

4.7.1. ДВОЙНОЕ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ

Цель работы: изучение зависимости показателя преломления необыкновенной волны от направления в двоякопреломляющем кристалле; определение главных показателей преломления в кристалле.

Оборудование: гелий-неоновый лазер, вращающийся столик с неподвижным лимбом, призма из исландского шпата, поляроид.

Теоретическая часть

В некоторых кристаллах потенциальные ямы, в которых находятся электроны вблизи узлов решетки, не являются симметричными. Причем всегда можно выбрать систему координат, чтобы потенциальная энергия электрона при малых отклонениях имела следующий вид

$$U = a_x x^2 a_y y^2 a_z z^2.$$

Если два коэффициента равны $a_y = a_z = a_{\perp}$, $a_x = a$, то кристалл называют одноосным, а ось x – главной оптической осью.

По сколько величины отклонений электрона от положения равновесия вдоль разных осей зависят от соответствующих коэффициентов a_x, a_y, a_z , то в случае одноосного кристалла вектор поляризации \mathbf{P} будет неколлинеарен вектору напряженности внешнего электрического поля \mathbf{E} :

$$\mathbf{P} = \alpha \mathbf{E}_{\parallel} + \alpha_{\perp} \mathbf{E}_{\perp}, \quad \mathbf{D} = \varepsilon_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} + \varepsilon_{\perp} \mathbf{E}_{\perp}. \quad (1)$$

Записав волны в общем виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})}, \quad \mathbf{D} = \mathbf{D}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})}$$

и подставив в уравнения Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},$$

получим

$$\mathbf{D} = -\frac{c}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{H}, \quad \mathbf{H} = \frac{c}{\omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E}. \quad (2)$$

Главной плоскостью будем называть плоскость, образованную оптической осью и волновым вектором \mathbf{k} . Анализ уравнений (??) показывает, что возможны два расположения векторов $\mathbf{D}, \mathbf{E}, \mathbf{k}, \mathbf{H}$ друг относительно друга:

(а) $\mathbf{D} = \varepsilon_{\perp} \mathbf{E}_{\perp}$ – \mathbf{D} перпендикулярен главной плоскости

(б) $\mathbf{D} = \varepsilon_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel} + \varepsilon_{\perp} \mathbf{E}_{\perp}$ – \mathbf{D} лежит в главной плоскости

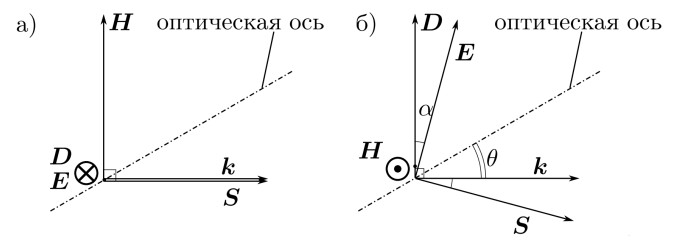


Рис. 1: Обыкновенная (а) и необыкновенная (б) волны

В первом случае волна называется обыкновенной, а во втором – необыкновенной. Поскольку уравнения Максвелла линейны, то в общем случае любое монохроматическое поле в кристалле можно представить как суперпозицию обыкновенной и необыкновенной волн.

Выразим фазовую скорость $v = \frac{\omega}{k}$ для волны в анизотропной среде

$$\begin{aligned} (??) \Rightarrow v &= \frac{cH}{D} = \frac{cE \cos \alpha}{H} \Rightarrow \\ \Rightarrow v &= \sqrt{\frac{c^2 E \cos \alpha}{D}} = c \sqrt{\frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}}{D^2}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Тогда в соответствии с формулой (??) фазовая скорость обыкновенной волны

$$v_o = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}}} = \frac{c}{n_o}. \quad (4)$$

Для необыкновенной волны

$$\begin{aligned} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} &= \varepsilon_{\parallel} E_{\parallel}^2 + \varepsilon_{\perp} E_{\perp}^2 = \frac{D_{\parallel}^2}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{D_{\perp}^2}{\varepsilon_{\perp}} \Rightarrow \\ \Rightarrow v_e &= c \sqrt{\frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{\cos^2 \theta}{\varepsilon_{\perp}}} = \frac{c}{n(\theta)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Величины $n_o = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$, $n_e = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$ называют главными показателями преломления. Используя эти обозначения можно записать формулу для $n(\theta)$ из уравнения (??)

$$n^2(\theta) = \left(\frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} \right)^{-1}. \quad (6)$$

При условии $n_o - n_e \ll n_o, n_e$ формулу (??) можно упростить

$$n(\theta) \approx n_o + (n_o - n_e) \cos^2 \theta \quad (7)$$

Экспериментальная установка

Исследуемая призма, изготовленная из исландского шпата, закреплена в центре поворотного столика. Оптическая ось кристалла параллельна длинному катету и верхней поверхности призмы. Преломляющий угол A можно рассчитать, если известны угловые координаты лучей отраженных от преломляющих граней.

Из рис.2 можно получить

$$\varphi_2 = A + \psi - \varphi_1, \quad (8)$$

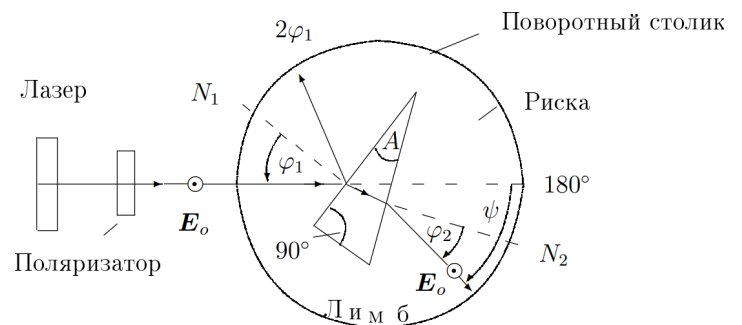


Рис. 2: Ход лучей в призме

где ψ – угол между первоначальным направлением и направлением преломленного луча – определяется по разности отсчетов на лимбе между точкой, куда попадает луч в отсутствии призмы, и точкой, куда попадает преломленный луч.

При монотонном увеличении угла падения φ_1 , угол ψ сначала монотонно уменьшается, а затем монотонно увеличивается. Наименьшее значение угла ψ_m достигается при $\varphi_1 = \varphi_2$. Тогда показатель преломления n можно рассчитать по формуле

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\psi_m + A}{2}\right)}{\sin\frac{A}{2}}. \quad (9)$$

Строго говоря, формулой (??) в случае анизотропной призмы можно воспользоваться только для обыкновенной волны. Но если учесть, что угол при вершине призмы мал и при угле наименьшего отклонения преломленный луч в призме распространяется под углом к оси кристалла, близким к $\pi/2$, то формулу (??) можно использовать в качестве оценки n_e .

Результаты и обработка

Таблица 1: Измерение преломляющего угла A призмы

	Лимб (отраженный луч), °	Риска (отражение от длинного катета), °	Риска (отражение от гипотенузы), °
0	10	65	283
1	20	70	289
2	30	75	293
3	40	80	299
4	50	85	304
5	60	90	308
6	70	95	314
7	80	100	319
8	90	105	324
9	100	110	329
10	110	115	334
11	120	120	339
12	130	130	344
13	140	140	349

Таблица 2: Измерение главных показателей преломления n_o , n_e

	Отраженный луч	Преломленный обыкновенный луч	Преломленный необыкновенный луч
0	20	212.5	203.0
1	30	210.5	202.0
2	40	209.0	201.8
3	50	208.5	201.5
4	60	208.0	202.0
5	70	208.0	202.5
6	80	209.0	203.0
7	90	210.0	204.5
8	100	211.0	206.0
9	110	213.0	208.0
10	120	215.0	210.0
11	130	217.0	212.5
12	140	220.5	215.5