

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники»

УДК 538.91, 538.935, 538.71.

На правах рукописи



Савченков Евгений Николаевич

ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН НА РЕГУЛЯРНЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ LiNbO_3 И LiTaO_3

Специальность 1.3.8 – Физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор
физико-математических наук

Шандаров Станислав Михайлович

Научный консультант:

доктор
физико-математических наук

Соколов Игорь Александрович

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	6
1. ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН НА РЕГУЛЯРНЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА И ТАНТАЛА ЛИТИЯ	15
1.1 Регулярные доменные структуры в кристаллах ниобата и танталата лития	15
1.2 Линейная дифракция света на регулярных доменных структурах в кристаллах ниобата и танталата лития	22
1.3 Выводы по главе 1	37
2. ВОЗМУЩЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ СИММЕТРИИ 3М, СОЗДАВАЕМЫХ НЕНАКЛОННЫМИ ДОМЕННЫМИ СТЕНКАМИ И РЕГУЛЯРНЫМИ ДОМЕННЫМИ СТРУКТУРАМИ	39
2.1 Электрические и упругие поля, создаваемые 180-градусными доменными стенками Y- и X-типа в безграничном кристалле симметрии 3т	39
2.1.1 Уравнения состояния кристалла в сегнетоэлектрической фазе	39
2.1.2 Электрические и упругие поля, создаваемые 180-градусной доменной стенкой Y-типа в безграничном кристалле симметрии 3т	42
2.1.3 Электрические и упругие поля, создаваемые 180-градусной доменной стенкой X-типа в безграничном кристалле симметрии 3т	47
2.2 Возмущения оптических свойств, создаваемые 180-градусными доменными стенками Y- и X-типа в безграничном кристалле симметрии 3т в отсутствие внешнего поля	50
2.2.1 Возмущения оптических свойств, создаваемых 180-градусной доменной стенкой Y-типа в безграничном кристалле симметрии 3т	51

2.2.2 Возмущения оптических свойств, создаваемых 180-градусной доменной стенкой X-типа в безграничном кристалле симметрии $3m$	52
2.2.3 Анализ возможных вариантов геометрии дифракции Брэгга на доменных стенках регулярных доменных структур со стенками Y- и X-типа в отсутствие внешнего поля	53
2.3 Возмущения показателя преломления необыкновенных волн в регулярной доменной структуре со стенками Y-типа в сегнетоэлектрических кристаллах симметрии $3m$ во внешнем электрическом поле	58
2.4 Выводы по главе 2	60
3. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА РЕГУЛЯРНЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ С НЕНАКЛОННЫМИ ДОМЕННЫМИ СТЕНКАМИ Y-ТИПА В КРИСТАЛЛАХ СИММЕТРИИ $3M$ В ОТСУТСТВИЕ ВНЕШНЕГО ПОЛЯ	63
3.1 Экспериментальные исследования дифракции света на регулярной структуре с ненаклонными доменными стенками Y-типа в кристалле $1\%MgO:LiTaO_3$	63
3.1.1 Образец кристалла $1\%MgO:LiTaO_3$ с регулярной доменной структурой	63
3.1.2 Изотропная дифракция света на регулярной доменной структуре с многими дифракционными максимумами	67
3.1.3 Изотропная брэгговская дифракция света на регулярной доменной структуре с ненаклонными доменными стенками Y-типа в кристалле $1\%MgO:LiTaO_3$	68
3.2 Теоретический анализ изотропной брэгговской дифракции света на регулярной структуре с ненаклонными доменными стенками Y-типа в кристалле $1\%MgO:LiTaO_3$	73
3.3 Анизотропная брэгговская дифракции света на регулярной структуре с ненаклонными доменными стенками Y-типа в кристалле $1\%MgO:LiTaO_3$	79

3.3.1 Условия синхронизма и расчет углов анизотропной дифракции Брэгга	80
3.3.2 Методика и результаты экспериментальных исследований	83
3.4 Выводы по главе 3	88
4. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА РЕГУЛЯРНЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ С НАКЛОННЫМИ ДОМЕННЫМИ СТЕНКАМИ Y-ТИПА В КРИСТАЛЛАХ СИММЕТРИИ $3m$	92
4.1 Дифракция света на регулярной доменной структуре с наклонными доменными стенками Y-типа в кристалле $5\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ в отсутствие приложенного электрического поля	93
4.1.1 Методика и результаты эксперимента	93
4.1.2 Теоретическая модель дифракции света на регулярной доменной структуре с наклонными доменными стенками в отсутствие приложенного электрического поля	95
4.2 Дифракция света на регулярной доменной структуре с наклонными доменными стенками Y-типа в кристалле $5\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ в приложенном синусоидальном электрическом поле	100
4.2.1 Эксперимент	101
4.2.2 Теоретическая модель дифракции света на РДС с доменными стенками Y-типа в кристаллах симметрии $3m$ в приложенном синусоидальном электрическом поле	104
4.2.3 Результаты анализа брэгговской дифракции света на РДС с доменными стенками Y-типа в кристалле $5\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ в приложенном синусоидальном электрическом поле	105
4.3 Выводы по главе 4	107
5. ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ РЕГУЛЯРНЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР С НАКЛОННЫМИ СТЕНКАМИ В КРИСТАЛЛАХ $5\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$	110

5.1 Исследование фотоиндуцированной проводимости регулярных доменных структур с наклонными стенками Y-типа в кристаллах 5%MgO:LiNbO ₃ методом дифракции Брэгга	112
5.1.1 Методика и результаты эксперимента	112
5.1.2 Анализ динамики релаксации эффективности дифракции Брэгга и расчет напряженности электрического поля в кристалле	119
5.1.3 Анализ динамики релаксации напряженности электрического поля в кристалле 5%MgO:LiNbO ₃ и результаты расчетов фотоиндуцированной проводимости доменных стенок РДС	123
5.2 Исследование фотоиндуцированной проводимости регулярных доменных структур с наклонными стенками Y-типа в кристаллах 5%MgO:LiNbO ₃ методом нестационарной фотоэдс	128
5.2.1 Методика эксперимента	128
5.2.2 Экспериментальные результаты	130
5.2.3 Обсуждение результатов	134
5.3 Выводы по главе 5	136
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	140
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ	143
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	144

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 [1-24]. Среди таких материалов выделяются ниобат лития (LN) и танталат лития (LT), принадлежащие к классу симметрии $3m$, обладающие хорошими электрооптическими и нелинейно-оптическими свойствами [1-29]. Развивающиеся в настоящее время методы доменной инженерии [1-3, 13, 14, 17] позволяют создавать в кристаллах LN и LT регулярные доменные структуры (РДС) с высоким качеством и с хорошей воспроизводимостью параметров, контроль которых является важной задачей.

Одним из неразрушающих и информативных методов определения качества РДС является дифракция света на создаваемых ими в кристалле возмущениях оптических свойств в линейном режиме [30 – 37]. Кроме того, метод линейной дифракции Брэгга на РДС в приложенном внешнем электрическом поле позволяет реализовать устройства управления временными и пространственными параметрами лазерного излучения, такие как оптические дефлекторы, переключатели и модуляторы с низким постоянным [11, 12, 15, 19] и импульсным [16] 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 [36, 37], так и с линейным электрооптическим эффектом в приложенном внешнем электрическом поле [12, 31]. 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 [38–42]. 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 [38 – 42]. 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 [43 – 45] 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 centrosymmetric, так и в non-centrosymmetric средах, к которым относятся кристаллы LN и LT, является метод нестационарной фотоэдс [46–48]. 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 LiNbO_3 и LiTaO_3 методами линейной дифракции света и нестационарной фотоэдс и 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 приложенного внешнего электрического поля.

3. Проведены экспериментальные исследования и разработан подход к теоретическому анализу брэгговской дифракции света на РДС с наклонными

доменными стенками Y-типа в кристалле $5\%MgO:LiNbO_3$ в отсутствие приложенного внешнего 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 $5\%MgO:LiNbO_3$, 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 $5\%MgO:LiNbO_3$ 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 XU кристалла $1\%MgO:LiTaO_3$ 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 тенора $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^Y(x)$ 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 $1\%MgO:LiTaO_3$, 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 Λ_{1av}/m , определяемыми паспортным значением Λ , 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 $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 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 $\eta_{1,2}^{(2,f)}(U_m)$, 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 $\Delta\phi$ 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 $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 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 λ 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 $I_0 = 315 \text{ мВт/мм}^2$ величина σ_{eff} превышает значение темновой проводимости монодоменного образца $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 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 контролируруемыми ошибками измерений, и подтверждается на качественном уровне экспериментальным обнаружением предсказанных эффектов дифракции света на РДС в кристаллах $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ и $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$, 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.); 3rd 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 публикации 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 главам. Объем диссертации 159 страниц, включая 35 рисунков и 3 таблицы. Список литературы содержит 142 наименования.

Глава 1. Дифракция световых волн на регулярных доменных структурах в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата и танталата лития

В настоящей главе представлен обзор работ [1–72, 77], посвященных регулярным доменным структурам, сформированным электрической переполяризацией в сегнетоэлектрических монокристаллах ниобата и танталата лития, характеристикам этих материалов, а также методам описания и исследования таких структур и приложениям, связанным с преобразованием спектральных параметров и модуляцией лазерного излучения.

1.1 Регулярные доменные структуры в кристаллах ниобата и танталата лития

Создание стабильных специализированных регулярных доменных структур (РДС) в коммерчески доступных сегнетоэлектриках в настоящее время представляет собой важную задачу доменной инженерии, направленную на разработку элементов с необходимыми характеристиками для различных приложений [1–3]. Пространственная модуляция электрооптических и нелинейно-оптических характеристик сегнетоэлектрических монокристаллов в области РДС широко используются для реализации нелинейных квазисинхронных преобразований спектрального состава и модуляции параметров лазерного излучения [1, 4 – 24]. Среди сегнетоэлектрических кристаллов, обладающих хорошими нелинейно-оптическими и электрооптическими свойствами, позволяющими создавать в них РДС методами доменной инженерии, выделяются ниобат и танталат лития [1–24], принадлежащие к классу симметрии $3m$. Наиболее распространенным методом создания РДС общепризнанно является электрическая переполяризация с использованием структурированных электродов [1, 2, 4 – 7, 11 – 14, 17]. Этот метод использует прикладываемое к объему кристалла с помощью нанесенных на него электродов, имеющих необходимую поверхностную конфигурацию, электрическое поле с напряженностью E , превышающее коэрцитивное поле E_c . Снижение коэрцитивного поля до приемлемых значений в

монокристаллах широко применяемого для реализации РДС конгруэнтного ниобата лития достигается его легированием оксидом магния с концентрацией 5 мол. %; такие материалы принято отмечать, как $5\%MgO:LiNbO_3$ (см., например, [1, 13, 25, 26]). РДС с высоким качеством создаются также в кристаллах танталата лития стехиометрического состава, легированных MgO с концентрацией 1 мол. %, обозначаемых как $1\%MgO:LiTaO_3$ [27 –29]. Следует отметить, что легирование оксидом магния, кроме снижения коэрцитивного поля, практически полностью подавляет фоторефрактивный эффект, приводящий к формированию объемных неоднородностей в элементах оптических систем на основе электрооптических кристаллов LN и LT [1, 13, 28].

Одной из важнейших характеристик материалов, используемых для создания оптических элементов, предназначенных для нелинейных преобразований и модуляции лазерного излучения, является область прозрачности. Применяемые для реализации элементов $5\%MgO:LiNbO_3$ монокристаллы LN конгруэнтного состава прозрачны в области $0,32 - 5\mu m$ [13, 26]. Являющиеся основой элементов с материалом $1\%MgO:LiTaO_3$ стехиометрические монокристаллы LT обладают областью прозрачности, $0,27 - 6\mu m$ [27]. Дисперсия обыкновенного и необыкновенного показателей преломления этих материалов, $n_o(\lambda)$ и $n_e(\lambda)$ соответственно, описываются температурно-зависимыми уравнениями Зелмеера, обсуждаемыми, в частности, в [13, 26] для $5\%MgO:LiNbO_3$ и в [13, 29] для $1\%MgO:LiTaO_3$.

Считается, что физические свойства материала в переполяризованных и в исходных областях РДС соответствуют таковым для монокристаллов LN и LT, принадлежащих ниже температуры Кюри T_C к классу симметрии $3m$. При комнатных температурах необходимые для анализа и описания физических эффектов в нелинейных, электрооптических и акустооптических элементах на основе данных кристаллов материальные параметры хорошо известны. Значения компонент тензора квадратичной восприимчивости d_{22} , d_{31} и d_{33} для кристаллов ниобата лития стехиометрического и конгруэнтного составов, а также для легированного оксидом магния конгруэнтного $5\%MgO:LiNbO_3$ приведены в

справочниках [25, 26]. Результаты экспериментальных измерений компонент d_{22} , d_{31} , d_{33} и d_{24} для стехиометрического кристалла $0,5\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ представлены в работе [27]. Линейные электрооптические коэффициенты для механически зажатых кристаллов LN и LT на длине волны 632,8 нм приведены в [26, 49] и [27, 50]. Подробные данные по температурным зависимостям упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических материальных параметров кристаллов LN и LT представлены в [51], а по фотоупругим постоянным в [52] для LN и в [53] для LT.

Для описания термодинамики сегнетоэлектриков в температурном диапазоне, включающем и температуру Кюри, имеющую значения $T_C = 1486$ К для конгруэнтного $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ и $T_C \approx 960$ К для стехиометрического танталата лития [26] в рамках теории Ландау-Гинзбурга-Девоншира (ЛГД) (см., например, [54 – 57]), обычно используется разложение свободной энергии Гельмгольца F для сегнетоэлектрика с фазовым переходом второго рода. Такое разложение общего вида получено в работе [58], а для кристаллов LN и LT, с соответствующими им коэффициентами, представлено в [59], но без учета членов, учитывающих вклад прямого и обратного флексоэлектрического эффектов в свободную энергию Гельмгольца. Здесь же приведены значения спонтанной поляризации $P_S = 70\text{--}75$ мкКл/см² для LN и $P_S = 50\text{--}55$ мкКл/см² для LT и коэффициентов электрострикции $d_{31}^S = 0,216 \cdot 10^9$ Н·м²/Кл² и $d_{31}^S = -0,202 \cdot 10^9$ Н·м²/Кл² для кристаллов LN и LT, соответственно.

Как отмечено в [59], в кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 при фазовом переходе второго рода точечная группа симметрии $\bar{3}m$ в парафазе понижается до $3m$ в сегнетоэлектрической фазе при температурах Кюри $T_C \sim 1190^\circ \text{C}$ и $T_C \sim 690^\circ \text{C}$, соответственно. При этом в кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 стехиометрического состава, а также в конгруэнтном LiNbO_3 , при переполяризации во внешнем электрическом поле при комнатной температуре формируются домены с шестиугольным поперечным сечением, со стенками, параллельными кристаллографической плоскости YZ (Y-типа). Однако в конгруэнтном LiTaO_3

переполаризованные области имеют треугольное сечение, с доменными стенками, параллельными кристаллографической плоскости XZ (X -типа) [59].

Идеальным вариантом РДС для генерации второй оптической гармоники лазерного излучения является периодическая доменная структура, схематично показанная на рисунке 1.1.

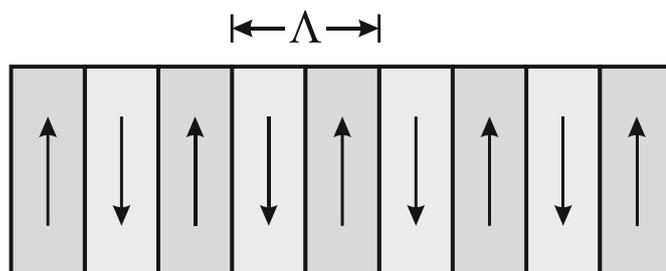


Рисунок 1.1 – Модель доменной структуры с пространственным периодом Λ [13]

Обычно используемая кристаллографическая ориентация для периодически поляризованных структур в ниобате и танталате лития соответствует наличию доменных стенок, параллельных кристаллографической плоскости YZ , как показано на рисунке 1.2.

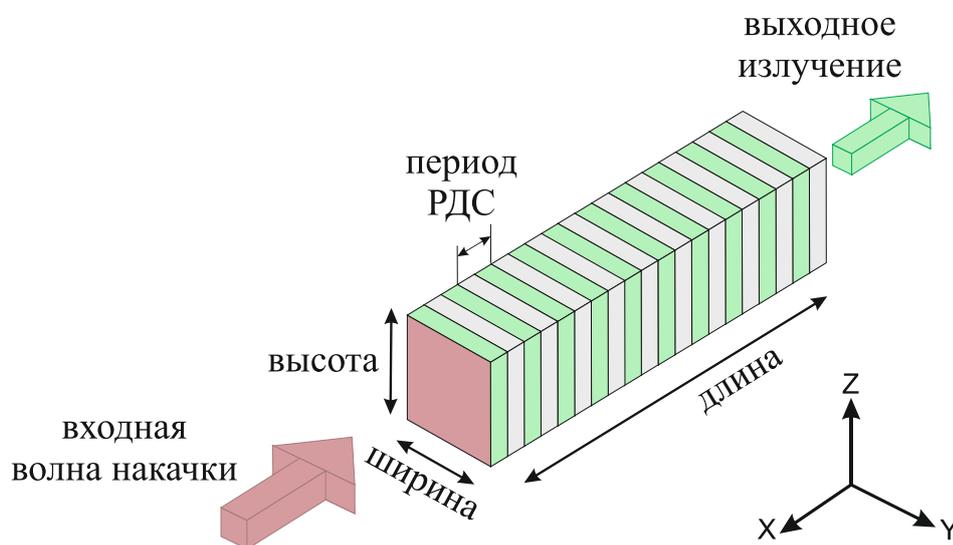


Рисунок 1.2 – Кристаллографическая ориентация для PPLN и PPLT

[www.covesion.com]

Реальные доменные структуры отличаются от идеальных, как это можно видеть на рисунке 1.3 на примере фотографии поверхности кристалла с PPLN, приведенной в [60], снятой со стороны однородного электрода, используемого для

электрической переполяризации. Влияние отклонений от регулярности таких структур на эффективность квазисинхронных нелинейных взаимодействий подробно рассмотрено авторами [4]. Они выделяют такие дефекты РДС, как отсутствие переполяризации для некоторых участков; случайные ошибки в положении доменных стенок; случайные ошибки периодичности; дискретизация положений доменных границ, связанная с особенностями фотолитографического процесса изготовления соответствующей маски.

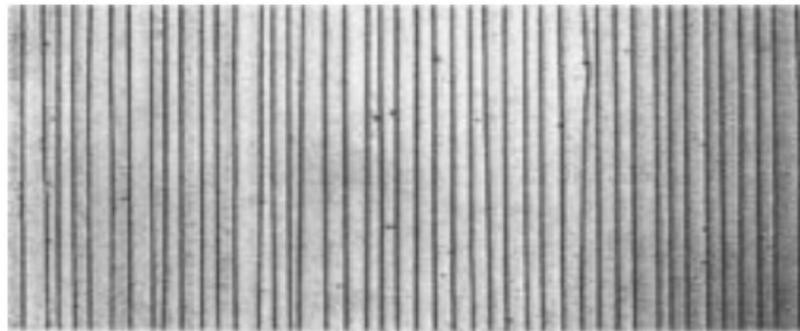


Рисунок 1.3 – Типичная PPLN-структура с толщиной 0,5 мм и периодом 30 мкм.

Показан вид поверхности Z^- , на которую был нанесен однородный электрод; картина обычно лучше для поверхности Z^+ с пространственно-структурированным электродом, которым определяется период Λ [60]

Для идеальных изинговских стенок Y -типа в структурах PPLN и PPLT изменения модуля вектора спонтанной поляризации $P_z(x)$, направленного вдоль полярной оси Z , происходят от значения $-P_S$ до $+P_S$, или от $+P_S$ до $-P_S$, в соответствии с известным выражением [3, 13, 54, 59, 61]

$$P_z(x) = \pm P_S \operatorname{th} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \quad (1.1)$$

где ω_0 – половинная толщина доменной стенки. В работе [3] для структур PPLN приводится оценка $2\omega_0 < 2$ нм, однако авторами [13], на основании результатов измерений методами пьезорезонансной силовой микроскопии, утверждается, что для кристаллов LN эта величина может находиться в пределах от 65 до 150 нм.

Кроме того, доменные стенки в данных кристаллах могут иметь наклон к полярной оси, достигающий $0,2^\circ$ и более [38–42].

Следует отметить, что в последнее время проявляется значительный интерес к таким наклонным доменным стенкам в сегнетоэлектриках, которые являются заряженными и обладают проводимостью, на много порядков превосходящей её объемную величину для монодоменного сегнетоэлектрика [40, 41, 62–65]. Металлический тип проводимости заряженных доменных стенок в LN [40, 62], привлекателен для приложений, в которых его нелинейные и электрооптические свойства могут использоваться в сочетании с функциональными активными элементами наноэлектроники [3, 66] для реализации нового поколения адаптивных оптических элементов, электрически управляемых интегрально-оптических схем квантовой фотоники и гибридных оптоэлектронных приборов. Проводимость заряженных стенок для отдельных доменов изучалась методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) [3, 38, 40, 42, 64, 65] и наноимпедансной спектроскопии [42]. При этом в образцах $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ с изолированными доменами шестиугольной формы сигнал проводимости АСМ наблюдался только при подсветке одной из граней кристалла ультрафиолетовым излучением с энергией кванта, превосходящей ширину запрещенной зоны образца [38], составляющей для легированного оксидом магния ниобата лития около 4 эВ [13]. Однако в теоретических работах [43–45] был предсказан эффект изгиба зон в области заряженных доменных стенок РДС в сегнетоэлектриках, что может привести к возможности фотоиндуцированного изменения их проводимости в кристаллах $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ и длинноволновым излучением, относящимся к видимому диапазону, с энергией квантов $\hbar\omega < 4$ эВ.

Авторами [1] сформулированы следующие требования к кристаллам для микро- и нанодоменной инженерии, являющиеся важными для реализации PPLN и PPLT:

1. Наличие технологии роста кристаллов, которая позволяет производить пластины больших размеров, около 3-4 дюймов в диаметре, с высокой однородностью.

2. Доменная структура должна быть абсолютно стабильной в широком диапазоне температур, при циклировании с высокими скоростями нагрева и охлаждения, а также в условиях приложения переменного поля с амплитудами, требуемыми для электрооптических применений.
3. Для эффективного преобразования частоты лазерного излучения необходимо обеспечить прецизионную точность доменных структур с воспроизводимостью периода не хуже 20 нм [7, 67]. Эти требования особенно важны для структур с доменными периодами, составляющими менее 4 мкм, предназначенных для генерации второй гармоники (SHG) в фиолетовой области спектра [68–71].
4. Оптимальное значение порогового электрического поля переключения поляризации определяется двумя противоречивыми требованиями. Высокое пороговое значение этого поля затрудняет создание образцов PPLN с толщиной более 5 мм, необходимых для спектральных преобразований излучения высокой мощности, в то время как его низкое значение приводит к нестабильности сформированной доменной структуры.
5. Кристалл должен быть устойчив к оптическому повреждению. Эта проблема обычно решается путем его легирования нефоторефрактивными примесями (чаще всего Mg) с достаточно высокой концентрацией, но это вызывает проблемы с однородностью по всей используемой пластине основных параметров, определяющих кинетику доменной реполяризации.

Таким образом, важной задачей при создании РДС в сегнетоэлектрических кристаллах является контроль их параметров. Одним из неразрушающих и информативных методов определения качества РДС является дифракция света на доменной структуре в линейном режиме.

1.2 Линейная дифракция света на РДС в кристаллах ниобата и танталата лития

Метод линейной дифракции Брэгга в легированных иттрием, диспрозием и магнием в качестве второй примеси кристаллах ниобата лития на РДС, полученных непосредственно в процессе их выращивания в направлении нормали к грани $(01\bar{1}2)$, был успешно использован авторами [30] для определения профиля создаваемых доменными стенками на пространственном периоде Λ возмущений необыкновенного показателя преломления. Линейная дифракция исследовалась на длине волны 633 нм, при поляризации света, соответствующей необыкновенной волне. В результате были проведены измерения дифракционных эффективностей для 15 брэгговских порядков, из которых авторы рассчитали амплитудные значения для соответствующих возмущений показателя преломления. При этом авторы получили, что высшие порядки, начиная, как правило с четвертого, имели искажения, представляющие собой нарастающее с увеличением порядка дифракции уширение максимума на зависимости дифракционной эффективности от угла падения света, по сравнению с рассчитанной зависимостью для обычной периодической решетки. Для высоких порядков ими измерялась не максимальная дифракционная эффективность при изменении угла падения света, а интегральная мощность излучения, рассеянная в каждый порядок дифракции. Следует отметить, что представленные ими величины дифракционной эффективности η_m и амплитуд решеток, имеющих значения $\Delta n_{em} \sim 10^{-5}$, для четных порядков с $m = 2, 4, 6, 8, 10$ и 12, с ростом m монотонно уменьшались, в то время как для всех нечетных порядков монотонной зависимости от m не наблюдалось. При этом имели место неравенства $\eta_1 < \eta_2$, $\eta_3 < \eta_4$, $\eta_5 < \eta_6$, $\eta_7 < \eta_8$, $\eta_9 < \eta_{10}$ и $\eta_{11} < \eta_{12}$.

Авторами [30] при синтезе профиля решетки возмущений $\Delta n_e(z')$, где z' – координата, измеряемая в направлении нормали к слоям решетки, использовался набор данных для измеренных дифракционных эффективностей всех 15 порядков. Чтобы синтезировать профиль решетки из 15 фурье-компонент Δn_{em} , ими было сделано предположение, что результирующая решетка $\Delta n_e(z')$ симметрична

относительно середины границы, разделяющей домены, то есть ее разложение представляет собой косинусный ряд:

$$\Delta n_e(z') = \sum_m \Delta n_e \cos\left(m \frac{2\pi}{\Lambda} z'\right) . \quad (1.2)$$

Восстановленный с использованием полученных методом линейной дифракции Брэгга экспериментальных данных для Δn_{em} и соотношения (1.2) профиль решетки показан на рисунке 1.4.

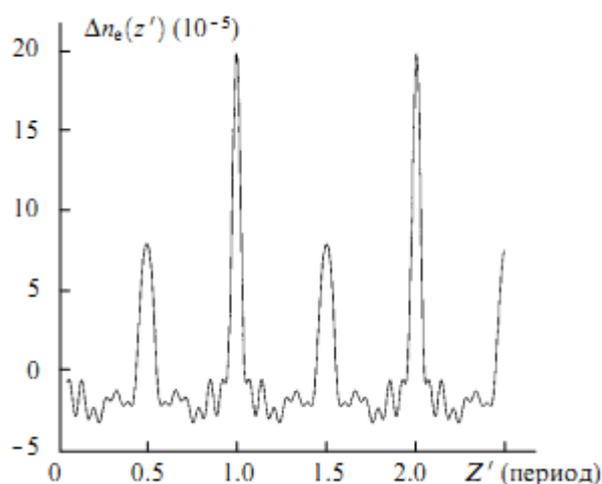


Рисунок 1.4 – Профиль линейной решетки в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Y}:\text{Mg}$ в результате синтеза 15 фурье-компонент [30]

На данном рисунке видны четыре пика показателя преломления, расположенных на одинаковых расстояниях $\Lambda/2$ в пределах двух периодов, причем соседние пики отличаются как шириной, так и высотой. Авторы [30] приводят оценку ширины пиков для имеющих одинаковые знаки аномалий показателя преломления в окрестности доменных границ по полувысоте, как 0,2 и 0,5 мкм. Они отмечают, в частности, что 15 порядков дифракции недостаточно для определения истинных значений ширины доменных границ, которые могут быть получены методом электронной микроскопии высокого разрешения. Кроме того, проведенные ими исследования пространственной модуляции квадратичной нелинейности и доменной структуры рассматриваемых РДС показали, что один из доменов на периоде Λ имел большую толщину, составляющую, как правило, от 50 до 55 % этого периода.

Таким образом, рассмотренная в [30] модель профиля решетки возмущений $\Delta n_e(z')$ РДС, описываемая соотношением (1.2) и соответствующая одинаковым расстояниям между пиками аномалий показателя преломления, не согласуется с данными, полученными для них из анализа пространственной модуляции квадратичной нелинейности и доменной структуры.

В работе [31] описана методика количественной характеристики PPLN, основанная на электрически индуцированной линейной дифракции Брэгга в приложенном постоянном электрическом поле. Ее авторы полагают, что в отличие от цитируемых ими работ [32, 33], относящихся к РДС в LN, она позволяет измерить не только размеры доменов и скважность, но также внутреннее поле и параметры стенок. В экспериментах использовались несколько РДС, сформированных в пластинах Z-среза $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, с размерами $16 \times 15 \times 0,5$ мм³. Схема знакопеременной структуры доменов с периодом $x_0 = 30$ мкм, сформированной с использованием метода переполаризации в сильном пространственно-периодическом электрическом поле за счет структурированных электродов, наносимых на Z^+ поверхности, иллюстрируется рисунком 1.5. Для зондирования решетки показателя преломления, обусловленной доменной структурой, использовался лазерный луч с обыкновенной поляризацией на длине волны 633 нм, с варьируемым углом падения θ , как показано на рисунке 1.5. В процессе оптических измерений к Z -поверхностям через прозрачные водные электроды, как было описано в [34], прикладывалось электрическое поле E_0 с величиной до 3 кВ/мм.

Авторы [31] наблюдали в дальней зоне картину с несколькими максимумами, угловое положение которых точно соответствовало дифракции на решетках с пространственными частотами $K, 2K \dots$, где $K = 2\pi/x_0$. Это свидетельствовало, по их мнению, о присутствии в кристалле соответствующих периодических изменений показателя преломления $\Delta n(x)$, со значительным диапазоном селективности по углу Брэгга, достигающим 12° .

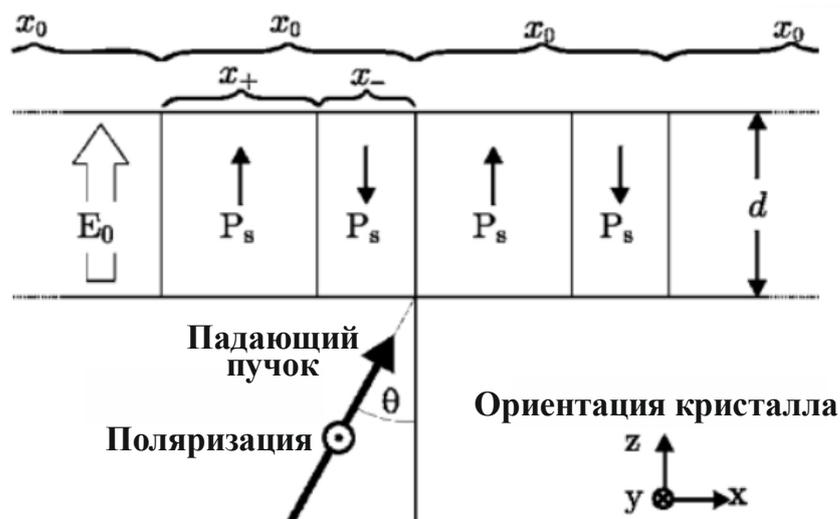


Рисунок 1.5 – Схематическая иллюстрация экспериментальной конфигурации: x_{\pm} – размеры доменов с положительным/отрицательным направлением вектора спонтанной поляризации P_s , $x_0 = x_+ + x_-$ – период доменной структуры, E_0 – приложенное электрическое поле, θ – угол падения обыкновенно поляризованного зондирующего пучка, d – толщина кристалла [31]

Из измеренных с подстройкой по углу Брэгга для отдельных Фурье-гармоник с номерами $s = 1, 2$ экспериментальных значений дифракционной эффективности η_s при различной напряженности приложенного поля E_0 авторами были рассчитаны зависимости от него амплитуд возмущений показателя преломления $|n_1(E_0)|$ и $|n_2(E_0)|$. Было получено, что нулевые значения $|n_1|$ и $|n_2|$ имеют место при двух различных ненулевых величинах приложенного поля, $E_0 \approx 1$ и $E_0 \approx 0,7$ кВ/мм, соответственно.

Для проверки предположения о вкладе в дифракцию решетки периодического поверхностного рельефа, обусловленного пьезоэлектрической деформацией Z -поверхностей образца, ими были проведены два дополнительных эксперимента. В первом из них была измерена угловая селективность для первого и второго порядков в пропускающей геометрии и обнаружено хорошее согласие результатов с расчетом для дифракции на объемных решетках при длине взаимодействия $d = 0,5$ мм. Во втором изучалось наличие дифракционных порядков в отраженном излучении с использованием зондирующих пучков на двух длинах

волн: 633 нм и 457 нм. В то время как для красного пучка наблюдалось несколько порядков такого рода дифракции, для синего света дифракционные максимумы отсутствовали. Это связано с тем, что картина дифракции красного пучка на объёмной решетке в пропускающей геометрии, отражалась от задней поверхности образца, и вследствие слабого оптического поглощения могла наблюдаться. Для синего же пучка, испытывающего сильное поглощение в легированном Cu PPLN, информация о дифракции на объёмной решётке, как сообщают авторы [31], была утрачена, что свидетельствует об объёмном характере исследованной доменной решетки.

Для теоретического описания наблюдаемых дифракционных явлений в [31] принимается, что периодические изменения показателя преломления обусловлены двумя вкладами: $\Delta n(x) = \Delta n^{(1)}(x) + \Delta n^{(2)}(x)$.

Для первого, связанного с доменными стенками, размер которых много меньше размера доменов x_{\pm} , предлагается следующая модель в виде дельта-функций Дирака:

$$\Delta n^{(1)}(x) = n_w [\delta(x - x_+) + \delta(x - x_+ - x_-) + \dots], \quad (1.3)$$

где n_w – характерный параметр доменной стенки, независимый от внешнего электрического поля. Авторы [31] полагают, что этот параметр может быть приближенно оценен как произведение ширины доменной стенки на возмущение показателя преломления в ее пределах.

Второй тип вклада имеет действительно электрооптическую природу и характеризуется изменениями показателя преломления, противоположными у разно-поляризованных доменов, $\Delta n^{(2)} = \pm n_E$, где $n_E = -n^3 r_{13}(E_0 - E_i)/2$; n – невозмущенный показатель преломления; r_{13} – соответствующая электрооптическая константа; E_i – эффективное внутреннее поле. Авторы отмечают, что здесь учитываются такие явления, как изменение знака электрооптических коэффициентов и присутствие эффективного внутреннего поля, наблюдаемые в результате реполяризации.

Сформулированная модель полагается в [31] позволяющей вычислить амплитуды Фурье–гармоник $n_S = n_S^{(1)} + n_S^{(2)}$ в следующем виде:

$$n_S^{(1)} = \frac{2n_w}{x_0} \left[1 + (-1)^S e^{-iS\pi\xi} \right], \quad (1.4)$$

$$n_S^{(2)} = \frac{2in_E}{\pi S} \left[(-1)^S e^{-iS\pi\xi} - 1 \right], \quad (1.5)$$

где $\xi = (x_+ - x_-)/x_0$ – безразмерный параметр, характеризующий асимметрию доменной структуры; он равен нулю для симметричной структуры ($x_+ = x_- = x_0/2$) и близок к ± 1 для $x_{\pm} \approx x_0$.

Отмечается, что в случае симметричной доменной структуры $n_S^{(1)} = 4n_w$, $n_S^{(2)} = 0$ для четных пространственных гармоник S , а для нечетных $n_S^{(1)} = 0$, $n_S^{(2)} = -4in_E/S\pi$. Для нее вторая пространственная гармоника n_2 не зависит от приложенного поля, а одновременную зависимость от него для n_1 и n_2 можно рассматривать как признак асимметрии доменной структуры. Обсуждается и комплексный характер функций $n_1(E_0)$ и $n_2(E_0)$ для структур с $\xi \neq 0$, приводящий к отличиям в наблюдавшихся экспериментально значениях приложенного поля, $E_0 \approx 1$ и $E_0 \approx 0,7$ кВ/мм, при которых $|n_1|$ и $|n_2|$ соответственно принимают нулевые значения. Из сопоставления экспериментально измеренных зависимостей $|n_1(E_0)|$ и $|n_2(E_0)|$ с результатами расчетов в рамках предложенной модели в [31] получено, что параметр асимметрии для исследованного образца PPLN принимает значение $\xi = 0,16$, что соответствует скважности РДС $x_+/x_0 = 0,58$. Следует отметить ее заметное отличие от скважности идеальной РДС с $x_+/x_0 = 0,5$, что приводит к наблюдаемой авторами величине отношения амплитуд наведенных возмущений в отсутствие приложенного поля $|n_2(0)|/|n_1(0)| \approx 0,2$, в то время как для идеальной РДС должно выполняться условие $|n_1(0)| = 0$. Проведенная оценка характерного параметра доменной стенки РДС получена как $n_w = 5,35 \cdot 10^{-11}$ м, что близко к значению $\sim 4 \cdot 10^{-11}$ м, которое можно получить из данных работы [30] (см. выше текст и рисунок 1.4), для стенок с шириной пиков по полувысоте 0,2 мкм. Авторы

[31] не рассматривают физических механизмов возмущения показателя преломления кристалла LN доменными стенками РДС. Однако они затрудняются в оценке их ширины, приводя значения ~ 5 нм, исходя из нескольких элементарных периодов решетки, и даже ~ 1 мкм, предполагая возможность вклада в n_w искажений кристаллической структуры PPLN, обнаруженных в [35] по люминесценции, возбуждаемой пучком протонов с энергией 900 кэВ. По мнению авторов [31], такие искажения могут быть связаны с пьезоэлектрическим эффектом.

Таким образом, при анализе брэгговской дифракции света на реальных РДС в приложенном электрическом поле следует принимать во внимание отклонение ее скважности от значения $x_+/x_0 = x_-/x_0 = 0,5$, а также наличие сдвига фаз между пространственно-периодическими возмущениями показателя преломления, создаваемыми доменными стенками и электрооптической модуляцией

Электрически индуцированная линейная дифракция Брэгга в приложенном синусоидальном электрическом поле рассмотрена в работе [12], где исследовался электрооптический модулятор на основе РДС в ниобате лития для лазерного излучения с длиной волны 407 нм и с частотным диапазоном до 1 ГГц, показанный схематично на рисунке 1.6.

Автор использовал электроды с обеих сторон кристалла с инвертированными доменами и зондирующий пучок с необыкновенной поляризацией, испытывающий дифракцию Брэгга на решетке, индуцированной напряжением, приложенным к этим электродам. Следует отметить, что в рассмотренной им теоретической модели электрически индуцированной дифракции Брэгга вклад в нее возмущений, создаваемых доменными стенками, не учитывался.

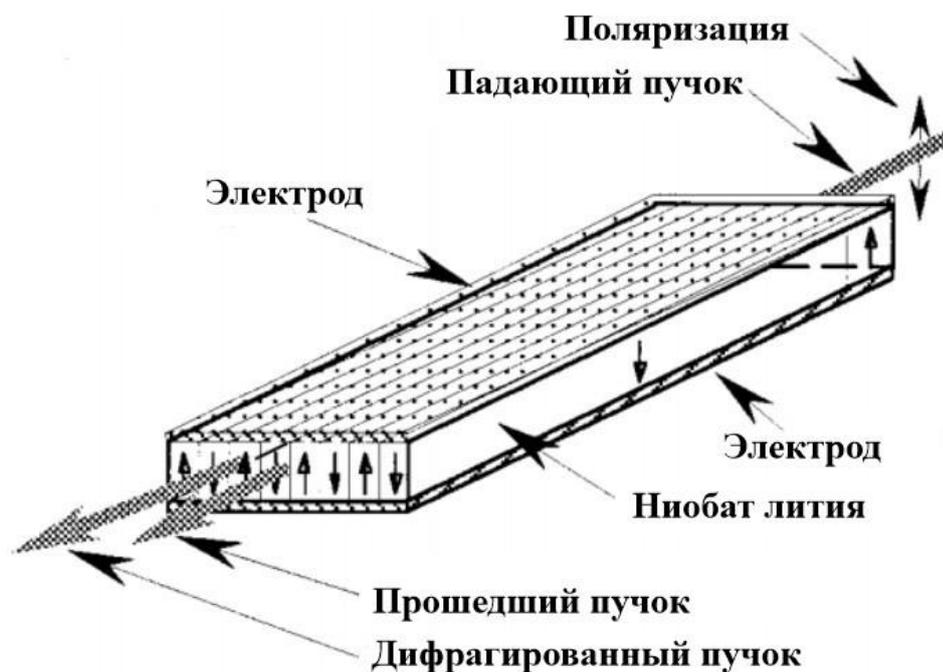


Рисунок 1.6 – Схема электрически индуцированной брэгговской дифракционной решетки, состоящей из периодически инвертированных доменов в кристалле ниобата лития [12]

В экспериментах с широкополосным оптическим модулятором для излучения в коротковолновой области видимого спектра в [12] использовался PPLN с длиной 9 мм, шириной 3 мм и толщиной 0,2 мм, созданный, по-видимому, в номинально чистом ниобате лития по методике, описанной в работе [72]. Верхний электрод в этом случае имел размеры 0,5 на 7 мм и был нанесен на плоскость Z^+ , а нижний электрод, как и на рисунке 1.6, занимал всю поверхность плоскости Z^- кристалла. PPLN состоял из периодически инвертированных доменов с шагом 20 мкм, которые занимали весь объем кристалла по его толщине. Для устранения оптического повреждения излучением с длиной волны 407 нм в кристалле без примеси, подавляющей фоторефрактивный эффект (см. выше в подразделе 1.1 пункт 5 требований к кристаллам для микро- и нанодоменной инженерии), модулятор размещался на нагревательном блоке, позволявшем поддерживать рабочую температуру, равную 120°C.

Для минимизации индуктивности проводников, соединяющих электрод на верхней плоскости Z^+ кристалла с коаксиальным кабелем с волновым сопротивлением 50 Ом, они были выполнены из тонких золотых проволок. Такой

подход позволил авторам [12] реализовать полосу рабочих частот модулирующей системы с граничным пределом в 1 ГГц, ограниченную, в первую очередь, полосой пропускания используемого усилителя. Они приводят осциллограмму временной зависимости для оптической мощности на выходе этой системы на частоте 1 ГГц, показанную на рисунке 1.7, и отмечают, что верхняя граничная частота самого модулятора фактически может быть выше указанной частоты.

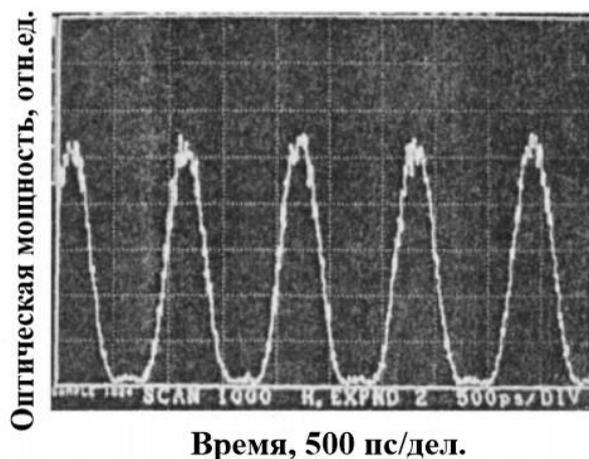


Рисунок 1.7 – Фотография осциллограммы временной зависимости для мощности дифрагированного светового пучка на модулирующей частоте 1 ГГц [12]

Как видно из рисунка 1.7, полученная в [12] зависимость выходной мощности дифрагированного светового пучка от времени имеет существенно несинусоидальную форму. Причины отличия полученной экспериментально временной зависимости выходной оптической мощности от синусоидальной, соответствующей модулирующему напряжению с частотой 1 ГГц, авторами [12] не обсуждались.

Теоретическому анализу и экспериментальным исследованиям линейной дифракции света на доменных стенках РДС, сформированных электрической переполаризацией в кристаллах ниобата лития, посвящены работы [36, 37]. Авторы [36] для анализа возмущений тензора диэлектрической непроницаемости $\Delta b_{ij}(x)$, создаваемых идеальными незаряженными изинговскими стенками Y-типа, воспользовались моделью изменения модуля вектора спонтанной поляризации $P_z(x)$, следующей из теории Ландау-Гинзбурга-Девоншира [54–56] и описываемой формулой (1.1), приведенной выше в подразделе 1.1. Они приняли во внимание

явления электрострикции и обратного флексоэлектрического эффекта, за счет которых, как показано в [66], локализованные вблизи доменной стенки изменения электрической поляризации индуцируют зависящие от координаты x упругие поля, характеризуемые тензорами упругих напряжений T_{ij} и деформаций S_{kl} :

$$T_{ij} = C_{ijkl}^P S_{kl} - d_{ijkl}^S P_k P_l + f_{ijkl} \frac{\partial P_k}{\partial x_l}, \quad (1.6)$$

где C_{ijkl}^P – модули упругости при постоянной электрической поляризации, d_{ijkl}^S – тензор электрострикции механически зажатого кристалла и f_{ijkl} – тензор флексоэлектрической связи.

Используя далее уравнения эластостатики [73] и учитывая симметрию материальных тензоров C_{ijkl}^P , d_{ijkl}^S и f_{ijkl} для принадлежащего к классу симметрии $3m$ ниобата лития, авторы [36] получили распределение индуцируемых электрической поляризацией $P_z(x)$ вблизи доменной стенки упругих деформаций в следующем виде:

$$S_{11}(x) = \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} P_z^2(x), \quad (1.7)$$

$$S_{31}(x) = S_{13}(x) = \frac{1}{2} \frac{f_{1132} C_{14}^P - f_{3131} C_{66}^P}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \frac{dP_z(x)}{dx}, \quad (1.8)$$

$$S_{21}(x) = S_{12}(x) = \frac{1}{2} \frac{f_{3131} C_{14}^P - f_{1132} C_{44}^P}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \frac{dP_z(x)}{dx}, \quad (1.9)$$

Они рассмотрели возмущения компонент тензора диэлектрической непроницаемости кристалла на частоте световой волны Δb_{ij} , которые в отсутствие внешнего поля могут быть обусловлены только доменными стенками, благодаря как спонтанному квадратичному электрооптическому эффекту [74], так и упругооптическому вкладу [75]:

$$\Delta b_{ij}(x) = R_{ij33} P_z^2(x) + p_{ijkl} S_{kl}, \quad (1.10)$$

где R_{ij33} – электрооптические постоянные квадратичного эффекта и p_{ijkl} – упругооптические постоянные. Приняв во внимание соотношения,

пронумерованные выше как (1.1) и (1.7) – (1.9), а также учитывая симметрию тензоров R_{ij33} и p_{ijkl} для ниобата лития [76] и используя сокращенную форму записи их компонент, авторы [36] получили для неоднородной части возмущений оптических свойств кристалла $\Delta\tilde{b}_{ij}(x)a$, создаваемых доменной стенкой, следующие соотношения:

$$\Delta\tilde{b}_{11}(x) = -P_S^2 \left(R_{13} + p_{11} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) \text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \quad (1.11)$$

$$\Delta\tilde{b}_{22}(x) = -P_S^2 \left(R_{13} + p_{12} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) \text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \quad (1.12)$$

$$\Delta\tilde{b}_{33}(x) = -P_S^2 \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) \text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \quad (1.13)$$

$$\Delta\tilde{b}_{23}(x) = \Delta\tilde{b}_{32}(x) = -P_S^2 p_{41} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \quad (1.14)$$

$$\Delta\tilde{b}_{13}(x) = \Delta\tilde{b}_{31}(x) = \pm \frac{P_S}{2\omega_0} \frac{p_{44} (f_{1132} C_{14}^P - f_{3131} C_{66}^P) + p_{41} (f_{3131} C_{14}^P - f_{1132} C_{44}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \quad (1.15)$$

$$\Delta\tilde{b}_{12}(x) = \Delta\tilde{b}_{21}(x) = \pm \frac{P_S}{2\omega_0} \frac{p_{14} (f_{1132} C_{14}^P - f_{3131} C_{66}^P) + p_{66} (f_{3131} C_{14}^P - f_{1132} C_{44}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \quad (1.16)$$

где знаки «+» или «-» в формулах (1.15) и (1.16) относятся соответственно к стенкам двух видов, для которых поляризация вдоль координаты x меняется с $-P_S$ на P_S (первый вид), или с P_S на $-P_S$ (второй вид).

В [36] отмечается, что возмущения диагональных компонент тензора диэлектрической непроницаемости $\Delta\tilde{b}_{11}$, $\Delta\tilde{b}_{22}$ и $\Delta\tilde{b}_{33}$, обусловленных как спонтанным квадратичным электрооптическим эффектом, так и упругооптическим вкладом, локализованных вблизи доменной стенки первого и второго видов, одинаковы. Благодаря этим возмущениям на РДС с такими стенками возможна дифракция без изменения типа световых волн (обыкновенных или необыкновенных, так называемая изотропная дифракция [77]), причем угол между

соседними дифракционными порядками $\theta_g = 2 \arcsin(\lambda / 2\Lambda_g)$ будет определяться половиной ее пространственного периода, $\Lambda_g = \Lambda/2$.

В теоретической части [36], на основе представленного выше как формула (1.14) соотношения для недиагональных компонент возмущений $\Delta\tilde{b}_{23} = \Delta\tilde{b}_{32}$, имеющих тот же самый пространственный период $\Lambda_g = \Lambda/2$ и обусловленных совместным вкладом электрострикции и упругооптического эффекта, была предсказана возможность наблюдения на рассматриваемой РДС коллинеарной дифракции. Она может быть реализована, в соответствии с известными представлениями [77], при распространении падающей обыкновенной (или необыкновенной) волны вдоль оси X кристалла. При этом возникает необыкновенная (или обыкновенная) дифрагированная волна с поляризацией, ортогональной к поляризации падающей волны, если длина световой волны удовлетворяет следующему условию синхронизма [36]:

$$\lambda = \Lambda_g [n_o(\lambda) - n_e(\lambda)], \quad (1.17)$$

где n_o и n_e – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления кристалла.

Кроме того, в теоретической части [36], на основе представленных выше как формулы (1.15) и (1.16) соотношений для недиагональных компонент возмущений $\Delta\tilde{b}_{13} = \Delta\tilde{b}_{31}$ и $\Delta\tilde{b}_{12} = \Delta\tilde{b}_{21}$, была предсказана возможность наблюдения на рассматриваемой РДС анизотропной дифракции. Эти возмущения связаны с упругими деформациями $S_{31}(x) = S_{13}(x)$ и $S_{21}(x) = S_{12}(x)$ (см. выше формулы (1.8) и (1.9)), которые могут возникать в кристаллах симметрии $3m$ вследствие обратного флексоэлектрического эффекта. Благодаря упругооптическому эффекту они дают вклад в фазовую решетку, характеризующуюся пространственным периодом $\Lambda_g = \Lambda$. На такой фазовой решетке возможна дифракция падающей световой волны, распространяющейся в плоскостях XY (вызываемая возмущениями $\Delta\tilde{b}_{13} = \Delta\tilde{b}_{31}$) или XZ (обусловленная $\Delta\tilde{b}_{12} = \Delta\tilde{b}_{21}$).

В экспериментальной части [36] авторы описали две экспериментальные установки для наблюдения коллинеарной анизотропной дифракции в РДС,

имеющей пространственный период $\Lambda = 6,89$ мкм, созданной методом переполаризации во внешнем пространственно-периодическом электрическом поле в кристалле $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$. Используя излучение белого светодиода, они выделили из его спектра компоненты с длинами волн $\lambda_{v0} \approx 397,5$ нм и $\lambda_{r0} \approx 623$ нм в полосе $\Delta\lambda_v \approx 3$ нм и $\Delta\lambda_r \approx 4$ нм, соответственно. Первая компонента соответствовала коллинеарной дифракции в первом порядке на решетке возмущений $\Delta\tilde{b}_{23} = \Delta\tilde{b}_{32}$ с пространственным периодом $\Lambda_g = \Lambda/2 = 3.445$ мкм, вторая – коллинеарной дифракции на той же решетке, но во втором порядке.

Таким образом, на РДС с идеальными незаряженными изинговскими доменными стенками Y-типа в кристаллах $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ возможна реализация анизотропной дифракции, за счет создаваемых ими возмущений $\Delta\tilde{b}_{13} = \Delta\tilde{b}_{31}$ и $\Delta\tilde{b}_{12} = \Delta\tilde{b}_{21}$ с пространственным периодом Λ . Можно также предположить, что такая анизотропная дифракция может быть реализована и на РДС в кристаллах ЛТ, принадлежащих к тому же классу симметрии $3m$, что и LN.

В теоретической части работы [37], использующей соотношения для возмущений компонент диэлектрического тензора $\Delta\varepsilon_{ij}$, следующие из приведенных в [36] формул для $\Delta\tilde{b}_{ij}$, рассмотрена РДС в кристалле ниобата лития с чередующимися ненаклонными 180-градусными доменными стенками Y-типа. Принималось, что две периодические системы стенок с поляризацией, изменяющейся вдоль координаты x с $-P_S$ на P_S (первый вид) и с P_S на $-P_S$ (второй вид), могут иметь пространственный сдвиг, отличающийся от половины периода РДС $\Lambda/2$ на некоторую величину $\pm\Delta x$. Для РДС, содержащей $2N + 1$ таких стенок первого вида (1), эти возмущения были представлены в виде суммы [37]:

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{(1)}(x) = \Delta\varepsilon_{ij}^{m(1)} \sum_{n=-N}^N \text{ch}^{-2} \left(\frac{x + n\Lambda}{\omega_0} \right), \quad (1.18)$$

в которой максимально достигаемые амплитуды $\Delta\varepsilon_{ij}^{m(1)}$ выражались с помощью известных соотношений $\Delta\tilde{\varepsilon}_{kl} = -\tilde{\varepsilon}_{ki}^0 \tilde{\varepsilon}_{lj}^0 \Delta\tilde{b}_{ij}$, где $\tilde{\varepsilon}_{ij}^0$ – компоненты диэлектрического

тензора невозмущенного кристалла (см., например, [76]), с использованием приведенных в [36] и представленных выше формул для $\Delta\tilde{b}_{ij}$ (1.11) – (1.16), где в (1.15) и (1.16) выбирался знак плюс. Для стенок второго вида (2) в [37] предполагалось, что они могут быть смещены относительно стенок первого вида на расстояние $\Lambda/2 + \Delta x$:

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{(2)}(x) = \Delta\varepsilon_{ij}^{m(2)} \sum_{n=-N}^N \text{ch}^{-2} \left(\frac{x + n\Lambda + \Lambda/2 + \Delta x}{\omega_0} \right), \quad (1.19)$$

где максимально достигаемые амплитуды $\Delta\varepsilon_{ij}^{m(1)}$ также находились через $\Delta\tilde{b}_{ij}$ из (1.11) – (1.16), но в (1.15) и (1.16) выбирался знак минус. Для РДС с большим количеством доменных стенок, при $N \gg 1$, компоненты тензора $\Delta\varepsilon_{ij}^{(1)}(x) + \Delta\varepsilon_{ij}^{(2)}(x)$ были представлены в [37] в виде разложения в ряд Фурье.

При теоретическом анализе изотропной дифракции световых волн, поляризованных по оси Y и распространяющихся вдоль оси Z , авторы [37] приняли во внимание, что еще одним отличием для рассматриваемой ими РДС от идеальной, может быть большее значение электрической поляризации $P_{zV} = |\mathbf{P}_S| + P_D$ в областях кристалла, не подвергнутых реполяризации, относительно ее величины $P_{zR} = -|\mathbf{P}_S| + P_D$ в реполяризованных областях. Как отмечалось ранее в [77], это связано с наличием электрической поляризации P_D , создаваемой точечными дефектами в кристаллах с отклонениями от стехиометрического состава. Для рассматриваемой ими изотропной дифракции авторы [37] представили необходимую компоненту возмущений диэлектрического тензора на интервале $0 \leq x \leq \Lambda$, как

$$\Delta\varepsilon_{22}(x) = n_o^4 \left(R_{13} + p_{12} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_z^2(x), \quad (1.20)$$

при следующей координатной зависимости электрической поляризации на этом же интервале:

$$P_z(x) = \left\{ |\mathbf{P}_S| \left[\text{th} \left(\frac{x}{\omega_0} \right) - \text{th} \left(\frac{x - \Lambda/2 - \Delta x}{\omega_0} \right) + \text{th} \left(\frac{x - \Lambda}{\omega_0} \right) \right] + P_D \right\}. \quad (1.21)$$

Далее они использовали разложение возмущений компоненты $\Delta\varepsilon_{22}(x)$ в ряд Фурье для РДС с большим количеством пространственных периодов Λ и рассмотрели симметричную изотропную дифракцию на ней плоской световой волны, как граничную задачу для периодической структуры, с применением формализма блоховских функций [78].

Экспериментально в [37] были исследованы картины симметричной изотропной дифракции зондирующего лазерного пучка с длиной волны $\lambda = 655$ нм, поляризованного по оси Y и распространяющегося вдоль оси Z через РДС с пространственным периодом $\Lambda = 9,43$ мкм, сформированной в кристалле $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ методом электрической переполяризации. При этом одновременно наблюдалось более 20 дифракционных максимумов. Измерение интенсивностей для максимумов с порядками от $m = -9$ до $m = +9$ показало их немонотонную зависимость от $|m|$, качественный характер которой удовлетворительно соответствовал результатам проведенного авторами [37] численного анализа, принимающего во внимание 19 собственных мод исследуемой РДС. Они полагают, что наблюдаемые ими количественные различия в экспериментальных и расчетных данных для максимумов с порядками $|m| > 4$ могут быть связаны с неоднородностью исследуемой РДС по координате z .

Таким образом, при теоретическом анализе линейной дифракции световых волн на реальных РДС с незаряженными доменными стенками Y -типа в кристаллах симметрии $3m$ следует принимать во внимание наличие пространственного сдвига относительно друг друга для двух периодических систем стенок с поляризацией, изменяющейся вдоль координаты x с $-P_S$ на P_S (первый вид) и с P_S на $-P_S$ (второй вид), отличающегося от половины периода РДС $\Lambda/2$ на некоторую величину $\pm\Delta x$. Кроме того, следует учитывать возможность отличия значений модуля электрической поляризации в областях кристалла, не подвергнутых переполяризации, относительно ее величины в переполяризованных областях, на удвоенную величину электрической поляризации P_D , создаваемой точечными дефектами в кристаллах с отклонениями от стехиометрического состава.

1.3 Выводы по главе 1

В данной главе представлен обзор научно-технических литературных источников, в которых изучаются и рассматриваются физические эффекты, связанные с регулярными доменными структурами, сформированными электрической переполяризацией в сегнетоэлектрических монокристаллах ниобата и танталата лития с целью создания оптических элементов, предназначенных для нелинейных преобразований и модуляции лазерного излучения, а также с линейной дифракцией света в таких элементах на основе кристаллов ниобата лития, используемой для реализации электрооптической модуляции лазерного излучения и осуществления неразрушающего контроля их параметров.

Анализ литературы позволяет сделать следующие выводы.

1. 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 ниобатом лития (PPLN), относится и достаточно широко используемый в настоящее время в приложениях танталат лития (PPLT).
2. В отсутствие внешнего поля на доменных стенках РДС в кристаллах танталата лития (PPLT), так же как для случая PPLN, может наблюдаться изотропная дифракция света, об экспериментальном наблюдении которой в литературе не сообщалось. Кроме того, анизотропная дифракция света на РДС с ненаклонными стенками, предсказанная для PPLN, должна наблюдаться и для PPLT, поскольку танталат лития относится к тому же классу симметрии $3m$, что и ниобат лития. Детальных экспериментальных исследований и сравнения их результатов с данными теоретического анализа для такого вида дифракции не проводилось.
3. В кристаллах ниобата лития РДС могут иметь доменные стенки с наклоном к полярной оси, достигающим $0,2^\circ$ и более. Дифракция излучения на РДС с наклонными доменными стенками в сегнетоэлектрических кристаллах, таких

как ниобат лития, не изучалась. При рассмотрении устройств модуляции лазерного излучения, основанных на линейном электрооптическом эффекте в приложенном к РДС синусоидальном электрическом поле и использующих режим дифракции Брэгга, представляется необходимым проведение анализа влияния возмущений оптических свойств кристалла доменными стенками на временную зависимость интенсивности дифрагированного светового пучка.

4. Наклонные доменные стенки в кристаллах ниобата лития, являющиеся проводящими и заряженными, должны приводить к эффективной темновой проводимости РДС, превышающей таковую для ее монодоменных участков, исходных и переполаризованных. 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 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 изучения.

Глава 2. Возмущения оптических свойств кристаллов симметрии $3m$, создаваемых ненаклонными доменными стенками и регулярными доменными структурами

Эффекты рассеяния света на индивидуальных доменных стенках и дифракции на них в регулярных доменных структурах, наблюдавшиеся, например, в работах [30, 36, 37, 79], должны приниматься во внимание при анализе взаимодействия световых волн в нелинейных и электрооптических элементах, использующихся для спектральных преобразований и временной модуляции лазерного излучения. Эти эффекты связаны с возмущениями оптических свойств кристалла при изменении знака спонтанной поляризации в пределах доменной стенки, и обусловлены как непосредственно квадратичным электрооптическим эффектом, так и дополнительным упругооптическим вкладом, вследствие сопутствующих упругих деформаций [36, 37, 77].

В настоящей главе представлены результаты работ [80 – 82], выполненных автором совместно с С.М. Шандаровым, А.Е. Манделем, М.В. Бородиным, С.В. Смирновым, Н.И. Буримовым, А.Р. Ахматхановым и В.Я. Шуром 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.

2.1 Электрические и упругие поля, создаваемые 180-градусными доменными стенками Y- и X-типа в безграничном кристалле симметрии $3m$

2.1.1 Уравнения состояния кристалла в сегнетоэлектрической фазе

Рассмотрим электрические и упругие поля, создаваемые 180-градусными доменными стенками, параллельными плоскостям YZ (Y-walls) и XZ (X-walls) в безграничных кристаллах класса симметрии $3m$, характерными примерами которых являются ниобат и танталат лития. Такие стенки относятся

преимущественно к изинговскому типу, поскольку они характеризуются составляющей электрической поляризации $P_z(\eta)$, значительно превосходящей компоненты $P_x(\eta)$ и $P_y(\eta)$ [54, 59, 61, 83]. Малая ширина доменных стенок в рассматриваемых кристаллах, величина которой может составлять менее 3 нм [3], должна приводить к большим значениям градиентов как вектора электрической поляризации $\mathbf{P}(\eta)$, так и упругих деформаций $\mathbf{S}(\eta)$ в ее пределах.

В этом случае, в соответствии с подходом в рамках теории Ландау-Гинзбурга-Девоншира (см., например, [54–57]) при тензорном виде представления независимых переменных \mathbf{P} и \mathbf{S} , и необходимых для корректного рассмотрения материальных параметров [58], можно воспользоваться следующим разложением свободной энергии Гельмгольца для сегнетоэлектрика с фазовым переходом второго рода:

$$F = \frac{1}{2} \alpha_{ij}^S P_i P_j + \frac{1}{4} b_{ijkl}^S P_i P_j P_k P_l - E_i P_i + \frac{1}{2} C_{ijkl}^P S_{ij} S_{kl} - d_{ijkl}^S P_i P_j S_{kl} + \frac{1}{2} \lambda_{ijkl} \frac{\partial P_i}{\partial x_j} \frac{\partial P_k}{\partial x_l} + \frac{1}{2} v_{ijklmn} \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_m} \frac{\partial S_{kl}}{\partial x_n} + \frac{1}{2} f_{ijkl} \left(S_{ij} \frac{\partial P_k}{\partial x_l} - P_k \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_l} \right) - S_{ij} T_{ij}, \quad (2.1)$$

где независимыми переменными являются поляризация с векторными компонентами P_i и упругие деформации с тензорными компонентами S_{ij} ; вектор напряженности электрического поля имеет компоненты E_i , а тензор упругих напряжений – T_{ij} . Здесь вклад в свободную энергию F не градиентных членов определяется тензорами α_{ij}^S , b_{ijkl}^S и d_{ijkl}^S – обратных диэлектрических восприимчивостей, феноменологических коэффициентов разложения ЛГД и электрострикции для механически зажатого кристалла (измеренными при $S_{ij} = 0$), и C_{ijkl}^P – модулей упругости при постоянной электрической поляризации ($P_i = 0$). Вклад в F члена, квадратичного по градиенту электрической поляризации и играющего важную роль в задании профиля доменных стенок [54, 59], описывается тензором λ_{ijkl} . Связь электрического поля с градиентом упругих полей и упругих полей с градиентом электрического поля (соответственно прямой и обратный флексоэлектрические эффекты [84]) определяется вкладом в свободную энергию

члена, характеризуемого тензором флексоэлектрической связи с компонентами f_{ijkl} . Членом, квадратичным по градиенту упругих деформаций, характеризуемым тензором шестого ранга V_{ijklmn} , как отмечено в [58], можно пренебречь.

В этом случае, из условий минимума свободной энергии (2.1) в равновесном состоянии, принимающих во внимание пространственную зависимость электрических и упругих полей вблизи доменной стенки и представляющих собой следующие уравнения Эйлера–Лагранжа [59]:

$$\frac{\partial F}{\partial P_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial F}{\partial (\partial P_i / \partial x_j)} \right] = 0, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial F}{\partial S_{ij}} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial F}{\partial (\partial S_{ij} / \partial x_j)} \right] = 0, \quad (2.3)$$

получаем уравнения состояния кристалла в сегнетоэлектрической фазе

$$E_i = \alpha_{ij}^S P_j + b_{ijkl}^S P_j P_k P_l - 2d_{ijkl}^S P_j S_{kl} - \lambda_{ijkl} \frac{\partial^2 P_k}{\partial x_j \partial x_l} - f_{klj} \frac{\partial S_{kl}}{\partial x_j}, \quad (2.4)$$

$$T_{ij} = C_{ijkl}^P S_{kl} - d_{klj}^S P_k P_l + f_{ijl} \frac{\partial P_k}{\partial x_l}. \quad (2.5)$$

Уравнения состояния (2.4) и (2.5) позволяют рассматривать электрические и упругие поля в безграничных кристаллах, в том числе совершающих сегнетоэлектрический фазовый переход второго рода. В рамках феноменологической теории ЛГД [54–56] такая возможность обеспечивается линейной зависимостью обратных диэлектрических восприимчивостей от температуры вблизи температуры Кюри T_C :

$$\alpha_{ij}^S = \beta_{ij}^S (T - T_C), \quad (2.6)$$

при этом внутренняя симметрия входящих в уравнения состояния материальных тензоров определяется точечной группой симметрии кристалла в параэлектрической фазе, то есть при температуре $T > T_C$. Связь между упругими и электрическими полями, как видно из (2.5), обусловлена электрострикцией и обратным флексоэлектрическим эффектом.

Как отмечено в [59], в кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 при фазовом переходе второго рода точечная группа симметрии $\bar{3}m$ в парафазе понижается до $3m$ в сегнетоэлектрической фазе при температурах Кюри $T_C \sim 1190^\circ\text{C}$ и $T_C \sim 690^\circ\text{C}$, соответственно. При этом в кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 стехиометрического состава, а также в конгруэнтном LiNbO_3 , при переполяризации во внешнем электрическом поле при комнатной температуре формируются домены с шестиугольным поперечным сечением, со стенками, параллельными кристаллографической плоскости YZ (Y -типа). Однако в конгруэнтном LiTaO_3 переполяризованные области имеют треугольное сечение, с доменными стенками, параллельными кристаллографической плоскости XZ (X -типа) [59]. Ниже будут рассмотрены упругие и электрические поля, локализованные вблизи единичных незаряженных доменных стенок Y - и X -типа в безграничном сегнетоэлектрическом кристалле симметрии $3m$ в отсутствие внешнего электрического поля.

2.1.2 Электрические и упругие поля, создаваемые 180-градусной доменной стенкой Y -типа в безграничном кристалле симметрии $3m$

Рассмотрим единичную безграничную незаряженную доменную стенку изинговского типа в кристалле класса симметрии $3m$, перпендикулярную оси x . В этом случае отличной от нуля является компонента вектора электрической поляризации $P_z(x) = P_3(x_1)$, при составляющих $P_1 = P_2 = 0$. Создаваемое такой стенкой упругое поле можно характеризовать вектором упругого смещения $U(x)$ с компонентами $U_i(x)$ и симметричным тензором деформаций $S(x)$ с компонентами, определяемыми соотношением [73]

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.7)$$

Для рассматриваемой стенки Y -типа отличными от нуля могут быть компоненты тензора деформаций $S_{11}(x)$, $S_{12}(x) = S_{21}(x)$ и $S_{13}(x) = S_{31}(x)$. С учетом принятых приближений и вида материальных тензоров в кристаллах с точечной

группой симметрии $\bar{3}m$ [76], считая внешнее поле отсутствующим ($E_3 = 0$), из системы уравнений состояния (2.4) и (2.5) получаем

$$\alpha_{33}^S P_3 + b_{3333}^S (P_3)^3 - 2d_{3311}^S P_3 S_{11} - \lambda_{3131} \frac{\partial^2 P_3}{\partial x_1^2} - 2f_{1231} \frac{\partial S_{12}}{\partial x_1} - 2f_{1331} \frac{\partial S_{13}}{\partial x_1} = 0, \quad (2.8)$$

$$T_{11} = C_{1111}^P S_{11} - d_{3311}^S (P_3)^2, \quad (2.9)$$

$$T_{12} = 2C_{1213}^P S_{13} + 2C_{1212}^P S_{12} + f_{1231} \frac{\partial P_3}{\partial x_1}, \quad (2.10)$$

$$T_{13} = 2C_{1313}^P S_{13} + 2C_{1312}^P S_{12} + f_{1331} \frac{\partial P_3}{\partial x_1}. \quad (2.11)$$

Из уравнений эластостатики [73, 76],

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} = 0, \quad (2.12)$$

следует, что компоненты тензора напряжений T_{ij} не зависят от координат (в рассматриваемом случае – от $x_1 = x$) и являются постоянными величинами. Поскольку постоянная составляющая напряжений в механически свободном кристалле равна нулю, из (2.9) – (2.11) получаем

$$S_{11} = \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} P_3^2, \quad (2.13)$$

$$C_{14}^P S_{13} + C_{66}^P S_{12} = -\frac{f_{1132}}{2} \frac{dP_3}{dx_1}, \quad (2.14)$$

$$C_{44}^P S_{13} + C_{14}^P S_{12} = -\frac{f_{3131}}{2} \frac{dP_3}{dx_1}, \quad (2.15)$$

где в соответствии с известными соотношениями симметрии и видом тензоров в кристаллах класса $\bar{3}m$ [76] для модулей упругости и электрострикции использованы матричные обозначения, $C_{1111}^P = C_{11}^P$, $C_{1313}^P = C_{44}^P$, $C_{1312}^P = C_{1213}^P = C_{14}^P$, $C_{1212}^P = C_{66}^P$ и $d_{3311}^S = d_{31}^S$, а также учтено, что $f_{1231} = f_{1132}$.

Уравнение (2.13) определяет электрострикционную связь упругой деформации $S_{11}(x)$ с электрической поляризацией $P_3(x_1) = P_z(x)$, а совместное

решение (2.14) и (2.15) определяет $S_{12}(x)$ и $S_{13}(x)$, которые могут быть получены в виде

$$S_{12} = \frac{1}{2} \frac{f_{3131} C_{14}^P - f_{1132} C_{44}^P}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \frac{dP_z}{dx}, \quad (2.16)$$

$$S_{13} = \frac{1}{2} \frac{f_{1132} C_{14}^P - f_{3131} C_{66}^P}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \frac{dP_z}{dx}, \quad (2.17)$$

и описывают обусловленную обратным флексоэлектрическим эффектом связь сдвиговых компонент упругих деформаций $S_{12}(x) = S_{21}(x)$ и $S_{13}(x) = S_{31}(x)$ с градиентом dP_3/dx_1 . Следует отметить, что полученные выражения (2.13), (2.16) и (2.17) для создаваемых стенкой Y-типа упругих деформаций совпадают с приведенными в [36].

С использованием соотношений (2.13), (2.16) и (2.17) из (2.8) может быть найдено нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка

$$\tilde{\lambda}_{3131} \frac{d^2 P_z}{dx^2} - \alpha_{33}^S P_z - \tilde{b}_{3333}^S P_z^3 = 0, \quad (2.18)$$

аналогичное полученному Жирновым [54] для доменных стенок в титанате бария и являющегося частным случаем уравнения Клейна-Гордона [85]. Однако в рассматриваемом нами случае доменных стенок Y-типа в кристаллах симметрии *3m* учет электрострикционного и флексоэлектрического эффектов приводит к перенормировке коэффициентов, определяющих вклад в свободную энергию члена, квадратичного по градиенту электрической поляризации, и члена, пропорционального четвертой степени этой поляризации:

$$\tilde{b}_{3333}^S = b_{3333}^S - 2 \frac{(d_{31}^S)^2}{C_{11}^P}, \quad (2.19)$$

$$\tilde{\lambda}_{3131} = \lambda_{3131} + \Delta\lambda^Y = \lambda_{3131} + \frac{f_{1132}^2 C_{44}^P + f_{3131}^2 C_{66}^P - 2f_{1132} f_{3131} C_{14}^P}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2}. \quad (2.20)$$

Уравнение (2.18) имеет аналитическое решение, которое может быть записано в следующем виде:

$$P_z(x) = P_s \operatorname{th} \left(\frac{x}{\omega_0^Y} \right), \quad (2.21)$$

где спонтанная поляризация P_s и половинная толщина доменной стенки Y-типа ω_0^Y определяются выражениями

$$P_s = \pm \sqrt{-\frac{\alpha_{33}^S}{\tilde{b}_{3333}^S}}. \quad (2.22)$$

$$\omega_0^Y = \sqrt{-\frac{2\tilde{\lambda}_{3131}}{\alpha_{33}^S}}. \quad (2.23)$$

Используя приведенные для LiNbO_3 в [59] значения $d_{31}^S = 0,216 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{Кл}^2$ и $C_{11}^P = 1,9886 \cdot 10^{11} \text{ Н} / \text{м}^2$, можно оценить вклад в эффективный параметр \tilde{b}_{3333}^S , связанный с электрострикционным эффектом, $2(d_{31}^S)^2 / C_{11}^P$, составляющий $4,692 \cdot 10^5 \text{ Н} \cdot \text{м}^6 / \text{Кл}^4$. Это примерно на 4 порядка меньше значения феноменологического коэффициента разложения ЛГД $b_{3333}^S = 3,608 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^6 / \text{Кл}^4$ [59], что позволяет пренебречь вкладом электрострикции в эффективный параметр $\tilde{b}_{3333}^S \approx b_{3333}^S$, определяющий, в соответствии с (2.21) и (2.22), величину модуля спонтанной поляризации P_s в смежных доменах на расстояниях $|x| \gg \omega_0^Y$.

Ширина доменной стенки Y-типа ω_0^Y , как следует из (2.23) и (2.20), определяется параметром $\tilde{\lambda}_{3131} = \lambda_{3131} + \Delta\lambda^Y$, который включает вклад $\Delta\lambda^Y$, связанный с обратным флексоэлектрическим эффектом. При этом для параметра λ_{3131} кристаллов симметрии $3m$ в литературе отсутствуют сведения, которые можно рассматривать, как исключаяющие этот флексоэлектрический вклад. В [59] приведена оценка градиентного коэффициента g_1 , исходящая из верхнего предела толщины доменной стенки в 0,28 нм для кристалла LiTaO_3 , измеренной экспериментально авторами [86] методом высокоразрешающей пропускающей электронной микроскопии. Этот коэффициент, соответствующий параметру λ_{3131} в разложении свободной энергии (2.1), был оценен как $g_1 = 3,98 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^4 / \text{Кл}^2$ для LiNbO_3 и $g_1 = 2,53 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^4 / \text{Кл}^2$ для LiTaO_3 . Для определения возможных

значений $\Delta\lambda^Y$ для кристалла ниобата лития с неизвестными коэффициентами флексоэлектрической связи f_{1132} и f_{3131} , воспользуемся следующей известной оценкой: $f \sim 1-10$ В [87, 88]. Принимая коэффициенты f_{1132} и f_{3131} равными и используя значения модулей упругости $C_{14}^P = 0,783 \cdot 10^{10}$ Н/м², $C_{44}^P = 5,985 \cdot 10^{10}$ Н/м² [59] и $C_{66}^P = 8,78 \cdot 10^{10}$ Н/м² [51], уже для нижнего предела получаем величину $\Delta\lambda^Y = 2,54 \cdot 10^{-11}$ Н·м⁴/Кл², сравнимую с приведенной выше оценкой, исходящей из половинной толщины доменной стенки $\omega_0^Y = 0,28$ нм. При этом из (2.20) и (2.23) и следует, что флексоэлектрический вклад должен увеличивать толщину стенки.

Следует отметить, что перенормировка градиентного члена, обусловленная флексоэлектрическим эффектом, для 180-градусной стенки (001)-ориентации в тетрагональной фазе безграничного сегнетоэлектрика со структурой перовскита рассматривалась в [88]. Было получено, что этот эффект должен приводить к заметному снижению толщины такой стенки.

Таким образом, рассмотрены соотношения, описывающие электрические и упругие поля, создаваемые 180-градусной доменной стенкой изинговского типа, параллельной кристаллографической плоскости YZ в безграничном кристалле симметрии $3m$, принимающие во внимание их связь, обусловленную как электрострикцией, так и флексоэлектрическим эффектом. 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 ω_0^Y . Из проведенной оценки последних получено, что вкладом электрострикции в значение P_S можно пренебречь, в то время как влияние флексоэлектрического эффекта на толщину доменной стенки может быть существенным.

2.1.3 Электрические и упругие поля, создаваемые 180-градусной доменной стенкой X-типа в безграничном кристалле симметрии $3m$

Использование подхода, развитого выше в п. 2.1.2, позволяет рассмотреть электрические и упругие поля для безграничной незаряженной 180-градусной доменной стенки изинговского типа, перпендикулярной оси $y = x_2$ в кристалле класса симметрии $3m$. Для нее отличными от нуля являются компонента вектора электрической поляризации $P_z(y) = P_3(x_2)$, при составляющих $P_1 = P_2 = 0$, и компоненты тензора деформаций $S_{22}(y)$, $S_{12}(y) = S_{21}(y)$ и $S_{23}(y) = S_{32}(y)$. В отсутствие внешнего поля ($E_3 = 0$) из уравнения состояния (2.4) вместо (2.8) получаем

$$\alpha_{33}^S P_z + b_{3333}^S (P_z)^3 - 2d_{3311}^S P_z S_{22} - \lambda_{3131} \frac{\partial^2 P_z}{\partial y^2} - 2f_{3131} \frac{\partial S_{23}}{\partial y} = 0, \quad (2.24)$$

где учтено, что $d_{3322}^S = d_{3311}^S$, $\lambda_{3232} = \lambda_{3131}$, $f_{1232} = 0$ и $f_{2332} = f_{3131}$ (см., например, [76]).

Использование уравнения состояния (2.5), уравнений эластостатики (2.12), условий равенства нулю составляющих тензора упругих напряжений в механически свободном кристалле для рассматриваемой стенки X-типа,

$$T_{22}(y) = 0, \quad T_{12}(y) = 0, \quad T_{32}(y) = 0, \quad (2.25)$$

соотношений для материальных параметров $C_{22}^P = C_{11}^P$, $C_{24}^P = -C_{14}^P$, $f_{2232} = -f_{1132}$ [76] и для других, приведенных выше, получаем следующие соотношения, характеризующие связь создаваемых упругих деформаций с электрической поляризацией:

$$S_{12}(y) = S_{21}(y) = 0, \quad (2.26)$$

$$S_{22}(y) = \frac{d_{3311}^S C_{44}^P}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2} P_z^2(y) + \frac{f_{1132} C_{44}^P - f_{3131} C_{14}^P}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2} \frac{dP_z(y)}{dy}, \quad (2.27)$$

$$S_{23}(y) = S_{32}(y) = \frac{d_{3311}^S C_{14}^P}{2[C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2]} P_z^2(y) - \frac{f_{3131} C_{11}^P - f_{1132} C_{14}^P}{2[C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2]} \frac{dP_z(y)}{dy}. \quad (2.28)$$

После подстановки S_{22} из (2.27) и S_{23} из (2.28) в (2.24) получаем уравнение следующего вида:

$$-\tilde{\lambda}_{3131}^X \frac{d^2 P_z}{dy^2} + \alpha_{33}^S P_z + \tilde{b}_{3333}^{S,X} P_z^3 - \frac{2d_{3311}^S f_{1132} C_{44}^P}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2} \frac{dP_z}{dy} P_z = 0, \quad (2.29)$$

отличающееся от (2.18), во-первых, другими коэффициентами, учитывающими перенормировку вследствие флексоэлектрического и электрострикционного эффектов,

$$\tilde{\lambda}_{3131}^X = \lambda_{3131} + \Delta\lambda^X = \lambda_{3131} - f_{3131} \frac{f_{3131} C_{11}^P - f_{1132} C_{14}^P}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2}, \quad (2.30)$$

$$\tilde{b}_{3333}^{S,X} = b_{3333}^S - 2 \frac{(d_{3311}^S)^2 C_{44}^P}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2}, \quad (2.31)$$

во-вторых, (2.29) содержит дополнительный член, связанный с этими эффектами, пропорциональный произведению электрической поляризации на ее первую производную. Для оценки необходимости учета этого члена в уравнении (2.29) для кристалла ниобата лития рассмотрим решение для стенки X-типа, аналогичное (2.21),

$$P_z(y) = P_S \operatorname{th} \left(\frac{y}{\omega_0^X} \right), \quad (2.32)$$

с параметрами

$$P_S = \pm \sqrt{-\frac{\alpha_{33}^S}{\tilde{b}_{3333}^{S,X}}}, \quad (2.33)$$

$$\omega_0^X = \sqrt{-\frac{2\tilde{\lambda}_{3131}^X}{\alpha_{33}^S}}, \quad (2.34)$$

которое обращает в ноль сумму первых трех членов. Сравним в этом приближении пространственные зависимости для второго члена, $\alpha_{33}^S P_z(y)$, для значений $\alpha_{33}^S = -2,012 \cdot 10^9$ Н·м²/Кл² и $P_S = 0,75$ Кл/м² [59] (кривая 1 на рисунке 2.1), и для последнего слагаемого в уравнении (2.29),

$$\Delta(y) = -\frac{2d_{3311}^S f_{1132} C_{44}^P}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2} \frac{dP_z(y)}{dy} P_z(y). \quad (2.35)$$

Кривые 2 и 3 на этом рисунке отображают такие зависимости $\Delta(y)$ для доменных стенок с толщинами ω_0^x , равными 0,28 нм и 3,0 нм соответственно, для приведенных выше значений материальных параметров и модуля упругости $C_{11}^P = 1,9886 \cdot 10^{11}$ Н/м² [59], при коэффициенте флексоэлектрической связи $f_{1132} = 1$ В.

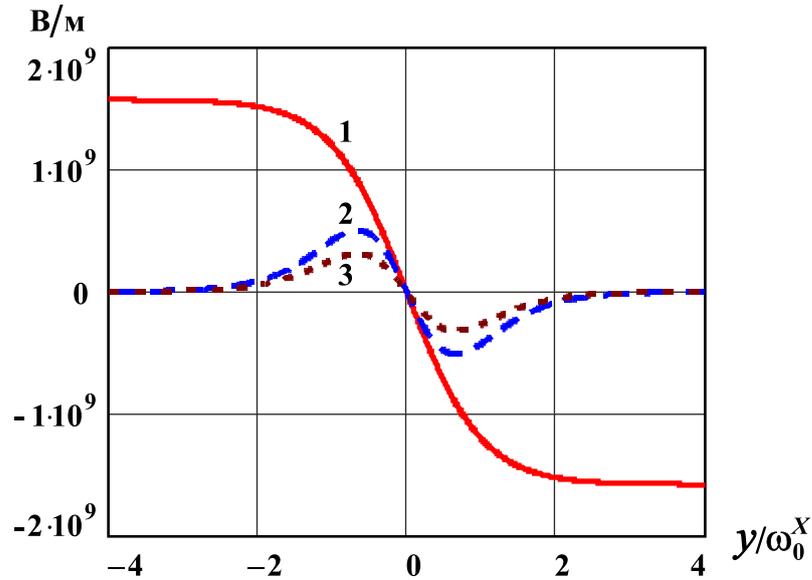


Рисунок 2.1 – Зависимости от нормированной координаты второго слагаемого $\alpha_{33}^S P_z(y)$ в уравнении (2.29) (кривая 1) и последнего члена этого уравнения в масштабе $300 \Delta(y)$ при $\omega_0^x = 0.28$ нм (кривая 2), и в масштабе $2000 \Delta(y)$ при $\omega_0^x = 3$ нм (кривая 3)

Как следует из рисунка, последний член в (2.29) даже при толщине доменной стенки $\omega_0^x = 0.28$ нм не превышает уровня $0,003 \alpha_{33}^S P_z(y)$, достигая экстремальных значений при $|y| \approx 0,6 \omega_0^y$. С увеличением ω_0^x , вследствие уменьшения градиента электрической поляризации, влияние данного члена $\Delta(y)$ на распределение создаваемых вблизи доменной стенки упругих и электрических полей становится еще более слабым.

Таким образом, при $\omega_0^x \geq 0,28$ нм таким влиянием можно пренебречь, и выражение (2.32) является хорошим приближением для описания распределения электрической поляризации вблизи доменной стенки X-типа в кристаллах

симметрии $3m$. Поскольку материальные параметры изоморфных друг к другу кристаллов LiNbO_3 и LiTaO_3 близки (см., например, [51, 59]), этот вывод относится и к LiTaO_3 . Распределение упругих деформаций, создаваемых в таких кристаллах стенкой X-типа, в этом приближении определяется соотношениями (2.27) и (2.28), в сочетании с формулами (2.30)–(2.34).

2.2 Возмущения оптических свойств, создаваемые 180-градусными доменными стенками Y- и X-типа в безграничном кристалле симметрии $3m$ в отсутствие внешнего поля

Создаваемые в отсутствие внешнего поля рассмотренными выше в подразделе 2.1 упругими и электрическими полями доменных стенок изинговского типа в кристаллах симметрии $3m$ возмущения тензора диэлектрической непроницаемости Δb_{ij} на частоте световой волны будем полагать обусловленными как спонтанным квадратическим электрооптическим эффектом [74], так и упругооптическим вкладом [75]:

$$\Delta b_{ij}(\eta) = R_{ij33} P_z^2(\eta) + p_{ijkl} S_{kl}(\eta), \quad (2.36)$$

где R_{ij33} – электрооптические постоянные квадратичного эффекта и p_{ijkl} – упругооптические постоянные, а координата η вдоль нормали к стенке соответствует $x = x_1$ или $y = x_2$ для стенок Y- или X-типа. Связь возмущений компонент диэлектрического тензора $\Delta \tilde{\epsilon}_{kl}$ с компонентами Δb_{ij} определяется известным выражением (см., например, [89]):

$$\Delta \tilde{\epsilon}_{kl} = -\tilde{\epsilon}_{kl}^0 \tilde{\epsilon}_{ij}^0 \Delta b_{ij}, \quad (2.37)$$

где $\tilde{\epsilon}_{ij}^0$ – компоненты диэлектрического тензора невозмущенного кристалла. Для одноосных кристаллов, к которым относятся среды с точечной группой симметрии $3m$, отличными от нуля являются следующие его составляющие:

$$\tilde{\epsilon}_{11}^0 = \tilde{\epsilon}_{22}^0 = n_o^2, \quad \tilde{\epsilon}_{33}^0 = n_e^2, \quad (2.38)$$

где n_o и n_e – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления соответственно.

Данные соотношения (2.36)–(2.38) будут использованы ниже для описания возмущений оптических свойств, создаваемых 180-градусными доменными стенками Y- и X-типа в безграничном кристалле симметрии $3m$ в отсутствие внешнего поля, рассмотренных в работах автора [80, 81].

2.2.1 Возмущения оптических свойств, создаваемых 180-градусной доменной стенкой Y-типа в безграничном кристалле симметрии $3m$

Используя соотношения (2.13), (2.16), (2.17), (2.21) и (2.36) – (2.38) и принимая во внимание симметрию тензоров R_{ij33} и p_{ijkl} для кристаллов класса симметрии $3m$ [76], можно получить следующие выражения для неоднородной по пространству составляющей возмущений диэлектрического тензора $\Delta\tilde{\epsilon}_{kl}^Y(x)$ на частоте световой волны, наводимой в отсутствие внешнего поля электрическими и упругими полями доменной стенки Y-типа [80, 81]:

$$\Delta\tilde{\epsilon}_{11}^Y(x) = n_o^4 P_S^2 \left(R_{13} + p_{11} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) \text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0^Y} \right), \quad (2.39)$$

$$\Delta\tilde{\epsilon}_{22}^Y(x) = n_o^4 P_S^2 \left(R_{13} + p_{12} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) \text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0^Y} \right), \quad (2.40)$$

$$\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^Y(x) = n_e^4 P_S^2 \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) \text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0^Y} \right), \quad (2.41)$$

$$\Delta\tilde{\epsilon}_{12}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{21}^Y(x) = \mp n_o^4 \frac{P_S}{2\omega_0} \frac{p_{66} (f_{3131} C_{14}^P - f_{1132} C_{44}^P) + p_{14} (f_{1132} C_{14}^P - f_{3131} C_{66}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0^Y} \right), \quad (2.42)$$

$$\Delta\tilde{\epsilon}_{13}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{31}^Y(x) = \mp n_o^2 n_e^2 \frac{P_S}{2\omega_0} \frac{p_{44} (f_{1132} C_{14}^P - f_{3131} C_{66}^P) + p_{41} (f_{3131} C_{14}^P - f_{1132} C_{44}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0^Y} \right), \quad (2.43)$$

$$\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^Y(x) = n_o^2 n_e^2 P_S^2 p_{41} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0^Y} \right), \quad (2.44)$$

где в соответствии с известными соотношениями симметрии и видом тензоров для квадратичных электрооптических и упругооптических постоянных в кристаллах класса $\bar{3}m$ [76] использованы матричные обозначения: $R_{1133} = R_{2233} = R_{13}$, $R_{3333} = R_{33}$,

$p_{1111} = p_{11}$, $p_{2211} = p_{21} = p_{12}$, $p_{3311} = p_{31}$, $p_{1212} = p_{66}$, $p_{1213} = p_{65} = p_{14}$, $p_{1313} = p_{55} = p_{44}$, $p_{1312} = p_{56} = p_{41}$. Знаки ”+“ и ”-“ в выражениях (2.42) и (2.43) относятся к стенкам разных типов, для которых поляризация по нормальной к стенке координате x меняется от $-\mathbf{P}_S$ к $+\mathbf{P}_S$ (первый тип) и от $+\mathbf{P}_S$ к $-\mathbf{P}_S$ (второй тип).

Следует отметить, что полученные соотношения (2.39) – (2.44) для возмущений компонент диэлектрического тензора $\Delta\tilde{\epsilon}_{kl}^Y(x)$ согласуются с формулами для возмущений компонент тензора диэлектрической непроницаемости $\Delta b_{ij}(x)$, наводимых доменной стенкой Y-типа, приведенными в [36].

2.2.2 Возмущения оптических свойств, создаваемых 180-градусной доменной стенкой X-типа в безграничном кристалле симметрии $3m$

С использованием подхода, описанного выше в п. 2.2.1, из соотношений (2.36)–(2.38), (2.26)–(2.28) и (2.32), а также принимая во внимание симметрию тензоров R_{ij33} и p_{ijkl} для кристаллов класса симметрии $3m$ [76], можно получить следующие выражения для неоднородной по пространству составляющей возмущений диэлектрического тензора $\Delta\tilde{\epsilon}_{kl}^X(y)$ на частоте световой волны, наводимой в отсутствие внешнего поля электрическими и упругими полями доменной стенки X-типа [80, 81]:

$$\Delta\tilde{\epsilon}_{11}^X(y) = n_0^4 \left\{ P_S^2 \left[R_{13} + \frac{(p_{12}C_{44}^P + p_{14}C_{14}^P)d_{31}^S}{C_{11}^PC_{44}^P - (C_{14}^P)^2} \right] \mp \frac{P_S}{\omega_0^X} \cdot \frac{p_{12}(f_{1132}C_{44}^P - f_{3131}C_{14}^P) - p_{14}(f_{3131}C_{11}^P - f_{1132}C_{14}^P)}{C_{44}^PC_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \right\} \text{ch}^{-2}\left(\frac{y}{\omega_0^X}\right), \quad (2.45)$$

$$\Delta\tilde{\epsilon}_{22}^X(y) = n_0^4 \left\{ P_S^2 \left[R_{13} + \frac{(p_{11}C_{44}^P - p_{14}C_{14}^P)d_{31}^S}{C_{11}^PC_{44}^P - (C_{14}^P)^2} \right] \mp \right.$$

$$\mp \frac{P_S}{\omega_0^X} \cdot \frac{p_{11}(f_{1132}C_{44}^P - f_{3131}C_{14}^P) + p_{14}(f_{3131}C_{11}^P - f_{1132}C_{14}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \left\} \text{ch}^{-2} \left(\frac{y}{\omega_0^X} \right), \quad (2.46)$$

$$\Delta \tilde{\epsilon}_{33}^X(y) = n_e^4 \left\{ P_S^2 \left[R_{33} + \frac{p_{31}C_{44}^P d_{33}^S}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2} \right] \mp \frac{P_S}{\omega_0^X} \cdot \frac{p_{31}(f_{1132}C_{44}^P - f_{3131}C_{14}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \right\} \text{ch}^{-2} \left(\frac{y}{\omega_0^X} \right), \quad (2.47)$$

$$\Delta \tilde{\epsilon}_{23}^X(y) = \Delta \tilde{\epsilon}_{32}^X(y) = n_0^2 n_e^2 \left\{ P_S^2 \left[\frac{(p_{44}C_{14}^P - p_{41}C_{44}^P) d_{31}^S}{C_{11}^P C_{44}^P - (C_{14}^P)^2} \right] \mp \frac{P_S}{\omega_0^X} \cdot \frac{-p_{44}(f_{3131}C_{11}^P - f_{1132}C_{14}^P) - p_{41}(f_{1132}C_{44}^P - f_{3131}C_{14}^P)}{C_{44}^P C_{66}^P - (C_{14}^P)^2} \right\} \text{ch}^{-2} \left(\frac{y}{\omega_0^X} \right), \quad (2.48)$$

$$\Delta \tilde{\epsilon}_{13}^X(y) = \Delta \tilde{\epsilon}_{31}^X(y) = \Delta \tilde{\epsilon}_{12}^X(y) = \Delta \tilde{\epsilon}_{21}^X(y) = 0, \quad (2.49)$$

где использованы дополнительно к предыдущим следующие матричные обозначения: $p_{1123} = p_{1132} = p_{14}$, $p_{2223} = p_{2232} = p_{24} = -p_{14}$, $p_{3322} = p_{32} = p_{31}$, $p_{2322} = p_{42} = -p_{41}$ [76]. Здесь, как и в п. 2.2.2, знаки ”+“ и ”-“ в выражениях (2.45) – (2.48) относятся к стенкам разных типов, для которых поляризация по нормальной к стенке координате меняется от $-\mathbf{P}_S$ к $+\mathbf{P}_S$ (первый тип) и от $+\mathbf{P}_S$ к $-\mathbf{P}_S$ (второй тип).

Таким образом, получены соотношения, определяющие для неоднородной по пространству составляющей диэлектрического тензора полный набор его возмущений $\Delta \tilde{\epsilon}_{\kappa}^X(y)$ на частоте световой волны, наводимых в отсутствие внешнего поля электрическими и упругими полями доменной стенки X-типа в кристаллах симметрии $3m$.

2.2.3 Анализ возможных вариантов геометрии дифракции Брэгга на доменных стенках регулярных доменных структур со стенками Y- и X-типа в отсутствие внешнего поля

Из уравнений (2.39) – (2.41) и (2.45) – (2.47) следует, что возмущения диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости $\Delta \tilde{\epsilon}_{11}$, $\Delta \tilde{\epsilon}_{22}$ и $\Delta \tilde{\epsilon}_{33}$, как в случае стенок Y-типа, так и X-типа, обусловлены в первую очередь

квадратичным электрооптическим эффектом. В случае использования регулярных доменных структур (РДС) с такими стенками, создаваемых методами доменной инженерии (см., например, [1, 3, 14]) в кристаллах ниобата и танталата лития, на них наблюдаются дифракционные процессы без изменения типа поляризации световой волны. Такая дифракция на РДС, называемая изотропной [90], для необыкновенных волн связана с компонентой возмущений $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}$, а для обыкновенных волн обеспечивается возмущениями компонент $\Delta\tilde{\epsilon}_{11}$ и $\Delta\tilde{\epsilon}_{22}$. Для РДС с Y-стенками, которые считались ненаклонными и незаряженными, изотропная дифракция в кристаллах LiNbO_3 экспериментально наблюдалось и подробно исследовалась в отсутствие внешнего поля, например, в работах [36, 37, 91–93]. При этом в [91–93] создаваемые стенками возмущения не рассматривались, и считалось, что дифракция на РДС связана с различиями показателя преломления в переполаризованных и непополаризованных областях ниобата лития.

Следует отметить, что в случае РДС с Y-стенками, создаваемые ими возмущения для диагональных компонент $\Delta\tilde{\epsilon}_{11}$, $\Delta\tilde{\epsilon}_{22}$ и $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}$ определяются суммой вкладов квадратичного электрооптического эффекта и совместного действия электрострикции и фотоупругости, не зависят от типа стенок (см. формулы (2.39)–(2.41)), и для идеальных структур с одинаковыми размерами переполаризованных и непополаризованных областей характеризуются пространственным периодом $\Lambda/2$. В этом случае изотропная дифракция в первый брэгговский порядок, как отмечалось в [37], должна отсутствовать.

Однако для РДС с X-стенками в возмущения диагональных компонент (см. формулы (2.45)–(2.47)) вносится дополнительный вклад, связанный с совместным проявлением флексоэлектрического и упругооптического эффектов, и отличающийся по знаку для стенок с поляризацией, меняющейся вдоль координаты x с $-P_s$ на P_s , и с P_s на $-P_s$. Использование электрооптических постоянных квадратичного эффекта $R_{13} = 0.024 \text{ м}^4/\text{Кл}^2$, $R_{33} = 0.086 \text{ м}^4/\text{Кл}^2$, вычисленных по известным формулам [75] из значений линейных электрооптических коэффициентов Поккельса кристалла ниобата лития [49] и его

упругооптических постоянных $p_{11} = -0,026$, $p_{12} = 0,09$, $p_{14} = -0,075$, $p_{31} = 0,179$ [52] и других материальных параметров, приведенных выше, позволяет оценить возможную величину знакопеременного флексоэлектрического вклада $\mp \Delta \tilde{\epsilon}_{ii}^{fX}$ в возмущения диагональных компонент $\Delta \tilde{\epsilon}_{11}$, $\Delta \tilde{\epsilon}_{22}$ и $\Delta \tilde{\epsilon}_{33}$. Этот вклад растет с увеличением коэффициентов флексоэлектрической связи f_{1132} и f_{3131} и уменьшением толщины доменной стенки $2\omega_0^X$. Расчет показывает, что для значений $f_{1132} = f_{3131} = 3$ В и $\omega_0^X = 3$ нм его величина может быть существенной: $|\Delta \tilde{\epsilon}_{11}^{fX}| / |\Delta \tilde{\epsilon}_{11}^X| \approx 0,17$, $|\Delta \tilde{\epsilon}_{22}^{fX}| / |\Delta \tilde{\epsilon}_{22}^X| \approx 0,20$ и $|\Delta \tilde{\epsilon}_{33}^{fX}| / |\Delta \tilde{\epsilon}_{33}^X| \approx 0,03$. Эффективность дифракции в первый брэгговский порядок на такой решетке с пространственным периодом Λ должна быть заметной и для идеальных РДС с одинаковыми размерами переполаризованных и непереполаризованных областей.

В соответствии с (2.44) возмущения недиагональных компонент $\Delta \tilde{\epsilon}_{23}^Y(x) = \Delta \tilde{\epsilon}_{32}^Y(x)$, создаваемых стенкой Y-типа исключительно за счет локализованных вблизи нее упругих деформаций, индуцированных вследствие изменения спонтанной поляризации и благодаря эффекту электрострикции, характеризуется таким же пространственным периодом $\Lambda/2$, как и для создаваемых ею возмущений диагональных компонент $\Delta \tilde{\epsilon}_{11}$, $\Delta \tilde{\epsilon}_{22}$ и $\Delta \tilde{\epsilon}_{33}$ (ср. формулы (2.39) – (2.41) и (2.44)). Возмущения $\Delta \tilde{\epsilon}_{23}^Y(x) = \Delta \tilde{\epsilon}_{32}^Y(x)$ делают для стенок Y-типа возможной коллинеарную дифракцию, при которой распространяющиеся вдоль оси x обыкновенные и необыкновенные волны оказываются связанными друг с другом в некотором узком спектральном диапазоне $\Delta\lambda$. Такой вид дифракции на РДС был предсказан и реализован экспериментально в кристалле $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ [36].

Для РДС со стенками X-типа в кристаллах класса симметрии $3m$ подобная коллинеарная дифракция невозможна, поскольку, как видно из (2.49), отсутствуют возмущения компонент тензора диэлектрической проницаемости, определяющие связь обыкновенных и необыкновенных волн, распространяющихся вдоль оси y : $\Delta \tilde{\epsilon}_{13}^X(y) = \Delta \tilde{\epsilon}_{31}^X(y) = 0$.

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 XU . При этом обыкновенная волна (падающая или дифрагированная) будет иметь составляющие вектора поляризации $E_{ox} \sim \cos \theta_o$ и $E_{oy} \sim \sin \theta_o$, где θ_o – угол между волновым вектором обыкновенной волны и осью y . Вектор поляризации для необыкновенной волны в этом случае будет ориентирован точно вдоль оси z , для любых углов θ_o между соответствующим волновым вектором и осью y . Таким образом, при малых углах θ_o основной вклад в эффективность рассматриваемой анизотропной дифракции должны давать возмущения диэлектрического тензора $\Delta \tilde{\epsilon}_{13}^Y(x) = \Delta \tilde{\epsilon}_{31}^Y(x)$, определяемые флексоэлектрическим эффектом. Следует отметить, что пространственный период таких возмущений равен Λ (см. формулу (2.43), поэтому для идеальной РДС с одинаковыми размерами переполяризованных и непереполяризованных областей этот вклад будет отличен от нуля только для нечетных порядков дифракции: $m = 1, 3, 5, \dots$. Отсутствие литературных данных по коэффициентам флексоэлектрической связи f_{1132} и f_{3131} для кристаллов ниобата и танталата лития не позволяет количественно оценить возможный совместный вклад флексоэлектрического и упругооптического эффектов в эффективность рассматриваемого вида анизотропной дифракции на РДС. Однако автором в работе [82] была экспериментально обнаружена для РДС в кристалле 5% $MgO:LiNbO_3$ и лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 657$ нм анизотропная дифракция в брэгговские порядки с номерами $m = 5$ и $m = 7$ с эффективностью $\eta_{oe}^{(5)} = 0,023\%$, $\eta_{oe}^{(7)} = 0,006\%$ и $\eta_{eo}^{(5)} = 0,022\%$, $\eta_{eo}^{(7)} = 0,017\%$ для обыкновенного и необыкновенного зондирующего пучка, соответственно.

Характерно, что для достаточно больших углов θ_o анизотропная дифракция на РДС с Y -стенками может быть реализована в кристаллах симметрии $3m$ при распространении обыкновенного или необыкновенного зондирующего пучка в плоскости XU за счет совместного вклада электрострикционного и

упругооптического эффектов, определяемого возмущениями $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^Y(x)$ (см. формулу (2.44)). Как уже отмечалось выше, они характеризуется пространственным периодом $\Lambda/2$ и поэтому для идеальной РДС с одинаковыми размерами переполаризованных и непополаризованных областей должны приводить к дифракции Брэгга в четные порядки с $m=2,4,6\dots$. Автором в работе [82] для РДС в кристалле 5% MgO:LiNbO₃ на длине волны $\lambda = 657$ нм была экспериментально обнаружена такая анизотропная брэгговская дифракция в порядки с номерами $m=4$, $m=6$ и $m=8$ с эффективностью $\eta_{oe}^{(4)} = 0,102\%$, $\eta_{oe}^{(6)} = 0,025\%$, $\eta_{oe}^{(8)} = 0,002\%$ и $\eta_{eo}^{(4)} = 0,13\%$, $\eta_{eo}^{(6)} = 0,03\%$, $\eta_{eo}^{(8)} = 0,004\%$.

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. Здесь обыкновенная волна будет иметь составляющие вектора поляризации $E_{ox} \sim \sin\beta_o$ и $E_{oy} \sim \cos\beta_o$, где β_o – угол между волновым вектором обыкновенной волны и осью x . Поскольку возмущения $\Delta\tilde{\epsilon}_{13}^X(y) = \Delta\tilde{\epsilon}_{31}^X(y) = 0$ (см. формулу (2.49)), то вклад в такую дифракцию возможен только за счет возмущений компонент диэлектрического тензора $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^X(y) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^X(y)$. Эффективность данной анизотропной дифракции при углах $\beta_o < 30^\circ$, которые нетрудно обеспечить в экспериментах, будет в первую очередь зависеть от коэффициентов Фурье-разложения этих компонент по пространственным гармоникам с периодом Λ/m . Как следует из формулы (2.48), для случая идеальной РДС с X-стенками и одинаковыми размерами переполаризованных и непополаризованных областей, эффективность анизотропной дифракции Брэгга в нечетные порядки будет определяться совместными вкладами флексоэлектрического и упругооптического эффектов, а в четные – электрострикционного и упругооптического эффектов.

Следует также отметить, что для РДС с Y-стенками наличие возмущений $\Delta\tilde{\epsilon}_{12}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{21}^Y(x)$ (см. формулу (2.42)), может проявляться при наблюдении картин

дифракции для зондирующего пучка, распространяющегося вдоль полярной оси z кристалла.

2.3 Возмущения показателя преломления необыкновенных волн в регулярной доменной структуре со стенками Y -типа в сегнетоэлектрических кристаллах симметрии $3m$ во внешнем электрическом поле

Одним из приложений РДС в кристаллах симметрии $3m$, таких как ниобат и танталат лития, является электрооптическая модуляция лазерного излучения [12, 14–16, 19, 94], использующая брэгговский режим изотропной дифракции для необыкновенных световых пучков во внешнем электрическом поле $E_0(t)$, приложенном вдоль полярной оси z . Выбор ориентации вектора поляризации световой волны и направления приложения электрического поля обусловлены использованием в этом случае компоненты электрооптического тензора r_{33} , имеющей максимальную величину для рассматриваемых кристаллов [49]. Для РДС с ненаклонными Y -стенками, обычно используемых в устройствах брэгговской модуляции [12, 14–16, 19, 94], создаваемые за счет линейного электрооптического эффекта возмущения диэлектрического тензора $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}(x,t)$ на периоде Λ могут быть описаны следующим выражением

$$\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}(x,t) = \begin{cases} -n_e^4 r_{33} E_0(t), & \text{при } 0 \leq x \leq d_i, \\ n_e^4 r_{33} E_0(t), & \text{при } d_i \leq x \leq \Lambda, \end{cases} \quad (2.50)$$

где $\Lambda - d_i$ – размер переполаризованных областей кристалла. При записи (2.50) учтено, что размер переполаризованных областей, в которых знак электрооптического коэффициента r_{33} изменяется на противоположный исходному, может отличаться от идеального, когда $\Lambda - d_i = \Lambda / 2$, а также использовано известное соотношение для $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}$ в фазовых модуляторах, реализуемых на основе кристаллов симметрии $3m$ (см., например, [89]).

Возмущения $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{dw}(x)$, создаваемые стенками РДС, не зависят от времени и с учетом их пространственного положения на периоде Λ , формулы (2.41) и неравенства $\omega_0^Y \ll \Lambda$ могут быть получены в виде

$$\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{dw}(x) = n_e^4 P_S^2 \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) \left[\text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0^Y} \right) + \text{ch}^{-2} \left(\frac{x-d_i}{\omega_0^Y} \right) + \text{ch}^{-2} \left(\frac{x-\Lambda}{\omega_0^Y} \right) \right], \text{ при } 0 \leq x \leq \Lambda. \quad (2.51)$$

При электрооптической дифракции Брэгга на рассматриваемой РДС вклад в нее будет давать соответствующие пространственные гармоники распределения возмущений $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}(x,t) + \Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{dw}(x)$, создаваемых как приложенным электрическим полем, так и доменными стенками. Применяя разложение в ряд Фурье по пространственным гармоникам с периодом Λ/m к соотношениям (2.50) и (2.51), переходя к возмущениям показателя преломления необыкновенной волны, $\Delta n_e = \Delta\tilde{\epsilon}_{33} / (2n_e)$ (см., например, [89]), а также учитывая возможность приложения к кристаллу с РДС одновременно с синусоидальным внешним управляющим сигналом с амплитудой U_m также и постоянного напряжения смещения U_0 , в результате получаем

$$\Delta\dot{n}_m^e(t) = \Delta\dot{n}_m^{eo}(t) + \Delta\dot{n}_m^{dw} = -\frac{1}{2} n_e^3 \left\{ r_{33} \frac{\dot{F}_{eo}^{(m)}}{h\delta} \left[U_0 + U_m \sin \left(\frac{2\pi}{T} t \right) \right] - \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_S^2 \dot{F}_{dw}^{(m)} \right\}, \quad (2.52)$$

где $\dot{F}_{eo}^{(m)}$ и $\dot{F}_{dw}^{(m)}$ – комплексные амплитуды Фурье для m -й пространственной гармоники, создаваемые в РДС внешним электрическим полем (eo) и доменными стенками (dw). Параметр $\delta = 1 + \epsilon_3^r h_a / h$, где ϵ_3^r – относительная статическая диэлектрическая проницаемость кристалла, учитывает, как и в работе [19], 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.

2.4 Выводы по главе 2

В настоящей главе представлены результаты работ [80 – 82], выполненных автором совместно с С.М. Шандаровым, Н.И. Буримовым, А.Е. Манделем, Т.М. Аликбаевым, М.В. Бородиным, С.М. Смирновым, А.Р. Ахматхановым, В.Я. Шуром, 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. Основные результаты состоят в следующем.

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, основанный на анализе сопровождающих электрических и упругих полей в рамках теории Ландау-Гинзбурга-Девоншира, принимающей во внимание их связь, обусловленную как электрострикцией, так и флексоэлектрическим эффектом.

2. Рассмотренные соотношения, описывающие электрические и упругие поля, создаваемые 180-градусными ненаклонными доменными Y- и X-стенками изинговского типа в безграничном кристалле симметрии $3m$, показывают, что для Y-стенок в известном выражении, определяющем зависимость спонтанной поляризации от координаты x , 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 ω_0^Y . Из проведенных оценок следует, что в этом случае вкладом электрострикции в значение P_s можно пренебречь, в то время как влияние флексоэлектрического эффекта на толщину доменной стенки может быть существенным. Для X-стенок, которые могут наблюдаться в конгруэнтном танталате лития, оценки показывают, что вклад в распределение электрической поляризации вблизи них, обусловленный

флексозлектрическим и электрострикционным эффектами, падает с увеличением толщины ω_0^X и является пренебрежимо малым даже при $\omega_0^X = 0,28$ нм.

3. Получены соотношения, определяющие для неоднородных по пространству составляющих диэлектрического тензора полный набор его возмущений $\Delta\tilde{\epsilon}_{kl}^X(y)$ на частоте световой волны, наводимых в отсутствие внешнего поля электрическими и упругими полями доменной стенки X-типа в кристаллах симметрии $3m$.

4. 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. Отмечено, что 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, дается также за счет совместного проявления флексозлектрического и упругооптического эффектов.

5. 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, $\Delta\tilde{\epsilon}_{13}^X(y) = \Delta\tilde{\epsilon}_{31}^X(y) = 0$.

6. 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 XU , при этом вклад в такую дифракцию возможен только за счет возмущений компонент диэлектрического тензора $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^X(y) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^X(y)$.

7. 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 $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}(x,t) + \Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{dw}(x)$, создаваемых как приложенным электрическим полем, так и доменными стенками; возможность приложения к кристаллу с РДС одновременно с синусоидальным внешним управляющим сигналом с амплитудой U_m также и постоянного напряжения смещения U_0 ; уменьшение электрического поля в кристалле при наличии некоторого воздушного зазора между его Z -поверхностями и электродами, через которые управляющее напряжение прикладывается к этим поверхностям.

Глава 3. Дифракция света на регулярных доменных структурах с ненаклонными доменными стенками Y-типа в кристаллах симметрии $3m$ в отсутствие внешнего поля

Как показано в п. 2.2.3, в отсутствие внешнего поля на РДС с доменными стенками изинговского Y-типа в кристаллах симметрии $3m$ возможна изотропная и анизотропная дифракция Брэгга, а также коллинеарное взаимодействие между обыкновенными и необыкновенными световыми волнами. В настоящей главе представлены результаты экспериментального исследования изотропной и анизотропной дифракции световых волн на РДС с ненаклонными доменными стенками в кристалле $1\%MgO:LiTaO_3$ [95–99], а также теоретического анализа таких видов дифракции [80, 81, 95], выполненных автором совместно с Д.А. Губинской, М.А. Федяниной, С.М. Шандаровым, Н.И. Буримовым, А.Е. Манделем, А.Р. Ахматхановым, А.А. Есиным, В.Я. Шуром, М.А. Чуваковой и другими членами научной группы.

3.1 Экспериментальные исследования дифракции света на РДС с ненаклонными доменными стенками Y-типа в кристалле $1\%MgO:LiTaO_3$

3.1.1 Образец кристалла $1\%MgO:LiTaO_3$ с РДС

Исследуемая РДС была изготовлена методом переполаризации во внешнем пространственно-периодическом электрическом поле в ООО ЛАБФЕР в монокристаллическом образце легированного оксидом магния стехиометрического танталата лития, $1\%MgO:LiTaO_3$, с размерами $5 \times 2 \times 1$ мм³ по осям X, Y и Z, соответственно. Рабочая часть переполаризованной области со стенками Y-типа, параллельными плоскости YZ кристалла, предназначенная для генерации второй оптической гармоники (ГВГ) для излучения накачки с длиной волны $\lambda_1 = 1064$ нм, занимала весь объем образца. Период исследуемой доменной структуры (по паспорту образца) имел значение $\Lambda = 7,99$ мкм.

Фотография одной из Z -граней исследуемого образца $1\%MgO:LiTaO_3$ с РДС, полученная в отраженном свете при увеличении $400\times$ с использованием микроскопа Биолан–М3 и цифровой камеры МС–12, представлена на рисунке 3.1. Следует отметить, что для Y -граней подобной картины не наблюдалось.

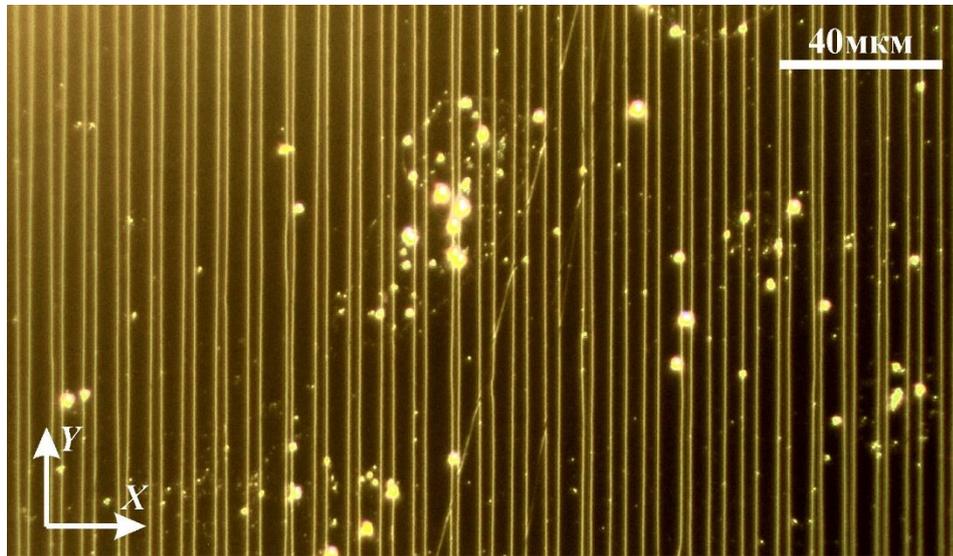


Рисунок 3.1 – Фотография Z -грани образца $1\%MgO:LiTaO_3$ с РДС в отраженном свете при увеличении $400\times$ с использованием микроскопа Биолан–М3 и цифровой камеры МС–12. Здесь X и Y – кристаллофизические оси образца

Светлые линии на данной фотографии соответствуют доменным стенкам, а темные промежутки между ними – доменам разного знака. Возможность наблюдения РДС в оптическом микроскопе для Z -граней обусловлена особенностями технологического процесса её изготовления. После проведения переполаризации все грани кристалла подвергались химико-механической полировке, сопровождавшейся травлением его поверхностей на небольшую глубину, имевших различающиеся скорости как для поверхностей доменов с ориентацией Z^+ и Z^- , так и для плоских участков Y^+ и Y^- . Если для поверхностей Y^+ и Y^- эти различия достаточно малы и глубина рельефа не позволяет наблюдать его в отраженном свете, то в случае Z^+ и Z^- , они, по-видимому, являются значительными. Из рисунка 3.1 видно, что 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 Λ_{av} можно воспользоваться методикой дифракции света при отражении от наблюдаемой микроскопическим методом поверхностной структуры. Картина такой дифракции на одной из Z -граней при нормальном падении на неё пучка гелий-неонового лазера с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм, мощностью 22,5 мВт и поляризацией по оси Y представлена на рисунке 3.2.



Рисунок 3.2 – Фотография экрана сделана от кристалла в сторону лазера. На фотографии видны отраженные от образца дифракционные максимумы от ± 1 -го до ± 8 -го порядков, пришедшие от Z -границ кристалла $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ с РДС при нормальном падении на неё пучка He-Ne лазера с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм, мощностью 22,5 мВт, апертурой 0,7 мм и поляризованного по оси кристалла Y .

Отраженный пучок дифракции нулевого порядка проходит в квадратное отверстие в центре экрана, как и пучок от лазера на кристалл; оба пучка на экране не рассеиваются и на фотографии не видны

Как видно из фотографии, в дифракционной картине отраженного света от входной грани кристалла можно выделить локализованные максимумы с номерами от $m = -8$ до $m = +8$, что позволяет связать углы дифракции с усредненным пространственным периодом РДС известным соотношением [100]:

$$\theta_m = 2 \arcsin \left(m \frac{\lambda}{2\Lambda_{av}} \right). \quad (3.1)$$

Проведенные расчеты показали, что значение Λ_{av} в пределах погрешности эксперимента хорошо согласуется с паспортным значением периода РДС $\Lambda = 7,99$ мкм.

Наряду с локализованными дифракционными максимумами, соответствующими пространственным Фурье-гармоникам с периодами Λ_{av}/m в

разложении поверхностного рельефа РДС, наблюдается «шумовая полоса», обусловленная дифракцией света на пространственных частотах, отличающихся от m ($2\pi/\Lambda_{av}$). Поскольку интенсивность этой полосы $I_N(x)$ существенно меньше, чем для локализованных дифракционных максимумов I_m , можно предположить, что наблюдаемые на рисунке 3.1 флуктуации положения доменных стенок не окажут существенного влияния на ухудшение характеристик данной РДС при ГВГ в режиме квазисинхронизма.

Глубина рельефа РДС $\Delta_z(x)$ и $\Delta_y(x)$ для Z- и Y-граней может быть оценена по эффективности дифракции $\eta_{\pm 1} = I_{\pm 1}/I_0$ в максимумы с $m = \pm 1$, соответствующие первой пространственной Фурье-гармонике. Использование подхода, описанного в [100] для дифракции света при отражении от рельефа, создаваемого акустическим поверхностными волнами, позволяет выразить рассматриваемую эффективность дифракции через функции Бесселя первого рода первого и нулевого порядков как

$$\eta_{\pm 1} = \frac{J_1^2(4a_{1m}\pi/\lambda)}{J_0^2(4a_{1m}\pi/\lambda)}, \quad (3.2)$$

где a_{1m} – амплитуда первой пространственной Фурье-гармоники в разложении $\Delta(x)$. 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), полагая, что максимальные значения глубины рельефа могут быть оценены как $\Delta_m \approx 2a_{1m}$, из (3.3) можно найти для исследуемой РДС $\Delta_{zm} \approx 94$ нм и $\Delta_{ym} \approx 4$ нм.

Таким образом, для исследуемой РДС, созданной в кристалле $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ методом переполаризации во внешнем пространственно-периодическом электрическом поле и предназначенной для ГВГ для излучения накачки с длиной волны $\lambda_1 = 1064$ нм, исходные и переполаризованные доменные области имеют различия по ширине, и эти различия варьируются как вдоль X, так и, в меньшей степени, по оси Y. Это проявляется в картинах дифракции света на отражение от Z-границы в наличии «шумовой полосы» с гораздо меньшей интенсивностью, чем для локализованных дифракционных максимумов. Можно предположить, что другим следствием вариаций в различиях по ширине доменных областей разного знака будет уменьшение вклада возмущений диэлектрического

тензора кристалла одной идеализированной доменной стенкой, рассмотренных выше в п. 2.2.1, в каждую из пространственных Фурье-гармоник таких возмущений, создаваемых РДС в целом в области распространения зондирующего светового пучка.

3.1.2 Изотропная дифракция света на РДС с многими дифракционными максимумами

С использованием экспериментальной методики, описанной в [37], в исследуемом кристалле $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ с РДС при распространении вдоль оси Z зондирующего светового пучка с длиной волны $632,8$ нм и поляризацией по оси Y наблюдалась дифракция с множеством максимумов, иллюстрируемая рисунком 3.3.

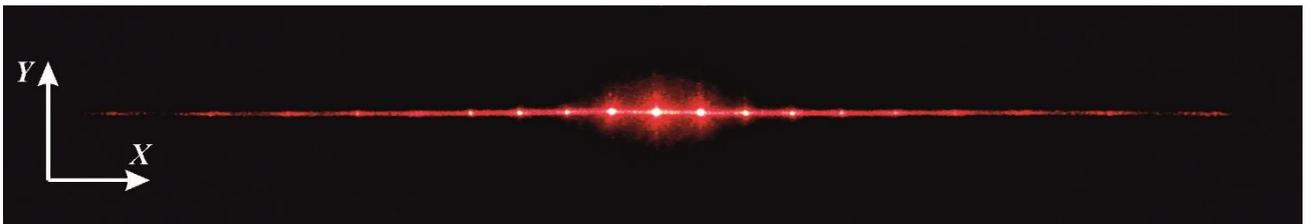


Рисунок 3.3 – Фотография дифракции с многими дифракционными максимумами сделана со стороны лазера на экране, установленном за кристаллом, после прохода светового пучка сквозь образец вдоль оси Z , с наблюдением дифракции от РДС от He-Ne лазера с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм, мощностью $22,5$ мВт, апертурой $0,7$ мм и поляризованного по оси кристалла Y . В центре экрана наиболее ярким является нулевой порядок дифракции, справа и слева от него дифракционные максимумы порядков от $m = \pm 1$ до $m = \pm 9$

Такую дифракцию можно связать с наличием пространственного рельефа на входной и выходной гранях образца, рассмотренного выше в п. 3.1.1, а также с возмущениями компоненты диэлектрического тензора $\Delta\tilde{\epsilon}_{22}^Y(x)$ кристалла доменными стенками РДС, описанными выше в п. 2.2.1. Как видно из рисунка 3.3, хорошо локализованными здесь являются только дифракционные максимумы с

номерах от $m = -4$ до $m = +4$. Сильное размытие остальных максимумов можно связать со случайными флуктуациями положения доменных стенок в области распространения зондирующего пучка как на входной и выходной гранях образца, так и в его объеме. При этом, влияние таких флуктуаций на размытие положений «шумовых» дифракционных пятен возрастает с номером пространственной гармоники. Следует также отметить практически монотонный спад интенсивности локализованных дифракционных максимумов с ростом $|m|$.

3.1.3 Изотропная брэгговская дифракция света на РДС с ненаклонными доменными стенками Y-типа в кристалле 1%MgO:LiTaO₃

Эксперименты с исследуемой РДС показали, что падение зондирующего лазерного пучка на перпендикулярную оси Y грань кристалла под определенными углами в плоскости YX приводит к дифракционным процессам, характеризующимся высокой угловой селективностью. Таким образом, данная доменная структура, занимающая практически полностью пространство между гранями образца, перпендикулярными оси Y , имеет достаточно высокую однородность параметров вдоль данного направления (см. рисунок 3.1), обеспечивая брэгговский характер изотропной дифракции.

Схема экспериментальной установки, используемой для исследования эффективности и угловой селективности изотропной дифракции Брэгга в кристалле 1%MgO:LiTaO₃ на имеющей ненаклонные доменные стенки РДС для необыкновенных световых пучков с длинами волн $\lambda_r = 632,8$ нм и $\lambda_g = 532$ нм, представлена на рисунке 3.4.

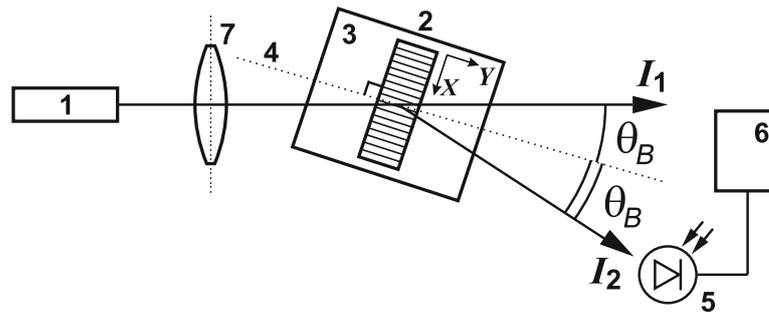


Рисунок 3.4 – Схема экспериментальной установки для исследования изотропной дифракции Брэгга: 1 – лазер с $\lambda_r = 632,8$ нм или $\lambda_g = 532$ нм; 2 – кристалл $1\% \text{MgO:LiTaO}_3$ с РДС; 3 – поворотный столик; 4 – нормаль к входной грани; 5 – фотоприемник; 6 – блок отображения мощности THORLABS-100D; 7 – положительная линза; I_1 – прошедший пучок; I_2 – дифрагированный пучок; θ_B – угол Брэгга

Зондирующий пучок лазерного излучения с апертурой 0,7 мм ($\lambda_r = 632,8$ нм) или 1 мм ($\lambda_g = 532$ нм) с необыкновенной поляризацией фокусировался сферической линзой 7 ($f = 350$ мм) на середину входной грани кристалла 2 у $y = 0$. Образец размещался на поворотном столике 3, позволявшем фиксировать угол падения света на входную грань с точностью до одной угловой минуты. При измерениях зависимости эффективности η_m от порядка дифракции m при подстройке по углу Брэгга $\theta_{Bm} = \arcsin(m\lambda / 2\Lambda)$, с помощью фотоприемника 5 и блока отображения 6 определялась максимальная мощность дифрагированного пучка P_{2m} . Полученные экспериментальные данные для эффективности изотропной дифракции Брэгга, определяемые как

$$\eta_m = \frac{P_{2m}}{P_0 + P_{2m}}, \quad (3.3)$$

где P_0 – мощность зондирующего пучка I_1 , прошедшего через кристалл с РДС, приведены для необыкновенных световых пучков и порядков m с первого по девятый в строках 2 и 4 таблицы 3.1.

Таблица 3.1 – Эффективность изотропной дифракции Брэгга η_m для m -го порядка на РДС с ненаклонными стенками и периодом $\Lambda = 7,99$ мкм в кристалле $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ для необыкновенных световых пучков, распространяющихся в плоскости XU

m	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\lambda_g = 532$ нм, $\eta_{ee} \times 100$, %, эксперимент	1,52	3,08	2,33	0,37	1,04	0,16	0,43	0,11	0,21
$\lambda_g = 532$ нм, $\eta_{ee} \times 100$, %, расчет	1,42	2,66	2,23	0,33	1,62	0,02	0,36	0,11	0,06
$\lambda_r = 632,8$ нм, $\eta_{ee} \times 100$, %, эксперимент	0,92	1,65	1,56	0,21	0,74	0,11	0,37	0,10	0,18
$\lambda_r = 632,8$ нм, $\eta_{ee} \times 100$, %, расчет	0,93	1,75	1,47	0,22	1,07	0,02	0,34	0,10	0,04

Как следует из таблицы, на обеих длинах волн зондирующего пучка максимальная дифракционная эффективность наблюдается во втором дифракционном порядке; для третьего порядка она выше, чем для первого; монотонность в убывании эффективности имеет место только для четных порядков, с номерами от $m = 2$ до $m = 8$, а также для нечетных порядков от $m = 3$ до $m = 9$ при $\lambda_r = 632,8$ нм. Полученные зависимости η_m от порядка изотропной брэгговской дифракции m для РДС с ненаклонными стенками в кристалле $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ качественно соответствует закономерностям, экспериментально установленным в [82, 101] для РДС в кристалле $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ при использовании зондирующего пучка с $\lambda = 655$ нм.

Степень однородности создаваемых РДС возмущений оптических свойств кристалла вдоль оси Y , при $0 \leq y \leq d$, может быть оценена по угловой зависимости мощности дифрагированного в m -й порядок пучка от отстройки $\theta = \theta_i - \theta_{Bm}$ для угла падения θ_i зондирующего пучка от угла Брэгга θ_{Bm} . Измерения угловой селективности проводились на экспериментальной установке со схемой, иллюстрируемой рисунком 3.4, в которой использовалась цилиндрическая линза 7 с фокусным расстоянием $f = 250$ мм, обеспечивающая малую угловую расходимость зондирующего пучка с длиной волны $632,8$ нм в плоскости XU кристалла 2 и его фокусировку в плоскости YZ в центр входной грани $y = 0$.

Экспериментальные зависимости нормированной эффективности $\eta_{ee}^{норм}$ для изотропной дифракции Брэгга на РДС с ненаклонными стенками и периодом $\Lambda = 7,99$ мкм в кристалле $1\%MgO:LiTaO_3$ в первый и второй порядки от угла отстройки θ от угла Брэгга вне кристалла показаны на рисунке 3.5 сплошными и пустыми кружками соответственно.

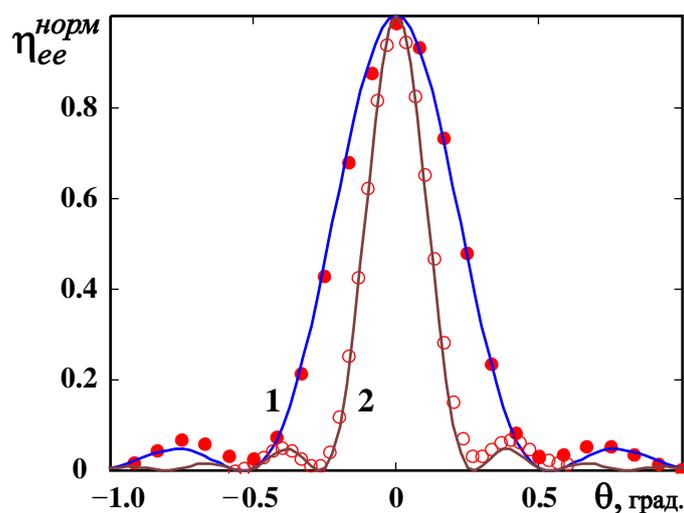


Рисунок 3.5 – Нормированные зависимости эффективности изотропной дифракции на РДС с ненаклонными стенками и периодом $\Lambda = 7,99$ мкм в кристалле $1\%MgO:LiTaO_3$ от угла отстройки θ вне кристалла от угла Брэгга в первый (1) и второй (2) порядки для зондирующего пучка с длиной волны 632,8 нм. Точки – эксперимент, сплошные кривые – расчет по формуле (3.5) с учетом преломления на выходе из кристалла для $d_{eff} = 1,85$ мм

Для расчета нормированной эффективности изотропной дифракции Брэгга для необыкновенных световых волн можно воспользоваться представлением возмущений, создаваемых доменными стенками РДС, в виде разложения по пространственным гармоникам с номерами $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ для компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_{33}$ (см. выше подраздел 2.3). В этом случае эффективность дифракции в m -й порядок будет определяться комплексной амплитудой соответствующей пространственной гармоники и ее распределением вдоль координаты $0 \leq y \leq d$ в кристалле. При распределении $\Delta\epsilon_{33}(y)$, близком к

однородному, можно ввести эффективную длину взаимодействия световых пучков $d_{eff} < d$. Используя дополнительно приближение слабого взаимодействия и описанный в [102, 103] подход к анализу брэгговской дифракции плоских световых волн на фазовых возмущениях, создаваемых монохроматической акустической волной в изотропном светозвукопроводе, можно показать, что нормированная зависимость эффективности дифракции в порядок m от угла падения θ_i , заданного внутри кристалла, в рассматриваемом случае может быть получена в следующем виде:

$$\eta_{ee}^{norm}(\theta_i) = \left(\frac{\sin \left(\frac{\pi d_{eff} m}{\Lambda \cos \theta_i} \left(\sin \theta_i - \frac{\lambda m}{2n_e \Lambda} \right) \right)}{\frac{\pi d_{eff} m}{\Lambda \cos \theta_i} \left(\sin \theta_i - \frac{\lambda m}{2n_e \Lambda} \right)} \right)^2. \quad (3.4)$$

Проведенные расчеты показали, что представленные на рисунке 3.5 экспериментальные данные для порядков $m = 1$ и $m = 2$ дифракции Брэгга на РДС с ненаклонными стенками в кристалле 1%MgO:LiTaO₃ хорошо описываются соотношением (3.5) при эффективной длине взаимодействия световых пучков $d_{eff} = 1,85$ мм (см. кривые 1 и 2 соответственно).

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования и расчеты угловой селективности показывают, что в качестве модели распределения возмущений компоненты диэлектрического тензора $\Delta\epsilon_{33}(x,y)$, создаваемых доменными стенками исследуемой РДС, хорошим приближением является гармоническая зависимость для первой и второй пространственных гармоник от координаты x с усредненными периодами $\Lambda_{1av} = 7,99$ мкм и $\Lambda_{2av} = \Lambda_{1av}/2$, определяемыми паспортным значением Λ , 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.

3.2 Теоретический анализ изотропной брэгговской дифракции света на РДС с ненаклонными доменными стенками Y-типа в кристалле 1%MgO:LiTaO₃

Следуя подходу, развитому в [36, 37], проведем анализ возмущений диэлектрической проницаемости для описанной выше в подразделе 3.1 РДС в кристалле 1%MgO:LiTaO₃, создаваемых чередующимися ненаклонными 180-градусными доменными стенками, параллельными осям Z и Y . Будем считать, что две периодические системы стенок с поляризацией, изменяющейся вдоль координаты x с $-P_S$ на P_S и с P_S на $-P_S$, могут иметь пространственный сдвиг, отличающийся от половины периода РДС $\Lambda/2$ на некоторую величину $\pm\Delta x$. Как следует из рассмотрения, проведенного выше в п. 2.1.2, идеализированная стенка первого типа характеризуется зависимостью спонтанной поляризации $P_S(x)$ от пространственной координаты, определяемой соотношениями (2.21)–(2.23), при положительном знаке перед корнем в формуле (2.22). Вследствие электрострикции и обратного флексоэлектрического эффекта полями доменных стенок создаются изменения электрической поляризации, которые индуцируют зависящие от координаты x упругие поля, возмущающие компоненты тензора диэлектрической проницаемости кристалла на частоте световой волны, дополнительно к вкладу спонтанного квадратичного электрооптического эффекта. Для РДС, содержащей $2N + 1$ таких стенок первого типа (Y1), эти возмущения могут быть представлены в виде сумм [37, 101]:

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{(Y1)}(x, y) = \Delta\varepsilon_{ij}^{m(Y1)} \sum_{n=-N}^N \text{ch}^{-2} \left(\frac{x + n\Lambda}{\omega_0^Y} \right), \quad \text{при } 0 \leq y \leq d_{\text{eff}}, \quad (3.5)$$

где в случае диагональных компонент тензора, которые определяют вклад в изотропную дифракцию, максимально достигаемые амплитуды могут быть получены из формул (2.39)–(2.41) в следующем виде:

$$\Delta\varepsilon_{11}^{m(Y1)} = n_o^4 P_S^2 \left(R_{13} + p_{11} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right), \quad (3.6)$$

$$\Delta\varepsilon_{22}^{m(Y1)} = n_o^4 P_S^2 \left(R_{13} + p_{12} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right), \quad (3.7)$$

$$\Delta\varepsilon_{33}^{m(Y1)} = n_e^4 P_S^2 \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right). \quad (3.8)$$

В модели возмущений, определяемой соотношениями (3.5) – (3.8), неоднородность их распределения по координате y , наличие которой следует из п. 3.1.1 и рисунка 3.1, учитывается введением эффективной длины взаимодействия световых пучков $d_{eff} < d$ в приближении, обоснованном выше в п. 3.1.3.

Для стенок второго типа (Y2), с изменением спонтанной поляризации с P_S на $-P_S$, ее зависимость от пространственной координаты $P_S(x)$ также определяется соотношениями (2.21)–(2.23), но при отрицательном знаке перед корнем в формуле (2.22). Как предполагается в работах [37, 101], они могут быть смещены относительно стенок первого типа на расстояние $\Lambda / 2 + \Delta x$:

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{(Y2)}(x, y) = \Delta\varepsilon_{ij}^{m(Y2)} \sum_{n=-N}^N \text{ch}^{-2} \left(\frac{x + n\Lambda + \Lambda / 2 + \Delta x}{\omega_0^Y} \right), \quad \text{при } 0 \leq y \leq d_{eff}, \quad (3.9)$$

при этом максимально достигаемые для диагональных компонент значения возмущений диэлектрической проницаемости удовлетворяют соотношениям

$$\Delta\varepsilon_{11}^{m(Y2)} = \Delta\varepsilon_{11}^{m(Y1)}, \quad \Delta\varepsilon_{22}^{m(Y2)} = \Delta\varepsilon_{22}^{m(Y1)}, \quad \Delta\varepsilon_{33}^{m(Y2)} = \Delta\varepsilon_{33}^{m(Y1)}. \quad (3.10)$$

Для РДС с большим количеством доменных стенок, при $N \gg 1$, компоненты тензора $\Delta\varepsilon_{ij}^{Yg}(x) = \Delta\varepsilon_{ij}^{(Y1)}(x) + \Delta\varepsilon_{ij}^{(Y2)}(x)$ могут быть представлены в виде разложения в ряд Фурье [37, 101]. Ограничиваясь далее анализом изотропной дифракции Брэгга в порядок m для необыкновенных световых волн, эффективность которой определяется соответствующей пространственной гармоникой для возмущений $\Delta\varepsilon_{33}^{Yg}(x)$, следует принять во внимание, что еще одним отличием рассматриваемой РДС от идеальной может быть большее значение электрической поляризации $P_{zV} = |\mathbf{P}_S| + P_D$ в областях кристалла, не подвергнутых реполяризации, относительно ее величины $P_{zR} = -|\mathbf{P}_S| + P_D$ в реполяризованных областях [37]. Как отмечалось в [77], это связано с наличием электрической поляризации P_D , создаваемой точечными дефектами в кристаллах с отклонениями от

стехиометрического состава. В результате, с учетом представленных в подразделе (2.2) известных соотношений (2.36) – (2.38), создаваемые РДС возмущения компоненты тензора диэлектрической проницаемости, обуславливающей в рассматриваемом случае изотропную дифракцию, на интервале $0 \leq x \leq \Lambda$ могут быть представлены как

$$\Delta \varepsilon_{33}^{Yg}(x) = n_e^4 \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_z^2(x), \quad (3.11)$$

при следующей координатной зависимости электрической поляризации на этом же интервале:

$$P_z(x) = \left\{ |P_S| \left[\tanh\left(\frac{x}{\omega_0^Y}\right) - \tanh\left(\frac{x - \Lambda/2 - \Delta x}{\omega_0^Y}\right) + \tanh\left(\frac{x - \Lambda}{\omega_0^Y}\right) \right] + P_D \right\}. \quad (3.12)$$

Таким образом, применение преобразования Фурье к создаваемым доменными стенками РДС в кристалле распределений возмущений диагональной компоненты диэлектрического тензора $\Delta \varepsilon_{33}^{Yg}(x)$ на частоте световой волны,

$$\Delta \varepsilon_{33}^{Yg}(x) = n_e^4 \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) \left\{ |P_S| \left[\tanh\left(\frac{x}{\omega_0}\right) - \tanh\left(\frac{x - \Lambda/2 - \Delta x}{\omega_0}\right) + \tanh\left(\frac{x - \Lambda}{\omega_0}\right) \right] + P_D \right\}^2, \quad (3.13)$$

позволяет представить его в виде следующей суммы пространственных гармоник с векторами $m\mathbf{K}$, где $|\mathbf{K}| = 2\pi/\Lambda$, параллельными оси X кристалла, и периодами $\Lambda_m = \Lambda/m$:

$$\Delta \varepsilon_{33}^{Yg}(x) = n_e^4 \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_S^2 \sum_{m=\pm 1, \pm 2, \dots} F_m \exp\left(im \frac{2\pi}{\Lambda} x\right) + c.c., \text{ при } 0 \leq y \leq d_{eff}. \quad (3.14)$$

Здесь F_m – коэффициенты Фурье-разложения функции

$$\tanh\left(\frac{x}{\omega_0}\right) - \tanh\left(\frac{x - \Lambda/2 - \Delta x}{\omega_0}\right) + \tanh\left(\frac{x - \Lambda}{\omega_0}\right) + \frac{P_D}{|P_S|}, \quad (3.15)$$

а за *c.c.* обозначено комплексно-сопряженное слагаемое.

Как известно [102], условием реализации дифракции Брэгга на объемной фазовой решетке является неравенство $Q \gg 1$, где для распределения возмущений,

определяемом формулой (3.14), безразмерный параметр Q может быть получен в следующем виде:

$$Q = \frac{2\pi\lambda d_{eff}}{\Lambda_m^2}. \quad (3.16)$$

Расчет показывает, что уже для первой пространственной гармоники Λ_1 и длины волны света $\lambda_g = 532$ нм, когда $Q \approx 97$, данное неравенство выполняется с большим запасом. Это позволяет, при теоретическом рассмотрении дифракции Брэгга на исследуемой РДС в рамках известного подхода (см., например, [103]) воспользоваться следующими выражениями для полей взаимодействующих плоских световых волн, зондирующей (i) и дифрагированной (d):

$$E_i^{(m)}(x, y, t) = z^o E_i^{(m)}(y) \exp \left\{ i \left[\omega t + \frac{2\pi}{\lambda} n_e (x \sin \theta_i^{(m)} - y \cos \theta_i^{(m)}) \right] \right\} + c.c., \quad (3.17)$$

$$E_d^{(m)}(x, y, t) = z^o E_d^{(m)}(y) \exp \left\{ i \left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_e (x \sin \theta_d^{(m)} + y \cos \theta_d^{(m)}) \right] \right\} + c.c., \quad (3.18)$$

где z^o – единичный орт-вектор направления поляризации для необыкновенных волн, совпадающий в нашем случае с осью Z кристалла; $E_i^{(m)}(y)$ и $E_d^{(m)}(y)$ – амплитуды электрического поля зондирующей и дифрагированной световых волн, при $0 \leq y \leq d_{eff}$; углы $\theta_i^{(m)}$ и $\theta_d^{(m)}$ определяют ориентацию волновых векторов этих волн k_i^m и k_d^m относительно оси Y в кристалле в плоскости XU при точном выполнении условия синхронизма для реализации дифракции Брэгга порядка m :

$$k_d^m = k_i^m + mK. \quad (3.19)$$

Подставляя далее суперпозицию полей зондирующей и дифрагированной волн, определяемых соотношениями (3.17) и (3.18), и диэлектрическую проницаемость кристалла с РДС для необыкновенных волн в форме

$$\varepsilon_{33}(x) = n_e^2 + \Delta\varepsilon_{33}^{Yg}(x), \quad (3.20)$$

где возмущения $\Delta\varepsilon_{33}^{Yg}(x)$ описываются разложением (3.14), в волновое уравнение, и используя стандартную процедуру метода связанных волн в приближении медленно меняющихся амплитуд (см., например, [103–105]), с учетом условия

синхронизма (3.19), получаем следующую систему уравнений связанных волн, аналогичную уравнениям Когельника [106]:

$$\frac{dE_i^{(m)}}{dy} = -i \frac{k_0 n_e^3}{4 \cos \theta_i^{(m)}} \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_S^2 F_m E_d^{(m)}, \quad (3.21)$$

$$\frac{dE_d^{(m)}}{dy} = -i \frac{k_0 n_e^3}{4 \cos \theta_d^{(m)}} \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_S^2 F_m^* E_i^{(m)}, \quad (3.22)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$.

Вследствие малой дифракционной эффективности света на доменных стенках РДС (см. выше п. 3.1.3 и таблицу 3.1), далее можно воспользоваться приближением заданного светового поля зондирующего пучка, полагая в (3.22) его амплитуду $E_i^{(m)}$ не зависящей от координаты y . Интегрируя (3.22) в пределах эффективной области взаимодействия, получаем следующее выражение для амплитуды дифрагированной волны на выходной грани кристалла:

$$E_d^{(m)}(d_{eff}) = -i \frac{k_0 n_e^3 d_{eff}}{4 \cos \theta_d^{(m)}} \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_S^2 F_m^* E_i^{(m)}. \quad (3.23)$$

Для расчета эффективности изотропной дифракции на РДС в порядок m и сравнения ее с экспериментальными данными учтем, что в рассматриваемом случае точного выполнения условий Брэгга углы $\theta_i^{(m)} = \theta_d^{(m)}$, поэтому френелевские коэффициенты прохождения для зондирующей и дифрагированной волн через выходную грань кристалла одинаковы, и воспользуемся соотношением (3.3) в приближении $P_{2m}(d_{eff}) \ll P_0^{(m)} \sim |E_i^{(m)}|^2$. В результате находим:

$$\eta_m(d_{eff}) = \left(\frac{k_0 n_e^3 d_{eff}}{4 \cos \theta_d^{(m)}} \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_S^2 \right)^2 |F_m|^2. \quad (3.24)$$

Таким образом, для расчета распределения эффективности по дифракционным максимумам можно воспользоваться соотношениями (3.24) и коэффициентами разложения в ряд Фурье F_m для функции (3.15), которая учитывает на периоде Λ рассматриваемой РДС с ненаклонными стенками такие их параметры, как половинная толщина ω_0 и величина смещения Δx от половины

пространственного периода $\Lambda/2$ для стенок второго типа, а также относительную величину $P_D/|P_S|$ электрической поляризации P_D , которая может создаваться точечными дефектами в исследуемом кристалле 1%MgO:LiTaO₃. Эти неизвестные величины использовались в расчете как подгоночные параметры, наряду со следующими материальными постоянными стехиометрического MgO:LiTaO₃: $n_e = 2,169$ (633 нм) и $n_e = 2,195$ (532 нм) [27]; $R_{33} = r_{33} / [2P_S \epsilon_0 (\epsilon'_{33} - 1)]$ [75], $r_{33} = 30,5 \cdot 10^{-12}$ м/В [50], $P_S = 0,5$ Кл/м² [107], $\epsilon'_{33} = 43,34$ [51]; $p_{31} = 0,089$ [53]; $d_{31}^S = -0,202 \cdot 10^9$ Нм²/Кл², $C_{11}^P = 2,33 \cdot 10^{11}$ Н/м² [59]. Анализ показал, что для получения в процессе подгонки абсолютных значений η_m , близких к экспериментальным данным, представленных в строках 2 и 4 таблицы 3.1, в качестве подгоночного параметра необходимо также использовать в формуле (3.24) не истинную величину спонтанной поляризации P_S , а некоторое эффективное значение $P_{Seff} < P_S$, определяющее ее вклад в возмущение необыкновенного показателя преломления кристалла доменными стенками. В результате подгонки по методу наименьших квадратов были получены следующие параметры, описывающие изотропную дифракцию Брэгга на исследуемой РДС с ненаклонными стенками в кристалле 1%MgO:LiTaO₃ в рамках рассмотренной выше теоретической модели: $P_{Seff} = 0,018$ Кл/м², $\omega_0 = 3,28 \cdot 10^{-7}$ м, $\Delta x = 7,27 \cdot 10^{-7}$ м, $P_D/|P_{Seff}| = 0,031$. Найденные расчетные распределения эффективности изотропной дифракции Брэгга на рассматриваемой РДС по ее порядкам m приведены в строках 3 и 5 таблицы 3.1, а также иллюстрируется ниже рисунком 3.5.

Как видно из сравнения результатов расчета с экспериментальными данными, полученный набор четырех параметров рассматриваемой модели, P_{Seff} , ω_0 , Δx и $P_D/|P_{Seff}|$, определяющих особенности в распределении эффективности по дифракционным порядкам, обсуждаемых выше в п. 3.13, таких как максимальная эффективность для $m = 2$, характер убывания эффективности для четных и нечетных порядков и ее абсолютные значения, позволяет удовлетворительно описать характеристики наблюдаемой изотропной дифракции Брэгга на РДС с ненаклонными стенками в кристалле 1%MgO:LiTaO₃.

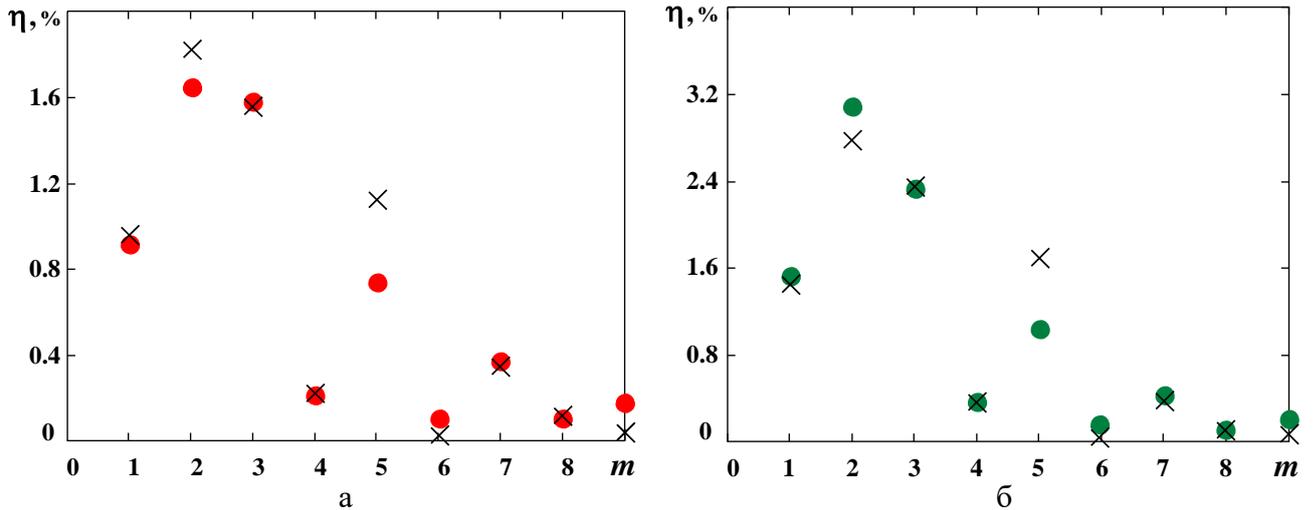


Рисунок 3.5 – Распределение эффективности дифракции по дифракционным порядкам для РДС с ненаклонными стенками в кристалле 1%MgO:LiTaO₃ для длин волн 632,8 нм (а) и 532 нм (б). Круги – эксперимент, кресты – расчет по формуле (3.24) с использованием параметров, приведенных выше

Следует отметить, что существенное отличие эффективного значения P_{Seff} от литературных данных для P_S может быть связано с необходимостью учета в используемом разложении (2.41) для возмущений $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^Y(x)$, создаваемых в кристалле сильными и быстро изменяющимися в пределах доменных стенок РДС полями электрической поляризации, дополнительных членов высокого порядка по $P_S(x)$, а также, возможно, слагаемых, пропорциональных $(dP_S/dx)^2$.

3.3 Анизотропная брэгговская дифракция света на РДС с ненаклонными доменными стенками Y-типа в кристалле 1%MgO:LiTaO₃

Как показано выше в пп. 2.2.1 и 2.2.3 главы 2, наличие возмущений недиагональных компонент $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^Y(x)$ и $\Delta\tilde{\epsilon}_{13}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{31}^Y(x)$, создаваемых РДС со стенками Y-типа в кристаллах класса симметрии $3m$ исключительно за счет фотоупругости и локализованных вблизи них упругих деформаций, обусловленных электрострикцией и флексоэлектрическим эффектом соответственно, делает возможным реализацию на них анизотропной дифракции при распространении обыкновенного или необыкновенного зондирующего пучка в

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

3.3.1 Условия синхронизма и расчет углов анизотропной дифракции Брэгга

При точном выполнении для порядка m условий Брэгга условие синхронизма (3.19) для волновых векторов \vec{k}_e^m и \vec{k}_o^m зондирующего необыкновенного (e) и дифрагированного обыкновенного (o) пучков, распространяющихся в плоскости XU одноосного кристалла, может быть представлено в виде

$$\vec{k}_o^m = \vec{k}_e^m + m\vec{K}, \quad (3.25)$$

где модули волновых векторов $|\vec{k}_o^m| = k_o n_o$ и $|\vec{k}_e^m| = k_o n_e$ не зависят от углов θ_{om}^{in} и θ_{em}^{in} , отсчитываемых от оси U , что иллюстрируется представленными на рисунке 3.6 векторными диаграммами.

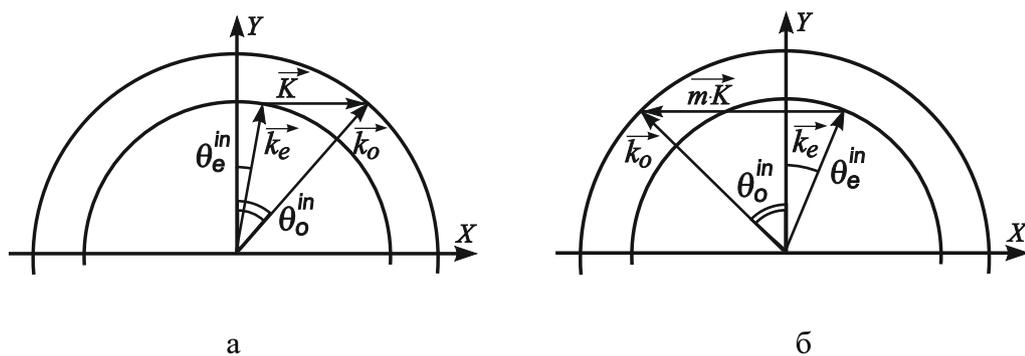


Рисунок 3.6 – Векторные диаграммы анизотропной дифракции Брэгга в кристалле танталата лития: а – для дифракции в первый порядок с $m = 1$;
б – для дифракции в порядки с $m \geq 2$

Проведенные расчеты на основе формул Зельмейера из [27] показали, 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 анизотропной дифракции Брэгга. При дифракции в первый порядок, при $m = 1$, углы θ_{o1}^{in} и θ_{e1}^{in} имеют одинаковые знаки, как показано на рисунке 3.6а. Для порядков с $m \geq 2$ знаки данных углов противоположны, и этому случаю соответствует векторная диаграмма, представленная на рисунке 3.6б. Из показанной на рисунке 3.6а векторной диаграммы можно получить следующие выражения для углов в кристалле, при которых реализуется дифракция в первый порядок:

$$\theta_{o1}^{in} = \arcsin \left[\frac{\Lambda(n_o^2 - n_e^2)}{2\lambda} + \frac{\lambda}{2\Lambda} \right], \quad (3.26)$$

$$\theta_{e1}^{in} = \arcsin \left[\frac{\Lambda(n_o^2 - n_e^2)}{2\lambda} - \frac{\lambda}{2\Lambda} \right]. \quad (3.27)$$

С учетом преломления зондирующего и дифрагированного пучков на выходной грани кристалла можно получить следующие аналитические выражения для наблюдаемых в воздухе при $m = 1$ углов между пучками:

$$\theta_1^{e-o} = -\arcsin \left\{ n_o \sin \left[\arccos \frac{n_e}{n_o} \cos \left(\arcsin \left[\frac{\lambda}{2\Lambda n_e} - \frac{(n_o^2 - n_e^2)\Lambda}{2\lambda n_e} \right] \right) \right] \right\} - \arcsin \left[\frac{\lambda}{2\Lambda} - \frac{(n_o^2 - n_e^2)\Lambda}{2\lambda} \right]. \quad (3.28)$$

Из расчетов по формулам (3.26) и (3.27), с использованием данных для показателей преломления из [27] следует, что при анизотропной дифракции Брэгга в первый порядок углы между волновыми векторами и осью Y в кристалле танталата лития на РДС с периодом $\Lambda = 7,99$ мкм являются малыми, и принимают значения $\theta_{o1}^{in} = 3,45$ угл. град. и $\theta_{e1}^{in} = 1,71$ угл. град. ($\lambda = 532$ нм); $\theta_{o1}^{in} = 3,65$ угл. град. и $\theta_{e1}^{in} = 1,56$ угл. град. ($\lambda = 632,8$ нм).

С использованием представленной на рисунке 3.6б векторной диаграммы и закона Снеллиуса аналитическое выражение для наблюдаемых в воздухе при $m \geq 2$ углов между пучками может быть найдено в виде

$$\theta_m^{e-o} = -\arcsin \left\{ n_0 \sin \left[\arccos \frac{n_e}{n_o} \cos \left(\arcsin \left[-\frac{m\lambda}{2\Lambda n_e} + \frac{(n_o^2 - n_e^2)\Lambda}{2\lambda n_e m} \right] \right) \right] \right\} + \arcsin \left[-\frac{m\lambda}{2\Lambda} + \frac{(n_o^2 - n_e^2)\Lambda}{2\lambda m} \right]. \quad (3.29)$$

В третьей строке таблицы 3.2 представлены результаты расчета по формулам (3.28) и (3.29) для наблюдаемых в воздухе, при анизотропной дифракции Брэгга в порядке от $m = 1$ до $m = 7$ на РДС с ненаклонными стенками и пространственным периодом $\Lambda = 7,99$ мкм в кристалле 1%MgO:LiTaO₃, угол между необыкновенным зондирующим и обыкновенным дифрагированным световыми пучками с длиной волны 632,8 нм.

Таблица 3.2 – Выходные углы между зондирующим необыкновенным (*e*) и дифрагированным обыкновенным (*o*) световыми пучками с $\lambda = 632,8$ нм при анизотропной дифракции Брэгга порядка m на РДС с $\Lambda = 7,99$ мкм и ненаклонными стенками в кристалле 1%MgO:LiTaO₃

m	1	2	3	4	5	6	7
θ_m^{e-o} – угл. град., эксперимент	– 4,51	9,12	13,63	18,28	22,84	27,53	32,22
θ_m^{e-o} – угл. град., расчет	– 4,55	9,09	13,65	18,23	22,84	27,49	32,19

Как следует из таблицы 3.2 и векторных диаграмм на рисунке 3.7, при экспериментальном наблюдении дифрагированные пучки могут появляться как справа от зондирующего пучка, при $m = 1$ (см. рисунок 3.6а), так и слева, при $m \geq 2$ (рисунок 3.6б). Для порядка $m = 7$ наблюдаемый угол между пучками с длиной волны 632,8 нм может составлять более 32 угл. град.

3.3.2 Методика и результаты экспериментальных исследований

Измерение углов и эффективности анизотропной дифракции Брэгга на исследуемой РДС, описанной выше в п. 3.1.1, проводилось для световых пучков с $\lambda = 532$ нм и 632,8 нм на экспериментальной установке, схема которой представлена на рисунке 3.7.

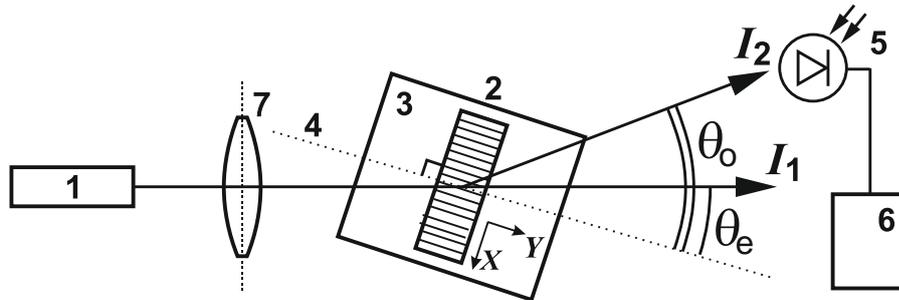


Рисунок 3.7 – Схема экспериментальной установки: 1 – лазер; 2 – кристалл с РДС; 3 – поворотный столик; 4 – нормаль к входной грани; 5 – фотоэлемент измерителя мощности THORLABS-100D и 6 – блок его отображения; 7 – положительная линза; I_1 – зондирующий необыкновенный пучок; I_2 – дифрагированный обыкновенный пучок; θ_o и θ_e – углы отклонения обыкновенного и необыкновенного лучей от нормали к выходной грани кристалла, совпадающей с осью Y

При измерении эффективности анизотропной дифракции зондирующий гауссов пучок лазерного излучения с апертурой 0,7 мм ($\lambda_r = 632,8$ нм) или 1 мм ($\lambda_g = 532$ нм) с необыкновенной поляризацией фокусировался сферической линзой 7 ($f = 350$ мм) на середину входной грани кристалла 2 $y = 0$. Образец размещался на поворотном столике 3, позволяющем фиксировать угол падения света на входную грань с точностью до одной угловой минуты. Его вращение позволяло зафиксировать углы падения зондирующего пучка с необыкновенной поляризацией, при которых на доменных стенках РДС возникала дифракция Брэгга различных порядков m , в том числе анизотропного типа, с вектором поляризации дифрагированного пучка, соответствующего обыкновенной волне, что определялось с использованием скрещенного анализатора. При угловых

положениях, соответствующих максимальной мощности пучка, дифрагирующего в m -й порядок анизотропной дифракции, регистрировались как мощности дифрагированного и прошедшего пучков, так и угол в воздухе между ними.

Результаты измерений углов между вышедшими из кристалла $1\% \text{MgO:LiTaO}_3$ с периодом РДС $\Lambda = 7,99$ мкм зондирующим необыкновенным и дифрагированным обыкновенным пучками при анизотропной дифракции Брэгга, для света с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм и всех наблюдаемых экспериментально порядков m , представлены выше во второй строке таблицы 3.2. Сравнение этих результатов с данными расчета, представленными в третьей строке таблицы 3.2, показывает их хорошее соответствие в пределах ошибок эксперимента.

Результаты экспериментальных измерений эффективности дифракции Брэгга в эти порядки, определяемые для исследованной РДС в соответствии с формулой (3.3), представлены в таблице 3.3.

Таблица 3.3 – Эффективность анизотропной дифракции Брэгга η_m типа $e-o$ для m -го порядка на РДС с ненаклонными стенками и периодом $\Lambda = 7,99$ мкм в кристалле $1\% \text{MgO:LiTaO}_3$ для световых пучков, распространяющихся в плоскости XU

Эффективность дифракции	λ , нм	m						
		1	2	3	4	5	6	7
η_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 3.3, на обеих длинах волн максимумы дифракционной эффективности наблюдаются для второго дифракционного порядка, как и в случае изотропной дифракции на данной РДС (см. выше п. 3.1.3 таблицу 3.1, и подраздел 3.2 рисунок 3.5). Сопоставление поведения монотонности в убывании эффективности с номером порядка также свидетельствует о ее похожем характере (с небольшими различиями) для изотропной и анизотропной дифракции Брэгга: такая монотонность имеет место для нечетных порядков на обеих длинах волн, а также для четных порядков при $\lambda_r = 632,8$ нм. Такое поведение распределения эффективности по порядкам m не может быть связано с тем, что

основной вклад в нее при наблюдаемой в кристалле 1%MgO:LiTaO₃ анизотропной дифракции дают возмущения недиагональных компонент диэлектрического тензора $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^Y(x)$, обусловленные эффектами фотоупругости и электрострикции, имеющие такую же пространственную зависимость на периоде РДС, как и диагональная компонента $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^Y(x)$ (ср. выше формулы (2.44) и (2.41) в п. 2.2.1). Действительно, для порядка $m = 1$, когда дифрагированная обыкновенная волна распространяется в кристалле под малым углом θ_{01}^{in} , как было получено выше в п. 3.3.1, этот угол составляет 3,45 угл. град. для света с длиной волны 532 нм и 3,65 угл. град. для $\lambda = 632,8$ нм, и на такие же углы векторы поляризации дифрагированных пучков отклоняются от оси X кристалла. В этом случае вклад компоненты диэлектрического тензора $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^Y(x)$ в эффективность анизотропной дифракции в первом порядке, как отмечалось в [101], определяется множителем $\text{tg}^2(\theta_{01}^{in}) \approx 0,004$ и будет пренебрежимо малым, а основной вклад возможен за счет недиагональной компоненты $\Delta\tilde{\epsilon}_{13}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{31}^Y(x)$, создаваемой доменными стенками РДС за счет фотоупругого и флексоэлектрического эффектов (см. выше формулу (2.43) в п. 2.2.1). Однако пространственная зависимость на периоде РДС для возмущений $\Delta\tilde{\epsilon}_{13}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{31}^Y(x)$ качественно отличается от таковой для $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^Y(x)$ (ср. с формулой (2.44)), что должно приводить к другому характеру распределения амплитуд Фурье-компонент по пространственным гармоникам, и, соответственно, к другому распределению эффективности анизотропной дифракции по порядкам m , чем при изотропной дифракции. Как и при обсуждении соответствия между литературными данными по величине спонтанной поляризации P_S для монокристаллического образца танталата лития и значению подгоночного параметра P_{Seff} в рамках модели, используемой для описания экспериментальных результатов по эффективности изотропной дифракции Брэгга на доменных стенках РДС (см. заключительный абзац в подразделе 3.2), можно предположить, что и в разложении (2.43) для возмущений

$\Delta\tilde{\epsilon}_{13}^Y(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{31}^Y(x)$, создаваемых сильными и быстро изменяющимися полями электрической поляризации, необходим учет дополнительных членов высокого порядка по $P_S(x)$, а также, возможно, слагаемых, пропорциональных $(dP_S / dx)^2$.

Для оценки степени однородности возмущений, создаваемых РДС, позволяющих реализовать анизотропную дифракцию Брэгга в кристалле 1%MgO:LiTaO₃ с ненаклонными стенками, были проведены измерения ее угловой селективности для первого и второго дифракционных порядков на длине световой волны 632,8 нм. В экспериментах использовалась установка со схемой, представленной на рисунке 3.7, где в качестве линзы 7, как и в случае изучения селективности изотропной дифракции (см. выше п. 3.1.3), использовалась положительная цилиндрическая линза с фокусным расстоянием 250 мм, обеспечивающая малую угловую расходимость зондирующего пучка в плоскости XY кристалла и его фокусировку в плоскости YZ в центр входной грани $y = 0$.

Экспериментальные зависимости нормированной эффективности $\eta_{eo}^{норм}$ для анизотропной дифракции Брэгга на РДС с ненаклонными стенками и периодом $\Lambda = 7,99$ мкм в кристалле 1%MgO:LiTaO₃ для обыкновенного пучка в первый и второй порядки от угла отстройки θ от угла Брэгга вне кристалла, показаны на рисунке 3.8 сплошными и пустыми кружками соответственно.

Для расчета угловых зависимостей эффективности анизотропной дифракции Брэгга различных порядков на РДС можно воспользоваться известным подходом [102, 103], и приближениями, которые применялись выше в п. 3.1.3 и подразделе 3.2 при анализе селективности и выводе уравнений связанных волн (3.21) и (3.22) для изотропной дифракции.

Принимая во внимание анизотропный характер взаимодействия и учитывая волновую расстройку от условия Брэгга (3.20), как

$$\Delta k_m = k_d^m - k_i^m - mK, \quad (3.30)$$

где ее вектор $\Delta k_m = y^o \Delta k_m$ направлен вдоль оси Y, можно показать, что нормированная зависимость эффективности анизотропной дифракции Брэгга в

порядок m от угла θ_e^{in} внутри кристалла, показанного на векторных диаграммах на рисунке 3.6, может быть получена в следующем виде:

$$\eta_{eo,m}^{norm}(\theta_e^{in}) = \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k_m(\theta_e^{in})d_{eff}}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k_m(\theta_e^{in})d_{eff}}{2}\right)^2}, \quad (3.31)$$

с модулем вектора волновой расстройки, определяемым из условия синхронизма (3.31) и показанных на рисунке 3.6 векторных диаграмм, как

$$\Delta k_m(\theta_e^{in}) = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ n_o \sqrt{1 - \left[\frac{n_e}{n_o} \sin(\beta_m + \theta_e^{in}) + \frac{\lambda m}{\Lambda n_o} \right]^2} - n_e \cos(\beta_m + \theta_e^{in}) \right\}, \quad (3.32)$$

где введено обозначение

$$\beta_m = \arcsin \left[\frac{\Lambda}{2n_e \lambda m} \left(n_o^2 - n_e^2 - \frac{\lambda^2 m^2}{\Lambda^2} \right) \right]. \quad (3.33)$$

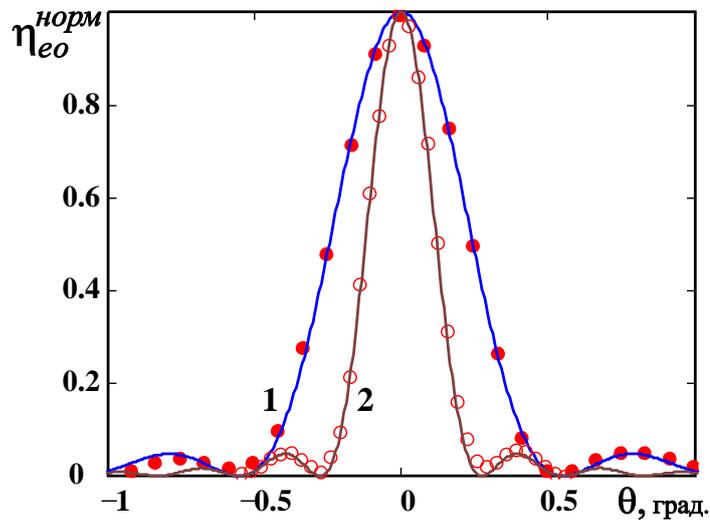


Рисунок 3.8 – Нормированные зависимости эффективности анизотропной дифракции на РДС с ненаклонными стенками и периодом $\Lambda = 7,99$ мкм в кристалле $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ для обыкновенного пучка от отстройки θ от угла Брэгга вне кристалла в первом (1) и втором (2) порядке для зондирующего пучка с длиной волны 632,8 нм. Кружки – эксперимент, сплошные кривые – расчет по формулам (3.31)–(3.33) для $d_{eff} = 1,85$ мм

Проведенные расчеты показали, что представленные на рисунке 3.8 экспериментальные данные для порядков $m = 1$ и $m = 2$ анизотропной дифракции Брэгга типа $e-o$ на РДС с ненаклонными стенками в кристалле $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ хорошо описываются соотношениями (3.31)–(3.33) при эффективной длине взаимодействия световых пучков $d_{\text{eff}} = 1,85$ мм (см. кривые 1 и 2 соответственно).

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

3.4 Выводы по главе 3

В настоящей главе представлены результаты работ [80, 81, 95–99], выполненных автором совместно с Д.А. Губинской, М.А. Федяниной, С.М. Шандаровым, Н.И. Буримовым, А.Е. Манделем, А.Р. Ахматхановым, А.А. Есиным, В.Я. Шуром, М.А. Чуваковой и другими членами научной группы, по исследованию изотропной и анизотропной дифракции световых волн на РДС с ненаклонными доменными стенками в кристалле $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$. Основные результаты состоят в следующем.

1. Разработаны экспериментальные установки и методики исследования дифракции света на РДС с ненаклонными стенками в образце $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ в режиме отражения от поверхностного рельефа на гранях Z и Y ; в пропускающей геометрии с многими дифракционными максимумами; в режимах изотропной и анизотропной дифракции Брэгга.

2. Для исследуемой РДС, созданной в кристалле $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ методом переполаризации во внешнем пространственно-периодическом электрическом поле и предназначенной для ГВГ для излучения накачки с длиной волны $\lambda_1 = 1064$ нм, исходные и переполаризованные доменные области имеют различия по ширине, и эти различия варьируются как вдоль X , так и, в меньшей степени, по оси Y . Это проявляется в картинах дифракции света на отражение от Z -границ в наличии «шумовой полосы» с гораздо меньшей интенсивностью, чем для локализованных дифракционных максимумов.

3. Проведенные экспериментальные исследования эффективности дифракции Брэгга на РДС для необыкновенного зондирующего светового пучка с длинами волн $\lambda_r = 632,8$ нм и $\lambda_g = 532$ нм показали, что в случае изотропной дифракции 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. В режиме анизотропной дифракции типа $e-o$ на этих же длинах волн максимумы эффективности наблюдаются, как и в случае изотропной дифракции на данной РДС, для второго дифракционного порядка, со значениями $\eta_{eo} \approx 0,4$ %; монотонность в убывании эффективности с номером порядка m имеет место для нечетных дифракционных порядков, а также для четных при $\lambda_r = 632,8$ нм.

4. Экспериментальные исследования и анализ угловой селективности позволяют сделать вывод, что как для изотропной, так и для анизотропной дифракции Брэгга, 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 Λ_{1av}/m , определяемыми паспортным значением Λ , 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.

5. 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 Λ 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 ω_0 и величина смещения Δx 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 $1\%MgO:LiTaO_3$, и использование 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.

6. Проведенный теоретический анализ эффективности изотропной дифракции Брэгга на создаваемых ненаклонными доменными стенками РДС возмущениях диэлектрического тензора $\Delta\epsilon_{33}^{Yg}(x)$ кристалла $1\%MgO:LiTaO_3$ и сравнение с экспериментальными данными позволили определить набор четырех параметров рассматриваемой модели, $P_{Seff} = 0,018$ Кл/м², $\omega_0 = 3,28 \cdot 10^{-7}$ 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.

7. 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.

Глава 4. Дифракция света на регулярных доменных структурах с наклонными доменными стенками Y-типа в кристаллах симметрии $3m$

Значительный интерес к РДС в кристаллах ниобата лития и танталата лития, относящихся к классу симметрии $3m$ и обладающего хорошими нелинейно-оптическими и электрооптическими свойствами, обусловлен успехами в реализации на их основе разнообразных эффектов взаимодействия волн в режиме фазового квазисинхронизма [14, 108–112] и создании устройств управления спектральными, пространственными, временными и поляризационными параметрами оптического излучения [11, 12, 14, 18, 19, 21, 109–113]. Эффективность таких устройств зависит, в частности, от однородности пространственного периода РДС Λ . Для получения максимальной эффективности нелинейных спектральных преобразований отклонения Λ от номинального значения не должны превышать 20 нм [1]. Реальные РДС в этих кристаллах имеют вариации доменов по размерам и по положению стенок. Кроме того, доменные стенки могут иметь наклон относительно полярной оси, в кристаллах LN достигающий $0,2^\circ$ и более [38–41]. Эффективным неразрушающим методом контроля однородности РДС является дифракция света на создаваемых этими структурами возмущениях оптических свойств кристалла [30, 33, 36, 37]. Дифракция света на РДС с ненаклонными доменными стенками Y-типа в кристаллах симметрии $3m$, реализуемых в кристаллах LT, подробно исследована в предыдущей главе 3, в условиях отсутствия внешнего электрического поля.

В настоящей главе представлены результаты исследования изотропной брэгговской дифракции световых волн на РДС с наклонными доменными стенками Y-типа в кристаллах $5\%MgO:LNbO_3$, как при отсутствии внешнего поля, так и для приложенного к изучаемым образцам напряжения с синусоидальной зависимостью от времени [101, 114–120], выполненных автором совместно с С.М. Шандаровым, А.Е. Манделем, С.В. Смирновым, М.В. Бородиным, А.Р. Ахматхановым, А.А. Есиным, В.Я. Шуром и другими членами научной группы.

4.1 Дифракция света на РДС с наклонными доменными стенками Y-типа в кристалле 5%MgO:LiNbO₃ в отсутствие приложенного электрического поля

4.1.1 Методика и результаты эксперимента

Исследуемая РДС с пространственным периодом $\Lambda = 8,79$ мкм полосовых доменов с доменными стенками, ориентированными вдоль кристаллографического направления Y, была сформирована в ООО ЛАБФЕР методом электрической переполаризации в конгруэнтном монокристаллическом образце легированного оксидом магния ниобата лития, 5%MgO:LiNbO₃, с размерами 40×2×1 мм³ по осям X, Y и Z соответственно. Периодическая переполаризация была реализована с приложением многоимпульсного электрического поля при повышенной температуре через систему фотолитографически нанесенных металлических электродов на полярной поверхности Z⁺, при полярной поверхности Z⁻ со сплошным металлическим электродом. После периодической переполаризации все электроды удалялись химическим методом. Созданная РДС подвергалась химическому травлению в HF в течение 1 мин и контролировалась с использованием оптической микроскопии в отраженном свете в режиме темного поля для определения ее качества. XZ-границы образца подвергались химико-механической полировке до оптического качества на станке прецизионной шлифовки и полировки PM5 (Logitech, UK).

В экспериментах использовалась установка, подобная показанной выше на рисунке 3.4 в п. 3.1.3. Зондирующий гауссов пучок He-Ne лазера с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм и радиусом $r_0 = 0,47$ мм фокусировался на середину входной грани кристалла $y = 0$ с РДС сферической линзой с фокусным расстоянием $F = 350$ мм. Исследуемый образец размещался на поворотном столике, позволяющем задавать углы Брэгга $\theta_{Bm} = m\theta_{B1}$ в плоскости XY для наблюдения дифракции с порядками $m = 1 \div 6$ для зондирующего пучка с необыкновенной поляризацией. Точное положение вдоль оси Z луча на входной грани определялось визуально по симметрии изображения в первом дифракционном максимуме ($m = 1$), приведенного на рисунке 4.1а.

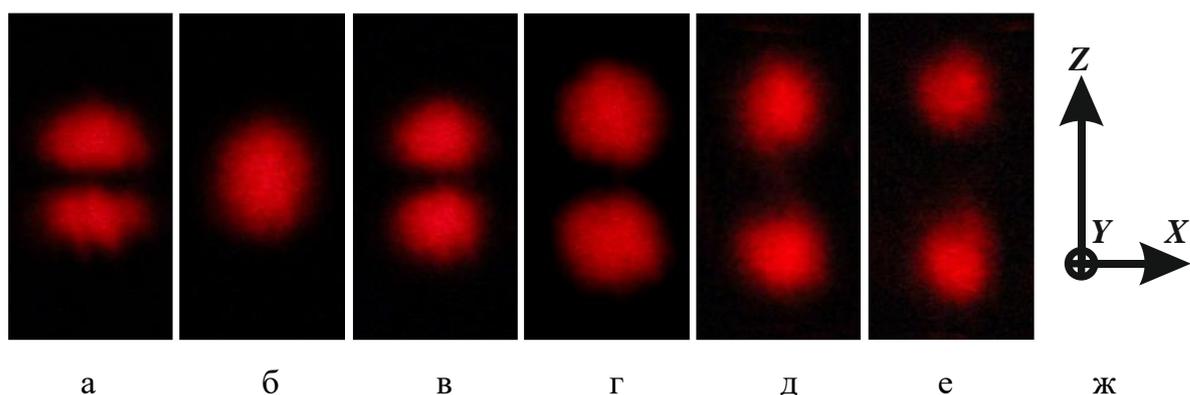


Рисунок 4.1 – Изображения максимумов для дифракции Брэгга различного порядка m на РДС с наклонными доменными стенками в плоскости наблюдения, нормальной к зондирующему пучку и расположенной в зоне Фраунгофера на расстоянии $R = 1,65$ м от выходной грани кристалла: $m = 1$ (а); $m = 2$ (б); $m = 3$ (в); $m = 4$ (г); $m = 5$ (д); $m = 6$ (е). Ориентация осей кристалла LN (ж)

Соответствующие данному положению изображения дифракционных максимумов с $m = 1 - 6$, зарегистрированные цифровой фотокамерой в зоне Фраунгофера на расстоянии $R = 1,65$ м от выходной грани кристалла, представлены на рисунке 4.1 а–е. Видно, что их ширина в направлении координаты x' в плоскости наблюдения, вдоль которой происходит перемещение дифрагированного пучка с ростом m , сохраняется.

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 4.1 б) в направлении полярной оси Z кристалла выглядит лишь слегка уширенным по сравнению с распределением $I_2(x')$, то при $m = 1, 3 - 6$ (рисунок 4.1 а, 4.1 г–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 представленных на рисунке 4.1 дифракционных максимумах показаны кружками на рисунке 4.2.

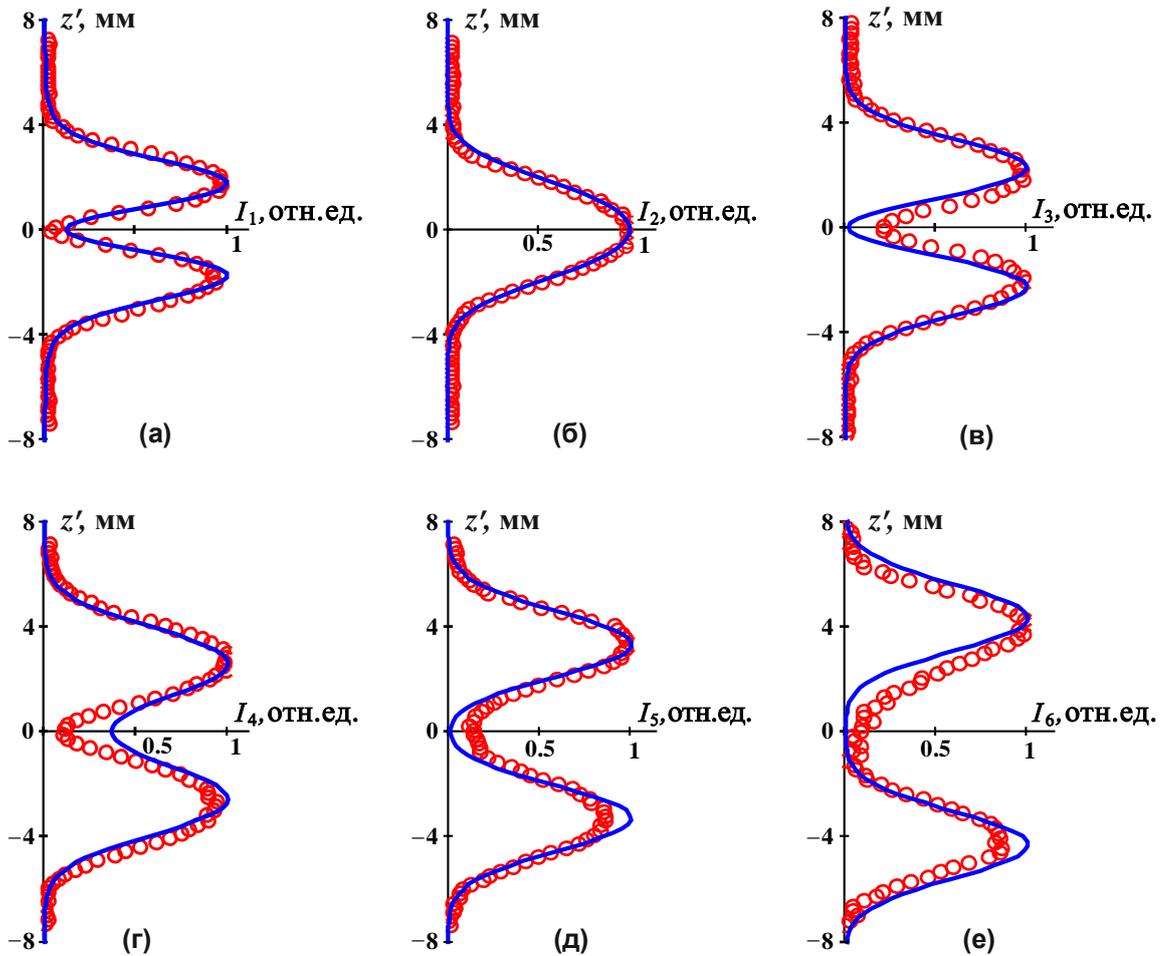


Рисунок 4.2 – Распределения интенсивности света в максимумах, соответствующих дифракции Брэгга различного порядка t на РДС с наклонными доменными стенками (рисунок 4.1 а–е соответственно). Кружки – эксперимент, кривые – расчет по соотношениям (4.8) – (4.10)

4.1.2 Теоретическая модель дифракции света на РДС с наклонными доменными стенками в отсутствие приложенного электрического поля

Наблюдаемые распределения интенсивности в дифракционных максимумах можно связать с возмущениями оптических свойств, создаваемыми двумя периодическими наборами доменных стенок с зеркально симметричными углами наклона $+\alpha$ и $-\alpha$ к полярной оси Z одноосного сегнетоэлектрического кристалла (рисунок 4.3) [40, 116].

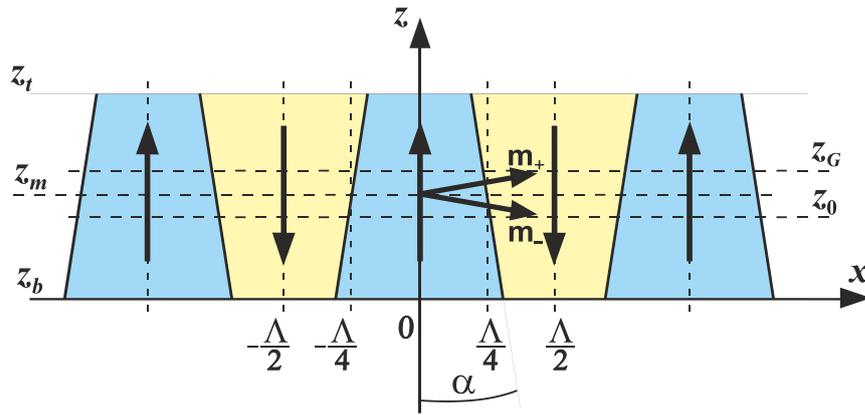


Рисунок 4.3 – Схематическое изображение РДС с наклонными 180° доменными стенками в одноосном сегнетоэлектрическом кристалле. Вертикальные стрелки показывают направление вектора спонтанной поляризации в доменах

Плоскость $z = z_0$ соответствует сечению, в котором размеры переключенной и исходной областей кристалла одинаковы и равны $\Lambda/2$. Доменные стенки с такими наклонами существуют в кристалле при $z_b \leq z \leq z_t$, в промежутке размером $h_i = z_t - z_b$, превышающем диаметр перетяжки $D_w = 2r_w$ зондирующего светового пучка на входной грани кристалла.

В общем случае середина промежутка $z_m = (z_t + z_b)/2$ может не совпадать с z_0 . Единичные векторы m_+ и m_- характеризуют направления нормалей к двум системам стенок с углами наклона $+\alpha$ и $-\alpha$, соответственно.

Основной вклад в возмущения доменными стенками компоненты тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{33} кристалла, определяющей эффективность дифракции необыкновенной световой волны, как было рассмотрено выше для ненаклонных стенок в п.п. 2.2.1, 2.2.3 и в подразделе 3.2, обусловлен спонтанным квадратичным электрооптическим эффектом. В этом приближении распределение возмущений $\delta\epsilon_{33}$ в пределах пространственного периода $-\Lambda/2 \leq x \leq \Lambda/2$ в области $z_b \leq z \leq z_t$ может быть записано в виде

$$\delta\epsilon_{33}(x, z) = n_e^4 P_S^2 R_{33} \left\{ \text{ch}^{-2} \left[\frac{x + \Lambda/4 + (z_0 - z) \text{tg} \alpha}{\omega_0} \right] + \text{ch}^{-2} \left[\frac{x - \Lambda/4 - (z_0 - z) \text{tg} \alpha}{\omega_0} \right] \right\}. \quad (4.1)$$

На рассматриваемом периоде РДС $-\frac{\Lambda_x}{2} \leq x \leq \frac{\Lambda_x}{2}$ находятся две доменные стенки, создающие возмущения $\delta\varepsilon_{33}(x, z)$, зависящие от координат x и z . Периодичность зависимости от x позволяет представить эти возмущения в кристалле в виде следующего Фурье-разложения по пространственным гармоникам:

$$\delta\varepsilon_{33}(x, z) = n_e^4 P_S^2 R_{33} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_m(K_z) \exp(iK_z z) dK_z \exp(imK_x x) + c.c., \quad (4.2)$$

где комплексные амплитуды составляющих непрерывного спектра с пространственными частотами K_z для каждой составляющей дискретного спектра $mK_x = m(2\pi / \Lambda)$ определяются двумерным преобразованием Фурье для функции, записанной в фигурных скобках (4.1), как

$$S_m(K_z) = \frac{1}{\Lambda h_i} \int_{z_b}^{z_t} \exp(-iK_z z) dz \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \exp(-imK_x x) \left\{ \text{ch}^{-2} \left[\frac{x + \Lambda/4 + (z_0 - z) \text{tg } \alpha}{\omega_0} \right] + \right. \\ \left. + \text{ch}^{-2} \left[\frac{x - \Lambda/4 - (z_0 - z) \text{tg } \alpha}{\omega_0} \right] \right\} dx. \quad (4.3)$$

Для исследуемой РДС с пространственным периодом $\Lambda = 8,79$ мкм, с использованием известной оценки для половинной толщины доменной стенки в кристаллах ниобата лития $\omega_0 < 3$ нм [3], выполняется условие $\omega_0 \ll \Lambda$. В этом случае в подынтегральном выражении в (4.3) можно воспользоваться приближением, в рамках которого нормированный на $2\omega_0$ квадрат гиперболического секанса представляется в виде дельта-функции

$$\delta(x) = \frac{1}{2\omega_0} \text{ch}^{-2} \left(\frac{x}{\omega_0} \right), \quad (4.4)$$

удовлетворяющей необходимым для обобщенных функций условиям [121], а именно:

$$\lim_{\omega_0 \rightarrow 0} \delta(x) = 0, \text{ при } x \neq 0, \quad (4.5)$$

$$\lim_{\omega_0 \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1. \quad (4.6)$$

Использование фильтрующего свойства дельта-функции совместно с теоремой о переносе позволяет, после вычисления интеграла по координате z в (4.3), преобразовать (4.2) к следующему виду [118]:

$$\delta\varepsilon_{33}(x, z) = n_e^4 P_S^2 R_{33} \frac{\omega_0}{\Lambda} \sum_{m=1}^{\infty} C_m(z) \exp\left(im \frac{2\pi}{\Lambda} x\right) + c.c. \quad (4.7)$$

с коэффициентами разложения

$$\begin{aligned} C_m(z) = & \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \exp\left(im \frac{\pi}{2}\right) \exp\left[im \frac{2\pi}{\Lambda} \operatorname{tg} \alpha (z_0 - z_m)\right] \operatorname{sinc}\left[\left(K_z + m \frac{2\pi}{\Lambda} \operatorname{tg} \alpha\right) \frac{h_i}{2}\right] + \right. \\ & \left. + \exp\left(-im \frac{\pi}{2}\right) \exp\left[-im \frac{2\pi}{\Lambda} \operatorname{tg} \alpha (z_0 - z_m)\right] \operatorname{sinc}\left[\left(K_z - m \frac{2\pi}{\Lambda} \operatorname{tg} \alpha\right) \frac{h_i}{2}\right] \right\} \times \\ & \times \exp\left[iK_z (z - z_m)\right] dK_z, \end{aligned} \quad (4.8)$$

которые определяются составляющими непрерывного углового спектра с волновыми числами K_z .

Разложение (4.7) и представление светового поля для зондирующего гауссова пучка через угловой спектр плоских волн [122] позволяет рассмотреть дифракцию Брэгга для каждой составляющей дискретного спектра с использованием известного подхода и приближения слабой связи [90]. В приближении, ограниченном анализом распределения углового спектра дифрагированного пучка m -го порядка по составляющим с проекцией волнового вектора \mathbf{k}_z в случае точного выполнения условия Брэгга, их амплитуды на выходной грани кристалла $y = d$ могут быть представлены в виде [118]

$$\begin{aligned} F_{dm}(d, k_z) = & -\frac{\pi}{2\lambda} \frac{n_e^3 P_S^2 R_{33}}{\cos(m\theta_{B1})} \frac{\omega_0 r_\omega}{\Lambda} \int_{z_b}^{z_t} C_m^*(z) \exp(ik_z z) dz \times \\ & \times \int_0^d \frac{\exp\left\{-\frac{(z - z_G)^2}{\left[r_\omega^2 - i\lambda y / (\pi n_e \cos(m\theta_{B1}))\right]}\right\}}{\sqrt{r_\omega^2 - i\lambda y / (\pi n_e \cos(m\theta_{B1}))}} dy, \end{aligned} \quad (4.9)$$

где z_G определяет центр зондирующего пучка при $y = 0$. С учетом условия непрерывности тангенциальных составляющих для волновых векторов дифрагированного светового поля k_x и k_z при $y = d$, его распределение

интенсивности в брэгговских максимумах в дальней зоне, при $R \gg 4r_\omega^2 / \lambda$ и $x'_m = m\lambda R / \sqrt{4\Lambda^2 - (m\lambda)^2}$, может быть получено как [118]

$$I_m(z) \sim \left| F_{dm} \left(d, k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{z'}{\sqrt{R^2 + (x'_m)^2 + (z')^2}} \right) \right|^2 \quad (4.10)$$

Рассчитанные с помощью соотношений (4.8) – (4.10) распределения интенсивностей $I_m(z')$ в дифракционных максимумах с $m = 1 \div 6$ представлены сплошными кривыми на рисунках 4.2(а) – 4.2(е), соответственно. В расчетах предполагалось, что геометрическая конфигурация РДС и положение зондирующего пучка являются симметричными, когда выполняются условия $z_m = z_0 = z_G$. Варьирование размера рассматриваемой структуры h_i вдоль полярной оси Z , угла наклона стенок РДС α и значения радиуса перетяжки r_w показало, что наилучшее соответствие расчетных распределений интенсивности $I_1(z')$ и $I_2(z')$ в дифракционных максимумах первого и второго порядков экспериментальным данным имеет место при $h_i = 0,7$ мм, $\alpha = 0,31^\circ \pm 0.01^\circ$ и $r_w = 0,17$ мм. На рисунке 4.2 видно, что расчетные зависимости $I_m(z')$ удовлетворительно согласуются с экспериментально наблюдаемыми распределениями в дифракционных максимумах и при $m = 3 - 6$.

Таким образом, создаваемые РДС с 180° наклонными стенками возмущения оптических свойств в одноосном сегнетоэлектрическом кристалле в отсутствие внешнего приложенного электрического поля, характеризуются дискретным набором 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 по x с номерами $m = 1, 3, 4, \dots$ позволяет выделить в непрерывном спектре по z составляющие с максимальной амплитудой, имеющие место для волновых чисел $K_z^{(m)} = \pm(2\pi m / \Lambda) \operatorname{tg} \alpha$ (см. формулу (4.8)). Этим составляющим соответствуют наблюдаемые в дальней зоне максимумы в распределениях интенсивности $I_m(z')$,

расстояние между которыми определяется углом наклона доменных стенок α для исследуемой РДС.

4.2 Дифракция света на РДС с наклонными доменными стенками Y-типа в кристалле 5%MgO:LiNbO₃ в приложенном синусоидальном электрическом поле

Периодическое изменение знака электрооптических коэффициентов в РДС позволяет использовать однородное электрическое поле для создания оптических дефлекторов, переключателей и модуляторов брэгговского типа с низким постоянным [12, 15, 19] и импульсным [16] управляющим напряжением. Теоретическая модель дифракции Брэгга на РДС в кристаллах ниобата лития, индуцированной постоянным электрическим полем, рассматривалась в работе [12] в приближении плоских волн. Однако она не принимала во внимание влияния на дифрагированное световое поле оптических возмущений, создаваемых доменными стенками, вклад которых в него может быть значительным [30, 36, 37, 119]. Использование автором [12] этой модели для анализа характеристик оптического переключателя и широкополосного амплитудного модулятора не позволило, в частности, описать наблюдаемый экспериментально сдвиг нуля дифракционной эффективности в область ненулевого напряжения, приложенного к РДС.

Проведенный выше в подразделе 2.3 анализ возмущений показателя преломления необыкновенных волн в РДС со стенками Y-типа в сегнетоэлектрических кристаллах симметрии $3m$ во внешнем электрическом поле показал, что при электрооптической дифракции Брэгга вклад в нее будет давать соответствующие пространственные гармоники распределения возмущений $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}(x,t) + \Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{dw}(x)$, создаваемых как приложенным электрическим полем, так и доменными стенками. В настоящем подразделе 4.2 представлены результаты экспериментального исследования брэгговской дифракции света на РДС, описанной выше в п. 4.1.1, для синусоидального внешнего поля. В рамках известной модели [106] получены соотношения для временных зависимостей интенсивности дифрагированного света на выходе управляемого устройства, принимающие во внимание возмущения диэлектрического тензора кристалла, как

электрически индуцированные в РДС внешним синусоидальным полем и задающим положение рабочей точки постоянным смещением, так и вносимые доменными стенками.

4.2.1. Эксперимент

Схема экспериментальной установки, использованной для исследования брэгговской дифракции света на описанной выше в п. 4.1.1 регулярной доменной структуре при приложении к ней внешнего синусоидального электрического поля, показана на рисунке 4.4.

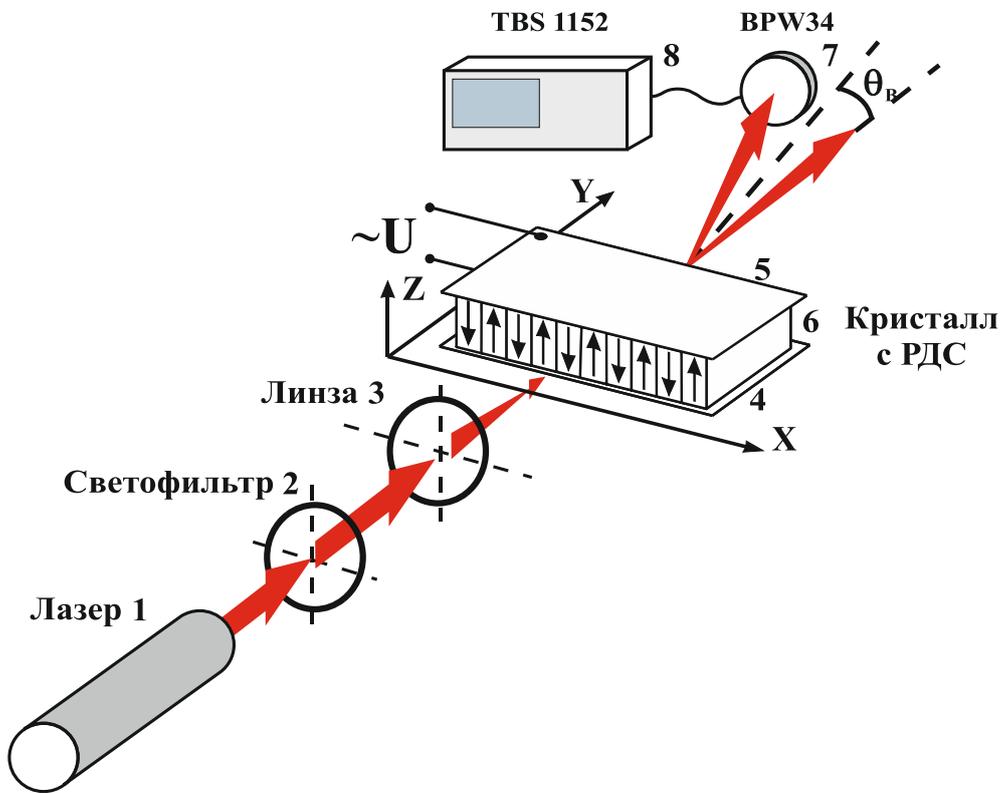


Рисунок 4.4 – Схема экспериментальной установки для исследования электрооптической дифракции Брэгга на РДС в приложенном внешнем синусоидальном напряжении: 1 – лазер; 2 – ослабляющий светофильтр; 3 – положительная фокусирующая сферическая линза; 4, 5 – медные электроды; 6 – кристалл с РДС; 7 – фотодиод ВРW34; 8 – осциллограф ТBS 1152

Кристалл $5\%MgO:LiNbO_3$ с РДС 6 располагался на поворотном столике с целью настройки по углу Брэгга по максимуму интенсивности в требуемом дифракционном порядке. Синусоидальное напряжение с частотой $f = 1$ кГц

прикладывалось к РДС с помощью металлических электродов 4 и 5, механически прижимаемых к полированным граням образца, перпендикулярным полярной оси Z . Световой пучок от полупроводникового лазера 1 с длиной волны $\lambda = 655$ нм и мощностью 25 мВт, с вектором поляризации, ориентированным вдоль оси Z , ослаблялся до необходимого уровня светофильтром 2 и фокусировался цилиндрической линзой 3 в середину образца 6, устанавливаемого на поворотном столике. Угол между осью данного пучка, распространяющегося в плоскости XU , и кристаллографическим направлением Y , устанавливался равным углу Брэгга для первой ($\theta_B^{(1)}$) или второй пространственной гармоники ($\theta_B^{(2)} = 2\theta_B^{(1)}$) возмущений необыкновенного показателя преломления $\Delta n_{1,2}^e$, создаваемых РДС. Временная зависимость интенсивности дифрагированного пучка регистрировалась фотодиодным приемником 7, выходное напряжение которого фиксировалось в цифровом виде осциллографом Tektronix TDS 2012C, для прикладываемого напряжения с амплитудой U_m от 2,5 до 136 В.

Типичная экспериментальная временная зависимость эффективности брэгговской дифракции $\eta(t)$ представлена кружками на рисунке 4.5.

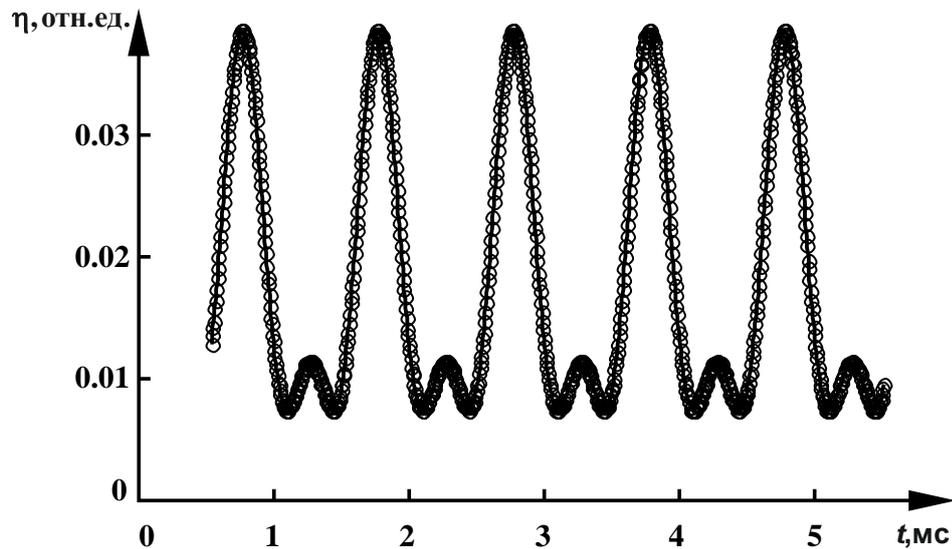


Рисунок 4.5 – Временная зависимость эффективности дифракции Брэгга в приложенном внешнем синусоидальном электрическом поле с частотой $f = 1$ кГц и амплитудой $U_m = 136$ В. Кружки – эксперимент, сплошная кривая – аппроксимация в соответствии с формулой (4.11)

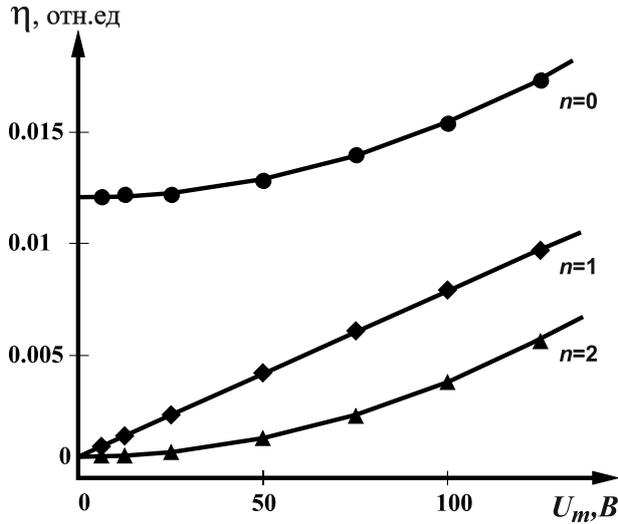
Следует отметить, что данная зависимость, полученная при частоте 1 кГц и амплитуде $U_m = 136$ В для первой пространственной гармоники (при распространении падающего светового пучка под углом $\theta_B^{(1)}$ к оси Y), существенно отличающаяся от синусоидальной, качественно соответствует временной эволюции мощности дифрагированного на ПДС светового пучка, представленной в работе [12] для электрооптической модуляции с частотой $f = 1$ ГГц при $U_m = 15$ В.

Анализ экспериментальных данных показал, что для используемых условий брэгговского взаимодействия эволюция дифракционной эффективности, не превосходящей 10 % для первой ($\eta_1(t, U_m)$) и второй пространственной гармоники ($\eta_2(t, U_m)$), при заданном значении амплитуды модулирующего напряжения U_m , может быть с достаточной точностью представлена в виде:

$$\eta_{1,2}(t, U_m) = \eta_{1,2}^{(0)}(U_m) + \eta_{1,2}^{(1)}(U_m) \sin \left[\frac{2\pi}{T}(t + t_0) \right] + \eta_{1,2}^{(2)}(U_m) \cos \left[\frac{4\pi}{T}(t + t_0) \right] \quad (4.11)$$

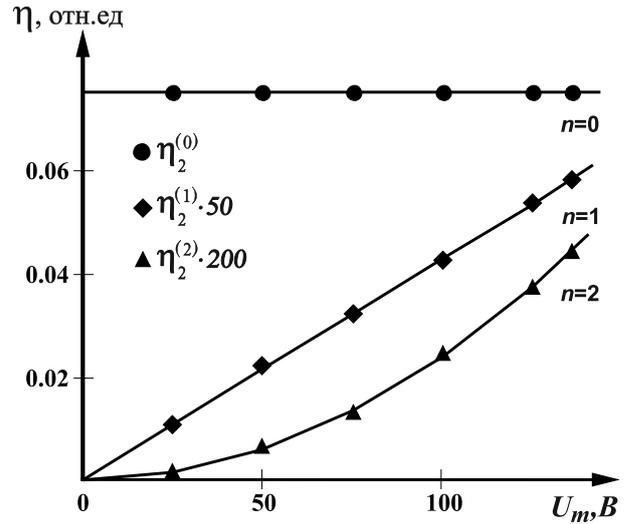
где $T = 1/f$ и t_0 – параметр, определяемый начальной фазой $U_m(t)$. Аппроксимация временной эволюции $\eta_{1,2}(t, U_m)$ в соответствии с (4.11) позволила построить экспериментальные зависимости от U_m для амплитуд Фурье-компонент $\eta_{1,2}^{(n)}(U_m)$, представленные точками на рисунке 4.6.

Характерно, что линейную зависимость во временном спектре дифракционной эффективности η от амплитуды модулирующего напряжения U_m на рисунках 4.6 демонстрирует только основная гармоника с частотой f .



для первой пространственной гармоники

а



для второй пространственной гармоники

б

Рисунок 4.6 – Зависимости амплитуд временных гармоник от напряжения, приложенного к РДС, для дифракции Брэгга на первой (а) и второй (б) пространственной гармонике создаваемых возмущений

4.2.2 Теоретическая модель дифракции света на РДС с доменными стенками Y-типа в кристаллах симметрии $3m$ в приложенном синусоидальном электрическом поле

Для описания экспериментально наблюдаемых при слабой дифракционной эффективности зависимостей амплитуд гармоник модулирующего сигнала от амплитуды приложенного поля (см. рисунок 4.6) воспользуемся результатами анализа возмущений показателя преломления необыкновенных волн в РДС со стенками Y-типа в сегнетоэлектрических кристаллах симметрии $3m$ во внешнем электрическом поле, представленных выше в подразделе 2.3, и приближенной формулой, следующей из известных соотношений [19, 106]

$$\eta_{1,2}^e \approx \left(\frac{\pi d_{eff}}{\lambda \cos \theta_B^{(1,2)}} \right)^2 |\Delta n_{1,2}^e|^2, \quad (4.12)$$

где эффективная длина взаимодействия d_{eff} может отличаться от реального размера образца вдоль оси Y $d = 2$ мм вследствие неоднородности вдоль нее создаваемых РДС возмущений оптических свойств кристалла (см. выше п. 3.1.3), а их

комплексная амплитуда $\Delta \dot{n}_{1,2}^e$ определяется формулой (2.52). В этой формуле должна учитываться возможность фазового сдвига $\Delta\varphi_{1,2} = \varphi_{eo}^{(1,2)} - \varphi_{dw}^{(1,2)}$ между двумя решетками, дающими вклад в дифракцию Брэгга для первого (1) и второго (2) порядков. Первая из этих решеток (eo) связана с эффектом Погкельса, наведенным электрическим полем, приложенным к РДС со знакопеременными в пространстве электрооптическими свойствами, а вторая (dw) – с возмущениями, создаваемыми упругими и электрическими полями доменных стенок [30, 36, 37, 101].

Нетрудно показать, что подстановка в формулу (4.12) комплексной амплитуды $\Delta \dot{n}_{1,2}^e(t)$, определяемой соотношением (2.52), приводит зависимость $\eta_{1,2}^e(t, U_m)$ к виду (4.11). В отсутствие постоянного смещения (при $U_0 = 0$) соответствующие значения постоянной составляющей и амплитуд первой и второй гармоник могут быть записаны в следующем виде:

$$\eta_{1,2}^{(0)}(U_m) = \left(\frac{\pi d n_e^3}{2\lambda \cos \theta_B^{(1,2)}} \right)^2 \left[\left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right)^2 P_S^4 (F_{dw}^{(1,2)})^2 + \frac{(r_{33} F_{eo}^{(1,2)})^2}{2h^2 \delta^2} U_m^2 \right], \quad (4.13)$$

$$\eta_{1,2}^{(1)}(U_m) = -2 \left(\frac{\pi d n_e^3}{2\lambda \cos \theta_B^{(1,2)}} \right)^2 r_{33} \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_S^2 \frac{F_{eo}^{(1,2)} F_{dw}^{(1,2)}}{h\delta} \cos \Delta\varphi_{1,2} U_m, \quad (4.14)$$

$$\eta_{1,2}^{(2)}(U_m) = - \left(\frac{\pi d n_e^3}{2\lambda \cos \theta_B^{(1,2)}} \right)^2 \frac{(r_{33} F_{eo}^{(1,2)})^2}{2h^2 \delta^2} U_m^2, \quad (4.15)$$

где обозначено $\dot{F}_{eo}^{(1,2)} = F_{eo}^{(1,2)} \exp(i\varphi_{eo}^{(1,2)})$ и $\dot{F}_{dw}^{(1,2)} = F_{dw}^{(1,2)} \exp(i\varphi_{dw}^{(1,2)})$.

4.2.3. Результаты анализа брэгговской дифракции света на РДС с доменными стенками Y-типа в кристалле 5%MgO:LiNbO₃ в приложенном синусоидальном электрическом поле

Соотношения (4.13) – (4.15) применялись для аппроксимации экспериментальных данных зависимостями, показанными сплошными линиями на рисунке 4.5. При подгонке использовались значения длины взаимодействия $d = 2$ мм и толщины кристалла $h = 1$ мм и следующие материальные параметры ниобата

лития, соответствующие данным, приведенным в работах [25, 37, 49, 52, 59]: $r_{33} = 30,8$ пм/В, $R_{33} = 0,091$ м⁴/Кл², $p_{31} = 0,17$, $d_{31}^S = 0,216 \cdot 10^9$ м²Н/Кл², $C_{11}^P = 2,03 \cdot 10^{11}$ Н/м², $P_S = 0,75$ Кл/м², $n_e = 2,187$. В приближении $\delta = 1$ было получено, что минимальные отклонения от экспериментальных данных для первой пространственной гармоники наблюдались при $F_{eo}^{(1)} = 0,538$, $F_{dw}^{(1)} = 42,9 \cdot 10^{-6}$ и $\Delta\phi_1 = 65^\circ$, и для второй – при $F_{eo}^{(2)} = 0,1$, $F_{dw}^{(2)} = 1,064 \cdot 10^{-4}$ и $\Delta\phi_2 = 96^\circ$.

Следует отметить, что для идеальной РДС с одинаковыми размерами для переполаризованных и исходных областей сегнетоэлектрического кристалла, равными $\Lambda/2$, модули амплитуд пространственных фурье-гармоник должны удовлетворять соотношениям $F_{eo}^{(1)} = 2/\pi = 0,637$, $F_{dw}^{(1)} = 0$ и $F_{eo}^{(2)} = 0$. Такие различия в указанных характеристиках для исследованной РДС могут быть связаны с отклонением размера переполаризованных областей от $\Lambda/2$ [37, 101] и с наличием некоторого воздушного зазора между кристаллом и создающими внешнее поле металлическими электродами, когда $\delta > 1$.

Таким образом, для электрически управляемых устройств, основанных на брэгговской дифракции света на РДС в кристаллах симметрии $3m$, характерна нелинейность амплитудной характеристики. Она проявляется в том, что в приложенном синусоидальном электрическом поле с частотой f временная зависимость мощности дифрагированного пучка является суперпозицией постоянной составляющей и гармоник с частотами nf , где $n = 1, 2, 3, \dots$. Для исследованной РДС в используемых экспериментальных условиях из всего набора гармоник для описания наблюдаемой зависимости интенсивности дифрагированного пучка от времени является достаточным учет двух первых из них совместно с постоянной составляющей. Для дифракционной эффективности, не превышающей значения $\eta = 0,1$, временная зависимость характеризуется второй гармоникой с амплитудой, квадратично возрастающей с приложенным напряжением. Амплитуда первой гармоники при этом изменяется линейно, однако на скорость её роста оказывает влияние фазовый сдвиг $\Delta\phi$ между Фурье-

компонентами основной гармоникой в пространственном разложении возмущений, индуцируемых в РДС доменными стенками, и вызываемых в ней электрооптической модуляцией за счет приложенного внешнего поля. Постоянная составляющая в разложении дифракционной эффективности $\eta_{1,2}^e(t, U_m)$ квадратично нарастает с приложенным напряжением U_m от начального значения, определяемого эффектом дифракции на возмущениях, создаваемых доменными стенками.

4.3 Выводы по главе 4

В настоящей главе представлены результаты работ [101, 114 – 120], выполненных автором совместно с С.М. Шандаровым, С.В. Смирновым, А.Е. Манделем, М.В. Бородиным, А.Р. Ахматхановым, А.А. Есиным, В.Я. Шуром и другими членами научной группы, по исследованию дифракции световых волн на РДС с наклонными доменными стенками Y-типа в отсутствие и в приложенном внешнем синусоидальном электрическом поле. Основные результаты состоят в следующем.

1. Проведены экспериментальные исследования брэгговской дифракции света на РДС с наклонными доменными стенками Y-типа в кристалле $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ в отсутствие приложенного электрического поля. Показано, что распределения интенсивности $I_m(z')$ в наблюдаемых дифракционных картинах, имеющих порядки $m = 1, 3 - 6$, характеризуются двумя максимумами, расстояние между которыми увеличивается с ростом m , начиная от $m = 3$.

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 $\delta\epsilon_{33}(x, z)$; 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.

3. Проведенный с использованием разработанного подхода теоретический анализ показал, что возмущения оптических свойств в одноосном сегнетоэлектрическом кристалле в отсутствие внешнего приложенного электрического поля, создаваемые РДС с 180° 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 $K_z^{(m)} = \pm(2\pi m / \Lambda) \operatorname{tg} \alpha$. Этим составляющим соответствуют экспериментально наблюдаемые в дальней зоне максимумы в распределениях интенсивности $I_m(z')$, расстояние между которыми определяется углом наклона доменных стенок α для исследуемой РДС.

4. Получены интегральные соотношения для распределения интенсивностей $I_m(z')$ в дифракционных картинах, 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 $h_i = 0,7$ мм, $\alpha = 0,31^\circ \pm 0,01^\circ$ и $r_w = 0,17$ мм. При этих параметрах расчетные зависимости $I_m(z')$ удовлетворительно согласуются с экспериментально наблюдаемыми распределениями в дифракционных максимумах и при $m = 3 - 6$.

5. Разработана установка и методика экспериментального исследования брэгговской дифракции света на РДС в приложенном к ней внешнем синусоидальном электрическом поле с частотой f и амплитудой U_m . Проведенные эксперименты по дифракции Брэгга показали, 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 η наблюдается только для основной гармоники с частотой f .

б. С использованием известных соотношений для эффективности дифракции Брэгга при слабом взаимодействии и результатов анализа в подразделе 2.3 возмущений показателя преломления необыкновенных волн в РДС со стенками Y-типа в сегнетоэлектрических кристаллах симметрии $3m$ во внешнем электрическом поле, 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 $\eta_{1,2}^{(2)}(U_m)$, от амплитуды модулирующего сигнала U_m в отсутствие постоянного смещения, и проведен их анализ. Получено, 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.

Глава 5. Фотоиндуцированная проводимость регулярных доменных структур с наклонными стенками в кристаллах 5%MgO:LiNbO₃

Данная глава посвящена изучению фотоиндуцированной проводимости регулярных доменных структур с наклонными стенками в кристаллах 5%MgO:LiNbO₃.

Основное внимание уделено изложению приоритетных исследований автора в работах [97, 118, 126–134] усредненной по объему проводимости РДС с наклонными доменными стенками Y-типа в кристаллах 5%MgO:LiNbO₃, фотоиндуцированной гауссовыми лазерными пучками с длинами волн 457, 532, 633, 657 и 980 нм, выполненных совместно с С.М. Шандаровым, Н.И. Буримовым, А.В. Дубиковым, А.Е. Шараевой, Д.Е. Кузьмич, В.Я. Шуром, А.Р. Ахматхановым, М.А. Чуваковой, А.А. Есиным, М.А. Брюшининым, В.В. Куликовым, И.А. Соколовым и другими членами научной группы.

Как отмечалось в предыдущей главе 4, доменные стенки РДС в кристаллах ниобата лития могут иметь наклон относительно полярной оси, достигающий 0,2° и более [38–41, 64, 118]. Такие наклонные стенки в сегнетоэлектриках, являющиеся заряженными, благодаря своим уникальным свойствам рассматриваются как перспективные функциональные элементы для реализации реконфигурируемых систем наноэлектроники, квантовой и волноводной фотоники и гибридной оптоэлектроники [3, 40, 64]. Наиболее привлекательным свойством заряженных доменных стенок является двумерная проводимость металлического типа, на порядки превосходящая её величину для монодоменного кристалла [38, 40, 62, 64, 65, 123]. Проводимость заряженных стенок для отдельных доменов изучалась методами атомно–силовой микроскопии (АСМ) [3, 38, 40, 64, 65, 123] и наноимпедансной спектроскопии [123]. При этом в образцах MgO:LiNbO₃ с изолированными доменами шестиугольной формы сигнал проводимости АСМ наблюдался только при подсветке одной из граней кристалла ультрафиолетовым излучением с энергией кванта, превосходящей ширину запрещенной зоны [38]. Эти домены имели положительно заряженные стенки и формировались с

использованием жидких электродов, а ток АСМ имел порядок единиц пА. Использование для переключения поляризации $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ электродов типа металл/металл [40] или комбинации металл/жидкость, в которой электрод с металлическим типом проводимости контактировал с Z -полярной гранью [41], позволило создавать отдельные домены и регулярные доменные структуры с положительно заряженными стенками, обладающими стабильной во времени большой проводимостью и в темновых условиях.

Значительный интерес к РДС в кристаллах ниобата лития обусловлен успехами в реализации на их основе разнообразных эффектов взаимодействия волн в режиме фазового квазисинхронизма и создании устройств управления спектральными, пространственными, временными и поляризационными параметрами оптического излучения. В приложениях РДС в ниобате лития, связанных с электрооптическим управлением [12, 15, 16, 19, 94, 120, 124, 125], последнее было реализовано для излучения с длинами волн от 325 до 1550 нм. На характеристики таких устройств должна оказывать влияние электрическая проводимость элементов с РДС по наклонным доменным стенкам. Представляется важным для электрооптических приложений и наличие фотоиндуцированной проводимости РДС, то есть влияние модулируемого лазерного излучения с различной энергией квантов, в том числе не превосходящей ширины запрещенной зоны ниобата лития (~ 4 эВ), на усредненную эффективную проводимость, пропорциональную отношению толщины наклонных доменных стенок $2\omega_0$ к половине пространственного периода $\Lambda/2$, а также ее сравнение с темновой проводимостью монокристаллических образцов ниобата лития.

5.1 Исследование фотоиндуцированной проводимости регулярных доменных структур с наклонными стенками Y-типа в кристаллах 5%MgO:LiNbO₃ методом дифракции Брэгга

5.1.1 Методика и результаты эксперимента

В экспериментах использовался образец 5%MgO:LiNbO₃, описанный выше в п.4.1.1, к которому с помощью медных электродов, как и в случае экспериментов с синусоидальным внешним полем (см. выше п. 4.2.1), прикладывалось постоянное напряжение от стабилизированного источника питания, включаемое в некоторый момент времени тумблером через резистор с номиналом $R = 1$ кОм. Как и для экспериментов, рассмотренных выше в п. 4.2.1, образец с РДС устанавливался на поворотном столике, позволявшем осуществлять настройку по углу Брэгга по максимуму интенсивности в первом дифракционном порядке. Используемая при этом экспериментальная установка со схемой, подобной показанной выше на рисунке 4.4, позволяла применять в ней сфокусированные пучки лазерного излучения с вектором поляризации вдоль полярной оси Z и с длинами волн $\lambda = 457, 532, 632,8, 657$ или 980 нм. Они имели гауссову форму с радиусами перетяжки по оси Z около $0,14$ мм и позиционировались примерно на середину входной грани $y = 0$ образца с РДС. Точная подстройка экспериментальной схемы по углу Брэгга осуществлялась в отсутствие приложенного внешнего напряжения по максимуму интенсивности в первом дифракционном порядке. Положение перетяжки зондирующего пучка по вертикали, вдоль оси Z , выбиралось соответствующим симметричному расщеплению дифракционного максимума в этом направлении на два пятна, как это показано на рисунке 4.1а, обусловленных дифракцией на двух разнонаклоненных системах параллельных доменных стенок (см. рисунок 4.3), подробно рассмотренной выше в подразделе 4.1. Эффективность дифракции Брэгга на доменных стенках РДС при этом достигала значений $\eta_{dw} = 0,009$ для $\lambda = 980$ нм; $\eta_{dw} = 0,012$ (657 и 632,8 нм); $\eta_{dw} = 0,020$ (532 нм); и $\eta_{dw} = 0,022$ (457 нм).

После включения внешнего постоянного поля наблюдалось увеличение мощности дифрагированного пучка, регистрируемое осциллографом TBS 1152 на

начальном участке как ступенчатая функция со временем нарастания около 25 нс. После быстрого достижения дифракционной эффективностью максимального значения $\eta_m(U_0)$, зависящего от длины волны λ зондирующего пучка и приложенного напряжения U_0 , происходила её медленная релаксация к исходной величине η_{dw} . Скорость релаксации увеличивалась как с укорочением длины волны λ , так и с ростом интенсивности зондирующего пучка I_0 . Однако характер временной зависимости дифракционной эффективности $\eta(t)$ сохранялся при всех значениях этих параметров.

Типичная временная зависимость эффективности дифракции Брэгга в первый порядок представлена на рисунке 5.1 для случая использования зондирующего пучка полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 655$ нм, с подключением к электродам постоянного напряжения $U_0 = -90$ В в момент времени $t_2 = 12$ с, и с отключением его при $t_3 = 52$ с.

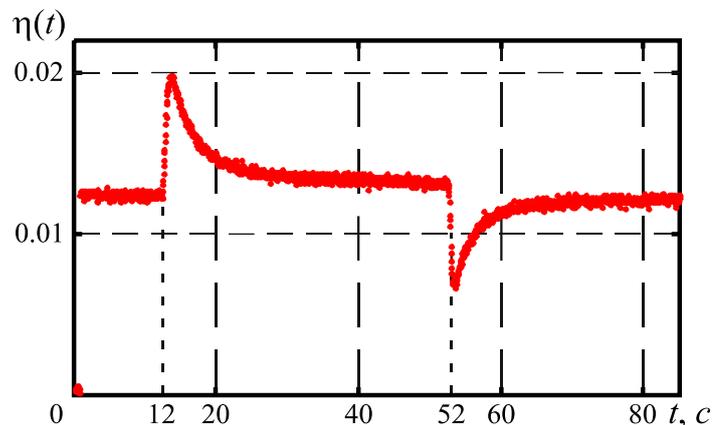


Рисунок 5.1 – Временная зависимость эффективности дифракции Брэгга в первый порядок на РДС в кристалле 5%MgO:LiNbO₃ при включении зондирующего пучка с длиной волны $\lambda = 655$ нм в момент времени $t = 1$ с, с последующим приложением внешнего поля при $t_2 = 12$ с и его отключением при $t_3 = 52$ с соответственно [118]

Видно, что включение зондирующего светового пучка в момент времени $t_1 = 1$ с вызывает появление дифракции на доменных стенках с эффективностью $\eta_{dw} \approx 0,012$, остающейся постоянной до включения внешнего положительного напряжения $U_0 = 90$ В. После этого, для $t \geq t_2 = 12$ с, за время $\sim 0,8$ с, определяемое

быстродействием используемого фотодиода ФД-24К, на осциллограмме отображается увеличение дифракционной эффективности до максимального значения $\eta_{max} = 0,02$, обусловленное суммарными возмущениями $\pm \Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}(x,t) + \Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{dw}(x)$, создаваемыми как приложенным электрическим полем вследствие электрооптического эффекта, так и доменными стенками (см. выше подраздел 4.2). Однако далее, для $t > t_{max}$, наблюдается её релаксация, которую можно связать только с экранировкой приложенного электрического поля в кристалле, обусловленной перераспределением зарядов по проводящим доменным стенкам. Выключение приложенного поля в момент времени $t_3 = 52$ с вызывало уменьшение дифракционной эффективности до значения $\eta_{min} \approx 0,065$, с последующим её относительно медленным восстановлением до уровня $\eta_{dw} \approx 0,012$, определяемого дифракцией на доменных стенках РДС при нулевом электрическом поле в кристалле в области распространения зондирующего гауссова пучка.

Можно предположить, что именно проводимость наклонных доменных стенок обуславливает экспериментально наблюдаемую релаксацию дифракционной эффективности дифракции Брэгга на РДС для гауссова пучка с длиной волны $\lambda = 657$ нм (см. рисунок 5.1). При этом для используемой полярности и величины прикладываемого к кристаллу с РДС постоянного напряжения может быть выполнено условие $|\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}(x,t)| < |\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{dw}(x)|$, из которого, как видно из рассмотрения, представленного выше в подразделе 2.3 и п. 4.2.2, следуют неравенства $\eta_{max} > \eta_{dw} > \eta_{min}$, соответствующие наблюдаемым экспериментально результатам, иллюстрируемых рисунком 5.1. Включение электрического напряжения при $t_2 = 12$ с приводит к появлению в объеме кристалла с толщиной h поля с напряженностью $E_{ext} = U_0 / h$ и пропорциональных ему возмущений $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}(x,t)$, знак которых совпадает со знаком для $\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{dw}(x)$. Эффективность дифракции Брэгга при этом возрастает, достигая значения $\eta_{max} \sim \left| \Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}(x,t_{max}) + \Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{dw}(x) \right|^2$. Происходящее под действием постоянного внешнего

поля E_{ext} перераспределение зарядов по проводящим стенкам РДС создает в кристалле экранирующее поле с напряженностью $E_{scr}(t)$, противоположное по знаку E_{ext} , что и приводит к наблюдаемой на рисунке 5.1 для интервала времени от t_{max} до $t_3 = 52$ с релаксации дифракционной эффективности к уровню η_{dw} , который соответствует электрическому полю в кристалле $E_s(t) = E_{ext} + E_{scr}(t)$, близкому к нулевому значению.

При выключении постоянного напряжения в момент времени $t_3 = 52$ с напряженность внешнего электрического поля E_{ext} становится равной нулю, однако отличное от нуля экранирующее поле $E_{scr}(t_3) \approx -U_0/h$, уменьшает дифракционную эффективность до значения $\eta_{min} \sim \left| -\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}(x, t_{max}) + \Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{dw}(x) \right|^2$. Далее, при $t > t_3$, также вследствие конечной проводимости доменных стенок РДС, происходит релаксация уже экранирующего поля к нулевому значению, а дифракционной эффективности – к величине η_{dw} .

В работе [118] проведены оценки, которые показывают, что скорость релаксации $1/\tau(t)$ на интервале времени от t_{max} до t_3 может быть удовлетворительно описана с использованием функции $\tau(t) = \tau_0 [1 + a(t - t_{max})]^2$, с параметрами $\tau_0 = 4,16$ с и $a = 0,0315$ с⁻¹. Полученное значение времени релаксации τ_0 на её начальном участке позволило оценить, без обсуждения физической природы наблюдаемой экспериментально проводимости доменных стенок, усредненную по периоду Λ эффективную проводимость кристалла 5%MgO:LiNbO₃ с РДС, как $\sigma_{eff} = \epsilon_{33} / \tau_0$. Используя значение статической диэлектрической проницаемости ниобата лития, $\epsilon_{33} = 2,48 \cdot 10^{-10}$ Ф/м [14], находим $\sigma_{eff} = 5,96 \cdot 10^{-11}$ Ом⁻¹м⁻¹. Эта величина более чем на два порядка превосходит оценку темновой проводимости $\sigma_d \leq 1,9 \cdot 10^{-13}$ Ом⁻¹м⁻¹, полученную в [135] для монодоменного кристалла MgO:LiNbO₃.

Для выяснения физической природы наблюдаемой проводимости доменных стенок РДС в кристалле 5%MgO:LiNbO₃ в работах [126, 97, 129–132] был проведен

цикл исследований по зависимости процессов релаксации эффективности дифракции Брэгга от интенсивности зондирующего гауссова пучка с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм после приложения к данному образцу постоянного напряжения с амплитудами $U_0 = \pm 200, \pm 350$ и ± 500 В. В экспериментах использовался лазер HNL225RB с выходной мощностью 22,5 мВт. С целью обеспечения высокого быстродействия схемы регистрации временной зависимости дифрагированного пучка в ней в качестве фотоприемника 7 (см. рисунок 4.4) применялся pin-фотодиод BPW34.

Типичная осциллограмма кинетики нормированной дифракционной эффективности $\eta_+(t)/\eta_{\max}$ на интервале продолжительностью от -1 с до 9 с для приложенного напряжения $U_0 = 500$ В и сравнительно слабой интенсивности зондирующего гауссова пучка с интенсивностью в максимуме $I_0 = 3,3$ мВт/мм² представлена на рисунке 5.2.

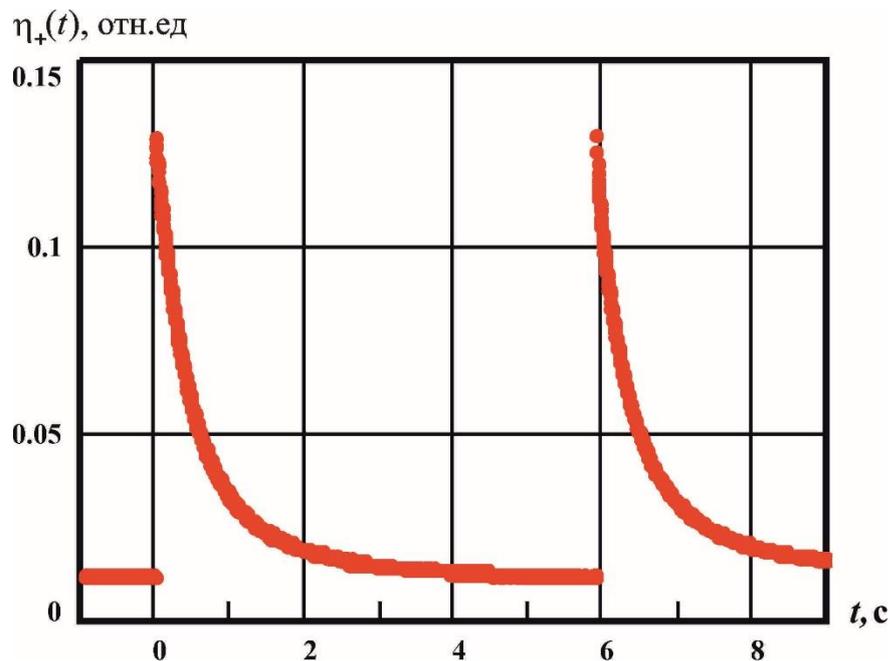


Рисунок 5.2 – Зависимость дифракционной эффективности в первом порядке при включении приложенного к РДС напряжения $U_0 = +500$ В при $t_{on} = 0$ с и его выключении при $t_{off} = 5,916$ с. Для $t < t_{on}$ и $t > 11$ с наблюдается дифракция с эффективностью $\eta_{dw} = 0,012$ на доменных стенках. Зондирующий пучок с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм включался при $t = -1$ с [126]

Из нее видны некоторые отличия от осциллограммы, показанной выше на рисунке 5.1. Во-первых, скорость роста дифракционной эффективности при включении (при $t_{on} = 0$ с) и выключении (при $t_{off} = 5,916$ с) здесь существенно выше, чем в случае, иллюстрируемом рисунком 5.1, вследствие использования для регистрации быстродействующего pin-фотодиода. Во-вторых, из неравенств $\eta_{dw} \ll \eta_+(t_{on}), \eta_+(t_{off})$ следует, что для $U_0 = +500$ В выполняются условия $|\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{dw}(x)| \ll |\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}(x, t_{on})|, |\Delta\tilde{\epsilon}_{33}^{eo}(x, t_{off})|$, и максимальные значения эффективности дифракции, достигаемые в моменты включения и выключения постоянного поля, близки друг к другу, то есть $\eta_+(t_{on}) \approx \eta_+(t_{off})$.

Таким образом, наблюдаемая экспериментально релаксация дифракционной эффективности дифракции Брэгга на РДС для зондирующего гауссова пучка с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм на РДС в кристалле $5\%MgO:LiNbO_3$ имеет такие же физические закономерности, как и для излучения с длиной волны $\lambda = 657$ нм, что можно связать с проводимостью наклонных доменных стенок, являющихся заряженными.

Характерно, что скорость релаксации дифракционной эффективности, как показали эксперименты, результаты которых приведены в работах [97, 126, 127, 129–134], зависит как от интенсивности света, так и от длины волны зондирующего пучка. Типичные осциллограммы кинетики нормированной дифракционной эффективности $\eta_{\mp}(t)/\eta_m$ для зондирующего пучка с $\lambda = 632,8$ нм на интервале продолжительностью 2 с для значений приложенного напряжения $U_0 = -500$ и $+500$ В представлены на рисунках 5.3а и 5.3б соответственно. Из них видно, что динамика релаксации при положительном и отрицательном напряжениях слегка отличается, а её скорость растет с интенсивностью зондирующего пучка.

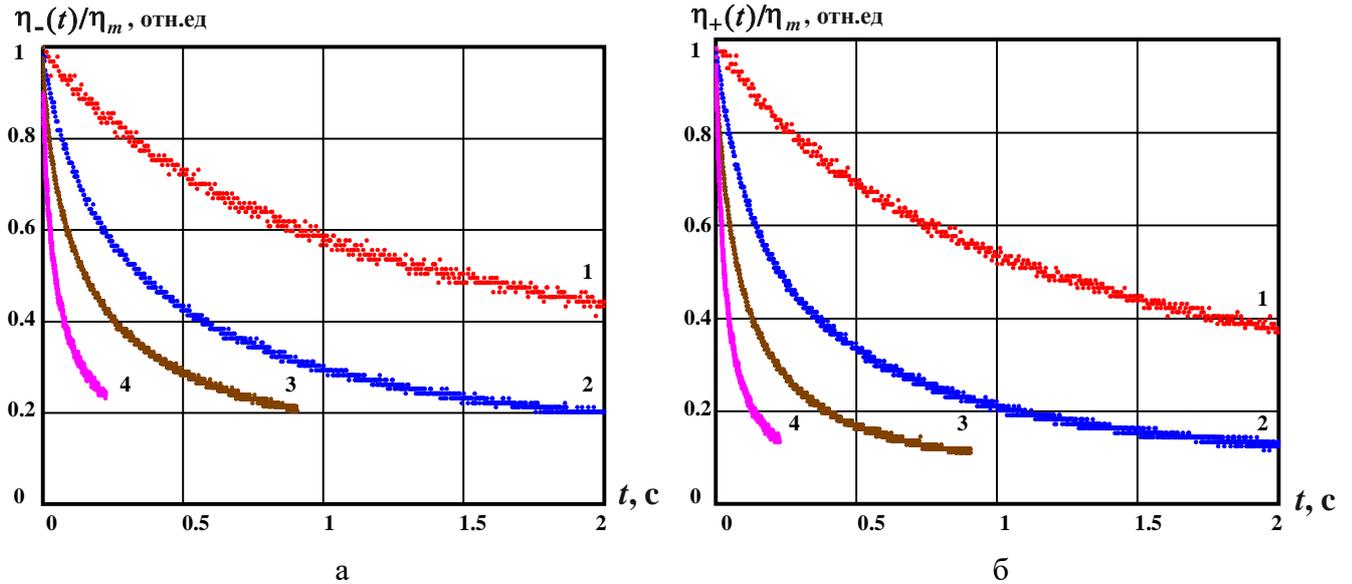


Рисунок 5.3 – Динамика эффективности дифракции Брэгга на РДС в первый порядок, наблюдаемая после приложения внешнего постоянного напряжения $U_0 = -500$ В (а) и $U_0 = +500$ В (б) для зондирующего гауссова пучка с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм и интенсивностью в максимуме $I_0 = 1,4$ (1), $6,5$ (2), $16,0$ (3) и $49,0$ (4) мВт/мм² [126]

Было установлено, что характер временной зависимости дифракционной эффективности $\eta_{\pm}(t)/\eta_m$ сохранялся при всех значениях длины волны ($\lambda = 457, 532, 632,8, 657$ и 980 нм) и интенсивности в максимуме ($I_0 = 0,18 - 315$ мВт/мм²) зондирующего гауссова пучка.

В качестве примера на рисунках 5.4а и 5.4б представлены зависимости $\eta_{\pm}(t)/\eta_m$ для зондирующего пучка с длиной волны $\lambda = 532$ нм и значений приложенного напряжения $U_0 = -200$ В и $+200$ В соответственно.

В этом случае для интенсивности зондирующего пучка в максимуме от 23 до 110 мВт/мм² регистрация процесса релаксации осуществлялась на интервале продолжительностью 125 мс. Для $\lambda = 457$ нм и $I_0 \geq 315$ мВт/мм² этот интервал сокращался до 25 мс, а для $\lambda = 657$ нм и $I_0 \leq 0,7$ мВт/мм² он удлинялся до 25 с. Следует отметить, что для прилагаемых значений напряжения соответствующая напряженность электрического поля не превышала 500 В/мм, что значительно ниже коэрцитивного поля, необходимого для реполяризации в MgO:LiNbO₃

(около 4 кВ/мм при комнатной температуре). Таким образом, периодическая доменная структура не изменялась в ходе экспериментов.

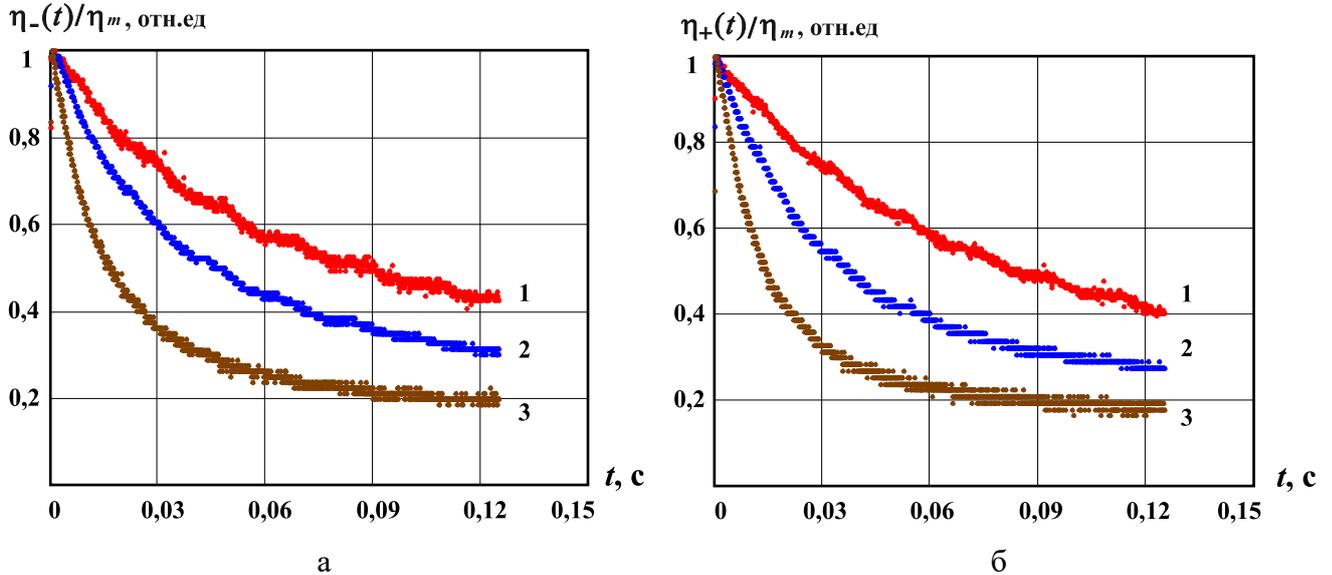


Рисунок 5.4 – Динамика эффективности дифракции Брэгга на РДС в первый порядок, наблюдаемая после приложения внешнего постоянного напряжения $U_0 = -200 \text{ В}$ (а) и $U_0 = +200 \text{ В}$ (б) для зондирующего гауссова пучка с длиной волны $\lambda = 532 \text{ нм}$ и интенсивностью в максимуме $I_0 = 23$ (1), 50 (2) и 110 (3) мВт/мм² [127]

Как уже отмечалось выше, наблюдаемую экспериментально кинетику дифракционной эффективности, отображаемую типичными осциллограммами, приведенными на рисунках 5.1–5.4, можно связать с релаксацией напряженности электрического поля $E_s(t)$ в области РДС, засвечиваемой зондирующим пучком, обусловленной перераспределением заряда по проводящим доменным стенкам РДС.

5.1.2 Анализ динамики релаксации эффективности дифракции Брэгга и расчет напряженности электрического поля в кристалле

В условиях экспериментально наблюдаемой дифракции Брэгга с достаточно слабой эффективностью, $\eta_m = 0,017$ для $\lambda = 980 \text{ нм}$, $\eta_m = 0,041$ для $\lambda = 657 \text{ нм}$, $\eta_m = 0,032$ для $\lambda = 632,8 \text{ нм}$, $\eta_m = 0,114$ для $\lambda = 532 \text{ нм}$ и $\eta_m = 0,127$ для $\lambda = 457 \text{ нм}$,

можно воспользоваться для описания ее релаксации приближенными соотношениями, следующими из формулы Когельника [106],

$$\eta(t) \approx \left(\frac{\pi d}{\lambda \cos \theta_B} \right)^2 |\Delta \dot{n}_m^e(t)|^2, \quad (5.1)$$

аналогичной формуле (4.12), приведенной выше в п. 4.2.2, а также условием аддитивности вкладов в возмущения оптических свойств РДС доменными стенками и решеткой, индуцированной полем $E_s(t)$ вследствие электрооптического эффекта. Комплексную амплитуду возмущений показателя преломления необыкновенной волны $\Delta \dot{n}_m^e(t)$ в РДС будем полагать обусловленной электрическим полем $E_s(t)$ различной полярности и доменными стенками, с некоторым фазовым сдвигом φ между данными составляющими [120]:

$$\Delta \dot{n}_m^e(t) = \pm \Delta n_{eo}(t) + \Delta n_{dw} \exp(i\varphi). \quad (5.2)$$

С использованием приведенных выше результатов анализа возмущений показателя преломления необыкновенных волн в РДС со стенками Y-типа в сегнетоэлектрических кристаллах симметрии $3m$ во внешнем электрическом поле (п. 2.2.1 и подраздел 2.3) и развитого в п. 4.2.2 подхода к описанию таких возмущений для синусоидального внешнего поля, а также в пренебрежении слабым упругооптическим вкладом, они могут быть представлены в следующем виде:

$$\Delta n_{eo}(t) = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} \frac{F_{eo}}{\delta} |E(t)|, \quad (5.3)$$

$$\Delta n_{dw} = \frac{1}{2} n_e^3 R_{33} P_S^2 F_{dw}. \quad (5.4)$$

Как видно из соотношений (5.1) – (5.4), и как уже отмечалось выше в п. 5.1.1, наблюдаемое экспериментально сравнительно медленное уменьшение дифракционной эффективности (рисунки 5.3, 5.4), можно связать с релаксацией напряженности электрического поля в области РДС, освещаемой зондирующим пучком. При этом временная зависимость электрического поля в кристалле,

наблюдаемая после приложения к кристаллу постоянного напряжения, в предположении отсутствия зависимости от его полярности, может быть получена непосредственно из экспериментальных данных для дифракционной эффективности [126]:

$$E_s(t) = \frac{2\delta\lambda \cos \theta_B}{n_e^3 r_{33} F_{eo} \pi d} \sqrt{\frac{\eta_-(t) + \eta_+(t)}{2} - \eta_{dw}} \quad (5.5)$$

Соотношение (5.5), приведенные выше значения η_{dw} и полученные экспериментальные данные для $\eta_-(t)$ и $\eta_+(t)$ позволили провести расчеты динамики релаксации электрического поля в исследуемой РДС с проводящими стенками для всех используемых длин волн зондирующего пучка. В качестве примера на рисунках 5.5 и 5.6 показаны результаты расчета нормированных зависимостей $E_s(t)/E_m$ из набора экспериментальных данных для $\eta_-(t)$ и $\eta_+(t)$, представленных на рисунках 5.3 и 5.4 соответственно.

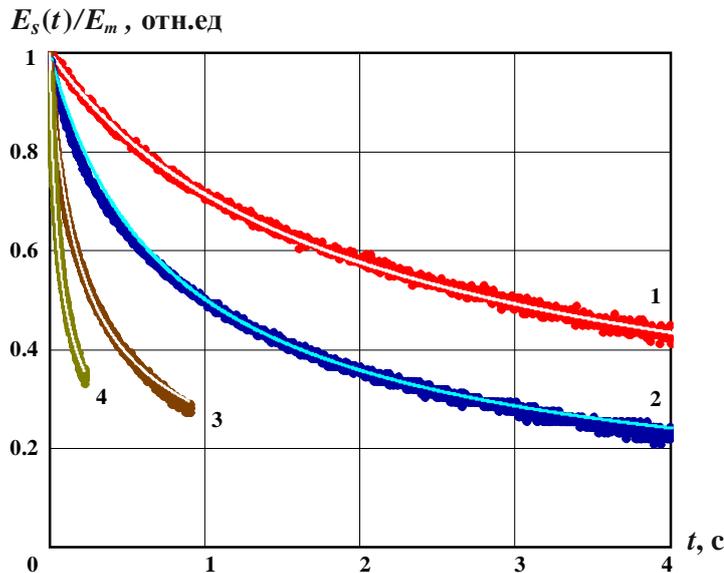


Рисунок 5.5 – Динамика релаксации электрического поля в РДС, рассчитанная по формуле (5.5) из экспериментальных данных, иллюстрируемых рисунком 5.3 (точки), и её аппроксимация функцией (5.6) (сплошные кривые) [126]

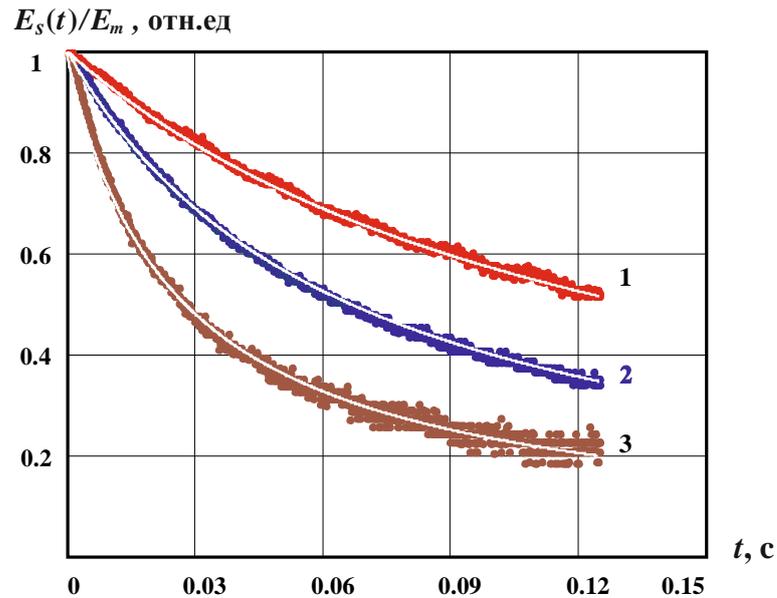


Рисунок 5.6 – Динамика релаксации электрического поля в РДС, рассчитанная по формуле (5.5) из экспериментальных данных, иллюстрируемых рисунком 5.4 (точки), и её аппроксимация функцией (5.6) (сплошные кривые) [126]

Аналогичные представленным точками на рисунках 5.5 и 5.6 расчетным данным результаты для $E_s(t)/E_m$ были получены для всех использованных длин волн зондирующего пучка ($\lambda = 457, 532, 632,8, 655$ и 980 нм), в диапазоне максимальных интенсивностей I_0 от $0,18$ до 315 мВт/мм², при всех значениях прикладываемого напряжения ($U_0 = \pm 200, \pm 350$ и ± 500 В).

Таким образом, использование приближения слабой дифракционной эффективности и условия аддитивности вкладов в возмущения оптических свойств РДС доменными стенками и решеткой, индуцированной полем $E_s(t)$ вследствие электрооптического эффекта, позволило получить соотношение (5.5), связывающее экспериментальные данные для динамики релаксации дифракционной эффективности $\eta_-(t)$ и $\eta_+(t)$ при разной поляризации прикладываемого к кристаллу с РДС постоянного напряжения, с временной зависимостью этого поля, обусловленной перераспределением электрических зарядов по проводящим доменным стенкам. С применением этого соотношения (5.5) и экспериментальных данных для динамики релаксации эффективности дифракции Брэгга для гауссовых зондирующих пучков 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/мм², получены соответствующие им зависимости для $E_s(t)$ при всех значениях прикладываемого напряжения $U_0 = \pm 200, \pm 350$ и ± 500 В.

5.1.3 Анализ динамики релаксации напряженности электрического поля в кристалле 5%MgO:LiNbO₃ и результаты расчетов фотоиндуцированной проводимости доменных стенок РДС

Анализ полученных нормированных временных зависимостей, демонстрирующих характер кинетики релаксации электрического поля в кристалле в области, засвечиваемой зондирующим гауссовым пучком, показал, что они удовлетворительно описываются следующей функцией [127]:

$$E_s(t, I_0, \lambda) = E_m(\lambda) \exp\{-a_E(I_0, \lambda) \ln[1 + b_E(I_0, \lambda)t]\}, \quad (5.6)$$

с параметрами $a_E(I_0, \lambda)$ и $b_E(I_0, \lambda)$, зависящими от максимальной интенсивности I_0 и длины волны λ этого пучка. На рисунках 5.5 и 5.6 такие аппроксимирующие функции показаны сплошными кривыми.

Как следует из (5.6), на начальном участке релаксации, при $b_E t \ll 1$, она имеет чисто экспоненциальный (максвелловский) характер, со скоростью $\gamma_0(I_0, \lambda) = a_E(I_0, \lambda)b_E(I_0, \lambda)$. Как уже обсуждалось выше в пп. 5.1.1 и 5.1.2, причину релаксации можно связать с экранировкой внешнего поля $E_{ext} \sim U_0 / h$ вследствие вызываемого им перераспределения зарядов с усредненной по периоду Λ эффективной плотностью $\rho(z, t)$ в области проводящих наклонных доменных стенок. В результате в области распространения зондирующего светового пучка формируется распределение внутреннего экранирующего электрического поля $E_{scr}(t_3) \approx -U_0 / h$, приводящее к релаксации суммарного электрического поля $E_s(t) = E_{ext} + E_{scr}(t)$. Другая причина рассматриваемой релаксации электрического поля в кристалле $E_s(t)$ может быть связана с контактными явлениями. Однако при использовании в экспериментах механически прижимаемых к кристаллу с РДС медных электродов инжекционные токи должны отсутствовать. Кроме того,

интенсивность зондирующего гауссова пучка на Z-гранях кристалла не превышает $10^{-5} I_0$, что позволяет не учитывать её влияние на контактные процессы. Третий возможный механизм экранировки может быть связан с перераспределением зарядов за счет дрейфового и фотовольтаического механизмов в объеме периодически инвертированных доменов [136, 137]. Как известно [13], формирование поля $E_{scr}(t)$ в этом случае происходит со скоростью $\gamma_{ph} = 1/\tau_{di} = \sigma_{ph}/\epsilon_{33}$, определяемой временем максвелловской релаксации τ_{di} , где σ_{ph} – фотопроводимость и ϵ_{33} – статическая диэлектрическая проницаемость кристалла. Из результатов измерения фотопроводимости кристалла $4.61\% \text{MgO:LiNbO}_3$ на длине волны $\lambda = 632,8$ нм [136] и значения $\epsilon_{33} = 2,48 \cdot 10^{-10}$ Ф/м [14], для используемого в экспериментах зондирующего пучка с максимальной интенсивностью $I_0 = 49$ мВт/мм², эту скорость можно оценить, как $\gamma_{ph} \sim 10^{-3}$ с⁻¹. Сравнение с приведенными на рисунках 5.5 и 5.6 данными показывает, что наблюдаемая скорость формирования компенсирующего поля на четыре порядка превосходит данную оценку, относящуюся к перераспределению заряда в объеме доменов РДС.

Наблюдаемая в описанных выше экспериментах скорость релаксации может быть объяснена именно проводимостью наклонных доменных стенок РДС, обеспечивающей перераспределение зарядов в области наклонных стенок во внешнем поле и его экранировку. На начальном участке, при $b_E t \ll 1$, максвелловский вид релаксации, связанной с усредненной по периоду Λ эффективной проводимостью РДС, можно характеризовать временем $\tau_{di}^{dv} = 1/\gamma_0 = \epsilon_{33}/\sigma_{eff}$. При этом наблюдаемая зависимость скорости $\gamma_0(I_0, \lambda)$ от интенсивности и длины волны зондирующего пучка говорит о фотоиндуцированном характере усредненной по периоду Λ эффективной проводимости, которая может быть получена из экспериментальных данных как

$$\sigma_{eff}(I_0, \lambda) = \epsilon_{33} \gamma_0(I_0, \lambda) = \epsilon_{33} a_E(I_0, \lambda) b_E(I_0, \lambda). \quad (5.7)$$

Использование параметров подгонки $a_E(I_0, \lambda)$ и $b_E(I_0, \lambda)$ для аппроксимации кривых, рассчитанных по формуле (5.6) из соответствующих зависимостей по экспериментальным данным, обработанным с использованием формулы (5.5), и значения $\epsilon_{33} = 2,48 \cdot 10^{-10}$ Ф/м, позволили найти скорость релаксации электрического поля на начальном участке $\gamma_0(I_0, \lambda)$ и эффективную фотоиндуцированную проводимость РДС $\sigma_{eff}(I_0, \lambda)$. Зависимости этой проводимости от максимальной интенсивности I_0 зондирующего лазерного пучка для исследованных длин волн λ показаны символами на рисунке 5.7.

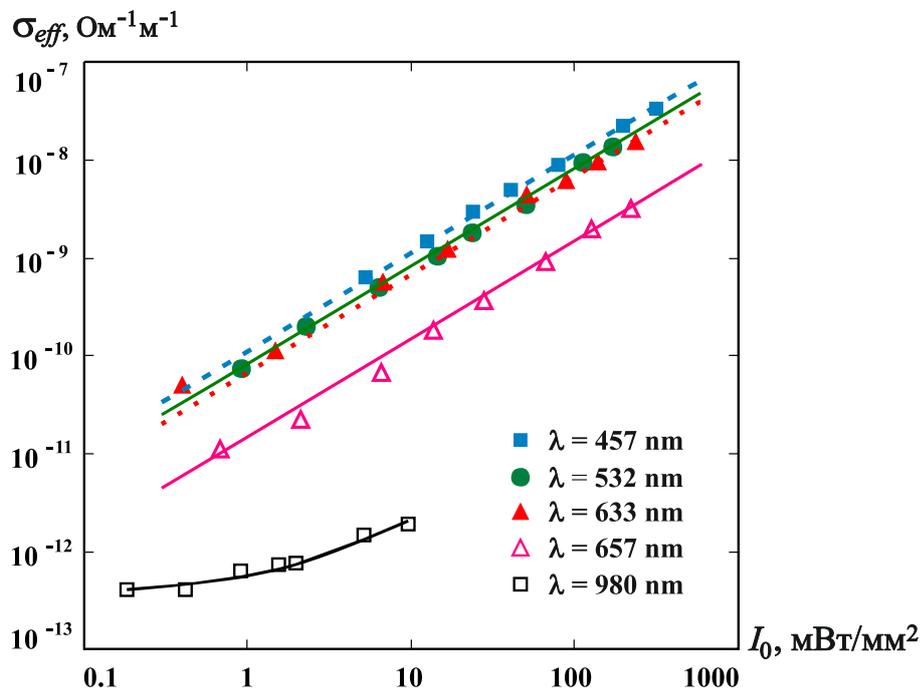


Рисунок 5.7 – Зависимости эффективной фотоиндуцированной проводимости РДС с наклонными стенками в кристалле 5% MgO:LiNbO₃ от максимальной интенсивности зондирующего пучка с различными длинами волн. Прямыми показаны результаты их линейной аппроксимации [127]

Характерно, что в исследованной области наблюдаемые зависимости от интенсивности хорошо описываются линейными функциями в диапазоне длин волн от 457 до 657 нм, как

$$\sigma_{eff}(I_0, \lambda) = B_{ph}(\lambda) I_0, \quad (5.8)$$

с коэффициентами фотопроводимости $B_{ph}(\lambda)$.

Фотоиндуцированная проводимость РДС для $\lambda = 980$ нм близка к темновой проводимости объёмных монокристаллических образцов $5.5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ [135], поэтому для этой длины волны она была аппроксимирована следующим выражением

$$\sigma_{\text{eff}}(I_0, \lambda) = \sigma_{\text{dPDS}} + B_{\text{ph}}(\lambda)I_0, \quad (5.9)$$

где σ_{dPDS} является усреднённой темновой проводимостью РДС. Параметры $\sigma_{\text{dPDS}} = 3,72 \cdot 10^{-13} \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ и $B_{\text{ph}}(980 \text{ нм}) = 1,79 \cdot 10^{-16} \text{ Ом}^{-1}\text{Вт}^{-1}\text{м}$ обеспечивают минимальную ошибку для такой аппроксимации.

Полученные при подгонке представленных на рисунке 5.7 линейных функций под экспериментальные данные, коэффициенты фотопроводимости $B_{\text{ph}}(\lambda)$ показаны точками на рисунке 5.8. Максимальное значение коэффициента фотопроводимости наблюдалось на длине волны $\lambda = 457$ нм, и было оценено как $B_{\text{ph}}(457 \text{ нм}) = 1,09 \cdot 10^{-13} \text{ Ом}^{-1}\text{Вт}^{-1}\text{м}$.

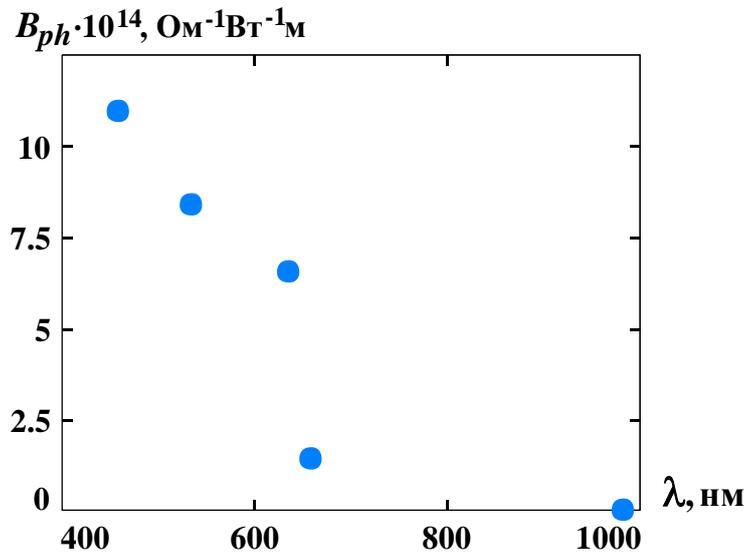


Рисунок 5.8 – Зависимость коэффициента фотопроводимости для РДС с наклонными доменными стенками в кристалле $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ от длины волны зондирующего лазерного излучения [127]

Из рисунка 5.8 видно, что значительное 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 $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ [13]. Данное явление,

обнаруженное в результате проведения вышеописанных экспериментов, может быть обусловлено эффектом изгиба зон в области заряженных доменных стенок РДС, обсуждаемого ранее в теоретических работах [43–45]. На основании результатов этих экспериментов можно оценить значение ширины запрещенной зоны в области заряженных доменных стенок, как ~ 2 эВ. Однако для подтверждения данной гипотезы о величине изгиба зон, инициируемых в области заряженных стенок РДС с углом наклона к полярной оси, составляющим всего $\pm 0,31^\circ$, требуется проведение дополнительных экспериментальных исследований.

Для зондирующего луча с длиной волны $\lambda = 457$ нм и максимальной интенсивностью $I_0 = 315$ мВт/мм², используемой в экспериментах, достигаемая эффективная проводимость может быть оценена как $\sigma_{eff} = 3,3 \cdot 10^{-8}$ Ом⁻¹м⁻¹. Это значение превышает темновую проводимость для монокристаллического образца MgO:LiNbO₃, $\sigma_d \leq 1,9 \cdot 10^{-13}$ Ом⁻¹м⁻¹ [135], более чем на пять порядков.

Таким образом, временные зависимости, описывающие релаксацию электрического поля $E_s(t, I_0, \lambda)$ в кристалле в области, засвечиваемой зондирующим гауссовым пучком, удовлетворительно описываются функцией (5.6). 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 подгонки аппроксимирующей функции (5.6) под данные расчета динамики поля $E_s(t, I_0, \lambda)$ из экспериментальных результатов для релаксации эффективности дифракции Брэгга в приложенном к РДС постоянном внешнем поле различной полярности по предложенной автором методике, описанной выше в п. 5.1.2, позволили получить массив 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/мм². Установлено, что зависимости от интенсивности хорошо описываются линейными функциями в диапазоне длин волн от 457 до 657 нм, с

коэффициентами фотопроводимости $B_{ph}(\lambda)$, растущими с энергией квантов зондирующего пучка. При этом наблюдаемый значительный рост коэффициента фотопроводимости на длине волны, близкой к 630 нм, позволил высказать предположение об уменьшении ширины запрещенной зоны в области заряженных доменных стенок до значения ~ 2 эВ. Проведенные оценки показали, что для зондирующего пучка с длиной волны $\lambda = 457$ нм и максимальной интенсивностью $I_0 = 315$ мВт/мм² эффективная фотоиндуцированная проводимость исследованной РДС в кристалле 5%MgO:LiNbO₃ превышает значение темновой проводимости монодоменного образца MgO:LiNbO₃ более чем на пять порядков.

5.2 Исследование фотоиндуцированной проводимости регулярных доменных структур с наклонными стенками Y-типа в кристаллах 5%MgO:LiNbO₃ методом нестационарной фотоэдс

Эффект нестационарной фотоэдс наблюдается в виде переменного электрического тока, возникающего в материале с конечной проводимостью при освещении колеблющейся интерференционной картиной [46]. Ток возникает вследствие периодических смещений распределений фотопроводимости и поля пространственного заряда относительно друг друга. Методика тестирования фотопроводящих материалов, основанная на данном эффекте, позволяет определить такие параметры, как тип и величина проводимости, время жизни и диффузионная длина носителей заряда, концентрация ловушечных центров [47, 48]. В данном подразделе методика применяется к кристаллу 5%MgO:LiNbO₃, описанному выше в п. 4.1.1 и исследованному методом дифракции Брэгга в главе 4 и в подразделе 5.1, в котором доменные стенки РДС характеризуются углом наклона к полярной оси $\alpha = \pm 0,31^\circ$.

5.2.1 Методика эксперимента

Схема экспериментальной установки для исследования нестационарной фотоэдс представлена на рисунке 5.9.

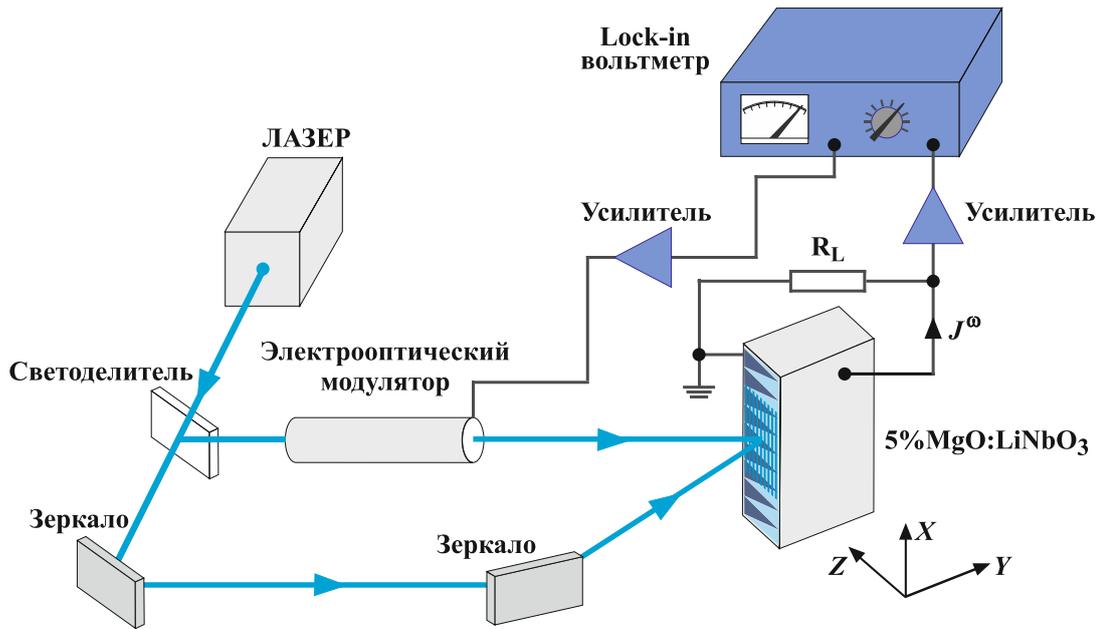


Рисунок 5.9 – Экспериментальная установка для исследования эффекта нестационарной фотоэдс в кристалле $5\%MgO:LiNbO_3$ с РДС:

R_L – нагрузочный резистор с номиналом 1 МОм

(100 кОм для диапазона частот до 150 кГц), J^ω – нестационарный фототок

Свет одночастотного лазера с длиной волны $\lambda = 457$ 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 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, создаёт напряжение на нагрузочном резисторе $R_L = 1,0$ МОм (100 кОм для диапазона частот до 150 кГц). Это напряжение 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.

5.2.2 Экспериментальные результаты

Проведенное определение фазы детектируемого сигнала показало, что в исследуемом образце $5\%MgO:LiNbO_3$ с РДС, имеющей наклонные стенки, она соответствует электронному типу проводимости.

Полученные зависимости амплитуды нестационарной фотоэдс от частоты фазовой модуляции света $f = \omega/2\pi$, также являющейся частотой колебаний интерференционной картины, представлены на рисунке 5.10.

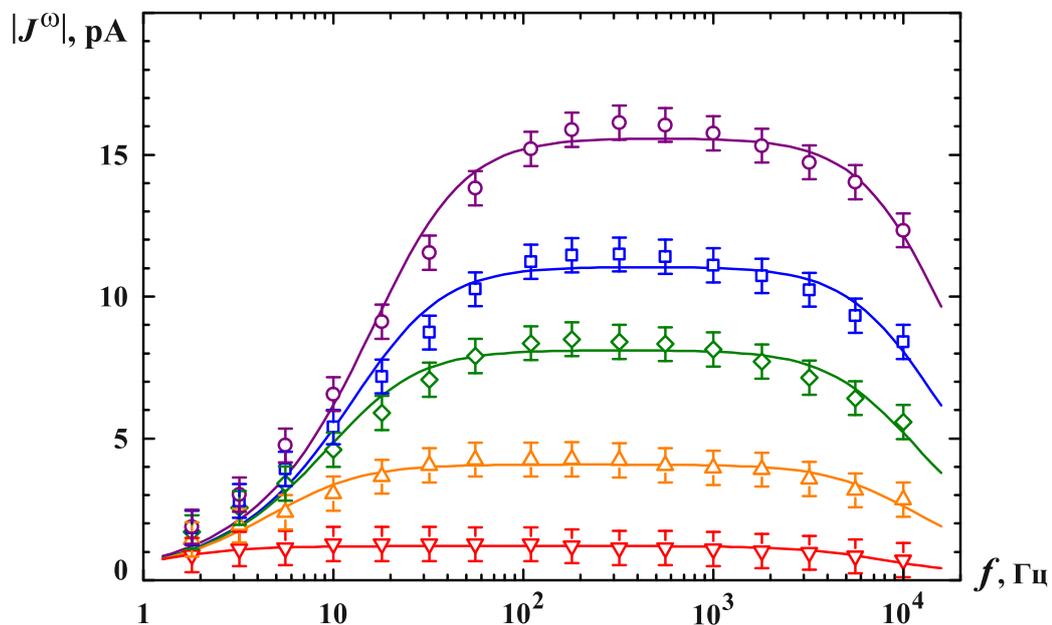


Рисунок 5.10 – Частотные зависимости амплитуды нестационарной фотоэдс, измеренные при различных интенсивностях света для $K_{int} = 1.6 \text{ мкм}^{-1}$.

Символами обозначено: ∇ – $I_0 = 1,5 \text{ Вт/см}^2$, \triangle – $5,4 \text{ Вт/см}^2$, \diamond – 11 Вт/см^2 ,

\square – 14 Вт/см^2 , \circ – 21 Вт/см^2

На зависимости присутствуют растущий, частотно-независимый и спадающий участки. Такое поведение обусловлено изменением амплитуд колебаний зарядовых решёток при увеличении частоты. 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 решётками поддерживается примерно равным $\pi/2$, что не позволяет достичь большой величины дрейфовой компоненты тока. С увеличением частоты амплитуда колебаний решётки поля пространственного заряда уменьшается – решётка 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.

Теория эффекта нестационарной фотоэдс даёт следующее выражение, описывающее данное поведение сигнала [47, 48]:

$$J^\omega = \frac{-Sm^2(\Delta/2)\sigma_0 E_D i\omega\tau_M}{1 - \omega^2\tau\tau_M + i\omega(\tau + \tau_M(1 + K_{\text{int}}^2 L_D^2))}, \quad (5.10)$$

где S – площадь электрода, σ_0 – удельная фотопроводимость материала, E_D – диффузионное поле, $\tau_M = \epsilon\epsilon_0/\sigma_0$ – время максвелловской релаксации [139], τ и L_D – время жизни и диффузионная длина электронов, $\epsilon = 30$ – относительная диэлектрическая проницаемость, ϵ_0 – электрическая постоянная.

Частоты среза, разделяющие участки частотной зависимости, определяются как

$$\omega_1 = \left(\tau + \tau_M(1 + K_{\text{int}}^2 L_D^2)\right)^{-1}, \quad (5.11)$$

$$\omega_2 = \omega_1 + (1 + K_{\text{int}}^2 L_D^2)/\tau. \quad (5.12)$$

Полученные зависимости параметров сигнала от интенсивности света I_0 , представленные на рисунке 5.11, являются важнейшими характеристиками всех фотоэлектрических явлений, в том числе и изучаемого эффекта нестационарной фотоэдс. Линейность зависимостей $|J^\omega(I_0)|$ и $f_1(I_0) = \omega_1(I_0)/2\pi$ свидетельствует о соответствующей линейности фотопроводимости и рекомбинации электронов. На это же указывает относительная независимость второй частоты среза от интенсивности света: $f_2(I_0) = \omega_2(I_0)/2\pi \approx \text{const}(I_0)$.

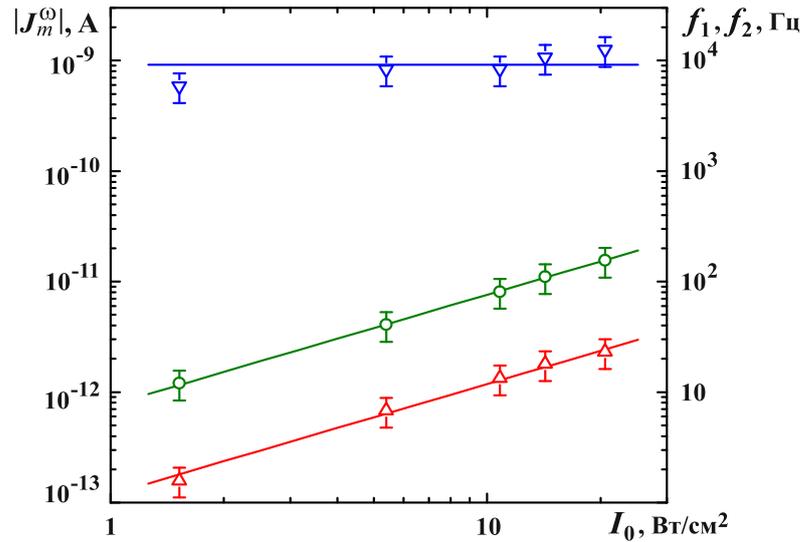


Рисунок 5.11 – Зависимости максимальной амплитуды нестационарной фотоэдс и частот среза от интенсивности света для $K_{\text{int}} = 1.6 \text{ мкм}^{-1}$. Символами

обозначено: \triangle – f_1 , ∇ – f_2 , \circ – $|J_m^\omega|$

В отсутствие внешнего электрического поля амплитуда решётки поля пространственного заряда определяется величиной диффузионного поля, которое в свою очередь зависит от пространственной частоты: $E_D = (k_B T/e) K_{\text{int}}$, где k_B – постоянная Больцмана, T – температура кристалла, e – элементарный заряд. Вполне очевидно, что ток, являющийся результатом взаимодействия решёток фотопроводимости и поля, также должен быть функцией пространственной частоты. Данная зависимость, полученная экспериментально, иллюстрируется рисунком 5.12.

Уменьшение амплитуды тока в области высоких пространственных частот обусловлено диффузионным "расплыванием" колеблющейся составляющей решётки фотопроводимости. Максимум сигнала достигается на пространственной частоте $K_{\text{int}} = L_D^{-1}$. Эта особенность позволила определить диффузионную длину носителей заряда, как $L_D = 0,32 \text{ мкм}$, для исследуемой РДС с проводящими доменными стенками в кристалле $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$.

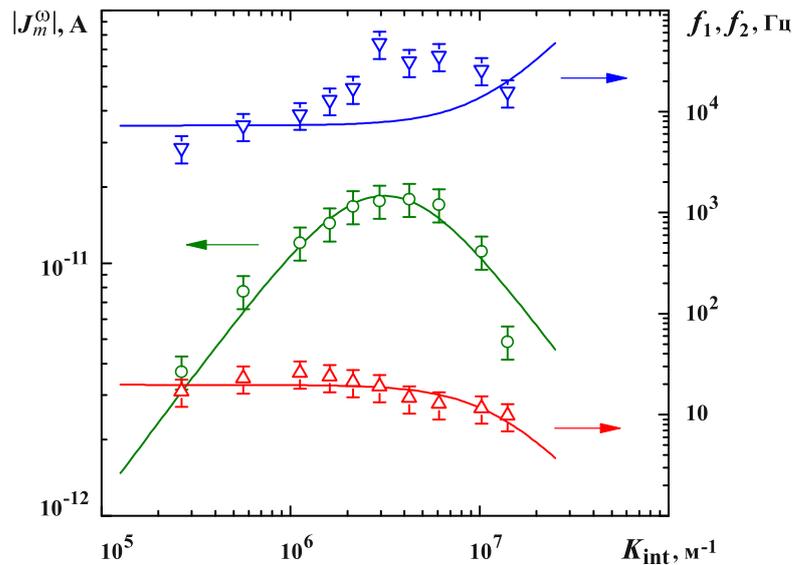


Рисунок 5.12 – Зависимости максимальной амплитуды нестационарной фотоэдс и частот среза от пространственной частоты интерференционной картины

при $I_0 = 21 \text{ Вт/см}^2$. Символами обозначено: \triangle – f_1 , ∇ – f_2 , \circ – $|J_m^\omega|$

Частоты среза f_1 , f_2 в области малых K_{int} определяются исключительно характерными временами τ_M и τ , что также используется в задачах определения фотоэлектрических параметров. Для высокоомных материалов обычно $\tau_M \gg \tau$, и поэтому $\omega_1 \approx \tau_M^{-1}$ и $\omega_2 \approx \tau^{-1}$. Из зависимостей на рисунке 5.12 находим $\tau_M = 8,0 \text{ мс}$ и $\tau = 22 \text{ мкс}$. Удельная фотопроводимость составляет $\sigma_0 = 3,3 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ при интенсивности света $I_0 = 21 \text{ Вт/см}^2$.

Зависимость $f_2(K_{\text{int}})$ на рисунке 5.12 заметно отличается от теоретической, поэтому проведены измерения нестационарной фотоэдс и отклика фотопроводимости на амплитудно-модулированный свет в расширенном частотном диапазоне, результаты которых показаны на рисунке 5.13.

Сходство зависимостей в области частот 0,1–100 кГц указывает на связь нестационарной фотоэдс с процессом релаксации фотопроводимости. Обе зависимости демонстрируют необычное поведение: вместо ожидаемого спада амплитуд сигналов обратно пропорционально частоте наблюдаются зависимости вида $|J^\omega(\omega)|, |G_-(\omega)| \propto \omega^{-0,17}$.

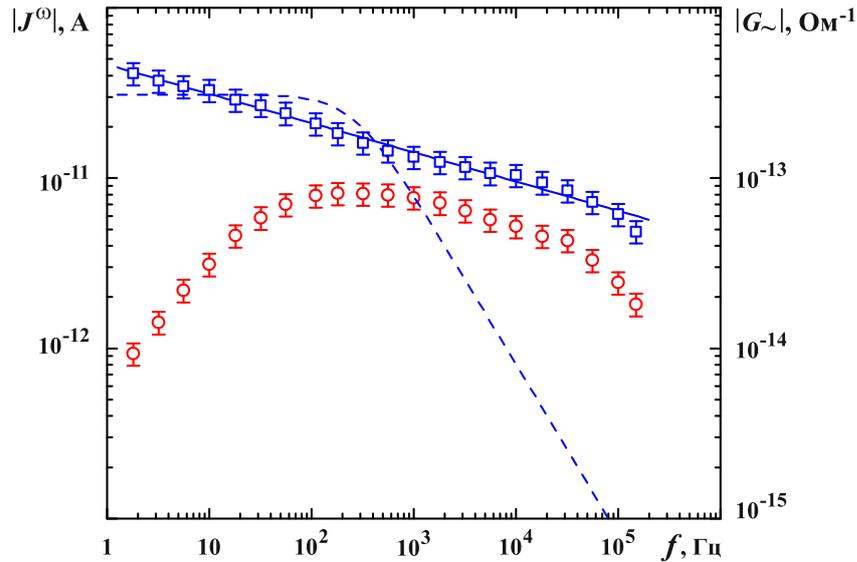


Рисунок 5.13 – Частотные зависимости амплитуды нестационарной фотоэдс $|J^\omega(\omega)|$ и амплитуды отклика фотопроводимости $G_-(\omega)$. Символами обозначено: \circ – $|J^\omega(\omega)|$, \square – $|G_-(\omega)|$. Для зависимости $|G_-(\omega)|$ показана аппроксимация стандартным выражением $|1+i\omega\tau|^{-1}$ (пунктирная линия) и степенной функцией $\omega^{-0.17}$ (сплошная линия)

В данной ситуации определение значений частоты среза f_2 и времени τ из экспериментальных кривых становится проблематичным. Сопротивление образца можно оценить из зависимости $|G_-(\omega)|$ следующим образом: $R_0 = G_0^{-1} = (G_-(0)/m)^{-1} = 630 \text{ ГОм}$ для $I_0 = 0,7 \text{ Вт/см}^2$. Удельная фотопроводимость, пересчитанная к уровню интенсивности экспериментов с нестационарной фотоэдс ($I_0 = 21 \text{ Вт/см}^2$), составляет $2,4 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$.

5.2.3 Обсуждение результатов

Поведение сигнала нестационарной фотоэдс в периодически поляризованном $5\% \text{MgO:LiNbO}_3$ хорошо описывается в рамках стандартной теории эффекта [46] в довольно широкой области частот фазовой модуляции (1 – 10 кГц). Несмотря на то, что кристалл ниобата лития известен своими фотовольтаическими свойствами, никакого непосредственного их проявления в исследуемом эффекте не обнаружено. Первая причина этого – технологическая:

допирование кристалла оксидом магния уменьшает фотовольтаическое поле, и тем самым позволяет уменьшить оптическое повреждение образцов. Создание периодической доменной структуры также уменьшает усредненное фотовольтаическое поле и связанное с ним изменение показателя преломления света [136].

Принято считать, что электрическая проводимость в ниобате лития реализуется за счет поляронного и прыжкового механизмов переноса заряда [140, 141]. На это, в частности, указывает растянутая во времени релаксация различных физических величин, таких как концентрация носителей заряда и заряженных центров, коэффициент поглощения света. Такая релаксация хорошо описывается так называемой KWW-функцией (Kohlrausch-Williams-Watts): $f(t) = \exp[-(t/\tau)^\beta]$, где $0 < \beta < 1$ [140–142]. Растянутая экспонента имеет аналог, описывающий процессы в частотной области, – HN-функцию (Havriliak-Negami):

$$f(\omega) = \left[1 + (i\omega\tau)^\alpha \right]^{-\gamma} \quad (5.13)$$

где $0 < \alpha \leq 1$, $\gamma > 0$ и $\alpha\gamma \leq 1$. Степенная функция, использованная выше при аппроксимации зависимости $|G_-(\omega)|$ на рисунке 5.13, может рассматриваться как часть HN-функции с $\alpha\gamma = 0.17$ и $\omega\tau \gg 1$. Причины появления подобной недебаевской релаксации в ниобате лития окончательно не установлены; при эмпирическом подходе к данной проблеме предполагается, что наблюдаемые зависимости являются комбинацией множества процессов релаксации с различными постоянными времени τ [141].

Усредненный по периоду РДС коэффициент фотопроводимости в кристалле 5%MgO:LiNbO₃, 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.

Таким образом, методика тестирования фотопроводящих материалов, основанная на возбуждении нестационарной фотоэдс, успешно применена к РДС с наклонными доменными стенками в кристалле $5\%MgO:LiNbO_3$. Сигнал фотоэдс продемонстрировал поведение, характерное для диффузионного режима записи зарядовых решеток в материалах с электронным типом проводимости. Анализ измеренных зависимостей сигнала от параметров освещения показал хорошую совместимость с теорией эффекта, развитой ранее для обычных полупроводниковых материалов без фотогальванического эффекта и РДС. На частотных зависимостях нестационарной фотоэдс и отклика фотопроводимости обнаружен участок медленного спада сигналов, характерный для поляронного и прыжкового механизмов переноса заряда в $LiNbO_3$. 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.

5.3 Выводы по главе 5

В настоящей главе представлены результаты работ [97, 118, 126–134], выполненных автором совместно с С.М. Шандаровым, Н.И. Буримовым, А.В. Дубиковым, А.Е. Шараевой, Д.Е. Кузьмич, В.Я. Шуром, А.Р. Ахматхановым, М.А. Чуваковой, А.А. Есиным, М.А. Брюшининым, В.В. Куликовым, И.А. Соколовым и другими членами научной группы, по исследованию усредненной по объему проводимости РДС с наклонными доменными стенками Y-типа в кристаллах $5\%MgO:LNbO_3$, фотоиндуцированной гауссовыми лазерными пучками с длинами волн 457, 532, 633, 657 и 980 нм. Основные результаты состоят в следующем.

1. Обнаружен эффект экранировки внешнего постоянного электрического поля, прикладываемого к РДС с наклонными 180° доменными стенками в кристалле $5\%MgO:LNbO_3$, наблюдаемый по динамике эффективности дифракции Брэгга первого порядка для зондирующего лазерного пучка с длиной волны 657 нм.

Показано, что он связан с перераспределением заряда по наклонным доменным стенкам, являющимися заряженными и проводящими.

2. Разработана методика экспериментального исследования динамики релаксации эффективности дифракции Брэгга первого порядка для зондирующих лазерных пучков с различными длинами волн, наблюдаемой после приложения к образцу с РДС постоянного электрического напряжения. 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 интенсивностью в максимуме I_0 и с укорочением длины волны λ зондирующего гауссова пучка.

3. 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 η_{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 η_{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/мм², получены зависимости для $E_s(t)$ при всех значениях прикладываемого внешнего постоянного напряжения $U_0 = \pm 200, \pm 350$ и ± 500 В.

4. Найдено аналитическое выражение для аппроксимирующей функции, при всех используемых в экспериментах значениях I_0 и λ , 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 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/мм².

5. Установлено, что зависимости $\sigma_{eff}(I_0, \lambda)$ от интенсивности I_0 хорошо описываются линейными функциями в диапазоне длин волн от 457 до 657 нм, с коэффициентами фотопроводимости $B_{ph}(\lambda)$, растущими с энергией квантов зондирующего пучка. При этом для зондирующего пучка с длиной волны $\lambda = 457$ нм и максимальной интенсивностью $I_0 = 315$ мВт/мм² эффективная фотоиндуцированная проводимость исследованной РДС в кристалле $5\%MgO:LiNbO_3$ превышает значение темновой проводимости монокристаллического образца $MgO:LiNbO_3$ более чем на пять порядков.

6. Обнаружено, что наиболее резкий рост на спектральной зависимости эффективного коэффициента фотопроводимости РДС $B_{ph}(\lambda)$ с укорочением длины волны наблюдается при $\lambda \approx 630$ нм. Данный эффект может быть связан с изгибом зон и соответствующим уменьшением ширины запрещенной зоны E_g в области заряженных доменных стенок РДС в исследованном кристалле $5\%MgO:LiNbO_3$ от известного значения $E_g = 4$ эВ в монокристаллических областях (см., например, [13]) до ~ 2 эВ.

7. Методика тестирования фотопроводящих материалов, основанная на возбуждении нестационарной фотоэдс, впервые успешно применена к исследуемой РДС с наклонными доменными стенками в кристалле $5\%MgO:LiNbO_3$. Сигнал фотоэдс продемонстрировал поведение, характерное для диффузионного режима записи зарядовых решеток в материалах с электронным типом проводимости. Анализ измеренных зависимостей сигнала от параметров освещения показал хорошую совместимость с теорией эффекта, развитой для обычных полупроводниковых материалов без фотогальванического эффекта и РДС. На

частотных зависимостях нестационарной фотоэдс и отклика фотопроводимости обнаружен участок медленного спада сигналов, характерный для поляронного и прыжкового механизмов переноса заряда в $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$. 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.

8. С использованием метода нестационарной фотоэдс установлено, что усредненный по периоду исследуемой РДС коэффициент фотопроводимости имеет значение $B_{ph}^{nst}(457 \text{ нм}) = 1,14 \cdot 10^{-13} \text{ Ом}^{-1}\text{Вг}^{-1}\text{м}$, что в пределах ошибок эксперимента совпадает с оценкой $B_{ph}(457 \text{ нм}) = 1,09 \cdot 10^{-13} \text{ Ом}^{-1}\text{Вг}^{-1}\text{м}$, полученной из результатов, основанных на методе дифракции Брэгга необыкновенного зондирующего лазерного пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы заключаются в следующем:

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 $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ 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 $\Delta \varepsilon_{33}^{Yg}(x)$, 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 $\delta \varepsilon_{33}(x, z)$; 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.

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%MgO:LiNbO₃ 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:LiNbO₃, фотоиндуцированная излучением с энергией квантов, меньшей ширины запрещенной зоны монокристаллических 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 λ 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/мм² величина σ_{eff} превышает значение темновой проводимости монокристаллического образца MgO:LiNbO₃ 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:LiNbO₃. Сигнал фотоэдс продемонстрировал поведение, характерное для диффузионного режима записи зарядовых решеток в материалах с электронным типом проводимости.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

АСМ – атомно-силовой микроскоп

ГВГ – генерация второй гармоники

ЛГД – теория Ландау-Гинзбурга-Девоншира

РДС – регулярная доменная структура

LN – ниобат лития

LT – танталат лития

PPLN – периодически поляризованный ниобат лития

PPLT – периодически поляризованный танталат лития

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. – V. 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, J. Seidel, R. Ramesh, J. F. Scott // *Reviews of Modern Physics.* – 2012. – V. 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, and Robert L. Byer // *IEEE J. of Q.E.* – 1992. – V. 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. 747.
6. Myers, L.I. Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃ / L.I. Myers, R.C. Eckardt, C.C. Fejer, R.L. Byer, W.R. Bosenberg, J.W. Pierce // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1995. – V. 12. – P. 2102.
7. Byer, R.L. Quasi-phase-matched nonlinear interactions and devices / R.L. Byer // *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* – 1997. – V. 6. – P. 549.
8. Kontur, F. J. Frequency-doubling of a CW fiber laser using PPKTP, PPMgSLT, and PPMgLN / F. J. Kontur, I. Dajani, Yalin Lu, R. J. Knize // *Optics Express.* – 2007. – Vol 15, № 20. – P. 12882.
9. Aadhi, A. All-periodically poled, high-power, continuous-wave, single-frequency tunable UV source / A. Aadhi, Apurv Chaitanya N., M. V. Jabir, R. P. Singh, G. K. Samanta // *Opt. Lett.* – 2015. – Vol. 40, № 1. – P. 33 – 36.
10. Surin, A. A. Generation of 14 W at 589 nm by frequency doubling of high-power CW linearly polarized Raman fiber laser radiation in MgO:sPPLT crystal / A. A. Surin, T. E. Borisenko, S. V. Larin // *Opt. Lett.* – 2016. – Vol. 41, № 11. – P. 2644 – 2647.

11. Yamada M. Electric-field induced cylindrical lens, switching and deflection devices composed of the inverted domains in LiNbO₃ crystals / M. Yamada, M. Saitoh, H. Ooki // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – Vol. 69, № 24. – P. 3659.
12. Yamada, M. Electrically induced Bragg-diffraction grating composed of periodically inverted domains in lithium niobate crystals and its application devices / M. Yamada // *Rev. Sci. Instrum.* – 2000. – V. 71. – P. 4010.
13. Volk T. Lithium Niobate: Defects, Photorefraction and Ferroelectric Switching / T. Volk, M. Wöhlecke // Springer-Verlag. – 2008.
14. Ferrari, P. Ferroelectric crystals for photonic applications / P. Ferrari, S. Grilli, P. De Natale // Berlin–Heidelberg: Springer–Verlag. – 2009, 2014. – 493 p.
15. Abernethy J. A. Demonstration and optical characteristics of electro-optic Bragg modulators in periodically poled lithium niobate in the near-infrared / J. A. Abernethy, C. B. E. Gawith, R. W. Eason, P. G. R. Smith // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – Vol. 81, № 14. – P. 2514 – 2516.
16. Gnewuch H. Nanosecond response of bulk-optical Bragg-diffraction modulator based on periodically poled LiNbO₃ / 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.
17. Cudney, R.S. Electrically controlled Fresnel zone plates made from ring-shaped 180° domain / R. S. Cudney, L. A. Ríos, H. M. Escamilla // *Optics Express*, – 2004. – Vol 12, № 23. – P. 5783 – 5788.
18. Lin, Y.Y. Electro-optic periodically poled lithium niobate Bragg modulator as a laser Q-switch / Y. Y. Lin, S. T. Lin, G. W. Chang, A. C. Chiang, Y. C. Huang // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32, No. 5. – P. 545 – 547.
19. 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.
20. Ding, T. Phase-shifted Solc-type filter based on thin periodically poled lithium niobate in a reflective geometry / T. Ding, Y. Zheng, X. Chen // *Opt. Express*. – 2018. – Vol. 26, №. 9. – P. 12016 – 12021.

21. Jiang, H. Optical half-adder and half-subtractor employing the Pockels effect / H. Jiang, Y. Chen, G. Li, C. Zhu, X. Chen. // *Opt. Express*. – 2015. – Vol. 23, №. 8, – P. 9784 – 9789.
22. Kawas, M. J. Electrooptic lens stacks on LiTaO₃ by domain inversion / M. J. Kawas, D. D. Stancil, T. E. Schlesinger, V. Gopalan // *J. Lightwave Technol.* – 1997. – Vol. 15, № 9. – P. 1716 – 1719.
23. Gahagan, K. T. Integrated electro-optic lens/scanner in a LiTaO₃ single crystal / K. T. Gahagan, V. Gopalan, J. M. Robinson, Q. X. Jia, T. E. Mitchell, M. J. Kawas, T. E. Schlesinger, D. D. Stancil // *Appl. Opt.* – 1999. – Vol. 38, №. 7, – P. 1186 – 1190.
24. Gahagan, K. T. Integrated high-power electro-optic lens and large-angle deflector / K. T. Gahagan, D. A. Scrymgeour, J. L. Casson, V. Gopalan, J. M. Robinson // *Appl. Opt.* – 2001. – Vol. 40, №. 31, – P. 5638 – 5642.
25. Dmitriev, V. G. Handbook of Nonlinear Optical Crystals / V. G. Dmitriev, G. G. Gurdzanyan, D. N. Nikogosyan // Berlin: Springer-Verlag. –1991. – 413P.
26. Nikogosyan D. N. Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey / Nikogosyan D. N. // Springer Science + Business Media. – 2005. – P. 429
27. Dolev I. Linear and nonlinear optical properties of MgO:LiTaO₃ / I. Dolev, A. Ganany-Padowics, O. Gayer, A. Arie, J. Mangin, G. Gadret // *Appl. Phys. B*. – 2009, – V. 96. – P. 423 – 432.
28. Ayenew, G.T. Guides d'ondes realizes par echange protonique sur tantalite de lithium congruent et sur tantalite de lithium dope MgO / G.T. Ayenew, P. Baldi, H. Tronche, F. Doutre, M. de Micheli, H. Kianirad, F. Laurell // *Journées Nationales d'Optique Guidée*. – 2017. – hal-01636607
29. Bruner, A. Temperature-dependent Sellmeier equation for the refractive index of stoichiometric lithium tantalate /A. Bruner, D. Eger, M.B. Oron, P. Blau, M. Katz, S. Ruschin // *Opt. Lett.* – 2003. – V. 28 – P. 194 – 196.
30. 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. 2., № 7, – С. 641.

31. Kösters, M. Quantitative characterization of periodically poled lithium niobate by electrically induced Bragg diffraction / M. Kösters, U. Hartwig, Th. Woike, K. Buse, B. Sturman // *Applied physics letters*. – 2006. – V. 88, – P.182910.
32. Kurimura, S. Application of the second harmonic generation microscope to nondestructive observation of periodically poled ferroelectric domains in quasi-phase-matched wavelength converters / S. Kurimura, Y. Uesu // *Journal of Applied Physics*. – 1997. – V. 81. – P. 369.
33. 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. – V. 97. – P.044102.
34. Luennemann, M. Improvements of sensitivity and refractive-index changes in photorefractive iron-doped lithium niobate crystals by application of extremely large external electric fields / M. Luennemann, U. Hartwig, K. Buse // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 2003. – V. 20. – P. 1643.
35. Brooks, R. Domain wall width of lithium niobate poled during growth// R. Brooks, P.D. Townsend, D.E. Hole, D. Callejo, V. Bermudez, E. Dieguez / *J. Phys. D*. – 2003. – V. 36. – P. 969 – 974.
36. 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. Akylbaev, M.V. Borodin, A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur // *Ferroelectrics*. – 2016. – Vol. 496. – P. 134 – 142.
37. Shandarov, S.M. Linear diffraction of light waves in periodically poled domain structure in lithium niobate crystals / S.M. Shandarov, A.E. Mandel, A.V. Andrianova, G.I. Bolshanin, M.V. Borodin, A.Yu. Kim, M.V. Smirnov, A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur // *Ferroelectrics*. – 2017. – Vol. 508. – P. 49 – 57.
38. Schröder, M. Conducting domain walls in lithium niobate single crystals / M. Schröder, A. Haußmann, A. Thiessen, E. Soergel, T. Woike, L.M. Eng // *Adv. Funct. Mater.* – 2012. – V. 22. – P. 3936.

39. Kampfe, T. Optical three-dimensional profiling of charged domain walls in ferroelectrics by Cherenkov second-harmonic generation / T. Kampfe, P. Reichenbach, M. Schroder, A. Haußmann, L.M. Eng // *Phys. Rev. B.* – 2014. – V. 89. – P. 035314.
40. Werner, C.S. Large and accessible conductivity of charged domain walls in lithium niobate / C.S. Werner, S.J. Herr, K. Buse, B. Sturman, E. Soegel, C. Razzaghi, I. Breunig // *Sci. Rep.* – 2017. – V. 7. – P. 9862.
41. Esin, A.A. Tilt control of the charged domain walls in lithium niobate / A.A. Esin, A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur // *Appl. Phys. Lett.* – V.114. – 2019. – P. 092901.
42. Schröder, M. Conductive domain walls in ferroelectric bulk single crystals. Diss., / M. Schröder // Dresden, Technische Universität Dresden. – 2014.
43. Sturman, B. Ion and mixed electron-ion screening of charged domain walls in ferroelectrics / B. Sturman, E. Podivilov // *Europhys. Lett.* – 2018. – V. 122. – P. 67005.
44. 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. – V. 83. – P. 184104.
45. 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. – V. 92. – P. 214112.
46. 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. – V. 68. – № 5. – P. 2216.
47. Stepanov, S. In: Handbook of advanced electronic and photonic materials and devices: Semiconductors devices, Photo-Electromotive-Force Effect in Semiconductor / S. Stepanov // Academic Press, Burlington, – 2001. – V. 2. – P. 205.
48. Sokolov, I.A. Optically induced space-charge gratings in wide-bandgap semiconductors: techniques and applications / I. A. Sokolov, M. A. Bryushinin // Nova Science Publishers, Inc., New York. – 2017. – 229 p.
49. Turner E.H. High-frequency electro-optic coefficients of lithium niobate. *Appl. Phys. Lett.* – 1966. – V. 8 (11) – P. 303 – 304.

50. Casson J.L. Electro-optic coefficients of lithium tantalate at near-infrared wavelengths / J.L. Casson, D.A. Scrymgeour, R.K. Jain, J.M. Robinson, V. Gopalan, R.K. Sander // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2004. – V. 21. – №11. – P. 1948.
51. Smith R. T. Temperature dependence of the elastic piezoelectric and dielectric constants of lithium tantalate and lithium niobate / R.T. Smith, F.S. Welsh // *Journal of Applied Physics.* – 1971. – V. 42. – P. 2219 – 2230.
52. Авакянц Л.П. Фотоупругость в LiNbO_3 / Л.П. Авакянц, Д.Ф. Киселев, Н.Н. Шитов // *ФТТ.* – 1976. – Т.18. – С. 1547.
53. Авакянц Л.П. Фотоупругие постоянные LiTaO_3 / Л.П. Авакянц, Д.Ф. Киселев, Н.Н. Шитов // *ФТТ,* – 1976, – Т.18, – С. 2129.
54. Жирнов, В.А. К теории доменных стенок в сегнетоэлектриках / В.А. Жирнов // *ЖЭТФ.* – 1958. – Т. 35, №. 5, – С. 1175.
55. Devonshire, A. F. XCVI. Theory of barium titanate: Part I. / A. Devonshire // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science,* – 1949. – V. 40. – P. 1040.
56. Devonshire, A. F. CIX. Theory of barium titanate: Part II. / A. Devonshire // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science,* – 1951, – V. 42, – P. 1065.
57. Wang, Bo. Flexoelectricity in solids: Progress, challenges, and perspectives / B. Wang, Y. Gu, S. Zhang, L-Q. Chen // *Progress in Material Science,* – 2019. – V. 106. – P. 100570.
58. Eliseev, E.A. Spontaneous flexoelectric/flexomagnetic effect in nanoferroics / E.A. Eliseev, A.N. Morozovska, M.D. Glinchuk, R. Blinc // *Phys. Rev. B.,* – 2009, – V. 79. – P. 165433.
59. Scrymgeour, D. A. Phenomenological theory of a single domain wall in uniaxial trigonal ferroelectrics: Lithium niobate and lithium tantalite / D. A. Scrymgeour, V. Gopalan, A. Itagy, A. Saxena, P. J. Swart // *Physical Review B.* – 2005.– Vol. 71. – P. 184110.

60. Myers, L.E. Periodically poled lithium niobate and Quasi-Phase-Matched optical parametric oscillators / L.E. Myers, W.R. Bosenberg // IEEE Journal of Quantum Electronics, – 1997. – Vol. 33. – № 10. – P. 1663.

61. Lee, D. Structure and Energetics of ferroelectric domain walls in LiNbO₃ from atomic-level simulation / D. Lee, H. Xu, V. Gopalan, V. Dierolf, S.R. Phillpot // Phys. Rev. B. – 2010. – V.8. – P. 014104.

62. Shur, V.Ya. Time-dependent conduction current in lithium niobate crystals with charged domain walls / V.Ya. Shur, I.S. Baturin, A.R. Akhmatkhanov, D.S. Chezganov, A.A. Esin // Appl. Phys. Lett. – 2013. – P. 102905.

63. Sluka, T. Free-electron gas at charged domain walls in insulating BaTiO₃ / T. Sluka, A.K. Tagantsev, P.S. Bednyakov, N. Setter // Nat. Commun. – 2013. – V. 4. – P. 1808.

64. Bednyakov, P.S. Physics and applications of charged domain walls / P.S. Bednyakov, B.I. Sturman, T. Sluka, A.K. Tagantsev, P.V. Yudin // Computational Materials 4. – 2018. – Article number: 65.

65. Volk, T.R. Domain-wall conduction in AFM-written domain patterns in ion-sliced LiNbO₃ films / T.R. Volk, R.V. Gainutdinov, H.H. Zhang // Appl. Phys. Lett., – 2017. – V. 110. – P. 132905.

66. Vasudevan, R.K. Domain Wall Conduction and Polarization-Mediated Transport in Ferroelectrics /R.K. Vasudevan, W. Wu, J.R. Guest, A.P. Baddorf, A.N. Morozovska, E.A. Eliseev, N. Balke, V. Nagarajan, P. Maksymovych, S.V. Kalinin // Adv. Funct. Mater. – 2013. – V.23. – P. 2592 – 2616.

67. Hum, D.S. Quasi-phases matching / Hum D. S., Fejer M. M. //Comptes Rendus Physique, – 2007. – T. 8. – №. 2. – P. 180 – 198.

68. Batchko, R. G. Continuous-wave quasi-phase-matched generation of 60 mW at 465 nm by single-pass frequency doubling of a laser diode in backswitch-poled lithium niobate / Batchko R.G., Fejer M.M., Byer R.L., Woll D., Wallenstein R., Shur V.Ya., Erman L. // Optics letters. – 1999. – T. 24. – №. 18. – P. 1293 – 1295.

69. Sugita, T. Ultraviolet light generation in a periodically poled MgO: LiNbO₃ waveguide / T. Sugita, K. Mizuuchi, Y. Kitaoka, K. Yamamoto // Japanese Journal of Applied Physics. – 2001. – Т. 40. – № 3S. – P. 1751.

70. Kintaka, K. Efficient ultraviolet light generation by LiNbO₃ waveguide first-order quasi-phase-matched second-harmonic generation devices / K. Kintaka, M. Fujimura, T. Suhara, H. Nishihara // Electronics Letters. – 1996. – Т. 32. – № 24. – P. 2237 – 2238.

71. Mizuuchi, K. Harmonic blue light generation in bulk periodically poled LiTaO₃ / Mizuuchi K., Yamamoto K. // Applied physics letters. – 1995. – Т. 66. – № 22. – P. 2943 – 2945.

72. Yamada, M. Fabrication of a periodically poled laminar domain structure with a pitch of a few micrometers by applying an external electric field / M. Yamada, M. Saitoh // J. Appl. Phys. – 1998. – V. 84. – P. 2199.

73. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика в 10 томах. Том 7. Теория упругости / Л.Д. Ландау, Е. М. Лившиц. – М.: Наука. – 1965. – 204 с.

74. Сонин, А.С. Изменение оптических свойств сегнетоэлектрических кристаллов при фазовых переходах / Сонин А.С., Ломова Л.Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1965. – Т. 29. – С. 965.

75. Сонин, А.С. Введение в сегнетоэлектричество / Сонин А.С., Струков Б.А. // М.: Высшая школа. – 1970. – 272 С.

76. Ю.И. Сиротин, Основы кристаллофизики / Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская // М.: Наука. – 1979. – 640 С.

77. Gopalan, V. Defect-domain wall interactions in trigonal ferroelectrics / V. Gopalan, V. Dierolf, D. A. Scrymgeour // Annu.Rev.Mater.Res. – 2007. – V. 37. – P. 449 – 489.

78. Ярив, А. Оптические волны в кристаллах. / А. Ярив, П. Юх // Мир, Москва, – 1987. – 616 С.

79. Kim, S. Optical index profile at an antiparallel ferroelectric domain wall in lithium niobate / S. Kim, V. Gopalan. // Mater. Sci. Eng. B. – 2005. – V. 120. – P. 91.

80. 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, — г. Можайск, Московская область. — 2018. — С. 58.

81. 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. — V. 30. — 025401.

82. 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 and V.Y. Shur // J. Phys.: Conf. Ser., — 2017. — V. 867. — 012017.

83. Lee, D. Mixed Bloch-Néel-Ising character of 180° ferroelectric domain walls / D. Lee, R. Behera, Pingping Wu, H. Xu, Y.L. Li, S.B. Sinnott, S.R. Phillpot, L.Q. Chen, V. Gopalan // Phys. Rev. B. — 2009. — V.80. — P. 060102.

84. Инденбом, В. Л. Флексоэлектрический эффект и строение кристаллов / В. Л. Инденбом, Е. Б. Логинов, М. А. Осипов // Кристаллография. — 1981. — Т. 26. — № 6. — С. 1157–1162.

85. Bandyopadhyay, A.K. Solitons and critical breakup fields in lithium niobate type uniaxial ferroelectrics / A.K. Bandyopadhyay, P.C. Ray, and V. Gopalan // Eur. Phys. J. B. — 2008. — V. 65. — P. 525.

86. Bursill, L.A. Electron microscopic studies of ferroelectric crystals / L.A. Bursill, P.J. Lin // Ferroelectrics. — 1986. — V. 70. — P. 191.

87. Zubko, P. Flexoelectric Effect in Solids / P. Zubko, G. Catalan, A.K. Tagantsev // Annu. Rev. Mater. Res. — 2013. — V. 43. — P. 387.

88. Yudin, P.V. Fundamentals of flexoelectricity in solids / P.V. Yudin, A.K. Tagantsev // Nanotechnology. — 2013. — V. 24. — P. 432001.

89. Шандаров, С.М. Введение в оптическую физику / С.М. Шандаров. – Томск : ТУСУР. – 2012. – 127 с.
90. Балакший, В.И. Физические основы акустооптики / В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков // – М: Радио и связь. – 1985. – 279 с.
91. Gao, F. Refractive index changes by electrically induced domain reversal in a c-cut slab of LiNbO₃ / F. Gao, J. Xu, B. Yan, J. Yao, B. Fu, Z. Wang, J. Qi, B. Tang // Appl. Phys. Lett. – 2005. – V. 87. – Art. 252905.
92. Pandiyan, K. Nondestructive quality evaluation of periodically poled lithium niobate crystals by diffraction / Y.S. Kang, H.H. Lim, B.J. Kim, M. Cha // Opt. Express. – 2009. – V. 17. – № 20. – P. 17862.
93. Prasath, R.K. Measurement of the internal electric field in periodically poled congruent lithium niobate crystals by far-field diffraction / R.K. Prasath, I.R. Rajan, G. Madhupriya, M. A. Meerasha, S. Boomadevi, K. Pandiyan // Appl. Opt. – 2021. – V. 60. – № 13. – P. 3791.
94. Okazaki, M. High-performance 1024-pixel EO spatial light modulator using cascaded periodically-poled Raman-Nath gratings / M. Okazaki and T. Suhara // J. Lightwave Technol. – 2015. – V. 33. – P. 5195.
95. 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. – г.Томск, Томская область. – 2021. – С.27–30. – ISBN 978-5-91191-453-0. ISBN 978-5-91191-455-4 – УДК 621.37/.39+681.518 (063) – ББК 32.84я431+32.998я431.
96. 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. – ISBN 978-5-7262-2842-6 – УДК 535(06)+004(06).
97. 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 – Москва: МГТУ им. Н.Э. Баумана. – 2021. – С.68–76. – ISBN 978-5-7038-5709-0 – УДК 681.7+004.315.7+535.317.1.

98. Савченков, Е.Н. Анизотропная дифракция лазерного излучения на регулярных доменных структурах в кристаллах LiNbO_3 и 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.

99. Губинская, Д.А. Брэгговская дифракция света на доменных стенках регулярных доменных структур в кристаллах ниобата и танталата лития / Губинская, Д.А., Федянина М.А., Савченков Е.Н. // 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.

100. Яковкин, И.Б. Дифракция света на поверхностных акустических волнах / И.Б. Яковкин, Д.В. Петров // Наука, Сибирское отделение – Новосибирск. – 1979. – 184с. – УДК 535.42: 534.2.

101. 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 // – Москва – МГТУ им. Н. Э. Баумана, XIV международная конференция HOLOEXPO 2017: Тезисы докладов. – 2017. – С. 203-209.

102. Магдич, Л.Н. Акустооптические устройства и их применение / Л.Н. Магдич, В.Я. Молчанов // – Москва – Советское Радио. – 1978. – 112С.

103. Пуговкин, А.В. Введение в оптическую обработку информации / А.В. Пуговкин, Л.Я. Серебренников, С.М. Шандаров // – Томск. Изд-во Томского университета. – 1981. – 60С.
104. Solymar, L. The physics and applications of photorefractive materials. / L. Solymar, D.J. Webb, A. Grunnet-Jepsen // Oxford: Clarendon Press. – 1996. – 495 P.
105. Шепелевич, В.В. Введение в когерентную оптику и голографию / В.В. Шепелевич // Минск: Выш. шк. – 1985. – 144 С.
106. Kogelnik, H. Coupled wave theory for thick hologram gratings // Bell. Syst. Techn. J. – 1969. – V. 48. – № 9. – P. 2909–2947.
107. Glass, A. M. Dielectric, Thermal, and Pyroelectric Properties of Ferroelectric LiTaO_3 // Physical Review. – 1968. – V. 172, № 2, – P. 564.
108. Никандров, А.В. Формирование светового поля с подавленными фотонными флуктуациями нелинейно-оптическим методом / А.В. Никандров, А.С. Чиркин // Письма в ЖЭТФ. – 2002. – Т. 76. – С. 333–336.
109. Лаптев, Г.Д. Взаимодействие световых волн в активно-нелинейных и нелинейных кристаллах с регулярной доменной структурой / Г.Д. Лаптев, А.А. Новиков, А.С. Чиркин // Письма в ЖЭТФ. – 2003. – Т. 78. – С. 45–58.
110. Тучак, А.Н. Генерация терагерцовых импульсов наносекундной длительности методом оптического выпрямления / А.Н. Тучак, Г.Н. Гольцман, Г.Х. Китаева, А.Н. Пенин, С.В. Селиверстов, М.И. Финкель, А.В. Шепелев, П.В. Якунин // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т. 96. – С. 97–101.
111. Alibart, O. Quantum photonics at telecom wavelengths based on lithium niobate waveguides / Alibart O., D'Auria V., De Micheli M., Dautre F., Kaiser F., Labonté L., Lunghi T., Picholle É and Tanzilli S. // J. Opt. – 2016. – V. 18. – № 10. – P. 104001.
112. Ding, T. Effective four-wave mixing in the lithium niobate on insulator microdisk by cascading quadratic processes / T. Ding, S. Liu, Y. Zheng, Z. Fang, X. Ye, Y. Cheng, X. Chen // Opt. Lett. – 2019. – V. 44. – P. 1456–1459.

113. Ding, T. Integration of cascaded electro-optic and nonlinear processes on a lithium niobate on insulator chip / T. Ding, Y. Zheng, X. Chen // *Optics letters*. – 2019. – V. 44. – № 6. – P. 1524–1527.

114. 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 // *Moscow. ECAPD. Book of abstracts*, – 2018. – P. 75.

115. 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 // *Ekaterinburg. SPM-2018. Abstract book*. – 2018. – P. 192–193.

116. 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 // *Москва. Труды школы-семинара «Волны-2018». Акустоэлектроника и акустооптика*. – 2018. – С. 45–48.

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

118. Савченков, Е.Н. Дифракция света на регулярной доменной структуре с наклонными стенками в $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ / Е.Н. Савченков, С.М. Шандаров, С.В. Смирнов, А.А. Есин, А.Р. Ахматханов, В.Я. Шур // *Письма в ЖЭТФ*. – 2019. – Том 110. – Вып. 3. – С. 165–169.

119. 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 // *Нолохро 2018. Тезисы докладов XV международной конференции по голографии и прикладным оптическим технологиям*. – 2018. – С. 66–70.

120. 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.

121. Алюков С.В. Аппроксимация обобщенных функций и их производных / С.В. Алюков // *Вант. Сер. Математическое моделирование физических процессов*, – 2013. – Вып.2. – С. 57–62.

122. Виноградова, М. Б. Теория волн / М. Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков, // *М. Наука*. – 1990. – 384 С.

123. Schröder, M. Nanoscale and macroscopic electrical transport along conductive domain walls in lithium niobate single crystals / M. Schröder, X. Chen, A. Haußmann, A. Thiessen, J. Poppe, D.A. Bonnell, and L.M. Eng // *Materials Research Express*. – 2014. – V. – P. 035012.

124. Inoue, T. Electrooptic Bragg deflection modulator using periodically poled MgO:LiNbO₃ / T. Inoue, T. Suhara // *IEEE Photon. Technol. Letts.*, – 2011. – V. 23 – P. 1252.

125. Wang, T. J. Electro-optically spectrum switchable, multiwavelength optical parametric oscillators based on aperiodically poled lithium niobate / T. J. Wang, L. M. Deng, H. P. Chung, W. K. Chang, T. D. Pham, Q. H. Tseng, R. Geiss, T. Pertsch, and Y. H. Chen // *Opt. Lett.* – 2020. – V. 45. – P. 5848.

126. Савченков, Е.Н. Наблюдение фотоиндуцированной проводимости регулярной доменной структуры с наклонными стенками в MgO:LiNbO₃ на длине волны 632.8 нм при дифракции Брэгга / Е. Н. Савченков, 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. – Том 112. – № 10. – С. 644–649.

127. Savchenkov, E. N. Photoinduced conductivity during sub-bandgap illumination in periodically poled MgO:LiNbO₃ 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 and V. Ya. Shur // *Optical Materials*, – 2021. – V. 122. – P. 111813.

128. Брюшинин, М.А. Нестационарная фотоэдс в периодически поляризованном кристалле $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ / М.А. Брюшинин, В.В. Куликов, И.А. Соколов, Е.Н. Савченков, Н.И. Буримов, С.М. Шандаров, В.Я. Шур, А.Р. Ахматханов, М.А. Чувакова // ФТТ. – 2023. – Т. 65. – С. 207–211.

129. 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.

130. 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 // М: МГУ. Труды школы-семинара «Волны-2020». Когерентная и нелинейная оптика – 2020. – С.48–50.

131. Савченков, Е.Н. Исследование эффективной проводимости регулярной доменной структуры с наклонными стенками в $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 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.

132. 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.

133. 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 // М: МГУ. Труды школы-семинара «Волны-2021». Когерентная и нелинейная оптика. – 2021. – С. 107–110.

134. Савченков, Е.Н. Регистрация фотоиндуцированной проводимости регулярной доменной структуры с наклонными стенками в кристалле 5% MgO:LiNbO₃ 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.

135. 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.

136. Taya, M. Photorefractive effects in periodically poled ferroelectrics / M. Taya, M.C. Bashaw, and M.M. Fejer // Opt. Lett. – 1996. – V. 21. – P. 857.

137. Sturman, B. Photorefractive nonlinearity of periodically poled ferroelectric / Sturman, M. Aguilar, F. Agulló-López, V. Pruneri, and P.G. Kazansky // J. Opt. Soc. Am. B. – 1997. – V. 14. – P. 2641.

138. Aillerie, M. Photorefractive Damage in congruent LiNbO₃. Part II. Magnesium doped Lithium Niobate Crystals / M. Aillerie, P. Bourson, M. Mostefa, F. Abdi, and M.D. Fontana // J. Phys: Conf. Ser. – 2013. – V. 416. – P. 012002.

139. Петров, М.П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко // Наука. – СПб. – 1992. – 320 с.

140. Sturman, B. Light-induced charge transport in LiNbO₃ crystals / B. Sturman, M. Carrascosa, F. Agullo-Lopez. // Phys. Rev. B. – 2008. – V.78. – P. 245114.

141. Imlau, M. Optical nonlinearities of small polarons in lithium niobate / M. Imlau, H. Badorreck, C. Merschjann. // Appl. Phys. Rev. – 2015. – V. 2. – P. 040606.

142. Sturman, B. Origin of Stretched Exponential Relaxation for Hopping-Transport Models / B. Sturman, E. Podivilov, M. Gorkunov. // Phys. Rev. Lett. – 2003. – V. 91. – P. 176602.