

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники

(СВЧ и КР)

**ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПНОЙ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА
ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ В КРИСТАЛЛЕ
НИОБАТА ЛИТИЯ**

Методические указания к лабораторной работе

Направление подготовки 11.04.02 «Инфокоммуникационные технологии и
системы связи». Магистерская программа «Оптические системы связи и
обработки информации»

Томск 2018

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники

(СВЧ и КР)

Утверждаю

Зав. каф. СВЧ и КР

_____ С.Н. Шарангович

**ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПНОЙ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА
ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ В КРИСТАЛЛЕ
НИОБАТА ЛИТИЯ
РУКОВОДСТВО**

Методические указания к лабораторной работе

Направление подготовки 11.04.02 «Инфокоммуникационные технологии и
системы связи». Магистерская программа «Оптические системы связи и
обработки информации»

Разработчики:

проф. каф. СВЧ и КР

_____ А.Е. Мандель

Магистрант каф. СВЧ и КР

_____ А.Ю. Яковлева

Магистрант каф. СВЧ и КР

_____ И.К. Казак

Томск 2018

Содержание

1 Цель работы	4
2 Теоритическая часть	5
2.1 Доменная структура в сегнетоэлектриках	5
2.2 Дифракция света на периодических доменных структурах в кристаллах ниобата лития	6
3 Расчетная часть.....	10
3.1 Расчет углов отклонения дифрагированных световых пучков при анизотропной дифракции света на ПДС в кристалле ниобата лития	10
4 Экспериментальная часть.....	13
4.1 Описание экспериментальной установки и методики эксперимента	13
5. Порядок выполнения работы	15
6. Содержание отчета.....	17
7 .Контрольные вопросы	17
Список литературы	17

1 Цель работы

Целью данной лабораторной работы является:

- изучение дифракции когерентных световых пучков на периодических доменных структурах в электрооптических кристаллах;
- расчет углов отклонения дифрагированных световых пучков при анизотропной дифракции когерентного света на периодической доменной структуре (ПДС) в кристалле ниобата лития
- экспериментальное исследование анизотропной дифракции света на периодической доменной структуре (ПДС) в кристалле ниобата лития

2 Теоритическая часть

2.1 Доменная структура в сегнетоэлектриках

Сегнетоэлектрики – это кристаллические диэлектрики, обладающие в определенном температурном интервале самопроизвольной или спонтанной, то есть возникающей без внешних воздействий, поляризацией. Спонтанно поляризованное состояние реализуется в сегнетоэлектриках в виде доменной структуры. Доменом называется макроскопическая область в кристалле, в пределах которой все элементарные ячейки в сегнетоэлектрике поляризованы одинаково. Отдельные домены отделены друг от друга доменными границами или доменными стенками. Совокупность доменов различной ориентации называют доменной структурой [1].

Сегнетоэлектрики обладают большим количеством свойств, которые между собой непосредственно взаимосвязаны, именно поэтому, нелинейные свойства, и целиком процессы переключения этих материалов, и другие их свойства определяются доменной структурой. Одним из факторов, определяющим характеристики доменов, является энергетический фактор. Энергия, которую необходимо минимизировать, представляет в случае чистых сегнетоэлектриков сумму энергии деполяризующего поля связанных зарядов спонтанной поляризации на поверхности сегнетоэлектрика и энергии доменных границ [1].

В сегнетоэлектрике конечных размеров вектор спонтанной поляризации обязательно выходит на поверхность материала, а это означает образование здесь связанных зарядов и в результате увеличение энергии образца. В сегнетоэлектрике – полупроводнике указанные связанные заряды могут быть компенсированы за счет конечной проводимости материала. В классических диэлектриках, к которым относится большинство сегнетоэлектриков, такой возможности нет. Но в последних всегда остается возможность уменьшения энергии этого поля за счет разбиения кристалла на домены (рисунок 2.1). и чем меньше оказывается средняя ширина домена, тем меньше энергия рассматриваемого деполяризующего поля [1].

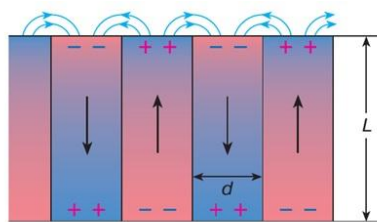


Рисунок 2.1 – Уменьшение энергии деполяризующего поля сегнетоэлектрического образца конечных размеров при разбиении его на домены. L – размер кристалла вдоль полярной оси, d – средняя ширина домена

С точки зрения только деполяризующего поля наиболее выгодным является разбиение на более и более мелкие домены. У такого разбиения есть противоборствующий фактор – энергия доменных стенок. Они представляют собой переходный слой между соседними доменами, в пределах которого вектор спонтанной поляризации меняется от его значения в одном домене до значения в другом. В сегнетоэлектриках образование такого слоя связано с возрастанием энергии системы, то есть невыгодно. Таким образом, уменьшение среднего размера доменов приводит к увеличению их числа, и значит, к росту энергии доменных стенок. Другими словами, зависимость энергии деполяризующего поля и доменных стенок от среднего размера домена противоположная и в равновесии устанавливается баланс между указанными вкладами в энергию, определяющий конкретное значение [1].

2.2 Дифракция света на периодических доменных структурах в кристаллах ниобата лития

Различают множество разновидностей дифракции световых пучков в оптике. В данной работе рассмотрены два вида дифракции: дифракция Рамана – Ната и дифракция Брэгга.

Как правило, вид дифракции зависит от величины безразмерного параметра Q , который определяется формулой (2.1):

$$Q = \frac{2\pi d \sin \theta}{\lambda} \quad (2.1)$$

где L – длина звукового столба.

При $Q \ll 1$ имеет место дифракция Рамана – Ната, при $Q \gg 1$ – дифракция Брэгга; значение $Q \approx 1$ соответствует переходной области. Это условие является основополагающим для определения вида дифракции. На практике дифракция Брэгга наблюдается при $Q \gg 1$, это означает, что падающий под углом Брэгга световой пучок

пересекает не менее двух соседних плоскостей с максимальной (минимальной) плотностью [2].

Дифракция Рамана – Ната наблюдается на низких звуковых частотах и при небольшой длине взаимодействия. При падении света параллельно волновому фронту звуковой волны дифракционный спектр Рамана-Ната представляет собой расположенные симметрично по обе стороны от прошедшего пучка равноотстоящие друг от друга дифракционные максимумы (рисунок 2.5) [2].

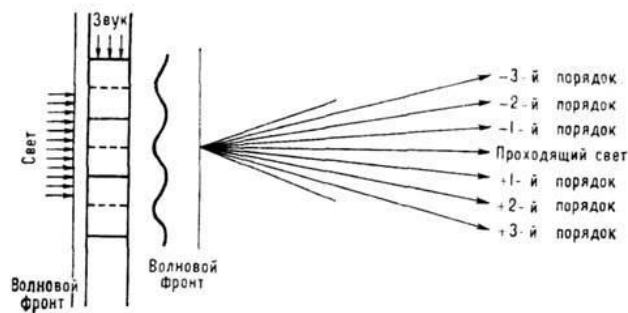


Рисунок 2.5 – Схема дифракции Рамана – Ната [17]

В случае дифракции Рамана – Ната световая волна проходит сквозь звуковой пучок не отражаясь, а периодическое изменение показателя преломления n под действием ультразвука приводит к модуляции фазы прошедшей волны. Такая волна эквивалентна значительному числу плоских волн, распространяющихся под малыми углами к проходящему световому пучку [3].

При увеличении длины взаимодействия возникшую периодическую структуру нельзя считать только фазовой решеткой, и происходит постепенный переход от дифракции на фазовой решетке (дифракция Рамана-Ната) к рассеянию на объемной периодической структуре (дифракция Брэгга) [2].

Дифракция Брэгга представляет собой частичное отражение от звуковой решетки (рисунок 2.6).

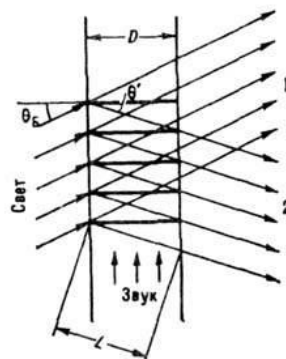


Рисунок 2.6 – Схема дифракции Брэгга в изотропной среде [3]

Эффективная дифракция имеет место, если волны, отраженные от соседних максимумов показателя преломления, имеют оптическую разность хода, равную λ . Это происходит, если свет падает под определенным углом, так называемым углом Брэгга (формула (2.2)) [3]:

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2d} \quad (2.2)$$

где θ_B – угол Брэгга.

При дифракции Брэгга дифракционный спектр состоит из двух максимумов, соответствующих значениям $m = 0$ и $m = 1$. Дифракционные максимумы порядков -1 и выше отсутствуют. Интенсивность первого максимума будет наибольшей, если свет падает под углом к волновому фронту акустической волны, удовлетворяющим условию Брэгга (формула (2.2)) [2].

Векторная диаграмма служит наглядной иллюстрацией угловых соотношений при дифракции Брэгга, в том числе и в анизотропных средах. При дифракции световой волны в анизотропных средах соотношение $k_1 \approx k$ может не иметь места, так как в анизотропной среде свет распространяется с разной поляризацией и соответственно имеет различные скорости распространения. Вследствие естественного двулучепреломления среды $k_1 \neq k$ и волновые векторы падающей, дифрагированной и звуковой волн уже не образуют равнобедренного треугольника (рисунок 2.7) [2].

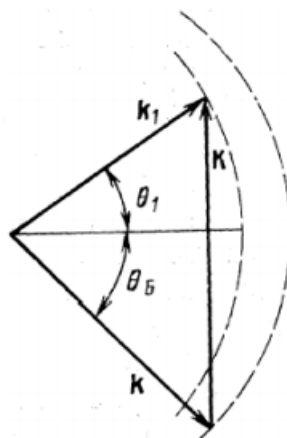


Рисунок 2.7 – Векторная диаграмма взаимодействия плоской монохроматической световой и акустической волн при анизотропной дифракции [2]

Анизотропная дифракция позволяет иметь большее разнообразие вариантов расположения волновых векторов, поэтому формула (2.3) имеет место быть при различных углах падения света в зависимости от того, сохраняет дифрагированный свет поляризацию падающего или нет. Если поляризация не меняется, то угол Брэгга по

формуле (2.4), а угол рассеяния θ , или θ' , другими словами, угол, под которым выходит дифрагированный свет, по прежнему равен углу Брэгга: [3].

(2.3)

$$\sin \theta = \sin \theta' \quad (2.4)$$

Дифракция с изменением плоскости поляризации (анизотропная дифракция) имеет место, если свет падает под углом, который определяется по формуле (2.5) [3]:

$$\sin \theta = \frac{n_o}{n_e} \sin \theta' \quad (2.5)$$

где n_o – показатель преломления падающего света;

n_e – показатель преломления дифрагированного света.

Тогда в случае изменения плоскости поляризации, угол рассеяния θ' при анизотропной дифракции определяется по формуле (2.6) [3]:

$$\sin \theta' = \frac{n_e}{n_o} \sin \theta \quad (2.6)$$

Как правило, угол рассеивания θ' меняется в пределах от 0 – до π .

В анизотропной среде возможно два варианта акустооптического взаимодействия. Если в процессе акустооптического взаимодействия не меняется тип оптической моды, то $n_i = n_d$ (рассеяние вида $o \rightarrow o$) или $n_i \approx n_d$ (рассеяние вида $e \rightarrow e$), и тогда угол Брэгга определяется по формуле (2.4). Этот вариант акустооптического взаимодействия известен как изотропная дифракция. В другом варианте, известном как анизотропная дифракция, тип оптической моды трансформируется в процессе акустооптического взаимодействия (рассеяние вида $o \rightarrow e$ или $e \rightarrow o$). Поэтому $n_i \neq n_d$, и определение угла Брэгга становится намного сложнее [2].

Вид дифракции в каждом конкретном случае зависит от типа звуковой волны и действующих фотоупругих констант [3].

С точки зрения практического применения все достоинства анизотропной дифракции являются следствием более сложной зависимости угла Брэгга от частоты ультразвука.

3 Расчетная часть

3.1 Расчет углов отклонения дифрагированных световых пучков при анизотропной дифракции света на ПДС в кристалле ниобата лития

При анизотропной дифракции света тип оптической моды трансформируется в процессе оптического взаимодействия (рассеяние вида $o \rightarrow e$ или $e \rightarrow o$), поэтому [2]. На рисунке 3.1 представлена векторная диаграмма взаимодействия падающей и дифрагированной световых волн при анизотропной дифракции света.

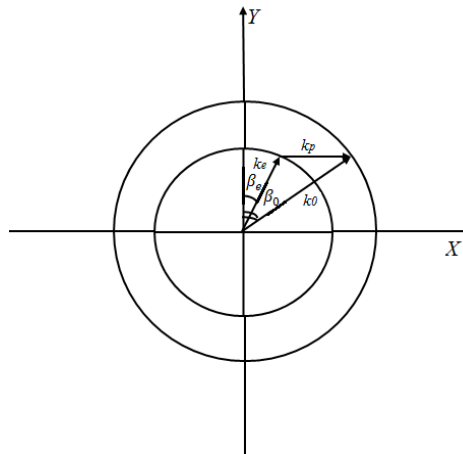


Рисунок 3.1 – Векторная диаграмма взаимодействия падающей и дифрагированной волн при анизотропной дифракции света

Здесь k_0 – волновые векторы обыкновенной падающей волны, k_p – волновые векторы необыкновенной дифрагированной волны и k_0 – волновой вектор дифракционной решетки.

Волновой вектор обыкновенной падающей волны k_0 определяется выражением (3.1):

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta \tag{3.1}$$

Волновой вектор необыкновенной дифрагированной волны k_p определяется выражением (3.2):

$$k_p = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_p \tag{3.2}$$

где n_p – показатель преломления необыкновенной дифрагированной волны.

Волновой вектор дифракционной решетки волны k_0 определяется выражением (3.3):

$$k_0 = \frac{2\pi}{\Lambda} \sin \theta \tag{3.3}$$

Запишем в виде выражения (3.4) проекцию вектора k_p и проекцию вектора k_0 на оси X и Y соответственно. Получим:

$$\frac{\sin \theta_1}{v_1} = \frac{\sin \theta_2}{v_2} \quad (3.4)$$

где θ_1 – угол, под которым распространяется дифрагированный световой луч внутри кристалла;

θ_2 – угол, под которым распространяется основной пучок света внутри кристалла.

Далее, после алгебраических преобразований, получим выражение:

$$\frac{\sin \theta_1}{v_1} = \frac{\sin \theta_2}{v_2} \quad (3.5)$$

Сократив оба выражения на $\sin \theta_2$, получим:

$$\frac{\sin \theta_1}{v_1 \sin \theta_2} = \frac{1}{v_2} \quad (3.6)$$

Возведем в квадрат обе части выражения (3.6). Получим:

$$\frac{\sin^2 \theta_1}{v_1^2 \sin^2 \theta_2} = \frac{1}{v_2^2} \quad (3.7)$$

Сложив обе части выражения (3.7) и применив основное алгебраическое тождество: $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$, получим выражение (3.8):

$$\frac{\sin^2 \theta_1}{v_1^2 \sin^2 \theta_2} + \cos^2 \theta_1 = \frac{1}{v_2^2} \quad (3.8)$$

Из выражения (3.8) выразим $\cos^2 \theta_1$, получим:

$$\cos^2 \theta_1 = \frac{1}{v_2^2} - \frac{\sin^2 \theta_1}{v_1^2 \sin^2 \theta_2} \quad (3.9)$$

Отсюда (3.9), угол θ_1 будет равен:

$$\theta_1 = \arccos \left(\sqrt{\frac{1}{v_2^2} - \frac{\sin^2 \theta_2}{v_1^2}} \right) \quad (3.10)$$

Для нахождения угла θ_2 , воспользуемся выражением (3.6), которое приведем к виду:

$$\frac{\sin \theta_1}{v_1} = \frac{\sin \theta_2}{v_2} \quad (3.11)$$

Возведем в квадрат обе части выражения (3.11). Получим:

(3.12)

Сложив обе части выражения (3.12) и применив основное алгебраическое тождество: $\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1$, получим выражение:

(3.13)

Выполнив несколько алгебраических преобразований, получим:

(3.14)

Из выражения (3.14) выразим α , получим:

(3.15)

Отсюда (3.15), угол α будет равен:

(3.16)

Приведенные в формулах (3.10) и (3.16) углы α и β рассматриваются внутри самого кристалла, на практике такие измерения произвести не предоставляется возможности. На практике возможно измерить разность углов между основным и дифрагированными лучами, выходящими из кристалла. Рассчитываются данные углы по закону Снеллиуса из следующего выражения:

(3.17)

где n_1 – показатель преломления воздуха ($n_1 = 1$);

α – угол, под которым основной пучок света выходит из кристалла (который возможно пронаблюдать и измерить);

β – угол, под которым дифрагированный световой пучок выходит из кристалла.

Угол β вычисляется по формуле (3.18):

(3.18)

где α – угол, рассчитываемый по формуле (3.16).

Угол α вычисляется по формуле (3.19):

(3.19)

где β – угол, рассчитываемый по формуле (3.10).

4 Экспериментальная часть

4.1 Описание экспериментальной установки и методики эксперимента

В экспериментах по исследованию анизотропной дифракции на периодической доменной структуре используется образец периодической доменной структуры, изготовленный в монокристаллической пластине LiNbO_3 , легированной оксидом магния ($\text{LiNbO}_3: 5\% \text{MgO}$), фирмой ООО ЛАБФЕР в городе Екатеринбург. Периодическая доменная структура в монокристаллической пластине LiNbO_3 сформирована методом переполяризации во внешнем электрическом поле с периодом $A = 8,79$ мкм и доменными стенками, перпендикулярными оси X кристалла и параллельными плоскости YZ. Кристалл ниобата лития имел размеры: по оси X – 40 мм, по оси Y – 2 мм и по оси Z – 1 мм. Доменная структура полностью занимает пространство между гранями образца перпендикулярно оси Y ($d = 2$ мм) и оси X ($L = 40$ мм). Расположение осей кристалла LiNbO_3 представлено на рисунке 4.1.

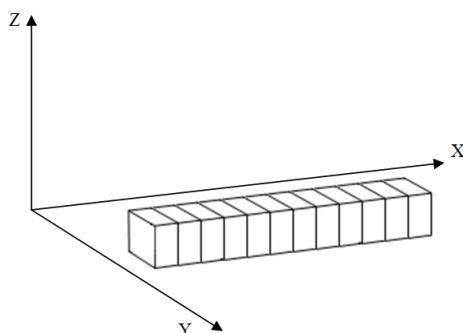


Рисунок 4.1 – Расположение осей кристалла LiNbO_3

Экспериментальные исследования анизотропной дифракции света на периодической доменной структуре в кристалле ниобата лития проводятся на экспериментальной установке, схема которой представлена на рисунке 4.2.

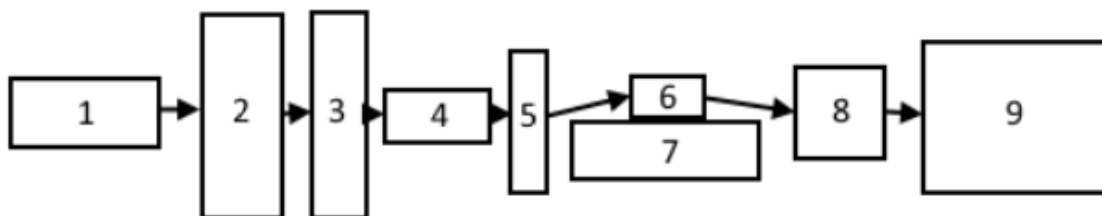


Рисунок 4.2 – Схема экспериментальной установки для исследования анизотропной дифракции света: 1 – полупроводниковый лазер ($\lambda_{\text{изл}} = 655$ нм), 2 – коллиматор, 3 – поляризационная призма, 4 – диафрагма, 5 – цилиндрическая линза, 6 – кристалл LiNbO_3 , 7 – юстировочный стол, 8 – кремниевый фотодиод, 9 – микроамперметр

В качестве падающего светового пучка используется световой пучок от полупроводникового лазера 1 с длиной волны излучения $\lambda = 655$ нм и выходной мощностью 25 мВт. Коллиматором 2 формируется коллимированный пучок света размером 4 мм. Выходная поляризация данного светового пучка вдоль оси X или оси Z задается поляризационной призмой 3. Диффрагма 4 позволяет получить пучок с апертурой, равной 2 мм. Цилиндрическая линза 5 формирует световой пучок размером порядка 30 мкм в плоскости XY. Полученный пучок света направляется вдоль оси Y кристалла 6. Для позиционирования образца относительно падающего пучка и настройки на брэгговские дифракционные максимумы, кристалл с периодической доменной структурой устанавливается на юстировочный столик 7 с соответствующими прецизионными механическими узлами. Измерения интенсивности света в дифрагированных максимумах осуществляется с помощью кремниевого фотодиода 8, подключенного к микроамперметру 9. Поляризация дифрагированного света определяется с помощью дополнительного анализатора, скрещенного с входным поляризатором и устанавливаемым после образца кристалла ниобата лития.

Для согласования ширины лазерного пучка с рабочей апертурой кристалла, зная фокусное расстояние линзы F и ширину лазерного пучка D , рассчитывается диаметр перетяжки d , используя условия расходимости гауссового пучка:

(4.1)

где — диаметр лазерного пучка;
 — диаметр перетяжки гауссового пучка;
 — длина волны излучения ($\lambda = 655$ нм).

В данной лабораторной работе рекомендуется самостоятельно рассчитать диаметр перетяжки d . Перед этим необходимо определить фокусное расстояние линзы F и диаметр лазерного пучка D .

5. Порядок выполнения работы

1. Выполнить расчет разности углов между основным и дифрагированным световыми пучками на выходе из кристалла при анизотропной дифракции света, используя формулу (3.10) и формулу (3.11). Принять ; ; ;

. Полученные результаты занести в таблицу 5.1.

2. Ознакомиться со схемой экспериментальной установки и методикой эксперимента.

3. Экспериментально произвести измерение углов отклонения дифрагированных световых пучков при анизотропной брэгговской дифракции света на периодической доменной структуре в кристалле ниобата лития. Измерения проводятся следующим образом: На кристалл подается коллимированный пучок света, размер светового пятна после цилиндрической линзы определяется на основании расчетов в пункте 5данной лабораторной работы. Излучение лазера направляется вдоль оси Y кристалла. Настройка на брэгговские дифракционные максимумы проводится с помощью использования прецизионного юстировочного столика, на который помещен кристалл. После кристалла на расстоянии устанавливается экран, на котором фиксируется положение основного и дифрагированного световых пучков, затем измеряется расстояние данных пучков до экрана, и рассчитывался угол между ними. Данные измерения проводятся для каждого порядка дифрагированного светового луча, наблюдаемого в ходе эксперимента. Необходимо рассмотреть случай поляризации падающего светового луча на кристалл горизонтально (по оси X кристалла). Полученные данные занести в таблицу 5.2 и сравнить с расчетными значениями.

Таблица 5.1 – Результаты экспериментальных и расчетных измерений разности углов между основным и дифрагированным световыми пучками на выходе из кристалла при анизотропной дифракции света

Дифракционный максимум	+1	+2	+3	+4	+5	+6	+7	+8
Экспериментальный угол, град								
Расчетный угол (, град								

4. Экспериментально произвести измерение угловой селективности дифракционных максимумов при анизотропной дифракции света на периодической доменной структуре в кристалле ниобата лития. Измерение проводится следующим

образом: На кристалл падает коллимированный пучок света, размер светового пятна после цилиндрической линзы определяется на основании расчетов в 5 пункте данной лабораторной работы. Излучение лазера направляется вдоль оси Y кристалла. Настройка на брэгговские дифракционные максимумы проводится с помощью использования прецизионного юстировочного столика, на который помещен кристалл. Затем, с помощью этого же прецизионного юстировочного столика выполняется поворот кристалла на некоторый угол, значение которого фиксируется на специальной измерительной ленте, позволяющей производить измерение угла поворота кристалла в угловых минутах. Далее при каждом повороте кристалла на некоторый угол, фиксируется значение интенсивности дифрагированного светового луча с помощью кремниевого фотодиода, подключенного к цифровому микроамперметру. Такие измерения проводятся для дифракционных максимумов +1 и +2 порядков при изотропной дифракции. Результаты экспериментальных измерений зависимости интенсивности дифрагированного светового луча от угла поворота записать в таблицу 5.3 для +1 порядка и в таблицу 5.4 для +2 порядка.

Таблица 5.2 – Результаты экспериментальных измерений зависимости интенсивности дифрагированного светового луча от угла поворота при анизотропной дифракции света для +1 дифракционного максимума

Угол поворота , мин												
Нормированное значение I/I_{\max}												

Таблица 5.3 – Результаты экспериментальных измерений зависимости интенсивности дифрагированного светового луча от угла поворота при анизотропной дифракции света для +2 дифракционного максимума

Угол поворота , мин												
Нормированное значение I/I_{\max}												

По данным таблицы 5.2 и таблицы 5.3 построить график зависимости для +1 и +2 дифракционных максимумов при анизотропной дифракции света.

6. Содержание отчета

Отчет должен содержать:

1. Цель работы и схему экспериментальной установки.
2. Результаты расчетов.
3. Результаты экспериментальных измерений, сведенные в таблицы и представленные в виде графикой, где это требуется.
4. Анализ и сопоставление экспериментальных и расчетных данных.
5. Выводы по результатам работы

7. Контрольные вопросы

1. Объясните различие между дифракцией Рамана – Ната и дифракцией Брэгга?
2. Объясните различие между изотропной и анизотропной дифракции
3. Объясните, что собой представляет периодическая доменная структура в электрооптических кристаллах?
4. Какие методы формирования периодических доменных структур вы знаете.
5. Нарисуйте векторную диаграмму взаимодействия падающей и дифрагированной световых волн при анизотропной дифракции света на периодической структуре

Список литературы

1. С.М. Шандаров, В.М. Шандаров, А.Е. Мандель, Н.И. Буримов. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах [Электронный ресурс] : учеб. пособие. – Томск: Томск. гос. Ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2012. – 244 с. Режим доступа: <http://edu.tusur.ru/training/publications/1553>
2. Магдич, Л.Н. Акустооптические устройства и их применение / Л.Н. Магдич // М.: Сов. Радио – 1978. – 112 с.
3. Дифракция света на ультразвуке. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://femto.com.ua/articles/part_1/1076.html .