

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №4.7.2

Эффект Поккельса

Пилюгин Л. С.
Б02-212
20 марта 2024 г.

1 Аннотация

Цель работы: Исследовать интерференцию рассеянного света, прошедшего кристалл; наблюдать изменение характера поляризации света при наложении на кристалл электрического поля.

Оборудование: гелий-неоновый лазер, поляризатор, кристалл ниобата лития, матовая пластинка, экран, источник высоковольтного переменного и постоянного напряжения, фотодиод, осциллограф, линейка.

2 Теоритические сведения

2.1 Распространение плоских монохроматических волн в одноосных кристаллах

В некоторых кристаллах потенциальные ямы, в которых находятся электроны вблизи узлов решетки, не являются сферически симметричными. Для малых отклонений от положения равновесия потенциальная энергия электрона будет иметь вид

$$U = a_x x^2 + a_y y^2 + q_z z^2$$

Если $a_y = a_z = a_{\perp}$, $a_x = a_{\parallel}$, то кристалл называется одноосным с оптической осью x .

Так как одноосный кристалл не изотропен, векторы \vec{E} и \vec{D} в общем случае неколлинеарны:

$$\vec{D} = \varepsilon_{\perp} \vec{E}_{\perp} + \varepsilon_{\parallel} \vec{E}_{\parallel}$$

Распространение электромагнитных волн в отсутствие электрических зарядов и токов описывается уравнениями

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

Плоские монохроматические волны в таких условиях описываются уравнениями

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp \left(i \left(\omega t - \vec{k} \vec{r} \right) \right)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \exp \left(i \left(\omega t - \vec{k} \vec{r} \right) \right)$$

$$\vec{D} = \vec{D}_0 \exp \left(i \left(\omega t - \vec{k} \vec{r} \right) \right)$$

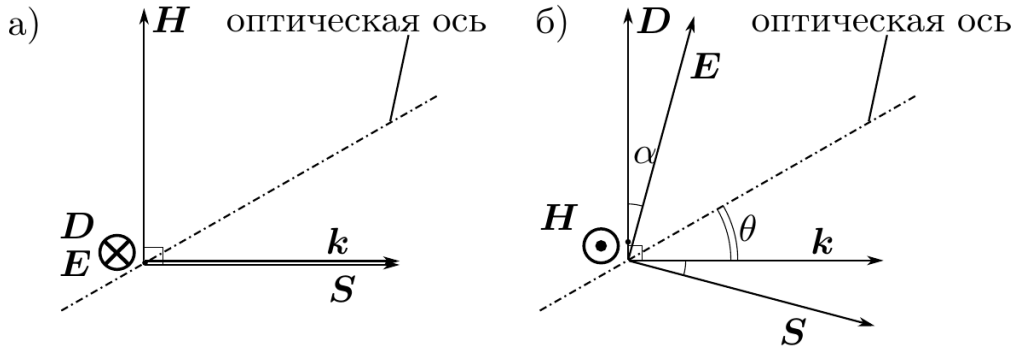
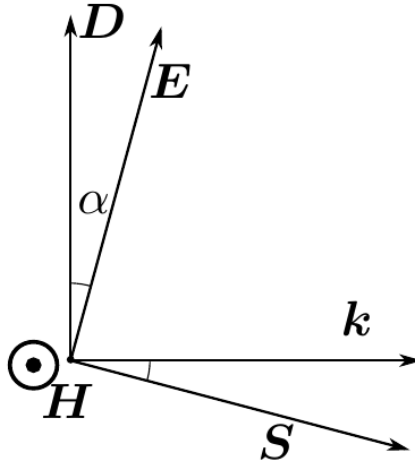
Отсюда следует, что $\text{rot } \vec{H} = -i\vec{k} \times \vec{H}$, $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = i\omega \vec{D}$ и аналогичные выражения для других векторов.

Подставив эти значения в уравнения Максвелла, получаем

$$\vec{D} = -\frac{c}{\omega} \vec{k} \times \vec{H}$$

$$\vec{H} = \frac{c}{\omega} \vec{k} \times \vec{E}$$

Отсюда видно, что \vec{D} , \vec{H} и \vec{k} взаимно перпендикулярны, а \vec{E} лежит в одной плоскости с \vec{D} и \vec{k} .



При этом выполнение материалистического уравнения возможно только если \vec{D} перпендикулярен плоскости, в которой лежат оптическая ось кристалла и \vec{k} (обыкновенная волна, рисунок слева), либо лежит в ней (необыкновенная волна, рисунок справа).

Обыкновенная и необыкновенная волны распространяются в кристалле с разной скоростью. Обыкновенная волна поперечна относительно \vec{E} и \vec{H} , поэтому для нее уравнения Максвелла те же, что и в изотропных средах, а скорость распространения

$$v_o = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}}} = \frac{c}{n_o}$$

$n_o = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$ — коэффициент преломления обыкновенной волны.

Найдем фазовую скорость необыкновенной волны.

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{cH}{D} = \frac{cE \cos \alpha}{H}, \text{ См. рисунок и формулы связи } \vec{D}, \vec{E}, \vec{H} \text{ и } \vec{k}$$

Исключая H и выражая угол α через скалярное произведение, получим

$$v = c \sqrt{\frac{E \cos \alpha}{D}} = c \sqrt{\frac{\vec{E} \vec{D}}{D^2}}$$

$$\vec{E} \vec{D} = \varepsilon_{\parallel} E_{\parallel}^2 + \varepsilon_{\perp} E_{\perp}^2 = \frac{D_{\parallel}^2}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{D_{\perp}^2}{\varepsilon_{\perp}} = D^2 \left(\frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{\cos^2 \theta}{\varepsilon_{\perp}} \right)$$

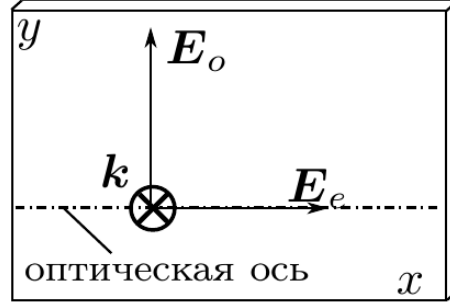
Получаем:

$$v_e = \frac{c}{n(\theta)}$$

$$n(\theta) = \frac{1}{\sqrt{\frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{\cos^2 \theta}{\varepsilon_{\perp}}}}$$

Фазовая скорость необыкновенной волны зависит от угла между оптической осью и волновым вектором. Кроме того, вектор Пойнтинга не коллинеарен волновому вектору, поэтому направление переноса энергии и переноса фазы не совпадают.

Плоская монохроматическая волна, попадающая из изотропной среды в одноосный кристалл, распадается на две взаимно ортогональные плоские волны, которые распространяются в разных направлениях и с разными скоростями.



Важным частным случаем является распространение волн в одноосном кристалле перпендикулярно оптической оси. При этом у обыкновенной оси вектор \vec{E} колеблется в плоскости, перпендикулярной этой оси. Для обыкновенной волны показатель преломления $n_o = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$, а для необыкновенной $n_e = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$ (т.к. $\theta = 90^\circ$).

Для нормально падающей волны компоненты обыкновенной и необыкновенной волн будут распространяться независимо и к моменту выхода наберут разность фаз

$$\Delta\varphi = kh(n_e - n_o)$$

2.2 Интерференция на одноосном кристалле

Если перед одноосным кристаллом, помещенным между скрещенными поляроидами, поместить матовую пластинку, после которой лучи будут рассеиваться под разными углами, то на выходе образуется интерференционная картина в виде концентрических окружностей, перерезанных крестом. Эту картину образовали обыкновенные и необыкновенные лучи.

Коэффициент преломления для обыкновенного луча не зависит от угла падения на пластинку и равен $n_1 = n_o$. Для необыкновенного луча в приближении малых углов $n_2 = n_o - (n_o - n_e)\theta^2$. Таким образом разность фаз составляет

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}l(n_o - n_e)\theta^2$$

Направлениями постоянной разности фаз служат конусы. Из-за этого картина представляет собой концентрические окружности. Крест выделяет те области, в которых распространяется только одна волна (обыкновенная или необыкновенная). При повороте выходного поляроида на 90° картина меняется на противоположную.

Найдем радиус темного кольца m в случае скрещенных поляроидов. При $m = 0$ сдвиг фаз равен нулю и луч не проходит анализатор. При сдвиге фаз $2\pi m$ ситуация аналогична. Поэтому

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

$\theta_{\text{внешн}} = n_o \theta$, поэтому

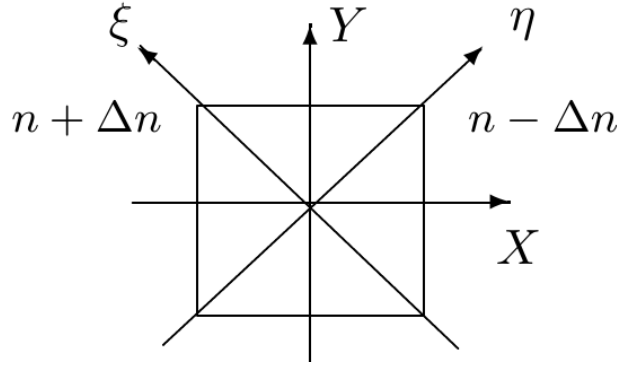
$$r_m^2 = \frac{\lambda}{l} \frac{(n_o L)^2}{(n_o - n_e)} m$$

2.3 Влияние электрического поля

Изотропное вещество можно превратить в неизотропное, поместив его в сильное электрическое поле. В этом случае электроны смещаются к новому положению равновесия и в потенциальной энергии появляются составляющие высоких порядков:

$$U = ax^2 + \beta x^3 + \gamma x^4$$

Если $\beta \neq 0$, то вторая производная энергии окажется линейной функцией и получится эффект Поггеля: появится наведенное двулучепреломление, разность показателей преломления которого пропорциональна приложенному напряжению.



Поместим одноосный кристалл с осью z в электрическое поле $E_{\text{эл}}$, направленное вдоль x . В данной работе свойства кристалла таковы, что в плоскости xy появятся дополнительные перпендикулярные направления под углами 45° к осям x и y с показателями преломления $n_o + \Delta n$ и $n_o - \Delta n$. Причем $\Delta n = A E_{\text{эл}}$.

Пусть свет на входе в кристалл поляризован вертикально, а анализатор пропускает горизонтальную поляризацию. Разложим исходный вектор $E = E_0 \exp(i(\omega t - kz))$ 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

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi l}{\lambda} A E_{\text{эл}} = \frac{4\pi l}{\lambda} \frac{1}{d} A U$$

U — напряжение на кристалле, d — его поперечный размер.

Результирующее поле после анализатора — сумма проекций E_ξ и E_η на x :

$$E_{\text{вых}} = \frac{E_0}{2} \exp(i(\omega t - kl)) (e^{i\Delta\varphi/2} - e^{-i\Delta\varphi/2}) = E_0 \exp(i(\omega t - kr)) \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)$$

В случае параллельных поляризаторов

$$E_{\text{вых}} = E_0 \exp(i(\omega t - kr)) \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)$$

Интенсивность света пропорциональна квадрату E . В случае скрещенных поляроидов:

$$I_{\text{вых}} = I_0 \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = I_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{U}{U_{\lambda/2}}\right)$$

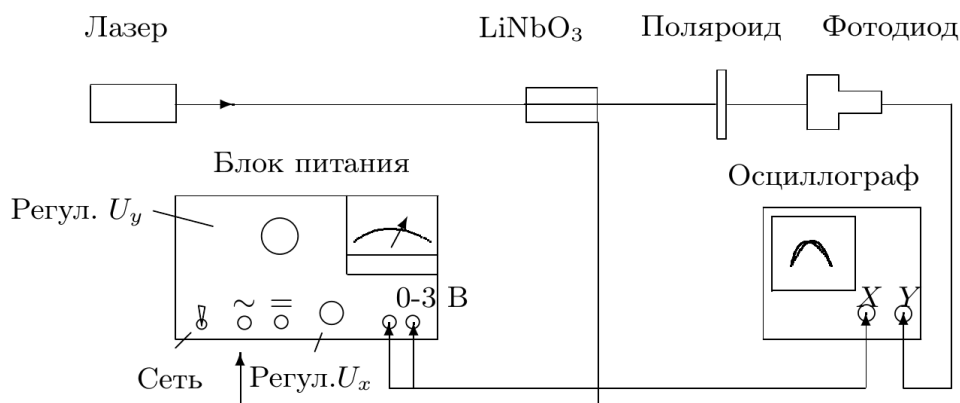
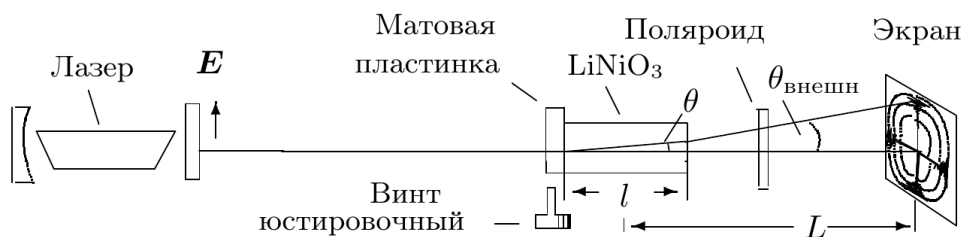
В случае параллельных

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

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

— полуволновое напряжение. При $U = U_{\lambda/2}$ сдвиг фаз между двумя волнами равен π .

3 Оборудование



Схемы установок для наблюдения интерференции и изучения двойного лучепреломления в электрическом поле приведены на рисунках.

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 в ниобате лития $n_o = 2,29$.

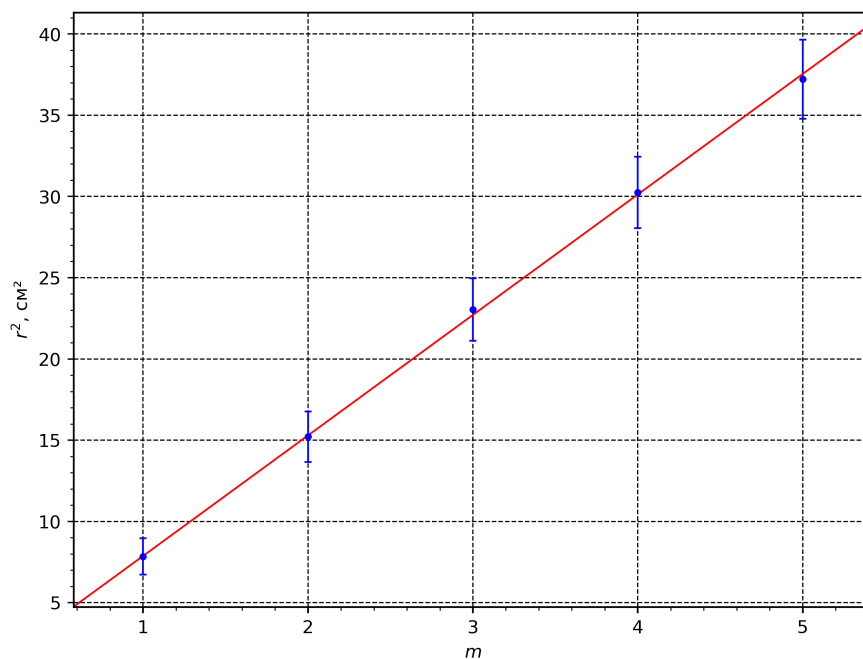
Убрав рассеивающую пластинку и подавая на кристалл постоянное напряжение, можно величиной напряжения влиять на поляризацию луча, вышедшего из кристалла.

Заменив экран фотодиодом и подав на кристалл переменное напряжение, можно исследовать поляризацию луча с помощью осциллографа.

4 Измерения

$$L = 74 \pm 0,5 \text{ см}, \lambda = 0,63 \text{ мкм}, l = 26 \text{ мм}, n_o = 2,29.$$

m	r , см
1,0	$2,8 \pm 0,2$
2,0	$3,9 \pm 0,2$
3,0	$4,8 \pm 0,2$
4,0	$5,5 \pm 0,2$
5,0	$6,1 \pm 0,2$



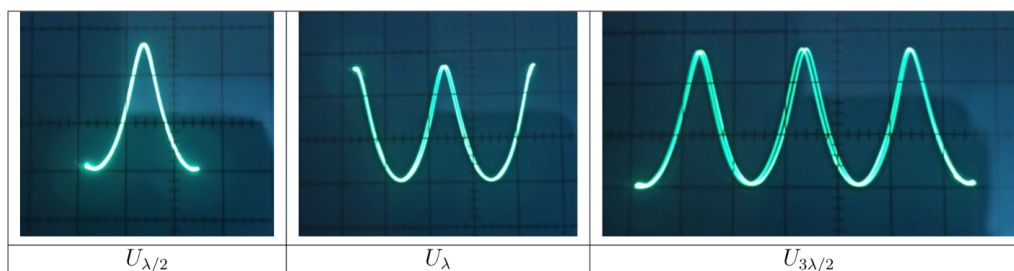
Наклон графика $k = 7,8 \pm 0,8 \text{ см}^2$

$$n_o - n_e = \frac{(n_o L)^2 \lambda}{l k} = 0,10 \pm 0,01$$

Методом изменения интенсивности пятна на экране найдем $U_{\lambda/2} = 480 \pm 15 \text{ В}$, $U_{\lambda} = 930 \pm 15 \text{ В}$, $U_{3\lambda/2} = 1410 \pm 15 \text{ В}$,

Методом фигур Лиссажу $U_{\lambda/2} = 450 \pm 30 \text{ В}$

На рисунке приведены фигуры Лиссажу для случая, когда поляризации скрещены. При переходе к параллельным поляризациям они отразятся относительно горизонтальной оси.



5 Вывод

В работе исследовалось двулучепреломление в кристалле ниобата лития и влияние на него электрического поля (эффект Поккельса). Были получены разность коэффициентов преломления для обыкновенной и необыкновенной волн и волновые напряжения.