cdot 10^{-3}$ ) на РДС с периодом  $\Lambda = 7,99$  мкм реализуются два варианта такой дифракции. В первом их них, при  $m = 1$ , углы между осью Y кристалла и волновыми векторами зондирующего и дифрагированного пучков имеют одинаковый знак, а для других порядков дифракции, при  $m \geq 2$ , эти знаки противоположны. Оба варианта рассмотренной анизотропной дифракции были реализованы экспериментально, при этом измеренные выходные углы между зондирующим необыкновенным и дифрагированным обыкновенным световыми пучками с  $\lambda = 632,8$  нм в пределах ошибок эксперимента соответствовали расчетным значениям.

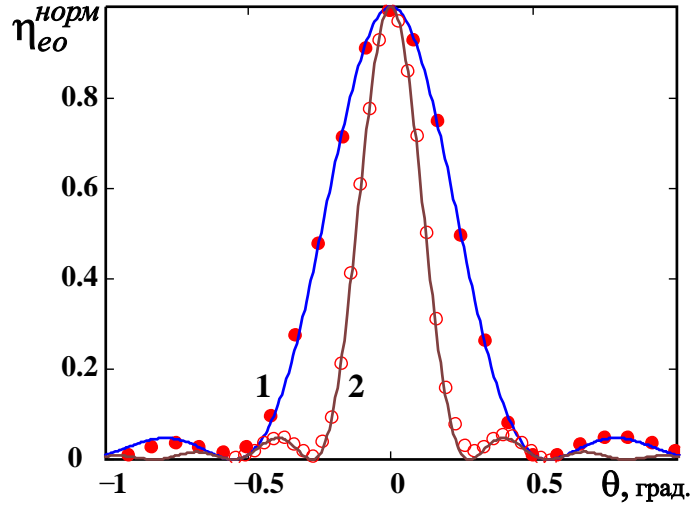
В п. 3.3.2 рассмотрена методика и приведены результаты экспериментальных исследований углов и эффективности анизотропной дифракции Брэгга  $\eta_m$  типа  $e - o$  на исследуемой РДС для световых пучков с  $\lambda = 532$  нм и 632,8 нм. Значения  $\eta_m$  для наблюдавшихся экспериментально  $m$  порядков дифракции представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Эффективность анизотропной дифракции Брэгга  $\eta_m$  типа  $e - o$  для  $m$ -го порядка на РДС с ненаклонными стенками и периодом  $\Lambda = 7,99$  мкм в кристалле  $1\%MgO:LiTaO_3$  для световых пучков, распространяющихся в плоскости XY

Эффективность дифракции	$\lambda$ , нм	$m$						
		1	2	3	4	5	6	7
$\eta_m$ , %	532	0,330	0,398	0,198	0,043	0,153	0,071	0,038
	632,8	0,403	0,457	0,272	0,023	0,065	0,008	0,011

Как следует из таблицы 1, на обеих длинах волн максимумы дифракционной эффективности наблюдаются для второго дифракционного порядка, как и в случае изотропной дифракции на данной РДС; максимум эффективности достигает значения  $\eta_2 \approx 0,46$  % при  $\lambda_r = 632,8$  нм; монотонность в убывании эффективности с номером порядка  $m$  имеет место для нечетных дифракционных порядков, а также для четных при  $\lambda_r = 632,8$  нм.

Для оценки степени однородности создаваемых РДС возмущений, позволяющих реализовать анизотропную дифракцию Брэгга в кристалле 1%MgO:LiTaO<sub>3</sub> с ненаклонными стенками, были проведены измерения ее угловой селективности для первого и второго дифракционных порядков на длине световой волны 632,8 нм. Экспериментальные зависимости нормированной дифракционной эффективности  $\eta_{eo}^{norm}$  от угла отстройки  $\theta$  от угла Брэгга вне кристалла показаны кружками на рисунке 1.



Использование известного подхода [16, 17] позволило описать измеренную нормированную зависимость эффективности анизотропной дифракции порядок  $m$  от угла  $\theta_e^{in}$  между волновым вектором зондирующего пучка и осью  $Y$  в кристалле в следующем виде:

$$\eta_{eo,m}^{norm}(\theta_e^{in}) = \frac{\sin^2(\Delta k_m(\theta_e^{in})d_{eff}/2)}{(\Delta k_m(\theta_e^{in})d_{eff}/2)^2}, \quad (2)$$

с модулем вектора волновой расстройки, определяемым из условий синхронизма как

$$\Delta k_m(\theta_e^{in}) = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ n_o \sqrt{1 - \left[ \frac{n_e}{n_o} \sin(\beta_m + \theta_e^{in}) + \frac{\lambda m}{\Lambda n_o} \right]^2} - n_e \cos(\beta_m + \theta_e^{in}) \right\}, \quad (3)$$

где введено обозначение

$$\beta_m = \arcsin \left[ \frac{\Lambda}{2n_e \lambda m} \left( n_o^2 - n_e^2 - \frac{\lambda^2 m^2}{\Lambda^2} \right) \right]. \quad (4)$$

Проведенный анализ показал, что представленные на рисунке 1 экспериментальные данные по угловой селективности для порядков  $m = 1$  и  $m = 2$  анизотропной дифракции Брэгга типа  $e-o$  на РДС с ненаклонными стенками в кристалле 1%MgO:LiTaO<sub>3</sub> хорошо согласуются с результатами расчета по соотношениями (2) – (4), иллюстрируемыми на данном рисунке сплошными линиями, при эффективной длине взаимодействия световых пучков  $d_{eff} = 1,85$  мм.

Таким образом, также как и при изотропной дифракции Брэгга, рассмотренной в п.3.1.3, в качестве модели возмущений соответствующих компонент диэлектрического тензора, создаваемых ненаклонными доменными стенками исследуемой РДС, хорошим приближением является гармоническая зависимость для первой, второй и последующих пространственных гармоник от координаты  $x$  с усредненными периодами  $\Lambda_{1av} = 7.99$  мкм,  $\Lambda_{2av} = \Lambda_{1av}/2$  и  $\Lambda_{1av}/m$ , определяемыми паспортным значением  $\Lambda$ , с ненулевыми постоянными амплитудами вдоль координаты  $y$  в пределах интервала  $0 \leq y \leq d_{eff}$ , при  $d_{eff} = 1,85$  мм, с незначительным отличием от реального размера образца  $d = 2$  мм.

В четвертой главе представлены результаты исследования изотропной брэгговской дифракции световых волн на РДС с наклонными доменными стенками Y-типа в кристаллах 5%MgO:LNbO<sub>3</sub>, как при отсутствии внешнего поля, так и для приложенного к изучаемым образцам напряжения с синусоидальной зависимостью от времени. Экспериментальному изучению и теоретическому анализу такой дифракции в отсутствие приложенного электрического поля посвящен подраздел 4.1. В п. 4.1.1 представлено описание исследуемой РДС с пространственным периодом  $\Lambda = 8,79$  мкм, сформированной электрической реполяризацией в кристалле 5%MgO:LiNbO<sub>3</sub>, и рассмотрена методика экспериментальной реализации на ней дифракции Брэгга, позволившей на длине волны  $\lambda = 632,8$  нм наблюдать распределения интенсивности света в максимумах различного порядка  $m$ , иллюстрируемые фотографиями на рисунке 2.

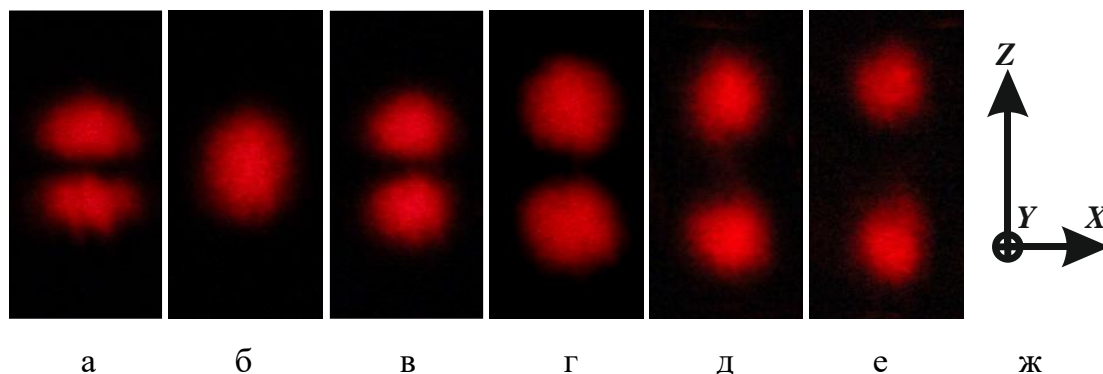


Рисунок 2 – Изображения максимумов для дифракции Брэгга различного порядка  $m$  на РДС с наклонными доменными стенками в плоскости наблюдения, нормальной к зондирующему пучку в зоне Фраунгофера на расстоянии  $R = 1,65$  м от кристалла: а –  $m = 1$ , б –  $m = 2$ , в –  $m = 3$ , г –  $m = 4$ , д –  $m = 5$ , е –  $m = 6$ , ж – ориентация осей кристалла

Проведенный анализ показал, что измеренные распределения интенсивности  $I_m(x')$  описываются функцией Гаусса, согласующейся с зависимостью  $I_0(x')$  для максимума нулевого порядка в плоскости наблюдения. Однако если дифракционный максимум второго порядка ( $m = 2$ , рисунок 2б) в направлении полярной оси  $Z$  выглядит лишь слегка уширенным по сравнению с распределением  $I_2(x')$ , то при  $m = 1, 3 - 6$  (рисунок 2а, 2г-е) зависимости  $I_m(z')$  характеризуются двумя максимумами, расстояние между которыми увеличивается с ростом порядка, начиная от  $m = 3$ . Экспериментальные зависимости для распределений  $I_m(z')$  в соответствующих дифракционных максимумах показаны кружками на рисунке 3.

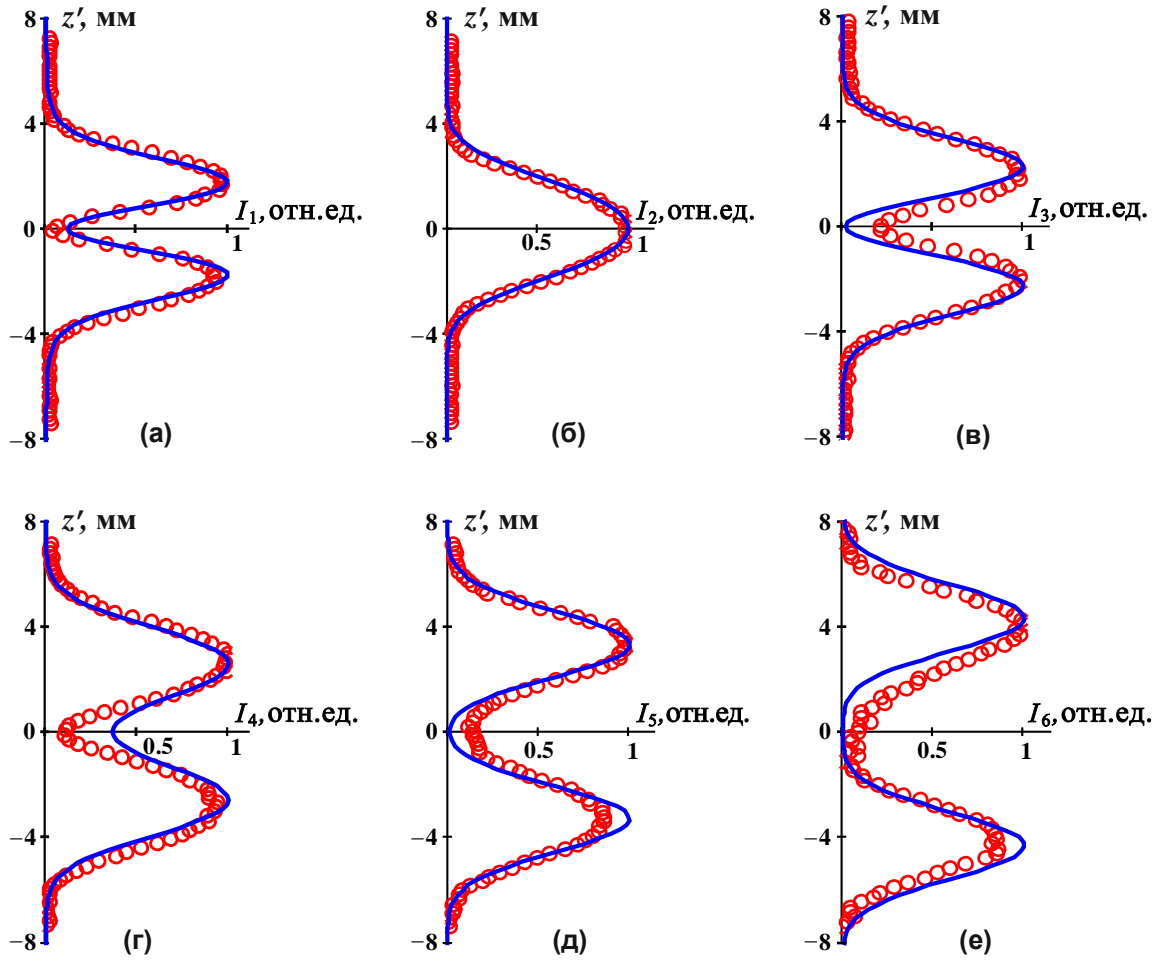


Рисунок 3 – Распределения интенсивности света в максимумах, соответствующих дифракции Брэгга различного порядка  $m$  на РДС с наклонными доменными стенками (рисунок 4.1 а – е соответственно). Кружки – эксперимент, кривые – расчет по разработанной теоретической модели

В п. 4.1.2 разработан подход к теоретическому анализу дифракции света на РДС с наклонными доменными стенками в отсутствие приложенного электрического поля, включающий в себя представление возмущений диэлектрической проницаемости кристалла в виде функции  $\delta\varepsilon_{33}(x, z)$ ; ее Фурье-разложение по пространственным гармоникам с составляющими дискретного спектра  $mK_x = m(2\pi/\Lambda)$ , комплексные амплитуды которых характеризуются непрерывным спектром с пространственными частотами  $K_z$ ; представление светового поля для зондирующего гауссова пучка через угловой спектр плоских волн и рассмотрение дифракции Брэгга для каждой составляющей дискретного спектра с использованием приближения слабой связи. Проведенный на его основе теоретический анализ показал, что возмущения оптических свойств в одноосном сегнетоэлектрическом кристалле в отсутствие внешнего приложенного электрического поля, создаваемые РДС с  $180^\circ$  наклонными стенками, могут быть представлены в виде дискретного набора пространственных гармоник с волновыми числами  $K_x^{(m)} = 2\pi m/\Lambda$ , амплитуды которых определяются интегралами Фурье по составляющим непрерывного углового спектра с волновыми числами  $K_z$ . Дифракция Брэгга зондирующего светового пучка на таких дискретных гармониках с номерами  $m = 1, 3, 4, \dots$  позволяет выделить в непрерывном спектре по координате  $K_z$  составляющие с максимальной амплитудой,

имеющие место для волновых чисел  $K_z^{(m)} = \pm(2\pi m/\Lambda)\text{tg}\alpha$ . Этим составляющим соответствуют экспериментально наблюдаемые в дальней зоне максимумы в распределениях интенсивности  $I_m(z')$  (см. рисунок 2 и 3), расстояние между которыми определяется углом наклона доменных стенок  $\alpha$  для исследуемой РДС. Для описания распределений интенсивностей  $I_m(z')$  в дифракционных картинах получены интегральные соотношения, которые позволили провести численные расчеты для максимумов с  $m = 1 \div 6$  и установить, что наилучшее соответствие расчетных распределений  $I_1(z')$  и  $I_2(z')$  в дифракционных максимумах первого и второго порядков экспериментальным данным имеет место при  $\alpha = 0,31^\circ \pm 0.01^\circ$ . При данном угле наклона доменных стенок  $\alpha$  расчетные зависимости  $I_m(z')$ , показанные на рисунке 3 сплошными линиями, удовлетворительно согласуются с экспериментально наблюдаемыми распределениями в дифракционных максимумах и при  $m = 3 - 6$ .

В подразделе 4.2 рассмотрена дифракция света на изучаемой РДС в кристалле  $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  в приложенном синусоидальном электрическом поле с частотой  $f$  и амплитудой  $U_m$ . Разработанная установка и методика экспериментального исследования такой дифракции в режиме Брэгга, описанная в п. 4.2.1, позволили установить, что временная эволюция дифракционной эффективности, не превышающей 10 %, для первой ( $\eta_1(t, U_m)$ ) и второй пространственной гармоники ( $\eta_2(t, U_m)$ ), при заданном значении  $U_m$ , может быть с достаточной точностью представлена в виде суммы нулевой, первой и второй гармоник модулирующего напряжения. При этом линейная зависимость от  $U_m$  в экспериментально регистрируемом временном спектре дифракционной эффективности  $\eta$  наблюдается только для основной гармоники с частотой  $f$ . В п. 4.2.2 с использованием известных соотношений для эффективности дифракции Брэгга при слабом взаимодействии и результатов анализа возмущений показателя преломления необыкновенных волн в РДС со стенками Y-типа в сегнетоэлектрических кристаллах симметрии  $3m$  во внешнем электрическом поле, проведенного в подразделе 2.3, получены соотношения для зависимостей постоянной составляющей  $\eta_{1,2}^{(0)}(U_m)$  и амплитуд первой и второй гармоник,  $\eta_{1,2}^{(1)}(U_m)$  и  $\eta_{1,2}^{(2)}(U_m)$ , с частотами  $f$  и  $2f$  соответственно, от амплитуды модулирующего сигнала  $U_m$  в отсутствие постоянного смещения. Проведенный в п. 4.2.3 анализ этих соотношений показал, что нелинейность амплитудной характеристики электрически управляемого дифракционного элемента на основе РДС приводит к квадратичному росту с  $U_m$  как для амплитуды второй гармоники  $\eta_{1,2}^{(2)}(U_m)$  от нулевого уровня, так и для постоянной составляющей  $\eta_{1,2}^{(0)}(U_m)$  от начального значения, определяемого эффектом дифракции на возмущениях, создаваемых доменными стенками. Амплитуда первой гармоники  $\eta_{1,2}^{(1)}(U_m)$  характеризуется линейной зависимостью от  $U_m$ , однако на скорость её роста оказывает влияние фазовый сдвиг  $\Delta\varphi$  между Фурье-компонентами основной гармоники в пространственном разложении возмущений, индуцируемых в РДС доменными стенками, и вызываемых в ней электрооптической модуляцией за счет приложенного внешнего поля.

**В пятой главе** исследована фотоиндуцированная проводимость РДС с наклонными стенками Y-типа в кристаллах  $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ . Применению



брэгговской дифракции зондирующих пучков с различными длинами волн на такой РДС с проводящими и заряженными стенками для обнаружения и экспериментального измерения спектральных характеристик фотоиндуцированной проводимости посвящен подраздел 5.1. В п. 5.1.1 описана методика эксперимента для образца  $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  с углом наклона стенок к полярной оси  $0,31^\circ$ , исследованного в главе 4, заключающаяся в регистрации динамики эффективности дифракции Брэгга первого порядка для зондирующего лазерного пучка, наблюдаемой после приложения к РДС постоянного электрического напряжения. В результате был обнаружен эффект экранировки внешнего постоянного электрического поля, прикладываемого к РДС, связанный с перераспределением заряда по наклонным доменным стенкам. Проведенный цикл экспериментов для излучения с  $\lambda = 457, 532, 633, 657$  и  $980$  нм показал, что динамика релаксации дифракционной эффективности  $\eta_+(t)$  и  $\eta_-(t)$  при положительной и отрицательной полярности прикладываемого напряжения слегка отличается, а ее скорость растет с увеличением интенсивности в максимуме  $I_0$  и с укорочением длины волны  $\lambda$  зондирующего гауссова пучка.

В п. 5.1.2 проведен анализ динамики релаксации эффективности дифракции Брэгга и расчет временной зависимости напряженности электрического поля в кристалле. На его основе разработана методика расчета релаксации электрического поля  $E_s(t)$  в кристалле в области, засвечиваемой зондирующим гауссовым пучком, основанная на использовании экспериментальных данных для динамики релаксации дифракционной эффективности  $\eta_-(t)$  и  $\eta_+(t)$ . В приближении слабой эффективности дифракции Брэгга первого порядка найдено аналитическое выражение, связывающее эти данные и эффективность дифракции на доменных стенках  $\eta_{dw}$  с зависимостью  $E_s(t)$ , обусловленной перераспределением электрических зарядов по проводящим доменным стенкам. С применением этой методики и экспериментальных данных для  $\eta_-(t)$ ,  $\eta_+(t)$  и  $\eta_{dw}$ , соответствующих зондирующим пучкам с длинами волн  $\lambda = 457, 532, 632,8, 655$  и  $980$  нм и максимальной интенсивностью  $I_0$  в диапазоне от  $0,18$  до  $315$  мВт/мм<sup>2</sup>, получены зависимости для  $E_s(t)$  при всех значениях прикладываемого внешнего постоянного напряжения  $U_0 = \pm 200, \pm 350$  и  $\pm 500$  В.

Проведенный в п. 5.1.3 анализ динамики релаксации напряженности электрического поля позволил найти аналитическое выражение для аппроксимирующей функции, при всех используемых в экспериментах значениях  $I_0$  и  $\lambda$ , удовлетворительно описывающее релаксацию электрического поля  $E_s(t, I_0, \lambda)$  в кристалле в области, засвечиваемой зондирующим гауссовым пучком. Получено, что на начальном участке она имеет чисто экспоненциальный (максвелловский) характер с временем релаксации, определяемым эффективной фотоиндуцированной проводимостью РДС  $\sigma_{eff}(I_0, \lambda)$ . Использование метода подгонки позволило получить массив экспериментальных данных по значениям  $\sigma_{eff}(I_0, \lambda)$  для зондирующих пучков с длинами волн  $\lambda = 457, 532, 632,8, 657$  и  $980$  нм и с максимальной интенсивностью  $I_0$  от  $0,18$  до  $315$  мВт/мм<sup>2</sup>, представленный в виде зависимостей от нее символами на рисунке 4.

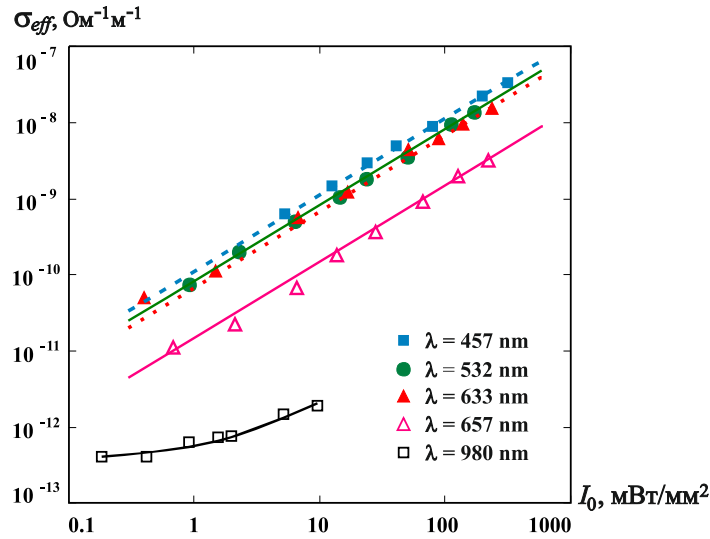


Рисунок 4 – Зависимости эффективной фотоиндуцированной проводимости РДС с наклонными стенками в кристалле 5%MgO:LiNbO<sub>3</sub> от максимальной интенсивности зондирующего пучка с различными длинами волн. Линиями показаны результаты их аппроксимации

В исследованной области наблюдаемые в диапазоне от 457 до 657 нм зависимости эффективной фотоиндуцированной проводимости от интенсивности хорошо описываются линейными функциями

$$\sigma_{eff}(I_0, \lambda) = B_{ph}(\lambda) I_0, \quad (5)$$

показанными прямыми на рисунке 4, с коэффициентами фотопроводимости  $B_{ph}(\lambda)$ . Фотоиндуцированная проводимость РДС для  $\lambda = 980$  нм близка к темновой проводимости объёмных монокристаллических образцов 5.5%MgO:LiNbO<sub>3</sub> [18], и удовлетворительно аппроксимируется зависимостью

$$\sigma_{eff}(I_0, \lambda) = \sigma_{dPDS} + B_{ph}(\lambda) I_0, \quad (6)$$

иллюстрируемой на рисунке 4 сплошной кривой, с усредненным значением  $\sigma_{dPDS} = 3,72 \cdot 10^{-13} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ .

Коэффициенты фотопроводимости  $B_{ph}(\lambda)$ , полученные при подгонке представленных на рисунке 4 линейных функций под экспериментальные данные, показаны точками на рисунке 5.

Из рисунке 5 видно, что резкое увеличение коэффициента фотопроводимости имеет место на длине волны, близкой к 630 нм, значительно большей, чем  $\lambda = 310$  нм, необходимой для реализации межзонных переходов на краю собственного поглощения в кристаллах MgO:LiNbO<sub>3</sub> [19]. Данное явление может быть обусловлено эффектом изгиба зон в области заряженных доменных стенок РДС, обсуждаемого ранее в теоретических работах [13, 20, 21], с соответствующим уменьшением ширины запрещенной зоны  $E_g$  в таких участках исследованного образца от известного значения  $E_g = 4$  эВ [19] до  $\sim 2$  эВ. При этом для зондирующего пучка с длиной волны  $\lambda = 457$  нм и максимальной интенсивностью  $I_0 = 315$  мВт/мм<sup>2</sup> эффективная фотоиндуцированная проводимость исследованной РДС в кристалле 5%MgO:LiNbO<sub>3</sub> превышает значение темновой проводимости монокристаллического образца MgO:LiNbO<sub>3</sub> более чем на пять порядков.

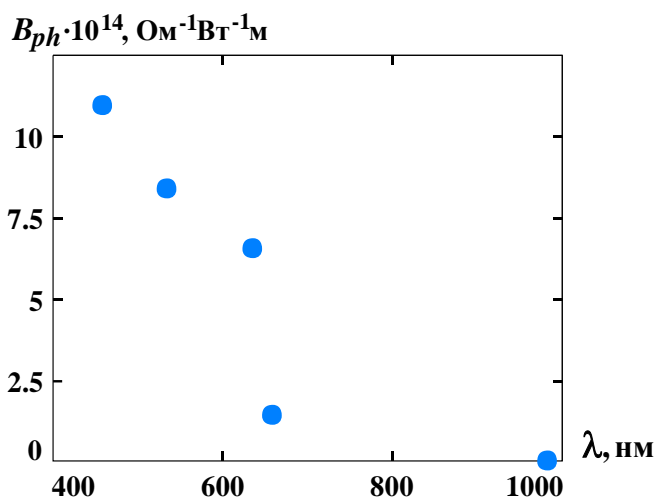


Рисунок 5 – Зависимость коэффициента фотопроводимости для РДС с наклонными доменными стенками в кристалле  $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  от длины волны зондирующего лазерного излучения

В подразделе 5.2 к исследованию фотоиндуцированной проводимости РДС с наклонными стенками Y-типа в кристаллах  $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  применяется методика тестирования фотопроводящих материалов, основанная на эффекте нестационарной фотоэдс [14]. В п.5.2.1. описана методика эксперимента и представлена схема используемой установки, иллюстрируемая рисунком 6.

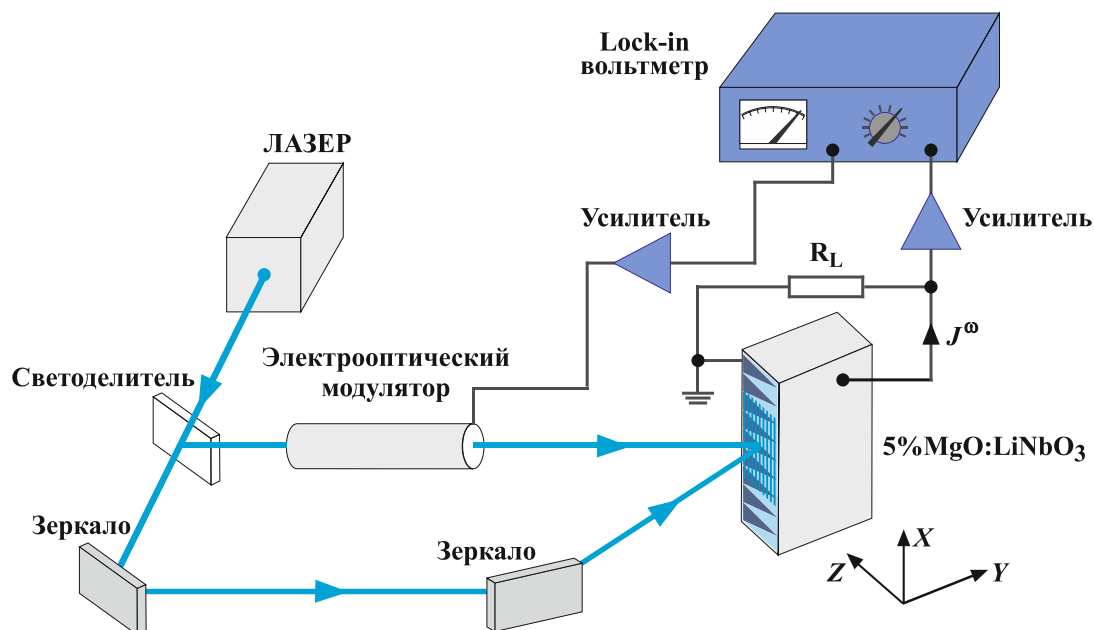


Рисунок 6 – Экспериментальная установка для исследования эффекта нестационарной фотоэдс в кристалле  $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  с РДС;  $R_L$  – нагрузочный резистор с номиналом 1 МОм (100 кОм для диапазона частот до 150 кГц);  $J^\omega$  – нестационарный фототок

Свет одночастотного лазера с  $\lambda = 457$  нм и мощностью  $P_{out} = 200$  мВт разделяется на светоделителе на два луча, один из которых модулируется по фазе с помощью электрооптического модулятора. Амплитуда фазовой модуляции с частотой  $f$  составляет  $\Delta = 0,36$ . Лучи направляются под заданным углом на исследуемый образец, где формируется интерференционная картина со средней интенсивностью  $I_0$ , контрастом  $m = 0,26$  и пространственной частотой  $K_{int}$ . Используется лазерное

излучение, поляризованное вдоль оси  $X$  кристалла. Ток, возникающий в кристалле с РДС, создаёт напряжение на нагрузочном резисторе  $R_L$ , которое усиливается и измеряется селективным Lock-in вольтметром. При расчёте тока учитывается емкость кристалла и входная емкость предусилителя  $C_{cr} + C_{in} \approx 6,0$  пФ. Для обеспечения омического характера контактов на грани кристалла, перпендикулярные полярной оси  $Z$ , наносились электроды с использованием серебряной пасты. Ориентация вектора решётки интерференционной картины вдоль оси  $Z$  обеспечивала возбуждение нестационарного фототока вдоль этой же оси.

В п. 5.2.2 представлены результаты экспериментов по определению фазы детектируемого сигнала, по частотным зависимостям амплитуды нестационарной фотоэдс  $|J_m^0|$  и амплитуды отклика фотопроводимости, по зависимостям максимальной амплитуды нестационарной фотоэдс и частот среза от интенсивности света и от пространственной частоты интерференционной картины. Сигнал фотоэдс для исследуемой РДС с наклонными доменными стенками в кристалле  $5\%MgO:LiNbO_3$  продемонстрировал поведение, характерное для диффузионного режима записи зарядовых решеток в материалах с электронным типом проводимости. Экспериментальные частотные зависимости  $|J_m^0|$ , измеренные при различных интенсивностях света для  $K_{int} = 1.6$  мкм $^{-1}$ , показаны символами на рисунке 7.

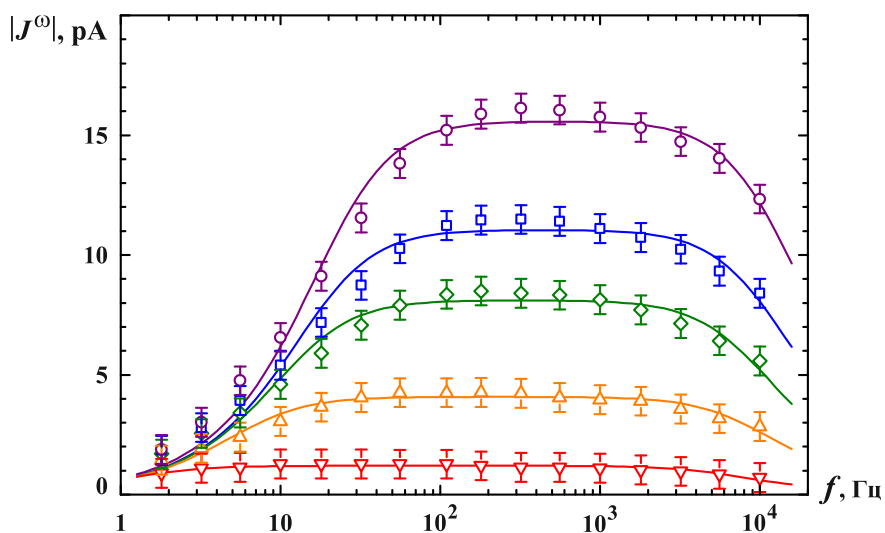


Рисунок 7 – Частотные зависимости амплитуды нестационарной фотоэдс, измеренные при различных интенсивностях света для  $K_{int} = 1.6$  мкм $^{-1}$ . Обозначено:  
 $\nabla$  –  $I_0 = 1,5$  Вт/см $^2$ ,  $\triangle$  –  $5,4$  Вт/см $^2$ ,  $\diamond$  –  $11$  Вт/см $^2$ ,  $\square$  –  $14$  Вт/см $^2$ ,  $\circ$  –  $21$  Вт/см $^2$

На зависимости присутствуют растущий, частотно-независимый и спадающий участки, обусловленные изменением амплитуд колебаний зарядовых решеток с частотой. В области низких частот решётка фотовозбужденных электронов зоны проводимости и решётка поля пространственного заряда, сформированная на глубоких ловушечных центрах, отслеживают смещения интерференционной картины. Пространственный сдвиг между решетками поддерживается примерно равным  $\pi/2$ , что не позволяет достичь большой величины дрейфовой компоненты тока. С увеличением частоты амплитуда колебаний решётки поля пространственного заряда уменьшается – она становится практически неподвижной. В то же время решётка фотопроводимости продолжает отслеживать смещения интерференционной картины. Периодическое смещение распределений относительно друг друга увеличивается,

обуславливая большую амплитуду тока. В области очень высоких частот обе решётки становятся неподвижными, результирующий ток уменьшается.

Аппроксимирующие частотные зависимости, показанные на рисунке 7 сплошными кривыми, построены с использованием известной теории нестационарной фотоэдс [23]. Из проведенного на ее основе анализа измеренных зависимостей сигнала от параметров освещения следует хорошая совместимость с теорией эффекта, развитой для обычных полупроводниковых материалов без фотогальванического эффекта и РДС. Эффективные фотоэлектрические параметры РДС с заряженными стенками определены для длины волны света  $\lambda = 457$  нм. Получено, что время максвелловской релаксации носителей заряда составило  $\tau_M = 8,0$  мс, время жизни  $\tau = 22$  мкс, диффузионная длина  $L_D = 0,32$  мкм.

В п.5.2.3 проводится обсуждение полученных результатов и отмечается, что поведение сигнала нестационарной фотоэдс в периодически поляризованном  $5\%MgO:LiNbO_3$  хорошо описывается в рамках стандартной теории эффекта [23] в довольно широкой области частот фазовой модуляции (1 – 10 кГц). При этом на частотных зависимостях нестационарной фотоэдс и отклика фотопроводимости обнаруживается участок медленного спада сигналов, характерный для поляронного и прыжкового механизмов переноса заряда в  $5\%MgO:LiNbO_3$ . Усредненный по периоду РДС коэффициент фотопроводимости в кристалле  $5\%MgO:LiNbO_3$ , измеренный методом нестационарной фотоэдс, который может быть определен как  $B_{ph}^{nst}(457 \text{ нм}) = \sigma_0 / I_0$ , имеет значение  $B_{ph}^{nst}(457 \text{ нм}) = 1,14 \cdot 10^{-13} \text{ Ом}^{-1}\text{Вт}^{-1}\text{м}$ . В пределах экспериментальной ошибки это значение совпадает с оценкой коэффициента  $B_{ph}(457 \text{ нм}) = 1,09 \cdot 10^{-13} \text{ Ом}^{-1}\text{Вт}^{-1}\text{м}$ , полученной выше в п. 5.1.3 с использованием метода дифракции Брэгга необыкновенного зондирующего лазерного пучка на исследуемой РДС.

**В заключении** изложены основные результаты диссертационной работы.

1. Развита общий подход к теоретическому анализу возмущений оптических свойств кристаллов класса симметрии  $3m$ , создаваемых в отсутствие внешнего поля ненаклонными доменными стенками и регулярными доменными структурами. На его основе в рамках теории Ландау-Гинзбурга-Девоншира получены соотношения, определяющие для неоднородной по пространству составляющей диэлектрического тензора полный набор его возмущений на частоте световой волны, наводимых в отсутствие внешнего поля электрическими и упругими полями доменной стенки X-типа в кристаллах симметрии  $3m$ .

2. Рассмотрены возможные варианты дифракции Брэгга на доменных стенках РДС в кристаллах симметрии  $3m$  со стенками Y- и X-типа в отсутствие внешнего поля и проанализированы условия их экспериментальной реализации.

3. Проведен анализ возмущений показателя преломления необыкновенных волн в РДС со стенками Y-типа в сегнетоэлектрических кристаллах симметрии  $3m$  во внешнем электрическом поле, приложенном вдоль оси Z. Для режима электрооптической дифракции Брэгга порядка  $m$  получено аналитическое выражение для таких возмущений, принимающее во внимание соответствующие пространственные гармоники распределения возмущений, создаваемых как приложенным электрическим полем, так и доменными стенками.

4. Выполнены экспериментальные исследования и проведен теоретический анализ изотропной и анизотропной дифракции световых волн на РДС с ненаклонными доменными стенками в кристалле  $1\%MgO:LiTaO_3$  в отсутствие

внешнего поля. В случае изотропной дифракции Брэгга необыкновенного зондирующего светового пучка (типа  $e-e$ ) ее максимальная эффективность наблюдается экспериментально во втором дифракционном порядке ( $m = 2$ ) и достигает значения  $\eta_{ee} = 3,08 \%$  на длине волны 532 нм. В режиме анизотропной дифракции типа  $e-o$  максимум эффективности также реализуется при  $m = 2$  и принимает значения  $\eta_{eo} \approx 0,4 \%$  на длинах волн 532 и 632,8 нм.

5. Получено, что для исследованной РДС с ненаклонными доменными стенками в кристалле  $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ , как для изотропной, так и для анизотропной дифракции Брэгга, в качестве модели возмущений для соответствующих компонент диэлектрического тенора хорошим приближением является гармоническая зависимость для первой, второй и последующих пространственных гармоник от координаты  $x$ . Развита теоретическая модель изотропной дифракции Брэгга в порядке с номерами  $m$ , использующая разложение в ряд Фурье по таким пространственным гармоникам для возмущений компоненты  $\Delta \epsilon_{33}^{Yg}(x)$ , позволившая удовлетворительно описать в ее рамках экспериментальные распределения дифракционной эффективности по порядкам от  $m = 1$  до  $m = 9$  для длин волн необыкновенного зондирующего пучка 532 и 632,8 нм.

6. Проведены экспериментальные исследования и разработан подход к теоретическому анализу брэгговской дифракции света на РДС с наклонными доменными стенками  $Y$ -типа в кристалле  $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  в отсутствие приложенного электрического поля. Экспериментально обнаружено расщепление картины распределения интенсивности дифракционных максимумов в дальней зоне  $I_m(z')$ , имеющих порядки вдоль полярной оси  $m = 1, 3 - 6$ , на два пятна, расстояние между которыми увеличивается с ростом  $m$ , начиная от  $m = 3$ . Для описания наблюдаемых распределений  $I_m(z')$  использовано представление возмущений диэлектрической проницаемости наклонными стенками в виде функции  $\delta \epsilon_{33}(x, z)$ ; ее Фурье-разложение по пространственным гармоникам с составляющими дискретного спектра  $mK_x = m(2\pi/\Lambda)$ , комплексные амплитуды которых характеризуются непрерывным спектром с пространственными частотами  $K_z$ ; представление светового поля для зондирующего гауссова пучка через угловой спектр плоских волн и рассмотрение дифракции Брэгга для каждой составляющей дискретного спектра с использованием приближения слабой связи.

7. Показано, что нелинейность амплитудной характеристики брэгговского элемента с дифракцией в первый (1) или второй (2) порядок, созданного на основе РДС в кристалле с наклонными стенками  $Y$ -типа в исследованном кристалле  $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  и электрически управляемого синусоидальным напряжением с амплитудой  $U_m$  и частотой  $f$ , приводит к присутствию в выходном световом пучке модуляции на второй гармонике с частотой  $2f$  с амплитудой  $\eta_{1,2}^{(2f)}(U_m)$ , квадратично возрастающей с  $U_m$ . Квадратичной зависимостью от  $U_m$  характеризуется и постоянная составляющая выходного пучка  $\eta_{1,2}^{(0)}(U_m)$ , определяемая эффектом дифракции на возмущениях, создаваемых доменными стенками. Амплитуда первой гармоники  $\eta_{1,2}^{(f)}(U_m)$  линейно зависит от  $U_m$ , однако на скорость её роста оказывает влияние фазовый сдвиг  $\Delta \phi$  между фурье-компонентами основной гармоники в пространственном разложении возмущений, индуцируемых в РДС доменными

стенками и вызываемых электрооптической модуляцией за счет приложенного внешнего поля.

8. Обнаружена и экспериментально исследована методом дифракции Брэгга проводимость РДС с заряженными доменными стенками Y-типа в кристалле 5%MgO:LiNbO<sub>3</sub>, фотоиндуцированная излучением с энергией квантов, меньшей ширины запрещенной зоны монодоменных образцов ниобата лития. Получено, что зависимости эффективной фотоиндуцированной проводимости  $\sigma_{eff}(I_0, \lambda)$  для исследуемой структуры от интенсивности света  $I_0$  хорошо описываются линейными функциями в диапазоне длин волн  $\lambda$  от 457 до 657 нм, с коэффициентами фотопроводимости  $B_{ph}(\lambda)$ , растущими с энергией квантов зондирующего пучка. При этом для зондирующего пучка с  $\lambda = 457$  нм и максимальной интенсивностью  $I_0 = 315$  мВт/мм<sup>2</sup> величина  $\sigma_{eff}$  превышает значение темновой проводимости монодоменного образца MgO:LiNbO<sub>3</sub> более чем на пять порядков, а наиболее резкий рост на спектральной зависимости  $B_{ph}(\lambda)$  с укорочением длины волны наблюдается при  $\lambda \approx 630$  нм.

9. Методика тестирования фотопроводящих материалов, основанная на возбуждении нестационарной фотоэдс, впервые успешно применена к исследуемой РДС с наклонными доменными стенками в кристалле 5%MgO:LiNbO<sub>3</sub>. Сигнал фотоэдс продемонстрировал поведение, характерное для диффузионного режима записи зарядовых решеток в материалах с электронным типом проводимости.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shur, V. Ya. Micro- and nano-domain engineering in lithium niobate / V. Ya. Shur, A. R. Akhmatkhanov, I. S. Baturin // *Appl. Phys. Rev.* – 2015. – Vol. 2. – P. 040604.
2. Шур, В. Я. Доменная нанотехнология в монокристаллах семейства ниобата лития и танталата лития / В. Я. Шур // *Наноматериалы и наноструктуры – XXI век.* – 2015. – Т. 6, № 1. – С. 38 – 45.
3. Catalan, G. Domain wall nanoelectronics. / G. Catalan, Seidel J., Ramesh R., J. F. Scott // *Reviews of Modern Physics.* – 2012. – Vol. 84(1). – P. 119.
4. Fejer, M. M. Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances / Martin M. Fejer, G. A. Magel, Dieter H. Jundt, Robert L. Byer // *IEEE J. of Q.E.* – 1992. – Vol. 28, № 11. – P.2631 – 2654.
5. Houe, M. An introduction to methods of periodic poling for second-harmonic generation / M. Houe, P. D. Townsend // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1995. – V.28. – P. 1747.
6. Александровский, А. Л. Линейная и нелинейная дифракционные решетки в монокристаллах ниобата лития с периодической доменной структурой / А. Л. Александровский, О. А. Глико, И. И. Наумова, В. И. Прялкин // *Квантовая электроника.* – 1996. – Т. 23, № 7. – С. 641.
7. Müller, M. Investigation of periodically poled lithium niobate crystals by light diffraction / M. Müller, E. Soergel, K. Buse, C. Langrock, M. M. Fejer // *J. Appl. Phys.* – 2005. – Vol. 97. – P.044102.
8. Shandarov, S. M. Collinear and isotropic diffraction of laser beam and incoherent light on periodically poled domain structures in lithium niobate / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, S. V. Smirnov, T. M. Akyibaev, M. V. Borodin, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // *Ferroelectrics.* – 2016. – Vol. 496. – P. 134 – 142.

9. Mhaouech, I. Low drive voltage electro-optic Bragg deflector using a periodically poled lithium niobate planar waveguide / I. Mhaouech, V. Coda, G. Montemezzany, M. Chauvet, L. Guilbert // *Opt. Lett.* – 2016. – Vol. 41, № 18. – P. 4174 – 4177.
10. Gnewuch, H. Nanosecond response of bulk-optical Bragg-diffraction modulator based on periodically poled LiNbO<sub>3</sub> / H. Gnewuch, C. N. Pannel, G. W. Ross, H. Geiger, P. G. R. Smith // *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 1998. – Vol. 10, № 12. – P. 1730 – 1732.
11. Yamada, M. Electric-field induced cylindrical lens, switching and deflection devices composed of the inverted domains in LiNbO<sub>3</sub> crystals / M. Yamada, M. Saitoh, H. Ooki // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – Vol. 69, № 24. – P. 3659.
12. Schröder, M. Conductive domain walls in ferroelectric bulk single crystals: Diss. / M. Schröder. – Dresden: Technische Universität Dresden, 2014.
13. Sturman, B. Quantum properties of charged ferroelectric domain walls / B. Sturman, E. Podivilov, M. Stepanov, A. Tagantsev, N. Setter // *Phys. Rev. B Condens. Matter.* – 2015. – Vol. 92. – P. 214112.
14. Petrov, M. P. Non-steady-state photo-electro-motive force induced by dynamic gratings in partially compensated photoconductors / M. P. Petrov, I. A. Sokolov, S. I. Stepanov, G. S. Trofimov // *J. Appl. Phys.* – 1990. – Vol. 68, № 5. – P. 2216.
15. Яковкин, И. Б. Дифракция света на поверхностных акустических волнах / И. Б. Яковкин, Д. В. Петров // *Наука, Сибирское отделение.* – Новосибирск, 1979. – 184 с. – УДК 535.42: 534.2.
16. Магдич, Л. Н. Акустооптические устройства и их применение / Л. Н. Магдич, В. Я. Молчанов. – М.: Советское Радио, 1978. – 112 с.
17. Пуговкин, А. В. Введение в оптическую обработку информации / А. В. Пуговкин, Л. Я. Серебренников, С. М. Шандаров. – Томск. Изд-во Томского университета, 1981. – 60 с.
18. Wengler, M. C. Ultraviolet light-assisted domain inversion in magnesium-doped lithium niobate crystals / M. C. Wengler, U. Heinemeyer, E. Soergel, K. Buse // *Journal of Applied Physics*, – 2005. – Vol. 98, № 6. – P. 064104.
19. Volk, T. Lithium Niobate: Defects, Photorefractive and Ferroelectric Switching / T. Volk, M. Wöhlecke. – Springer-Verlag, 2008.
20. Sturman, B. Ion and mixed electron-ion screening of charged domain walls in ferroelectrics / B. Sturman, E. Podivilov // *Europhys. Lett.* – 2018. – Vol. 122. – P. 67005.
21. Gureev, M. Y. Head-to-head and tail-to-tail 180° domain walls in an isolated ferroelectric / M. Y. Gureev, A. K. Tagantsev, N. Setter // *Phys. Rev. B.* – 2011. – Vol. 83. – P. 184104.
22. Taya, M. Photorefractive effects in periodically poled ferroelectrics / M. Taya, M. C. Bashaw, M. M. Fejer // *Opt. Lett.* – 1996 – Vol. 21. – P. 857.
23. Sokolov, I. A. Optically induced space-charge gratings in wide-bandgap semiconductors: techniques and applications / I. A. Sokolov, M. A. Bryushinin. – New York: Nova Science Publishers, Inc., 2017. – 229 p.

## ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

*Статьи в научных журналах, которые включены в Перечень рецензируемых научных изданий, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией при Министерстве образования и науки Российской Федерации для опубликования основных научных результатов*

1. Савченков, Е. Н. Дифракция света на регулярной доменной структуре с наклонными стенками в MgO:LiNbO<sub>3</sub> / Е. Н. Савченков, С. М. Шандаров,



С. В. Смирнов, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // Письма в ЖЭТФ. – 2019. – Т. 110, вып. 3. – С. 165–169.

*Переводная версия журнала*

**Savchenkov, E. N.** Diffraction of Light on a Regular Domain Structure with Inclined Walls in MgO:LiNbO<sub>3</sub> / **E. N. Savchenkov**, S. M. Shandarov, S. V. Smirnov, A. A. Esin, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // JETP Letters. – 2019. – Vol. 110, N 3. – P. 178.

2. **Савченко, Е. Н.** Наблюдение фотоиндуцированной проводимости регулярной доменной структуры с наклонными стенками в MgO:LiNbO<sub>3</sub> на длине волны 632.8 нм при дифракции Брэгга / **Е. Н. Савченко**, А. В. Дубиков, А. Е. Шараева, Н. И. Буримов, С. М. Шандаров, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // Письма в ЖЭТФ. – 2020. – Т. 112, № 10. – С. 644–649.

*Переводная версия журнала*

**Savchenkov, E. N.** Observation of the photoinduced conductivity in a regular domain structure with tilted walls in MgO:LiNbO<sub>3</sub> at a wavelength of 632.8 nm at Bragg diffraction / **E. N. Savchenkov**, A. V. Dubikov, A. E. Sharaeva, N. I. Burimov, S. M. Shandarov, A. A. Esin, A. R. Akhmatkhanov, and V. Ya. Shur // JETP Letters. – 2020. – Vol. 112, N 10. – P. 602–606.

3. Брюшинин, М. А. Нестационарная фотоэдс в периодически поляризованном кристалле MgO:LiNbO<sub>3</sub> / М. А. Брюшинин, В. В. Куликов, И. А. Соколов, **Е. Н. Савченко**, Н. И. Буримов, С. М. Шандаров, В. Я. Шур, А. Р. Ахматханов, М. А. Чувакова // ФТТ. – 2023. – Т. 65. – С. 207–211.

*Переводная версия журнала*

Bryushinin, M. A. Non-steady-state photo-EMF in a periodically poled MgO: LiNbO<sub>3</sub> crystal / M. A. Bryushinin, V. V. Kulikov, I. A. Sokolov, **E. N. Savchenkov**, N. I. Burimov, S. M. Shandarov, A. R. Akhmatkhanov, M. A. Chuvakova, V. Ya. Shur // Physics of the Solid State. – 2023. – Vol. 65, N 2. – P. 200–204.

*Статьи в научных журналах, которые включены в международные базы данных Web of Science и Scopus*

1. Shandarov, S. M. Linear diffraction of light waves on periodically poled domain structures in lithium niobate crystals: collinear, isotropic, and anisotropic geometries / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, T. M. Akylbaev, M. V. Borodin, **E. N. Savchenkov**, S. V. Smirnov, A. R. Akhmatkhanov, V. Y. Shur // J. Phys.: Conf. Ser. – 2017. – Vol. 867. – P. 012017.

2. Shandarov, S. M. Electrically controllable diffraction of light on periodic domain structures in ferroelectric crystals / S. M. Shandarov, **E. N. Savchenkov**, M. V. Borodin, A. E. Mandel, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // Ferroelectrics. – 2019. – Т. 542, № 1. – P. 58–63.

3. Shandarov, S. M. Perturbations of a dielectric tensor induced by domain walls of periodic domain structures in ferroelectric crystals: contribution to the Bragg diffraction of light waves / S. M. Shandarov, **E. N. Savchenkov**, N. I. Burimov, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // Laser Phys. – 2020. – Vol. 30. – P. 025401.

4. **Savchenkov, E. N.** Photoinduced conductivity during sub-bandgap illumination in periodically poled MgO:LiNbO<sub>3</sub> with charged domain walls / **E. N. Savchenkov**, A. V. Dubikov, D. E. Kuzmich, A. E. Sharaeva, S. M. Shandarov, N. I. Burimov, M. A. Chuvakova, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // Optical Materials. – 2021. – Vol. 122. – P. 111813.

*Доклады в трудах конференций, входящих в список РИНЦ*

1. Шандаров, С. М. Дифракционные и интерферометрические методы исследования периодически поляризованных доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата лития / С. М. Шандаров, А. Е. Мандель, **Е. Н. Савченков**, М. В. Бородин, С. В. Смирнов, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // XIV международная конференция HOLOEXPO 2017: Тезисы докладов, Москва – МГТУ им. Н. Э. Баумана. – 2017. – С. 203-209.

2. **Савченков, Е. Н.** Дифракция света на периодической доменной структуре в кристалле ниобата лития с приложенным синусоидальным полем / **Е. Н. Савченков**, С. М. Шандаров, А. Е. Мандель, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // VII Международная конференция по фотонике и информационной оптике: сборник научных трудов, Москва, – 2018. – С. 36–37.

3. Шандаров, С. М. Электрически управляемая дифракция света на периодических доменных структурах в сегнетоэлектрических кристаллах / С. М. Шандаров, **Е. Н. Савченков**, М. В. Бородин, А. Е. Мандель, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // HOLOEXPO 2018: тезисы докладов XV международной конференции по голографии и прикладным оптическим технологиям. – 2018. – С. 66–70.

4. **Савченков, Е. Н.** Дифракция света на регулярной доменной структуре с наклонными стенками в кристалле ниобата лития в приложенном постоянном электрическом поле / **Е. Н. Савченков**, С. М. Шандаров, С. В. Смирнов, А. В. Дубиков, В. Я. Шур, А. Р. Ахматханов, А. А. Есин // IX Международная конференция по фотонике и информационной оптике: сборник научных трудов. – М.: НИЯУ МИФИ, 2020. – С 37–38.

5. **Савченков, Е. Н.** Исследование эффективной проводимости регулярной доменной структуры с наклонными стенками в  $MgO:LiNbO_3$  методом дифракции Брэгга / **Е. Н. Савченков**, С. М. Шандаров, А. В. Дубиков, Е. В. Шараева, Н. И. Буримов, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // Сборник трудов XII международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2020», Санкт-Петербург, университет ИТМО. – 2020. – С. 138–140.

6. **Савченков, Е. Н.** Наблюдение линейности фотоиндуцированной проводимости регулярных доменных структур с наклонными стенками в ниобате лития / **Е. Н. Савченков**, С. М. Шандаров, А. В. Дубиков, Д. Е. Кузьмич, В. Я. Шур, А. Р. Ахматханов, А. А. Есин // X Международная конференция по фотонике и информационной оптике: сборник научных трудов. – М.: НИЯУ МИФИ, 2021. – С. 47–48.

7. Шандаров, С. М. Дифракционные методы исследования регулярных доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах семейства ниобата и танталата лития // С. М. Шандаров, **Е. Н. Савченков**, Н. И. Буримов, А. В. Дубиков, Д. Е. Кузьмич, Д. А. Губинская, М. А. Федянина, А. Р. Ахматханов, А. А. Есин, В. Я. Шур // HOLOEXPO 2021: XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям: тезисы докладов. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2021. – С.68–76.

8. Губинская, Д. А. Наблюдение анизотропной дифракции света на регулярной доменной структуре в кристалле танталата лития // Д. А. Губинская, М. А. Федянина, **Е. Н. Савченков** // Сборник избранных статей научной сессии ТУСУР, – Томск, 2021. – С.27–30.

9. **Савченков, Е. Н.** Дифракция световых пучков на регулярных доменных структурах в танталате лития // **Е. Н. Савченков**, С. М. Шандаров, А. В. Дубиков, Д. Е. Кузьмич, М. А. Федянина, Д. А. Губинская, В. Я. Шур, А. Р. Ахматханов,

М. А. Чувакова // Сборник научных трудов XI международной конференции по фотонике и информационной оптике, г. Москва, НИЯУ МИФИ. – 2022. – С. 60–61.

10. Губинская, Д. А. Брэгговская дифракция света на доменных стенках регулярных доменных структур в кристаллах ниобата и танталата лития / Д. А. Губинская, М. А. Федянина, **Е. Н. Савченков** // XX Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике, посвященный 100-летию со дня рождения Н.Г. Басова: сборник трудов конференции. – 2022. – С. 308 – 314.

*Публикации в других научных изданиях:*

1. Шандаров, С. М. Возмущения, создаваемые периодическими доменными структурами в сегнетоэлектрических кристаллах: вклад в эффекты взаимодействия световых волн / С. М. Шандаров, **Е. Н. Савченков** // Сборник трудов XVI Всероссийской школы-семинара «Волны в неоднородных средах» имени профессора А.П. Сухорукова, Можайск, Московская область. – 2018. – С. 58.

2. **Savchenkov, E. N.** Bragg diffraction of light on periodically poled domain structure in lithium niobate under external sinusoidal voltage / **E. N. Savchenkov**, S. M. Shandarov, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // ECAPD 2018, Moscow. – Book of abstracts. – 2018. – P. 75.

3. **Savchenkov, E. N.** Light diffraction on periodically poled domain structures in lithium niobate crystal in an sinusoidal voltage / **E. N. Savchenkov**, S. M. Shandarov, A. E. Mandel, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // SPM-2018, Ekaterinburg. – Abstract book. – 2018. – P. 192–193.

4. **Савченков, Е. Н.** Брэгговская дифракция света на периодической доменной структуре в кристалле  $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$  в приложенном синусоидальном поле / **Е. Н. Савченков**, С. М. Шандаров, А. Е. Мандель, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // Труды школы-семинара «Волны-2018». Акустоэлектроника и акустооптика. – М., 2018. – С. 45–48.

5. **Савченков, Е. Н.** Брэгговская дифракция света в периодически поляризованном  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  в приложенном электрическом поле в условиях релаксации, обусловленной фотоиндуцированной проводимостью доменных стенок / **Е. Н. Савченков**, А. В. Дубиков, А. Е. Шараева, Н. И. Буримов, С. М. Шандаров, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // Труды школы-семинара «Волны-2020». Когерентная и нелинейная оптика, Москва, МГУ. – 2020. – С.48–50.

6. **Савченков, Е. Н.** Динамика эффективности дифракции Брэгга на регулярной доменной структуре с наклонными стенками в  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  в приложенном постоянном электрическом поле / **Е. Н. Савченков**, А. В. Дубиков, А. Е. Шараева, Д. Е. Кузьмич, С. М. Шандаров, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // Труды школы-семинара «Волны-2021». Когерентная и нелинейная оптика, Москва, МГУ. – 2021. – С.107.

7. **Савченков, Е. Н.** Регистрация фотоиндуцированной проводимости регулярной доменной структуры с наклонными стенками в кристалле  $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  на длинах волн 457, 532 и 632.8 нм / **Е. Н. Савченков**, С. М. Шандаров, Н. И. Буримов, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // XXII Всероссийская конференция по физике сегнетоэлектриков (ВКС-XXII): сборник тезисов, Екатеринбург, УрФУ. – 2021. – С. 56–57.

8. **Савченков, Е. Н.** Анизотропная дифракция лазерного излучения на регулярных доменных структурах в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$  / **Е. Н. Савченков**, Н. И. Буримов, С. М. Шандаров, Д. А. Губинская, М. А. Федянина, А. Р. Ахматханов, М. А. Чувакова, В. Я. Шур // Сборник тезисов IV семинара «Современные нанотехнологии» (IWMN-2022), Екатеринбург, УрФУ. – 2022. – С. 114 – 115.