

где  $\varphi$  — острый угол, определяемый уравнением  $\operatorname{tg} \varphi = b/a$ . Колебания вдоль осей  $\xi$  и  $\eta$  совершаются с одинаковыми амплитудами  $\sqrt{(a^2 + b^2)/2}$ , причем колебание вдоль оси  $\xi$  опережает по фазе колебание вдоль оси  $\eta$  на угол  $\delta = \pi - 2\varphi$ . Внесем кристаллическую пластинку, чтобы ее оси были ориентированы вдоль  $\xi$  и  $\eta$  и чтобы она изменила разность фаз до  $\pm\pi/2$ . Для этого должно быть выполнено соотношение

$$(\omega t - \varphi - k_{\xi} l) - (\omega t - \pi + \varphi - k_{\eta} l) = \pm \pi/2,$$

откуда

$$l = \frac{2\varphi - \pi \pm \pi/2}{k_{\eta} - k_{\xi}} = \lambda \frac{\varphi/\pi - 1/2 \pm 1/4}{n_{\eta} - n_{\xi}}.$$

Тогда волна перейдет в волну, поляризованную по кругу. Знаку плюс соответствует то же направление вращения, что и в исходной эллиптически поляризованной волне, а знаку минус — противоположное. Такой же результат получится, если толщину пластинки изменить на  $m\lambda/(n_{\eta} - n_{\xi})$ , где  $m$  — целое число.

## § 79. Интерференция поляризованных лучей

1. Явления *интерференции поляризованных лучей* в истории оптики имели большое значение для выяснения фундаментального вопроса о *природе световых колебаний*. Они исследовались в классических опытах Френеля и Араго (1816 г.). Конечно, лучи от независимых источников света интерферировать не будут, даже если они предварительно пропущены через поляризационное приспособление. Для интерференции необходима *когерентность*. Однако, как видно из формулы (26.2), результат интерференции линейно поляризованных лучей зависит от угла между плоскостями световых колебаний. Интерференционные полосы наиболее контрастны, когда плоскости колебаний параллельны. Интерференция никогда не наблюдается, если волны поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Это впервые было установлено в упомянутых выше опытах Френеля и Араго. Отсюда Френель пришел к заключению о *поперечности световых колебаний* (см. § 26, пункт 5).

2. Одна из возможных схем для исследования интерференции поляризованных лучей изображена на рис. 276. Лучи от первичного источника света  $S$  проходят через поляроид  $\Pi$  или другое поляризационное приспособление. Вторичные когерентные источники  $S_1$  и  $S_2$  получают одним из способов, применяемых для осуществления двухлучевой интерференции. Исходящие из них пучки поляризованы в параллельных плоскостях. На пути одного из пучков вводится полуволновая кристаллическая пластинка  $K$ . В другом пучке для компенсации возникшей разности хода помещается стеклянная пластинка  $P$  надлежащей толщины. Стеклянная пластинка, конечно, не меняет направления колебаний проходящей через нее линейно поляризованной волны. Кристаллическая пластинка действует так же только в том случае, когда ее оптическая ось параллельна или перпендикулярна к плоскости колебаний. В этом случае из пластинок  $K$  и  $P$  выходят одинаково поляризованные когерент-

ные пучки света. Направления колебаний в этих пучках изображены на рис. 276 совпадающими векторами  $E_1$  и  $E_2$ .

Если повернуть пластинку  $K$  вокруг ее нормали на угол  $\alpha$ , то вектор  $E_1$  повернется на угол  $2\alpha$  и перейдет в положение  $E'_1$  (см. задачу 5 к предыдущему параграфу). Таким образом, можно исследовать интерференцию при различных значениях угла  $2\alpha$  между плоскостями колебаний интерферирующих волн.

Интерференционную картину можно получать на экране  $\mathcal{E}$ , а также наблюдать без экрана с помощью лупы или зрительной трубы. В дальнейших пояснениях плоскость экрана принимается за координатную плоскость  $XU$ , направление оптической оси пластинки  $K$  — за ось  $Y$ , а нормаль к экрану, проведенная в сторону распространения света, — за ось  $Z$ . Следовательно, при повороте пластинки  $K$  будет поворачиваться и ось  $Y$ .

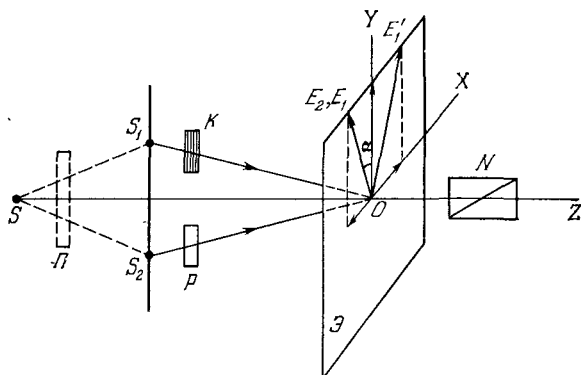


Рис. 276.

От наложения линейно поляризованных монохроматических волн везде, в том числе и на экране  $\mathcal{E}$ , возникнет эллиптическая поляризация света. При неизменном угле между плоскостями колебаний форма и ориентация эллипса колебаний будут изменяться с изменением разности хода между интерферирующими лучами. При определенных значениях разности хода эллиптические колебания могут вырождаться в линейные. Поверхности (а на экране — линии) равной разности хода являются в то же время поверхностями (линиями) одинаковых и одинаково ориентированных эллипсов колебаний.

Разложим, например, в описанной выше установке все колебания по осям  $X$  и  $Y$ . В центре экрана  $O$   $y$ -составляющие векторов  $E'_1$  и  $E_2$  направлены в одну сторону, т. е. колебания вдоль оси  $Y$  совершаются в фазе. Составляющие тех же векторов вдоль оси  $X$  направлены противоположно — вдоль этой оси колебания противо-

фазны и взаимно гасят друг друга. В результате в точке  $O$ , а также во всякой точке оси  $X$  получится линейное колебание параллельно оси  $Y$ . Если сместиться параллельно оси  $Y$  на половину ширины интерференционной полосы, то  $x$ -колебание станет синфазным, а  $y$ -колебание противофазным. Результирующее колебание также будет линейным, но уже вдоль оси  $X$ . В промежуточных точках из-за разности хода между лучами полного гашения не будет ни для  $x$ -, ни для  $y$ -колебания. Однако одно из этих колебаний всегда будет сдвинуто относительно другого по фазе на  $\pi/2$ : результирующее колебание — эллиптическое с главными осями эллипса, параллельными координатным осям  $X$  и  $Y$ .

3. Эллиптический характер поляризации проявляется при наблюдении через николю. Если николю пропускает колебания, параллельные оси  $Y$ , то на экране получают интерференционные полосы, параллельные оси  $X$ . Центральная полоса, проходящая через центр  $O$  экрана (где разность хода равна нулю), будет светлой. При повороте николя на  $90^\circ$  эти полосы гасятся. Зато появляется другая система интерференционных полос, сдвинутая относительно предыдущей на половину ширины полосы. В ней, следовательно, центральная полоса будет темной. Таким образом, поворот николя на  $90^\circ$  из указанного исходного положения приводит к замене светлых полос темными и наоборот.

То же, в частности, будет, когда поляризация круговая (т. е. когда в нашей интерференционной установке кристаллическая пластинка  $K$  повернута из своего исходного положения на угол  $\alpha = 45^\circ$ ). Тогда интерференционные полосы, как они воспринимаются глазом, будут иметь один и тот же вид при любой ориентации николя. При вращении николя полосы непрерывно перемещаются параллельно самим себе. При повороте на  $90^\circ$  это перемещение составляет половину ширины полосы. Направление колебаний изменяется также на  $90^\circ$ . Если убрать николю, то произойдет наложение двух сдвинутых на полполосы некогерентных интерференционных картин со взаимно перпендикулярными колебаниями. Это даст равномерную освещенность экрана, в соответствии с тем, что волны со взаимно перпендикулярными колебаниями никогда не интерферируют. Таким образом, поворот плоскости колебаний одного из линейно поляризованных лучей на  $90^\circ$  (осуществляемый, например, вращением кристаллической пластинки  $K$ ) существенно меняет распределение освещенности на экране. При отсутствии такого поворота на экране видны полосы интерференции. При наблюдении через николю их интенсивность изменяется; полосы пропадают, когда колебания перпендикулярны к главному сечению николя. При наличии же поворота плоскости колебаний одного из лучей на  $90^\circ$  и отсутствии николя никаких интерференционных полос не наблюдается. Зато они появляются при наблюдении через николю и непрерывно перемещаются параллельно самим себе при его вращении,

причем при повороте николя на  $90^\circ$  это перемещение равно половине ширины полосы.

Если опыт производить в неполяризованном свете (т. е. убрать поляроид  $\Pi$ ), то введение кристаллической пластинки, повернутой на любой угол, конечно, оставляет естественным свет, проходящий через нее. Однако, как указал и подтвердил свое заключение на опыте С. И. Вавилов, при этом также должна претерпеть изменения интерференционная картина на экране. Это объясняется тем, что и после введения кристаллической пластинки лучи не остаются независимыми, а определенным образом скоррелированы между собой.

В самом деле, падающий естественный свет можно представить в виде суперпозиции линейно поляризованных некогерентных волн с всевозможными направлениями плоскости колебаний. Возьмем одну из таких волн. При наличии кристаллической пластинки  $K$  и при наблюдении через николю  $N$  на экране получатся интерференционные полосы, описанные выше. Существенно, что положение полос не зависит от угла между плоскостями колебаний интерферирующих волн. Значит, все линейно поляризованные компоненты, на которые разложена падающая волна, дадут совпадающие по положению интерференционные картины. А так как эти картины некогерентны, то их наложение приведет только к взаимному усилению интерференционных полос. При вращении николя, ввиду статистической изотропии естественного света относительно всех направлений, перпендикулярных к лучу, вид интерференционных полос изменяться не будет. Будет происходить лишь перемещение полос параллельно самим себе, как при круговой поляризации, описанной выше. При повороте николя на  $90^\circ$  светлые полосы заменятся темными и наоборот. Не то будет, когда нет кристаллической пластинки. В этом случае в отсутствие николя интерференционные полосы наблюдаться будут. Однако при введении николя интенсивность полос уменьшится вдвое. Вращение же николя вообще не сказывается на положении и интенсивности полос.

4. Важный случай интерференции осуществляется при прохождении через кристалл поляризованного света. Пусть на плоскопараллельную кристаллическую пластинку падает волна под углом  $\varphi$  (рис. 277). В кристалле она разделяется на две волны, распространяющиеся в разных направлениях и с различными скоростями. Пусть  $AB$  и  $AC$  — волновые нормали этих волн, а  $\psi_1$  и  $\psi_2$  — соот-

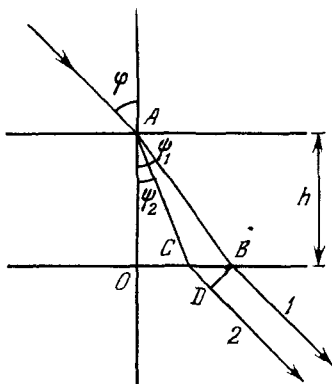


Рис. 277.

ветствующие им углы преломления. В кристалле направления волновых нормалей не совпадают. Вне кристалла различие между этими направлениями пропадает. Из кристалла выходят два луча  $1$  и  $2$ , параллельные падающему и поляризованные в перпендикулярных плоскостях. Оптическая разность хода между ними представляется выражением

$$\Delta = (ACD) - (AB) = n_2 \cdot AC + CD - n_1 \cdot AB,$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления рассматриваемых волн, а  $D$  — основание перпендикуляра, опущенного из точки  $B$  на луч  $2$ . Если  $h$  — толщина пластинки, то

$$AC = h / \cos \psi_2, \quad AB = h / \cos \psi_1, \quad CD = h (\operatorname{tg} \psi_1 - \operatorname{tg} \psi_2) \sin \varphi.$$

По закону преломления  $\sin \varphi = n_1 \sin \psi_1 = n_2 \sin \psi_2$ . Используя эти выражения, получим

$$\Delta = h (n_2 \cos \psi_2 - n_1 \cos \psi_1). \quad (79.1)$$

Разность хода  $\Delta$  между лучами  $1$  и  $2$  обусловлена двумя обстоятельствами: 1) различием показателей преломления  $n_1$  и  $n_2$ ; 2) различием углов преломления  $\psi_1$  и  $\psi_2$ . Второе обстоятельство играет малую роль. В большинстве случаев им можно пренебречь и пользоваться приближенным выражением

$$\Delta = h \cos \psi (n_2 - n_1), \quad (79.2)$$

где угол  $\psi$  имеет любое промежуточное значение между углами преломления  $\psi_1$  и  $\psi_2$ .

5. Разность хода  $\Delta$  можно использовать для получения интерференции лучей  $1$  и  $2$ . Если бы свет, падавший на кристаллическую пластинку, был естественный, то интерференция была бы невозможна, так как в этом случае лучи  $1$  и  $2$  не были бы коррелированы между собой. Для получения коррелированных лучей  $1$  и  $2$  падающий свет должен быть поляризован — линейно или эллиптически. Но и в этом случае при наложении лучей  $1$  и  $2$  интерференция все же не возникнет, так как лучи  $1$  и  $2$  поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Нужно свести колебания в этих лучах к одному направлению, т. е. предварительно пропустить их через николю. В случае плоскопараллельных пластинок лучи сводятся вместе в фокальной плоскости линзы — получаются полосы равного наклона. В случае тонких пластинок переменной толщины наблюдаются полосы равной толщины, локализованные на самих пластинках.

Схема для получения так называемой *интерференции в параллельных лучах* приведена на рис. 278. Кристаллическая пластинка  $K$  вводится между поляризатором  $P$  и анализатором  $A$ . Линейно поляризованный свет, выйдя из поляризатора  $P$ , после прохождения через кристаллическую пластинку  $K$  превращается в поляризован-

ный эллиптически, а затем проходит через анализатор  $A$ , превращаясь снова в линейно поляризованный. Интенсивность проходящего света зависит от ориентации анализатора. При вращении последнего интенсивность  $I$  будет меняться.

Разность фаз, возникающая при прохождении света через кристаллическую пластинку, равна  $2\pi\Delta/\lambda$ , т. е. зависит от длины волны  $\lambda$ .

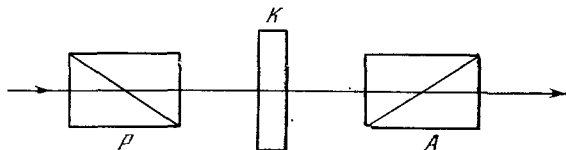


Рис. 278.

При неподвижном анализаторе она различна для разных длин волн. По этой причине интерференционная картина получается окрашенной. При вращении анализатора окраска меняется. При повороте анализатора на  $90^\circ$  окраска меняется на дополнительную — светлые места становятся темными и наоборот. Если главные сечения поляризатора и пластинки параллельны или перпендикулярны между собой, то через пластинку проходит только один луч. Ему не с чем интерферировать, и окрашивание пропадает. Все эти явления получили физически не совсем удачное название *хроматической поляризации*. Она была открыта Араго в 1911 г.

Обычно главные сечения поляризатора и анализатора устанавливаются параллельно (*никколи параллельны*) или перпендикулярно (*никколи скрещены*) друг к другу. В последнем случае установка весьма чувствительна к обнаружению анизотропии. Через два скрещенных николя свет не проходит (поле зрения темное). Если же между ними ввести какое-либо анизотропное тело, то даже при наличии слабой анизотропии система начинает пропускать свет (поле зрения просветляется).

Для количественного расчета примем главные направления кристаллической пластинки за координатные оси  $X$  и  $Y$  (рис. 279). Пусть поляризатор пропускает колебания только в направлении  $P$ , а анализатор — только в направлении  $A$ . Углы между этими направлениями и осью  $X$  обозначим соответственно через  $\alpha$  и  $\beta$ . Амплитуду света, вышедшего из поляризатора, примем за единицу. Тогда по выходе из пластинки амплитуда световых колебаний вдоль оси  $X$  будет  $\cos \alpha$ , а вдоль оси  $Y$  —  $\sin \alpha$ . Из этих колебаний анализатор пропустит колебания с амплитудами  $a_1 = \cos \alpha \cos \beta$  и  $a_2 =$

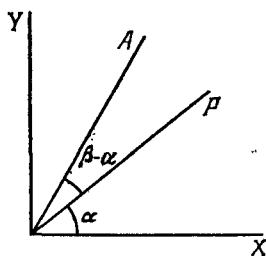


Рис. 279.

$= \sin \alpha \sin \beta$  соответственно, причем в результате прохождения через пластинку между обоими колебаниями возникнет разность фаз  $\delta$ . От сложения обоих колебаний получится колебание, амплитуда  $a$  которого определяется соотношением

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \delta = (a_1 + a_2)^2 - 4a_1a_2 \sin^2 \frac{\delta}{2}.$$

После подстановки значений  $a_1$  и  $a_2$ , приведенных выше, для интенсивности света, проходящего через анализатор, получим

$$I = \cos^2 (\beta - \alpha) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\delta}{2}. \quad (79.3)$$

В этой формуле в сочетании с формулой (79.1) содержится объяснение всех особенностей интерференции поляризованного света в параллельных лучах. Пока свет монохроматичен, а толщина пластинки всюду одинакова, все величины в (79.3) постоянны, так что получается *равномерная освещенность* пластинки. При повороте поляризатора или анализатора на  $90^\circ$  выражение (79.3) переходит в

$$I' = \sin^2 (\beta - \alpha) + \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\delta}{2}.$$

Следовательно,  $I + I' = 1$ . Это очевидно и из общих соображений, так как при указанном повороте весь свет, пропускавшийся ранее, будет задержан, а задержавшийся начнет проходить. В частном случае, когда николи параллельны ( $\alpha = \beta$ ),

$$I = 1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\delta}{2}, \quad (79.4)$$

а когда скрещены —

$$I' = \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\delta}{2}. \quad (79.5)$$

В белом свете, если его разложить на спектральные составляющие, первое слагаемое в (79.3) остается постоянным, а второе зависит от длины волны и приводит к окрашиванию поля зрения. Если направление  $P$  совпадает с одним из главных направлений пластинки ( $\alpha = 0$  или  $\alpha = \pi/2$ ), то  $I = \cos^2 (\beta - \alpha)$ , т. е. интенсивность  $I$  постоянна и не зависит от длины волны. В этом случае, как было уже отмечено выше, интерференции нет, и в белом свете получается равномерно освещенное неокрашенное поле. Интенсивность его можно менять поворотом николя-анализатора  $A$ , но оно все время остается белым.

6. Более сложные явления наблюдаются при *интерференции сходящихся поляризованных лучей*. Обычно применяемая схема для наблюдения таких явлений представлена на рис. 280. Параллельный пучок линейно поляризованного света линзой  $L_1$  превращается в сходящийся и концентрируется на кристаллической пластинке  $K$ . После прохождения через пластинку  $K$  каждый луч разделяется

на два параллельных луча, между которыми возникает разность хода. При наложении таких лучей свет становится поляризованным эллиптически, причем разность хода между лучами, а с ней и характер эллиптической поляризации зависят от угла наклона падающего луча. Линза  $L_2$ , одинаковая с  $L_1$ , делает лучи снова параллельными. Распределение светового поля в фокальной плоскости  $FF$  линзы проектируется объективом  $O$  и никодем-анализатором  $A$  на экран, где и наблюдается интерференционная картина.

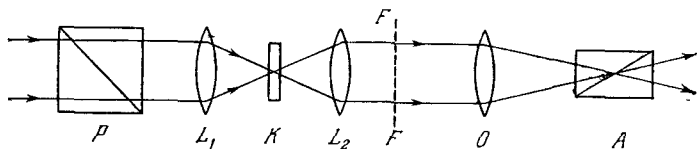


Рис. 280.

Чтобы составить представление о форме получающихся интерференционных полос, введем понятие *изохроматической поверхности* (поверхности одинакового цвета). Возьмем в неограниченной кристаллической среде произвольную точку  $O$  и представим, что через нее во всевозможных направлениях и притом в одинаковых фазах проходят плоские волны. В каждом направлении волновой нормали распространяются две волны, линейно поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях. На расстоянии  $r$  от точки  $O$  между ними возникнет разность хода  $\Delta = (n_2 - n_1) r$ , где  $n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления этих волн. Фиксировав  $\Delta$ , будем откладывать на волновых нормалях отрезки с длиной  $r = \Delta / (n_2 - n_1)$ . Геометрическое место концов таких отрезков есть поверхность равной разности фаз между волнами, которые могут распространяться вдоль одной и той же волновой нормали. Она и называется *изохроматической поверхностью*. Придавая  $\Delta$  всевозможные значения, получим *семейство изохроматических поверхностей* с общим центром  $O$ . Линии, получающиеся от сечения такого семейства плоскостями, называются *изохроматическими линиями*, или *изохроматами*. Очевидно, изохроматы есть *линии постоянной разности фаз* между соответствующими волнами, могущими распространяться вдоль одной и той же волновой нормали.

Для одноосного кристалла изохроматическая поверхность есть поверхность вращения вокруг оптической оси (рис. 281). В направлении оптической оси она уходит в бесконечность, так как для этого направления оба показателя преломления  $n_1$  и  $n_2$  совпадают. В двуосных кристаллах таких направлений два (рис. 282). Это есть оптические оси, точнее — оси нормалей (см. § 80). Мы не будем заниматься выводом уравнения изохроматической поверхности, а ограничимся качественными соображениями.



Напомним, что интерферирующие волны возникают при двойном преломлении одной и той же падающей волны. Волновые нормали получившихся двух волн внутри кристаллической пластинки несколько отличаются друг от друга по направлению. Однако таким различием мы пренебрежем, как это уже делалось при замене точной формулы (79.1) приближенной (79.2). В этом приближении, как показывается ниже, интерференционные полосы можно отождествить с определенным семейством изохромат. В самом деле, представим, что на передней плоскости кристаллической пластинки  $K$  (рис. 280) помещена маленькая диафрагма. (В такой диафрагме нет надобности, если задний фокус линзы  $L_1$  находится на передней поверхности пластинки.) Примем центр этой диафрагмы за центр  $O$

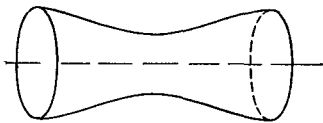


Рис. 81.

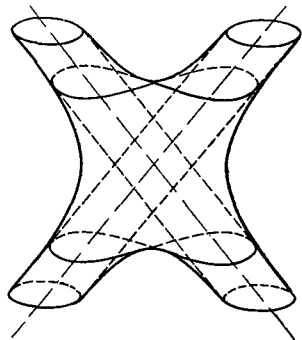


Рис. 282

семейства изохроматических поверхностей. Задняя плоскость пластинки  $K$  пересечет это семейство вдоль изохроматических линий. Последние в указанном выше приближении будут совпадать с интерференционными линиями на задней поверхности пластинки  $K$ . Если оптическая система дает изображение этой поверхности на экране, то при этом получится и подобное изображение рассматриваемой системы интерференционных линий. При иной фокусировке, из-за преломления волновых нормалей при выходе из пластинки  $K$ , полного подобия между изохроматами и интерференционными линиями на экране не будет. Однако это обстоятельство не сказывается существенно на виде интерференционных полос. Изохроматы практически всегда качественно верно передают форму интерференционных полос.

Форма изохромат и интерференционных полос определяется симметрией кристалла и ориентацией его оптических осей. На рис. 283 показаны интерференционные полосы в случае пластинки одноосного кристалла, вырезанной перпендикулярно к оптической оси. В соответствии с осевой симметрией они имеют форму concentрических кругов. Картина получена в скрещенных николях. Кольца пересечены темным крестом. Происхождение его весьма простое. На пластинку  $K$  падает линейно поляризованный свет. Рассмотрим плоскость главного сечения и плоскость, перпендикулярную к ней.

Пусть обе плоскости пересекаются вдоль оси вращения системы. Лучи в этих плоскостях не испытывают двойного преломления, интерференции в таких лучах не возникает. После прохождения через пластинку обе системы лучей остаются линейно поляризованными с сохранением прежнего направления колебаний. Лучи с такими колебаниями гасятся никодем-анализатором. Вокруг прямых, по которым рассматриваемые плоскости пересекаются с плоскостью экрана, и формируется темный крест. Если николи перевести в параллельное положение, то вся картина сменяется дополнительной, в частности, черный крест заменяется белым.

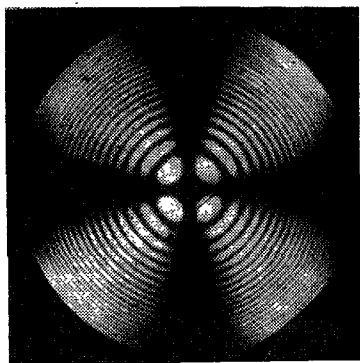


Рис. 283.

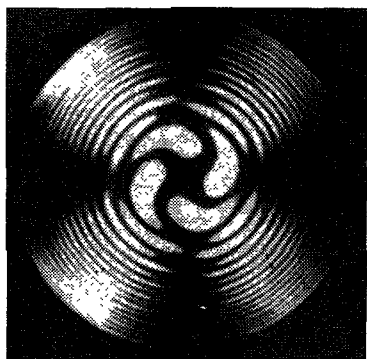


Рис. 284.

Если в предыдущем опыте пластинку  $K$  заменить двумя сложными вместе пластинками из правого и левого кварца, вырезанными перпендикулярно к оптической оси, то получаются спиралеобразные интерференционные картины, называемые *спиралями Эйри* (рис. 284). Их происхождение связано с тем, что кварц *вращает плоскость поляризации*. Для правого кварца это вращение происходит в одну сторону, а для левого — в противоположную.

На рис. 285 показан вид изохромат для пластинки одноосного кристалла, вырезанной параллельно оптической оси, а на рис. 286 — для пластинки двуосного кристалла, вырезанной перпендикулярно к биссектрисе угла между оптическими осями.

7. Интерференция поляризованных лучей дает удобный и чувствительный метод обнаружения и исследования оптической анизотропии тел во всех случаях, когда она мала. Для этого обычно применяется установка в параллельных лучах с скрещенными николями, схематически изображенная на рис. 278. Вместо кристаллической пластинки ставится исследуемый образец. В отсутствие образца свет через систему не проходит. При введении образца, обладающего анизотропией, поле зрения просветляется и в случае

белого света становится окрашенным. Таким методом исследуются различные случаи *искусственной анизотропии*.

Брюстером в 1815 г. было открыто *двойное преломление при механических деформациях* изотропных тел. Среда может состоять из анизотропных молекул. В отсутствие деформаций они ориентированы хаотически, вследствие чего среда макроскопически изотропна. При деформациях может возникнуть преимущественная ориентация и изменение расположения молекул в пространстве. Это и ведет

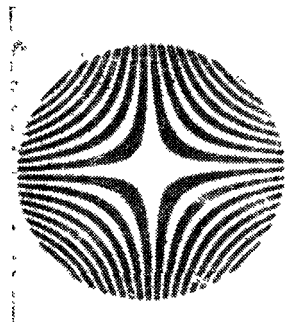


Рис. 285.

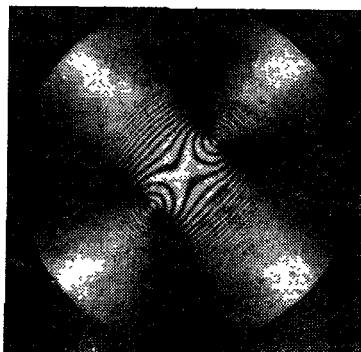


Рис. 286

к возникновению двойного преломления. В простейшем случае одностороннего растяжения или сжатия тело ведет себя как одноосный кристалл с оптической осью вдоль растяжения или сжатия. Как показали опыты, разность  $n_o - n_e$  между обыкновенным и необыкновенным показателями преломления пропорциональна приложенному напряжению, а коэффициент пропорциональности зависит от длины волны. Эффект сохраняется и при остаточных деформациях. Он применяется для исследования упругих напряжений и остаточных деформаций в телах. Двойное преломление возникает при течении жидкостей с анизотропными молекулами (эффект Максвелла), а также при внесении тел в электрическое или магнитное поля (см. §§ 90 и 91).

### ЗАДАЧИ

1. Почему никогда не может получиться интерференция обыкновенного и необыкновенного лучей, вышедших из пластинки двоякопреломляющего кристалла, настолько тонкой, что она не дает заметного разделения лучей?

2. Почему демонстрационные опыты по интерференции поляризованных лучей удобнее делать с тонкими, а не с толстыми пластинками? Почему даже с тонкими пластинками из исландского шпата трудно получить интерференционную картину в белом свете?

Ответ. У исландского шпата очень велика разность обыкновенного и необыкновенного показателей преломления, так что даже в тонких пластинках получаются большие разности хода, при которых интерференция в белом свете невозможна.

3. Две толстые пластинки одноосного кристалла, одинаково ориентированные и весьма мало отличающиеся по толщине, в скрещенных николях дают по рознь белый свет. Почему в тех же условиях может получиться окрашивание, если повернуть одну пластинку относительно другой на  $90^\circ$ ?

Решение. Когда пластинки одинаково ориентированы, вносимая ими разность хода велика, т. е. соответствует высокому порядку интерференции. В таких условиях интерференция в белом свете наблюдаться не может. Если одну из пластинок повернуть относительно другой на  $90^\circ$ , то вносимая ими разность хода будет такая же, какая вносится пластинкой с толщиной, равной разности толщин рассматриваемых пластинок. При малой разности толщин разность хода может сделаться настолько малой, что станет возможна интерференция в белом свете.

4. Кварцевая пластинка толщиной в 1 мм вырезана перпендикулярно к оптической оси. Как определить, из право- или левовращающего кварца сделана пластинка, имея в своем распоряжении два николя и источник: 1) монохроматического света; 2) белого света?

Ответ. 1) Если поместить пластинку кварца, вырезанную перпендикулярно к оптической оси, между скрещенными николями и осветить систему монохроматическим светом, то она будет пропускать свет; повернув анализатор на угол, меньший  $90^\circ$ , можно снова погасить свет. Если при этом наблюдатель должен вращать анализатор по направлению часовой стрелки, то кварц будет правовращающий, если же против часовой стрелки, то левовращающий.

2) Если осветить систему белым светом, то пластинка будет казаться окрашенной. Вращательная способность увеличивается с уменьшением длины волны. Поэтому, если вращать анализатор по часовой стрелке, то для правовращающего кварца окраска будет меняться в сторону коротких длин волн спектра. Для левовращающего кварца порядок изменения окраски будет обратный.

## § 80. Нормальные скорости и поляризация волн в двуосных кристаллах

1. Перейдем теперь к исследованию распространения волн в *оптически двуосных кристаллах*. В общем случае вектор  $D$  может зависеть не только от вектора  $E$ , но и от его пространственных производных. Это явление называется *пространственной дисперсией* (см. § 96). В слабых полях такая зависимость, конечно, может считаться линейной. Для плоских монохроматических волн дифференцирование  $E$  по координатам  $x, y, z$  сводится к умножению его проекций на  $-ik_x, -ik_y, -ik_z$ . В этом случае зависимость от пространственных производных можно учесть прежней формулой (75.2), если диэлектрический тензор  $\epsilon_{kj}$  считать комплексным. Формально так можно поступать и в случае неплоских волн. Однако волны должны предполагаться монохроматическими.

Для непоглощающих сред диэлектрический тензор должен быть *эрмитовым*, т. е.  $\epsilon_{kj} = \epsilon_{jk}^*$ . Действительно, для производной плотности электромагнитной энергии  $u$  по времени электродинамика дает

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} (ED + HB)$$