

луча меняются ролями. Плоскость поляризации обыкновенного (в первом куске) луча уже становится перпендикулярной к оптической оси (второго куска), следовательно, этот луч во втором куске будет распространяться как необыкновенный. Наоборот, необыкновенный в первом куске луч будет во втором куске уже обыкновенным, так как его плоскость поляризации параллельна оптической оси этого куска. Таким образом, один луч (обыкновенный в первом куске) переходит из среды с показателем преломления n_o в среду с показателем преломления n_e другой (необыкновенный в первом куске) — из среды n_e в среду с n_o . У исландского шпата n_o больше n_e . Следовательно, первый луч переходит из более плотной среды в менее плотную, второй — наоборот. В результате один луч преломится на границе влево, а другой настолько же вправо, и из призмы симметрично войдут два поляризованных луча.

§ 37. Интерференция поляризованного света

Как было сказано выше, в естественном луче все время происходят хаотические изменения направления плоскости электрического поля. Поэтому если представить естественный луч как сумму двух взаимно-перпендикулярных колебаний, то необходимо считать разность фаз этих колебаний также хаотически меняющейся со временем.

В § 16 было пояснено, что необходимым условием интерференции является когерентность складываемых колебаний. Из этого обстоятельства и из определения естественного луча следует один из основных законов интерференции поляризованных лучей, установленных Араго: если мы из одного и того же естественного луча получим два луча, взаимно-перпендикулярно поляризованных, то эти два луча оказываются некогерентными и в дальнейшем уже не могут интерферировать между собой.

В недавнее время С. И. Вавилов теоретически и экспериментально показал, что могут существовать два естественных казалось бы, когерентных луча, не интерферирующих между собой. Для этой цели в интерферометре на пути одного из лучей он помещал «активное» вещество, поворачивающее плоскость поляризации на 90° (о вращении плоскости поляризации сказано в § 39). Тогда вертикальная компонента колебаний естественного луча становится горизонтальной, а горизонтальная — вертикальной, и повернутые компоненты складываются с не когерентными с ними компонентами второго луча. Вследствие этого после введения вещества интерференция исчезла.

Перейдем к разбору явлений интерференции поляризованного света, наблюдаемых в кристаллах. Обычная схема для наблюдения интерференции в параллельных лучах состоит (рис. 140) из поляризатора P , кристалла K и анализатора A . Разберем для простоты случай, когда ось кристалла перпендикулярна к лучу. Тогда плоскопо-

ляризованный луч, вышедший из поляризатора P , в кристалле K разделится на два когерентных луча, поляризованных во взаимно-перпендикулярных плоскостях и идущих по одному направлению, но с разными скоростями.

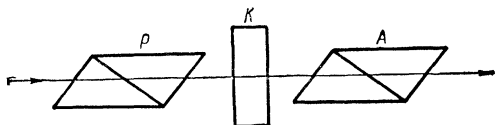


Рис. 140. Схема установки для наблюдения интерференции в параллельных лучах.

Наибольший интерес представляют две ориентации главных плоскостей анализатора и поляризатора: 1) взаимно-перпендикулярные главные плоскости (скрещенные); 2) параллельные главные плоскости.

Рассмотрим сначала скрещенные анализатор и поляризатор.

На рис. 141 OP означает плоскость колебаний луча, прошедшего через поляризатор; a — его амплитуда; OY — направление оптической оси кристалла; OX — перпендикуляр к оси; OA — главная

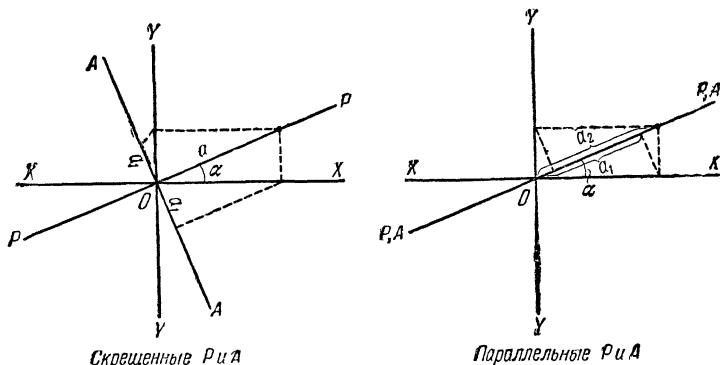


Рис. 141. К расчету интерференции поляризованного света.

плоскость анализатора. Кристалл как бы разлагает колебания OP по осям OX и OY на два колебания X и Y , т. е. на необыкновенный и обыкновенный лучи. Амплитуда необыкновенного луча связана с амплитудой a и углом α следующим образом:

$$Y = a \sin \alpha.$$

Амплитуда обыкновенного луча

$$X = a \cos \alpha.$$

Сквозь анализатор пройдут лишь проекция Y на OA , равная

$$a_1 = a \sin \alpha \cos \alpha,$$

и проекция X на то же направление

$$-a_{\perp} = -a \cos \alpha \sin \alpha.$$

Таким образом, мы получаем два колебания, поляризованных в одной плоскости, с равными, но противоположно направленными амплитудами. Сложение двух таких колебаний дает нуль, т. е. получается темнота, что соответствует обычному случаю скрещенных поляризатора и анализатора. Если же учесть, что между двумя лучами ввиду различия их скоростей в кристалле появилась дополнительная разность фаз, которую мы обозначим через $\Delta\varphi$, то квадрат результирующей амплитуды выразится следующим образом (т. I, § 64, 1959 г.; в пред. изд. § 74):

$$A_{\perp}^2 = 2a_1^2 - 2a_1^2 \cos \Delta\varphi = a_1^2 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}, \quad (2)$$

т. е. сквозь комбинацию из двух скрещенных николей проходит свет, если между ними вставить кристаллическую пластинку. Очевидно, что количество прошедшего света зависит от величины разности фаз $\Delta\varphi$, связанной со свойствами кристалла, его двойным лучепреломлением и толщиной. Только в случае $\alpha=0$ или $\alpha=\frac{\pi}{2}$ получится полная темнота независимо от кристалла (это соответствует случаю, когда ось кристалла перпендикулярна или параллельна главной плоскости николя). Тогда через кристалл идет только один луч — или обыкновенный, или необыкновенный.

Разность фаз $\Delta\varphi$ зависит от длины световой волны. Пусть толщина пластинки есть l ; длина волны (в пустоте) λ ; показатели преломления n_o и n_e .

Тогда

$$\Delta\varphi = 2\pi \left(\frac{l}{\lambda} - \frac{l}{\lambda} \right) = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_o - n_e). \quad (3)$$

Здесь $\frac{\lambda}{n_o}$ — длина волны обыкновенного луча, а $\frac{\lambda}{n_e}$ — длина волны необыкновенного луча в кристалле. Чем больше толщина кристалла и чем больше разность между n_o и n_e , тем больше $\Delta\varphi$. С другой стороны, $\Delta\varphi$ обратно пропорциональна длине волны λ . Таким образом, если для определенной длины волны $\Delta\varphi$ равна π , что соответствует максимуму A_{\perp} (так как в этом случае $\sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}$ равен единице), то для длины волны, в 2 раза меньшей, $\Delta\varphi$ уже равна 2π , что дает темноту (ибо в этом случае $\sin \frac{\Delta\varphi}{2}$ равен нулю). Этим и объясняются цвета, наблюдаемые при прохождении белого света сквозь описанную комбинацию из николей и кристаллической пластинки. Часть лучей, составляющих белый свет, гасится (это те, у которых $\Delta\varphi$ близка к нулю или к четному числу π), другая же часть проходит, причем

сильнее всего проходят лучи, у которых $\Delta\varphi$ близка к нечетному числу π . Например, проходят красные лучи, а ослабляются синие и зеленые или наоборот.

Поскольку в формулу для $\Delta\varphi$ входит l , становится понятным, что изменение толщины должно вызывать изменение цвета лучей, прошедших сквозь систему. Если поместить между николями клин из кристалла, то в поле зрения будут наблюдаться полосы всех цветов, параллельные ребру клина, вызываемые непрерывным ростом его толщины.

Теперь разберем, что будет происходить с наблюдаемой картиной при вращении анализатора.

Повернем второй николю так, чтобы его главная плоскость стала параллельной главной плоскости первого николя. В этом случае на рис. 141 линия OP одновременно изображает обе главные плоскости. Так же, как и раньше,

$$Y = a \sin \alpha$$

и

$$X = a \cos \alpha.$$

Но сквозь анализатор теперь пройдут проекции X и Y на OP :

$$a_1 = a \sin^2 \alpha,$$

$$a_2 = a \cos^2 \alpha.$$

Мы получаем две неравные амплитуды, направленные в одну сторону. Без учета двойного лучепреломления результирующая амплитуда в этом случае равна просто a , как и должно быть при параллельных поляризаторе и анализаторе. Учет разности фаз, возникающей в кристалле между X и Y , приводит к следующей формуле для квадрата результирующей амплитуды:

$$A_{\parallel}^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \Delta\varphi = a^2 - a^2 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}. \quad (4)$$

Сравнивая формулы (2) и (4), мы видим, что $A_{\perp}^2 + A_{\parallel}^2 = a^2$, т. е. сумма интенсивностей световых лучей, прошедших в этих двух случаях, равна интенсивности падающего луча. Отсюда следует, что картина, наблюдаемая во втором случае, является дополнительной к картине, наблюдаемой в первом случае.

Например, при $\Delta\varphi = \pi$ и $\alpha = \frac{\pi}{4}$ в монохроматическом свете скрещенные николи дадут свет, так как в этом случае $\sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2} = 1$, а параллельные — темноту, так как $\cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2} = 0$. В белом свете, если в первом случае проходят красные лучи, то во втором случае при повороте николя на 90° будут проходить зеленые лучи. Эта смена цветов на дополнительные очень эффектна, особенно когда интер-

ференция наблюдается в кристаллической пластинке, составленной из кусочков различной толщины, дающих самые разнообразные цвета.

До сих пор, как мы уже указывали, речь шла о параллельном пучке лучей. Гораздо сложнее дело происходит при интерференции в сходящемся или расходящемся пучке лучей. Причиной усложнения

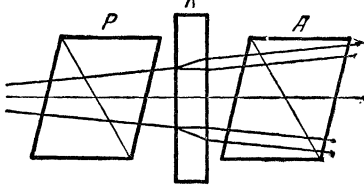


Рис. 142. Схема установки для наблюдения интерференции в сходящихся лучах.

двойного лучепреломления разложатся каждый на обыкновенный и необыкновенный лучи (рис. 142). Ясно, что лучи, обладающие одинаковым наклоном, будут проходить одинаковые пути в кристалле. Следы этих лучей лежат на одной окружности.

Этим объясняется то, что интерференционная картина имеет вид концентрических колец (рис. 143 и 144), пересеченных крестом,

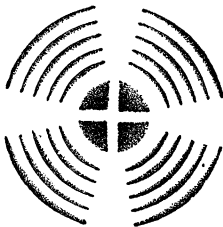


Рис. 143. Пластинка одноосного кристалла между параллельными николями.

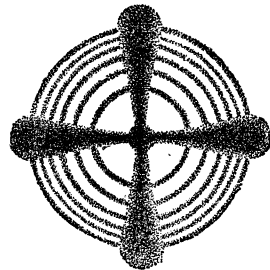


Рис. 144. Пластинка одноосного кристалла между скрещенными николями.

происхождение которого будет объяснено ниже. Соотношения интенсивностей обыкновенного и необыкновенного лучей различны в различных частях одной окружности. На рис. 145 AB означает плоскость колебаний луча, прошедшего нить P ; поскольку радиусы окружностей являются следами плоскостей падения для соответствующих лучей, луч, попадающий в точку E , разложится на необыкновенный с амплитудой, направленной по радиусу, и обыкновенный с амплитудой, перпендикулярной к радиусу. Это вытекает из свойств обыкновенного и необыкновенного лучей; как мы уже указывали, в данном случае колебания необыкновенного луча лежат в плоскости

падения, тогда как колебания обыкновенного луча перпендикулярны к ней. Для двух направлений AB и CD один из лучей пропадает, как это видно из чертежа. В A и B пропадает обыкновенный луч, в C и D пропадает необыкновенный луч. В этих точках из кристалла выходят плоскополяризованные лучи. В случае скрещенных николей эти лучи гасятся, чем и объясняется появление черного креста, совпадающего с AB и CD . В случае параллельных николей тот же крест становится белым. При интерференции в двуосном кристалле картина сложнее и имеет вид, показанный на рис. IV в конце книги.

§ 38. Оптический метод исследования упругих натяжений. Эффект Керра

Как указывалось выше, двойное лучепреломление в кристаллах тесно связано с анизотропией их остальных физических свойств.

Если у аморфных тел вызвать искусственную анизотропию их свойств, то при этом также можно ожидать появления двойного лучепреломления. Действительно, кусок стекла, сжатый в одном каком-либо направлении, приобретает свойство двойного лучепреломления. Такой кусок стекла, помещенный между двумя николями, дает интерференционную картину (рис. V в конце книги), причем на одной и той же интерференционной полосе лежат точки с одинаковым сжатием или растяжением.

Этим пользуются для практических целей, когда надо выяснить распределение напряжений в какой-либо механической детали. Для этого изготовляют из целлулоида модель детали, например фермы, нагружают ее соответствующими грузами и помещают между скрещенными поляризатором и анализатором (николи или поляроиды). Тогда видимая интерференционная картина сразу дает распределение натяжений. Возникает вопрос, в какой мере можно переносить результаты, полученные на модели, сделанной из одного вещества, на реальный объект, состоящий из другого вещества? В теории упругости имеется очень важная теорема, согласно которой распределение напряжений в теле не зависит от значений модуля Юнга и коэффициента Пуассона (т. I, § 43, 1959 г.). От них зависят только абсолютные величины напряжений. Этим и определяется эффективность оптического метода исследования распределения механических напряжений. В таких стеклянных изделиях, как радиолампы и телевизионные трубки, оптический метод служит для непосредственного определения вредных напряжений и браковки.

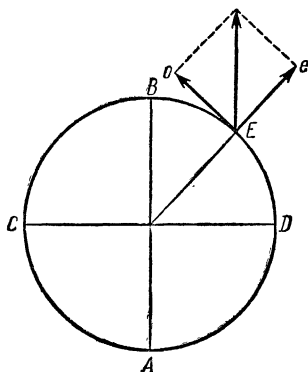


Рис. 145. Разложение колебаний в кристалле.