

ЛЕКЦИЯ 11

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

1 Интерференция света

Явление наложения *когерентных световых волн* называется интерференцией света. Интерференция сопровождается перераспределением интенсивности света в пространстве в результате того, что в одних точках пространства волны взаимно усиливают друг друга, в других - взаимно ослабляют.

Понятие когерентности связывают с согласованным протеканием во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. *Когерентными называются волны одинаковой природы, имеющие одинаковые направления колебаний, одинаковую частоту и постоянную разность фаз.* Для когерентных источников возникающая интерференционная картина будет устойчивой. Этому условию удовлетворяют монохроматические волны – неограниченные в пространстве волны одной частоты. Все реальные источники света являются некогерентными. Это связано с механизмом испускания света. В двух самостоятельных источниках света атомы излучают независимо друг от друга. В каждом атоме процесс излучения длится $\sim 10^{-8}$ с. За это время атом испускает квант излучения, который можно смоделировать в виде «обрывка косинусоиды», называемый волновым цугом. Затем некоторое время атом пребывает в невозбужденном состоянии, после чего возбуждается и испускает новый цуг. Испускаемые цуги волн никак не связаны друг с другом. Поэтому волны, спонтанно излучаемые атомами, являются некогерентными.

Средняя продолжительность одного цуга $\tau_{\text{ког}}$ называется временем когерентности. Когерентность существует только в пределах одного цуга и время когерентности $\tau_{\text{ког}} \leq 10^{-8}$ с. Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности $\tau_{\text{ког}}$. За это время волна распространяется на расстояние $l_{\text{ког}} = c \tau_{\text{ког}}$. Называемое длиной когерентности (или длиной цуга). Таким образом, длина когерентности является расстоянием, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность. Отсюда следует, что наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для данного источника света.

Когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства, и определяется степенью монохроматичности волн, называется временной когерентностью.

Для получения когерентных световых волн применяется метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части (рисунок 28),

которые после прохождения разных оптических путей накладываются друг на друга и наблюдается интерференционная картина.

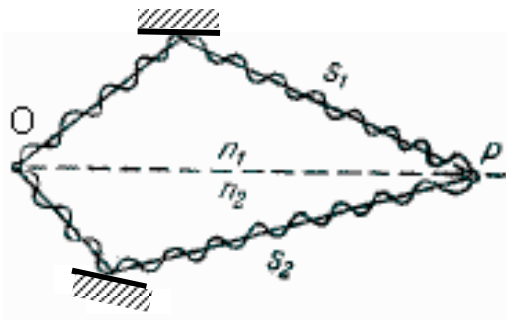


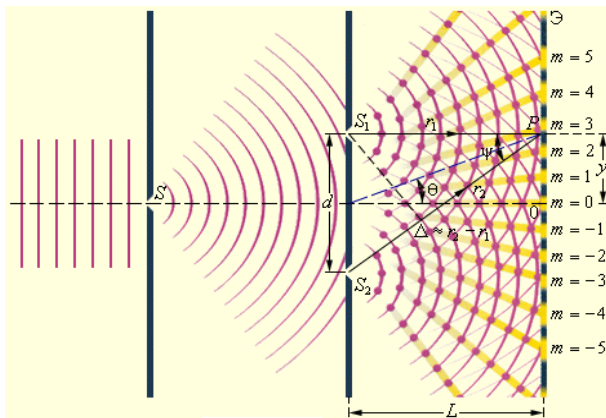
Рисунок 28

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в определенной точке O. До точки M, в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна прошла путь S_1 в среде с показателем преломления n_1 , а вторая путь S_2 в среде с показателем преломления n_2 . Если в точке O фаза колебаний равна ωt , то в точке M

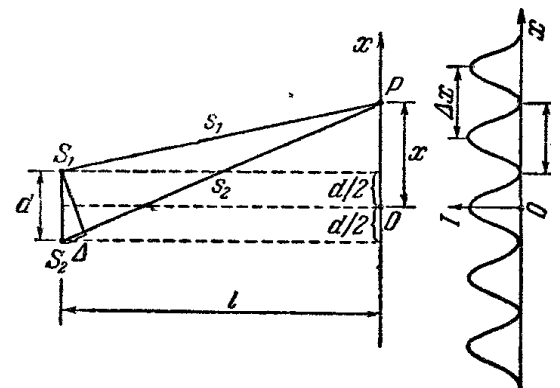
первая волна возбуждает колебания $A_1 \cos \omega(t - s_1/v_1)$, вторая волна – колебания $A_2 \cos \omega(t - s_2/v_2)$, где $v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$ – соответственно фазовые скорости первой и второй волн. Разность фаз колебаний, возбуждаемых в точке M, равна:

$$\delta = \omega (s_2/v_2 - s_1/v_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad (145)$$

Произведение геометрической длины пути s световой волны в данной среде на показатель преломления этой среды n называется оптической длиной пути L , а $\Delta = L_2 - L_1$ – оптической разностью хода.



(a)



(b)

Рисунок 53

Условие максимума :

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (146)$$

Условие минимума:

$$\Delta = \pm (2m+1) \frac{\lambda_0}{2}. \quad (147)$$

В формулах (146), (147) $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ - порядок (номер) максимума.

На рисунке 29 изображён опыт Юнга. Две цилиндрические когерентные световые волны (рис.29 а) исходят из действительных или мнимых источников S_1 и S_2 , имеющих вид параллельных светящихся тонких нитей, либо узких щелей. Область, в которой эти волны перекрываются, называется полем интерференции. Во всей этой области наблюдается чередование мест с максимальной и минимальной интенсивностью света. Если в поле интерференции внести экран Э, то на нем будет видна интерференционная картина, которая в случае цилиндрических волн имеет вид чередующихся светлых и темных прямолинейных полос. Расчет интерференционной картины от двух источников в точке Р, находящейся на расстоянии l от источников, можно провести, используя две узкие щели, расположенные на малом расстоянии d друг от друга. Источники являются когерентными (рис. 29 б). Оптическая разность хода

$$\Delta = S_2 - S_1.$$

Из рисунка 29 б имеем:

$$S_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2, \quad S_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2$$

$$S_2^2 - S_1^2 = l^2 + (x + d/2)^2 - l^2 - (x - d/2)^2 = 2xd$$

$$(S_2 - S_1) \cdot (S_2 + S_1) = 2xd,$$

Из условия $l \gg d$ следует, что $S_2 + S_1 \approx 2l$, поэтому

$$\Delta = xd/l$$

Подставляя это значение Δ в условия максимума и минимума, получим координаты максимумов:

$$x_{max} = \pm m \frac{L}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (148)$$

Координаты минимумов интенсивности определяются по формуле:

$$x_{min} = \pm (2m+1) \frac{L}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (149)$$

В формулах (148) и (149) целое число m – порядок интерференционного максимума.

Шириной интерференционной полосы Δx называется расстояние между двумя соседними минимумами интенсивности

$$\Delta x = \frac{L}{d} \lambda_0 \quad (150)$$

Распределение интенсивности в интерференционной картине представлено на рисунке 30. Расстояние между двумя соседними максимумами

интенсивности называется расстоянием между интерференционными полосами. Оно также определяется по формуле (150). При смещении вдоль координатной

оси y на расстояние, равное *ширине интерференционной полосы* Δx , т. е. при смещении из одного интерференционного максимума в соседний,

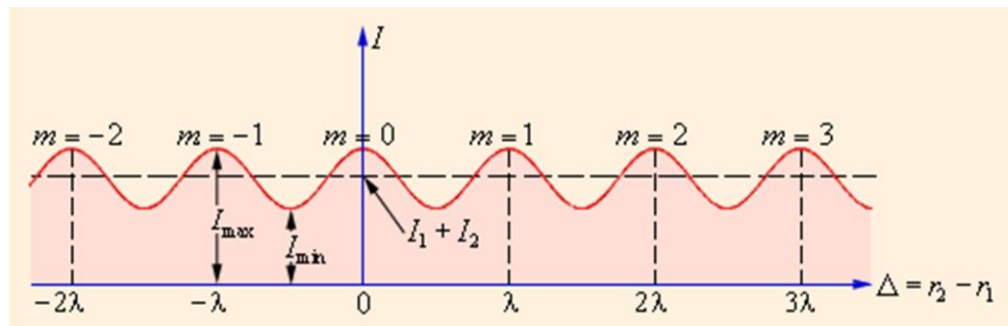


Рисунок 30

разность хода Δ изменяется на одну длину волны λ . Изображенное на рис.30 распределение интенсивности, даже в монохроматическом свете, будет наблюдаться лишь при исчезающе малой толщине светящейся нити или ширине щели. В случае конечных размеров источника света интерференционная картина становится менее резкой и даже может исчезнуть совсем. Это объясняется тем, что каждая точка источника дает на экране свою интерференционную картину, которая может не совпадать с картинами от других точек. Для того чтобы интерференционная картина стала отчетливой, необходимо выполнение условия: $d \ll L$.

Ширина интерференционных полос и расстояние между ними зависят от длины волны λ_0 . Только в центре картины, при $x = 0$, совпадут максимумы всех длин волн. В центре экрана наблюдается белая полоса. Чем больше длина волны, тем больше координата её максимума (148), поэтому, в случае источников белого света, на экране по обе стороны от точки O наблюдаются спектры, начинающиеся фиолетовым и заканчивающиеся красным цветом. В этом случае m – порядок спектра. По мере удаления от центра картины максимумы разных цветов смещаются друг относительно друга все больше и больше. Это приводит к смазыванию интерференционной картины. В монохроматическом свете число различимых полос интерференции заметно возрастает. Измерив расстояние между полосами Δx , и зная l и d , можно по

формуле (150) вычислить λ_0 . Именно из опытов по интерференции света впервые были определены длины волн для световых лучей разного цвета.

1.1 Методы наблюдения интерференции света

Для осуществления интерференции света необходимо получить когерентные световые пучки, для чего применяются различные приемы. До появления лазеров во всех приборах для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного в того же источника. Практически это можно осуществить с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел. Метод Юнга мы уже рассмотрели, поэтому остановимся на методе зеркал и бипризмы Френеля.

Зеркала Френеля. Свет от источника S (рис. 31) падает расходящимся пучком на два плоских зеркала A_1O и A_2O , расположенных относительно друг друга под углом, лишь немного отличающимся от 180° (угол φ мал).

Используя правила построения изображения в плоских зеркалах, можно показать, что и источник, и его изображения S_1 и S_2 (угловое расстояние между которыми равно 2φ) лежат на одной и той же окружности радиуса r с центром в O (точка соприкосновения зеркал). Световые пучки, отразившиеся от обоих зеркал, можно считать выходящими из мнимых источников S_1 и S_2 являющихся мнимыми изображениями S в зеркалах. Мнимые источники S_1 и S_2 , взаимно когерентны, и исходящие из них световые пучки,

встречаясь друг с другом, интерферируют в области взаимного перекрывания (на рисунке 31 она заштрихована). Можно показать, что максимальный угол расхождения перекрывающихся пучков не может быть больше 2φ . Интерференционная картина наблюдается на экране (\mathcal{E}), защищенном от прямого попадания света заслонкой (\mathcal{Z}).

Бипризма Френеля. Она состоит из двух одинаковых, сложенных основаниями призм с малыми преломляющими углами. Свет от источника S (рис.32) преломляется в обеих призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся когерентными. Таким образом, на поверхности экрана (в заштрихованной области) происходит наложение когерентных пучков и наблюдается интерференция.

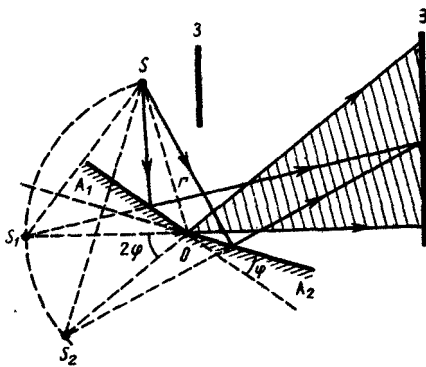


Рисунок 31

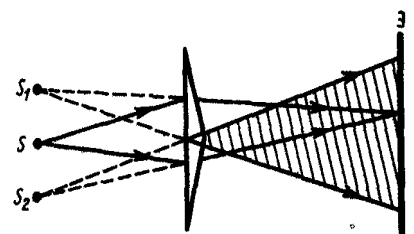


Рисунок 32

1.2 Интерференция света в тонких пленках

1.2.1 Полосы равного наклона

Особенно важен частный случай интерференции света, отраженного двумя поверхностями плоскопараллельной пластинки, когда точка наблюдения P находится в бесконечности, т.е. наблюдение ведется либо глазом, аккомодированным на бесконечность, либо на экране, расположенном в фокальной плоскости собирающей линзы (см. рисунок 33). В этом случае оба луча, идущие от S к P , порождены одним падающим лучом и после отражения от передней и задней поверхностей пластинки параллельны друг другу. Оптическая разность хода, возникающая между двумя интерферирующими лучами от точки A до плоскости DC ,

$$\Delta = n(|AB| + |BC|) - (|AD| \pm \frac{\lambda_0}{2}),$$

где показатель преломления окружающей пластинку среды принят равным 1, а член $\pm \lambda_0/2$ обусловлен потерей полуволны при отражении света от границы раздела. Если $n > n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке A и вышеупомянутый член будет иметь знак минус; если же $n < n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке B и $\lambda_0/2$ будет иметь знак плюс. Так как $|AB| = |BC| = 2h/\cos\theta'$, $|AD| = 2htg\theta' \sin\theta$ (h – толщина пластинки, θ и θ' – углы падения и преломления на верхней грани; $\sin\theta = n \sin\theta'$) то для разности хода получаем

$$\Delta = 2nh \cos\theta' + \lambda_0/2$$

или через угол падения:

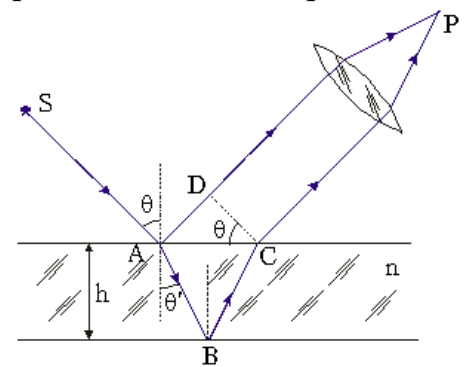


Рисунок 33

$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + \lambda_0/2 \quad , \quad (151)$$

Расчеты показывают, что в точке P будет интерференционный **максимум** (светлые полосы), если:

$$2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + \lambda_0/2 = m\lambda_0 \quad , \quad (152)$$

($m = 0, 1, 2, 3, \dots$);

и **минимум** (темные полосы), если

$$2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + \lambda_0/2 = (m + \frac{1}{2})\lambda_0 \quad (153)$$

($m = 0, 1, 2, 3, \dots$)

Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются *полосами равного наклона*.

Интерференционные полосы, возникающие в результате интерференции от мест одинаковой толщины, называются *полосами равной толщины*.

1.2.2 Кольца Ньютона

Первый эксперимент по наблюдению интерференции света в лабораторных условиях принадлежит И. Ньютону. Он наблюдал интерференционную картину, возникающую при отражении света в тонкой воздушной прослойке между плоской стеклянной пластиной и плосковыпуклой линзой большого радиуса кривизны (рисунок 43). Параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы и частично отражается от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора между линзой и пластинкой. При наложении отраженных лучей возникают полосы равной

толщины, при нормальном падении света имеющие вид концентрических окружностей, получивших название *колец Ньютона*. Вид колец Ньютона в зелёном и красном свете изображён на рисунке 59.

В отраженном свете оптическая разность хода (с учетом потери полуволны при отражении), при условии, что показатель преломления воздуха

$$n = 1, \text{ а } I = 0,$$

$$\Delta = 2h + \lambda_0/2,$$

где h - ширина зазора.

Используя теорему Пифагора (рис.58), получим:

$$R^2 = (R - h)^2 + r^2,$$

где R – радиус кривизны линзы, r – радиус кривизны окружности, всем точкам которой соответствует одинаковый зазор h . Учитывая, что h – мало, получим

$$d = r^2 / (2R).$$

Следовательно,

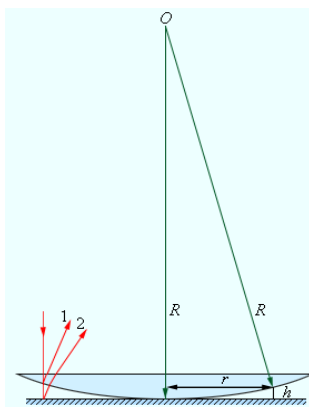


Рисунок 34

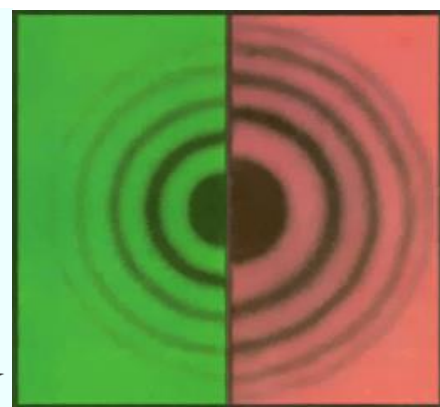


Рисунок 35

$$\Delta = r^2 / 2R + \lambda_0 / 2.$$

Записав условия максимума и минимума, получим выражения для радиусов m -ого светлого кольца

$$r_m = \sqrt{(m - 1/2) \lambda_0 R} \quad (154)$$

и m – ого темного кольца:

$$r_m = \sqrt{m \lambda_0 R}; \quad (155)$$

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

Как для полос равного наклона, так и для полос равной толщины положение максимумов зависит от длины волны λ_0 . Поэтому система светлых и темных полос наблюдается только при освещении монохроматическим светом. При наблюдении в белом свете интерференционная картина приобретает радужную окраску.

Измеряя радиусы соответствующих колец, можно (зная радиус кривизны линзы R) определить λ_0 , и, наоборот, по известной λ_0 найти радиус кривизны линзы. Положение максимумов зависит от длины волны λ_0 . Поэтому система светлых и темных полос наблюдается только при освещении монохроматическим светом. При наблюдении в белом свете интерференционная картина приобретает радужную окраску.

1.3 Применение интерференции света

6.4.3.1 Просветление оптики.

Явление интерференции света применяется для улучшения качества оптических приборов (просветление оптики и получения высокоотражающих покрытий). Прохождение света через каждую преломляющую поверхность линзы, например через границу стекло – воздух, сопровождается отражением $\approx 4\%$ падающего потока (при показателе преломления стекла $\approx 1,5$). В современных объективах число поверхностей велико и велики потери на отражение. Кроме того, отражение от поверхностей линз приводит к возникновению бликов, что часто демаскирует положение прибора. Для устранения этого недостатка осуществляется просветление оптики. На свободные поверхности линзы наносятся тонкие пленки с показателем преломления, меньшим, чем у материала линзы. При отражении света от границ раздела воздух – пленка и пленка – стекло возникает интерференция когерентных лучей. Толщину пленки d и показатели преломления стекла n_c и пленки n можно подобрать так, что волны, отраженные от обеих поверхностей пленки, гасили друг друга. Для этого их амплитуды должны быть равны, а разность хода равна $(2m+1)\lambda_0/2$. Т.к. n_c, n и показатель преломления воздуха n_0 удовлетворяют условию $n_c > n > n_0$, то потеря полуволны происходит на обеих поверхностях и при $I = 0$ условие минимума имеет вид:

$$2nd = (2m+1)\lambda_0/2,$$

где nd – оптическая толщина пленки. Обычно принимают $m = 0$, тогда

$$nd = \lambda_0/4.$$

Так как добиться одновременного гашения для всех длин волн невозможно, то это обычно делается для наиболее восприимчивой глазом волны $\lambda_0 = 0,55$ мкм.

6.4.3.2 Многолучевая интерференция.

На основе многолучевой интерференции (рисунок 36) стало возможным создание высоко отражающих

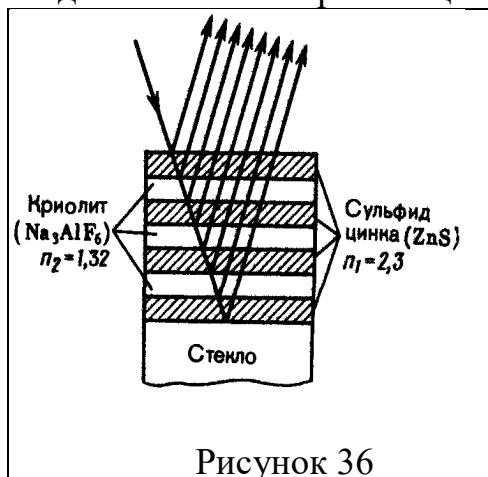


Рисунок 36

покрытий. Многолучевая интерференция возникает при наложении большого числа когерентных световых пучков. Амплитуда световых колебаний одинаковой амплитуды в максимумах интенсивности, где сложение происходит в одинаковой фазе, в N раз больше, а интенсивность в N^2 раз больше, чем от одного пучка (N – число интерферирующих пучков). Многолучевую интерференцию можно осуществить в многослойной системе чередующихся пленок с разными показателями преломления (но с

одинаковой оптической толщиной $= \lambda_0/4$). На границе раздела пленок (между двумя слоями ZnS с большим показателем преломления n_1 находится пленка криолита с меньшим показателем преломления n_2) возникает большое число интерферирующих лучей, которые при оптической толщине пленки $\lambda_0/4$ будут взаимно усиливаться, т.е. коэффициент отражения возрастает (рис.36).

Характерной особенностью такой высоко отражающей системы является то, что она действует в очень узкой спектральной области, причем, чем выше коэффициент отражения, тем уже эта область. Система из семи пленок дает коэффициент отражения $\approx 96\%$ и коэффициент поглощения $< 0,5\%$. Подобные отражатели используются в лазерной технике.

6.4.3.3 Интерферометр Майкельсона.

Упрощенная схема интерферометра Майкельсона приведена на рисунке 37. Монохроматический свет падает под углом 45° на плоскопараллельную пластинку P_1 . Сторона пластинки, удаленная от S , посеребренная и

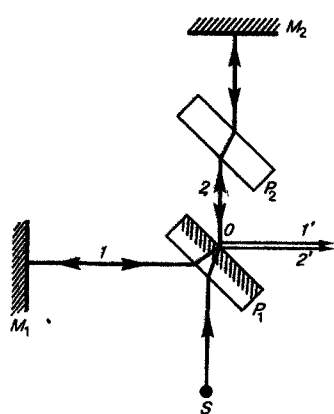


Рисунок 37

полупрозрачная, разделяет луч на две части: луч 1 (отражается от посеребренного слоя и луч 2 (проходит сквозь него). Луч 1 отражается от зеркала M_1 и, возвращаясь обратно, вновь проходит через пластинку P_1 . Луч 2 идет к зеркалу M_2 , отражается от него, возвращается обратно и отражается от пластинки P_1 . Так как первый из лучей проходит сквозь пластинку P_1 дважды, то для возникающей разности хода на пути второго луча ставится пластинка P_2 (точно такая же как P_1 , но не покрытая

серебром). Лучи 1' и 2' когерентны и будут интерферировать

. При перемещении одного из лучей на $\lambda_0/4$ разность хода обоих лучей увеличится на $\lambda_0/2$ и произойдет смена освещенности зрительного поля. По незначительному смещению интерференционной картины можно судить о малом перемещении одного из зеркал и использовать интерферометр Майкельсона для точного (порядка 10^{-7} м) измерения длин, т.к. перемещение одного из зеркал на Δx связано со смещением интерференционной картины на N полос соотношением

$$\Delta x = N \cdot \frac{\lambda}{2}$$

2 ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

2.1 Принцип Гюйгенса – Френеля.

Дифракцией называется явление отклонения света от прямолинейности распространения, огибание им малых препятствий, проникновение в область геометрической тени. Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока в результате суперпозиции волн. По историческим причинам перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых конечным числом дискретных когерентных источников, принято называть интерференцией волн.

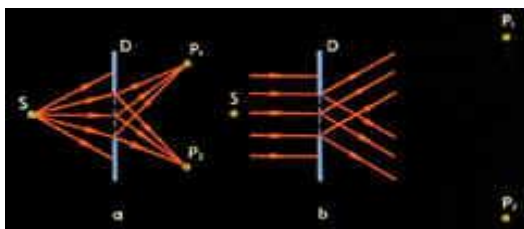


Рисунок 38

Перераспределение интенсивности, возникающее вследствие суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, расположенными непрерывно, принято называть дифракцией. Различают два вида дифракции (рисунок 38): *дифракция Френеля* (а) и *дифракция Фраунгофера* (б). Если источник света S и

точка наблюдения P расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку P , образуют практически параллельные пучки, говорят о дифракции в параллельных лучах или о дифракции Фраунгофера. В противном случае говорят о дифракции Френеля.

При рассмотрении дифракционных явлений Френель исходил из нескольких основных утверждений, принимаемых без доказательств и составляющих содержание так называемого принципа Гюйгенса – Френеля:

1) **Принцип Гюйгенса:** Каждая точка фронта волны, служит источником вторичных волн, распространяющихся с характерной для данной среды скоростью, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени. (Фронтом волны называется геометрическое место точек, до которых к данному моменту времени дошли колебания).

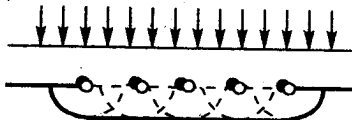


Рисунок 39

Пусть плоская волна нормально падает на отверстие в непрозрачном экране (рисунок 39).

Согласно Гюйгенсу, каждая точка выделяемого отверстием участка волнового фронта служит источником вторичных волн (в однородной изотропной среде они сферические). Построив огибающую вторичных волн для некоторого момента времени, видим, что фронт волны заходит в область геометрической тени, т. е. волна огибает края отверстия.

2) **Принцип интерференции.** Френель дополнил принцип Гюйгенса представлением об интерференции вторичных волн: Все точки фронта волны колеблются с одинаковой частотой и в одинаковой фазе и, следовательно, представляют собой совокупность когерентных источников. Волны от этих когерентных источников распространяются только вперед и интерферируют между собой.

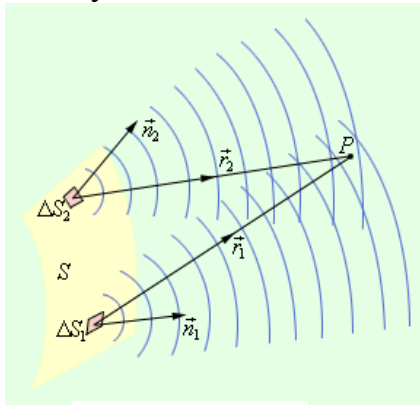


Рисунок 40

3) Если часть волнового фронта прикрыть непрозрачными экранами, то вторичные волны испускают только открытые участки фронта волны, причём так, как при отсутствии экранов.

4) Мощности излучения равных по площади участков фронта волны равны.

Пусть поверхность S (рисунок 40) представляет собой положение волнового фронта в некоторый момент. Чтобы определить колебания в некоторой точке P , вызванные волной, по Френелю нужно сначала определить колебания, вызываемые в этой точке отдельными вторичными волнами, приходящими в нее от всех не загороженных каким-либо препятствием элементов поверхности S (ΔS_1 , ΔS_2 и т. д.), и затем сложить эти колебания с учетом их амплитуд и фаз.

В общем случае расчет интерференции вторичных волн довольно сложная задача и сводится, в принципе, к громоздкому интегрированию. Для упрощения этого интегрирования Френель предложил изящный метод разделения фронта волны на зоны. С этим методом, получившим название метода зон Френеля, мы познакомимся при расчёте дифракционных явлений в некоторых частных случаях.

2.2 Метод зон Френеля

2.2.1 Дифракция на круглом отверстии

Рассмотрим в качестве примера простую дифракционную задачу о прохождении плоской монохроматической волны от удаленного источника через небольшое круглое отверстие радиуса R в непрозрачном экране (рисунок 41). Точка наблюдения P находится на оси симметрии на расстоянии

L от экрана. В соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля каждая точка волновой поверхности, совпадающей с плоскостью отверстия, является вторичным источником волн, достигающих точки P . В результате интерференции вторичных волн в точке P возникает некоторое результирующее колебание, квадрат амплитуды которого (интенсивность) нужно определить при заданных значениях длины волны λ , амплитуды A_0

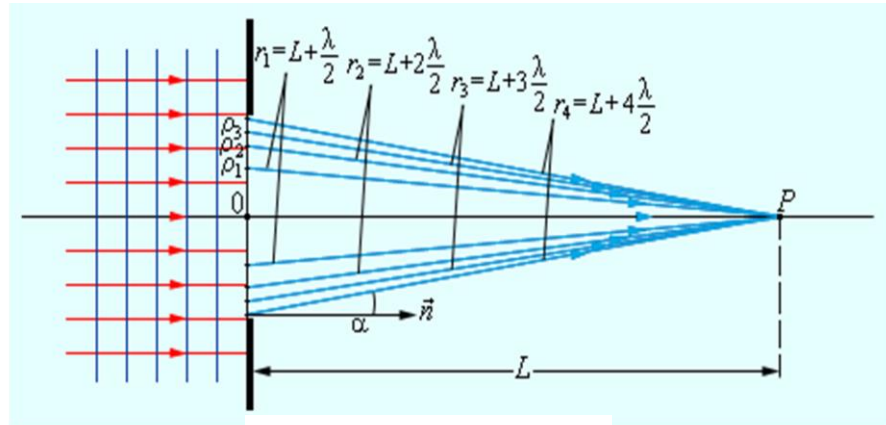


Рисунок 41

падающей волны и геометрии задачи.

Для облегчения расчета Френель предложил разбить волновую поверхность падающей волны в месте расположения препятствия на кольцевые зоны (**зоны Френеля**) по следующему правилу: расстояние от границ соседних зон до точки P должны отличаться на полдлины волны, т. е.

$$r_1 = L + \frac{\lambda}{2}, \quad r_2 = L + \frac{2\lambda}{2}, \quad r_3 = L + \frac{3\lambda}{2}, \dots$$

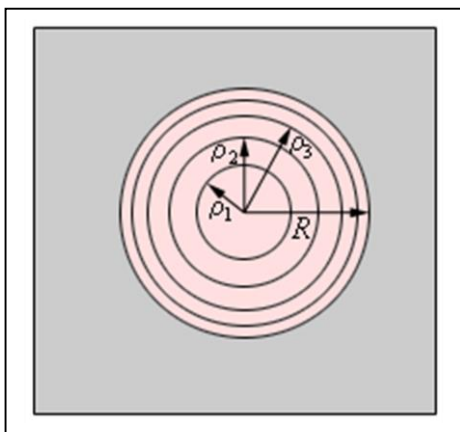


Рисунок 42

Если смотреть на волновую поверхность из точки P , то границы зон Френеля будут представлять собой концентрические окружности (рис. 66). Из рис. 65 легко найти радиусы ρ_m зон Френеля:

$$\rho_m^2 = \sqrt{r_m^2 - L^2} = \sqrt{m\lambda L + m^2 \frac{\lambda^2}{4}} \approx \sqrt{m\lambda L} \quad (156)$$

Так как в оптике $\lambda \ll L$, вторым членом под корнем можно пренебречь. Количество зон Френеля, укладывающихся на отверстии, определяется радиусом отверстия R :

$$m = \frac{R^2}{\lambda L} \quad (157)$$

Здесь m – не обязательно целое число.

Результат интерференции вторичных волн в точке P зависит от числа m открытых зон Френеля. Легко показать, что все зоны имеют одинаковую площадь:

$$S_m = \pi\rho_m^2 - \pi\rho_{m-1}^2 = \pi\lambda L = S_1,$$

поэтому они должны были бы возбуждать в точке P колебания с одинаковой амплитудой. Однако у каждой последующей зоны угол α между лучом, проведенным в точку наблюдения, и нормалью к волновой поверхности возрастает. Френель высказал предположение (подтвержденное экспериментом), что с увеличением угла α амплитуда колебаний уменьшается, хотя и незначительно:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_m, \dots$$

где A_m – амплитуда колебаний, вызванных m -й зоной.

С хорошим приближением можно считать, что амплитуда колебаний, вызываемых некоторой зоной, равна среднему арифметическому из амплитуд колебаний, вызываемых двумя соседними зонами, т. е.

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}. \quad (158)$$

Так как расстояния от двух соседних зон до точки наблюдения отличаются на $\lambda / 2$, следовательно, возбуждаемые этими зонами колебания находятся в противофазе. Поэтому волны от любых двух соседних зон почти гасят друг друга. Суммарная амплитуда в точке наблюдения есть

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (159)$$

Таким образом, суммарная амплитуда колебаний в точке P всегда меньше амплитуды колебаний, которые вызвала бы одна первая зона Френеля. В частности, если бы были открыты все зоны Френеля, то до точки наблюдения дошла бы невозмущенная препятствием волна с амплитудой A_0 . В этом случае можно записать:

$$A = A_0 = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}, \quad (160)$$

так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Следовательно, действие (амплитуда), вызванное всем волновым фронтом, равно половине действия одной первой зоны.

Итак, если отверстие в непрозрачном экране оставляет открытой только одну зону Френеля, то амплитуда колебаний в точке наблюдения возрастает в 2 раза (а интенсивность в 4 раза) по сравнению с действием невозмущенной волны. Если открыть две зоны, то амплитуда колебаний обращается в нуль. Если изготовить непрозрачный экран, который оставял бы открытыми только несколько нечетных (или только несколько четных) зон, то амплитуда колебаний резко возрастает. Например, если открыты 1, 3 и 5 зоны, то $A = 6A_0$, $I = 36I_0$.

Такие пластинки, обладающие свойством фокусировать свет, называются **зонными пластинками**.

2.2.2 Дифракция на круглом непрозрачном диске.

При дифракции света на круглом диске закрытыми оказываются зоны Френеля первых номеров от 1 до m . Тогда амплитуда колебаний в точке наблюдения будет равна

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} - \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots \quad (161)$$

или $A = A_{m+1} / 2$, так как выражения, стоящие в скобках, равны нулю. Если диск закрывает зоны не слишком больших номеров, то в центре экрана наблюдается интерференционный максимум. Это – так называемое **пятно Пуассона**, оно окружено светлыми и темными дифракционными кольцами. При увеличении размеров диска A уменьшается, но центр экрана будет оставаться освещенным до тех пор, пока диск не закроет достаточно большое число зон Френеля. Лишь в этом случае станет справедливым положение геометрической оптики - на экране наблюдается геометрическая тень.

2.2.3 Дифракция сферической волны на круглом отверстии.

Если точечный источник света находится на конечном расстоянии, то на препятствие падает сферически расходящаяся волна. В этом случае зоны Френеля строятся не на плоской, а на сферической поверхности (рис. 43).

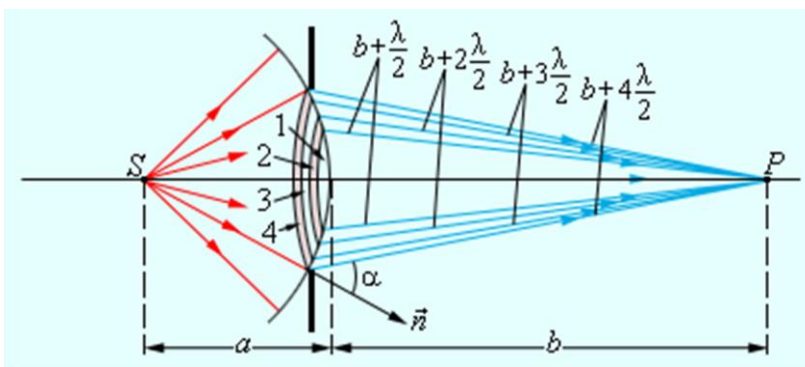


Рисунок 43

Расчет приводит к следующему выражению для радиусов ρ_m зон Френеля на сферическом фронте волны:

$$\rho_m = \sqrt{m \frac{ab}{a+b}} L. \quad (162)$$

Все выводы изложенной выше теории

Френеля остаются справедливыми и в этом случае.

Следует отметить, что теория дифракции (и интерференции) световых волн применима к волнам любой физической природы.

2.2.4 Графический метод сложения амплитуд.

Теперь решим задачу о распространении света от источника S к точке P методом графического сложения амплитуд. Разобьем волновую поверхность

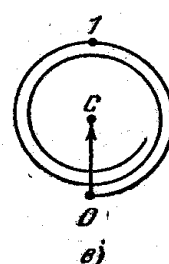
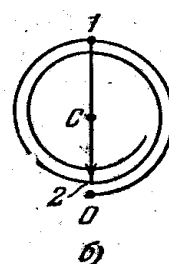
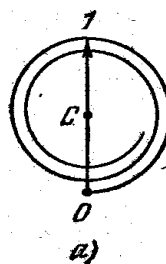
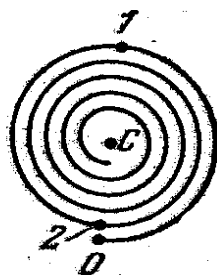
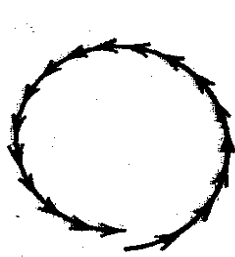


Рисунок 44

Рисунок 45

на кольцевые зоны, аналогичные зонам Френеля, но гораздо меньшие по ширине (разность хода от краев зоны до точки P составляет одинаковую для всех зон малую долю λ). Колебание, создаваемое в точке P каждой из зон, изобразим в виде вектора, длина которого равна амплитуде колебания, а угол, образуемый вектором с направлением, принятым за начало отсчета, дает начальную фазу колебания. Амплитуда колебаний, создаваемых такими зонами в точке P , медленно убывает при переходе от зоны к зоне. Каждое следующее колебание отстает от предыдущего по фазе на одну и ту же величину. Следовательно, векторная диаграмма, получающаяся при сложении колебаний, возбуждаемых отдельными зонами, имеет вид, показанный на рис. 44. Если бы амплитуды, создаваемые отдельными зонами, были одинаковыми, конец последнего из изображенных на рис.44 векторов совпал с началом первого вектора. В действительности значение амплитуды, хотя и очень слабо, убывает, вследствие чего векторы образуют не замкнутую фигуру, а ломаную спиралевидную линию. В пределе при стремлении ширины кольцевых зон к нулю (количество их будет при этом неограниченно возрастать) векторная диаграмма имеет вид спирали, закручивающейся к точке C (рис. 44). Фазы колебаний в точках 0 и 1 отличаются на π (бесконечно малые вектора, образующие спираль, направлены этих точках в противоположные стороны). Следовательно, участок спирали $0 - 1$, соответствует первой зоне Френеля. Вектор, проведенный из точки O в точку 1 (рис. 45а), изображает колебание, возбуждаемое в точке P этой зоной. Аналогично, вектор, проведенный из точки 1 в точку 2 (рис. 45 б), изображает колебание, возбуждаемое второй зоной Френеля. Колебания от первой и второй зон находятся в противофазе; в соответствии с этим векторы 01 и 12 направлены в противоположные стороны. Колебание, возбуждаемое в точке P всей волновой поверхностью,

отображается вектором OC (рис. 45 в). Из рисунка видно, что амплитуда в этом случае равна половине амплитуды, создаваемой первой зоной. Этот результат мы получили ранее алгебраически.

2.2.5 Дифракция от одной щели

Рассмотрим дифракцию на одной щели в параллельных лучах. Пусть на узкую щель, сделанную в непрозрачном экране, падает нормально к экрану параллельный пучок света. Рассмотрим дифракционную картину вдали от экрана, теоретически - в бесконечности. Рассмотрим свет, прошедший через щель под углом φ . Оптическая разность хода между крайними лучами, идущими от щели в произвольном направлении $\Delta = a \sin \varphi$. Пусть плоская волна падает перпендикулярно на экран, в котором имеется длинная узкая щель шириной a (рис.46). Когда фронт волны дойдет до щели и займет положение AB , то все его точки явятся новыми источниками волн, распространяющихся во все стороны вперед от щели. Рассмотрим волны, распространяющиеся от точек плоскости AB в направлении, составляющем некоторый угол φ с первоначальным направлением. При наблюдении их

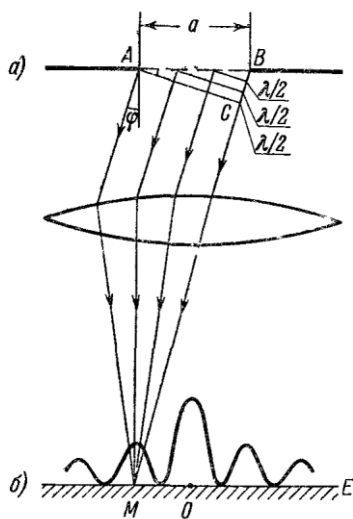


Рисунок 46

глазом, адаптированным на бесконечность (или через трубу), соответствующие лучи после преломления хрусталиком сойдутся в одну точку на сетчатке и будут интерферировать друг с другом. Можно также поставить линзу, параллельную плоскости AB , и тогда, как показано на этом же рисунке, эти параллельные лучи после преломления сойдутся в некоторой точке M в фокальной плоскости линзы. Располагая в этой фокальной плоскости экран E , можно на нем наблюдать результат интерференции для волн, распространяющихся от щели под различными произвольными углами φ к первоначальному направлению. Разобьем волновую поверхность, вырезаемую щелью, на зоны Френеля, при этом разность хода между двумя пучками света от соседних зон будет равна $\lambda/2$. Следовательно, при интерференции они должны гасить друг друга. Допустим, что угол φ выбран таким образом, что на щели укладывается четное число зон Френеля. Свет от каждой зоны будет погашен светом соседней зоны, и под таким углом в бесконечности должен наблюдаться минимум. **Условие минимума** имеет вид:

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m \lambda, \quad (163)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$

Если число зон Френеля, укладывающихся в отверстии нечетное, то наблюдается дифракционный максимум, соответствующий действию одной не скомпенсированной зоны Френеля.

Условие максимума имеет вид:

$$a \sin \varphi = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (164)$$

Весь световой фронт, наблюдаемый под углом $\varphi = 0$, принимается за одну зону, и, следовательно, в этом направлении наблюдается максимум. Он имеет самую большую интенсивность и называется главным максимумом. Распределение интенсивности на экране, получаемое при дифракции на щели приведено на рис.46. Дифракция выражена тем ярче, чем уже щель и чем больше длина волны.

2.2.6 Дифракция от многих щелей. Дифракционная решетка.

Рассмотрим несколько параллельных друг другу щелей одинаковой ширины a , расположенных на одинаковом расстоянии b , друг от друга. Величина $a + b = d$ называется постоянной дифракционной решётки.

Пусть плоская монохроматическая волна падает нормально на поверхность решётки (рисунок 47). Линза собирает параллельные лучи, идущие под углом φ к главной оптической оси, в одну и ту же точку B на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы. Если число щелей N , то кроме дифракции от каждой щели наблюдается интерференция N пучков. Дифракционная картина на экране определяется как результат взаимной интерференции волн идущих от всех щелей.

На центральной линии экрана (проходящей через главный фокус линзы, лучи) лучи, идущие от всех щелей, сходятся без дополнительной разности хода, т.е. в одинаковой фазе. При этом их амплитуды просто складываются, и в случае N одинаковых щелей амплитуда результирующего колебания будет в N раз, а интенсивность в N^2 раз больше, чем от одной щели.

Лучи, идущие от разных щелей под углом φ , сходятся в побочном фокусе линзы B , пройдя различные пути и имея различные фазы колебаний. Они будут давать при интерференции более сложную картину. Рассмотрим две соседние щели. Из рис.47 видно, что лучи, идущие от соответственных точек (M и C , N и D) обеих щелей, имеют одну и ту же разность хода:

$$\Delta = (a+b)\sin\varphi = d \sin\varphi,$$

и приходят в точку B со сдвигом фаз:

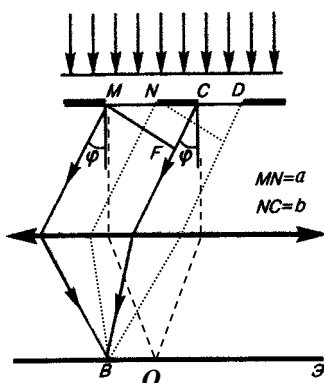


Рисунок 47

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = 2\pi \frac{d \sin \varphi}{\lambda} \quad (165)$$

Если в точке М амплитуды всех колебаний направлены одинаково, т.е. сдвиг фаз кратен 2π , то в ней будет наблюдаться максимум освещённости. Таким образом, **условие максимума** имеет вид:

$$2\pi \frac{d \sin \varphi}{\lambda} = 2m\pi \quad \text{или:} \quad d \sin \varphi = \pm m\lambda \quad (166)$$

Если же волны приходят в точку М в противофазах ($\delta = \pm(2m+1)\pi$), то они гасят друг друга и наблюдается минимум интенсивности света. Таким образом, **условие минимума** при дифракции на решётке имеет вид:

$$d \sin \varphi = \pm(2m+1)\lambda/2 \quad (167)$$

В формулах (166) и (167) $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ - порядок соответственно максимума или минимума.

Следует отметить, что хотя положение главных максимумов при дифракции на решётке не зависит от числа щелей, наличие большого числа щелей очень существенно:

- 1) яркость каждого максимума растёт согласно $A^2 = N^2 A_1^2$;
- 2) ширина каждой линии убывает согласно $1/N$.

Таким образом, при увеличении числа щелей возрастает точность определения положения линии, соответствующей максимуму интенсивности, что важно при дифракционном спектральном анализе.

Если на решётку падает белый свет, то дифракционные максимумы для лучей разного цвета пространственно разойдутся, и на экране наблюдаются дифракционные спектры. Согласно условию максимума (166) большие длины волн дадут максимумы под большими углами, поэтому дифракционные спектры начинаются фиолетовым и заканчиваются красным цветом. В формуле (166) m - порядок спектра.

2.2.7 Дифракция на пространственной решётке. Формула Вульфа-Брэггов

Для наблюдения дифракционной картины необходимо, чтобы постоянная решетки была того же порядка, что и длина волны падающего излучения. Кристаллы, являясь трехмерными пространственными решетками, имеют постоянную порядка 10^{-10} м и, следовательно, непригодны для наблюдения дифракции в видимом свете ($\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7}$ м). Эти факты позволили немецкому физику М. Лауэ (1879—1960) прийти к выводу, что в качестве естественных

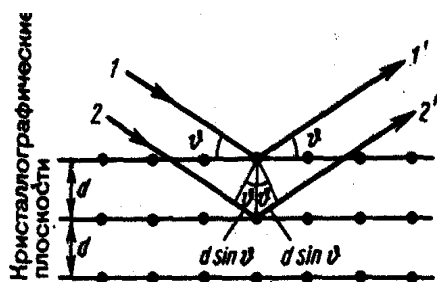


Рисунок 48

дифракционных решеток для рентгеновского излучения можно использовать кристаллы, поскольку расстояние между атомами в кристаллах одного порядка с λ рентгеновского излучения ($\approx 10^{-12} \div 10^{-8}$ м). Простой метод расчета дифракции рентгеновского излучения от кристаллической решетки предложен независимо друг от друга Г. В. Вульфом (1863—1925) и английскими физиками Г. и Л. Брэггами (отец (1862—1942) и сын (1890—1971)). Они предположили, что дифракция рентгеновского излучения является результатом его отражения от системы параллельных кристаллографических плоскостей (плоскостей, в которых лежат узлы (атомы) кристаллической решетки). Представим кристаллы в виде совокупности параллельных кристаллографических плоскостей (рисунок 48), отстоящих друг от друга на расстоянии d . Пучок параллельных монохроматических рентгеновских лучей (1,2) падает под углом скольжения θ (угол между направлением падающих лучей и кристаллографической плоскостью). Рентгеновские лучи возбуждают атомы кристаллической решетки, которые становятся источниками когерентных вторичных волн $1'$ и $2'$. Вторичные волны интерферируют между собой, подобно вторичным волнам от щелей дифракционной решетки. Максимумы интенсивности (дифракционные максимумы) наблюдаются в тех направлениях, в которых все отраженные атомными плоскостями волны будут находиться в одинаковой фазе. Эти направления удовлетворяют формуле Вульфа – Брэггов

$$2d \sin \theta = m \lambda, \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (168)$$

т. е. при разности хода между двумя лучами, отраженными от соседних кристаллографических плоскостей, кратной целому числу длин волн λ , наблюдается дифракционный максимум.

При произвольном направлении падения монохроматического рентгеновского излучения на кристалл дифракция не возникает. Чтобы ее наблюдать, надо, поворачивая кристалл, найти угол скольжения (θ), удовлетворяющий формуле Вульфа-Брэггов. Дифракционная картина может

быть получена и при произвольном положении кристалла, для чего нужно пользоваться непрерывным рентгеновским спектром, испускаемым рентгеновской трубкой. Для таких условий опыта всегда найдутся длины волн λ , удовлетворяющие условию (168).

Формула Вульфа — Брэггов используется при решении двух важных задач:

1. Наблюдая дифракцию рентгеновских лучей известной длины волны на кристаллической структуре неизвестного строения и измеряя θ и m , можно найти межплоскостное расстояние (d), т. е. определить структуру вещества. Этот метод лежит в основе **рентгеноструктурного анализа**. Формула Вульфа—Брэггов остается справедливой и при дифракции электронов и нейтронов. Методы исследования структуры вещества, основанные на дифракции электронов и нейтронов, называются соответственно электронографией и нейтронографией.

2. Наблюдая дифракцию рентгеновских лучей неизвестной длины волны на кристаллической структуре при известном d и измеряя θ и m , можно найти длину волны падающего рентгеновского излучения. Этот метод лежит в основе рентгеновской спектроскопии.

2.2.8 Понятие о голографии

Голография (от греч. «полная запись») — особый способ записи и последующего восстановления волнового поля, основанный на регистрации интерференционной картины. Она обязана своим возникновением законам волновой оптики - законам интерференции и дифракции. Этот принципиально новый способ фиксирования и воспроизведения пространственного изображения предметов изобретен английским физиком Д. Габором (1900—1979) в 1947 г. (Нобелевская премия 1971 г.). Экспериментальное воплощение и дальнейшая разработка этого способа (Ю.Н. Денисюком в 1962 г. и американскими физиками Э. Лейтом и Ю.Упатниексом в 1963 г.) стали возможными после появления в 1960 г. источников света высокой степени когерентности - лазеров .

Рассмотрим элементарные основы принципа голографии, т. е. регистрации и восстановления информации о предмете. Для регистрации и восстановления волны необходимо уметь регистрировать и восстанавливать амплитуду и фазу идущей от предмета волны. Распределение интенсивности в интерференционной картине определяется как амплитудой интерферирующих волн, так и разностью их фаз. Поэтому для регистрации

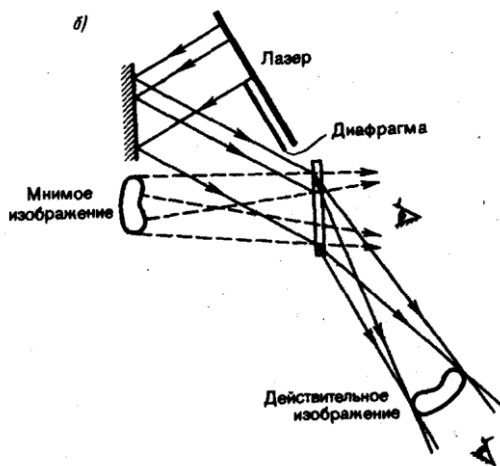
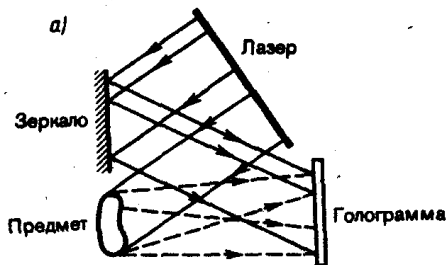


Рисунок 49

как фазовой, так и амплитудной информации кроме волны, идущей от предмета (так называемой предметной волны), используют еще когерентную с ней волну, идущую от источника света (так называемую опорную волну). На рисунке 49 показан принцип получения и просмотра голограмм. Идея голографирования состоит в том, что фотографируется распределение интенсивности в интерференционной картине, возникающей при суперпозиции волнового поля объекта и когерентной ему опорной волны известной фазы. Последующая дифракция света на зарегистрированном распределении почернений в фотослое восстанавливает волновое поле объекта и допускает изучение этого поля при отсутствии объекта.

Практически эта идея может быть осуществлена с помощью принципиальной схемы, показанной на рис. 49, а. Лазерный пучок делится на две части, причем одна его часть отражается зеркалом на фотопластинку (опорная волна), а вторая попадает на фотопластинку, отразившись от предмета (предметная волна). Опорная и предметная волны, являясь когерентными и накладываясь друг на друга, образуют на фотопластинке интерференционную картину. После проявления фотопластинки получается голограмма, - зарегистрированная на фотопластинке интерференционная картина, образованная при сложении опорной и предметной волн.

Для восстановления изображения (рис. 49, б) голограмма помещается в то же самое положение, где она находилась до регистрации. Ее освещают опорным пучком того же лазера (вторая часть лазерного пучка перекрывается диафрагмой). В результате дифракции света на интерференционной структуре голограммы восстанавливается копия предметной волны, образующая объемное (со всеми присущими предмету свойствами) мнимое изображение предмета, расположенное в том месте, где предмет находился при голографировании. Оно кажется настолько реальным, что его хочется

потрогать. Кроме того, восстанавливается еще действительное изображение предмета, имеющее рельеф, обратный рельефу предмета, т. е. выпуклые места заменены вогнутыми, и наоборот (если наблюдение ведется справа от голограммы).

Обычно пользуются мнимым голографическим изображением, которое по зрительному восприятию создает полную иллюзию существования реального предмета. Рассматривая из разных положений объемное изображение предмета, даваемое голограммой, можно увидеть более удаленные предметы, закрытые более близким из них. (заглянуть за ближние предметы). Это объясняется тем, что, перемещая голову в сторону, мы воспринимаем изображение, восстановленное от периферической части голограммы, на которую при экспонировании падали также и лучи, отраженные от скрытых предметов. Голограмму можно расколоть на несколько кусков. Но даже малая часть голограммы восстанавливает полное изображение. Однако уменьшение размеров голограммы приводит к ухудшению четкости получаемого изображения. Это объясняется тем, что голограмма для опорного пучка служит дифракционной решеткой, а при уменьшении числа штрихов дифракционной решетки (при уменьшении размеров голограммы) ее разрешающая способность уменьшается. Методы голографии (запись голограммы в трехмерных средах, цветное и панорамное голографирование и т. д.) находят все большее развитие. Применения голографии разнообразны, но наиболее важными, приобретающими все большее значение, являются запись и хранение информации. Методы голографии позволяют записывать в сотни раз больше страниц печатного текста, чем методы обычной микрофотографии.

3 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ВЕЩЕСТВОМ

3.1 Поглощение света

При прохождении электромагнитной волны через вещество часть энергии волны тратится на возбуждение колебаний электронов. Частично эта энергия вновь возвращается излучению в виде вторичных волн, возбуждаемых электронами; частично она переходит в другие виды энергии. Вынужденные колебания электронов становятся особенно интенсивными при резонансной частоте, что приводит к резкому возрастанию поглощения света. Изменение интенсивности света dI на пути dl пропорционально dI и dl .

$$dI = -\chi I dl,$$

где χ - коэффициент поглощения.

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\chi \int_0^l dl; \quad \ln I / I_0 = -\chi l;$$

$$I = I_0 e^{-\chi l} \quad (169)$$

Мы получили закон Бугера: интенсивность света убывает в поглощающей среде экспоненциально. При $l = 1/\chi$ интенсивность I в e раз меньше, чем I_0 .

Если атомы и молекулы вещества практически не воздействуют друг на друга, то коэффициент поглощения такого вещества для большинства длин волн близок к нулю и лишь для очень узких спектральных областей обнаруживает резкие максимумы. Эти максимумы соответствуют резонансным частотам колебаний внутри атомов.

Твердые тела, жидкости и газы при высоких давлениях дают широкие полосы поглощения. Этот факт говорит о том, что расширение полос поглощения является результатом взаимодействия атомов друг с другом.

Металлы практически непроницаемы для света ($\chi \sim 10\,000\text{см}^{-1}$). Это обусловлено наличием в металлах свободных электронов. Под действием электрического поля световой волны свободные электроны приходят в движение. В результате в металле возникают быстропеременные токи, сопровождающиеся выделением лент-джоулева тепла, энергия световой волны быстро уменьшается, превращаясь во внутреннюю энергию металла.

3.2 Рассеяние света

Рассеяние света – дифракция на мелких неоднородностях среды приводящая к довольно равномерному распределению интенсивности по всем направлениям. Среды с ярко выраженной неоднородностью носят название мутных сред.

Процесс рассеяния света заключается в том, что свет, проходящий через вещество, возбуждает колебания электронов в атомах. Колеблющиеся электроны, становятся источниками вторичных волн, распространяющихся во всех направлениях. В случае однородной среды вторичные волны полностью гасят друг друга во всех направлениях, кроме направления распространения первичной волны. В направлении первичного луча вторичные волны, интерферируя с первичной проходящей волной, образуют результирующую волну с фазовой скоростью отличной от c .

В результате рассеяния света в боковых направлениях интенсивность в направлении распространения убывает быстрее, чем в случае однородного поглощения. Поэтому для мутного вещества в выражение $I = I_0 e^{-\chi l}$ наряду с коэффициентом линейного поглощения χ должен стоять добавочный коэффициент χ' , обусловленный рассеянием.

$$I = I_0 e^{-(\chi l + \chi' l)} \quad , \quad (170)$$

где χ' – коэффициент экстинкции.

Характер рассеяния зависит от размеров и природы неоднородностей. Если их размеры больше длины волны, то наблюдается чисто геометрическое рассеяние. Это касается, прежде всего, твердых частиц, взвешенных в воздухе. Падающий на разные участки поверхности частицы солнечный свет

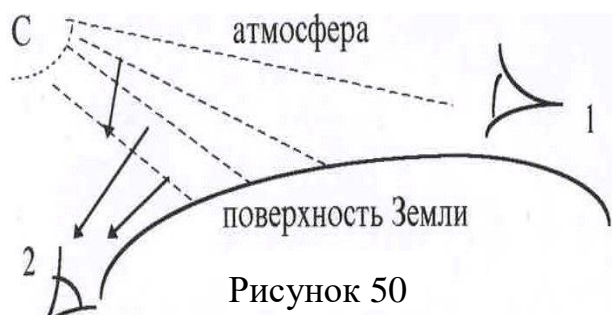


Рисунок 50

отражается под различными углами. Если при этом спектральный состав света не меняется, то рассеянный свет остается белым (примером этого может служить белый цвет неба в пустынях, когда восходящие воздушные потоки переносят в верхние слои атмосферы мелкие частицы песка). В целом наблюдаемая картина рассеяния

очень чувствительна к размерам и форме неоднородностей (радуга и гало вокруг солнца, вызванные наличием в земной атмосфере соответственно капелек и льдинок).

Если размеры неоднородностей существенно меньше длин волн света, то интенсивность рассеянного света удовлетворяет закону Рэлея:

$$I_{рас} \sim I_0 \omega^4 \sim \frac{I_0}{\lambda^4} \quad (171)$$

где ω - частота падающего света, причем интенсивность рассеянного света различна по разным направлениям (т.е. анизотропна). Эта формула справедлива, если размеры неоднородностей малы по сравнению с длиной волны ($d < 0,1 \lambda$). Сильная зависимость интенсивности рассеянного света от частоты означает, что существенно сильнее рассеиваются волны с большей частотой. В частности, если через среду идет волна от источника белого света (от Солнца - см. рисунок 50), то при наблюдении сбоку среда кажется голубоватой, а сам источник на просвет выглядит более красным. Этим объясняется голубой цвет неба и красный цвет зари. Разные цветовые оттенки получаются из-за разных геометрических расположений источника и наблюдателя. Так в глаз наблюдателя 1 (см. рис.50) приходит прямой луч, тогда как наблюдатель 2 видит, в основном, рассеянные лучи. Если размеры неоднородностей сравнимы с длиной волны $d \sim \lambda$, то

$$I \sim \frac{1}{\lambda^2} \quad (172)$$

Даже тщательно очищенные жидкости и газы рассеивают свет. Причиной рассеяния является появление оптических неоднородностей за счет флуктуаций плотности. Эти флуктуации вызваны беспорядочным движением молекул вещества, поэтому обусловленное ими рассеяние света называется молекулярным. Его детально исследовали Л. Мандельштам и М. Смолуховский.

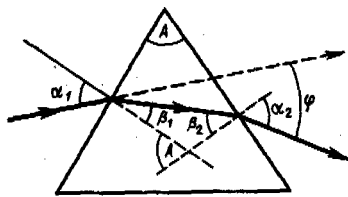
3.3 Дисперсия света

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления n вещества от частоты ν (длины волны λ) света или зависимость фазовой скорости v распространения световых волн от частоты ν : $n = f(\lambda)$.

Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму. Рассмотрим дисперсию света в призме.

Пусть монохроматический пучок света падает на призму с преломляющим углом A и показателем преломления n (под углом α_1). После двукратного преломления (на левой и правой гранях призмы), луч

оказывается отклоненным от первоначального направления на угол φ . Из рисунка 51 следует, что



$$\varphi = (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - A.$$

Преобразуя это выражение

можно показать, что

$$\varphi = A(n - 1) \quad (173)$$

Рисунок 51

т.е. угол отклонения тем больше, чем больше преломляющий у призмы. Из выражения (173) вытекает, что угол отклонения лучей призмой зависит величины $(n-1)$ а n - функция длины волны, поэтому лучи разных длин волн после прохождения призмы окажутся отклоненными на разные углы, т. е. пучок белого света за призмой разлагается в спектр, что и наблюдалось Ньютоном. Таким образом, с помощью призмы, так же как и с помощью дифракционной решетки, свет разлагается в спектр и можно определить его спектральный состав.

Рассмотрим различия в дифракционном и призматическом спектрах.

1. Дифракционная решетка разлагает падающий свет непосредственно по длинам волн, поэтому по измеренным углам (по направлениям соответствующих максимумов) можно вычислить длину волны. Разложение света в спектр призмой происходит по значениям показателя преломления, поэтому для определения длины волны света надо знать зависимость $n = f(\lambda)$.

2. Составные цвета в дифракционном и призматическом спектрах располагаются различно. Из формулы (166) следует, что в дифракционной решетке синус угла отклонения пропорционален длине волны. Следовательно, красные лучи, имеющие большую длину волны, чем фиолетовые, отклоняются дифракционной решеткой сильнее. Призма разлагает лучи в спектр по значениям показателя преломления, который для всех прозрачных веществ с увеличением длины волны уменьшается (рисунок 51). Поэтому красные лучи отклоняются призмой слабее, чем фиолетовые.

3. Дифракционные спектры равномерные, дисперсионные – нет.

4. Дифракционные решётки дают несколько порядков спектра, призма даёт спектр одного порядка.

Величина $D = \frac{dn}{d\lambda}$, называется дисперсией вещества; она показывает, как быстро изменяется показатель преломления с длиной волны. Из рис. 52 следует, что показатель преломления для прозрачных веществ с уменьшением длины волны увеличивается; следовательно, величина $\frac{dn}{d\lambda}$ по модулю также увеличивается с уменьшением λ . Такая дисперсия называется нормальной.

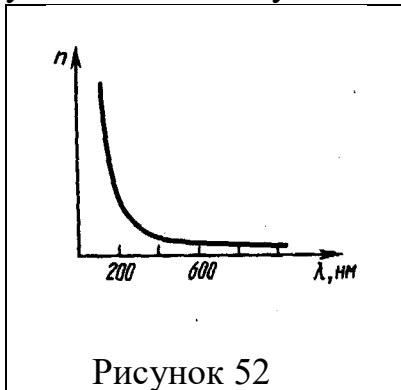


Рисунок 52

На явлении нормальной дисперсии основано действие призмных спектрографов. Ход кривой $n(\lambda)$ вблизи полос поглощения будет иным: n уменьшается с уменьшением λ . Такой ход зависимости n от λ называется аномальной дисперсией. Участок аномальной дисперсии изображён на рисунке 53. Участки аномальной дисперсии наблюдаются вблизи резонанса, когда частота падающего света ν приближается к одной

из частот собственных колебаний ν_0 электрических колебаний в веществе. Наблюдение аномальной дисперсии позволяет определять собственные частоты колебаний атомов и определять энергетические уровни электронов в атомах.

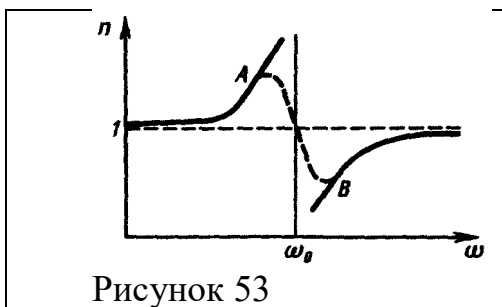


Рисунок 53

Основными характеристиками любого спектрального аппарата являются дисперсия и разрешающая сила.

Угловая дисперсия

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}; \quad (174)$$

линейная дисперсия

$$D_{\text{лин}} = \frac{\delta l}{\delta\lambda}, \quad (175)$$

где $\delta\varphi$ – угловое расстояние между спектральными линиями, отличающимися по длине волны на $\delta\lambda$, а δl – линейное расстояние между теми же линиями.

Чтобы найти угловую дисперсию дифракционной решетки про дифференцируем условие главного максимума слева по φ , а справа по λ .

$$d \sin \varphi = m\lambda; \quad d \cos \varphi \delta \varphi = m \delta \lambda$$

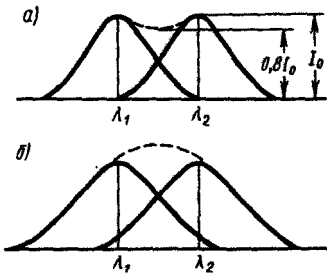


Рисунок 54

$$D = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}$$

при небольших углах $\cos \varphi \approx 1$, и

$$D = \frac{m}{d} = mN_0, \quad (176)$$

где N_0 – число щелей, приходящихся на единицу длины. Из формулы (176) следует, что чем выше порядок спектра, тем больше дисперсия.

При небольших φ :

$$\varphi \delta l = f \delta \varphi \quad \text{и} \quad D_{\text{лин}} = fD,$$

где f – фокусное расстояние линзы. Возможность разрешения (т.е. отдельного восприятия) двух близких спектральных линий зависит не только от

расстояния между ними (определяется дисперсией прибора), но также и от ширины спектрального максимума. Согласно критерию, предложенному Рэлеем, спектральные линии считаются полностью разрешенными, если середина одного максимума совпадает с краем другого. В этом случае минимум между линиями составляет около 80% от максимумов (рисунок 54 а).

Разрешающая сила

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda},$$

где $\delta \lambda$ – наименьшая разность двух близких по длине волны спектральных линий, которые в спектре решётки воспроизводятся ещё отдельно или, как говорят, разрешаются решеткой. Для дифракционной решетки

$$R = mN,$$

где N – полное число щелей решётки.

4 ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

4.1 Естественный и поляризованный свет

Элементарными излучателями света являются возбужденные частицы вещества — атомы, молекулы, ускоренно движущиеся электроны и т. д. Макроскопические источники света содержат в себе громадное множество элементарных излучателей, которые в очень большом числе случаев испускают свет, независимо друг от друга. При этом фазы электромагнитных волн, излучаемых отдельными электромагнитными излучателями, испытывают быстрые хаотические изменения. Столь же быстро и хаотически меняются направления векторов \vec{E} и \vec{H} световых волн, испускаемых элементарными излучателями. Вследствие этого и результирующее излучение макроскопических источников света испытывает такого же рода хаотическое изменение фазы волны и направления \vec{E} и \vec{H} . Свет, у которого направление векторов напряженности электрического и магнитного полей беспорядочно изменяется в пространстве, как это имеет место у большинства естественных источников света, называют неполяризованным, или, иначе, естественным светом.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены, называется поляризованным. Если появляется преимущественное направление колебаний вектора \vec{E} , то свет называется частично поляризованным.

Свет, в котором вектор \vec{E} колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу, называется плоско поляризованным (линейно поляризованным).

Вектор \vec{E} называют *световым вектором*. Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора плоско поляризованной волны и направление распространения этой волны, называется плоскостью поляризации.

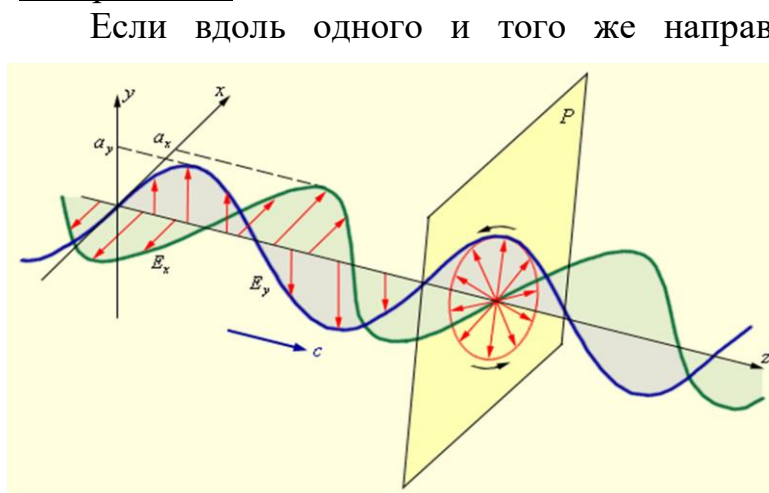


Рисунок 55

Если вдоль одного и того же направления распространяются две монохроматические волны, поляризованные в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, то в результате их сложения в общем случае возникает *эллиптически-поляризованная волна*. Сложение двух взаимно перпендикулярно поляризованных волн и образование эллиптически поляризованной волны изображено на рисунке 55

В эллиптически-поляризованной волне в любой плоскости P , перпендикулярной направлению распространения волны, конец результирующего вектора \vec{E} за один период светового колебания обегает эллипс, который называется *эллипсом поляризации*. Форма и размер эллипса поляризации определяются амплитудами a_x и a_y линейно-поляризованных волн и сдвигом фаз $\Delta\varphi$ между ними. Частным случаем эллиптически-поляризованной волны является волна с *круговой поляризацией* ($a_x = a_y$, $\Delta\varphi = \pm \pi / 2$).

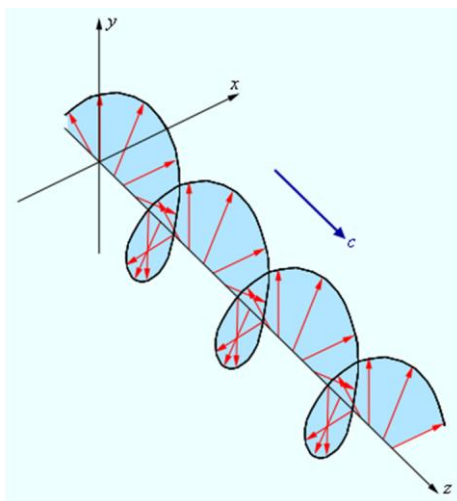


Рисунок 56

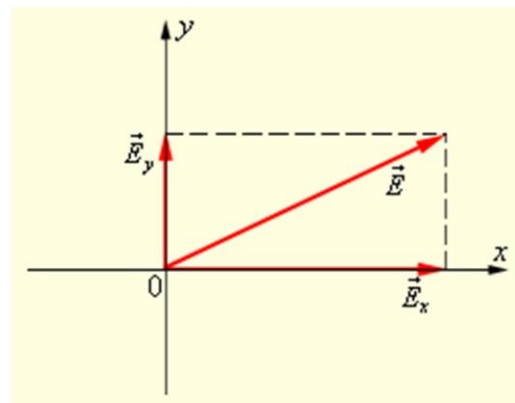


Рисунок 57

Рисунок 56 дает представление о пространственной структуре электрического поля эллиптически-поляризованной волны. Линейно-поляризованный свет испускается лазерными источниками. Свет может оказаться поляризованным при отражении или рассеянии. В частности, голубой свет от неба частично или полностью поляризован.

В каждый момент времени вектор \vec{E} может быть спроектирован на две взаимно перпендикулярные оси (рис. 57). Это означает, что любую волну (поляризованную и неполяризованную) можно представить как суперпозицию двух линейно-поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях волн:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_x(t) + \vec{E}_y(t).$$

Но в поляризованной волне обе составляющие $E_x(t)$ и $E_y(t)$ когерентны, а в неполяризованной некогерентны, т. е. в первом случае разность фаз между $E_x(t)$ и $E_y(t)$ постоянна, а во втором она является случайной функцией времени.

У многих кристаллов поглощение света сильно зависит от направления электрического вектора в световой волне. Это явление называют *дихроизмом*. Этим свойством, в частности, обладают пластины турмалина (прозрачного кристаллического вещества зеленоватой окраски). При определенной

толщине пластинка турмалина почти полностью поглощает одну из взаимно перпендикулярно поляризованных волн (например, E_x) и частично пропускает вторую волну (E_y).

Направление колебаний электрического вектора в прошедшей волне называется *разрешенным направлением* пластинки. Пластинка турмалина может быть использована как для получения поляризованного света, так и для анализа характера поляризации света (*поляризатор* и *анализатор*). В настоящее время широко применяются искусственные дихроичные пленки, которые называются *поляроидами*. Поляроиды почти полностью пропускают волну разрешенной поляризации и не пропускают волну, поляризованную в перпендикулярном направлении. Таким образом, поляроиды можно считать идеальными *поляризационными фильтрами*.

4.2 Закон Малюса

В 1809 году французский инженер Э. Малюс открыл закон, названный его именем. В опытах Малюса свет последовательно пропускаться через две одинаковые пластинки из турмалина. Пластинки могли поворачиваться друг относительно друга на угол φ (рис. 58).

Интенсивность прошедшего света оказалась прямо пропорциональной $\cos^2 \varphi$:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (177)$$

где I_0 и I – соответственно интенсивности света падающего на второй кристалл и вышедшего из него. Интенсивность света, прошедшего через пластинки,

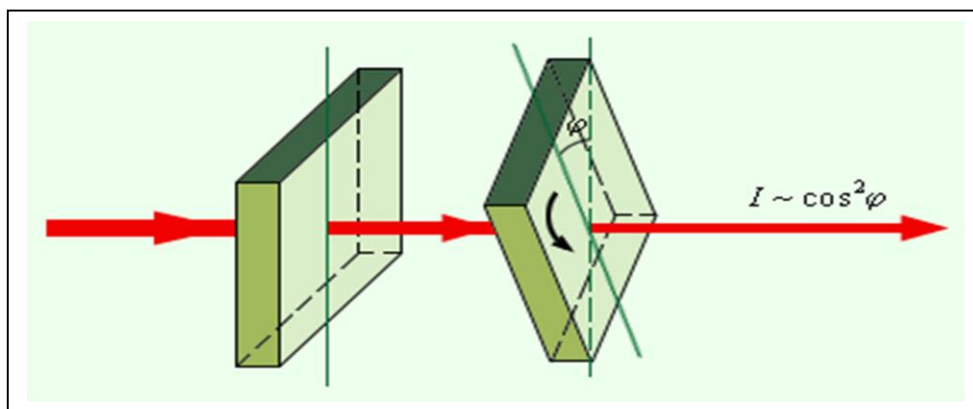


Рисунок 58

изменяется от минимума (полное гашение света) при $\alpha = \frac{\pi}{2}$, до максимума

при $\alpha=0$. Амплитуда E световых колебаний, прошедших через обе пластинки, будет меньше амплитуды колебаний, падающих на вторую пластинку E_0 :

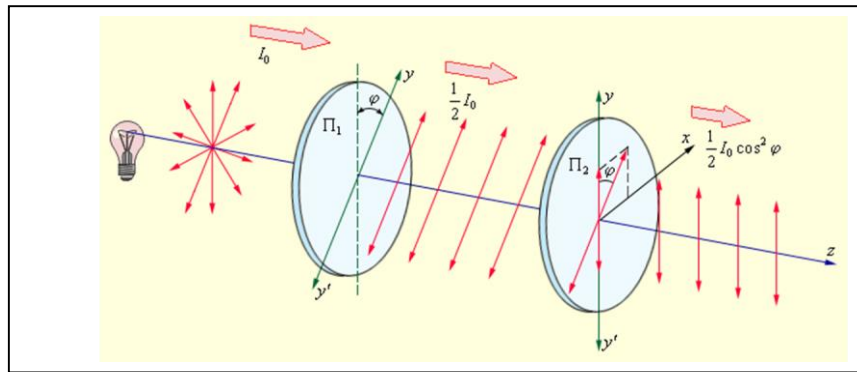


Рисунок 59

$$E = E_0 \cos \alpha \quad (178)$$

Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, то из соотношения (178) и получается закон Малюса (177).

Рассмотрим прохождение естественного света последовательно через два идеальных поляроида Π_1 и Π_2 (рис. 59), разрешенные направления которых yy' развернуты на некоторый угол φ . Первый поляроид играет роль поляризатора. Он превращает естественный свет в линейно-поляризованный. Второй поляроид служит для анализа падающего на него света. Из первого поляроида выйдет свет, интенсивность которого

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}.$$

Интенсивность I линейно-поляризованной волны на выходе из второго поляроида, в соответствии с законом Малюса, будет равна:

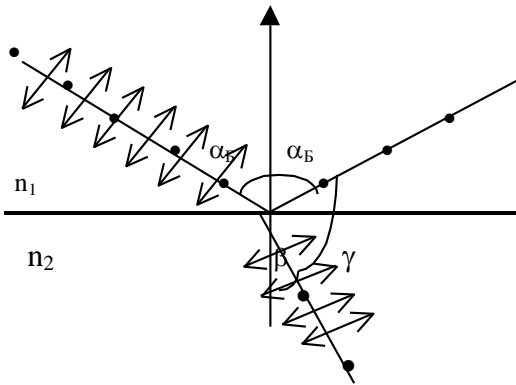
$$I = I_0 \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} I_{\text{ест}} \cos^2 \varphi \quad (179)$$

Таким образом, в электромагнитной теории света закон Малюса находит естественное объяснение на основе разложения вектора \vec{E} на составляющие.

4.3 Поляризация при преломлении и отражении света

При преломлении и отражении света на границе раздела двух сред наличие только одной плоскости падения создаёт неравные условия распространения световых лучей с колебаниями в плоскости падения и перпендикулярно ей. Поэтому преломлённый и отражённый лучи в той или иной степени поляризованы. Как показал Брюстер, существует такой угол

падения световых лучей, при котором отражённый луч оказывается полностью поляризованным (рисунок 60). Этот угол падения называется углом полной поляризации или углом Брюстера. Угол Брюстера подчиняется закону:



$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_2/n_1$$

Легко доказать, что при выполнении условия Брюстера, угол между отражённым и преломлённым лучами равен 90° .

Рисунок 60

4.4 Двойное лучепреломление

Все прозрачные кристаллы (кроме кристаллов кубической системы, которые оптически изотропны) обладают способностью двойного лучепреломления, т. е. раздваивания каждого падающего на них светового

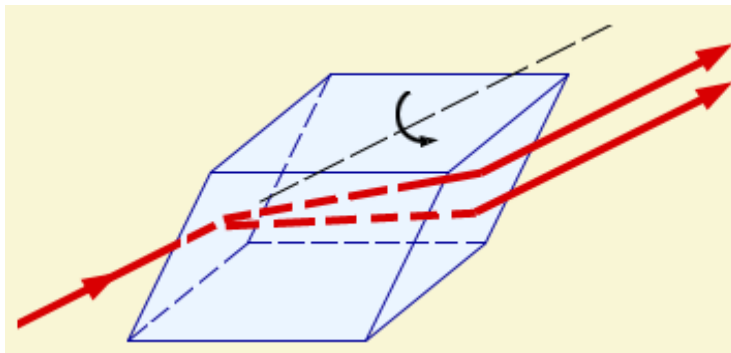


Рисунок 61

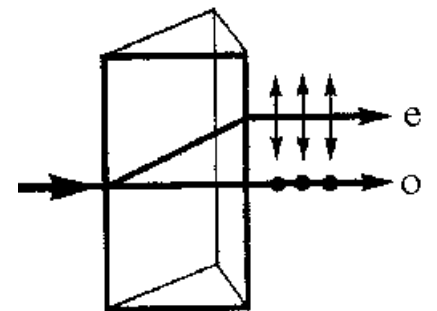


Рисунок 62

пучка. Это явление, в 1669 г. впервые обнаруженное датским ученым Э. Бартолином (1625—1698) для исландского шпата (разновидность кальцита CaCO_3), объясняется особенностями распространения света в анизотропных средах и непосредственно вытекает из уравнений Максвелла.

Если на толстый кристалл исландского шпата направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два пространственно разделенных луча, параллельных друг другу и падающему лучу. Прохождение света через кристалл исландского шпата (двойное лучепреломление) изображено на рисунке 61. Даже в том случае, когда первичный пучок падает на кристалл нормально, преломленный пучок делится на два, причем один из них является продолжением первичного, а второй отклоняется (рисунок 62). Второй из этих лучей получил название необыкновенного (e), а первый - обыкновенного (o).

В кристалле исландского шпата имеется единственное направление, вдоль которого двойное лучепреломление не наблюдается. Направление в

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

Исследования показывают, что вышедшие из кристалла лучи плоскополяризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Плоскость, проходящая через направление луча света и оптическую ось кристалла, называется главной плоскостью (или главным сечением кристалла). Колебания вектора напряженности \vec{E} электрического поля в обыкновенном луче происходят перпендикулярно главной плоскости, в необыкновенном — в главной плоскости (рис. 62).

Неодинаковое преломление обыкновенного и необыкновенного лучей указывает на различие для них показателей преломления. Очевидно, что при любом направлении обыкновенного луча колебания светового вектора перпендикулярны оптической оси кристалла, поэтому обыкновенный луч распространяется по всем направлениям с одинаковой скоростью и, следовательно, показатель преломления n_o для него есть величина постоянная. Для необыкновенного луча угол между направлением колебаний светового вектора и оптической осью отличен от прямого и зависит от направления луча, поэтому необыкновенные лучи распространяются по различным направлениям с разными скоростями. Следовательно, показатель преломления n_e , необыкновенного луча является переменной величиной, зависящей от направления луча. Таким образом, обыкновенный луч подчиняется закону преломления (отсюда и название «обыкновенный»), а для необыкновенного луча этот закон не выполняется. После выхода из кристалла, если не принимать во внимание поляризацию во взаимно перпендикулярных плоскостях, эти два луча ничем друг от друга не отличаются. Обыкновенные лучи распространяются в кристалле по всем направлениям с одинаковой скоростью $v_o = c/n_o$, а необыкновенные — с разной скоростью $v_e = c/n_e$ (в зависимости от угла между вектором \vec{E} и оптической осью). Для луча, распространяющегося вдоль оптической оси, $n_o = n_e$, $v_o = v_e$, т. е. вдоль оптической оси существует только одна скорость распространения света. Различие в v_e и v_o для всех направлений, кроме направления оптической оси,

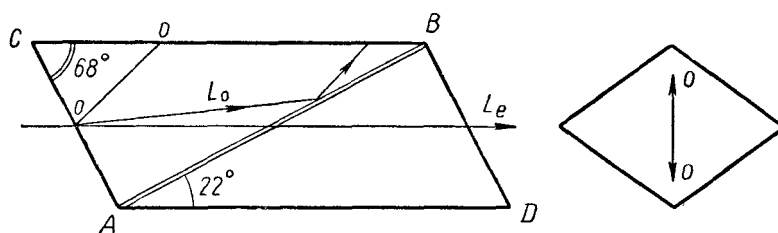


Рисунок 63

и обуславливает явление двойного лучепреломления света в одноосных кристаллах.

Двойное лучепреломление позволяет построить совершенные

поляризаторы. Один из вариантов такого поляризатора называется призмой Николя. Устройство и принцип действия этой призмы изображено на рис. 63.

Кристалл исландского шпата, которому придана форма наклонной четырехугольной призмы $ACBD$, разрезают по диагональной плоскости AB на две части I и II, которые затем склеивают особой смолой — канадским бальзамом. Коэффициент преломления исландского шпата для обыкновенного луча составляет $n_o = 1,658$, коэффициент преломления для необыкновенного луча (минимальное значение) $n_e = 1,486$,

коэффициент преломления бальзама $n = 1,550$. При выбранных угловых соотношениях падающий на грань AC луч естественного света разбивается на два луча: L_o и L_e . Необыкновенный луч проходит через призму без заметного ослабления, а обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение от поверхности разреза, т. е. от слоя канадского бальзама, и затем падает на зачерненные грани кристалла, где и поглощается. На выходе призмы получаем плоскополяризованный луч (вторая призма в николе имеет вспомогательное значение: она лишь спрямляет образованный плоскополяризованный луч).

4.5 Вращение плоскости поляризации

В кристаллических телах, а также в некоторых изотропных жидкостях, кроме двойного лучепреломления, наблюдается еще одно явление, которое получило название *вращение плоскости поляризации*. Явление это было открыто и впервые изучено французскими физиками Араго и Френелем (1816).

Явление вращения плоскости поляризации заключается в следующем. Если поляризатор и анализатор поставлены так, что их плоскости колебаний скрещены, то свет не будет проходить через анализатор. Если же поставить между поляризатором и анализатором плоскопараллельную пластинку, вырезанную из кристаллического кварца перпендикулярно оптической оси, то поле зрения анализатора оказывается просветленным. Если затем повернуть анализатор на некоторый угол, то поле зрения анализатора окажется опять темным. Отсюда можно заключить, что плоскость поляризации света, прошедшего через поляризатор, испытала поворот в кварцевой пластинке на некоторый угол. Величина его определяется по углу, на который пришлось дополнительно повернуть анализатор, чтобы погасить проходящий через него свет. У кварца имеются две структурные модификации, из которых одна вращает плоскость поляризации света (если смотреть по лучу навстречу падающему свету) вправо (по часовой стрелке), вторая — влево (против часовой стрелки). Опыт показывает, что угол поворота плоскости поляризации прямо пропорционален толщине вращающего слоя:

$$\varphi = \alpha d , \quad (180)$$

где φ — угол поворота плоскости поляризации; d — толщина пройденного лучом света слоя вещества (толщина пластинки); α — угол вращения, который для твердых тел равен углу вращения пластиной толщиной в 1 мм.

.Вращательная способность растворов прямо пропорциональна толщине слоя раствора и его концентрации (закон Био):

$$\varphi = [\alpha]dc \quad (181)$$

где $[\alpha]$ — постоянная вращения; d — толщина слоя; c — концентрация раствора.

Из формулы (181) следует, что если известна величина $[\alpha]$, то, измеряя при данной толщине слоя d угол поворота плоскости поляризации φ , можно измерить концентрацию вещества в растворе. Ввиду того, что растворы сахара обладают большой вращательной способностью, это явление используют для измерения концентрации сахара в растворах.