

# Глава 25

## Поляризация света

### § 190. Естественный и поляризованный свет

Следствием теории Максвелла (см. § 162) является поперечность световых волн: векторы напряженностей электрического  $\mathbf{E}$  и магнитного  $\mathbf{H}$  полей волны взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости  $v$  распространения волны (перпендикулярно лучу). Поэтому для описания закономерностей поляризации света достаточно знать поведение лишь одного из векторов. Обычно все рассуждения ведутся относительно **светового вектора** — вектора напряженности  $\mathbf{E}$  электрического поля (это название обусловлено тем, что при действии света на вещество основное значение имеет электрическая составляющая поля волны, действующая на электроны в атомах вещества).

Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов. Атомы же излучают световые волны независимо друг от друга, поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора (рис. 272, а; луч перпендикулярен плоскости рисунка). В данном случае равномерное распределение векторов  $\mathbf{E}$

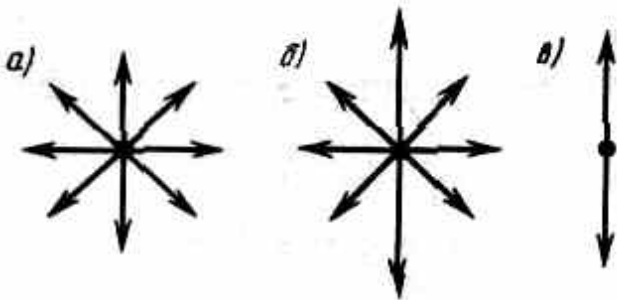


Рис. 272

излучателей, а равенство амплитудных значений векторов  $\mathbf{E}$  — одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов. Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора  $\mathbf{E}$  (и, следовательно,  $\mathbf{H}$ ) называется **естественным**.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены, называется **поляризованным**. Так, если в результате каких-либо внешних воздействий появляется преимущественное (но не исключительное!) направление колебаний вектора  $\mathbf{E}$  (рис. 272, б), то имеем дело с **частично поляризованным светом**. Свет, в котором вектор  $\mathbf{E}$  (и, следовательно,  $\mathbf{H}$ ) колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу (рис. 272, в), называется **плоскополяризованным (линейно поляризованным)**.

Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора плоскополяризованной волны и направление распространения этой волны, называется **плоскостью поляризации**. плоскополяризованный свет является предельным случаем **эллиптически поляризованного света** — света, для которого вектор  $\mathbf{E}$  (вектор  $\mathbf{H}$ ) изменяется со временем так, что его конец описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу. Если эллипс поляризации вырождается (см. § 145) в прямую (при разности фаз  $\varphi$ , равной нулю или  $\pi$ ), то имеем дело с рассмотренным выше плоскополяризованным светом, если в окружность (при  $\varphi = \pm\pi/2$  и равенстве амплитуд складываемых волн), то имеем дело с **циркулярно поляризованным (поляризованным по кругу) светом**.

**Степенью поляризации** называется личина

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  — максимальная и минимальная интенсивности света, соответствующие двум взаимно перпендикулярным компонентам вектора  $\mathbf{E}$ . Для естественного света  $I_{\max}=I_{\min}$  и  $P=0$ , для плоскополяризованного  $I_{\min}=0$  и  $P=1$ .

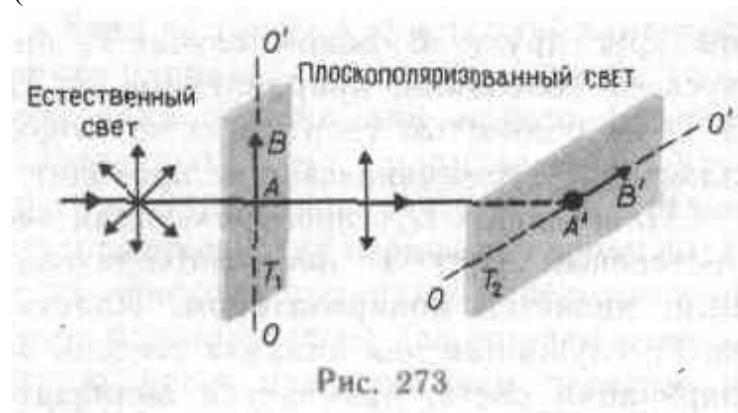
Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный, используя так называемые **поляризаторы**, пропускающие колебания только определенного направления (например, пропускающие колебания, параллельные плоскости поляризатора, и полностью задерживающие колебания, перпендикулярные этой плоскости). В качестве поляризаторов могут быть использованы среды, анизотропные в отношении колебаний вектора  $\mathbf{E}$ , например кристаллы (их анизотропия известна, см. § 70). Из природных кристаллов, давно используемых в качестве поляризатора, следует отметить турмалин.

Рассмотрим классические опыты с турмалином (рис.273). Направим естественный свет перпендикулярно пластинке турмалина  $T_1$ , вырезанной параллельно так называемой **оптической оси**  $OO'$  (см. §192). Вращая кристалл  $T_1$  вокруг направления луча, никаких изменений интенсивности прошедшего через турмалин света не наблюдаем. Если на пути луча поставить вторую пластинку турмалина  $T_2$  и вращать ее вокруг направления луча, то интенсивность света, прошедшего через пластинки, меняется в зависимости от угла  $\alpha$  между оптическими осями кристаллов **по закону**

**Малюса:**

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (190.1)$$

где  $I_0$  и  $I$  — соответственно интенсивности света, падающего на второй кристалл и вышедшего из него. Следовательно, интенсивность прошедшего через пластинки света изменяется от минимума (полное



гашение света) при  $\alpha=\pi/2$  (оптические оси пластинок перпендикулярны) до максимума при  $\alpha=0$  (оптические оси пластинок параллельны). Однако, как это следует из рис. 274, амплитуда  $\mathbf{E}$  световых колебаний, прошедших через пластинку  $T_2$ , будет меньше амплитуды световых колебаний  $\mathbf{E}_0$ , падающих на пластинку  $T_2$ :

$$E = E_0 \cos \alpha.$$

Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, то и получается выражение (190.1).

Результаты опытов с кристаллами турмалина объясняются довольно просто, если исходить из изложенных выше условий пропускания света поляризатором. Первая пластинка турмалина пропускает колебания только определенного направления (на рис. 273 это направление показано стрелкой  $AB$ ) т. е. преобразует естественный свет в плоскополяризованный. Вторая же пластинка турмалина в зависимости от ее ориентации из поляризованного света пропускает большую или меньшую его часть, которая соответствует компоненту  $\mathbf{E}$ , параллельному оси второго турмалина. На

рис. 273 обе пластинки расположены так, что направления пропускаемых ими колебаний  $AB$  и  $A'B'$

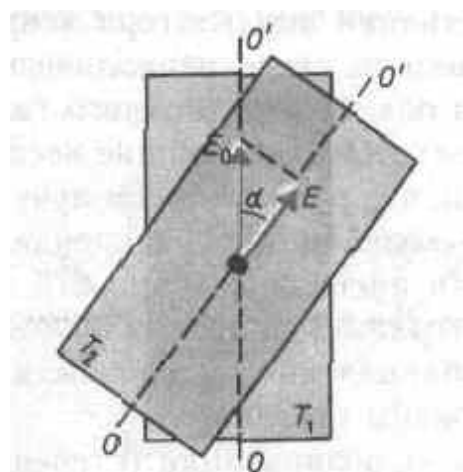


Рис. 274

308

ны друг другу. В данном случае  $T_1$  пропускает колебания, направленные по  $AB$ , а  $T_2$  их полностью гасит, т. е. за вторую пластинку турмалина свет не проходит.

Пластинка  $T_1$ , преобразующая естественный свет в плоскополяризованный, является **поляризатором**. Пластинка  $T_2$ , служащая для анализа степени поляризации света, называется **анализатором**. Обе пластинки совершенно одинаковы (их можно поменять местами).

Если пропустить естественный свет через два поляризатора, плоскости которых образуют угол  $\alpha$ , то из первого выйдет плоскополяризованный свет, интенсивность которого  $I_0 = \frac{1}{2}I_{\text{ест}}$ , из второго, согласно (190.1), выйдет свет интенсивностью  $I = I_0 \cos^2 \alpha$ . Следовательно, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора,

$I = \frac{1}{2}I_{\text{ест}} \cos^2 \alpha$ , откуда  $I_{\text{max}} = \frac{1}{2}I_{\text{ест}}$  (поляризаторы параллельны) и  $I_{\text{min}} = 0$  (поляризаторы скрещены).

### § 191. Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков

Если естественный свет падает на границу раздела двух диэлектриков (например, воздуха и стекла), то часть его отражается, а часть преломляется и распространяется во второй среде. Устанавливая на пути отраженного и преломленного лучей анализатор (например, турмалин), убеждаемся в том, что отраженный и преломленный лучи частично поляризованы: при поворачивании анализатора вокруг лучей интенсивность света периодически усиливается и ослабевает (полного гашения не наблюдается!). Дальнейшие исследования показали, что в отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения (на рис. 275 они обозначены точками), в преломленном — колебания, параллельные плоскости падения (изображены стрелками).

Степень поляризации (степень выделения световых волн с определенной ориентацией электрического (и магнитного) вектора) зависит от угла падения лучей и показателя преломления.

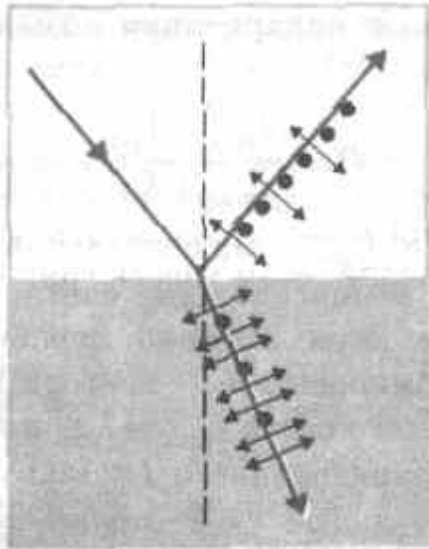
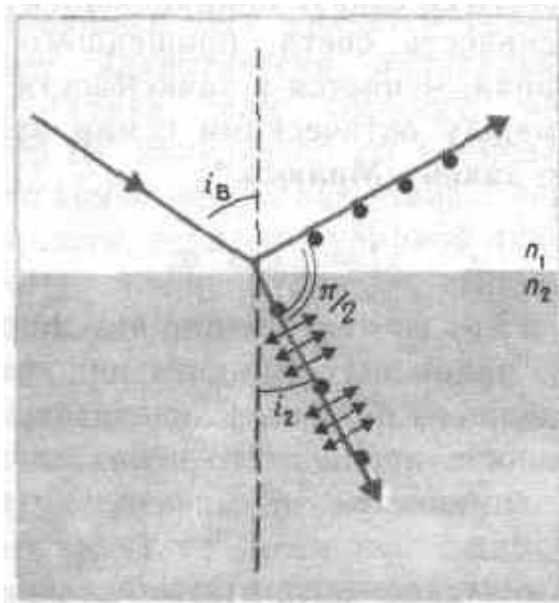


Рис. 275

Шотландский физик Д. Брюстер (1781 —1868) установил закон, согласно которому при угле падения  $i_B$  (угол Брюстера), определяемого соотношением

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21}$$

$n_{21}$  — показатель преломления второй среды относительно первой), отраженный луч является плоскополяризованным (содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения) (рис.276). Преломленный же луч при угле падения  $i_B$  поляризуется максимально, но не полностью. Если свет падает на границу раздела под углом Брюстера, то отраженный и преломленный лучи



\* Рис. 276

309

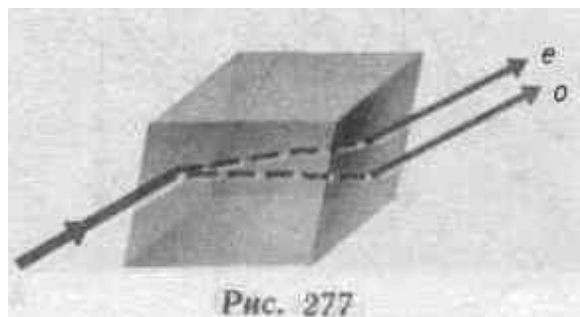
$= \sin i_2$ ). Следовательно,  $i_B + i_2 = \pi/2$ , но  $i'_B = i_B$  (закон отражения), поэтому  $i'_B + i_2 = \pi/2$ .

Степень поляризации отраженного и преломленного света при различных углах падения можно рассчитать из уравнений Максвелла, если учесть граничные условия для электромагнитного поля на границе раздела двух изотропных диэлектриков (так называемые формулы Френеля).

Степень поляризации преломленного света может быть значительно повышена (многократным преломлением при условии падения света каждый раз на границу раздела под углом Брюстера). Если, например, для стекла ( $n=1,53$ ) степень поляризации преломленного луча составляет  $\approx 15\%$ , то после преломления на 8—10 наложенных друг на друга стеклянных пластинок вышедший из такой системы свет будет практически полностью поляризованным. Такая совокупность пластинок называется **стопой**. Стопа может служить для анализа поляризованного света как при его отражении, так и при его преломлении.

### § 192. Двойное лучепреломление

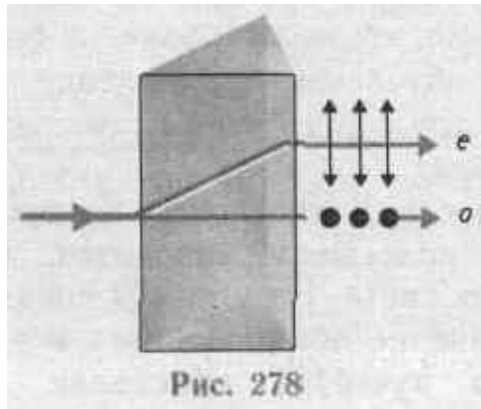
Все прозрачные кристаллы (кроме кристаллов кубической системы, которые оптически изотропны) обладают способностью **двойного лучепреломления**, т. е. раздваивания каждого падающего на них светового пучка. Это явление, в 1669г. впервые обнаруженное датским ученым Э. Бартолином (1625—1698) для исландского шпата (разновидность кальцита  $\text{CaCO}_3$ ), объясняется особенностями



Если на толстый кристалл исландского шпата направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два пространственно разделенных луча, параллельных друг другу и падающему лучу (рис. 277). Даже в том случае, когда первичный пучок падает на кристалл нормально, преломленный пучок разделяется на два, причем один из них является продолжением первичного, а второй отклоняется (рис. 278). Второй из этих лучей получил название **необыкновенного** (e), а первый — **обыкновенного** (o).

В кристалле исландского шпата имеется единственное направление, вдоль которого двойное лучепреломление не наблюдается. Направление в оптически анизотропном кристалле, по которому луч света распространяется, не испытывая двойного лучепреломления, называется **оптической осью кристалла**. В данном случае речь идет именно о направлении, а не о прямой линии, проходящей через какую-то точку кристалла. Любая прямая, проходящая параллельно данному направлению, является оптической осью кристалла. Кристаллы в зависимости от типа их симметрии бывают **одноосные и двуосные**, т. е. имеют одну или две оптические оси (к первым и относится исландский шпат).

Плоскость, проходящая через направление луча света и оптическую ось кристалла, называется **главной плоскостью** (или **главным сечением** кристалла). Анализ поляризации света (например, с помощью турмалина или стеклянного зеркала) показывает, что вышедшие из кристалла лучи плоско поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях: колебания светового вектора (вектора напряженности  $\mathbf{E}$  электрического поля)



310

в обыкновенном луче происходят перпендикулярно главной плоскости, в необыкновенном — в главной плоскости (рис. 278).

Неодинаковое преломление обыкновенного и необыкновенного лучей указывает на различие для них показателей преломления. Очевидно, что при любом направлении обыкновенного луча колебания светового вектора перпендикулярны оптической оси кристалла, поэтому обыкновенный луч распространяется по всем направлениям с одинаковой скоростью и, следовательно, показатель преломления  $n_o$  для него есть величина постоянная. Для необыкновенного же луча угол между направлением колебаний светового вектора и оптической осью отличен от прямого и зависит от направления луча, поэтому необыкновенные лучи распространяются по различным направлениям с разными скоростями. Следовательно, показатель преломления  $n_e$  необыкновенного луча является переменной величиной, зависящей от направления луча. Таким образом, обыкновенный луч подчиняется закону преломления (отсюда и название «обыкновенный»), а для необыкновенного луча этот закон не выполняется. После выхода из кристалла, если не принимать во внимание поляризацию во взаимно перпендикулярных плоскостях, эти два луча ничем друг от друга не отличаются.

Как уже рассматривалось, обыкновенные лучи распространяются в кристалле по всем направлениям с одинаковой скоростью  $v_o = c/n_o$ , а необыкновенные — с разной скоростью  $v_e = c/n_e$  (в зависимости от угла между вектором  $\mathbf{E}$  и оптической осью). Для луча, распространяющегося вдоль оптической оси,  $n_o = n_e$ ,  $v_o = v_e$ , т. е. вдоль оптической оси существует только одна скорость распространения света. Различие в  $v_e$  и  $v_o$  для всех направлений, кроме направления оптической оси, и обуславливает явление двойного лучепреломления света в одноосных кристаллах.

Допустим, что в точке S внутри одноосного кристалла находится точечный источник света. На рис. 279 показано распространение обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле (главная

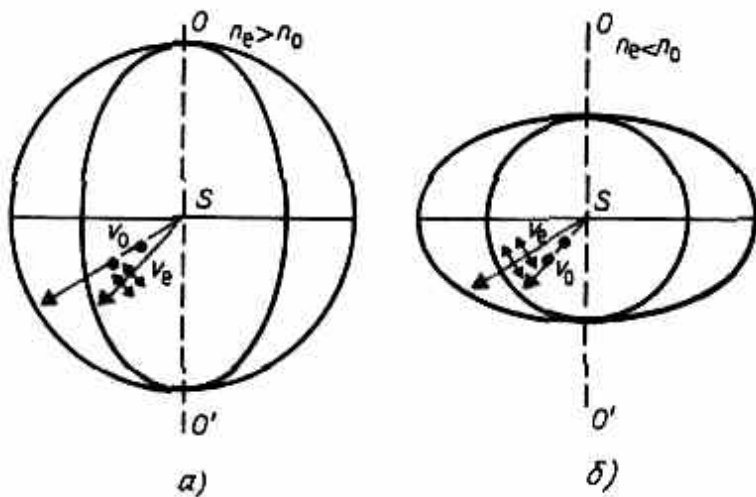
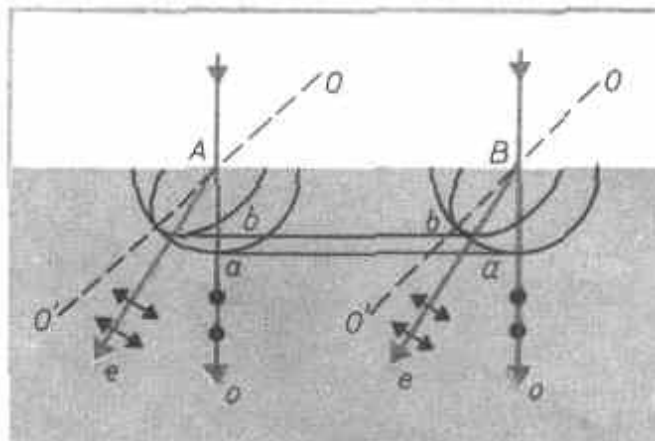


Рис. 279

плоскость совпадает с плоскостью чертежа,  $OO'$  — направление оптической оси). Волновой поверхностью обыкновенного луча (он распространяется с  $v_0 = \text{const}$ ) является сфера, необыкновенного луча ( $v \neq \text{const}$ ) — эллипсоид вращения. Наибольшее расхождение волновых поверхностей обыкновенного и необыкновенного лучей наблюдается в направлении, перпендикулярном оптической оси. Эллипсоид и сфера касаются друг друга в точках их пересечения с оптической осью  $OO'$ . Если  $v_e < v_o$  ( $n_e > n_o$ ), то эллипсоид необыкновенного луча вписан в сферу обыкновенного луча (эллипсоид скоростей вытянут относительно оптической оси) и **одноосный кристалл** называется **положительным** (рис. 279, а). Если  $v_e > v_o$  ( $n_e < n_o$ ), то эллипсоид описан вокруг сферы (эллипсоид скоростей растянут в направлении, перпендикулярном оптической оси) и одноосный кристалл называется **отрицательным** (рис. 279, б). Рассмотренный выше исландский шпат относится к отрицательным кристаллам.

В качестве примера построения обыкновенного и необыкновенного лучей рас-



• Рис. 280

смотрим преломление плоской волны на границе анизотропной среды, например положительной (рис. 280). Пусть свет падает нормально к преломляющей грани кристалла, а оптическая ось  $OO'$  составляет с ней некоторый угол. В точках  $A$  и  $B$  построим сферические волновые поверхности, соответствующие обыкновенному лучу, и эллипсоидальные — необыкновенному лучу. В точке, лежащей на  $OO'$ , эти поверхности соприкасаются. Согласно принципу Гюйгенса, поверхность, касательная к сферам, будет фронтом ( $a - a$ ) обыкновенной волны, поверхность, касательная к

эллипсоидам,— фронтом ( $b — b$ ) необыкновенной волны. Проведя к точкам касания прямые, получим направления распространения обыкновенного ( $o$ ) и необыкновенного ( $e$ ) лучей. Таким образом, в данном случае обыкновенный луч пойдет вдоль первоначального направления, необыкновенный же отклонится от первоначального направления.

### § 193. Поляризационные призмы и поляроиды

В основе работы поляризационных приспособлений, служащих для получения поляризованного света, лежит явление двойного лучепреломления. Наиболее часто для этого применяются **призмы и поляроиды**. Призмы делятся на два класса:

- 1) призмы, дающие только плоскополяризованный луч (**поляризационные призмы**);
- 2) призмы, дающие два поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях луча (**двоюкопреломляющие призмы**).

Поляризационные призмы построены по принципу полного отражения (см. § 165) одного из лучей (например, обыкновенного) от границы раздела, в то время как другой луч с другим показателем преломления проходит через эту границу. Типичным представителем поляризационных призм является **призма Николя**, называемая часто **никомем**. Призма

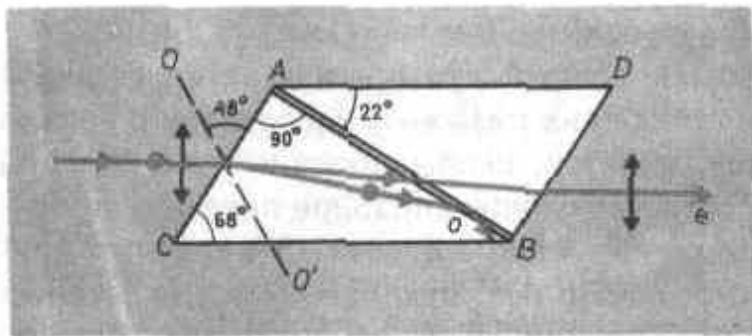


Рис. 281

Николя (рис.281) представляет собой двойную призму из исландского шпата, склеенную вдоль линии  $AB$  канадским бальзамом с  $n=1,55$ . Оптическая ось  $OO'$  призмы составляет с входной гранью угол  $48^\circ$ . На передней грани призмы естественный луч, параллельный ребру  $CB$ , раздваивается на два луча: обыкновенный ( $n_o=1,66$ ) и необыкновенный ( $n_e=1,51$ ). При соответствующем подборе угла падения, равного или большего предельного, обыкновенный луч испытывает полное отражение (канадский бальзам для него является средой оптически менее плотной), а затем поглощается зачерненной боковой поверхностью  $CB$ . Необыкновенный луч выходит из кристалла параллельно падающему лучу, незначительно смещенному относительно него (ввиду преломления на наклонных гранях  $AC$  и  $BD$ ).

**Двоюкопреломляющие призмы** используют различие в показателях преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, чтобы развести их возможно дальше друг от друга. Примером двоюкопреломляющих призм могут служить призмы из исландского шпата и стекла, призмы, составленные из двух призм из исландского шпата со взаимно перпендикулярными оптиче-



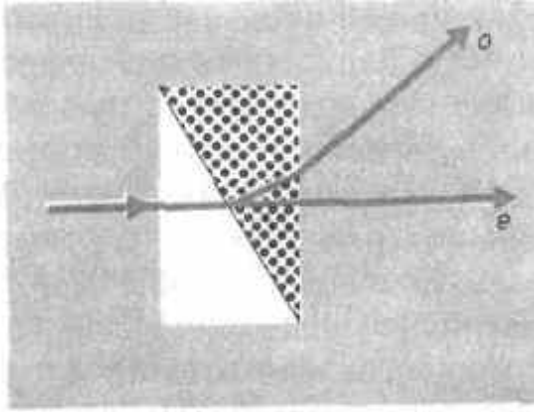


Рис. 282

312

скими осями. Для первых призм (рис. 282) обыкновенный луч преломляется в шпате и стекле два раза и, следовательно, сильно отклоняется, необыкновенный же луч при соответствующем подборе показателя преломления стекла  $n$  ( $n \approx n_e$ ) проходит призму почти без отклонения. Для вторых призм различие в ориентировке оптических осей влияет на угол расхождения между обыкновенным и необыкновенным лучами.

Двоюкопреломляющие кристаллы обладают свойством **дихроизма**, т. е. различного поглощения света в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны, и называются **дихроичными кристаллами**. Примером сильно дихроичного кристалла является турмалин, в котором из-за сильного селективного поглощения обыкновенного луча уже при толщине пластинки 1 мм из нее выходит только необыкновенный луч. Такое различие в поглощении, зависящее, кроме того, от длины волны, приводит к тому, что при освещении дихроичного кристалла белым светом кристалл по разным направлениям оказывается различно окрашенным.

Дихроичные кристаллы приобрели еще более важное значение в связи с изобретением **поляроидов**. Примером поляроида может служить тонкая пленка из целлулоида, в которую вкраплены кристаллики герпатита (сернокислого иод-хинина). Герпатит — двоюкопреломляющее вещество с очень сильно выраженным дихроизмом в области видимого света. Установлено, что такая пленка уже при толщине «0,1 мм полностью поглощает обыкновенные лучи видимой области спектра, являясь в таком тонком слое совершенным поляризатором. Преимущество поляроидов перед призмами — возможность изготавливать их с площадями поверхностей до нескольких квадратных метров. Однако степень поляризации в них сильнее зависит от  $\lambda$ , чем в призмах. Кроме того, их меньшая по сравнению с призмами прозрачность (приблизительно 30 %) в сочетании с небольшой термостойкостью не позволяет использовать поляроиды в мощных световых потоках. Поляроиды применяются, например, для защиты от ослепляющего действия солнечных лучей и фар встречного автотранспорта.

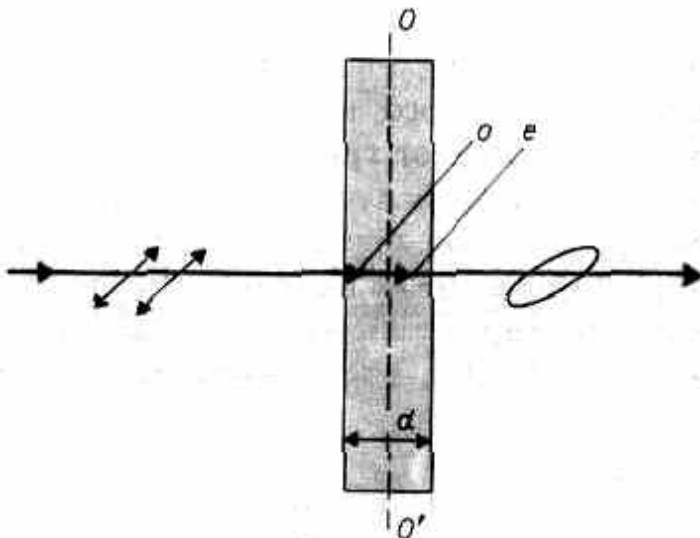
Разные кристаллы создают различное по значению и направлению двойное лучепреломление, поэтому, пропуская через них поляризованный свет и измеряя его изменение после прохождения кристаллов, можно определить их оптические характеристики и производить **минералогический анализ**. Для этой цели используются **поляризационные микроскопы**.

#### § 194. Анализ поляризованного света

Пусть на кристаллическую пластинку, вырезанную параллельно оптической оси, нормально падает плоскополяризованный свет (рис. 283). Внутри пластинки он разбивается на обыкновенный (o) и необыкновенный (e) лучи, которые в кристалле пространственно не разделены (но движутся с разными скоростями), а на выходе из кристалла складываются.

Так как в обыкновенном и необыкновенном лучах колебания светового вектора совершаются во взаимно перпендикулярных направлениях, то на выходе из пластинки в результате сложения этих колебаний возникают световые волны, вектор  $\mathbf{E}$  (а следовательно, и  $\mathbf{H}$ ) в которых меняется со временем так, что его конец описывает эллипс, ориентированный произвольно относительно

$$\frac{x^2}{E_o^2} - \frac{2xy}{E_o E_e} \cos \varphi + \frac{y^2}{E_e^2} = \sin^2 \varphi, \quad (194.1)$$



• Рис. 283

313

где  $E_o$  и  $E_e$  — соответственно составляющие напряженности электрического поля волны в обыкновенном и необыкновенном лучах,  $\varphi$  — разность фаз колебаний. Таким образом, в результате прохождения через кристаллическую пластинку *плоско-поляризованный* свет превращается в *эллиптически поляризованный*.

Между обыкновенным и необыкновенным лучами в пластинке возникает оптическая разность хода или разность фаз

$$\varphi = (2\pi/\lambda_0)(n_o - n_e)d,$$

где  $d$  — толщина пластинки,  $\lambda_0$  — длина волны в вакууме.

Если  $\Delta = (n_o - n_e)d = \lambda/4$ ,  $\varphi = \pm\pi/2$ , то уравнение (194.1) примет вид

т. е. эллипс ориентирован относительно главных осей кристалла. При  $E_o = E_e$  (если световой вектор в падающем на пластинку плоскополяризованном свете составляет угол  $\alpha = 45^\circ$  с направлением оптической оси пластинки)

т. е. на выходе из пластинки свет оказывается циркулярно поляризованным.

Вырезанная параллельно оптической оси пластинка, для которой оптическая разность хода

$$\Delta = (n_o - n_e) d = \pm \left( m + \frac{1}{4} \right) \lambda_0$$

$$(m = 0, 1, 2, \dots),$$

называется **пластинкой в четверть волны**

(пластинкой  $\lambda/4$ ). Знак плюс соответствует отрицательным кристаллам, минус — положительным. Плоскополяризованный свет, пройдя пластинку  $\lambda/4$ , на выходе превращается в эллиптически поляризованный (в частном случае циркулярно поляризованный). Конечный результат, как уже рассматривали, определяется разностью фаз  $\varphi$  и углом  $\alpha$ .

Пластинка, для которой

$$(n_o - n_e) d = \pm \left( m + \frac{1}{2} \right) \lambda_0$$

$$(m = 0, 1, 2, \dots),$$

называется **пластинкой в полволны и т. д.**

В циркулярно поляризованном свете разность фаз  $\varphi$  между любыми двумя взаимно перпендикулярными колебаниями равна  $\pm\pi/2$ . Если на пути такого света поставить пластинку  $\lambda/4$ , то она внесет дополнительную разность фаз  $\pm\pi/2$ . Результирующая разность фаз станет равной 0 или  $\pi$ . Следовательно (см. (194.1)), циркулярно поляризованный свет, пройдя пластинку  $\lambda/4$ , становится плоскополяризованным. Если теперь на пути луча поставить поляризатор, то можно добиться полного его гашения. Если же падающий свет естественный, то он при прохождении пластинки  $\lambda/4$  таковым и останется (ни при каком положении пластинки и поляризатора погашения луча не достичь).

Таким образом, если при вращении поляризатора при любом положении пластинки интенсивность не меняется, то падающий свет естественный. Если интенсивность меняется и можно достичь полного гашения луча, то падающий свет циркулярно поляризованный, если полного гашения не достичь, то падающий свет представляет смесь естественного и циркулярно поляризованного.

Если на пути эллиптически поляризованного света поместить пластинку  $\lambda/4$ , оптическая ось которой ориентирована параллельно одной из осей эллипса, то она внесет дополнительную разность фаз  $\pm\pi/2$ . Результирующая разность фаз станет равной нулю или  $\pi$ . Следовательно, эллиптически поляризованный свет, пройдя пластинку  $\lambda/4$ , повернутую определенным образом, превращается в плоскополяризованный и может быть погашен поворотом поляризатора. Этим методом можно отличить эллиптически поляризованный свет от частично поляризованного или циркулярно поляризованный свет от естественного.

314

### § 195. Искусственная оптическая анизотропия

Двойное лучепреломление имеет место в естественных анизотропных средах (см. § 192). Существуют, однако, различные способы получения **искусственной оптической анизотропии**, т. е. сообщения оптической анизотропии естественно изотропным веществам.

Оптически изотропные вещества становятся оптически анизотропными под действием: 1) одностороннего сжатия или растяжения (кристаллы кубической системы, стекла и др.); 2) электрического поля (**эффект Керра**; жидкости, аморфные тела, газы); 3) магнитного поля (жидкости, стекла, коллоиды). В перечисленных случаях вещество приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением деформации, электрического или магнитного полей соответственно указанным выше воздействиям.

Мерой возникающей оптической анизотропии служит разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в направлении, перпендикулярном оптической оси:

$$n_o - n_e = k_1 \sigma$$

(в случае деформации);

$$n_o - n_e = k_2 E^2 \quad (195.1) \quad (\text{в случае электрического поля});$$

$$n_o - n_e = k_3 H^2$$

(в случае магнитного поля), где  $k_1, k_2, k_3$  — постоянные, характеризующие вещество, а — нормальное напряжение (см. §21),  $E$  и  $H$  — соответственно напряженность электрического и магнитного полей.

На рис. 284 приведена установка для наблюдения эффекта Керра в жидкостях (установки для изучения рассмотренных явлений однотипны). **Ячейка Керра** — кювета с жидкостью (например, нитробензолом), в которую введены пластины конденсатора, помещается между скрещенными

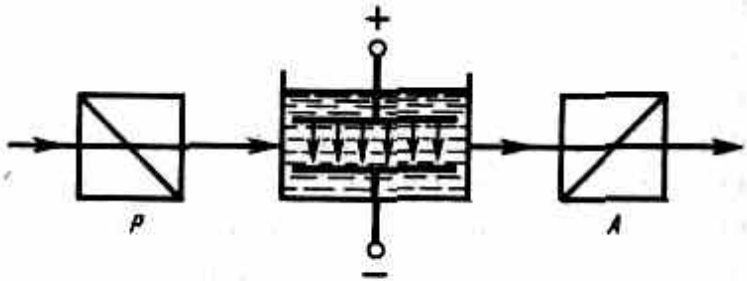


Рис. 284

При отсутствии электрического поля свет через систему не проходит. При наложении электрического поля жидкость становится двоякопреломляющей; при изменении разности потенциалов между электродами меняется степень анизотропии вещества, а следовательно, и интенсивность света, прошедшего через анализатор. На пути  $l$  между обыкновенным и необыкновенным лучами возникает оптическая разность хода

$$\Delta = l(n_o - n_e) = k_2 l E^2$$

(с учетом формулы (195.1)) или соответственно разность фаз

$$\varphi = 2\pi \Delta / \lambda = 2\pi B l E^2,$$

где  $B = k_2 / \lambda$  — постоянная Керра.

**Эффект Керра** — оптическая анизотропия веществ под действием электрического поля — объясняется различной поляризуемостью молекул жидкости по разным направлениям. Это явление практически безынерционно, т. е. переход вещества из изотропного состояния в анизотропное при включении поля (и обратно) составляет приблизительно  $10^{-10}$  с. Поэтому ячейка Керра служит идеальным световым затвором и применяется в быстропротекающих процессах (звукозапись, воспроизводство звука, скоростная фото- и киносъемка, изучение скорости распространения света и т.д.), в оптической локации, в оптической телефонии и т. д.

Искусственная анизотропия под действием механических воздействий позволяет исследовать напряжения, возникающие в прозрачных телах. В данном случае о степени деформации отдельных участков изделия (например, остаточных деформаций в стекле при закалке) судят по распределению в нем окраски. Так как применяемые обычно в технике материалы (металлы) непрозрачны, то исследование напряжений производят на прозрачных моделях, а потом делают соответствующий пересчет на проектируемую конструкцию.

## § 196. Вращение плоскости поляризации

Некоторые вещества (например, из твердых тел — кварц, сахар, киноварь, из жидкостей — водный раствор сахара, винная кислота, скипидар), называемые **оптически активными**, обладают способностью вращать плоскость поляризации.



Рис. 285

Вращение плоскости поляризации можно наблюдать на следующем опыте (рис.285). Если между скрещенными поляризатором  $P$  и анализатором  $A$ , дающими темное поле зрения, поместить оптически активное вещество (например, кювету с раствором сахара), то поле зрения анализатора просветляется. При повороте анализатора на некоторый угол  $\varphi$  можно вновь получить темное поле зрения. Угол  $\varphi$  и есть угол, на который оптически активное вещество поворачивает плоскость поляризации света, прошедшего через поляризатор. Так как поворотом анализатора можно получить темное поле зрения, то свет, прошедший через оптически активное вещество, является плоскополяризованным.

Опыт показывает, что угол поворота плоскости поляризации для оптически активных кристаллов и чистых жидкостей

$\varphi = ad$ , для оптически активных растворов

$$\varphi = [\alpha]Cd, \quad (196.1)$$

где  $d$  — расстояние, пройденное светом в оптически активном веществе, а  $([\alpha])$  —

так называемое **удельное вращение**, численно равное углу поворота плоскости поляризации света слоем оптически активного вещества единичной толщины (единичной концентрации — для растворов),  $C$  — массовая концентрация оптически активного вещества в растворе,  $\text{кг/м}^3$ . Удельное вращение зависит от природы вещества, температуры и длины волны света в вакууме.

Опыт показывает, что все вещества, оптически активные в жидком состоянии, обладают таким же свойством и в кристаллическом состоянии. Однако если вещества активны в кристаллическом состоянии, то не всегда активны в жидком (например, расплавленный кварц). Следовательно, оптическая активность обуславливается как строением молекул вещества (их асимметрией), так и особенностями расположения частиц в кристаллической решетке.

**Оптически активные вещества** в зависимости от направления вращения плоскости поляризации разделяются на **право- и левовращающие**. В первом случае плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, вращается вправо (по часовой стрелке), во втором — влево (против часовой стрелки). Вращение плоскости поляризации объяснено О. Френелем (1817 г.). Согласно теории Френеля скорость распространения света в оптически активных веществах различна для лучей, поляризованных по кругу вправо и влево.

Явление вращения плоскости поляризации и, в частности, формула (196.1) лежат в основе точного, метода определения концентрации растворов оптически активных веществ, называемого **поляриметрией (сахариметрией)**. Для этого используется установка, показанная на рис. 285. По найденному углу поворота плоскости поляризации  $\varphi$  и известному значению  $[\alpha]$  из (196.1) находится концентрация растворенного вещества.

Впоследствии М. Фарадеем обнаружено вращение плоскости поляризации в оптически неактивных телах, возникающее под действием магнитного поля. Это явление получило название **эффекта Фарадея (или магнитного вращения плоскости поляризации)**. Оно имело огромное значение для науки, так как было первым явлением, в котором обнаружилась связь между оптическими и электромагнитными процессами.