

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

Кафедра электронных приборов

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Методические указания для лабораторного практикума

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. каф. ЭП

_____ С.М. Шандаров

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Методические указания для лабораторного практикума по направлениям
подготовки 200600, 200700 «Фотоника и оптоинформатика» по курсу
«Оптическая физика», 210105 – «Электроника и микроэлектроника» и 210100 –
«Электроника и наноэлектроника» по курсу «Квантовая и оптическая
электроника»

Разработчики:

доцент каф. ЭП

_____ Буримов Н.И.

профессор каф. ЭП

_____ Шандаров С.М.

«___»_____2012

Содержание

1 Введение.....	4
2 Теоретическая часть.....	4
2.1 Тензорное описание электрооптического эффекта.....	4
2.2 Линейный электрооптический эффект.....	6
2.2.1 Кубические нецентросимметричные кристаллы классов симметрии 23 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 двулучепреломлением при однородном внешнем поле.....	8
2.4 Фазовый электрооптический модулятор поперечного типа.....	10
2.5 Амплитудный электрооптический модулятор.....	11
3 Экспериментальная часть.....	13
3.1 Оборудование.....	13
3.2 Задание.....	14
3.3 Методические указания по выполнению работы.....	14
3.4 Содержание отчета.....	16
4. Контрольные вопросы.....	17
Список литературы.....	17

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 $\hat{\mathbf{b}} = (\hat{\varepsilon}^r)^{-1}$ – тензор диэлектрической непроницаемости; $\hat{\varepsilon}^r$ – 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 $\hat{\varepsilon}^0$, тензор $\hat{\mathbf{b}}^0$ также является диагональным:

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

и может быть найден по обычным правилам получения обратной матрицы.

Тензор Δb_{ij} , характеризующий изменение диэлектрических свойств среды для светового излучения под действием “низкочастотного” электрического поля, можно представить в виде разложения по степеням \mathbf{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 $\hat{\varepsilon} = \varepsilon_0 \cdot \hat{\varepsilon}^r$. Можно показать, что в пренебрежении квадратичными членами выполняется соотношение

$$\Delta \varepsilon_{ij}^r = -\varepsilon_{ik}^{0r} \cdot \varepsilon_{jl}^{0r} \cdot \Delta b_{kl}, \quad \varepsilon_{ij} = \varepsilon_0 (\varepsilon_{ij}^{0r} + \Delta \varepsilon_{ij}^r). \quad (2.1.6)$$

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 ε_{ij} является симметричным, $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$, 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:

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

Таким образом, в общем случае матрица электрооптических коэффициентов может быть представлена в виде таблицы 6×3 . 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 BaTiO_3 ; стронций-бариевый ниобат ($\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$), кратко SBN, и другие. Для 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 (LiNbO_3) и танталат лития (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 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 $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ - 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) ε_{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).

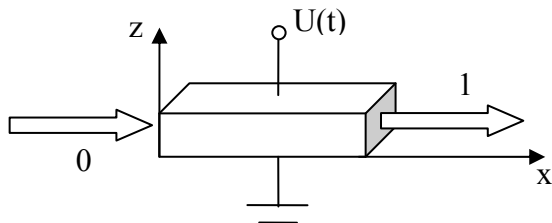


Рисунок 2.1 – Распространение волн в кристалле во внешнем электрическом поле

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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 ~ 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 Ψ модулятора равен π . 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° 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 Γ_{0e} нужно довести до значения $\pi \rho$, где ρ – 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.

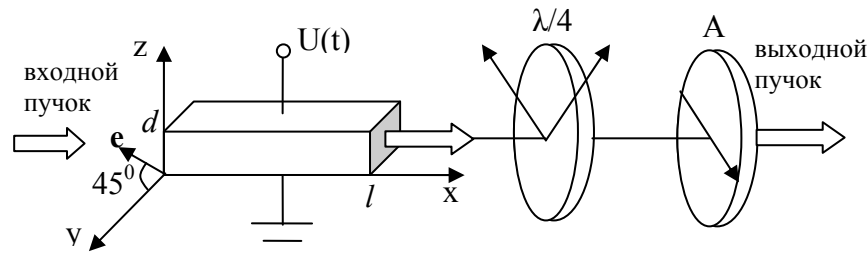


Рисунок 2.2 – Схема электрооптического модулятора

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

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

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 $U_{\lambda/4}$.

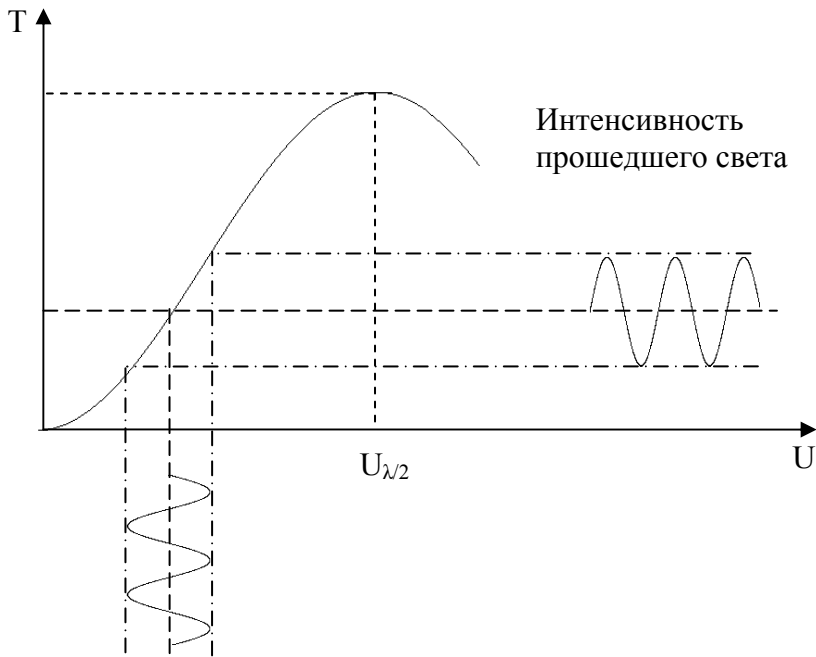


Рисунок 2.3 – Амплитудная характеристика модулятора

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.

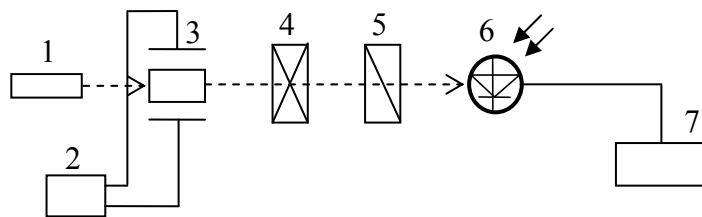


Рисунок 3.1 – Схема экспериментальной установки

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° (рисунок 2.2, поляризацию можно проверить с помощью анализатора, поставив его перед кристаллом, на отметке 45° 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 .

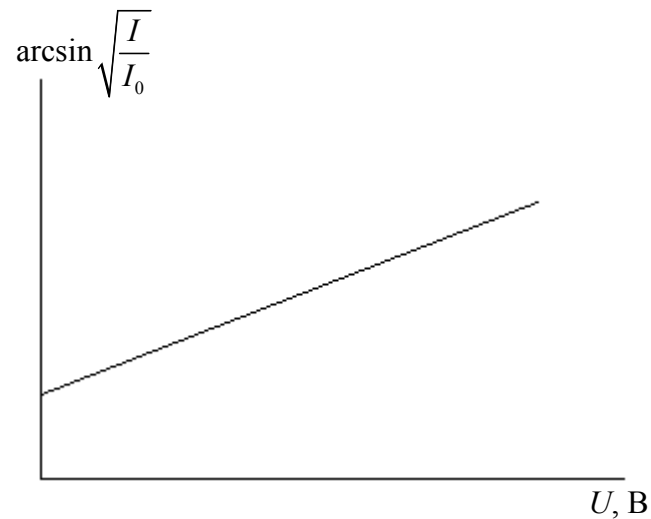


Рисунок 3.2 – Пример зависимости $\arcsin \sqrt{\frac{I}{I_0}} = f(U)$

Определив графически m , можно найти электрооптический коэффициент

r :

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

где λ – 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