

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное  
учреждение  
высшего профессионального образования  
«Томский государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

Современные проблемы науки и индустрии фотоники и  
оптоинформатики

## **ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Методические указания к лабораторным работам  
для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика»

2012

Буримов Н.И., Шандаров С.М.

Электрооптическая модуляция лазерного излучения = Современные проблемы науки и индустрии фотоники и оптоинформатики: Методические указания к лабораторным работам для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика» / Н.И. Буримов, С.М. Шандаров; Министерство образования и науки Российской Федерации, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Кафедра электронных приборов. - Томск : ТУСУР, 2012. – 14 с.

Целью работы является ознакомление с оборудованием и методикой измерения электрооптических параметров анизотропного кристалла, а также их вычисление на основе экспериментальных данных.

Предназначено для студентов очной и заочной форм, обучающихся по направлению «Фотоника и оптоинформатика» по курсу «Современные проблемы науки и индустрии фотоники и оптоинформатики».

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Томский государственный университет систем управления и  
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

УТВЕРЖДАЮ  
Зав.кафедрой ЭП  
\_\_\_\_\_С.М. Шандаров  
«\_\_» \_\_\_\_\_ 2012 г.

Современные проблемы науки и индустрии фотоники и оптоинформатики

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Методические указания к лабораторным работам  
для студентов направления «Фотоника и оптоинформатика»

Разработчик

\_\_\_\_\_Н.И. Буримов  
\_\_\_\_\_С. М. Шандаров  
«\_\_» \_\_\_\_\_ 2012 г

## Содержание

|  |    |
|--|----|
| 1 Введение.....  | 5  |
| 2 Теоретическая часть.....   | 5  |
| 2.1 Тензорное описание электрооптического эффекта.....   | 5  |
| 2.2 Линейный электрооптический эффект.....   | 6  |
| 2.2.1 Кубические нецентросимметричные кристаллы классов симметрии $23$<br>и $43m$ .....                      | 7  |
| 2.2.2 Кристаллы симметрии $4mm$ .....  | 7  |
| 2.2.3 Кристаллы симметрии $3m$ .....   | 8  |
| 2.3 Распространение световых волн в среде с линейным<br>двулучепреломлением при однородном внешнем поле..... | 8  |
| 2.4 Фазовый электрооптический модулятор поперечного типа.....  | 9  |
| 2.5 Амплитудный электрооптический модулятор.....   | 10 |
| 3 Экспериментальная часть.....   | 12 |
| 3.1 Оборудование.....  | 12 |
| 3.2 Задание.....   | 12 |
| 3.3 Методические указания по выполнению работы.....  | 12 |
| 3.4 Содержание отчета.....   | 14 |
| 4. Контрольные вопросы.....  | 14 |
| Список литературы.....   | 14 |

## 1 Введение

Целью работы является ознакомление с оборудованием и методикой измерения электрооптических параметров анизотропного кристалла, а также их вычисление на основе экспериментальных данных.

## 2 Теоретическая часть

В данном разделе будут рассмотрены теоретические основы электрооптического эффекта, который состоит в изменении оптических свойств кристаллов под действием электрического поля.

### 2.1 Тензорное описание электрооптического эффекта

Известное материальное уравнение перепишем в виде

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot \hat{\mathbf{b}} \cdot \mathbf{D}, \quad (2.1.1)$$

где  $\hat{\mathbf{b}} = (\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^r)^{-1}$  – тензор диэлектрической непроницаемости;  $\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^r$  – тензор относительной диэлектрической проницаемости.

Исторически сложилось, что действие внешних электрических полей на вещество принято рассматривать как изменение именно тензора диэлектрической непроницаемости среды для светового поля. Представим компоненты тензора  $\hat{\mathbf{b}}$  в следующем виде:

$$b_{ij} = b_{ij}^0 + \Delta b_{ij}(\mathbf{E}^0), \quad (2.1.2)$$

где  $\mathbf{E}^0$  – напряженность электрического поля, прикладываемого к веществу.

Если это поле далеко от порога разрешения или пробоя, оно приводит к небольшим изменениям оптических свойств среды, так что выполняется соотношение

$$\Delta b_{ij} \ll b_{ij}(\mathbf{E}^0), \quad (2.1.3)$$

где  $b_{ii}^0$  – диагональные компоненты тензора  $\hat{\mathbf{b}}^0$  для невозмущенной среды.

Для случая диагонального тензора  $\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}^0$ , тензор  $\hat{\mathbf{b}}^0$  также является диагональным:

$$b_{ij}^0 = \frac{1}{\varepsilon_{ii}^r} \cdot \delta_{ij}, \quad \hat{\mathbf{b}}^0 = \begin{vmatrix} \frac{1}{\varepsilon_{11}^r} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\varepsilon_{22}^r} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\varepsilon_{33}^r} \end{vmatrix}, \quad (2.1.4)$$

и может быть найден по обычным правилам получения обратной матрицы.

Тензор  $\Delta b_{ij}$ , характеризующий изменение диэлектрических свойств среды для светового излучения под действием “низкочастотного” электрического поля, можно представить в виде разложения по степеням  $E^0$ . Опыт показывает, что достаточно ограничиваться линейными и квадратичными членами разложения:

$$\Delta b_{ij} = r_{ijk} \cdot E_k^0 + R_{ijkl} \cdot E_k^0 \cdot E_l^0, \quad (2.1.5)$$

Здесь первый член описывает линейный электрооптический эффект, а второй - квадратичный электрооптический эффект. Коэффициенты в разложении являются тензорами третьего ( $r_{ijk}$ ) и четвертого ( $R_{ijkl}$ ) рангов, а их компоненты называются соответственно электрооптическими и квадратичными электрооптическими постоянными.

Волновое уравнение, которое описывает распространение света в возмущенной среде, оперирует с тензором диэлектрической проницаемости  $\hat{\epsilon} = \epsilon_0 \cdot \hat{\epsilon}^r$ . Можно показать, что в пренебрежении квадратичными членами выполняется соотношение

$$\Delta \epsilon_{ij}^r = -\epsilon_{ik}^{0r} \cdot \epsilon_{jl}^{0r} \cdot \Delta b_{kl}, \quad \epsilon_{ij} = \epsilon_0 (\epsilon_{ij}^{0r} + \Delta \epsilon_{ij}^r). \quad (2.1.6)$$

## 2.2 Линейный электрооптический эффект

В случае кристаллов без центра симметрии тензор третьего ранга  $r_{ijk}$  отличен от нуля, и линейный электрооптический эффект (эффект Поккельса) является определяющим. В этом случае можно пренебречь в формуле (2.1.5) квадратичным членом:

$$\Delta b_{ij} = r_{ijk} \cdot E_k^0. \quad (2.2.1)$$

Тензор третьего ранга  $r_{ijk}$  имеет в общем случае 27 компонент. Поскольку тензор  $\epsilon_{ij}$  является симметричным,  $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$ , то и тензор  $r_{ijk}$  симметричен по перестановке первых двух индексов:

$$r_{ijk} = r_{jik} \quad (2.2.2)$$

Это дает возможность перейти от тензорных обозначений к матричным, заменив комбинацию индексов  $ij$  на один индекс (например,  $m$ ) по правилам:

$$11 \leftrightarrow 1, \quad 22 \leftrightarrow 2, \quad 33 \leftrightarrow 3, \quad 23, 32 \leftrightarrow 4, \quad 13, 31 \leftrightarrow 5, \quad 12, 21 \leftrightarrow 6 \quad (2.2.3)$$

Эти правила легко запомнить для случая тензора второго ранга:

$$\left| \begin{array}{ccc} 1 \leftarrow 6 \leftarrow 5 \\ 0 \quad 2 \quad 4 \\ 0 \quad 0 \quad 3 \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{ccc} 11 \leftarrow 12 \leftarrow 13 \\ 0 \quad 22 \quad 23 \\ 0 \quad 0 \quad 33 \end{array} \right| \quad (2.2.4)$$

Таким образом, в общем случае матрица электрооптических коэффициентов может быть представлена в виде таблицы  $6 \times 3$ . Симметрия

кристалла накладывает ограничения на электрооптические коэффициенты. Многие из них оказываются равными нулю, некоторые коэффициенты связаны друг с другом определенными соотношениями. Рассмотрим конкретный вид матрицы  $r_{mk}$  для некоторых кристаллов.

### 2.2.1 Кубические нецентросимметричные кристаллы классов симметрии 23 и 43m

Кристаллы такой симметрии имеют один независимый электрооптический коэффициент  $r_{123} = r_{213} = r_{231} = r_{312} = r_{321} = r_{132}$ , то есть  $r_{41} = r_{52} = r_{63}$ :

$$r_{mk} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{vmatrix}. \quad (2.2.5)$$

Сюда относятся кристаллы GaAs,  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ,  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ,  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  и другие. Для кристаллов  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  и  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$   $r_{41} = 5 \cdot 10^{-12}$  м/В. Для других кристаллов кубической сингонии электрооптические коэффициенты имеют меньше значения.

### 2.2.2 Кристаллы симметрии 4mm

Такие кристаллы являются одноосными, характеризуются тремя независимыми электрооптическими коэффициентами  $r_{113} = r_{223}$  ( $r_{13} = r_{23}$ ),  $r_{333}$  ( $r_{33}$ ),  $r_{232} = r_{322} = r_{131} = r_{311}$  ( $r_{42} = r_{51}$ ), то есть

$$r_{mk} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{42} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (2.2.6)$$

К этому классу относятся сегнетоэлектрические кристаллы  $\text{BaTiO}_3$ ; стронций-бариевый ниобат ( $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ ), кратко SBN, и другие. Для  $\text{BaTiO}_3$   $r_{42} = 730 \cdot 10^{-12}$  м/В,  $r_{33} = 46 \cdot 10^{-12}$  м/В,  $r_{13} = 10.2 \cdot 10^{-12}$  м/В, то есть имеется большая анизотропия электрооптического эффекта. “Недиагональный” коэффициент  $r_{42}$  более чем на 2 порядка превосходит электрооптический коэффициент кубических кристаллов. Для SBN при  $x = 0.75$   $r_{33} = 237 \cdot 10^{-12}$  м/В,

$r_{13} = 37 \cdot 10^{-12}$  м/В. Отметим, что эти коэффициенты зависят и от длины световой волны, то есть имеет место дисперсия электрооптических постоянных.

### 2.2.3 Кристаллы симметрии 3m

Данные кристаллы также являются одноосными, к ним относятся ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) и танталат лития ( $\text{LiTaO}_3$ ). Матрица электрооптических коэффициентов имеет вид

$$r_{mk} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.2.7)$$

Для  $\text{LiNbO}_3$ , при  $\lambda = 633$  нм,  $r_{22} = 3.4 \cdot 10^{-12}$  м/В,  $r_{13} = 8.6 \cdot 10^{-12}$  м/В,  $r_{33} = 30.8 \cdot 10^{-12}$  м/В,  $r_{51} = 28 \cdot 10^{-12}$  м/В.

## 2.3 Распространение световых волн в среде с линейным двулучепреломлением при однородном внешнем поле

Ограничимся анализом распространения плоских монохроматических световых волн с волновым вектором  $\mathbf{k} = k_0 \cdot n \cdot \mathbf{m}$  и вектором поляризации  $\mathbf{E} = E_m \mathbf{e}$ , где  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda$  - длина световой волны,  $n$  - показатель преломления для данной световой волны,  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{e}$  - единичные векторы волновой нормали и поляризации с компонентами  $m_k$  и  $e_k$ . В этом случае волновое уравнение приводит к следующей системе уравнений для собственных волн

$$\left[ n^2 (\delta_{mk} - m_m m_k) - \varepsilon_{mk}^r \right] \cdot e_k = 0, \quad (2.3.1)$$

где в соответствии с соотношением (2.1.6)  $\varepsilon_{mk}^r$  имеет вид

$$\varepsilon_{mk}^r = \varepsilon_{mk}^{r^0} - \varepsilon_{mi}^{r^0} \varepsilon_{kj}^{r^0} r_{ijk} E_k^0, \quad (2.3.2)$$

Здесь мы считаем поле  $E_k^0$  заданным и однородным, и пренебрегаем квадратичным электрооптическим эффектом.

Рассмотрим распространение волн вдоль оси  $x$  в кристалле ниобата лития, к которому внешнее поле приложено вдоль оси  $z$  (рисунок 2.1).

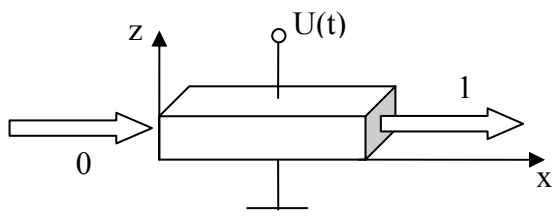




Рисунок 2.1 – Распространение волн в кристалле во внешнем электрическом поле

В этом случае, в соответствии с формулами (2.1.6), (2.2.1) и (2.2.7), тензор  $\Delta\hat{\epsilon}$  будет диагональным:

$$\Delta\epsilon_{11} = -n_0^4 r_{13} E_3^0, \quad (2.3.3)$$

$$\Delta\epsilon_{22} = -n_0^4 r_{13} E_3^0, \quad (2.3.4)$$

$$\Delta\epsilon_{33} = -n_0^4 r_{33} E_3^0, \quad (2.3.5)$$

$$\epsilon_{11}^{0r} = \epsilon_{22}^{0r} = n_0^2, \quad \epsilon_{33}^{0r} = n_e^2, \quad (2.3.6)$$

где  $n_0$  и  $n_e$  - обыкновенный и необыкновенный показатели преломления кристалла.

Вектор  $\mathbf{m}$  имеет компоненты  $m_1 = 1$ ,  $m_2 = m_3 = 0$ , и уравнение (2.3.1) принимает вид

$$\begin{cases} -\epsilon_{11}^r e_1 = 0, \\ (n^2 - \epsilon_{22}^r) e_2 = 0, \\ (n^2 - \epsilon_{33}^r) e_3 = 0. \end{cases} \quad (2.3.7)$$

Отсюда находим, учитывая соотношения (2.3.3)-(2.3.6):

$$\begin{cases} e_1 = 0, \\ n_1^2 = \epsilon_{22}^r = n_0^2 - n_0^4 r_{13} E_3^0, \quad e_2^{(1)} = 1; \\ n_2^2 = \epsilon_{33}^r = n_e^2 - n_e^4 r_{33} E_3^0, \quad e_3^{(2)} = 1. \end{cases} \quad (2.3.8)$$

Таким образом, одна собственная волна имеет обыкновенную поляризацию (вектор  $\mathbf{e}^{(1)}$  ориентирован вдоль оси  $y$ ) и показатель преломления  $n_1$ :

$$n_1 = n_0 + \Delta n_0, \quad \Delta n_0 \cong -\frac{n_0^3 r_{13}}{2} E_3^0 = -\frac{n_0^3 r_{13}}{2} \cdot \frac{U}{d}. \quad (2.3.9)$$

Вторая собственная волна имеет необыкновенную поляризацию (вектор  $\mathbf{e}^{(2)}$  направленный вдоль оси  $z$ ) и показатель преломления

$$n_2 = n_e + \Delta n_e, \quad \Delta n_e \cong -\frac{n_e^3 r_{33}}{2} E_3^0 = -\frac{n_e^3 r_{33}}{2} \cdot \frac{U}{d} \quad (2.3.10)$$

В случае входной световой волны с произвольной поляризацией поле в кристалле будет представлять линейную суперпозицию двух собственных волн – обыкновенной и необыкновенной.

## 2.4 Фазовый электрооптический модулятор поперечного типа

Конструкция фазового модулятора поперечного типа имеет вид, изображенной на рисунке 2.1. В случае распространения необыкновенно поляризованной волны имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{l}, \mathbf{t}) &= E_{3m} \mathbf{z}^0 \exp \left[ i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_e l) \right] \exp \left[ -i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(t) l \right] = \\ &= E_{3m} \mathbf{z}^0 \exp \left[ i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_e l) \right] \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{n_e^3 r_{33}}{2} U(t) \frac{l}{d} \right] \end{aligned} \quad (2.4.1)$$

Таким образом, световая волна на выходе модулятора приобретает фазовую модуляцию с величиной фазового сдвига

$$\Psi(t) = -\frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(t) l = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{n_e^3 r_{33}}{2} U(t) \frac{l}{d} \quad (2.4.2)$$

Качество материала модулятора, определяемое только его физическими свойствами, характеризуется величиной  $n_e^3 r_{33}$ . Для ниобата лития рассмотренная ориентация внешнего поля и поляризация света являются оптимальными, поскольку  $r_{33}$  имеет самую большую величину. При поляризации света вдоль оси  $y$  качество материала будет определяться параметром  $n_0^3 r_{13}$ , примерно в три раза меньшим, чем  $n_e^3 r_{33}$ .

Величина  $l/d$  определяется размерами кристалла и светового пучка и для объемного модулятора может составлять  $\sim 10 \div 30$ , при апертуре пучка  $\sim 1$  мм и длине кристалла  $\sim 10 \div 30$  мм. Для электрооптических модуляторов на полосковых волноводах эта величина,  $l/d$ , как минимум на порядок больше.

Очень часто в качестве характеристики фазового модулятора используют **полуволновое напряжение**  $U_{1/2}$  – напряжение, при котором дополнительный фазовый сдвиг  $\Psi$  модулятора равен  $\pi$ . Обычно оно составляет сотни вольт.

## 2.5 Амплитудный электрооптический модулятор

Рассмотрим световую волну на входе устройства, изображенного на рисунке 2.1, при ее поляризации под углом  $45^\circ$  к осям  $z$  и  $y$ . В этом случае поле на выходе кристалла будет иметь две составляющие

$$E_z(l, t) = \frac{E_m}{\sqrt{2}} \exp(i\omega t) \exp(-i \frac{2\pi}{\lambda} n_e l) \exp(-i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_e l), \quad (2.5.1)$$

$$E_y(l, t) = \frac{E_m}{\sqrt{2}} \exp(i\omega t) \exp(-i \frac{2\pi}{\lambda} n_0 l) \exp(-i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_0 l), \quad (2.5.2)$$

равные по амплитуде, и имеющие как постоянный фазовый сдвиг

$$\Gamma_{0e} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_e) l, \quad (2.5.3)$$

так и зависящий от приложенного напряжения

$$\Gamma(t) = \frac{2\pi}{\lambda} [\Delta n_0(t) - \Delta n_e(t)] l = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e^3 r_{33} - n_0^3 r_{13}) \frac{U(t)}{2d} l. \quad (2.5.4)$$

Для нормальной работы амплитудного модулятора постоянный фазовый сдвиг  $\Gamma_{0e}$  нужно довести до значения  $\pi \rho$ , где  $\rho$  – целое число. Это можно сделать с помощью четвертьволновой пластинки, представляющей  $x$ - или  $y$ -срез одноосного кристалла с толщиной,  $t = \lambda/4(n_0 - n_e)$  и осуществляющей

фазовый сдвиг между обыкновенной и необыкновенной волнами. Чаще всего для этого используют тонкие пластины слюды, толщину которых можно подобрать их расщеплением. Поворачивая такую пластинку на некоторый угол, можно изменять вносимый ею фазовый сдвиг от  $-\pi/2$  до  $\pi/2$ . Тогда на выходе системы (рисунок 2.2) будет иметь место линейная поляризация светового поля, которую можно определить анализатором А.

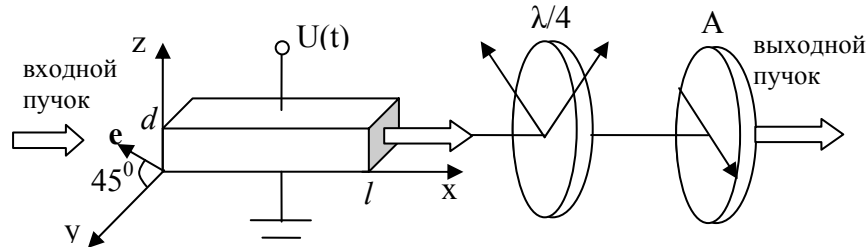


Рисунок 2.2 – Схема электрооптического модулятора

Таким образом, при  $U = 0$  интенсивность выходного излучения будет равна нулю. При  $U = U_{\lambda/2}$  она будет максимальна, а амплитудная характеристика пропускания модулятора будет иметь вид

$$T(t) = \frac{I_{\text{вых}}(t)}{I_{\text{вх}}} = \sin^2 \frac{\Gamma(t)}{2} = \sin^2 \left\{ \frac{\pi}{2} \cdot \frac{U(t)}{U_{\lambda/2}} \right\}, \quad (2.5.5)$$

$$\text{где } U_{\lambda/2} = \frac{\lambda d}{(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})l}. \quad (2.5.6)$$

Амплитудная характеристика модулятора изображена на рисунке 2.3, где для обеспечения линейности к модулятору приложено постоянное смещающее напряжение  $U_{\lambda/4}$ .

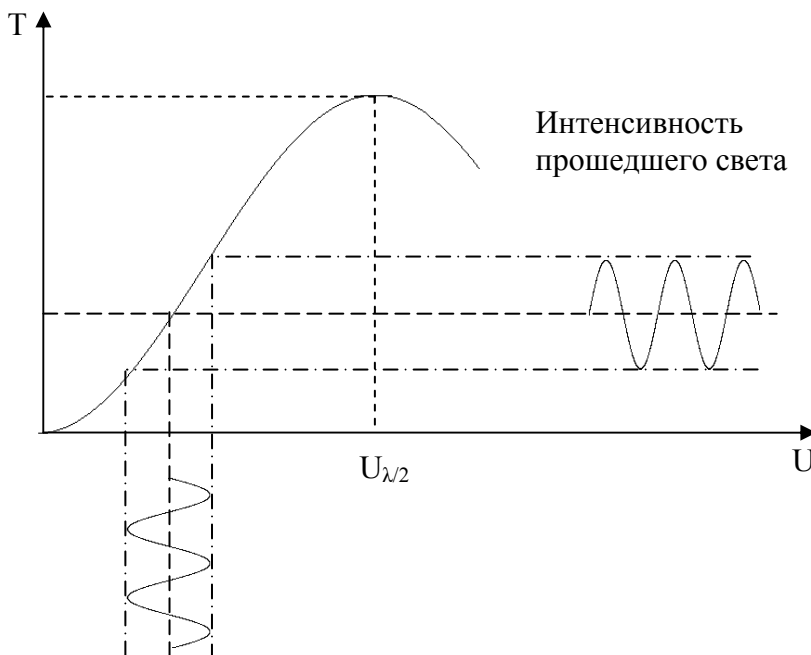


Рисунок 2.3 – Амплитудная характеристика модулятора

### 3 Экспериментальная часть

#### 3.1 Оборудование

Для выполнения лабораторной работы необходимо следующее оборудование: лазер, источник напряжения, исследуемый кристалл, четвертьволновая пластинка, анализатор, фотодиод, амперметр. Схема экспериментальной установки показана на рисунке 3.1.

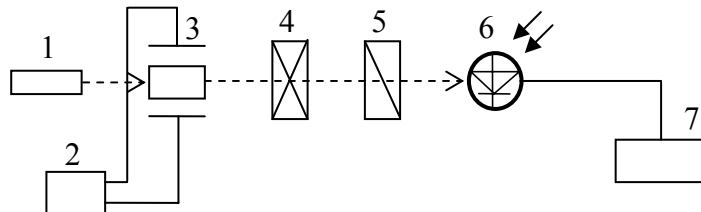


Рисунок 3.1 – Схема экспериментальной установки

1 – лазер; 2 – источник напряжения; 3 – исследуемый кристалл; 4 – четвертьволновая пластинка; 5 – анализатор; 6 – фотодиод; 7 – амперметр

#### 3.2 Задание

1. Рассчитать теоретически полуволновое напряжение для исследуемого кристалла;
2. Собрать и настроить экспериментальную установку согласно вышеприведенной схеме;
3. Построить экспериментальную зависимость интенсивности регистрируемого света от напряжения, прикладываемого поля к кристаллу;
4. Определить по полученной экспериментальной зависимости полуволновое напряжение и сравнить его с рассчитанным значением.
5. Линеаризовать полученную зависимость и рассчитать электрооптический коэффициент и сравнить с табличным значением.

#### 3.3 Методические указания по выполнению работы

При теоретическом расчете полуволнового напряжения необходимо учесть, что в экспериментальной установке реализуется поперечный электрооптический эффект, для которого искомое напряжение определяется выражением (2.5.6).

Параметры исследуемого кристалла 27,5 x 11,4 x 2,55 (мм);  $n_o = 2,286$ ;  $n_e = 2,196$ .

В данной работе измеряется линейный электрооптический коэффициент  $r$  для кристалла ниобата лития, соответствующий направлению распространению света вдоль кристаллографической оси  $Z$ , причем направление поляризации совпадает с направлением поля и с направлением кристаллографической оси  $X$ .

Линейный электрооптический коэффициент при такой геометрии взаимодействия максимален и в литературе обозначается как  $r_{33}$ .

Для настройки экспериментальной установки необходимо установить все элементы схемы, как показано на рисунке 3.1, включить лазер. Убедитесь, что напряжение, прикладываемое к кристаллу равно нулю. Поворачивая лазер вокруг оси (направление распространения света), установить поляризацию лазерного излучения равную  $45^0$  (рисунок 2.2, поляризацию можно проверить с помощью анализатора, поставив его перед кристаллом, на отметке  $45^0$  интенсивность должна быть минимальной).

Установить поляризацию анализатора 5 таким образом, чтобы показания фотодиода были максимальными. Записать значение фототока ( $I_0$ ).

Установить поляризацию анализатора 5 таким образом, чтобы показания фотодиода были минимальными. Кристалл оптически неоднороден, что связано с технологией его выращивания, поэтому даже в отсутствие поля интенсивность света после анализатора не равна нулю (паразитное изменение поляризации).

Подать внешнее напряжение на кристалл и, изменяя напряжение от 0 В до 300 В, снять зависимость фототока  $I$  от напряжения  $U$ .

Зависимость интенсивности света от напряжения  $I(U)$ , определяется следующим выражением:

$$I(U) = I_0 \sin^2 \left( \frac{\pi l r n^3}{2 \lambda d} U \right) \quad (3.3.1)$$

Видно, что зависимость (3.3.1) является нелинейной. Преобразуем эту зависимость в линейную:

$$\arcsin \sqrt{\frac{I}{I_0}} = mU \quad (3.3.2)$$

Если построить зависимость  $\arcsin \sqrt{\frac{I}{I_0}} = f(U)$ , то это будет прямая с углом наклона, определяемым коэффициентом  $m$ .

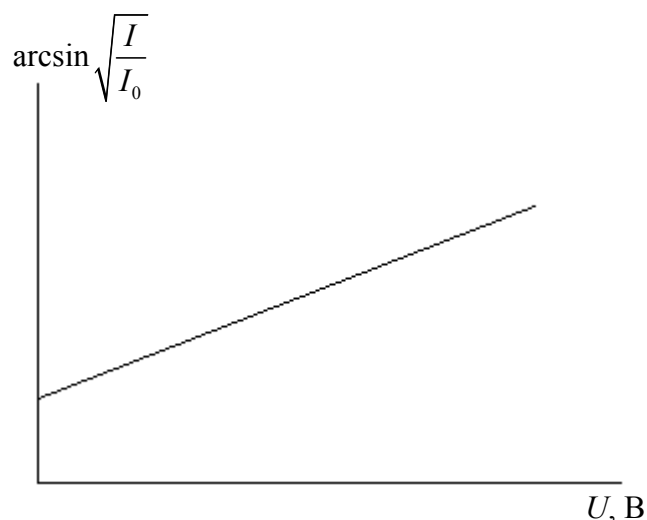


Рисунок 3.2 – Пример зависимости  $= f(U)$

Определив графически  $m$ , можно найти электрооптический коэффициент  $r$ :

$$r = \frac{2m\lambda d}{\pi n^3 l} \quad (3.3.3)$$

где  $\lambda$  – длина волны света в вакууме,  $d$  – расстояние между электродами,  $l$  – длина среды,  $n$  – показатель преломления в отсутствии поля ( $n_0$ ).

Полученные результаты удобнее записать в таблицу следующего типа:

| $U, \text{В}$ | $I, \text{мкА}$ | $I/I_0$ | $\arcsin \sqrt{\frac{I}{I_0}}$ |
|---------------|-----------------|---------|--------------------------------|
|               |                 |         |                                |

### 3.4 Содержание отчета

Отчет должен содержать:

1. титульный лист;
2. введение;
3. описание макета, и методику измерений;
4. основные расчетные соотношения;
5. результаты работы и их анализ;
6. выводы;
7. список используемой литературы.

### 4. Контрольные вопросы

1. Что такое линейный электрооптический эффект?
2. В чем отличие двуосного кристалла от одноосного?
3. Выполняются ли законы геометрической оптики для необыкновенного луча?
4. В чем отличие продольного электрооптического эффекта от поперечного?
5. Зачем нужна поляризационная пластина в экспериментальной установке?
6. Как из результатов работы определить значение электрооптического коэффициента?

### Список литературы

1. Бутиков Е. И. Оптика.- М: Высш. шк., 1986.
2. Байбородин Ю.В. Электрооптический эффект в кристаллах и его применение в приборостроении. – М., 1967

Учебное пособие

Буримов Н.И., Шандаров С.М.

Электрооптическая модуляция лазерного излучения

Методические указания к лабораторной работе  
по дисциплине «Современные проблемы науки и индустрии фотоники и  
оптоинформатики»

Усл. печ. л. \_\_\_\_\_ Препринт  
Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники  
634050, г.Томск, пр.Ленина, 40