

Министерство образования и науки Российской Федерации

**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ
(ТУСУР)**

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
(СВЧ и КР)

Оптические цифровые телекоммуникационные системы

**ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО ДЕМУЛЬТИПЛЕКСОРА НА
ОСНОВЕ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА**

Руководство к лабораторной работе
для студентов специальности
210401 - Физика и техника оптической связи

Министерство образования и науки 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

___ май 2011 г..

Оптические цифровые телекоммуникационные системы

**ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО ДЕМУЛЬТИПЛЕКСОРА НА
ОСНОВЕ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА**

Руководство к лабораторной работе для студентов специальности
210401 - Физика и техника оптической связи

Разработчик:

проф. каф. РЗИ

_____ А.С. Задорин

2011

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	3
2. Основные теоретические сведения	4
2.1 Качественное описание процесса рассеяния света звуком	4
2.2. Векторная диаграмма коллинеарного АОВ.	5
2.3. Спектральная селективность коллинеарного АОВ	7
2.4. Параметры коллинеарных акустооптических фильтров	9
3. Содержание работы	15
3.1. Расчетное задание	15
3.2. Описание лабораторной установки	15
3.3. Методика измерений	17
3.4. Порядок выполнения работы	19
4. Список литературы	20

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние 20 лет, благодаря успехам в области лазерной техники и акустики, сформировалось и успешно развивается новое научно-техническое направление – *акустооптика*, изучающая взаимодействие световых и звуковых волн в твердых и жидких телах, а также приемы и методы построения различных приборов и устройств основанных на этом явлении.

Наибольшее распространение получили акустооптические методы управления оптическим излучением. Достоинством этих методов является высокая эффективность и быстродействие, широкие функциональные возможности. Технические средства их реализации достаточно просты. В процессе акустооптического взаимодействия можно менять любой параметр светового излучения (амплитуду, частоту, фазу, поляризацию, направление распространения) и таким образом осуществлять управление световым пучками как во времени, так и в пространстве. Кроме того, акустическое взаимодействие позволяет исследовать различные параметры оптических изображений, выполнять оптическую обработку информации и ряд операций над радиосигналами и многое другое.

Весьма перспективными приборами акустооптики являются перестраиваемые акустооптические фильтры (АОФ), предназначенные для выделения из светового пучка с широким спектральным составом, составляющей с узким спектром. Центральная частота этой компоненты при этом перестраивается в соответствии с частотой управляющего фильтром электрического сигнала. Важное прикладное значение АОФ нашли в качестве диспергирующих элементов систем спектрального уплотнения волоконно-оптических систем передачи (ОСП). Задача разделения светового пучка на спектральные составляющие на приемной стороне (демультимплексирование) в таких системах часто решается именно с помощью АОФ.

Спектральная селективность АОФ основана на эффекте брэгговского рассеяния света акустической волной. При освещении монохроматического звукового пучка световым потоком со сплошным спектром, условие дифракции выполняется лишь для волн удовлетворяющих условию Брэгга. При изменении частоты ультразвука брэгговское условие удовлетворяется для других длин световых волн. Указанным способом и достигается перестройка АОФ.

Целью лабораторной работы является ознакомление с принципами и приобретение практических навыков проведения спектральных измерений сложных световых полей с помощью перестраиваемого коллинеарного акустооптического фильтра (АОФ).

2. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

2.1 КАЧЕСТВЕННОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА ЗВУКОМ

Как известно, в технике спектроскопии широко используются фильтрующие свойства различных периодических фазовых структур, типа дифракционных решеток (ДР) [1-4]. Акустическая волна, распространяющаяся в уругооптической среде АОФ, вызывая соответствующие изменения ее показателя преломления, формирует аналогичную объемную ДР, бегущую со скоростью звука. Основным достоинством сформированной с помощью звуковой волны ДР является высокая точность выдерживания периода фазовой структуры по всей длине акустооптической ячейки, связанная со стабильностью частоты звуковой волны и оптической однородностью ее материала, а также возможность скоростной электронной перестройки спектральной области прозрачности фильтра. Если данную решетку осветить световым пучком, то при определенных условиях он может эффективно рассеиваться. Указанное взаимодействие акустического и световых полей называется акустооптическим взаимодействием (АОВ), а соответствующие приборы – акустооптическими (АО). Как и в традиционных ДР, характер АОВ зависит от длины области взаимодействия света и звука D

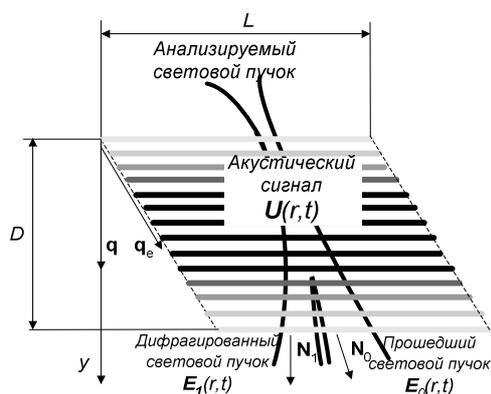


Рис.1. Взаимная ориентация пучков при коллинеарном АОВ

Наибольшая эффективность рассеяния в данном случае имеет место лишь при определенном угле падения света на ультразвуковой сигнал. Это так называемый **угол Брегга**. Соответствующий режим АОВ носит название дифракции Брегга. Для данного режима характерно выраженное резонансное взаимодействие только двух световых волн - дифрагированной $E_1(\mathbf{r})$ и опорной $E(\mathbf{r})$ (рис.1). Для достижения непрерывных, накапливающихся по длине взаимодействия изменений амплитуды световой волны $E_1(\mathbf{r})$, рассеянной акустическим полем $U(\mathbf{r})$, необходимо выполнение **условия фазового синхронизма**

$$\omega_0 \pm \omega_K = \omega_1$$

$$\mathbf{k}_0 \pm \mathbf{k}_K = \mathbf{k}_1 \quad (1)$$

где ω_α , \mathbf{k}_α ($\alpha=0,1$), ω_a , \mathbf{K} – частоты и волновые векторы световых и звуковой волны соответственно. Соотношение (1) связывает между собой параметры взаимодействующих волн, определяющие резонансный характер энергообмена между ними.

Плоскость, определяемая волновыми векторами, входящими в соотношение (1), называют плоскостью дифракции. При выполнении условия фазового синхронизма и больших длинах взаимодействия амплитуда $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$ может быть сравнима с амплитудой опорной волны $\mathbf{E}(\mathbf{r})$.

Пользуясь формулой (1), нетрудно установить угловые соотношения между векторами \mathbf{K} и \mathbf{k}_α . Угол между фронтом плоской звуковой волны и волновым вектором также плоской падающей световой волны, удовлетворяющей условию (1) принято называть углом Брэгга Θ_b . Из (1), учитывая, что модули волновых векторов равны,

$$|\mathbf{k}_\alpha| = 2\pi n_\alpha / \lambda \quad |\mathbf{K}| = 2\pi f / V \quad \mathbf{k}_\alpha \quad (2)$$

где λ_0 , n_α – длина волны света в вакууме и показатели преломления; f , V – частота и скорость звуковой волны, несложно найти Θ_b ,

$$\sin \Theta_b = \frac{\lambda_0 f}{2nV} \left[1 + \frac{V^2}{f^2 \lambda_0^2} (n_0^2 - n_1^2) \right]. \quad (3)$$

2.2. ВЕКТОРНАЯ ДИАГРАММА КОЛЛИНЕАРНОГО АОВ.

Графическая интерпретация соотношения (1) обычно дается в виде так называемой *векторной диаграммы*. Наиболее простой вид векторные диаграммы имеют при АОВ плоских волн, для которых волновые векторы \mathbf{K} и \mathbf{k}_α в (1) имеют строго определенное направление. При вариации направления концы указанных векторов описывают замкнутые кривые называемые годографами. Обозначим их как $S(\mathbf{K})$ и $R_\alpha(\mathbf{k}_\alpha)$ соответственно. Форма данных годографов определяется кривой, лежащей в пересечении соответствующих поверхностей волновых векторов плоскостью дифракции $\mathbf{T} \cdot \mathbf{r} = \text{Const}$. В оптически изотропной среде годографы R_0 и R_1 имеют вид окружностей одинакового радиуса. В анизотропной среде указанные кривые не совпадают. Они описывают изменение волновых векторов двух нормальных световых волн с взаимно ортогональными поляризациями \mathbf{e}_α . В данных условия возможны два типа сочетаний векторов \mathbf{e}_α взаимодействующих волн. К первому типу отнесем АОВ волн с близкими по направлению векторами \mathbf{e}_α . Второй тип взаимодействия будет характеризоваться взаимной ортогональностью векторов поляризаций опорной и дифрагированной волн. Взаимодействие первого типа принято называть обычной или *нормальной дифракцией*, а второго – анизотропной или *аномальной дифракцией* света. Аномальное взаимодейст-

вие характеризуется большим разнообразием угловых соотношений между \mathbf{K} и \mathbf{k}_α . С каждой комбинацией указанных векторов ассоциируется определенный режим аномальной дифракции.

Среди них выделяются несколько наиболее распространенных в практических приложениях режимов АОВ. Для создания АОФ чаще всего используется режим аномальной *коллинеарной дифракции*. Коллинеарное взаимодействие в анизотропной среде является частным случаем анизотропного брэгговского рассеяния света на ультразвуке, при котором световой и акустический пучки распространяются либо в одном направлении, либо навстречу друг другу. Из этого следует, что векторы \mathbf{K} , \mathbf{k}_α здесь параллельны друг другу, т.е.

$$\Theta_b = \pi/2. \quad (4)$$

Это означает, что в данном режиме угол Θ_b *достигает своего максимально возможного значения*.

Если на акустическую ячейку падает линейно поляризованный световой пучок со сплошным спектром, то за счет селективности брэгговского рассеяния с ультразвуком взаимодействует лишь свет, заключенный в узком спектральном интервале. При этом рождаются световые волны с поляризацией, ортогональной по отношению к исходной. Центральная длина волны λ_0 диапазона пропускания $\Delta\lambda$ определяется частотой f_0 , скоростью ультразвука V , а также разностью показателей преломления Δn взаимодействующих световых волн. Из соотношений (3),(4) находим частоту акустической волны f_0 , удовлетворяющую условию синхронизма (1) (частота синхронизма),

$$f_0 = \frac{V}{\lambda_0} \Delta n. \quad (5)$$

Полученное соотношение определяет *перестроечную характеристику* фильтра, связывающую длину световой волны, для которой выполняется условие синхронизма, с соответствующей частотой управляющего электрического сигнала.

Режим коллинеарной дифракции представляет практический интерес с точки зрения возможности достижения высокого значения разрешающей способности АО-устройства, работающего в качестве спектрального прибора, кроме того при указанной геометрии взаимодействия могут быть реализованы наиболее высокие показатели коэффициента акустооптического качества, а также такой важный для спектрального прибора параметр, как эффективность дифракции. Соответствующая векторная диаграмма приведена на рис. 2.

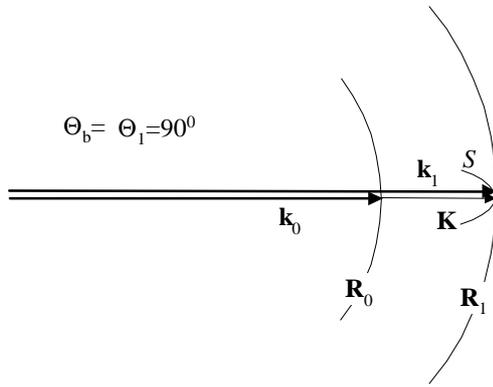


Рис.2. Векторные диаграммы коллинеарного АОВ

2.3. СПЕКТРАЛЬНАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ КОЛЛИНЕАРНОГО АОВ

Одной из основных характеристик любого спектрального прибора является *полоса пропускания* $\Delta\lambda$ и связанная с ней *разрешающая способность* $N=\lambda/\Delta\lambda$. В прибора с ДР величина N пропорциональна числу периодов решетки, укладываемых на апертуре светового пучка. В данной связи, для достижения максимально высокого разрешения N в АОФ предпочтительно использование АОВ с коллинеарной геометрией дифракции, обеспечивающее наиболее узкие полосы пропускания. При рассмотрении коллинеарной дифракции для определенности будем считать, что плоская акустическая волна распространяется вдоль оси x положительного ($n_e > n_o$) одноосного кристалла, а падающий свет поляризован как обыкновенный. Полоса пропускания и эффективность дифракции рассчитываются с помощью системы линейных дифференциальных уравнений, описывающей коллинеарное взаимодействие[5]:

$$\frac{dC_0}{dx} = -\frac{q}{2}C_1e^{j\eta \cdot x}; \quad \frac{dC_1}{dx} = -\frac{q}{2}C_0e^{-j\eta \cdot x}; \quad (6)$$

$$C_0(0)=1, \quad C_1(0)=0,$$

где C_0 и C_1 – амплитуда падающей и дифрагированной световой волны; x - координата; q - характеризуется амплитудой упругой волны и фотоупругими свойствами среды взаимодействия; η – коэффициент синхронизма волновых векторов света и ультразвука, определяемый разностью их проекций на ось x . Интенсивность дифрагированного света I_1 может быть получена интегрированием (6):

$$I_1 = C_1C_1^* = \frac{q^2}{q^2 + \eta^2} \sin^2 \sqrt{\left(\frac{ql}{2}\right)^2 + \left(\frac{\eta l}{2}\right)^2}, \quad (7)$$

где l – длина акустического столба, определяемая размерами кристалла, откуда следует, что максимальная интенсивность дифрагированного света $I_1=1$ достигается при $ql=\pi$ и $\eta l=0$.

Как уже отмечалось, в коллинеарном режиме АОВ волновые векторы падающей и дифрагированной световых волн параллельны волновому вектору звуковой волны (см.рис.2). Основываясь на данном условии, оценим полосу пропускания коллинеарного фильтра. При изменении длины волны падающего света условие фазового (1) синхронизма нарушается. Указанная расстройка характеризуется вектором $\Delta\mathbf{K}$:

$$\Delta\mathbf{K}=\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_0\pm\mathbf{K} \quad (8)$$

Для случая $\Delta\lambda\ll\lambda$, можно считать, что величина ΔK равна:

$$|\Delta K|\approx\frac{\partial\Delta K}{\partial\lambda}\cdot\Delta\lambda=-\left(\frac{2\pi}{\lambda^2}\right)\cdot\Delta n\Delta\lambda \quad (9)$$

Следует отметить, что в условиях расстройки синхронизм АОВ нарушается лишь для наиболее мощной центральной составляющей спектра пространственных частот $S(K)$ ультразвукового пакета $\mathbf{U}(\mathbf{r})$. На практике ширина $\Delta K'$ распределения $S(K)$ всегда конечна. Так для волнового пакета с однородным распределением амплитуды ширина данного спектра, измеренная по уровню половинной мощности, равна $\Delta K'\approx 1/D$. В таком случае из последних соотношений следует, что полосу пропускания коллинеарного фильтра, определяемую из условия снижения интенсивности дифракции в 2 раза оценивается как:

$$\Delta\lambda=\frac{0.8\lambda^2}{\Delta nD} \quad (10)$$

Как видим, полоса пропускания уменьшается с увеличением D и разности показателей преломления Δn . Это происходит из-за того, что произведение $D\Delta n$ пропорционально числу длин волн звука, укладываемому на длине взаимодействия.

При выводе формулы (10) не учитывалась расходимость световых и звукового пучков φ . Выражение для ΔK с учетом указанных эффектов, запишется как [3]:

$$|\Delta K(\lambda;\varphi)|\approx\left(\frac{2\pi}{\lambda^2}\right)\cdot\Delta n\Delta\lambda+\frac{\pi\Delta n\varphi^2}{4\lambda} \quad (11)$$

Следовательно, выражение для полосы пропускания коллинеарного фильтра примет вид:

$$\Delta\lambda=\frac{0.8\lambda^2}{\Delta nD}+\frac{\lambda\varphi^2}{4} \quad (12)$$

Из выражения (12) можно определить условие, при котором расходимости взаимодействующих пучков слабо влияют на разрешение АОФ:

$$\varphi\leq\sqrt{3.2\frac{\lambda}{\Delta nD}} \quad (13)$$

При выполнении условия (13), полоса пропускания фильтра определяется лишь первым слагаемым выражения (12). Если же в реальном устройстве используются сильно расходящиеся пучки, то полоса пропускания в основном определяется первым слагаемым в выражении (12) и квадратично возрастает с увеличением угла расходимости.

Минимальные расходимости пучков определяются апертурой акустического столба d , где d – размер пьезоэлектрического преобразователя. Тогда с учетом только дифракционной расходимости акустического луча $\Delta\phi = \Delta\phi_s = V/fd$ получаем из (13) требование к апертуре звукового луча:

$$d \geq \sqrt{\frac{lV}{3f}} \quad (14)$$

Условие (14) означает, что увеличение длины области взаимодействия пучков l должна сопровождаться соответствующим ростом апертуры акустического столба d . Или наоборот, для акустического луча заданной частоты f и апертуры d существует ограничение на разрешающую силу фильтра.

2.4. ПАРАМЕТРЫ КОЛЛИНЕАРНЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ

К основным параметрам коллинеарных фильтров относятся

- ширина полосы пропускания $\Delta\lambda$;
- разрешающая способность N связанная с $\Delta\lambda$, как: $N = \lambda/\Delta\lambda$;
- ширина угловой апертуры $\Delta\phi$, определяющая максимально допустимую расходимость измеряемого светового пучка.

Ширина оптической полосы пропускания для строго коллинеарного взаимодействия определяется по формуле (12). В случае слабо расходящихся светового и звукового пучков формула (12) принимает вид (10). После подстановки в (10) значения Δn из перестроенной зависимости (5), получим:

$$\Delta\lambda = \frac{0.8\lambda V}{fD} \quad (15)$$

С другой стороны, дифференцируя обе части (5), можно установить связь $\Delta\lambda$ с полосой пропускания фильтра Δf по акустическому входу:

$$\Delta f = -\left(\frac{2\pi}{\lambda^2}\right) \cdot \Delta n \Delta\lambda = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda} f_0 \quad (16)$$

Откуда следует, что:

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta f}{f_0} \lambda \quad (17)$$

Полученная формула позволяет установить значение $\Delta\lambda$ по результатам измерения акустической полосы пропускания фильтра Δf . На практике такие измерения проводить значительно проще, поскольку они связаны с использованием монохроматического лазерного источника света.

Разрешающая способность КАО фильтра N определяется по формуле:

$$N = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{f}{\Delta f} \quad (18)$$

Анализ выражений (7) и (12) показывает, что высокая разрешающая сила фильтрации и большая эффективность достигаются при увеличении длины области взаимодействия D .

Угловая апертура АО фильтра определяет диапазон входных углов анализируемого светового потока, в котором эффективность дифракции отличается от эффективности дифракции при нормальном падении светового потока на входную грань не более чем в два раза. Формулу, по которой можно определить угловую апертуру, можно получить, подставив (15) в (11). Учитывая преломление света на входной грани фильтра, получим:

$$\Delta\varphi = 2n \sqrt{\frac{1.6V}{Df}} \quad (19)$$

Еще одним важным параметром АОФ является эффективность дифракции, которая определяет прозрачность фильтра в условиях синхронизма. Численно данная характеристика равна отношению интенсивности дифрагированного к интенсивности падающего на вход фильтра светового пучка. При заданной мощности звуковой волны P_a эффективность дифракции выражается через физические и конструктивные параметры фильтра как [3,4]:

$$\frac{I_d}{I_i} = \frac{\pi^2 M P_a D^2}{2\lambda^2 S}, \quad (20)$$

где, $S = L \cdot \delta$ - площадь возбуждающего зазора, L - длина возбуждающего зазора, δ - ширина возбуждающего зазора, M – коэффициент акустооптического качества материала.

Коэффициент акустооптического качества рассчитывается по формуле:

$$M^2 = \frac{(\mathbf{e}_0 \cdot \Delta\hat{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \mathbf{e}_1)^2 \cos \gamma}{n_0 n_1 (\mathbf{N}_{e0} \cdot \mathbf{N}_0)(\mathbf{N}_{e1} \cdot \mathbf{N}_1)(\mathbf{N}_{e0} \cdot \mathbf{q})(\mathbf{N}_{e1} \cdot \mathbf{q}) \rho V^3} \quad (21)$$

где, $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}$ - приращение диэлектрической проницаемости среды, вызываемое упругими деформациями и электрическим полем звуковой волны, $\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_1, \mathbf{n}_0, \mathbf{n}_1$ – векторы поляризации, показатели преломления падающей и дифрагированной световых волн соответственно, V - скорость упругой волны, ρ – плотность кристалла.

$$\Delta\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}_0 \cdot \left[\mathbf{P}^E + \frac{(r^{\xi} \cdot \mathbf{q})(\mathbf{q} \cdot \mathbf{e})}{(\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}' \cdot \mathbf{q})} \right] \cdot \boldsymbol{\xi}, \quad (22)$$

$\boldsymbol{\varepsilon}_0$ - тензор диэлектрической проницаемости среды на частоте звуковой волны, \mathbf{P}^E , \mathbf{e} , \mathbf{r}^{ξ} - тензор упругооптических коэффициентов, измеренный при постоянном поле E , пьезоэлектрический и электрооптический тензоры соответственно, \mathbf{q} – единичный вектор, параллельный волновым нормальям взаимодействующих волн, $\boldsymbol{\varepsilon}'$ - компонента тензора $\boldsymbol{\varepsilon}$ на частоте упругой волны.

Мы видим, какой сложной и трудоемкой задачей является расчет акустооптической ячейки, особенно в нашем случае, когда намеченные направления не относятся к „простым“: упругая волна и световой пучок распространяются под некоторыми углами к главным осям. Подобная ситуация встречается постоянно и характерна для фильтра на основе анизотропной дифракции света, коллинеарного взаимодействия, где выбор направлений диктуется прежде всего соображениями реализуемости выбранного варианта взаимодействия, которым „простые“ направления могут не отвечать.

Определение геометрии начнем с задания направления волновой нормали звуковой волны \mathbf{q} и нормали к плоскости дифракции \mathbf{T} . Для этого использовался один из стандартных способов. А именно, векторы \mathbf{q} и \mathbf{T} направлялись вдоль осей oz' и oy'' системы координат, повернутой относительно исходной кристаллофизической системы x, y, z путем трех последовательных вращений вокруг ортогональных осей oz, oy' и oz' соответственно на углы α, φ, θ (рис.3). В литературе эти углы называются углами Эйлера. Первые два угла определяют срез кристалла в техническом способе обозначения ориентировки его граней. Их применение облегчает технологическое совмещение указанных обозначений с углами поворота суппорта распиловочного станка при разметке и изготовлении АОЯ. Таким образом, направление волновой нормали звука и положение плоскости дифракции относительно осей кристаллофизической системы координат однозначно определяется углами α, φ, θ . Скорости и поляризации трех нормальных акустических волн, продольной, быстрой и медленной сдвиговых, для заданных материальных тензоров кристалла и углы α и φ находятся с помощью стандартной процедуры диагонализации тензора Кристоффеля. Компоненты последнего определяются с учетом пьезоэлектрических свойств среды. Частота звуковой волны при расчете нормальной АО активности была взята равной 425 МГц. Коэффициент АО качества аномально-го АОВ рассчитывался для частоты синхронизма f_0 , определяемой углом Брэгга Θ_B . Направления, волновые векторы и поляризации световых волн находились из условия синхронизма уравнения Френеля. Акустооптическая активность звуковой волны, определяющая коэффициенты акустооптического качества при АОВ обыкновенно и необыкновенно поляризованных световых волн, а также их комбинации, во время проведения расчетов обозначалась символом $M2_{ss0-e}$. Индекс - ss указывает на тип упругой волны, в данном случае медленная сдвиговая волна. Вторая пара нижних индексов определяет тип поляризации световых волн. Буквой o определяется обыкновенная волна, а буквой e -необыкновенная. Также необходимо задаться углами Эйлера α, φ и θ определяющими направление акустической волны и плоскость дифракции, а кроме того углом Брэгга Θ_B который в свою очередь определяет взаимную ориентацию векторов $\mathbf{K}, \mathbf{k}_\alpha$ в плоскости АОВ.

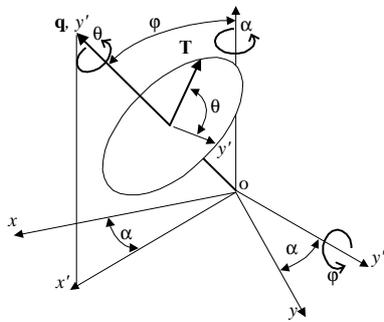


Рис. 3. Обозначение ориентации волновой нормали упругой волны \mathbf{q} и нормали \mathbf{T} к плоскости АОВ относительно кристаллофизической системы координат кристалла с помощью трех углов Эйлера α , ϕ и θ

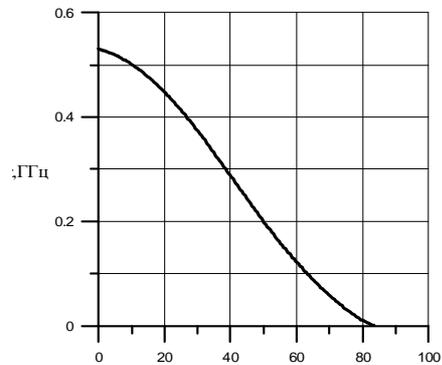


Рис. 4.а. Зависимость частоты коллинеарного взаимодействия F от угла ϕ

Что касается угла Брэгга, то сведения о Θ_b обычно содержатся в указаниях о типе АОВ. В нашем случае, при коллинеарном АОВ, как известно $\Theta_b=90^\circ$. Таким образом, перечисленных параметров достаточно для описания геометрии АОВ. Разделив указанные параметры запятыми и взяв в скобки значения углов Эйлера, получим систему обозначений геометрии АОВ. Например, запись: коллинеарная дифракция $ss,oe,(30^\circ,25^\circ,90^\circ)$ в LiNbO_3 определяет аномальное АОВ с медленной сдвиговой волной в кристалле ниобата лития, распространяющейся в плоскости $[110]$ под углом 25° к оси Z . Плоскость дифракции при этом совпадает с плоскостью $[110]$, а угол Брэгга определяется формулой (3), и в нашем случае равен 90° .

В дальнейшем задача решалась на ЭВМ, путем перебора направлений, через заданные интервалы, в которых электрооптический эффект достигает экстремальной величины. Подобным образом была рассчитана анизотропия акустооптического взаимодействия в кристаллах ниобата лития (LiNbO_3) — материале, достаточно высокосимметричном, что, конечно, упрощало анализ.

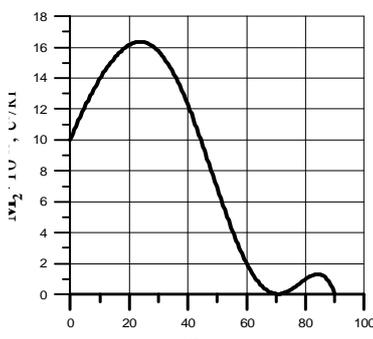


Рис. 4.б Зависимость коэффициента акустооптического качества M_2 от угла ϕ

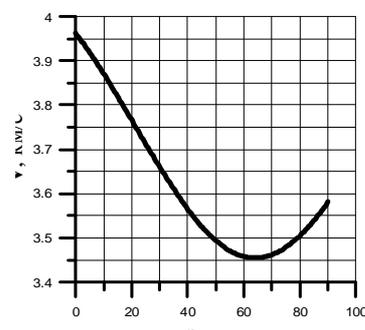


Рис. 4.в Зависимость скорости распространения медленной сдвиговой звуковой волны V , от угла ϕ

Данные для расчета геометрии взаимодействия в оптически одноосном, отрицательном кристалле ниобата лития (LiNbO_3), который является серийно выпускаемым синтетическим

кристаллом гексагональной сингонии класса 3m, обладающим хорошими оптическими, акустооптическими и пьезоэлектрическими свойствами, были взяты из справочника [6].

Результаты проведенных расчетов анизотропии, представлены в виде графиков зависимости: частоты коллинеарного взаимодействия F_k , коэффициента акустооптического качества M_2 и скорости распространения медленной сдвиговой звуковой волны V , от угла φ образованного волновыми векторами взаимодействующих волн с осью Y , (рис. 4:а;б;с).

На основе полученных данных произведем расчет эффективности акустооптического фильтра.

Основным фактором влияющим на эффективность АОФ, являются потери на преобразование ξ складывающиеся из потерь ξ_1 , в следствии рассогласования внутреннего сопротивления генератора R и электрического сопротивления пьезопреобразователя (ПП) $R_{изл}$ и потерь, обусловленных шероховатостью возбуждающей грани и других факторов ξ_2 , которые обычно не превышают 2-3 дБ. Для определения ξ_1 , необходимо знать эквивалентную схему пьезопреобразователя, ,

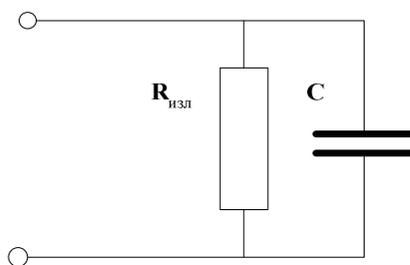


Рис. 5. эквивалентная схема пьезопреобразователя

которая состоит из параллельно соединенных, активного сопротивления излучения ПП $R_{изл}$ и статической емкости C (рис. 5). Величина $R_{изл}$ приближенно оценивается как [7]:

$$R_{изл} = \frac{2\delta}{\kappa_o^2 \epsilon V l} \quad (23)$$

где κ_o - коэффициент электромеханической связи, δ – ширина возбуждающего зазора преобразователя, l – длина электродов.

Емкость преобразователя, при толщине электродов значительно меньшей их длины определяется выражением:

$$C = \frac{l\epsilon}{2} * \ln \frac{4a}{\delta} \quad (24)$$

где a - размер электродов в направлении перпендикулярном зазору.

С учетом этого коэффициент отражения от входа преобразователя при $R_{изл} \gg x_c$ пишется:

$$|\Gamma|^2 = \frac{\left[\left(\frac{R_{\Pi}}{R} + \frac{x_c}{RR_{изл}} \right)^2 + \left(\frac{x_c}{R} \right)^2 - 1 \right]^2 + 4 \left(\frac{x_c}{R} \right)^2}{\left[\left(\frac{R_{\Pi}}{R} + \frac{x_c^2}{RR_{изл}} + 1 \right)^2 + \left(\frac{x_c}{R} \right)^2 \right]^2} \quad (25)$$

$$\text{где,} \quad x_c = \frac{1}{2\pi f C} \quad (26)$$

Потери на рассогласования внутреннего сопротивления генератора R и входного импеданса ПП определяются как:

$$\xi_1 = 10 \lg \left(1 + \frac{R_{изл}}{x_c} \right) + 10 \lg \frac{1}{1 - |\Gamma|^2} \quad (27)$$

Анализ этих выражений показывает, что минимуму потерь на преобразование соответствует равенство сопротивлений подводящей линии реактивному сопротивлению зазора.

Важным показателем, характеризующим эффективность дифракции, является коэффициент прозрачности фильтра:

$$T = \sin^2(ql/2) = \sin^2 \left(\frac{\pi D}{\lambda} \sqrt{\frac{MP_a}{2S}} \right) \quad (28)$$

Анализ приведенного выражения показывает, что регулируя мощность управляющего сигнала, можно управлять прозрачностью фильтра на данной частоте.

В качестве примера произведем расчет анизотропии акустооптического фильтра на основе кристалла ниобата лития (LiNbO_3), в котором коллинеарный режим дифракции обеспечивается при частоте звука $f_0=425$ МГц.

В качестве источника светового излучения возьмем He-Ne-лазер ($\lambda=0.63$ мкм).

По графику (рис. 4. а) найдем значение φ , который задает угол между волновыми векторами взаимодействующих волн и осью Y . В нашем случае $\varphi = 25^\circ$.

По графику (рис. 4. б) и (рис. 4. в) определим соответственно: значение коэффициента акустооптического качества, $M_2=16.5 \cdot 10^{-15}$ с³/кг., и значение скорости звуковой волны в направлении взаимодействия волн, $V=3.73 \cdot 10^3$ м/с.

По формуле (5) найдем значение разности коэффициентов преломления, $\Delta n = 0.0717$.

По формуле (15) определим ширину полосы пропускания фильтра, $\Delta \lambda = 2.4$ Нм.

Соответственно разрешающую способность найдем по формуле (18), $N = 262.5$.

Согласно приведенной методики, произведем расчет эффективности дифракции. Для этого определим сопротивление излучения по формуле (23), величина $\delta = 100$ мкм, коэффициент электромеханической связи $k_o = 0.6$, $R_{изл} = 47.8$ Ком.

Емкость преобразователя определим по формуле (24), $C = 8.53 \cdot 10^{-12}$ Ф.

Коэффициент отражения от входа преобразователя, при $R_{II} = 1$ Ом, $|\Gamma|^2 = 0.954$.

Определим потери на рассогласования внутреннего сопротивления генератора R и входного импеданса ПП по формуле (27), $\xi_1 = 27.49$ дБ.

Коэффициент прозрачности фильтра, определяемый формулой (28), равен: $T=13,2\%$.

3. СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

3.1. РАСЧЕТНОЕ ЗАДАНИЕ

Провести расчет следующих параметров акустооптического фильтра, изготовленного из кристалла ниобата лития (LiNbO_3), при коллинеарном АОВ, для двух источников светового поля: He-Ne-лазера и полупроводникового лазера:

3.1.1. ширина полосы пропускания $\Delta\lambda$;

3.1.2. спектрального разрешения $N=\lambda/\Delta\lambda$;

3.1.3 угловой апертуры $\Delta\varphi$

3.1.4 эффективности дифракции, при мощности звука $P_a=0.1$ Вт.

Данные полученные экспериментальным путем сравнить, результаты представить в виде таблицы.

Необходимые для расчетов параметры АО модулятора даны в таблице 3.1.

Таблица 3.1

Длина волны света, мкм	0.63
Скорость звуковой волны, км/с	3.73
Ширина возбуждающего зазора δ , мкм.	100
Длина взаимодействия D см	1.8
Коэффициент акустооптического качества M с ³ /кг	$16.5 \cdot 10^{-15}$
Размер L апертуры акустического пучка, мм	8
Частота звука (для коллинеарного режима АОВ), МГц	425

3.2. ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Схема лабораторного макета и акустооптической ячейки, изображены на рис. 5, и рис. 6 соответственно.

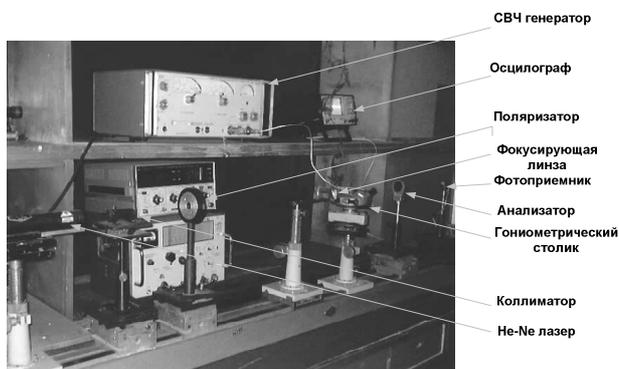


Рис. 5. Лабораторный макет фильтра

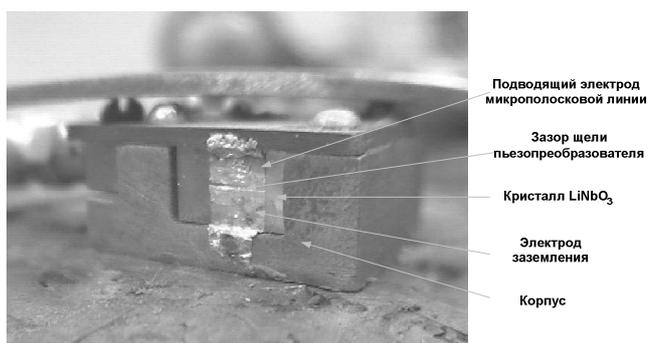


Рис 6. Пьезопреобразователь АО- ячейки

Структурная схема лабораторной установки для измерения угловой апертуры и спектрального разрешения АО модулятора в режиме коллинеарной дифракции приведена на рис.7.

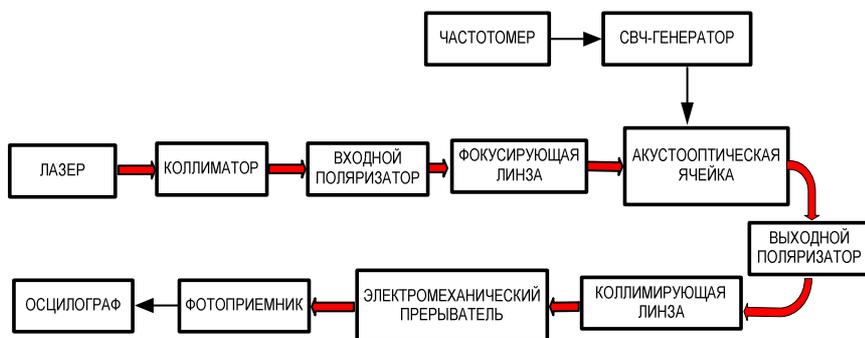


Рис. 7 Структурная схема установки для измерения угловой апертуры и спектрального разрешения АОФ

Установка включает в себя следующие узлы:

- Не-Ne-лазер ЛГН-113 и полупроводниковый лазер, являющиеся источником монохроматического опорного светового поля;
- Коллиimator, снижающий дифракционную расходимость опорного светового пучка, освещающего АОФ;

- Перестраиваемый входной поляризатор, ось пропускания которого задает азимутальный угол линейной поляризации опорной волны \mathbf{E} на входе фильтра. Направление вектора \mathbf{E} должно совпадать с поляризацией собственной волны (обыкновенной или необыкновенной) в акустооптической ячейке АОФ.
- Оптическая система, составленная из двух линз. Первая из них фокусирует падающий световой пучок в щель между возбуждающими электродами АОФ, а вторая восстанавливает световой пучок на выходе фильтра.
- Акустооптическая ячейка, изготовленная из кристалла ниобата лития (LiNbO_3). Ячейка установлена на гониометрическом столике и соединена коаксиальным кабелем с перестраиваемым высокочастотным генератором Г4-119А;
- Электронный частотомер, предназначенный для точного измерения частоты возбуждаемой акустической волны;
- Выходной перестраиваемый поляризатор, ось пропускания которого устанавливается вдоль поляризации дифрагированной волны \mathbf{E}_1 , ортогонально вектору \mathbf{E} .
- Электромеханический прерыватель, предназначенный для преобразования непрерывного светового потока в низкочастотную последовательность световых импульсов;
- Фотоприемник, осуществляющий преобразование мощности светового поля в электрический сигнал
- Осциллограф С1-65.

3.3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

3.3.1. На рис.8 изображена схема возбуждения акустооптической ячейки коллинеарного фильтра, используемая в экспериментальной установке в качестве АОФ. Ячейка возбуждается медленной сдвиговой акустической волной. Для этого на одну из его граней нанесен щелевой пьезопреобразователь, возбуждающий требуемую волну в диапазоне частот $\sim 300\text{-}500$ МГц. Луч лазера фокусируется с помощью линзы на щель между пластинками преобразователя. Измерение спектрального разрешения N фильтра основывается на соотношении (18). Для соответствующей оценки необходимо предварительно провести измерение акустической полосы пропускания Δf ячейки. Для этого требуется измерить частоты f_{\max} , f_{\min} в режиме коллинеарной дифракции, при которых амплитуда дифрагированного пучка изменится на 3дБ относительно максимальной. Однако предварительно необходимо провести юстировку ячейки в положение, соответствующее режиму коллинеарной дифракции. Для этого луч лазера направляется перпендикулярно возбуждающей грани акустооптической ячейки. Это достигается путем совмещения луча, отраженного от грани кристалла, с падающим на ячейку световым лучом. Далее нужно первым поляридом добиться максимального прохождения падаю-

щего луча, а вторым – его максимального гашения. В такой же последовательности проводится более точная подстройка поляризации световых пучков, обеспечивающая максимальное гашение прошедшего светового луча.

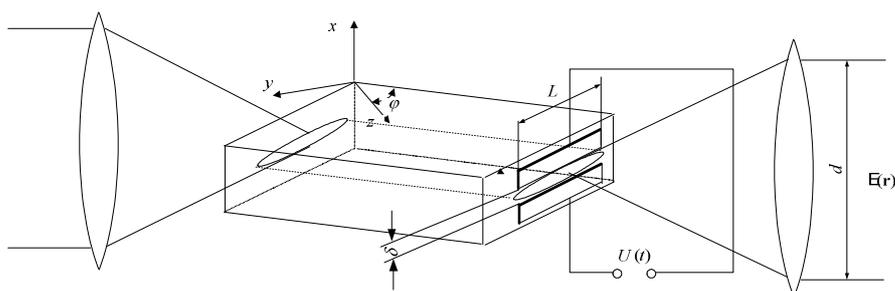


Рис.8. Схема возбуждения акустооптической ячейки коллинеарного фильтра

Затем можно включать СВЧ генератор, частоту которого необходимо установить равной частоте синхронизма коллинеарной дифракции. Идентифицировать коллинеарную дифракцию можно по появлению дифрагированного пучка, поляризация которого отличается от поляризации падающего на 90^0 . В данном случае дифрагированный пучок будет проходить через второй поляризатор на рис.7 без ослабления и засвечивать фотоприемник светом максимальной интенсивности. При включенном прерывателе на экране осциллографа должны появиться импульсы, амплитуда которых пропорциональна интенсивности дифрагированного пучка E_1 . Изменяя частоту генератора несложно установить частоты f_{max} и f_{min} , при которых амплитуда указанных импульсов уменьшится в 2 раза относительно максимальной величины. Оптическая полоса пропускания фильтра оценивается по формуле (18).

3.3.2. Измерение угловой апертуры АО коллинеарного фильтра сводится к измерению углового сектора, на границах которого амплитуда дифрагированного пучка E_1 уменьшится на 3дБ. Для отыскания указанных границ необходимо, следуя указаниям пункта 3.3.1, настроить установку в режим коллинеарной дифракции на частоте синхронизма. Далее, путем поворота гониометрического столика с установленной на нем акустооптической ячейкой система выводится из синхронизма. Необходимо определить углы отклонения системы относительно положения синхронизма, при которых интенсивность дифрагированной волны снизится в два раза относительно максимального уровня. Регистрация изменений интенсивности света производится по изменению амплитуды импульсов на экране осциллографа. Разность измеренных углов $\Delta\varphi$ дает искомую оценку угловой апертуры.

3.3.3. В данном пункте следует провести исследование зависимости частоты синхронизма от угла падения световой волны. Эта характеристика не является параметром фильтра, но помогает лучше понять физические основы АОВ. Для исследования предложенной зависимости необходимо, как и в предыдущем пункте настроить АО ячейку в режим коллинеарной дифракции. Далее изменить угол падения светового пучка на фильтр при помощи вра-

щения гониометрического столика, после этого вновь настроить ячейку в режим дифракции изменением частоты генератора. Углы поворота и частоты дифракции заносить в таблицу.

3.3.4. Для определения мощности акустического пучка необходимо измерить эффективность дифракции равной отношению интенсивностей дифрагированного и опорного световых пучков. Для такого измерения нужно сначала зафиксировать максимальную амплитуду импульсов U_m на экране осциллографа в режиме коллинеарной дифракции, пропорциональной интенсивности поля E_1 . Затем на вход фотоприемника следует направить опорный пучок E . Это достигается соответствующей настройкой выходного поляроида, т.е. разворотом его оси пропускания на 90^0 в направлении вектора E . Далее опорный пучок E пропускается через регулируемый аттенуатор, ослабляющий его интенсивность. В данной работе аттенуатор представлен набором калиброванных светофильтров. Коэффициент ослабления α [дБ] фильтров подбирается таким образом, чтобы снизить амплитуду импульсов на экране осциллографа до уровня U_m , соответствующего интенсивности пучка E_1 . Полученное значение α [дБ], очевидно, дает искомую оценку эффективности дифракции. Достоинство описанного способа измерения отношений интенсивности световых пучков связано с тем, что в нем практически исключена зависимость результата измерений от степени нелинейности ватт-амперной характеристики фотоприемника. Мощность акустического пучка P_a далее рассчитывается по формуле (20).

3.3.5. Заменить He-Ne лазер, другим источником светового излучения, полупроводниковым лазером. Настроить установку в режим коллинеарной дифракции на частоте синхронизма и определить длину волны данного источнику светового излучения. Прodelать пункты (3.3.1 – 3.3.4). Полученные результаты сравнить и занести в таблицу.

3.4. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

3.4.1. Собрать установку и настроить фильтр в режим коллинеарной дифракции. Частота синхронизма примерно 425 МГц.

3.4.2. Измерить полосу пропускания АОФ.

3.4.3. Измерить угловую апертуру АОФ.

3.4.4. Рассчитать разрешающую способность АОФ.

3.4.5. Исследовать зависимость частоты дифракции от угла падения световой волны. На основе полученных данных построить график.

3.4.6. Определить мощность акустического пучка.

3.4.7. Заменить He-Ne лазер, полупроводниковым лазером и повторить измерения пунктов 3.4.2 – 3.4.6.

В выводах необходимо сравнить теоретически рассчитанные результаты для обоих источников светового излучения, с результатами полученными практически. А также объяснить полученную в пункте 3.4.5 зависимость.

4. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Скляр О. К. Волоконно-оптические сети и системы связи. Учебное пособие.- С-Пб : Лань, 2010. – 272 с.
2. Фокин В.Г. Оптические системы передачи и транспортные сети. Учебное пособие .- М.: Эко-Трендз, 2008. -288 с.
3. Фриман Р. Волоконно-оптические системы связи (4-е, дополненное издание)- М. : Эко-Тренд. 2007. -512 с..
4. Оптические цифровые телекоммуникационные системы: учебно-методическое пособие по практическим занятиям// Коханенко А.П., Шарангович С.Н. / Под ред. С.Н. Шаранговича – Томск: Изд-во Том. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники, 2007. -78 с.
5. М.М. Бутусов, С.М. Верник, С.Л. Галкин, В.Н. Гомзин и др. Волоконно-оптические системы передачи: Учебник для вузов. М.: Радио и связь.-1992 г.
6. Н.Н.Слепов Современные технологии цифровых оптоволоконных сетей связи. М.: Радио и связь, 2000, 468с.
7. Е.С.Кухаркин. Электрофизика информационных систем. - М; Высшая школа 2001-670.
8. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. - М.: Радио и связь, 1985.
9. Harris S. E ., Neih S. K. J. Opt. Soc. Amer., 1972, 62, N 5, 672.
10. Акустооптические кристаллы: Справочник / Под ред. М. П. Шаскольской.- М.: Наука, 1982 г.
11. Морозов А.И.,Проклов В.В., и др. Полупроводниковые преобразователи и их применение. М., “Энергия”, 1973 г.