

Интерференция поляризованных волн

Лучи обыкновенный и необыкновенный, т.е. лучи с взаимно перпендикулярными направлениями поляризации, могут быть получены, если на пути луча до входа в кристаллическую пластинку P поставить призму Николя N (рис.19).

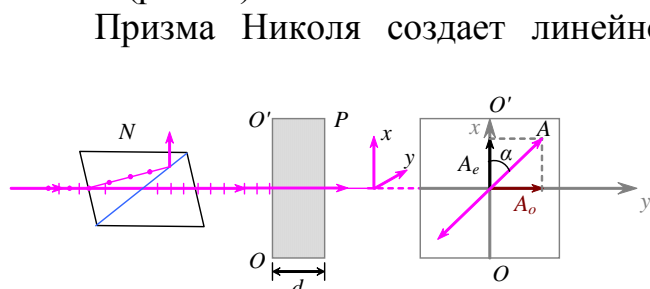


Рис.19

Призма Николя создает линейно поляризованный свет, причем направление колебания электрического вектора может меняться поворотом николя. **Линейно поляризованный свет падает на кристаллическую пластинку, где распадается на обыкновенный и необыкновенный лучи.**

Для того, чтобы установить характер распространения линейно поляризованного луча в двоякопреломляющей кристаллической пластинке, разложим амплитуду колебания его электрического вектора A на две составляющие A_o и A_e . Сквозь пластинку будет распространяться **по одному направлению** два луча, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях. Составляющая $A_o = A \cdot \sin \alpha$ – это амплитуда обыкновенной волны, распространяющейся в пластинке. Составляющая $A_e = A \cdot \cos \alpha$ – амплитуда необыкновенной волны, α – угол между плоскостью колебаний падающего луча и осью пластинки. Отношение

$$\frac{A_o}{A_e} = \frac{A \sin \alpha}{A \cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha \quad (9)$$

не зависит от A , т.е. одинаково для всех элементарных волн, составляющих линейно поляризованную волну. Таким образом, можно сделать следующий вывод: **обыкновенная и необыкновенная волны, возникающие в одноосном кристалле при падении на него линейно поляризованного света, когерентны, так как содержат попарно когерентные составляющие, следовательно, они могут интерферировать.**

Поскольку скорость их различна, оказывается различен и коэффициент преломления ($n_o = \frac{c}{v_o}$, $n_e = \frac{c}{v_e}$), поэтому одна и та же толщина d пластинки представляет для них **разный оптический путь**. Оптическая разность хода волн равна

$$\Delta_{om} = d(n_o - n_e). \quad (10)$$

Поскольку эти волны проходят разный оптический путь, то по выходе из вещества между ними возникает разность фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_{opt} = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_o - n_e). \quad (11)$$

В теории колебаний рассмотрены примеры сложения взаимно перпендикулярных колебаний, что является аналогом сложения (интерференции) когерентных обыкновенного и необыкновенного лучей после выхода из пластинки, т.к. после выхода обе волны распространяются с одинаковой скоростью и их можем рассматривать как составляющие одной волны. Сложением взаимно перпендикулярных колебаний с разными амплитудами $a=A_e$, $b=A_o$ и разность фаз $\Delta\varphi$ приведет к образованию **эллиптического колебания**, т.е. колебания, при котором конец результирующего вектора описывает эллипс:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} - \frac{2xy}{ab} \cdot \cos \alpha = \sin^2 \alpha \quad (12)$$

Такой свет называется **эллиптически поляризованным**.

Рассмотрим несколько частных случаев.

1). Пластика в четверть волны.

Если толщина пластинки такова, что оптическая разность хода двух лучей составляет $\Delta_{opt} = \frac{1}{4} \lambda$, из уравнения (11) $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$. Уравнение эллипса примет вид

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1,$$

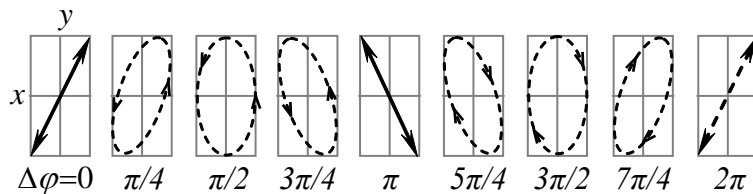


Рис.20

Т.е. эллипс, ориентированный относительно главных осей (ось OO' и ось, перпендикулярная к ней). Различные типы поляризации показаны на рисунке 20. Форма и ориентация эллипса зависят от α и $\Delta\varphi$.

2). Пластика в полволны.

При $\Delta_{opt} = \frac{\lambda}{2}$,

$$\Delta\varphi = \pi \quad (13)$$

уравнение (12) принимает вид

$$\frac{x}{a} = \frac{y}{b} = 0. \quad (14)$$

Следовательно, при выходе из пластинки свет остается плоско поляризованным, изменяется направление колебаний.

Цвета кристаллических пластинок

При наложении когерентных лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях, привычной картины интерференции с характерными чередующимися максимумами, не наблюдается.

Рассмотрим интерференцию двух лучей, колебания в которых приведены к одной плоскости. Пластинку P из одноосного кристалла с оптической осью OO' поместим между николями N_1 и N_2 (рис.21). Пластинка вырезана из одного кристалла параллельно оптической оси.

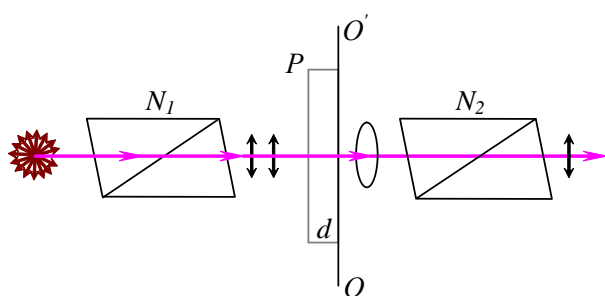


Рис.21

Из первого николя свет выйдет плоскополяризованным. Пройдя через пластинку, свет станет в общем случае эллиптически поляризованным. По выходе из николя N_2 свет снова будет плоскополяризованным.

Предположим, что николи скрещены. Обозначим положение главных сечений обоих николей линиями N_1 и N_2 (рис.22).

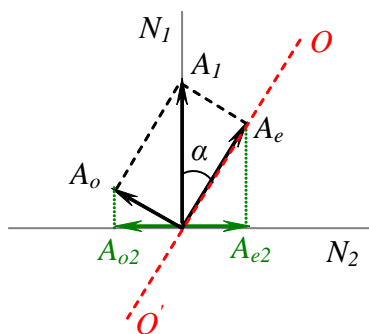


Рис.22

Световое колебание, вышедшее из николя N_1 изобразится вектором A_1 . Луч, попавший на пластинку P , разобьется на два – обыкновенный с амплитудой A_o (колебания электрического вектора перпендикулярны к оптической оси OO') и необыкновенный с амплитудой A_e (колебания электрического вектора в направлении оси OO').

Эти колебания когерентны, амплитуды

$$A_o = A_1 \cdot \sin \alpha \quad \text{и} \quad A_e = A_1 \cdot \cos \alpha.$$

(15)

При толщине пластинки d разность фаз когерентных лучей после прохождения пластинки составит

$$\Delta \varphi = \frac{2 \pi d}{\lambda} (n_o - n_e).$$

Второй николь пропустит колебания только направления N_2 . таким образом, николь N_2 , являясь анализатором, 1) разлагает приходящие к нему когерентные волны, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях и имеющие разность фаз $\Delta \varphi$, 2) выделяет из них составляю-

щие A_{o2} и A_{e2} , которые поляризованы в одной плоскости, и тем самым создает условия, необходимые для интерференции этих волн. Из рисунка и равенства (15) имеем

$$A_{o2} = A_1 \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha \quad (16)$$

$$A_{e2} = A_1 \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha,$$

амплитуды численно равны друг другу. Проекции на N_2 имеют разные знаки, это означает, что к разности фаз $\Delta \varphi$ возникает еще добавочная разность фаз, равная π . Суммарная разность фаз

$$\Delta \varphi_1 = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_o - n_e) + \pi \quad (17)$$

При $\Delta \varphi_1 = 2k\pi$, где k – целое число, оба колебания усилят друг друга, и поле при рассмотрении сквозь скрещенные призмы окажется просветленным.

При $\Delta \varphi_1 = (2k+1)\pi$ поле останется темным, колебания полностью погасят друг друга.

При освещении системы белым светом условия максимального усиления или ослабления колебаний осуществляется не одновременно для лучей разных длин волн и поэтому при заданной толщине плоскопараллельной пластинки расположенной между скрещенными николями, поле представится равномерно окрашенным. Тон окраски зависит от толщины пластинки и значения разности показателей преломления $n_o - n_e$.

Если главные сечения николей расположить параллельно друг другу (рис.23), то

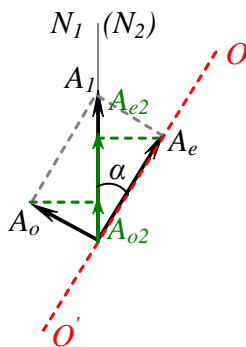


Рис.23

$$A_{o2} = A_1 \cdot \sin^2 \alpha, \quad (18)$$

$$A_{e2} = A_1 \cdot \cos^2 \alpha.$$

Оба вектора, A_{o2} и A_{e2} , направлены в одну сторону, разность фаз между когерентными волнами равна

$$\Delta \varphi_2 = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_o - n_e) . \quad (19)$$

Из рисунка видно – при любой толщине пластинки, расположенной между николями, поле окажется просветленным, исключение составляет частный случай, когда $\alpha = \pi/4$.

Благодаря тому, что разность фаз $\Delta \varphi_2$ отличается на π от разности фаз $\Delta \varphi_1$, при параллельных николях ослабляются те лучи, которые при той же пластинке усиливались при скрещенных николях, и наоборот. В результате, при освещении системы белым светом окраски при параллельных и

при скрещенных николях получаются разные; эти две окраски называются *дополнительными*. Это явление получило название *хроматической поляризации* и используется как чувствительный метод обнаружения двойного лучепреломления.

Искусственная анизотропия

Двойное лучепреломление имеет место в естественных анизотропных средах. 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:

$$n_o - n_e = k_1 \sigma \text{ (в случае деформации),}$$

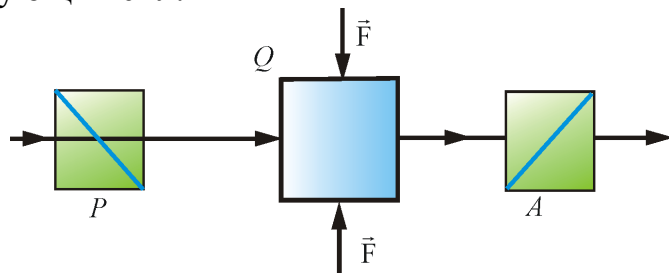
$$n_o - n_e = k_2 E^2 \text{ (в случае электрического поля),}$$

$$n_o - n_e = k_3 H^2 \text{ (в случае магнитного поля),}$$

где k_1, k_2, k_3 — постоянные, характеризующие вещество, σ — нормальное напряжение, E и H — соответственно напряженность электрического и магнитного полей.

Рассмотрим различные методы создания искусственной анизотропии.

а) *Анизотропия при деформации*. Оптически изотропное тело при деформации сжатия или растяжения приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого коллинеарна с направлением деформирующих сил.



Мерой возникшей анизотропии служит разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей. Эксперимен-

тально установлено соотношение между ними в направлении, перпендикулярном оптической оси:

$$n_o - n_e = k\sigma, \quad (20)$$

где $\sigma = F/S$ – напряжение, вызвавшее деформацию, k – постоянная, характеризующая свойства вещества.

Поместим прозрачное изотропное тело (стекло, плексиглас, целлулоид) между скрещенными николями. Такая система не пропускает свет. Если тело подвергнуть сжатию (рис.24), свет начинает проходить. Областям в теле, которые испытывают одинаковое давление, соответствует одинаковый сдвиг фаз, а, следовательно, и одинаковая окраска. Наблюдаемая в прошедших лучах картина оказывается набором цветных полос, это линии равного напряженного состояния (изохромы). Такой метод изучения деформации называется **методом фотоупругости** и применим к телам любой сложной формы. Метод получил значительное распространение в современной технике для изучения внутренних напряжений в различных не прозрачных частях машин и сооружений. Для этой цели прозрачную

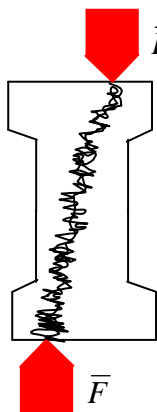


Рис.24

модель исследуемого тела подвергают соответственным механическим усилиям. Метод позволяет решать теоретические и практические задачи о деформациях, возникающих в телах различной формы под влиянием тех или иных сил и их направления.

Метод фотоупругости используется для обнаружения остаточных внутренних напряжений, которые возникают в изделиях из стекла при несоблюдении технологии их изготовления.

б). **Анизотропия, вызванная действием электрического поля.** Оптически изотропное вещество в электрическом поле приобретает свойства одноосного кристалла с оптической осью, коллинеарной вектору напряженности электрического поля (**явление Керра, 1875г.**). Явление наблюдается в твердых диэлектриках, жидкостях и газах.

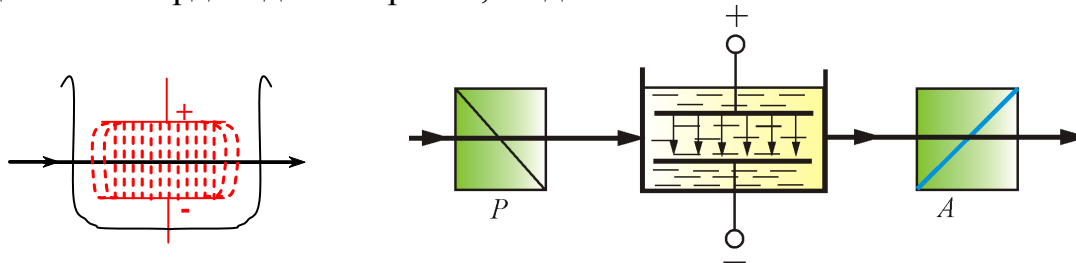


Рис.25

Поместим прозрачную кювету с жидкостью между скрещенными николями. В кювету введем пластины плоского конденсатора, это так называемая **ячейка Керра** (рис.25). В качестве исследу-

емой жидкости берется нитробензол ($C_6H_5NO_2$). В отсутствие электрического поля система не пропускает свет, т.к. жидкость изотропна. Если к электродам приложить электрическое поле, то наблюдается просветление поля зрения, что доказывает возникновение двойного лучепреломления.

С молекулярной точки зрения явление Керра объясняется оптической анизотропией молекул жидкости, в которой наблюдается эффект. Анизотропные молекулы в обычных условиях расположены хаотично, так что при распространении световой волны с любым направлением электрического вектора и по любому направлению она будет встречать одинаковые условия: среда ведет себя как изотропная.

Наложение сильного электрического поля вызовет преимущественную ориентацию молекул, в жидкости нарушается полная хаотичность во взаимной ориентации частиц. Молекулы стремятся ориентироваться таким образом, чтобы направления их максимальной поляризуемости совпадали с направлением вектора напряженности \vec{E} электрического поля.

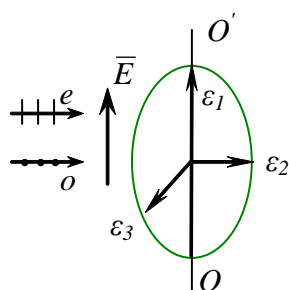


Рис.26

В связи с этим диэлектрическая проницаемость ϵ и показатель преломления $n = \sqrt{\epsilon}$ среды должны зависеть от направления, т.е. среда становится оптически анизотропной.

Внешнее электрическое поле является осью симметрии, поэтому диэлектрическая постоянная ϵ_1 будет отличаться от диэлектрической постоянной $\epsilon_2 = \epsilon_3$, перпендикулярной к направлению поля. Таким образом, эллипсоид диэлектрической постоянной есть эллипсоид вращения (рис.26) и среда подобна одноосному кристаллу.

Электрический вектор необыкновенного луча имеет направление, совпадающее с \vec{E} . Колебание электрического вектора обыкновенного луча перпендикулярны к \vec{E} . В первом случае ϵ и n имеют максимальное значение, во втором – минимальное. Следовательно, $n_e > n_o$. Опыт показывает, что

$$n_e - n_o = k\lambda E^2, \quad (21)$$

где λ – длина волны света в вакууме,

k – константа Керра.

Эффект Керра безынерционен, длительность перехода вещества в электрическом поле из изотропного состояния в анизотропное и обратно составляет $10^{-9} - 10^{-10} c$, поэтому ячейка Керра, помещенная между скрещенными николями используется в скоростной фотосъемке быстро протекающих процессов в качестве быстродействующего светового затвора.

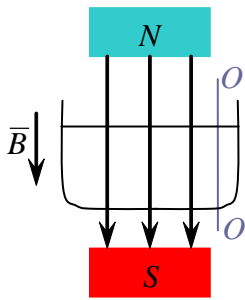


Рис.27

в). **Анизотропия, вызванная действием магнитного поля (явление Коттон – Мутона, 1910г.)**. Оптически изотропное вещество в магнитном поле приобретает свойства одноосного кристалла, ось которого коллинеарна направлению индукции магнитного поля B . При распространении света перпендикулярно индукции магнитного поля (рис.27)

$$n_e - n_o = C\lambda B^2, \quad (22)$$

где C – постоянная, характеризующая свойства вещества.

Этот эффект очень мал. Объяснение эффекта аналогично объяснению эффекта Керра.

3.11. Вращение плоскости поляризации

Некоторые вещества, называемые оптически активными, обладают способностью вызывать вращение плоскости поляризации проходящего через них плоско поляризованного света. Вращение плоскости колебаний поляризованного света обусловлено особенностями структуры активных веществ, асимметрией молекул, либо асимметричным размещением атомов в кристалле.

К оптически активным веществам относится ряд твердых тел [кварц, киноварь (минерал, относящийся к классу сульфидов HgS , содержащий 86,2% Hg), сахар и др.], жидкости (скипидар, никотин) и растворы оптически активных веществ в неактивных растворителях (водные растворы сахара, винной кислоты и др.).

При прохождении линейно поляризованного луча вдоль оптической оси кварцевой пластинки (рис.28) наблюдается поворот плоскости поляризации. Если между скрещенными призмами, дающими темное поле зрения, поместить кварцевую пластинку, то при прохождении линейно поляризованного луча вдоль оптической оси пластинки наблюдается поворот плоскости поляризации (Араго, 1811г.), поле зрения просветляется. Впоследствии это явление было обнаружено в других кристаллах и в жидкостях и получило название **вращения плоскости поляризации**. Вещества, вращающие плоскости поляризации, называются **оптически активными**. Экспериментально установлено, что **угол поворота зависит от длины d пути в кристаллической пластинке и от длины волны:**

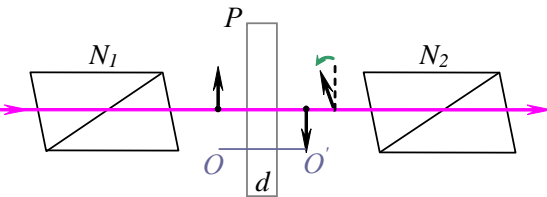


Рис.28

$$\varphi = \alpha d, \quad (23)$$

где, α - *вращательная способность*.

Кварцевая пластинка толщиной в 1мм поворачивает плоскость поляризации желтых лучей ($\lambda=589\text{нм}$) на $21,7^\circ$, ультрафиолетовых лучей ($\lambda=214,7\text{нм}$) на 236° . Эти данные показывают весьма значительную вращательную способность кварца.

Существуют две модификации кристалла кварца – *правовращающая* и *левовращающая*. Они характеризуются различными направлениями вращения плоскости поляризации, которые определяются в соответствии с правилом правого или левого винта при распространении света вдоль оптической оси (рис.29).

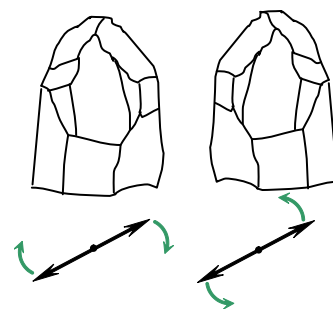


Рис.29

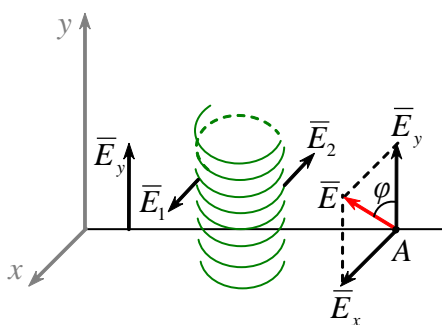


Рис.30

Объяснить вращательную способность можно качественно, с точки зрения электронной теории. Сделано предположение, что в оптически активной молекуле имеются такие связи, что под действием световой волны электроны движутся по винтообразным траекториям. В активных кристаллах, например в кварце, атомы кремния и кислорода расположены по винтовым линиям (рис.30).

Пусть на молекулу падает линейно поляризованный луч света, колебания электрического вектора \vec{E}_y которого направлено вдоль оси y . Электрическое поле вызовет движение электронов молекулы вверх и вниз по спирали. Вдоль оси y возникает ток и происходит излучение электрического поля \vec{E}_y в точке A . перемещаясь по спирали, электроны приобретают составляющую тока вдоль оси x . Составляющие тока от противоположных сторон витка создают электрические поля \vec{E}_1 и \vec{E}_2 в точке A равные по величине, но с определенной, не равной нулю, разностью фаз. Поля не могут взаимно погаситься и остается небольшая \vec{E}_x компонента электрического поля, хотя первоначально падающее поле имело только компоненту \vec{E}_y . Складывая эти компоненты, получаем результирующее поле \vec{E} , повернутое на угол φ . Следовательно, при движении луча через активную среду направление поляризации поворачивается вокруг оси луча.

Угол поворота в жидкостях зависит и от концентрации c активного вещества:

$$\varphi = \alpha d \cdot c. \tag{24}$$

Это выражение называется *законом Био* (1832г.) и находит практическое применение при измерении концентрации раствора.