

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М. В. Ломоносова

Физический факультет

кафедра общей физики и физики конденсированного состояния

Методическая разработка

по общему физическому практикуму

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ К
ЛАБ. РАБОТАМ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ**

Доцент Пустовалов Г.Е., доцент Свирина Е.П.

Москва 2012г.

Подготовил методическое пособие к изданию доц. Авксентьев Ю.И.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ

1. Понятие о поляризации света и двойное лучепреломление в кристаллах

Световые волны. Из теории электромагнитных явлений, разработанной Максвеллом во второй половине XIX столетия, следует, что свет представляет собой электромагнитные волны. От радиоволн световые волны отличаются лишь длиной волны: первые имеют длину волны от нескольких сантиметров до нескольких километров, вторые - $10^{-4} - 10^{-5}$ см.

Электромагнитные волны представляют собой распространяющиеся в пространстве изменения напряжённости электрического и магнитного полей, связанных между собой.

Электромагнитные волны, а, следовательно, и световые волны, являются *поперечными*. В них векторы напряжённости электрического поля \vec{E} и магнитного поля \vec{H} перпендикулярны направлению распространения волны (т.е. вектору скорости \vec{v}), а также перпендикулярны друг другу. Явления интерференции и дифракции света объясняются тем, что свет обладает волновыми свойствами. Однако для объяснения этих явлений безразлично, являются ли световые волны поперечными или продольными. В то же время, такое оптическое явление, как *поляризация света*, может быть понято лишь при помощи представления о свете как о поперечных электромагнитных волнах.

На рис. 1 изображено распределение в пространстве напряжённости электрического и магнитного полей в некоторый фиксированный момент времени

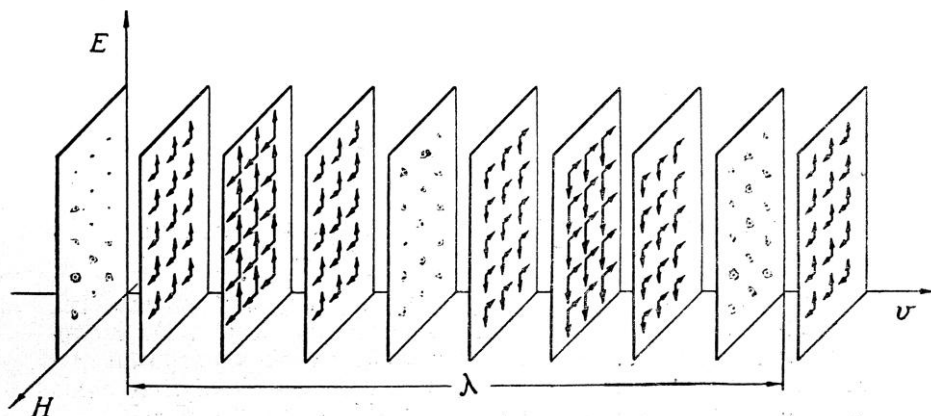


Рис. 1

в частном случае так называемой *плоской монохроматической волны*. В такой волне во всех точках, которые лежат на любой плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, значения напряжённости электрического поля так же, как и значения напряжённости магнитного поля, одинаковы и имеют одно и то же направление. При этом, как показано на рис. 2, значения напряжённости электрического и

магнитного полей в зависимости от расстояния вдоль направления распространения волны меняются по закону синуса. С другой стороны, в каждой точке пространства значения напряжённостей с течением времени также изменяются (колеблются) по закону синуса.

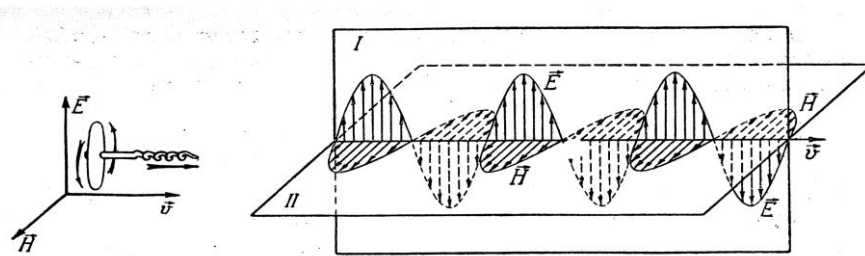


Рис. 2

Электрический и магнитный векторы¹ в бегущей электромагнитной волне колеблются в *одинаковой фазе*, т.е. достигают максимальных значений в данной точке пространства в один и тот же момент времени и образуют с направлением распространения волны *правовинтовую систему*. Это значит, что если расположить ручку буравчика в плоскости, где лежат векторы \vec{E} и \vec{H} , а винт буравчика перпендикулярно этой плоскости, и вращать ручку буравчика от вектора \vec{E} к вектору \vec{H} , то поступательное движение винта определит направление скорости \vec{v} распространения волны (рис. 2).

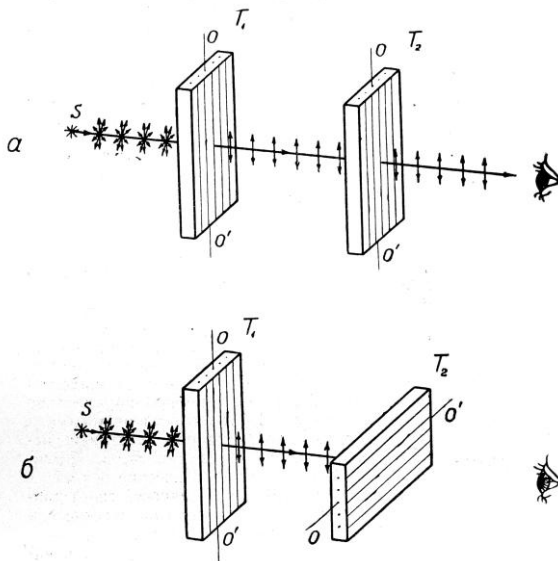


Рис. 3

Естественный и поляризованный свет. Свет, испускаемый большинством источников света, например, раскалёнными твёрдыми телами, непосредственно не обнаруживает таких свойств, которые выявили бы поперечный характер его колебаний. Поперечность световых колебаний удаётся обнаружить лишь после

пропускания света через некоторые кристаллы, например, пластинку турмалина.

Рассмотрим следующий опыт. Вырежем из кристалла турмалина пластинку T_1 (рис. 3), плоскость которой будет параллельна одному из определённых направлений OO' кристаллической решётки, называемому

¹ В оптике вместо «векторы напряжённости электрического и магнитного полей» для краткости принято говорить «электрический и магнитный векторы».

оптической осью². Пусть на пластинку перпендикулярно её поверхности падает свет от источника света S . Вращая кристалл вокруг направления луча, мы не заметим изменений в интенсивности света. Однако, если на пути луча поставить ещё и вторую аналогичную пластинку турмалина T_2 , расположенную параллельно первой, то явление осложняется. В зависимости от того, как ориентированы друг относительно друга обе пластинки, меняется интенсивность проходящего через них света. Интенсивность оказывается наибольшей, если оптические оси обеих пластинок параллельны (рис. 3, а). Интенсивность света равна нулю, т.е. свет совсем не проходит, если оптические оси пластинок взаимно перпендикулярны (рис. 3, б).

Наблюдаемые явления могут быть объяснены, если предположить, что, во-первых, световые волны поперечны и, во-вторых, в падающем свете нет преимущественного направления колебаний в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света. Допустим, что турмалин пропускает лишь составляющую электрического вектора электромагнитной волны, направленную вдоль оптической оси кристалла. Следовательно, при падении на кристалл турмалина света со всевозможными ориентировками

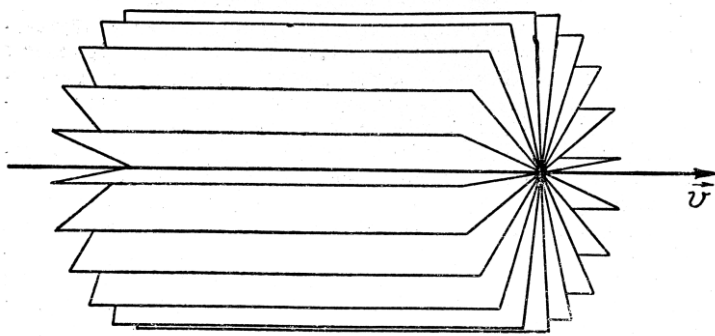


Рис. 4

электрического вектора сквозь кристалл пройдёт лишь часть света, так что за кристаллом окажутся волны, направление электрического вектора которых будет параллельно оси кристалла (рис. 3, а и б). Кристалл, таким образом, выделяет из света со всевозможными

ориентировками \vec{E} в плоскости, перпендикулярной направлению луча, ту часть, которая соответствует одному определённом направлению \vec{E} . Будем в дальнейшем называть свет со всевозможными ориентировками вектора \vec{E} (а следовательно, и \vec{H}) *естественным светом*, а свет, в котором вектор \vec{E} (а следовательно, и \vec{H}) имеет одно единственное направление, *плоскополяризованным*, или *линейнополяризованным*. В частности, изображённые на рис. 1 и 2 электромагнитные волны являются плоскополяризованными. Таким образом, первый турмалин превращает естественный свет в линейнополяризованный. До второго турмалина доходит уже поляризованный свет. В зависимости от ориентировки второго турмалина из этого поляризованного света пропускается большая или меньшая часть, а именно та часть, которая соответствует составляющей электрического вектора, параллельной оптической оси второго турмалина. Плоскость, в которой расположен электрический вектор, называется

² Определение оптической оси кристалла будет дано позднее.

плоскостью колебаний поляризованного света (плоскость *I* на рис. 2, а плоскость, в которой расположен магнитный вектор – *плоскостью поляризации* (плоскость *II* на рис. 2). В дальнейшем мы будем говорить только о плоскости колебаний, так как в данной электромагнитной волне плоскость поляризации всегда ей перпендикулярна. Световые волны от реальных источников представляют собой результат сложения огромного числа отдельных независимых излучений, каждое из которых является линейнополяризованным и обладает весьма малым временем жизни ($\sim 10^{-8}$ сек). Каждое мгновение в теле, посылающем световые волны, «гаснут» и «зажигаются» миллиарды новых атомов. Поэтому в любой момент времени в пучке света найдётся множество световых волн, плоскости колебаний которых ориентированы самым различным образом. На рис. 4 представлена схема расположения плоскостей колебаний в естественном свете. Прямые, получающиеся при пересечении плоскости, перпендикулярной направлению распространения света, с плоскостями колебаний для естественного (а), линейнополяризованного (б) и частично поляризованного света (в), показаны на рис. 5 (векторами обозначены направления напряжённости электрического поля). Частично поляризованный свет характеризуется тем, что одно из направлений электрического вектора является преимущественным, но не исключительным. Частично поляризованный свет можно рассматривать как смесь естественного и поляризованного света.

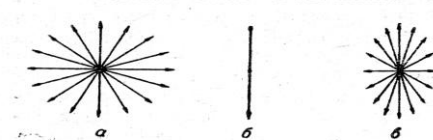


Рис. 5

Двойное лучепреломление. Некоторые прозрачные кристаллы в силу их анизотропности, т.е. способности по-разному пропускать световые колебания вдоль различных направлений кристаллической решётки, превращают естественный свет в линейнополяризованный. Это

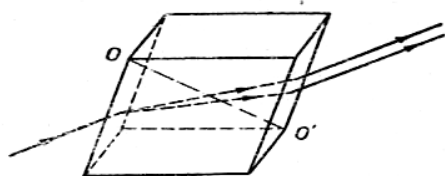


Рис. 6

явление связано с *двойным лучепреломлением*, а именно: если, например, на кристалл исландского шпата (разновидность углекислого кальция $CaCO_3$) направить узкий пучок естественного света, то из кристалла выйдут два пучка света. В случае

достаточно толстого кристалла и достаточно узкого пучка падающего света выходящие из кристалла пучки будут пространственно разделены (рис. 6). Один из лучей подчиняется обычным законам геометрической оптики при отражении и преломлении его на гранях кристалла. Он получил название *обыкновенного луча* и обозначается обычно буквой *o*. Другой же луч отклоняется от своего первоначального направления даже в случае перпендикулярного его падения на грань кристалла. Он называется *необыкновенным* и обозначается буквой *e*.

Исследование обыкновенного и необыкновенного лучей показало, что они поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях и по-разному преломляются в кристалле. Однако в анизотропных кристаллах существуют одно или два таких направления, вдоль которых лучи не раздваиваются. Эти направления называют *оптическими осями* кристалла. В дальнейшем будем рассматривать только одноосные кристаллы (случай двуосных кристаллов более сложен)³. Исландский шпат является одноосным кристаллом. В нём направлением оптической оси является направление наименьшей пространственной диагонали (диагональ OO' на рис. 6) элементарной кристаллической ячейки (ромбоэдра).

Любая плоскость, проведённая через оптическую ось, называется *главным сечением*, или *главной плоскостью кристалла*.

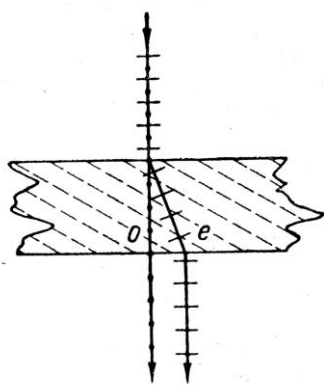


Рис. 7

При разборе явлений, связанных с прохождением светового луча внутри кристалла, за главную плоскость принимают плоскость, в которой лежат этот луч и оптическая ось кристалла. Колебания вектора напряжённости электрического поля обыкновенного луча происходят перпендикулярно главной плоскости, а колебания вектора напряжённости электрического поля необыкновенного луча – в главной плоскости.

На рис. 7 изображен случай перпендикулярного падения света на пластинку кристалла, вырезанную под некоторым углом к оптической оси, направление которой показано пунктиром. Плоскость чертежа на этом рисунке представляет собой одну из главных плоскостей. Направления векторов напряженности электрического поля обыкновенного луча (перпендикулярное главной плоскости) и необыкновенного луча (параллельное главной плоскости) обозначены соответственно точками и черточками. В падающем луче естественного света присутствуют колебания со всевозможными направлениями векторов напряженности электрического поля, в том числе, и с параллельными, и с перпендикулярными плоскости чертежа. На чертеже это обозначено и черточками и точками одновременно.

Показатели преломления и скорости распространения обыкновенного и необыкновенного лучей. Двойное лучепреломление обусловлено оптической анизотропией среды, т.е. способностью различно пропускать световые колебания в разных направлениях. Анизотропия среды зависит от особенностей строения атомов и молекул, составляющих данную среду, и от типа кристаллической структуры. В анизотропной среде электрические заряды (ионы, электроны), входящие в состав среды, под действием электрического поля световой волны смещаются по-разному в различных направлениях, что приводит к

³ В двуосных кристаллах оба луча являются необыкновенными.

различным значениям диэлектрической проницаемости ϵ для этих направлений. Согласно теории Максвелла, показатель преломления среды n связан с диэлектрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью μ соотношением:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}.$$

Для большинства диэлектриков $\mu \approx 1$ и можно считать, что

$$n = \sqrt{\epsilon}.$$

Так как скорость света в среде связана с показателем преломления этой среды соотношением $v = \frac{c}{n}$ (c - скорость света в пустоте), то в оптически анизотропной среде скорость распространения световой волны зависит от направления распространения.

В одноосных кристаллах диэлектрическая проницаемость для разных направлений имеет различные значения в зависимости от угла, который составляют эти направления с оптической осью кристалла. В частности, для направления вдоль оптической оси она имеет одно значение $\epsilon_{||}$, а для любых направлений, перпендикулярных оптической оси, - другое значение ϵ_{\perp} .⁴

Электрический вектор для обыкновенного луча всегда перпендикулярен плоскости главного сечения и, следовательно, перпендикулярен направлению оптической оси. Это значит, что электрическое поле в обыкновенном луче действует на заряженные частицы вещества (при любом направлении падающего луча) в тех направлениях, для

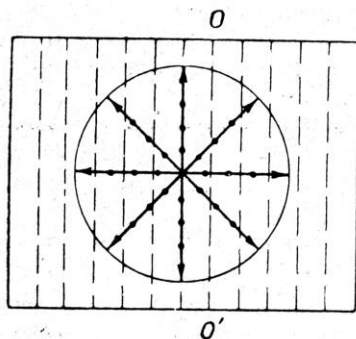


Рис. 8

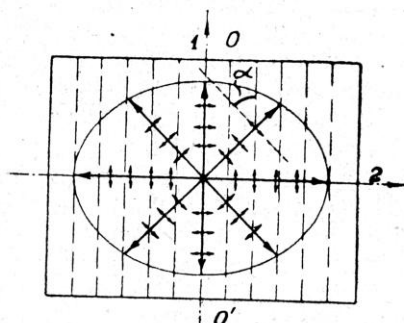


Рис. 9

которых диэлектрическая проницаемость одинакова и равна ϵ_{\perp} . Поэтому показатель преломления и скорость распространения обыкновенного луча не зависят от его направления внутри кристалла. Случай распространения обыкновенного луча в анизотропном кристалле можно схематически представить, как показано на рис. 8. На этом рисунке плоскостью главного сечения является плоскость чертежа, направление оптической оси OO'

⁴ Здесь и в дальнейшем значок $||$ (параллельно) относится к значениям величин по направлению оптической оси, а значок \perp (перпендикулярно) - к значениям величин по направлениям, перпендикулярным оптической оси.

показано пунктиром, стрелки показывают всевозможные направления распространения света, а точки на стрелках означают, что направление вектора напряжённости электрического поля перпендикулярно плоскости чертежа.

В случае необыкновенного луча (рис. 9) колебания электрического вектора происходят в плоскости главного сечения (на рисунке это обозначено чёрточками на стрелках). При этом для различных направлений распространения света электрический вектор направлен под разными углами α по отношению к оптической оси. Для направления 1 световая волна необыкновенного луча действует аналогично световой волне обыкновенного луча, так как направление электрического вектора здесь перпендикулярно оптической оси, и в этом направлении диэлектрическая проницаемость равна ϵ_{\perp} . Поэтому в направлении 1 показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей одинаковы:

$$n_0 = n_{e\parallel}$$

Одинаковы также и скорости распространения лучей:

$$v_0 = v_{e\parallel}$$

Раздвоения луча не происходит. В направлении 2 электрический вектор необыкновенного луча направлен параллельно оптической оси. Диэлектрическая проницаемость в этом направлении равна ϵ_{\parallel} . Но так как $\epsilon_{\parallel} \neq \epsilon_{\perp}$, то показатель преломления необыкновенного луча в этом направлении $n_{e\perp}$ и скорость его распространения $v_{e\perp}$ уже не будет равна n_0 и v_0 .

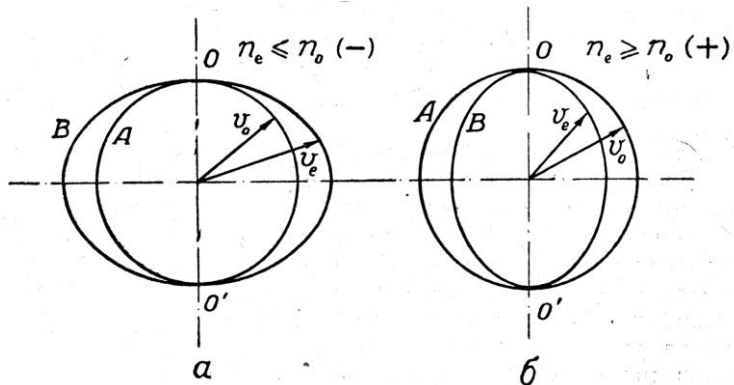


Рис. 10

Для любого другого угла α между направлениями электрического вектора и оптической осью показатель преломления n_e будет иметь значение, лежащее между $n_{e\parallel}$ и $n_{e\perp}$, и соответственно скорость распространения v_e - значение, лежащее между

$v_{e\parallel}$ и $v_{e\perp}$

Кристаллы называются *отрицательными*, если $v_e \geq v_0$ и *положительными*, если $v_e \leq v_0$. Примером положительного кристалла является кварц, отрицательного – исландский шпат.

Если от точки, лежащей внутри кристалла исландского шпата, провести по всем направлениям радиусы-векторы, величины которых пропорциональны скорости необыкновенного луча по соответствующим направлениям, то концы их будут лежать на поверхности эллипсоида вращения. Это эквивалентно тому, что *волновая поверхность* световых

колебаний, распространяющихся от данной точки, имеет *эллипсоидальную форму*.⁵ Такое же построение для скоростей распространения обыкновенного луча даёт *сферическую* волновую поверхность.

Таким образом, при распространении света в анизотропном одноосном кристалле имеют место два типа волновых поверхностей: эллипсоиды и сферы. Эти эллипсоид и сфера соприкасаются в точках, лежащих на оптической оси.

На рис. 10 показаны волновые поверхности для отрицательного (а) и положительного (б) кристаллов. На этом рисунке: A - волновая поверхность обыкновенного луча, B - волновая поверхность необыкновенного луча, OO' - направление оптической оси.

Поляризационные приспособления. Двойкопреломляющие кристаллы в их естественном виде редко применяются для получения поляризованных лучей, так как для разделения широкого пучка естественного света на два не-перекрывающихся пучка поляризованного света кристалл должен быть очень толстым, что приводит к сильному поглощению световой энергии в кристалле. Поэтому на практике применяют ряд поляризационных приспособлений, с помощью которых получают и исследуют поляризованные лучи.

Одним из наиболее распространённых поляризационных приборов является *призма Николя*, или просто *николь*. Николь представляет собой

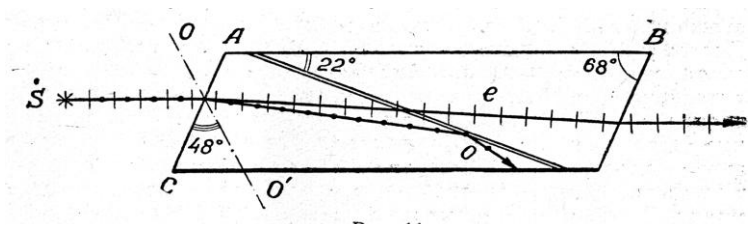


Рис. 11

призму, вырезанную из кристалла исландского шпата (рис. 11), разрезанную по диагонали и склеенную канадским бальзамом (смола канадской сосны), показатель преломления которого $n = 1,550$ лежит между

показателем преломления для обыкновенного луча в исландском шпате $n_0 = 1,658$ и наименьшим значением показателя преломления для необыкновенного луча $n_e = 1,486$.

Естественный свет, падающий на входную грань призмы AO , внутри призмы раздваивается на обыкновенный и необыкновенный лучи. Углы между гранями призмы, её размеры, направление оптической оси внутри неё и направление разреза подобраны так, что при направлениях падающего пучка света, не сильно отличающихся от направления длинного ребра призмы AB , обыкновенный луч испытывает на прослойке канадского бальзама полное внутреннее отражение и поглощается зачернённой нижней гранью призмы, а необыкновенный луч проходит через эту прослойку и

⁵ Напомним, что волновой поверхностью называется геометрическое место точек с одинаковой фазой светового колебания.

выходит затем из призмы, имея то же направление, что и падающий на призму пучок. Таким образом, призма Николя является поляризатором: при падении на неё естественного света из неё выходит свет плоскополяризованный.

Кроме призмы Николя имеется ряд *поляризованных призм* того же типа, отличающихся лишь деталями: размерами, углами, веществом, употребляющимся в качестве прослойки. Существуют ещё так называемые *двойкопреломляющие призмы*, также склеенные из нескольких кусков двойкопреломляющих кристаллов, но которые в отличие от николя дают два поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях пучка, расходящихся при выходе из призмы под значительным углом друг к другу. Для получения широких пучков поляризованного света на практике в настоящее время часто используют *поляроиды*. Их устройство основано на том, что в некоторых двойкопреломляющих кристаллах какой-либо один из двух лучей – обыкновенный или необыкновенный – сильно поглощается. Поэтому после прохождения через достаточно толстый кристалл остаётся лишь плоскополяризованный свет. Так как поглощение зависит как от направления света внутри кристалла, так и от длины волны, то при разглядывании по разным направлениям такой кристалл обычно оказывается различно окрашенным. Это явление называется *дихроичностью*. Примером дихроичного кристалла является турмалин. В пластинке турмалина толщиной в 1 мм обыкновенный луч поглощается практически полностью. Этим свойством турмалина и объясняются описанные ранее опыты с ним (см. стр. 5 и рис. 3). В поляроидах большое число микроскопических ориентированных одинаковым образом кристалликов сильно дихроичного вещества герпатита (серноокислый йод-хинин) образуют плёнку, которая уже при толщине в 0,1 мм пропускает практически полностью поляризованный свет.

Исследование поляризованного света. Любое поляризационное

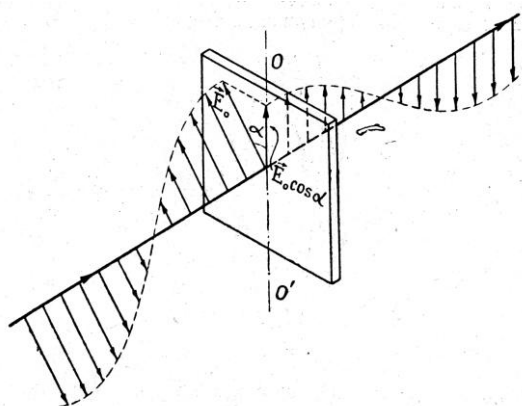


Рис. 12

приспособление (николь, турмалин, поляроид), служащие для получения из естественного света линейнополяризованного света, называется *поляризатором*.

Поляризатор пропускает составляющие векторов напряжённости электрического поля лишь по одному направлению, которое определяется физическими особенностями поляризатора (рис. 12).

Назовём это направление *направлением пропускания*. В вышедшем из

поляризатора линейнополяризованном пучке света направление пропускания определяет ориентацию плоскости колебаний. Для николя и турмалина, из

которых выходят только необыкновенные лучи, направление пропускания параллельно главному сечению кристалла.

Если рассматривать через поляризатор источник, испускающий естественный свет (рис. 13), то в глаз будет попадать линейнополяризованный свет. Но так как наш глаз не может отличать естественный свет от поляризованного, то картина получится такой же, как если бы мы рассматривали этот источник через кусок простого стекла. Мы не

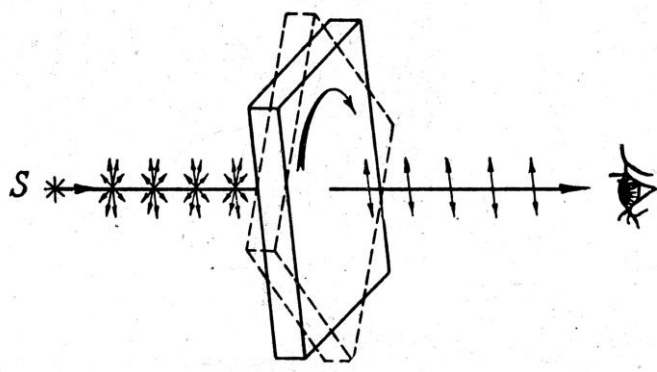


Рис. 13

заметим также никакой разницы, если будем вращать поляризатор вокруг направления луча. Это можно объяснить тем, что для естественного света нет преимущественного направления векторов напряжённости электрического поля, и сумма составляющих этих векторов одна и та же.

Если на пути луча поставить второе поляризационное приспособление (см. рис. 3), то при его повороте вокруг направления луча через него будет проходить наиболее яркий свет, когда направления пропускания поляризационных приспособлений параллельны (на рис. 3, а – параллельны оптические оси турмалинов T_1 и T_2). Если же направления пропускания перпендикулярны, то свет не проходит вовсе (рис. 3, б), так как после прохождения первого поляризационного приспособления свет уже не будет иметь составляющих электрического вектора в направлении пропускания второго. В последнем случае говорят, что поляризационные приспособления *скрещены*.

Таким образом, при помощи второго поляризационного приспособления можно не только установить тот факт, что после прохождения поляризатора естественный свет стал линейнополяризованным, но также и направление пропускания поляризатора. Поляризационное приспособление, употребляемое для различения поляризационного света от естественного и для нахождения плоскости колебаний в нём, называется *анализатором*. Для определения плоскости колебаний должно быть, конечно, заранее известно направление пропускания анализатора.

Закон Малюса. Если поставленный после поляризатора анализатор вращать вокруг направления луча, то при повороте на 360° два раза, когда направления пропускания поляризатора и анализатора параллельны, через анализатор будет проходить свет наибольшей интенсивности и два раза, когда они скрещены, анализатор не будет пропускать света вовсе. При любых других положениях анализатора полного затмения не будет.

Пусть направления пропускания поляризатора и анализатора составляют угол α , и на анализатор попадает прошедшая через поляризатор

волна с амплитудой вектора напряжённости \vec{E}_0 (см. рис. 12). Тогда анализатор пропустит составляющую этой волны, амплитуда которой будет $E_0 \cos \alpha$. Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды световой волны, то интенсивность прошедшего через анализатор света J оказывается пропорциональной квадрату косинуса угла α , т.е. $J = A \cos^2 \alpha$ (A - коэффициент пропорциональности). Этот закон носит название *закона Малюса*.

2. Поляризация света при его отражении и преломлении на границе раздела двух изотропных диэлектриков

Закон Брюстера. Исследования показали, что получающиеся при отражении и преломлении на границе двух изотропных диэлектриков лучи всегда частично поляризованы.

Степень поляризации отражённого света зависит от угла падения φ . При некотором угле падения φ_0 , который называется *углом полной поляризации*, или *углом Брюстера*, отражённый свет оказывается полностью поляризованным. Угол Брюстера φ_0 связан с относительным показателем преломления n второй среды относительно первой соотношением

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = n.$$

Это соотношение называется *законом Брюстера*. Опытным путём было установлено, что электрический вектор в отражённом свете в случае

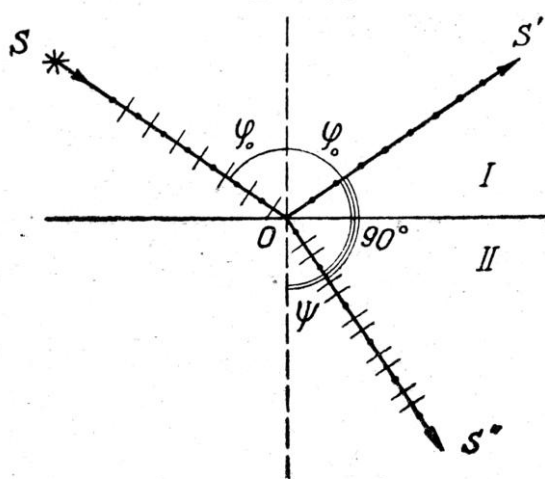


Рис. 14

полной поляризации направлен перпендикулярно плоскости падения (рис. 14). При падении под углом Брюстера интенсивность отражённого света меньше, чем интенсивность преломленного. Так как в сумме отражённый и преломлённый пучки света должны составлять естественный свет, то в преломлённом пучке оказывается поляризованной (с направлением вектора напряжённости электрического поля в плоскости падения) лишь такая доля света, которая соответствует интенсивности

отражённого пучка. Таким образом, преломлённый луч при падении света под углом Брюстера оказывается частично поляризованным.⁶ Для обычного стекла степень поляризации преломленного луча в этом случае составляет

⁶ На рис. 14 преимущественное направление электрического вектора для преломлённого луча в плоскости падения изображается большим количеством чёрточек на луче по сравнению с количеством точек.

около 15 %. При других углах падения доля поляризованного света в преломлённом пучке будет меньше.

Если преломлённый луч подвергнуть второму, третьему и т.д. преломлению, то степень поляризации преломленных лучей возрастает. Свет, падающий под углом Брюстера на стопу из 8-10 стеклянных пластинок, выйдя из стопы, оказывается почти полностью поляризованным.

Угол между отражённым и преломлённым лучами в случае полной поляризации отражённого луча равен 90° . Это вытекает из закона Брюстера. Действительно, с одной стороны, согласно закону Брюстера

$$\operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{\sin \varphi_0}{\cos \varphi_0} = n,$$

а, с другой стороны, согласно закону преломления

$$\frac{\sin \varphi_0}{\sin \psi} = n,$$

где угол ψ - угол преломления (рис. 14). Сравнивая эти соотношения, находим, что $\sin \psi = \sin \varphi_0$. Следовательно, $\psi = 90^\circ - \varphi_0$, или $\psi + \varphi_0 = 90^\circ$, т.е. луч OS_1 перпендикулярен лучу OS_2 .

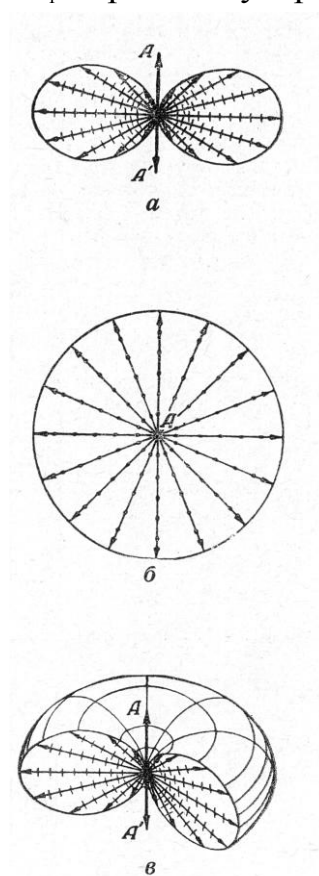


Рис. 15

Объяснение закона Брюстера. Под

действием электрического поля световой волны, падающей из первой среды во вторую, во второй среде отрицательные заряды, входящие в состав атомов среды, смещаются относительно положительных зарядов в этих атомах. Атомы превращаются в электрические диполи. Так как напряжённость электрического поля в световой волне изменяется периодически, то смещение зарядов носит колебательный характер. Направлено это смещение вдоль линии, по которой направлен электрический вектор волны. Таким образом, атомы можно принять за электрические диполи, электрические моменты которых ориентированы в плоскости колебаний электрического вектора волны перпендикулярно направлению её распространения и испытывают периодические изменения. Также колеблющиеся диполи сами излучают электромагнитные волны и, согласно принципу Гюйгенса, могут рассматриваться как вторичные источники света, вносящие вклад как в отражённую, так и в преломлённую волну. Ясно, что свойства отражённого и преломлённого света зависят от особенностей излучения этих диполей. Из учения об электромагнетизме известно, в частности, следующее.

1. Каждый диполь излучает поляризованные электромагнитные волны, в которых электрический вектор колеблется в плоскости, проходящей через ось диполя, т.е. через

направление, вдоль которого происходит движение зарядов в диполе при колебаниях.

2. В направлении оси диполя излучение вообще отсутствует. В направлениях же, перпендикулярных оси диполя, интенсивность излучения максимальна и одинакова во все стороны.

Зависимость интенсивности и поляризации излучения диполя от направления по отношению к оси диполя изображается с помощью полярной диаграммы. На рис. 15, а показано распределение интенсивности излучения в плоскости, проходящей через ось AA' диполя. Длина радиуса вектора, проведённого от полюса (точки O) пропорциональна интенсивности излучения в данном направлении; чёрточки на радиусах-векторах показывают, что направления электрических векторов в излучаемых электромагнитных волнах лежат в плоскости чертежа.

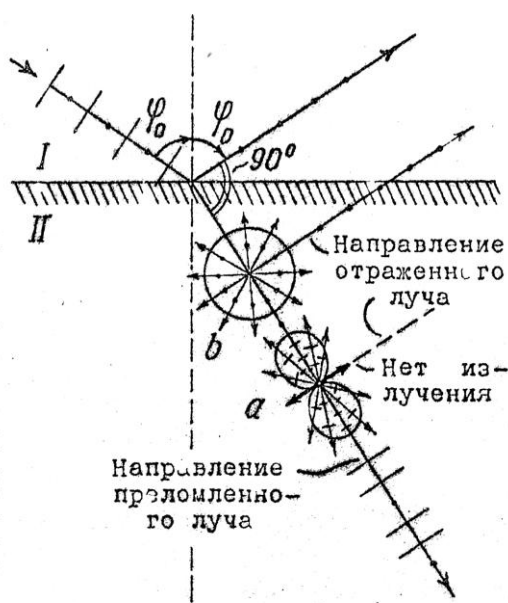


Рис. 16

пространственное изображение полярной диаграммы, рассечённое плоскостями, проходящими через ось диполя.

Пусть на границу, разделяющую две диэлектрические среды I и II , падает под углом Брюстера φ_0 из среды I луч естественного света (рис. 16). В среде II электромагнитные волны, как известно, распространяются в направлении преломленного луча, определяемого законом преломления. Электрические векторы в преломлённых волнах колеблются в направлениях, перпендикулярных преломлённому лучу. Колебания электрических векторов вызывают появление диполей, оси которых направлены также перпендикулярно преломлённому лучу. Электрические моменты этих диполей можно разложить на две составляющие; составляющую, лежащую в плоскости падения, и перпендикулярную ей. Рассматривая каждую из этих составляющих как независимый диполь, мы получим два вида диполей: одни колеблются в плоскости падения (диполи вида a на рис. 16), другие же — перпендикулярно ей (диполи вида b на этом рисунке).

Отражённая волна возникает в результате излучения колеблющихся диполей среды II . При падении света под углом Брюстера отражённая волна

распространяется в направлении, перпендикулярном преломленному лучу. Поэтому в случае отражённой волны нас интересует излучение диполей лишь в этом направлении. Диполи вида a в этом направлении электромагнитных волн вообще не излучают. Диполи же вида b в этом направлении излучают электромагнитные волны с электрическим вектором, колеблющимся перпендикулярно плоскости падения (перпендикулярно плоскости чертежа на рис. 16). Таким образом, в отражённом свете присутствуют лишь волны с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости падения, т.е. отражённый под углом Брюстера свет является полностью поляризованным.

В направлении преломленного луча излучают диполи как вида a , так и вида b , причём в излучении диполей вида a электрический вектор колеблется в плоскости падения, а в излучении диполей вида b - перпендикулярно этой плоскости. Следовательно, в преломлённом луче должны присутствовать колебания с обоими направлениями колебаний электрического вектора.

Если на границу раздела сред падает под углом Брюстера уже поляризованный свет, в котором электрический вектор колеблется в плоскости падения, то колебания диполей вида b не возбуждаются и, следовательно, отражённый луч не возникает. В преломленном луче в этом случае присутствует излучение лишь диполей вида a . Колебания электрического вектора в излучении этих диполей происходят только в плоскости падения. Поэтому в преломлённом луче свет будет полностью поляризован.

3. Интерференция поляризованных лучей

Интерференция. Интерференцией волн называется их наложение, при котором наблюдается закономерное увеличение и уменьшение

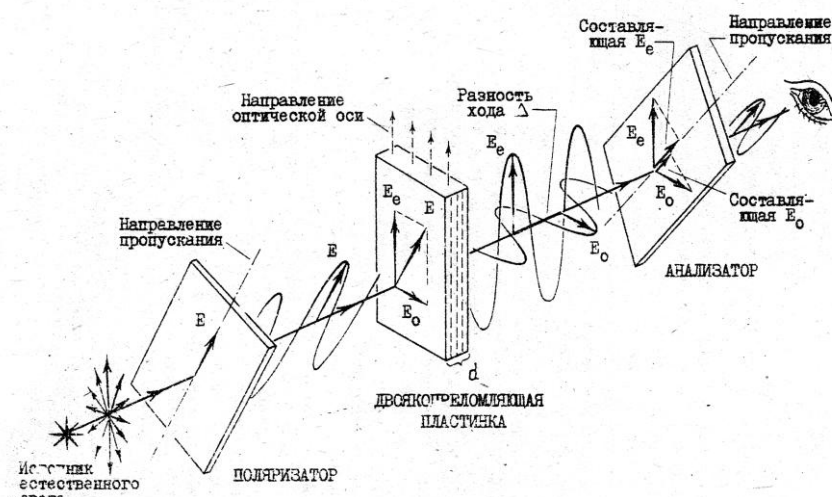


Рис. 17

амплитуды результирующих колебаний в различных точках пространства. Интерференция световых волн проявляется в образовании интерференционной картины – правильном чередовании максимумов и

минимумов интенсивности света. Для того, чтобы наблюдалась интерференционная картина, должны соблюдаться следующие условия:

- 1) складывающиеся волны должны иметь один и тот же период (частоту);
- 2) разность фаз их колебаний в любых фиксированных точках пространства должна оставаться постоянной в течение времени, необходимого для наблюдения интерференционной картины; и
- 3) колебания этих волн должны быть направлены по одной прямой. Волны, для которых выполнены первые два условия, называются *когерентными*.

В оптике для получения когерентных волн луч света, идущий от источника, разделяют каким-либо способом на два луча (например, при интерференции в тонких пластинках падающий луч разбивается на отражённый и преломленный), а затем снова их складывают (например, путём вторичного отражения и преломления одного из лучей). В тех точках пространства, куда колебания двух волн приходят в одинаковой фазе, образуется максимум интенсивности света, в тех же точках, куда колебания приходят в противоположных фазах – минимум.

Положение максимумов и минимумов интенсивности света можно определить, зная оптическую длину пути каждого из лучей. *Оптической длиной пути* называется произведение расстояния d , которое проходит луч, на показатель преломления среды n , в которой он идёт. Если *оптическая разность хода* (разность оптических путей от места деления лучей до данной точки) двух когерентных лучей равна целому числу длин волн (чётному числу полуволн), то в этой точке будет максимум, если же оптическая разность хода равна полу целому числу длин волн (нечётному числу полуволн) – минимум. Изложенные здесь правила для определения расположения максимумов и минимумов интенсивности справедливы в том случае, если источник света является *монохроматическим*, т.е. испускает световые волны с одной строго определённой длиной волны.⁷ Как известно, такой свет даёт картину, окрашенную в один из цветов спектра.

Рассмотрим схему опыта, изображённую на рис. 17. *Поляризатор*, на который падает естественный монохроматический свет, пропускает составляющую вектора E напряжённости электрического поля, параллельную направлению его пропускания N_1N_1' . За поляризатором поставлена *пластинка двоякопреломляющего кристалла* толщиной d . Пусть, для определённости, кристалл будет отрицательным (например, кристалл исландского шпата). Оптическая ось пластинки направлена вдоль её передней грани и составляет угол α с направлением пропускания поляризатора.

Падающий на пластинку линейнополяризованный свет внутри пластинки разбивается на обыкновенный и необыкновенный лучи. При этом электрический вектор E_e необыкновенного луча представляет собой составляющую электрического вектора, падающего на пластинку луча,

⁷ Точнее – совокупность волн, длины которых лежат в узком спектральном интервале.

параллельную её оптической оси, а электрический вектор E_0 обыкновенного луча – составляющую, перпендикулярную оптической оси. Так как электрические векторы обыкновенного и необыкновенного лучей в этом случае получаются разложением электрического вектора, который сам является составляющей естественного света по направлению пропускания поляризатора $N_1N'_1$, то фазы колебаний этих лучей оказываются связанными между собой. Таким образом, обыкновенный и необыкновенный лучи, получающиеся в двоякопреломляющем кристалле при падении на него поляризованного света, являются когерентными.

Хотя внутри пластинки свет разбивается на обыкновенный и

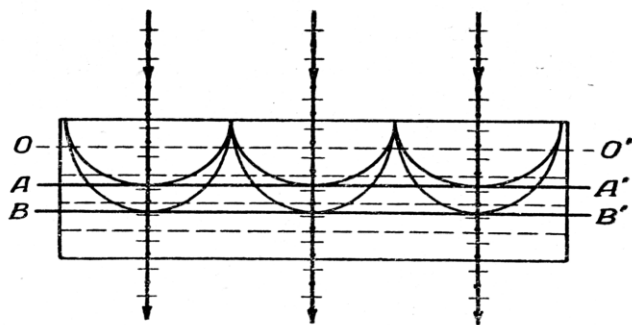


Рис. 18

необыкновенный лучи, но пространственного разделения их в случае, изображённом на рис. 17 (оптическая ось пластинки параллельна её передней грани, свет падает нормально к этой грани), не происходит – и внутри и по выходе из пластинки лучи идут по одному направлению. В самом деле, рассмотрим построение Гюйгенса для

падающего на пластинку света (рис. 18). При нормальном падении параллельного пучка света в качестве начальной волновой поверхности можно взять грань пластинки. Каждая точка на этой грани в случае одноосных двоякопреломляющих кристаллов становится источником сферических волн для обыкновенного луча и эллипсоидальных волн для необыкновенного луча. Сферические и эллипсоидальные волновые поверхности имеют общую ось в направлении оптической оси кристалла, т.е. в том направлении, в котором скорость распространения лучей одинакова. Так как для необыкновенного луча в отрицательных кристаллах во всех других направлениях скорость больше, чем для обыкновенного, то сферические поверхности лежат внутри эллипсоидальных. Результирующая волновая поверхность для обыкновенного луча будет огибающей AA' сфер (рис. 18), а результирующая волновая поверхность для необыкновенного луча будет огибающей BB' эллипсоидов. Легко видеть, что AA' и BB' параллельны друг другу. Поэтому направления распространения обоих этих лучей, перпендикулярные их волновым поверхностям, будут одинаковы.

Вследствие того, что скорость распространения необыкновенного луча больше, чем обыкновенного, колебания в обыкновенном луче по мере прохождения в кристалле будут всё больше и больше отставать по фазе от колебаний в необыкновенном луче. При выходе из пластинки оптическая разность хода этих лучей Δ будет

$$\Delta = n_e d - n_o d = (n_e - n_o) d,$$

где n_e и n_o - показатели преломления необыкновенного и обыкновенного лучей; d - толщина пластинки. При дальнейшем распространении вне кристалла оптическая разность хода лучей уже меняться не будет. Если толщина пластинки подобрана так, что оптическая разность хода обыкновенного и необыкновенного лучей по выходе из пластинки равна $\frac{\lambda}{4}$ (или $m\lambda + \frac{\lambda}{4}$), то пластинка называется пластинкой в четверть длины волны, если же разность хода равна $\frac{\lambda}{2}$ (или $m\lambda + \frac{\lambda}{2}$), то - пластинкой в полволны (λ - длина волны падающего света; m - целое число).

Вышедшие из пластинки лучи света, несмотря на их когерентность, складываясь, всё же не будут интерферировать, т.е. ослаблять или усиливать друг друга, так как направления электрических векторов в них взаимно перпендикулярны. Можно показать, что в этом случае, вообще говоря, получается эллиптически поляризованная световая волна, в которой электрический вектор в данной точке пространства изменяется так, что его конец в течение периода колебаний описывает эллипс.⁸ Человеческий глаз не в состоянии отличить эллиптически поляризованный свет от естественного. Поэтому сложение вышедших из пластинки лучей не приводит к образованию интерференционной картины.

Чтобы наблюдать интерференцию, поставим на пути вышедших из пластинки лучей второе поляризационное приспособление - *анализатор* (рис. 17). Анализатор пропустит лишь составляющие электрических векторов по одному направлению - направлению пропускания N_2N_2' . Поэтому из анализатора и от того и от другого луча выйдут волны, электрические векторы которых колеблются в одной плоскости. Складываясь, они могут взаимно усиливаться или ослабляться, т.е. давать интерференционную картину, которую и видит наблюдатель.

Интерференционная картина. Картина, наблюдаемая в результате сложения лучей, вышедших из двоякопреломляющей пластинки и прошедших через анализатор, зависит от выполнения ряда условий и может быть весьма разнообразной.

1. Влияние толщины пластинки. Результат интерференции двух когерентных лучей света определяется оптической разностью хода этих лучей. Как уже говорилось, оптическая разность хода необыкновенного и обыкновенного лучей, вышедших из пластинки, зависит от разности их показателей преломления и от толщины пластинки. Если пластинка однородна, имеет всюду одинаковую толщину и освещается параллельным пучком света, то условия интерференции для лучей, проходящих через различные участки пластинки, одинаковы. Поэтому будет наблюдаться

⁸ Подробнее об эллиптически поляризованном свете см. : Белов Д.В., Пустовалов Г.Е. Краткий курс общей физики. Ч. IV. Оптика. МГУ. 1982. 25.

равномерная интенсивность света по всей пластинке, причём цвет её будет определяться длиной волны λ данного монохроматического источника.

Если на место этой пластинки поставить в точно таком же положении другую из того же вещества, но с иной толщиной, то условия интерференции могут измениться. Интенсивность света, получившегося в результате

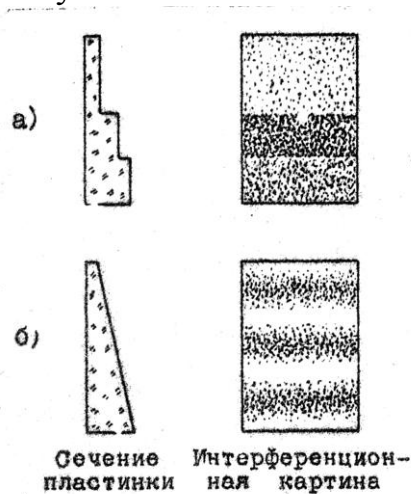


Рис. 19

интерференции при прохождении через эту пластинку, будет уже другой. В частности, толщина пластинки может оказаться и такой, что в результате интерференции произойдёт полное гашение света – пластинка будет выглядеть чёрной.

Если толщина пластинки не везде одинакова, то условия интерференции для лучей, проходящих через разные участки пластинки, оказываются различными. Поэтому интенсивность света, проходящего через участки с разной толщиной, также будет различной. При наблюдении пластинка будет казаться покрытой тёмными и светлыми пятнами, причём интенсивность будет

одинаковой в тех местах, где толщина пластинки одна и та же, т.е. на пластинке будут наблюдаться так называемые *полосы равной толщины*. В частности, если пластинка имеет форму клина, то на ней будут видны чередующиеся светлые и тёмные полосы, параллельные ребру клина. На рис. 19 показано, как выглядит пластинка ступенчатой (а) и клиновидной (б) формы.

2. Влияние углов между направлениями пропускания поляризатора и анализатора и направлением оптической оси пластинки

а) Если направление пропускания поляризатора параллельно или перпендикулярно оптической оси пластинки, то в пластинке идёт лишь один из лучей – необыкновенный в первом случае или обыкновенный во втором. Для интерференции же необходимо наличие по крайней мере двух лучей. Поэтому интерференция наблюдаться не будет.

б) Если оптическая ось пластинки параллельна или перпендикулярна направлению пропускания анализатора, то интерференция также не происходит, так как составляющая по направлению пропускания анализатора электрического вектора одного из лучей, обыкновенного или необыкновенного, в этом случае оказывается равной нулю.

В дальнейшем мы будем считать, что направления пропускания поляризатора и анализатора не составляют с оптической осью пластинки углов, равных нулю или $\frac{\pi}{2}$, т.е. из пластинки выходят два луча, интерферирующих после прохождения через анализатор.

в) Покажем на примере, что разность фаз складываемых колебаний, кроме толщины пластинки и разности показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, зависит ещё и от углов, которые составляют направления пропускания поляризатора и анализатора между собой и с оптической осью пластинки. Чтобы исключить одновременное влияние на условия интерференции толщины пластинки, будем считать, что колебания в обыкновенном и в необыкновенном лучах при выходе из пластинки имеют одинаковую фазу, т.е. пластинка представляет собой пластинку в целую длину волны. На рис. 20, а изображён случай, когда составляющие вдоль направления пропускания анализатора электрических

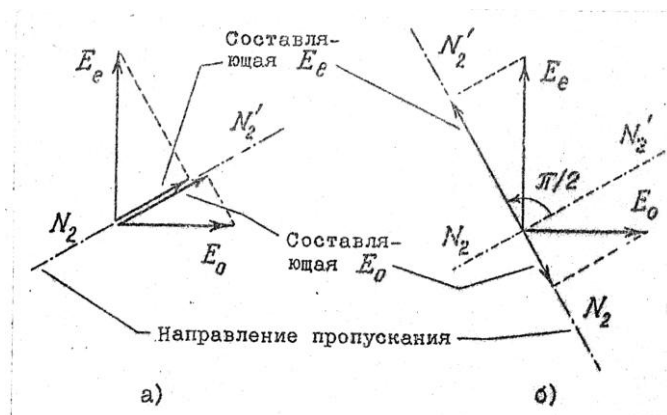


Рис.20

векторов E_0 обыкновенного луча и E_e необыкновенного луча направлены в одну сторону. Величина суммарного вектора после прохождения светом анализатора равна сумме величин составляющих E_0 и E_e . На рис. 20, б исходные векторы E_0 и E_e те же, но направление пропускания анализатора повернуто на 90° . В этом случае составляющие векторов E_0 и E_e

направлены в противоположные стороны. Величина суммарного вектора напряжённости равна разности величин этих составляющих. Изменение знака одного из векторов при сложении колебаний равносильно дополнительной разности фаз, равной π . Таким образом, при повороте анализатора на 90° условия интерференции света независимо от его длины волны изменяются на обратные: там, где был максимум, образуется минимум и наоборот. Легко показать, что тот же результат получится, если при неизменном положении анализатора повернуть на 90° поляризатор.

Можно показать также, что при наложении друг на друга интерференционных картин, которые наблюдаются при повороте на 90° поляризатора или анализатора, должен получиться свет исходной интенсивности, т.е. сложение таких интерференционных картин должно привести к исчезновению интерференции.

Выясним теперь роль поляризатора для получения интерференции поляризованных лучей. Как известно, естественный свет представляет собой совокупность волн, испускаемых большим количеством атомов. Каждая испущенная атомом волна поляризована в какой-то плоскости. Поэтому всё изложенное выше пригодно для описания явлений, которые происходят с такой волной при её прохождении через двоякопреломляющую пластинку и анализатор, т.е. каждая отдельная волна давала бы свою интерференционную картину и в отсутствие поляризатора. Однако, в виду хаотичного распределения направлений поляризации в естественном свете, для каждой

волны, испущенной каким-либо атомом, найдётся соответствующая волна, испущенная другим атомом, имеющая ту же частоту, но поляризованная в перпендикулярной плоскости. Как говорилось выше, интерференционные картины, которые дают две волны, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях, являются дополнительными друг для друга и при наложении исчезают. Таким образом, без поляризатора, который оставляет только одну плоскость поляризации, интерференции от источника естественного света наблюдаться не будет. Иначе говоря, обыкновенный и необыкновенный лучи, получаемые расщеплением естественного света в двоякопреломляющей пластинке, некогерентны.

Цвета кристаллических пластинок. До сих пор мы рассматривали интерференционную картину, получающуюся при освещении двоякопреломляющей пластинки, помещённой между поляризатором и анализатором, монохроматическим светом. Разберём теперь её вид при освещении пластинки белым светом. Как известно, белый свет состоит из лучей с различной длиной волны, смешанных в определённой пропорции. Для лучей разных длин волн условия интерференции оказываются различными. Например, если двоякопреломляющая пластинка является пластинкой в целую волну для лучей красного цвета с длиной волны $\lambda_{кр} = 660$ мкм, то для синих лучей с длиной волны $\lambda_c = 440$ мкм она будет пластинкой в полволны, так как $\lambda_{кр} = \frac{3\lambda_c}{2}$.

Поэтому при освещении белым светом в результате интерференции происходит усиление лучей одной длины волны и ослабление другой. При этом нарушается пропорция интенсивности лучей разных длин волн, необходимая для того, чтобы пучок света был белым. Пластинка кажется окрашенной в некоторый цвет. Ясно, что при другой толщине пластинки усиливаются и ослабляются лучи других длин волн, и цвет пластинки оказывается иным. Неоднородная по толщине пластинка оказывается покрытой разноцветными полосами или пятнами порой с необыкновенно красивыми причудливыми сочетаниями цветов.

Если направление пропускания поляризатора или анализатора параллельно или перпендикулярно оптической оси пластинки, то, как говорилось ранее, интерференции не происходит. Поэтому, если пластинку поворачивать вокруг направления луча, то каждый раз, когда выполняются эти условия, цвета пропадают.

Наконец, при повороте поляризатора или анализатора наблюдается изменение цветов. В частности, при параллельных поляризаторе и анализаторе усиливаются лучи таких длин волн, которые ослабляются при скрещенных поляризаторе и анализаторе, и наоборот. Цвета, сменяющие друг друга в этих случаях, называются дополнительными. Например, красному цвету дополнительным является зелёный, жёлтому – голубой. Смена цветов на дополнительные является очень эффектной, особенно, когда интерференция наблюдается в кристаллической пластинке, составленной из

кусочков разной толщины и различной ориентации оптических осей, дающих самые разнообразные цвета.

Искусственная анизотропия. Мы говорили, что двойное лучепреломление в кристаллах связано с их анизотропией, т.е. различием в свойствах по разным направлениям кристаллической решётки. При помощи некоторых внешних воздействий можно вызвать анизотропию и у веществ, которые обычно изотропны, например, у некристаллических (аморфных) веществ, и, следовательно, обнаружить у них двойное лучепреломление.

Если кусок какого-либо прозрачного изотропного вещества (стекла, целлулоида, органического стекла) поместить между скрещенными поляризатором и анализатором, то при его рассмотрении так, как это показано на рис. 17 для кристаллической пластинки, он будет казаться тёмным; в изотропном веществе луч не будет разбиваться на два, а скрещенные поляризатор и анализатор света не пропускают. Если же этот кусок вещества подвергнуть какой-либо деформации (например, сжать или изогнуть), то он оказывается покрытым тёмными и светлыми полосами (в монохроматическом свете) или цветными полосами (в белом свете). Появление таких полос указывает на возникновение двойного лучепреломления внутри этого прежде изотропного вещества. При этом разница в показателях преломления между обыкновенным и необыкновенным лучами будет зависеть от величины внутренних напряжений, возникших при деформации. Места, имеющие одинаковый цвет, должны, таким образом, соответствовать разным напряжениям.

Изготавливая прозрачные модели различных деталей и подвергая их деформациям, можно при помощи двойного лучепреломления изучать распределение напряжений внутри этих деталей. Это значительно облегчает расчёты прочности деталей сложных конфигураций.

В некоторых случаях внутренние напряжения могут сохраняться и после того, как перестали действовать силы, вызвавшие деформацию (так называемое упругое последствие). Поэтому после механической или термической обработки тела из изотропных веществ могут стать двоякопреломляющими. У стекла, например, внутренние напряжения часто проявляются при неравномерном остывании. Двойным лучепреломлением обладают листы целлофана, получающиеся путём прокатки между вальцами изотропной целлюлозной массы.

В некоторых веществах искусственная анизотропия может быть вызвана наложением электрического поля (*явление Керра*) или магнитного поля (*явление Коттона-Мутона*).