

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ)

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 4.7.2

Эффект Поккельса

Б03-102

Куланов Александр

Долгопрудный, 2023 г.

- **Цель работы:** исследовать интерференцию рассеянного света, прошедшего кристалл; наблюдать изменение характера поляризации света при наложении на кристалл электрического поля.
- **В работе используются:** гелий-неоновый лазер, поляризатор, кристалл ниобата лития, матовая пластина, экран, источник высоковольтного переменного и постоянного напряжения, фотодиод, осциллограф, линейка.

1 Теоретические сведения

Эффектом Поккельса называется изменение показателя преломления света в кристалле под действием электрического поля, причём это изменение пропорционально напряжённости электрического поля. Как следствие эффекта Поккельса в кристалле появляется двойное лучепреломление или меняется его величина, если кристалл был двулучепреломляющим в отсутствие поля.

Изменение показателя преломления кристаллов под действием внешнего электрического поля происходит исключительно за счёт анизотропных свойств кристаллов. Под действием постоянного электрического поля электроны смещаются в сторону того или иного иона (в случае кристалла ниобата лития LiNbO_3 — это ион Li или Nb), при этом меняется поляризуемость среды и связанный с ней показатель преломления. В первом приближении это изменение линейно относительно внешнего электрического поля. Эффект Поккельса может наблюдаться только в кристаллах, не обладающих центром симметрии. Вследствие линейности эффекта относительно внешнего поля E при изменении направления поля на противоположное должен меняться на противоположный и знак изменения показателя преломления Δn . Но в кристаллах с центром симметрии это невозможно, так как оба взаимно противоположных направления внешнего поля физически эквивалентны. Кристалл можно поместить между двумя скрещенными поляроидами таким образом, что в отсутствие внешнего электрического поля пропускание света системой будет равно нулю. При подаче на кристалл внешнего поля появится псевдодвулучепреломление, которое изменит поляризацию прошедшего через кристалл света, и такая система начнёт пропускать свет. На этом принципе основаны многочисленные применения эффекта Поккельса в лазерной технике для оптических модуляторов, затворов и других устройств, управляющих лазерным излучением. Поскольку эффект Поккельса связан с изменением электронной поляризуемости под действием электрического поля, то он практически безынерционен — быстродействие устройств на его основе меньше 10^{-9} с.

Рассмотрим сначала кристалл в отсутствие внешнего электрического поля. Кристалл ниобата лития является одноосным кристаллом, то есть кристаллом, оптические свойства которого обладают симметрией вращения относительно некоторого одного направления, называемого оптической осью Z кристалла. Для световой волны, вектор электрического поля \vec{E} которой перпендикулярен оси Z , показатель преломления равен n_o , а для волны, вектор \vec{E} которой располагается вдоль оси Z , он равен n_e , причём $n_e < n_o$, т. е. LiNbO_3 — «отрицательный кристалл». В общем случае, когда луч света распространяется под углом θ к оптической оси Z (рис. 1), существуют два собственных значения показателя преломления n_1 и n_2 : если световой вектор \vec{E} перпендикулярен плоскости (\vec{k}, \vec{Z}) , где \vec{k} — волновой вектор луча, то волна называется обыкновенной («о» — ординарная), а показатель преломления n_1 равен n_o и не зависит от угла θ ; когда световой вектор \vec{E} лежит в плоскости \vec{k}, \vec{Z} — это необыкновенная («е» — экстраординарная) волна, при этом показатель преломления n_2 зависит от угла θ и определяется уравнением

$$\frac{1}{n_2^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2}. \quad (1)$$

Нетрудно видеть, что при $\theta = 0$ и 90° n_2 равен n_o и n_c соответственно.

Если перед кристаллом, помещённым между скрещенными поляроидами (рис. 1), расположить линзу или матовую пластинку, после которых лучи будут рассеиваться под различными углами, то на экране, расположенном за поляроидом, мы увидим тёмные концентрические окружности (коноскопическую картину) результат интерференции обыкновенной и необыкновенной волн, точнее, проекции их электрических полей на разрешённое направление выходного поляроида. В нашем эксперименте используется лазер, излучение которого поляризовано, поэтому входной поляроид можно не ставить.

Разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами, приобретаемая при прохождении через кристалл длиной l , равна

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot l \cdot (n_1 - n_2)$$

Для обыкновенного луча $n_1 = n_o$ и не зависит от угла θ между направлением луча и осью Z . Для необыкновенного луча n_2 зависит от угла θ и определяется уравнением (1). Считая, что n_c и n_o отличаются незначительно, для малых углов ($\sin \theta \approx \theta$, $\cos \theta \approx 1 - \theta^2/2$) получаем $n_2 = n_o - (n_o - n_c) \theta^2$. Таким образом,

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} l (n_o - n_c) \theta^2$$

Направлениями постоянной разности фаз служат конусы $\theta = \text{const}$, поэтому интерференционная картина представляет собой концентрические окружности. Интерференционные кольца перерезаны тёмным «мальтийским крестом», который выделяет области, где интерференция отсутствует. В этих направлениях распространяется только одна поляризованная волна (обыкновенная или необыкновенная). При повороте выходного поляроида (анализатора) на 90° картина меняется с позитива на негатив: везде, где были светлые места, появляются тёмные и наоборот.

Для случая, когда разрешённое направление анализатора перпендикулярно поляризации лазерного излучения (скрещенные поляризации), найдём радиус тёмного кольца с номером m . Для луча, идущего вдоль оси Z ($m = 0$), показатели преломления для двух волн совпадают, сдвиг фаз между ними равен нулю, поляризация излучения на выходе остаётся такой же, как на входе, и луч не проходит через анализатор. Картина не изменится при сдвиге фаз между обыкновенной и необыкновенной волной, кратном 2π . Поэтому для m -го тёмного кольца $\delta = 2\pi m \Rightarrow \frac{2\pi}{\lambda} l (n_o - n_c) \theta^2 = 2\pi m$. Если L расстояние от центра кристалла до экрана, то, учитывая закон преломления (закон Снеллиуса) на границе кристалла, при малых углах $\theta_{\text{высши}} = n_o \theta$ (рис. 1) получаем выражение для радиуса кольца:

$$r_m^2 = \frac{\lambda}{l} \frac{(n_o L)^2}{(n_o - n_c)} m \quad (2)$$

Измеряя радиусы колец, можно найти разность $(n_o - n_c)$ двулучепреломление кристалла.

Представим теперь, что мы поместили кристалл в постоянное электрическое поле E , направленное вдоль оси X , перпендикулярной оптической оси кристалла Z . Луч света распространяется вдоль оси Z , при этом для любой поляризации в отсутствие внешнего поля показатель преломления равен n_o . Свойства симметрии кристалла и его электрооптический тензор таковы, что в результате линейного электрооптического эффекта (эффекта Поккельса) в плоскости (X, Y) возникают два главных направления ξ и η под углами 45° к осям X и Y (рис. 2) с показателями преломления $(n_o - \Delta n)$ и $(n_o + \Delta n)$, то есть появляются «медленная» и «быстрая» ось, причём $\Delta n = A \cdot E_{\text{эл}}$ (A — некая константа, зависящая только от типа кристалла).

Пусть свет на входе в кристалл поляризован вертикально, а на выходе стоит анализатор, пропускающий горизонтальную поляризацию. Разложим исходный световой вектор $E = E_0 e^{i(\omega t - kz)}$ по осям ξ и η : $E_\xi = E_\eta = E_0/\sqrt{2}$. После прохождения кристалла между векторами E_ξ и E_η появится разность фаз

$$\delta = \frac{2\pi l}{\lambda} 2\Delta n = \frac{4\pi l}{\lambda} A E_{9\pi} = \frac{4\pi l}{\lambda} \frac{1}{d} AU,$$

где $U = E_{3\lambda} \cdot d$ — напряжение на кристалле, d — размер кристалла в поперечном направлении. Результирующее поле после анализатора это сумма проекций E_ξ и E_η на направление X , т. е.

$$E_{\text{Вух}} = \frac{E_0}{2} e^{i(\omega t - kl)} (e^{i\delta/2} - e^{-i\delta/2}) = E_0 e^{i(\omega t - kl)} \sin\left(\frac{\delta}{2}\right).$$

Интенсивность света пропорциональна квадрату модуля вектора электрического поля в волне:

$$I_{\text{max}} \sim EE^* = E_0^2 \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right),$$

поэтому

$$I_{\text{max}} = I_0 \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) = I_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{U}{U_{\lambda/2}}\right). \quad (3)$$

Здесь

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{4A} \frac{d}{l} \quad (4)$$

— так называемое полуволновое напряжение и имеет тот смысл, что при $U = U_{\lambda/2}$ сдвиг фаз между двумя волнами, соответствующими двум собственным поляризациям, $\delta = \pi$ (разность хода равна $\lambda/2$), и интенсивность света на выходе анализатора достигает максимума. Это следует из (3).

Студенту предлагается показать, что при параллельных поляризациях лазера и анализатора

$$I_{\text{max}} = I_0 \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{U}{U_{\lambda/2}}\right) \quad (5)$$

2 Экспериментальная установка

Оптическая часть установки представлена на рис. 1. Свет гелий-неонового лазера, поляризованный в вертикальной плоскости, проходя сквозь матовую пластинку, рассеивается и падает на двоякопреломляющий кристалл под различными углами. Кристалл ниобата лития с размерами $3 \times 3 \times 26$ мм вырезан вдоль оптической оси Z . На экране, расположенном за скрещенным поляроидом, видна интерференционная картина.

Для $\lambda = 0,63$ мкм (длина волны гелий-неонового лазера) в ниобате лития $n_o = 2,29$.

Убрав рассеивающую пластинку и подавая на кристалл постоянное напряжение, можно величиной напряжения влиять на поляризацию луча, вышедшего из кристалла. — Заменяв экран фотодиодом (рис. 3) и подав на кристалл переменное напряжение, можно исследовать поляризацию луча с помощью осциллографа.

3 Выполнение работы

4 Выводы