

## Поляризация света

1. Поляризация света при отражении и преломлении. Закон Брюстера.
2. Двойное лучепреломление.
3. Закон Малюса.
4. Интерференция поляризованных лучей.
5. Вращение плоскости поляризации.

1) Свет является частным случаем электромагнитной волны. В электромагнитной волне происходит колебание векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ .

(Рисунок)

Световые волны поперечны ( $\vec{E}$  перпендикулярно  $\vec{V}$  и  $\vec{H}$  перпендикулярно  $\vec{V}$ ). Плоскость, в которой происходит колебание вектора  $\vec{E}$ , называется плоскостью колебаний.

В естественном свете имеются колебания, совершающиеся в самых разных направлениях, что обусловлено тем обстоятельством, что световая волна складывается из множества волн, излучаемых отдельными атомами. Так как атомы излучают волны независимо друг от друга, то в естественном свете колебания вектора  $\vec{E}$  происходят в разных плоскостях.

(Рисунок)

- естественная световая волна

Свет, в котором колебания одного направления преобладают над колебаниями других направлений, называется частично поляризованным. Если колебания светового вектора происходят только в одной плоскости, такой свет называют плоско- (или линейно-) поляризованным.

(Рисунок)

(Рисунок)

Для получения плоскополяризованного света, световую волну нужно пропустить через сферу, пропускающую колебания в одной плоскости. Приборы для получения плоскополяризованного света из естественного носят название поляризаторов. Они свободно пропускают колебания, параллельные плоскости поляризатора.

При падении света на границу раздела двух диэлектриков под углом  $i \neq 0$ , отраженные и преломленный лучи оказываются частично поляризованными. В отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения луча, в преломленном – параллельные плоскости падения.

При угле падения, удовлетворяющем условию:

$$(1) \quad \boxed{\tan j_B = n_{21}}$$

отраженный луч полностью поляризован. (1) – закон Брюстера.

(Рисунок)

$$\frac{\sin j_B}{\sin r} = n_{21} = \tan j_B = \frac{\sin j_B}{\cos j_B}$$

Следовательно,  $\sin r = \cos j_B = \sin(\frac{\pi}{2} - j_B)$ , отсюда  $r = -j_B + \frac{\pi}{2}$  и  $r + j_B = \frac{\pi}{2}$ .

Следовательно и  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ .

$j_B$  – угол полной поляризации.

Рассматривая электромагнитное поле на границе двух диэлектриков мы говорим о равенстве касательных (тангенциальных) составляющих  $\vec{E}$  по обе стороны от границы раздела. Если  $(A_1)_\perp$ ,  $(A_1')_\perp$ ,  $(A_2)_\perp$  - составляющие светового вектора, перпендикулярные к плоскости падения для падающего, а  $(A_1)_\parallel$ ,  $(A_1')_\parallel$  и  $(A_2)_\parallel$  - аналогичные параллельные составляющие, то:

$$(A_1')_\perp = -(A_1)_\perp \frac{\sin(j-r)}{\sin(j+r)}; \quad (A_1')_\parallel = -(A_1)_\parallel \frac{\tan(j-r)}{\tan(j+r)}$$

- для отраженного луча

$$(A_2)_\perp = (A_1)_\perp \frac{2 \sin r \cos j}{\sin(j+r)}; \quad (A_2)_\parallel = (A_1)_\parallel \frac{2 \sin r \cos j}{\sin(j+r) \cos(j-r)}$$

- для преломленных лучей

Тогда коэффициент отражения зависит от колебаний и для

$$\rho_\perp = \frac{J'_\perp}{J_\perp} = \frac{(A'_1)_\perp^2}{(A_1)_\perp^2} = \frac{\sin^2(j-r)}{\sin^2(j+r)}; \quad \rho_\parallel = \frac{J'_\parallel}{J_\parallel} = \frac{(A'_1)_\parallel^2}{(A_1)_\parallel^2} = \frac{\tan^2(j-r)}{\tan^2(j+r)}$$

если  $j = j_B$ , то  $(j+r) = \frac{\pi}{2}$ ;  $\sin(j+r) = 1$ ;  $\tan(j+r) = t_0$  следовательно:

$$\rho_\perp = \sin^2(j-r); \quad \rho_\parallel = 0$$

Для естественного света  $\rho = \frac{1}{2}(\rho_\perp + \rho_\parallel)$

Если  $j = 0$  (лучи падают нормально на поверхность), то:

$$\rho_\parallel = \rho_\perp = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2$$

$j \rightarrow 0$  и  $r \rightarrow 0$

$$\frac{\sin(j-r)}{\sin(j+r)} = \frac{\tan(j-r)}{\tan(j+r)} = \frac{j-r}{j+r} = \frac{\frac{j}{r} - 1}{\frac{j}{r} + 1} = \frac{n_{21} - 1}{n_{21} + 1} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}$$

Физическая суть явлений, приводящих к поляризации отраженного и преломленного лучей:

(§29 стр.162 Савельев И. В. ТЗ, 1973)

(стопа Столетова позволяет получить поляризованный луч при преломлении).

2) При прохождении света через анизотропные кристаллы наблюдается явление двойного лучепреломления.

Явление двойного лучепреломления состоит в том, что в результате прохождения в анизотропных средах (оптические свойства различны в различных направлениях), луч света разделяется на два луча, идущих в различных направлениях и с различными скоростями. Измерения показывают, что скорость света в кристаллах зависит не только

от направления распространения света, но и от ориентировки вектора  $\vec{E}$  относительно плоскости падения.

Однако в кристаллах существует одно или несколько направлений, вдоль которых скорость света не зависит от ориентировки вектора  $\vec{E}$ . Эти направления называют оптическими осями кристалла – это определенные направления в кристалле и все прямые, параллельные этому направлению, являются оптическими осями.

Различают одноосные кристаллы, двуосные и т. д. Вектор  $\vec{E}$  всегда перпендикулярен к оптической оси.

Плоскость, проведенная через луч и оптическую ось кристалла – главная плоскость.

Пусть нормально на анизотропный кристалл падает естественный луч света:

(Рисунок)

О – обыкновенный луч,  $\vec{E}$  перпендикулярен главной плоскости а значит и оптической оси.

е – необыкновенный луч,  $\vec{E}$  лежит в главной плоскости.

Обыкновенные лучи распространяются по всем направлениям в кристалле с одной и той же скоростью  $V_0$ , необыкновенные – с различными скоростями  $V_e$ , зависящими от угла между вектором  $\vec{E}$  и оптической осью. Вдоль оптической оси все лучи являются обыкновенными и в этом направлении  $V_0 = V_e$ .

В каждом из направлений распространения волны разложим вектор  $\vec{E}$  на две составляющие:  $\vec{E}_0$  – перпендикулярна к главной плоскости (амплитуда ее  $A_0$ ) и  $\vec{E}_e$  – параллельна этой плоскости (амплитуда ее  $A_e$ ). Так как  $\vec{E}_0$  и  $\vec{E}_e$  распространяются в данной среде с разными скоростями, то испускаемая источником волна разделяется на две волны.

(Рисунок)

а) положительный кристалл ( $V_e \leq V_0$ )

(Рисунок)

б) отрицательный кристалл ( $V_e \geq V_0$ )

Рассмотрим преломление плоской волны на границе положительной анизотропной среды. Для простоты предположим, что направление оптической оси параллельно этой границе:

(Рисунок)

Для этого воспользуемся принципом Гюйгенса.

При помощи аналогичных построений можно определить ход лучей и фронт преломленных волн на границе отрицательных кристаллов, а также при других ориентировках оптической оси относительно этой границы и при различных углах падения.

(Рисунок)

Особенности необыкновенной волны:

- не соблюдаются законы преломления;
- фронт волны не перпендикулярен направлению ее распространения.

Способы получения поляризованного излучения, основанные на двойном лучепреломлении:

а) призма Николя – основана на использовании явления полного внутреннего отражения:

(Рисунок)

$$n_1 > n_2 \quad \frac{\sin j}{\sin r} = n_{21} \rightarrow \sin j_{\text{пред}} = \frac{n_2}{n_1}$$

Призма Николя состоит из двух прямоугольных призм исландского шпата склеенных канадским бальзамом:

(Рисунок)

$$n_o = 1,659 \text{ (исландский шпат)}, 1,549 \text{ (канадский бальзам)}$$

$$n_e = 1,515 \text{ (} n_{e \min} = 1,486 \text{)}$$

В слое канадского бальзама обыкновенные лучи испытывают полное внутреннее отражение.

б) поляроиды.

Поляризованный свет можно получить, пропуская естественный луч через анизотропные кристаллы, обладающие сильным дихроизмом, то есть неодинаковостью поглощения обыкновенного и необыкновенного лучей (турмалин, герпатит, сернокислый йод и др.).

Например, турмалиновая пластинка толщиной  $\sim 1$  мм почти полностью поглощает обыкновенные лучи.

Таким же образом действуют так называемые поляроиды, то есть целлулоидные пленки, содержащие определенным образом ориентированные мелкие кристаллики герпатита. (Эти вещества обладают избирательным свойством, то есть коэффициент поглощения зависит от длины волны света. Поэтому если на такое вещество падает белый свет, то вышедший свет получается окрашенным, причем окраска в разных направлениях оказывается разной – дихроизм).

3) Устройства, при помощи которых получают поляризованный свет называют поляризаторами, а обнаруживающие – анализаторами.

Рассмотрим два параллельных поляроида:

(Рисунок)

Пусть на поляризатор падает свет с интенсивностью  $J_0$ . Из поляризатора выйдет световая волна, интенсивность которой  $J_p$ . Причем, так как поляризатор пропускает только лучи, колебания в которых параллельны его оптической оси, то:

$$A_{\parallel} = A \cos \varphi, \text{ а } A_{\perp} = A \sin \varphi$$

$$J_{\parallel} = A^2 \cos^2 \varphi, \text{ а } J_{\perp} = A^2 \sin^2 \varphi$$

В естественном свете все значения  $\varphi$  равновероятны, поэтому:

$$J_p = \langle J_{\parallel} \rangle = A^2 \langle \cos^2 \rangle = \frac{1}{2} A^2$$

Из поляризатора выйдет поляризованный свет. Пусть его амплитуда  $A_p$ . Расположим ее на  $A_{p\perp}$  и  $A_{p\parallel}$  оси анализатора. Тогда:

$$A_a = A_{p\parallel} = A_p \cos \alpha \text{ и } J_a = A_a^2 = A_p^2 \cos^2 \alpha = J_p \cos^2 \alpha$$

$$\boxed{J_a = J_p \cos^2 \alpha} \text{ - закон Малюса.}$$

Полученное выражение не учитывает потери световой энергии на отражение и поглощение в каждом из поляроидов.

Если  $k$  – коэффициент, учитывающий отражение и поглощение света при прохождении светового луча через поляроид, то:

$$J_p = \frac{1}{2} J_0 (1 - k)$$

$$J_a = \frac{1}{2} J_0 (1 - k) (1 - k) \cos^2 \alpha = \frac{1}{2} J_0 (1 - k)^2 \cos^2 \alpha$$

4) Интерференция поляризованных лучей имеет некоторые особенности по сравнению с интерференцией естественных лучей.

Чтобы поляризованный свет интерферировал, нужно чтобы лучи были когерентны и имели одинаковое направление колебаний интерферирующих лучей. В противном случае:

$$\bar{E} = \bar{E}_1 + \bar{E}_2, \quad \neq 0 \text{ при } \delta = (2k + 1)\pi; \quad \neq \max \text{ при } \delta = 2k\pi$$

Рассмотрим, что получится при наложении вышедших из кристаллической пластинки О. и Н. лучей.

(Рисунок)

$$\Delta = (n_o - n_e)d, \text{ что соответствует разности фаз } \delta = \frac{(n_o - n_e)d}{\lambda_o} 2\pi$$

$\lambda$  – длина волны в вакууме.

Поставим на пути этих лучей (поляроид или николю) поляризатор. Из поляризатора эти лучи выйдут имея одну плоскость колебаний с амплитудами, равными составляющим лучей 1 и 2 в направлении плоскости поляризатора. Но интерференции не будет, так как лучи будут некогерентны.

Если на пластинку падает плоскополяризованный свет ситуация меняется. В этом случае о и е будут когерентны, а значит и лучи 1 и 2 тоже будут когерентны.

1. Рассмотрим оптическую систему, состоящую из поляризатора, пластинки, врезанной вдоль оптической оси и анализатора. Причем плоскости пропускания р и а взаимно перпендикулярны.

(Рисунок)

xx – оптическая ось кристалла.

$$A_o = A_p \sin \alpha; \quad A_e = A_p \cos \alpha \quad - \text{ из кристалла}$$

$$A_1 = A_o \cos \alpha = A_p \sin \alpha \cos \alpha; \quad A_2 = -A_1 = -A_e \sin \alpha = -A_p \cos \alpha \sin \alpha \quad - \text{ из анализатора}$$

При прохождении через пластинку О и е лучи сдвигаются по фазе на  $\delta$ , поэтому:

$$A^2 = A_1^2 + (-A_1)^2 + 2A_1(-A_2) \cos \delta =$$

$$= A_p^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha + A_p^2 \cos^2 \alpha \sin^2 \alpha - 2A_p^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \cos \delta$$

$$A^2 = 2A_p^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha (1 - \cos \delta) = A_p^2 \sin^2 2\alpha \frac{1 - \cos \delta}{2} = A_p^2 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\delta}{2}$$

$$\boxed{A^2 = A_p^2 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\delta}{2}}$$

$A = 0$ , если  $\delta = \text{четному числу } \pi$

$A = A_{\max}$ , если  $\delta = \text{нечетному числу } \pi$

2. Плоскости пропускания  $p$  и  $a$  совпадают:

(Рисунок)

$A_0 = A_p \sin \alpha$ ;  $A_e = A_p \cos \alpha$  - из кристалла

$A_1 = A_0 \sin \alpha = A_p \sin^2 \alpha$ ;  $A_2 = A_e \cos \alpha = A_p \cos^2 \alpha$  - из анализатора

С учетом сдвига по фазе между  $O$  и  $e$  лучами:

$$\begin{aligned} A^2 &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta = A_p^2 \sin^4 \alpha + A_p^2 \cos^4 \alpha + 2A_p^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \cos \delta = \\ &= A_p^2 \sin^4 \alpha + 2A_p^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha + A_p^2 \cos^4 \alpha - 2A_p^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha + 2A_p^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \cos \delta = \\ &= A_p^2 - 2A_p^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha (1 - \cos \delta) = A_p^2 - 4A_p^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \left( \frac{1 - \cos \delta}{2} \right) \end{aligned}$$

$$A^2 = A_p^2 - A_p^2 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\delta}{2}$$

и в этом случае результат интерференции будет противоположным случаю 1.

Для немонохроматического света, те лучи, которые гасили друг друга в первом случае, будут усиливать друг друга во втором случае.

Под действием электрического поля ряд жидкостей становятся анизотропными вследствие поляризации их молекул. В результате световая волна разделяется на  $O$  и  $e$  лучи. Опыт показывает, что:

$(n_0 - n_e) = E^2$ ,  $E$  – напряженность электрического поля.

Схема установки для наблюдения эффекта Керра:

(Рисунок)

на пути  $l$  между  $O$  и  $e$  лучами возникает разность хода:

$$\Delta = (n_0 - n_e)l = klE^2 \quad \text{и}$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = 2\pi \frac{k}{\lambda_0} l E^2 = 2\pi \beta l E^2$$

$\beta$  – постоянная Керра

Ячейка Керра, помещенная между двумя скрещенными поляризаторами, может служить практически безинерционным световым затвором.

5) При прохождении плоскополяризованного света через некоторые вещества наблюдается вращение плоскости поляризации. Такие вещества называются оптически активными. Это могут быть кристаллические вещества (кварц, киноварь), чистые жидкости (скипидар), водные растворы сахара и др. в зависимости от направления вращения – право- и левовращающие.

Для объяснения этого явления плоскополяризованную волну представляют как результат сложения двух волн, поляризованных по кругу вправо и влево.

(Рисунок)

различия в скоростях света с разным направлением круговой поляризации обусловлено асимметрией молекул, либо асимметричным расположением молекул в атоме.

Если скорости вращения  $A_1$  и  $A_2$  будут различны, то при прохождении в веществе расстояния  $l$  колебания с амплитудой  $A_1$  будут иметь фазу  $\varphi_1 = 2\pi$ , а с амплитудой  $A_2 \rightarrow \varphi_2 = 2\pi \frac{l}{\lambda_2}$ . Пусть  $l$  такова, что на выходе  $A_2$  займет прежнее положение, а  $A_1$  – новое –  $A_1'$ , повернутое на :

$$\Delta\varphi = \pi l \frac{n_1 - n_2}{\lambda_0} = dl; \quad d = \pi \frac{n_1 - n_2}{\lambda_0} - \text{коэффициент вращения; } d \sim \frac{1}{\lambda_0^2}$$

Для растворов с концентрацией  $C$ :

$$\Delta\psi = del$$

$d$  – постоянная вращения, характеризующая растворенное вещество и зависящая от  $\lambda_0$ . Используют в поляризаторах для определения концентрации растворенного вещества.

Ряд веществ под действием магнитного поля становятся оптически активными (явления Фарадея). Если поляризованный луч пропустить вдоль направления поля, то:

$$\Delta\psi = VBl, - \text{эффект Фарадея}$$

$l$  – толщина вещества, в котором создается поле;

$B$  – индукция магнитного поля;

$V$  – постоянная Верде

$$V = f(\lambda_0)$$

Магнитное вращение плоскости поляризации обусловлено возникающей под действием магнитного поля прецессией электронных орбит.