

Министерство образования и науки Российской Федерации
Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники
(ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
(СВЧиКР)

Оптические цифровые телекоммуникационные системы
ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

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

2011

Министерство образования и науки Российской Федерации

Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники
(ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
(СВЧиКР)

УТВЕРЖДАЮ

Зав.каф. СВЧи КР

_____ С.Н.Шарангович
10 января 2011 г.

Оптические цифровые телекоммуникационные системы

**ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

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

Разработчик:

профессор кафедры РЗИ

_____ А.С. Задорин

2011

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	3
2. Основные теоретические сведения.....	3
2.1 Качественное описание процесса рассеяния света звуком.....	3
2.2. Векторные диаграммы аов. режимы дифракции.	4
2.3 Аналитическая модель аов	8
2.4. Параметры акустооптических ячеек	9
3. Содержание работы.....	11
3.1. Расчетное задание	11
3.2. Описание лабораторной установки.....	13
3.3. описание методики измерений	13
3.3.1. Режим аномальной дифракции	14
3.3.2. режим нормальной дифракции	14
3.3.3. измерения угловой апертуры.....	15
3.3.4. измерение спектрального разрешения.....	15
3.4. Порядок выполнения работы	15
4. Список литературы	16

1. Введение

Взаимодействие световых пучков со звуковой волной возникает ряд важных с практической точки зрения эффектов, одним из которых является дифракция света на звуке. В литературе данный эффект чаще называют *акустооптическим взаимодействием* (АОВ) или *акустооптической модуляцией* (АОМ) [1]. Особенностью такого способа модуляции является отсутствие каких-либо перемещающихся механических элементов. Это дает возможность модулировать лазерное излучение или обрабатывать информацию, переносимую лазерным излучением, с высокой скоростью. На практике АОМ используется для создания модуляторов света, дефлекторов пучков, перестраиваемых оптических фильтров, анализаторов спектра и устройств обработки радиосигналов.

2. Основные теоретические сведения

2.1 Качественное описание процесса рассеяния света звуком

Физическая картина дифракции света на упругой волне может быть описана следующим образом [1-3]. Распространение акустической волны в упруго-оптической среде сопровождается соответствующим изменением показателя преломления. Другими словами в среде образуется, бегущая со скоростью звука, фазовая решетка. Если данную решетку осветить световым пучком, то он, при определенных условиях, может эффективно рассеиваться. Указанное взаимодействие взаимодействия акустического и световых полей и называется акустооптическим взаимодействием, а соответствующие приборы – акустооптическими (АО). Характер АОВ существенно зависит от длины области взаимодействия света и звука L .

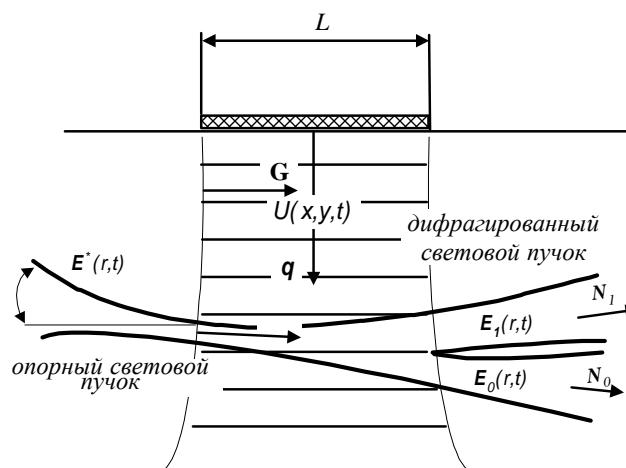


Рис.1. Взаимная ориентация пучков при брэгговском неколлинеарном АОВ

При достаточно большой апертуре L , дифракционную решетку можно считать объемной. В данном случае характер дифракции света на ультразвуковой волне подобен дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке.

ке вещества. Как известно, наибольшая эффективность рассеяния в данном случае имеет место лишь при определенном угле падения света на ультразвуковой столб. Это так называемый угол Брэгга. Соответствующий режим АОВ носит название дифракции Брэгга. Для данного режима характерно взаимодействие лишь двух световых волн: дифрагированной $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$ и опорной $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (рис.1).

2.2. Векторные диаграммы АОВ. Режимы дифракции.

Указанный выше резонансный характер энергообмена между этими волнами достигается при выполнении условия фазового синхронизма,

$$\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_0 \pm \mathbf{K} = 0, \quad (1)$$

связывающего между собой волновые векторы взаимодействующих волн. Плоскость, определяемая волновыми векторами входящими в соотношение (1), называют *плоскостью дифракции*.

Соотношение (1) определяет условия накапливающихся изменений амплитуды световой волны $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$ рассеянной акустическим полем $\mathbf{U}(\mathbf{r})$. Поэтому при фазовом синхронизме и больших длинах взаимодействия амплитуда $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$ может быть сравнима с амплитудой опорной волны $\mathbf{E}(\mathbf{r})$.

Отметим, что если векторы (1) умножить на постоянную Планка, и поделить на 2π , то соотношение (1) можно интерпретировать как закон сохранения импульса.

Пользуясь формулой (1), нетрудно установить угловые соотношения между векторами \mathbf{K} и \mathbf{k}_α ($\alpha=0,1$). Определим, например, угол между фронтом плоской звуковой волны и волновым вектором также плоской падающей световой волны, удовлетворяющей условию (1). В литературе указанный угол называется *углом Брэгга* Θ_b . Умножим (1) скалярно само на себя и учтем, что модули входящих в данное соотношение векторов равны,

$$|\mathbf{k}_\alpha| = 2\pi n_\alpha / \lambda_0, \quad |\mathbf{K}| = 2\pi f / V \quad (2)$$

где λ_0, n_α – длина волны света в вакууме и показатели преломления; f, V – частота и скорость звуковой волны. После несложных преобразований получим,

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

Если векторы \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_1 в (1) поменять местами, то аналогичным образом найдём и угол дифракции Θ_1 , т.е. угол между фронтом звуковой волны и волновым вектором \mathbf{k}_1 (рис.1),

$$\sin \Theta_1 = \frac{\lambda_0 f}{2nV} \left[1 - \frac{V^2}{f^2 \lambda_0^2} (n_0^2 - n_1^2) \right]. \quad (3)$$

В случае изотропной среды, когда $n_0 = n_1$, указанные зависимости имеют особенно простой вид.

$$\sin \Theta_{b,1} = \pm \frac{\lambda_0 f}{2nV}. \quad (4)$$

Графическая интерпретация соотношения (1) обычно дается в виде так называемой *векторной диаграммы* [2,3]. Наиболее простой вид векторные диа-

граммы имеют при АОВ плоских волн, для которых волновые векторы \mathbf{K} и \mathbf{k}_α в (1) имеют строго определенное направление и ограничены по модулю соответственно годографами S и R_α .

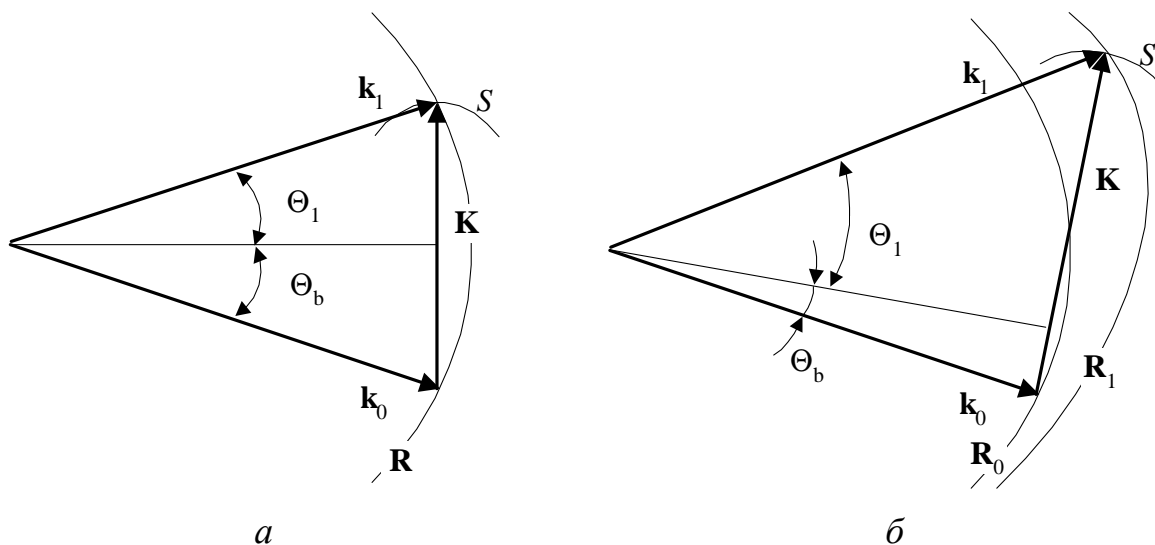


Рис.2 Векторные диаграммы нормального АОВ плоских волн в изотропной (а) и аномального АОВ в анизотропной (б) средах

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. Векторная диаграмма в данном случае имеет вид изображенный на рис.1а. 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**. Пример векторной диаграммы АОВ аномального типа дан на рис.1б. Из приведенного рисунка можно заключить, что аномальное АОВ характеризуется большим разнообразием угловых соотношений между \mathbf{K} и \mathbf{k}_α . С каждой комбинацией указанных векторов ассоциируется определенный режим аномальной дифракции. Среди них выделяют несколько наиболее распространенных в практических приложениях режимов АОВ. К ним, в частности, относится режим **коллинеарной дифракции**. Уже из определения следует, что векторы \mathbf{K} , \mathbf{k}_α здесь параллельны друг другу, т.е.

$$\Theta_b = \pi/2. \quad (5)$$

Соотношение (5) означает, что здесь Θ_b достигает своего максимально возможного значения. Из соотношений (3),(5) находим частоту синхронизма f_0 коллинеарной дифракции,

$$f_0 = \frac{V}{\lambda_0} (n_1 \pm n_0). \quad (6)$$

Режим коллинеарной дифракции представляет практический интерес с точки зрения возможности достижения высокого значения разрешающей способности АО-устройства, работающего в качестве спектрального прибора. Соответствующая векторная диаграмм приведена на рис. 2а.

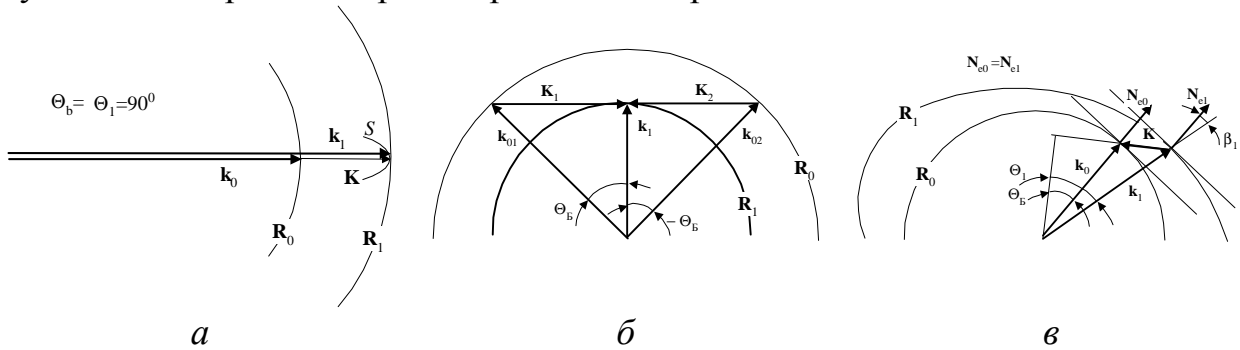


Рис.2. Векторные диаграммы различных режимов аномальной дифракции
 а. коллинеарное АОВ, б. широкополосное АОВ, в. широкоугольное АОВ.

К другим приборам, например, пространственно-временным модулято-рам света и дефлекторам, предъявляются противоположное требование. Здесь необходима, возможно, большая полоса частот дифракции. Для решения указанной задачи можно попытаться отыскать такой режим дифракции, при котором выполняется соотношение,

$$\frac{d\Theta_b}{df} = 0. \quad (7)$$

Можно показать, что условие (7) может удовлетворяться в оптически анизотропной среде. Это так называемый режим **аномальной широкополосной дифракции** света. Подставляя (7) в формулу (3), несложно найти соответствующую частоту синхронизма f_0 [2,3]

$$f_0 = \frac{V}{\lambda_0} \sqrt{n_0^2 - n_1^2}. \quad (8)$$

Формулу (8) можно получить также непосредственно из векторной диаграммы широкополосной аномальной дифракции на рис.2б. Формально условие (7) определяет экстремальную величину угла Брэгга. Но, согласно (5), максимальное значение Θ_b достигается при коллинеарной дифракции. Отсюда следует, что в режиме аномальной широкополосной АОВ величина угла Брэгга всегда минимальна.

С точки зрения расширения числовой апертуры АОФ интерес представляет еще один режим аномальной дифракции, при котором частота синхронизма f_0 слабо зависит от вариации угла падения θ_0 , т.е.,

$$\frac{df_0}{d\theta_0} = 0. \quad (9)$$

Соотношение (9) означает, что в области (9) условие синхронизма (1) удовлетворяется для широкого сектора углов падения опорного светового пучка. Указанный режим называется **аномальной широкоугольной дифракцией**. Он ха-

рактируется коллинеарностью лучевых нормалей световых волн [2] и играет важную роль при создании акустооптических устройств фильтрации изображений. Наглядное представление о геометрии широкоугольной дифракции дает ее векторная диаграмма изображенная на рис.2в.

Следует подчеркнуть, что все сделанные выше качественные и количественные выводы являются следствиями условия фазового синхронизма (1). Значительная роль в теории акустооптики данного соотношения, ограниченного весьма узкими рамками модели плоских волн, объясняется возможностью однозначного представления взаимодействующих волновых полей $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$ и $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ с произвольной пространственно-временной структурой соответствующими частотно-угловыми спектрами $\mathbf{E}_\alpha(\nu_\alpha, \theta_\alpha)$ и $F(f)S(\psi)$ плоских волн ($\alpha=0,1$). Здесь ν, θ - частоты и направления волновых векторов \mathbf{N} составляющих спектров $\mathbf{E}_\alpha(\nu_\alpha, \theta_\alpha)$, а $F(f)S(\psi)$ - частотный и угловой спектры звукового поля $\mathbf{U}(t, \mathbf{r})$. В рамках указанного представления соотношение (1) может быть использовано для описания и анализа взаимодействия парциальных компонент сколь угодно сложных полей $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$, $\mathbf{U}(\mathbf{r})$. Для этого в частотно-угловых спектрах $\mathbf{E}(\nu_0, \theta_0)$ и $F(f)S(\psi)$ достаточно выделить компоненты, находящиеся в фазовом синхронизме друг с другом, а также определить соответствующее направление плоской дифрагированной волны. Последовательно применяя указанную процедуру к распределениям $\mathbf{E}(\nu_0, \theta_0)$ и $F(f)S(\psi)$, их можно разделить на две части. Для всех волн, относящихся к первым частям в соответствующих фрагментах спектров $\mathbf{E}(\nu_0, \theta_0)$, $F(f)S(\psi)$, можно найти составляющие, удовлетворяющие условию синхронизма (1). В дальнейшем данные фрагменты условно будем называть активными. Во вторых частях спектров (пассивных) $\mathbf{E}(\nu_0, \theta_0)$, $F(f)S(\psi)$ объединим волны, для которых соотношение (1) выполнить невозможно. Заметим далее, что каждая составляющая активной части частотно-углового спектра (ЧУС) звукового поля связывается условием (1), как правило, с двумя строго определенными спектральными плотностями плоских монохроматических световых волн: падающей $\mathbf{E}_0(\nu_0, \theta_0)$ и дифрагированной $\mathbf{E}_1(\nu_1, \theta_1)$. Таким образом, процесс АОВ может быть представлен суммой актов трех волновых парциальных взаимодействий плоских волн из активных частей ЧУС $\mathbf{E}_\alpha(\nu_\alpha, \theta_\alpha)$ и $F(f)S(\psi)$. Считается, что при малой эффективности взаимодействия указанные составляющие и формируют пространственно-временную структуру дифракционного поля. При этом разделение ЧУС $\mathbf{E}(\nu_0, \theta_0)$ и $F(f)S(\psi)$ на активные и пассивные части наглядно иллюстрируется векторными диаграммами. В качестве примера на рис.3 дана векторная диаграмма, поясняющая механизм образования углового спектра монохроматического дифрагированного пучка $\mathbf{E}_1(\mathbf{r})$ образованного при рассеянии опорного пучка $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ с расходимостью $\Delta\theta$ акустическим полем с шириной углового спектра $\Delta\psi$. Из данного рисунка хорошо видно, что при указанных значениях $\Delta\theta$ опорный пучок взаимодействует лишь с частью углового спектра $\Delta\psi$ акустического поля. Это и есть активная часть углового спектра звукового поля $\Delta\psi'$, необходимая для отклонения светового пучка с расходимостью $\Delta\theta$. Величина $\Delta\theta$, а также ширина углового спектра ди-

фрагированного пучка $\Delta\theta_1$ легко находится путем простых геометрических построений, приведенных на данном рисунке.

2.3 АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АОВ

Аналогичным образом моделируются и более сложные, динамические процессы пространственно-временной акустооптической модуляции (АОМ)]. Так процесс рассеяния плоской монохроматической световой волны модулированным ультразвуковым пучком может быть проиллюстрирован векторной диаграммой изображенной на рис. 4. Эта диаграмма позволяет установить как качественные, так и количественные характеристики дифракционного светового поля. Отсюда, в частности, следует, что угловой спектр дифрагированного пучка должен состоять только из монохроматических составляющих. Однако, частоты этих составляющих должны изменяться по угловому спектру $E_1(\nu_1, \theta_1)$ в соответствии с частотным спектром поля $U(\mathbf{r})$. Отсюда же легко найти как значение $\Delta\theta_1$, так и ширину углового спектра звукового поля, необходимую для модуляции в полосе частот Δf .

Геометрическая интерпретация процесса пространственно-временной модуляции света с помощью векторных диаграмм, подобная изображенной на рис.3,4, сильно усложняется и делается ненаглядной в случаях, когда оба пучка $E(\mathbf{r})$ и $U(\mathbf{r})$ имеют сложную структуру, приближающуюся к структуре реальных полей. В данных ситуациях обычно ограничиваются аналитическим описанием ЧУС $E_\alpha(\nu_\alpha, \theta_\alpha)$ и $F(f)S(\psi)$. Для этого достаточно самых общих качественных

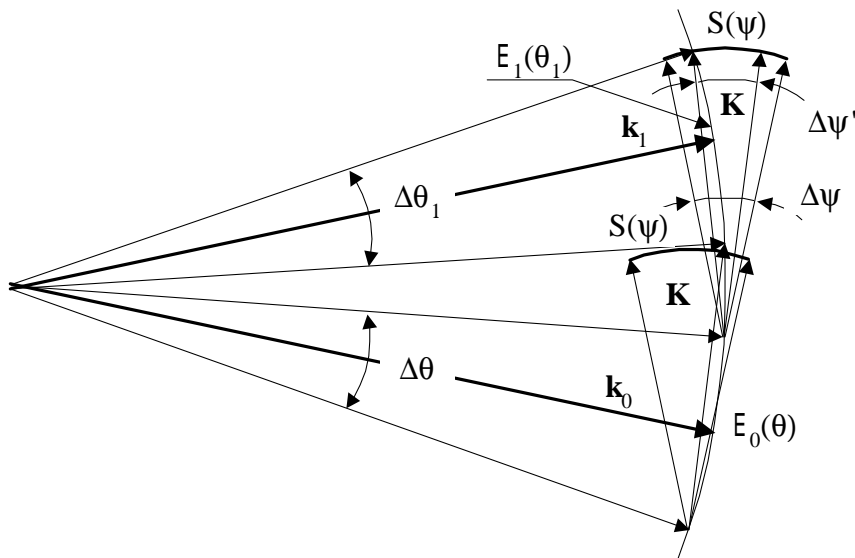


Рис.3 Векторная диаграмма нормального АОВ волновых пучков в изотропной среде

соображений, чтобы в приближении малой эффективности дифракции записать связь указанных распределений в виде простого линейного соотношения,

$$E_1(\theta_1, f) = \xi F(f) S(f, \theta_1) E(\theta_0(f, \theta_1)) \quad (10)$$

где ξ -коэффициент акустооптической связи. Входящие в (2) зависимости $\theta_0(f, \theta_1)$ и $\psi(f, \theta_1)$ легко найти из условия синхронизма (1). Динамика углового распределения амплитуды светового поля дифрагированного пучка находится

из (10), путем обращения данного соотношения с помощью обратного преобразования Фурье по времени:

$$E_1(t, \theta_1) = \xi F_t^{-1} \{ F(f) S(f, \theta_1) E(\theta_0(f, \theta_1)) \}, \quad (11)$$

где оператором $F_t^{-1} \{ \dots \}$ обозначено обратное преобразование Фурье.

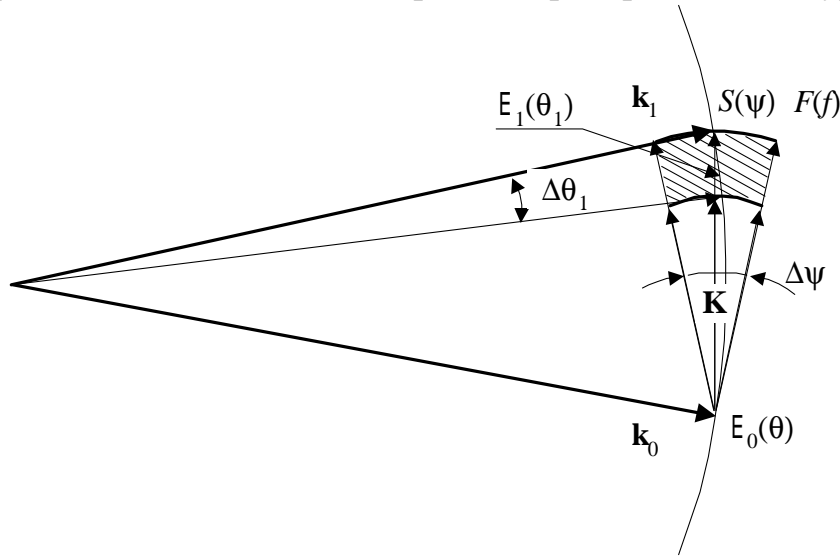


Рис.4 Векторная диаграмма пространственно-временной модуляции плоской световой волны динамическим акустическим сигналом

Константа связи ξ в (11) определяется геометрией АОВ и свойствами среды взаимодействия,

$$\xi = \frac{k_0}{\cos \Theta} \sqrt{\frac{M_2 P_a}{2HL}}, \quad (12)$$

где $L \times H$, P_a размеры пьезоэлектрического преобразователя и акустическая мощность. Величина M_2 в (12) является материальным параметром среды. Она характеризует эффективность АОВ и называется коэффициентом акустооптического качества [2,3]. Соотношение (11) широко используется для моделирования работы акустооптических устройств и разнообразных экспериментальных ситуаций при малой эффективности дифракции [3].

2.4. ПАРАМЕТРЫ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ЯЧЕЕК

Спектральная селективность процесса АОМ, в соответствии с (11), определяется зависимостью фазовой расстройкой $\Delta K = K\psi$ от частот световой ω и звуковой f волн. Ее можно установить если условие синхронизма (1) умножить скалярно на волновую нормаль \mathbf{q} , а затем из полученного соотношения выразим частоту синхронизма f_0 . Получим,

$$f_0 = \frac{V}{\lambda_0} [n_0(\mathbf{N}_0 \cdot \mathbf{q}_0) - n_1(\mathbf{N}_1 \cdot \mathbf{q}_0)].$$

Дифференцируя последнее соотношение по λ и пренебрегая дисперсией, находим,

$$\Delta f_0 = f - f_0 = \frac{V}{\lambda_0^2} [n_0(\mathbf{N}_0 \cdot \mathbf{q}_0) - n_1(\mathbf{N}_1 \cdot \mathbf{q}_0)] \Delta \lambda \quad (13)$$

Это, так называемая, перестроечная зависимость АОМ, связывающая частоту акустической волны с длиной волны, находящейся с ней в синхронизме спектральной компонентой светового поля. Из двух последних формул находим спектральное разрешение N модулятора,

$$N = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} = \frac{f_0}{\Delta f}, \quad (14)$$

Последняя формула связывает величину N с относительной полосой частот дифракции модулятора Δf .

В соответствии с (12) граничные частоты f_g и f_n , определяющие величину Δf , связаны с шириной углового спектра звукового поля $\Delta\psi$ уравнением

$$|\Delta K(f_{g,n}, \theta_1)| = K\Delta\psi \quad (15)$$

Для решения (15) необходимо знать явную зависимость фазовой расстройки от частоты. Вблизи частоты синхронизма эта зависимость с достаточной точностью описывается линейными зависимостями. Можно показать, что в указанном приближении полоса частот нормального и большинства аномальных режимов АОВ будет описываться формулой,

$$\Delta f = \frac{V(\mathbf{G} \cdot \mathbf{N})}{2\pi(\mathbf{q} \cdot \mathbf{N})} K\Delta\psi, .$$

где \mathbf{G} – нормаль к области взаимодействия (рис.1). Учитывая, что $\mathbf{q} \cdot \mathbf{N} = \sin\Theta_b$, и

$$\Delta\psi \approx V/Lf_0,$$

получим

$$\Delta f \approx \frac{V \cos(\Theta_b)}{L \sin(\Theta_b)}. \quad (16)$$

Данной формулой можно пользоваться, в частности, для оценки Δf аномальной широкоугольной дифракции.

Для случая нормального АОВ последнюю формулу можно упростить. Здесь учитывая (4) и полагая угол Брэгга Θ_b малым, получим,

$$\Delta f = \frac{2V^2 n}{L\lambda_0 f_0}. \quad (17)$$

При широкополосном аномальном АОВ линейная аппроксимация частотной зависимости не выполняется. В данном случае вместо (17), получим [2],

$$\Delta f \approx 2\sqrt{\frac{2n_1 V^2}{\lambda_0 L}}. \quad (18)$$

Угловой апертурой $\Delta\theta$ АОФ называется угловой сектор возможных направлений плоской световой волны на входе фильтра, в пределах которого его дифракционная эффективность уменьшается не более чем в два раза. Данный показатель находится, аналогично изложенной выше методике отыскания Δf , т.е. путем решения уравнения (15) относительно угла θ . Если пренебречь некоторыми проявлениями анизотропии среды взаимодействия, то выражение для $\Delta\theta$ имеет вид:

$$\Delta\theta = \frac{\lambda_0 f_0 \cos(\Theta_b)}{Vn \sin(2\Theta_b)} \Delta\psi.$$

Отсюда, учитывая (16), получим величину $\Delta\theta$ для нормального АОВ,

$$\Delta\theta = \Delta\psi = \frac{V}{f_0 L}. \quad (19)$$

3. СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

3.1. Расчетное задание

Провести расчет следующих параметров акустооптического модулятора, изготовленной из кристалла парателлурита, в нормальном и аномальном широкополосном режимах АОВ:

- 3.1.1. полосы частот дифракции Δf ;
- 3.1.2. спектрального разрешения $N = \lambda / \Delta\lambda$;
- 3.1.3. угловой апертуры $\Delta\theta$

Необходимые для расчетов параметры АО модулятора даны в таблице.

Длина волны света, мкм	0.63
Скорость звуковой волны, км/с	0.653
Показатель преломления обыкновенной волны n_o	2.42
Показатель преломления необыкновенной волны n_e	2.26
Размер L апертуры акустического пучка, мм	1.5
Частота звука (для нормального режима АОВ), мГц	150
Направление акустической волны	
α , град.	45
φ , град	83

Для проведения расчетов следует воспользоваться также данными рис.6-8. Направления волновой нормали звуковой волны \mathbf{q} и нормали к плоскости дифракции \mathbf{T} для графического материала на указанных рисунках определяются углами Эйлера в соответствии с рис.5.

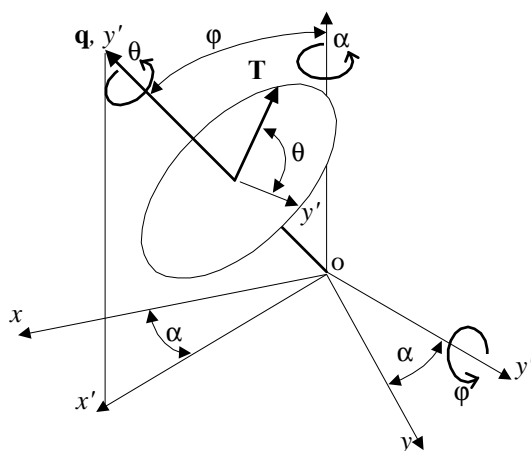


Рис. 5 Обозначение ориентации волновой нормали упругой волны \mathbf{q} и нормали \mathbf{T} плоскости АОВ относительно кристаллофизической системы координат углами Эйлера α , φ и θ

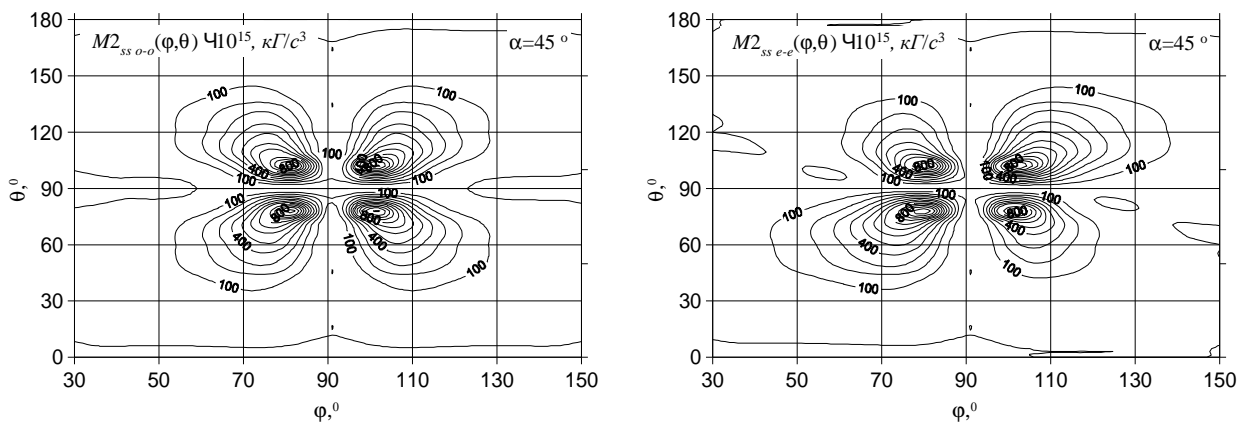


Рис. 6 Анизотропия акустооптическая активности медленной сдвиговой звуковой волны при нормальном АОВ в плоскости $\alpha=45^\circ$ кристалла парателлурита

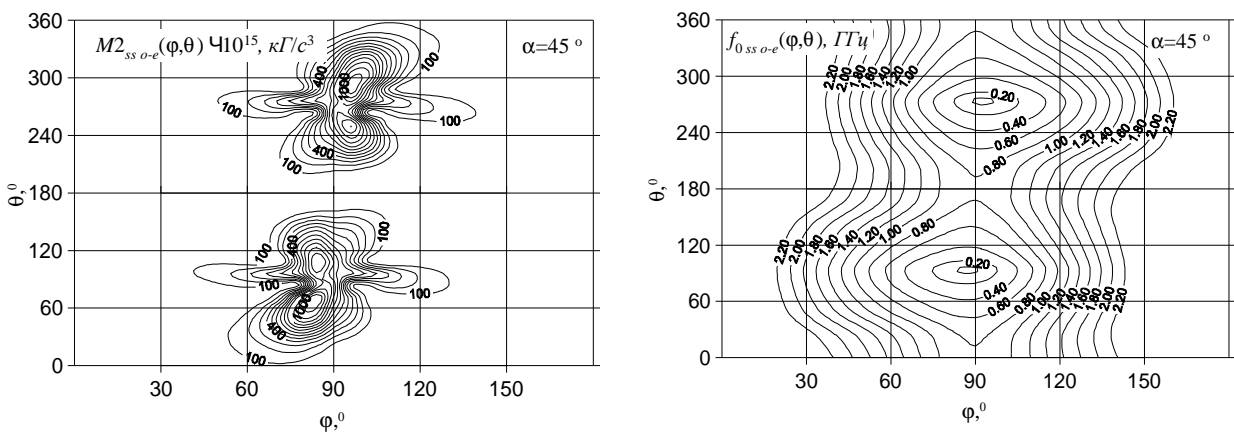


Рис. 7 Анизотропия $M2$ и частоты синхронизма аномальной широкополосной дифракции на медленной сдвиговой звуковой волне в плоскости $\alpha=45^\circ$ кристалла парателлурита ($\lambda=0.63$ мкм.)

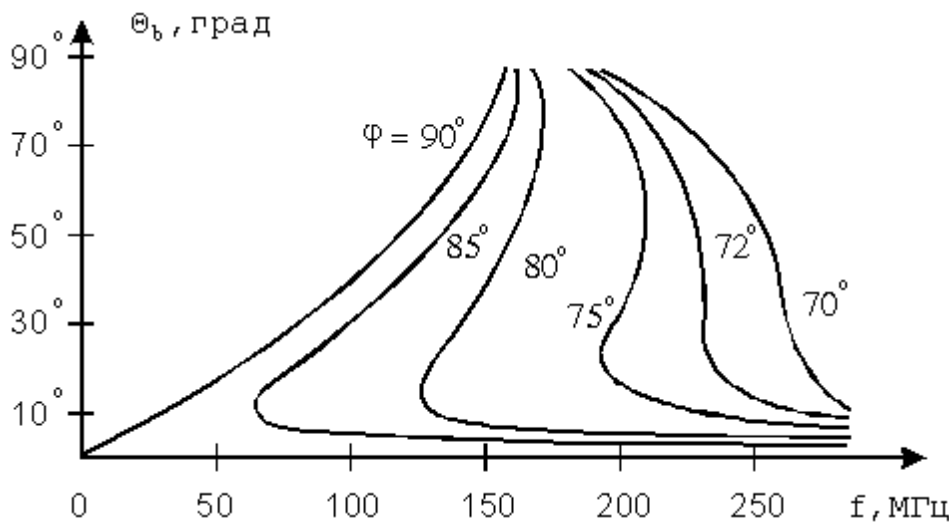


Рис.8. Частотная зависимость угла Брэгга Θ_b для $\lambda=0.63$ мкм. при вариации направления акустической волны (угол φ) в плоскости $\alpha=45^\circ$ парателлурита

3.2. ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Структурная схема лабораторной установки для измерения угловой апертуры и спектрального разрешения АОМ в различных режимах дифракции приведена на рис.5.

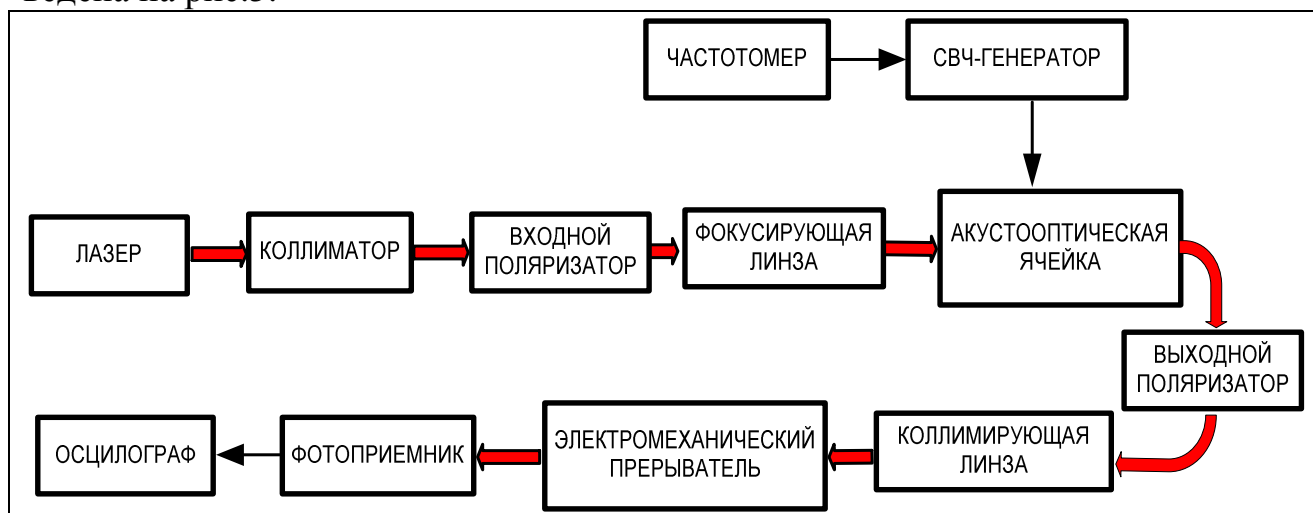


Рис. 5 Структурная схема установки для измерения угловой апертуры и спектрального разрешения АОМ

Установка включает в себя следующие узлы:

- Не-Ne-лазер ЛГН-113, являющийся источником монохроматического опорного светового поля ($\lambda=0,63$ мкм.);
- коллиматор, снижающий дифракционную расходимость светового пучка;
- АО модулятор, изготовленный из кристалла парателлуриата (TeO_2). Модулятор установлен на гониометрическом столике и соединен с перестраиваемым высокочастотным генератором Г4-119А;
- Электронный частотомер, предназначенный для точного измерения частоты возбуждаемой акустической волны;
- перестраиваемый поляризатор, ось пропускания которого совпадает с поляризацией дифрагированной волны.
- электромеханический прерыватель, предназначенный для преобразования непрерывного светового потока в низкочастотную последовательность световых импульсов;
- фотоприемник с фокусирующей линзой, соединенный с осциллографом С1-65.

3.3. ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Акустооптический модулятор, используемый в экспериментальной установке, возбуждается медленной сдвиговой акустической волной. Для этого на одну из его граней, ориентированную в направлении $\alpha=45^\circ$ и $\varphi=83^\circ$ приклеен пластинчатый преобразователь, возбуждающий требуемую волну в диапазоне частот ~ 30 -220 МГц. Плоскость перпендикулярная возбуждающей грани АОМ

и его входным и выходным окнам (плоскость звукопровода модулятора) лежит в главной плоскости кристалла $\theta=90^0$.

3.3.1. Режим аномальной дифракции

Если опорный световой пучок лежит в данной плоскости, то в соответствии с данными рис. 6-8, возбуждаемая в АОМ акустическая волна, может рассеивать свет только с поворотом плоскости поляризации (аномальное АОВ). Изменяя угол Брэгга Θ_b , можно устанавливать различные режимы аномального взаимодействия. Так, согласно (7), режим аномальной широкополосной дифракции достигается при минимальном угле Θ_{b0} . Практически настройка АОМ на указанный режим достигается вблизи $\Theta_b=0$. Более точные значения соответствующих Θ_{b0} и частоты синхронизма f_0 можно найти следующим образом:

1. Ориентируясь по отраженному от входного окна АОМ световому пучку, установить нулевой Θ_b . С гониометрической шкалы поворотного столика считать и записать начальную величину Θ^* ;
2. Установить величину Θ_b заведомо большей, чем Θ_{b0} ;
3. Изменяя частоту акустической волны определить соответствующие данному углу Брэгга две частоты синхронизма f_{01} и f_{02} и частоту широкополосной дифракции:

$$f_0=(f_{01}+f_{02})/2. \quad (20)$$

4. Установить частоту генератора равной f_0 и, изменяя угол Брэгга добиться синхронизма. С гониометрической шкалы считать значение угла Θ и определить Θ_{b0} ,

$$\Theta_{b0}=\Theta-\Theta^*. \quad (21)$$

Для установки режима широкоугольной аномальной дифракции можно воспользоваться данными рис.8. Для этого, в соответствии с приведенными графиками, следует установить требуемую частоту синхронизма и угол Брэгга Θ_{b0} . Согласно (21) этот угол связан с показаниями шкалы как,

$$\Theta =\Theta_{b0}+\Theta^*. \quad (22)$$

При исследовании режима анизотропной дифракции удобно с помощью перестраиваемого поляризатора подавить опорную волну на выходе АОМ. Для этого ось пропускания поляризатора следует скрестить с поляризации опорной световой волны.

3.3.2. Режим нормальной дифракции

В соответствии с данными рис.6 дифракционная активность медленной сдвиговой волны в данном режиме АОВ равна нулю, если опорный световой пучок распространяется в плоскости звукопровода модулятора ($\theta=90^0$). Из этих графиков следует, что для достижения максимальной эффективности нормального АОВ плоскость дифракции достаточно наклонить на $\sim 5\div 7^0$ относительно $\theta=90^0$. Практически это достигается путем вращения одного из трех крепежных винтов гониометрического столика. Величина угла наклона плоскости дифракции относительно главной плоскости кристалла при этом пропорциональна углу наклону светового пучка, отраженного от входного окна модулятора, отно-

чительно опорного светового пучка. Для настройки на режим нормальной дифракции ось пропускания поляризатора необходимо совместить с поляризацией опорной световой волны.

3.3.3. Измерения угловой апертуры

Измерение угловой апертуры АОМ по п.3.2.1. сводятся к определению ширины угловой зависимости $E_1(\theta)$ по уровню 3 дБ. Для этого, в соответствии с выбранным режимом дифракции, устанавливается частота генератора равная частоте синхронизма (см. 3.3.1.). Затем, путем вращения закрепленного на гониометрическом столике модулятора следует установить угол падения опорной световой волны равным углу Брэгга для выбранного режима АОВ. Правильная установка угла падения идентифицируется по максимальной интенсивности дифрагированного светового пучка и амплитуде импульсов на экране осциллографа. Необходимо зафиксировать соответствующие угол падения Θ^* и амплитуду импульсов в синхронизме. Угловая апертура АО модулятора определяется при расстройке угла падения Θ относительно Θ^* , Границы диапазона $\Delta\theta$ определяются по двукратному спаду амплитуды импульсов на экране осциллографа.

Изменение режима аномального АОВ осуществляется путем соответствующей установки угла падения опорного светового пучка на АО модулятор. При этом режимы аномальной широкоугольной и широкополосной дифракции устанавливаются подбором таких углов Θ^* , при которых достигаются минимальная зависимость интенсивности дифрагированного светового пучка от вариации угла падения и частоты звуковой волны соответственно. При исследовании АОВ нормального и аномального типов ось пропускания поляроида должна соответственно совпадать и быть ортогональной линейной поляризации опорного пучка.

3.3.4. Измерение спектрального разрешения

Спектральное разрешение N АО модулятора находится на основе соотношения (14), связывающего между собой значение N и относительной полосы частот дифракции $\Delta f/f_0$. Методика измерений N близка к изложенной в п.3.1.1. Однако, в отличие от измерения $\Delta\theta$, здесь расстройка фазового синхронизма АОВ в модуляторе достигается не за счет изменения угла падения, а частоты звуковой волны относительно частоты синхронизма f_0 .

3.4. Порядок выполнения работы

3.4.1. Собрать установку и провести измерения угловой апертуры АО модулятора по п.3.2.1. в режимах:

нормального АОВ на частоте $f_0 \approx 120$ - МГц.

широкоугольной и широкополосной дифракции (частоты синхронизма определить экспериментально)

3.4.2. Собрать установку и провести измерения спектрального разрешения АО модулятора по п. 3.3.2 в режимах указанных в п.3.4.2. для волны $\lambda=0,63$ мкм.

4. Список литературы

1. Скляров 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. А.Н.Пихтин Оптическая и квантовая электроника. – М: Высшая школа. 2001, 572с.
6. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики.-М.: Радио и связь, 1985.-
7. Е.С.Кухаркин. Электрофизика информационных систем. - М; Высшая школа 2001-670..