

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

ЛЕКЦИЯ 5. Когерентность и монохроматичность световых волн и источников

Экспериментально человек легче всего может наблюдать явление интерференции электромагнитных волн в оптическом диапазоне длин.

Интерференцией называется сложение колебаний или волн, при котором измеряемая **интенсивность** суммарного колебания или суммарной волны **не равна сумме** измеряемых интенсивностей складываемых колебаний или волн. Однако, чтобы человеческий глаз был в состоянии что-то проанализировать, событие должно продолжаться более, чем $\sim 1/30$ с, в то время как процессы сложения волн от разных источников происходят непрерывно. Но частота колебаний волн света видимого диапазона составляет $\sim 10^{15}$ Гц и ни о каком анализе событий такой длительности при взаимодействии **естественных источников излучения** не может быть речи.

Интерференцию света можно объяснить, рассматривая интерференцию волн. Необходимым условием интерференции волн является их **когерентность**, т.е. согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Этому условию удовлетворяют **монохроматические волны** - неограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты. Так как ни один реальный источник не дает строго монохроматического света, то волны, излучаемые любыми независимыми источниками света, всегда некогерентны. Поэтому на опыте не наблюдается интерференция света от независимых источников, например от двух электрических лампочек.

Понять физическую причину немонохроматичности, а, следовательно, и некогерентности волн, испускаемых двумя независимыми источниками света, можно, исходя из самого механизма испускания света атомами. В двух самостоятельных источниках света атомы излучают независимо друг от друга. В каждом из таких атомов процесс излучения конечен и длится очень короткое время ($\tau \approx 10^{-8}$ с). За это время возбужденный атом возвращается в нормальное состояние и излучение им света прекращается. Возбуждись вновь, атом снова начинает испускать световые волны, но уже с новой начальной фазой и, скорее всего, вовсе не с прежней частотой и ориентацией плоскости

той же точке пространства, **определяемая степенью монохроматичности волн, называется временной когерентностью** (определение связано с тем обстоятельством, что у монохроматических волн строго одинаковы периоды колебаний).

Наряду с временной когерентностью для описания когерентных свойств волн в плоскости, перпендикулярной направлению их распространения, вводится понятие **пространственной когерентности**. Два источника, размеры и взаимное расположение которых позволяют (при необходимой степени монохроматичности света) наблюдать интерференцию, называются **пространственно-когерентными**. Радиусом когерентности (или **длиной пространственной когерентности**) называется максимальное поперечное направлению распространения волны расстояние, на котором возможно проявление интерференции. Таким образом, пространственная когерентность определяется радиусом когерентности.

Радиус когерентности

$$r_{\text{ког}} \sim \frac{\lambda}{\varphi},$$

где λ - длина волны света, φ - угловой размер источника. Так, минимально возможный радиус когерентности для солнечных лучей (при угловом размере Солнца на Земле $\varphi \approx 10^{-2}$ рад и $\lambda = 0,5$ мкм – «зеленый свет») составляет $\sim 0,05$ мм. При таком малом радиусе когерентности невозможно непосредственно наблюдать интерференцию солнечных лучей, поскольку разрешающая способность человеческого глаза на расстоянии наилучшего зрения составляет лишь 0,1 мм. Отметим, что первое наблюдение интерференции провел в 1802 г. Т. Юнг именно с солнечным светом, для чего он предварительно пропускал солнечные лучи через очень малое отверстие в непрозрачном экране (при этом на несколько порядков уменьшался угловой размер источника света и тем самым резко увеличивался радиус когерентности (или длина пространственной когерентности)).

Англичанин **Томас Юнг** (1773 г.р.) в 2 года отроду умел бегло читать, в 8-9 лет умел токарничать и сам делал физические приборы, в 14 лет изучил самостоятельно дифференциальное исчисление, знал более 10 языков, учился в трех университетах. В 27 лет стал профессором Королевского университета, а затем забросил физику и стал врачом.

ЛЕКЦИЯ 6. Теория интерференции света

Предположим, что две монохроматические световые волны, накладываясь друг на друга, возбуждают в определенной точке пространства колебания одинакового направления: $x_1 = A_1 \cos(\omega t - \varphi_1)$ и $x_2 = A_2 \cos(\omega t - \varphi_2)$. Под x понимают напряженность электрического E или магнитного H полей волны; векторы E и H колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях. Напряженности электрического и магнитного полей подчиняются принципу суперпозиции. Амплитуда результирующего колебания в данной точке может быть определена из обычного правила сложения однонаправленных колебаний одинаковой частоты:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Так как волны когерентны, то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, поэтому интенсивность результирующей волны (а интенсивность I имеет смысл энергии колебаний и, как для всякого колебания $I \sim A^2$)

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

В точках пространства, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, интенсивность $I > I_1 + I_2$, а там, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, интенсивность $I < I_1 + I_2$. Следовательно, **при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других - минимумы интенсивности.** Это явление называется **интерференцией света.**

Для некогерентных волн разность $(\varphi_2 - \varphi_1)$ непрерывно изменяется, поэтому среднее во времени значение $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ равно нулю, и интенсивность результирующей волны всюду одинакова и при $I_1 = I_2$ равна $2I$ (для когерентных волн при данном условии в максимумах $I = 4I_1$, зато в минимумах $I = 0$).

Как можно создать условия, необходимые для возникновения интерференции световых волн? Для получения когерентных световых волн применяют **метод разделения волны**, излучаемой **одним источником, на две части**, которые после прохождения

разных *оптических путей* накладываются друг на друга, и наблюдается интерференционная картина.

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в определенной точке О (рис.6.1). До точки М, в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна в среде с показателем преломления n_1 прошла путь s_1 , вторая - в среде с показателем преломления n_2 – путь s_2 .

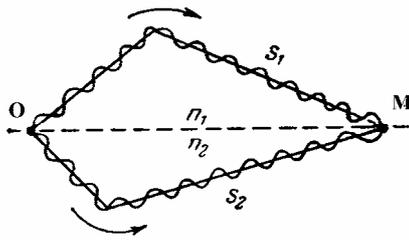


Рис.6.1. Формирование когерентных волн.

Если в точке О фаза колебаний равна ωt , то в точке М первая волна возбуждает колебание $A_1 \cos \omega(t - s_1/v_1)$ вторая волна - колебание $A_2 \cos \omega(t - s_2/v_2)$, где

$v_1 = \frac{c}{n_1}$, $v_2 = \frac{c}{n_2}$, - соответственно фазовая скорость первой и второй волны. Разность

фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке М, равна

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (6.2)$$

В уравнении 32.2 учли, что $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, где λ_0 - длина волны в вакууме: *при перехо-*

де из одной среды в другую частота колебаний сохраняется как для вынужденных колебаний, а длина волны изменяется в "n" раз. Произведение геометрической длины s пути световой волны в данной среде на показатель n преломления этой среды называется **оптической длиной пути L** (вспомните принцип Ферма!), а $\Delta = L_2 - L_1$ - разность оптических длин проходимых волнами путей — называется **оптической разностью хода**.

Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (32.3)$$

то $\delta = \pm 2m\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке М обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Следовательно, (32.3) является условием **интерференционного максимума**.

Если оптическая разность хода

$$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0,1,2,\dots) \quad (32.4)$$

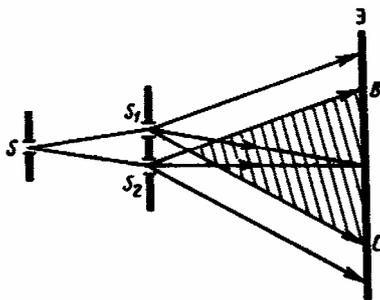
то $\delta = \pm(2m+1)\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке М обеими волнами, будут происходить в противофазе. Следовательно, (32.4) является условием **интерференционного минимума**.

Методы наблюдения интерференции света

Для осуществления интерференции света необходимо получить когерентные световые пучки, для чего применяются различные приемы. До появления лазеров, дающих «естественно-когерентное» и очень мощное излучение, во всех приборах для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника. Практически это можно осуществить с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих призм. Рассмотрим некоторые из этих методов.

1. **Метод Юнга.** Источником света служит ярко освещенная щель S (рис.32.2), от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели S₁ и S₂, параллельные щели-источнику S. Таким образом, щели S₁ и S₂ играют роль когерентных источников.

Рис.32.2. Схема опыта Юнга.



Интерференционная картина (область BC) наблюдается на экране (Э), расположенном на некотором расстоянии параллельно S₁ и S₂. Как уже указывалось, Т. Юнгу принадлежит первое наблюдение явления интерференции.

2. **Зеркало Френеля.** Свет от источника S (рис. 32.3) падает расходящимся пучком на два плоских зеркала A₁O и A₂O 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 изображе-

ния 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.

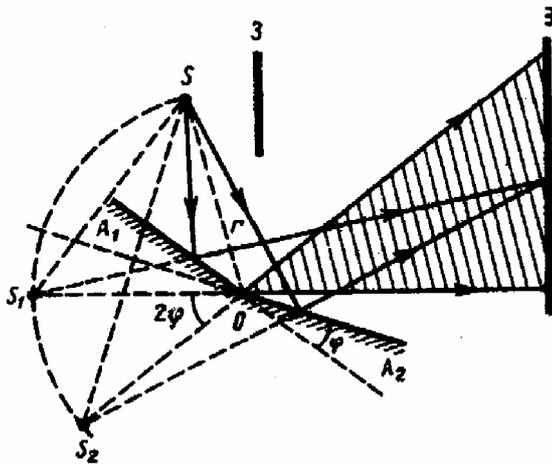


Рис.32.3. Зеркала Френеля.

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 рис. 32.3 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 (Z).

3. **Бипризма Френеля.** Она состоит из двух одинаковых, сложенных основаниями призм с малыми преломляющими углами. Свет от источника S (рис. 32.4) 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.

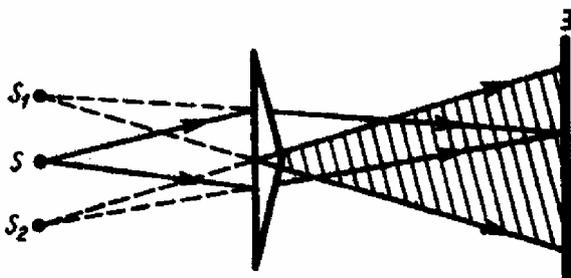


Рис.32.4. Бипризма Френеля.

Расчет интерференционной картины от двух источников

Расчет интерференционной картины для рассмотренных выше методов наблюдения интерференции света можно провести, используя две узкие параллельные щели, расположенные достаточно близко друг к другу (рис. 32.5). Щели S_1 и S_2 находятся на расстоянии d друг от друга и являются когерентными (реальными или мнимыми изображениями источника в какой-то оптической системе) источниками света.

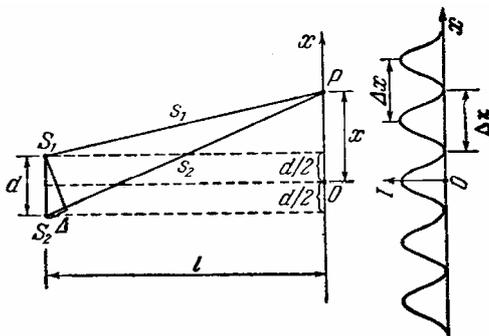


Рис.32.5. К расчету интерференционной картины от двух параллельных щелевых источников.

Интерференция наблюдается в произвольной точке P экрана, параллельного обеим щелям и расположенного от них на расстоянии l , причем $l \gg d$. Начало отсчета выбрано в точке O , симметричной относительно щелей.

Интенсивность в любой точке P экрана, лежащей на расстоянии x от O , определяется оптической разностью хода $\Delta = s_2 - s_1$. Из рис. 32.5 имеем

$$s_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2; \quad s_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2,$$

откуда $s_2^2 - s_1^2 = 2xd$, или

$$\Delta = s_2 - s_1 = \frac{2xd}{s_1 + s_2}.$$

Из условия $l \gg d$ следует, что $s_1 + s_2 \approx 2l$, поэтому

$$\Delta = \frac{xd}{l}. \quad (32.5)$$

Подставив найденное значение Δ (32.5) в условия (32.3) и (32.4), получим, что максимумы интенсивности будут наблюдаться в случае, если

$$x_{\max} = \pm m \frac{\ell}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (32.6)$$

а минимумы – в случае, если

$$x_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \frac{\ell}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (32.7)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами), называемое **шириной интерференционной полосы**, равно

$$\Delta x = \frac{\ell}{d} \lambda_0. \quad (32.8)$$

Δx не зависит от порядка интерференции (величины m) и является постоянной для данных ℓ , d и λ_0 . Согласно формуле (32.8), Δx обратно пропорционально d ; следовательно, при большом расстоянии между источниками, например при $d \approx \ell$, отдельные полосы становятся неразличимыми. Для видимого света $\lambda_0 \approx 10^{-7}$ м, поэтому четкая, доступная для визуального наблюдения интерференционная картина, имеет место при $\ell \gg d$ (это условие и принималось при расчете). По измеренным значениям ℓ , d и Δx , используя (32.8), можно экспериментально определить длину волны света. Из выражений (32.6) и (32.7) следует, таким образом, что интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками света, представляет собой чередование равноотстоящих светлых и темных полос, параллельных друг другу. Главный максимум, соответствующий $m = 0$, проходит через точку O . Вверх и вниз от него на равных расстояниях друг от друга располагаются максимумы (минимумы) первого ($m = 1$), второго ($m = 2$) порядков и т. д.

Описанная картина, однако, справедлива лишь при освещении монохроматическим светом ($\lambda_0 = \text{const}$). Если использовать белый свет, представляющий собой непрерывный набор длин волн от 0,39 мкм (фиолетовая граница спектра) до 0,75 мкм (красная граница спектра), то интерференционные максимумы для каждой длины волны будут, согласно формуле (32.8), смещены друг относительно друга и иметь вид радужных полос. Только для $m = 0$ максимумы всех длин волн совпадают, и в середине экрана будет наблюдаться белая полоса, по обе стороны которой симметрично расположатся спектрально окрашенные полосы максимумов первого, второго порядков и т. д. (ближе

к белой полосе будут находиться зоны фиолетового цвета, дальше - зоны красного цвета). Но спектры более высокого, чем второй порядка, начнут накладываться друг на друга и правильное чередование цветов – фиолетовый – синий – голубой – зеленый – желтый – оранжевый – красный – будет нарушено.

Интерференция света в тонких пленках

В природе часто можно наблюдать радужное окрашивание тонких пленок (масляные пленки на воде, мыльные пузыри, оксидные пленки на металлах), возникающее в результате интерференции света, отраженного двумя поверхностями пленки.

Пусть на прозрачную плоскопараллельную пленку с показателем преломления n и толщиной d под углом i (рис. 32.6) падает плоская монохроматическая волна (для простоты рассмотрим один луч).

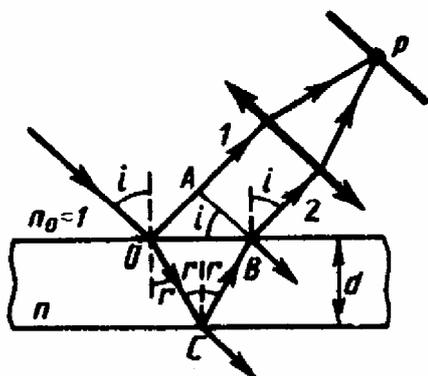


Рис.32.6. К расчету интерференции в тонких пленках.

На поверхности пленки в точке O луч разделится на два: частично отразится от верхней поверхности пленки, а частично преломится. Преломленный луч, дойдя до точки C , частично преломится в воздух ($n_0 = 1$), а частично отразится и пойдет к точке B . Здесь он опять частично отразится (этот ход луча в дальнейшем из-за малой интенсивности не рассматриваем) и преломится, выходя в воздух под углом i . Вышедшие из пленки лучи 1 и 2 когерентны, если оптическая разность их хода мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны. Если на их пути поставить собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек P фокальной плоскости линзы. В результате возникает интерференционная картина, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

Оптическая разность хода, возникающая между двумя интерферирующими лучами от точки O до плоскости AB

$$\Delta = n(OC + CB) - \left(OA \pm \frac{\lambda_o}{2} \right),$$

где показатель преломления окружающей пленку среды принят равным 1, а член $\pm \frac{\lambda_o}{2}$ обусловлен потерей полуволны при отражении света от границы раздела. Если $n > n_o$, то потеря полуволны произойдет в точке O и вышеупомянутый член будет иметь знак минус, если же $n < n_o$, то потеря полуволны произойдет в точке C и $\frac{\lambda_o}{2}$ будет иметь знак плюс. Согласно рис. 32.6, $OC = CB = \frac{d}{\cos r}$, $OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tg} r \sin i$. Учитывая для данного случая закон преломления $\sin i = n \sin r$, получим

$$\Delta = 2dn \cos r = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}.$$

С учетом потери полуволны для оптической разности хода получим

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_o}{2}. \quad (32.9)$$

Для случая, изображенного на рис.32.6 ($n > n_o$),

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_o}{2}.$$

В точке P будет **интерференционный максимум**, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_o}{2} = m\lambda_o. \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (32.10)$$

и минимум, если

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_o}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_o}{2}. \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (32.11)$$

Интерференция, как известно, наблюдается, только если удвоенная толщина пластинки меньше длины когерентности падающей волны.

1. Полосы равного наклона (интерференция от плоскопараллельной пластинки).

Из выражений (32.10) и (32.11) следует, что интерференционная картина в плоскопараллельных пластинках (пленках) определяется величинами λ_0, d, n и i . Для данных λ_0, d, n каждому наклону i лучей соответствует своя интерференционная полоса. Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются **полосами равного наклона**.

Лучи $1'$ и $1''$, отразившиеся от верхней и нижней границ пластинки (рис. 32.7), параллельны друг другу, так как пластинка плоскопараллельная. Следовательно, интерферирующие лучи $1'$ и $1''$ «пересекаются» только в бесконечности, поэтому говорят, что *полосы равного наклона локализованы в бесконечности*.

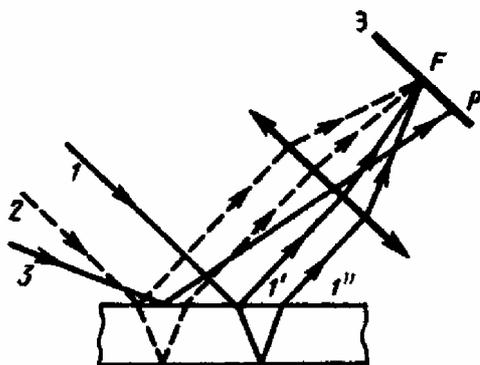


Рис.32.7. Полосы интерференции равного наклона.

Для их наблюдения используют собирающую линзу и экран (Э), расположенный в фокальной плоскости линзы. Параллельные лучи с $1'$ и $1''$ соберутся в фокусе F линзы (на рис. 32.7 ее оптическая ось параллельна лучам $1'$ и $1''$), в эту же точку придут и другие лучи (на рис. 32.7 - луч 2), параллельные лучу 1, в результате чего увеличивается общая интенсивность. Лучи 3, наклоненные под другим углом, соберутся в другой точке P фокальной плоскости линзы. Легко показать, что если оптическая ось линзы перпендикулярна поверхности пластинки, то полосы равного наклона будут иметь вид концентрических колец с центром в фокусе линзы.

2. Полосы равной толщины (интерференция от пластинки переменной толщины).

Пусть на клин (угол α между боковыми гранями мал) падает плоская волна, направление распространения которой совпадает с параллельными лучами 1 и 2 (рис. 32.8).

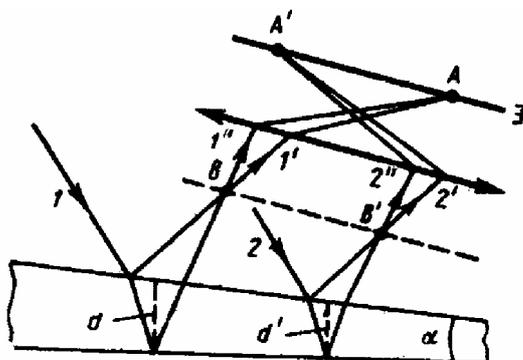


Рис.32.8. Интерференционные полосы равной толщины.

Из всех лучей, на которые разделяется падающий луч 1, рассмотрим лучи 1' и 1'', отразившиеся от верхней и нижней поверхностей клина. При определенном взаимном положении клина и линзы лучи 1' и 1'' пересекутся в некоторой точке А, являющейся изображением точки В. Так как лучи 1' и 1'' когерентны, они будут интерферировать. Если источник расположен довольно далеко от поверхности клина и угол α ничтожно мал, то оптическая разность хода между интерферирующими лучами 1' и 1'' может быть с достаточной степенью точности вычислена по формуле (32.9), где d — толщина клина в месте падения на него луча. Лучи 2' и 2'' образовавшиеся при делении луча 2, падающего в другую точку клина, собираются линзой в точке А'. Оптическая разность хода уже определяется толщиной d' . Таким образом, на экране возникает система интерференционных полос. Каждая из полос возникает при отражении от мест пластинки, имеющих одинаковую толщину (в общем случае толщина пластинки может изменяться произвольно). Интерференционные полосы, возникающие в результате интерференции от мест одинаковой толщины, называются **полосы равной толщины**.

Так как верхняя и нижняя грани клина не параллельны между собой, то лучи 1' и 1'' (2 и 2') пересекаются вблизи пластинки, в изображенном на рис. 32.8 случае - над ней (при другой конфигурации клина они могут пересекаться и под пластинкой). Таким образом, *полосы равной толщины локализованы вблизи поверхности клина*. Если свет падает на пластинку нормально, то полосы равной толщины локализуются на верхней поверхности клина.

ЛЕКЦИЯ 7

3. Кольца Ньютона.

Кольца Ньютона, являющиеся классическим примером полос равной толщины, наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, образованного плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны (рис.32.9). 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.

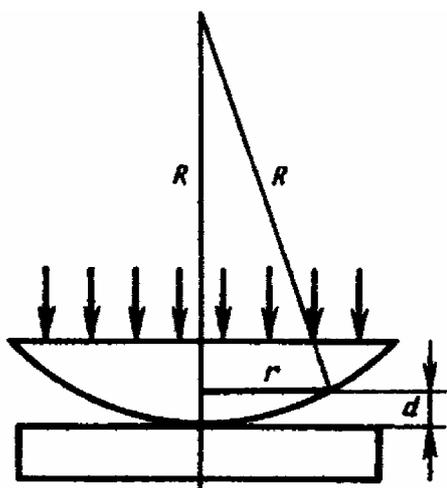


Рис.32.9. Схема наблюдения колец Ньютона.

В отраженном свете оптическая разность хода (с учетом потери полуволны при отражении), согласно (32.9), при условии, что показатель преломления воздуха $n = 1$, а $i = 0$,

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2}, \text{ или } \Delta = 2dn + \frac{\lambda}{2},$$

где d - ширина зазора. Из рис. 32.9 следует, что

$R^2 = (R - d)^2 + r^2$, где R - радиус кривизны линзы, r - радиус кривизны окружности, всем точкам которой соответствует одинаковый зазор d . Учитывая, что d мало, получим

$$d = \frac{r^2}{2R}. \text{ Следовательно,}$$

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}. \tag{32.12}$$

Приравняв (32.12) к условиям максимума (32.3) и минимума (32.4), получим выражения для радиусов m -го светлого кольца и m -го темного кольца соответственно

$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda_0 R} \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \text{ - светлое кольцо,}$$

$$r_m = \sqrt{m\lambda_0 R} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \text{ - темное кольцо.}$$

Измеряя радиусы соответствующих колец, можно (зная радиус кривизны линзы Л), определить λ_0 и, наоборот, по известной λ_0 найти радиус кривизны R линзы.

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 получается только при освещении монохроматическим светом. При наблюдении в белом свете получается совокупность смещенных друг относительно друга полос, образованных лучами разных длин волн, и интерференционная картина приобретает радужную окраску.

Все рассуждения параграфа были проведены для света, отраженного от оптически более плотной среды, с учетом изменения фазы отраженного колебания на π , для чего и вводилась величина $\lambda/2$.

Интерференцию можно наблюдать и в проходящем свете, причем в данном случае не наблюдается потери полуволны. Следовательно, оптическая разность хода для проходящего и отраженного света отличается на λ_0 , т.е. математические выражения максимумов и минимумов меняются местами: *максимумам интерференции в отраженном свете соответствуют минимумы в проходящем и наоборот.*

Применение интерференции света

Явление интерференции обусловлено волновой природой света; его количественные закономерности зависят от длины волны. Поэтому это явление применяется для подтверждения волновой природы света и для измерения длин волн (**интерференционная спектроскопия**).

Явление интерференции применяется также 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 ~4% падающего потока (при показа-

теле преломления стекла $n = 1,5$). Так как современные объективы содержат большое количество линз, то число отражений в них велико, а поэтому велики и потери светового потока. Таким образом, интенсивность прошедшего света ослабляется и светосила оптического прибора уменьшается. Кроме того, отражения от поверхностей линз приводят к возникновению бликов, что часто (например, в военной технике) демаскирует положение прибора.

Для устранения указанных недостатков осуществляют так называемое *просветление оптики*. Для этого на свободные поверхности линз или наносят тонкие пленки с показателем преломления, меньшим, чем у материала линзы или поверхность стекла обрабатывают реактивами, изменяющими величину показателя преломления. При отражении света от границ раздела воздух - пленка и пленка - стекло возникает интерференция когерентных лучей $1'$ и $2'$ (рис. 32.10).

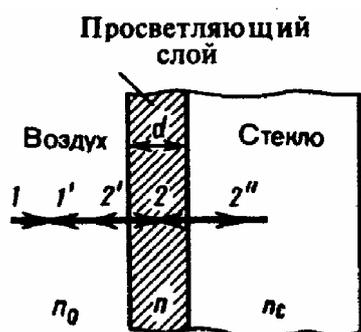


Рис.32.10. Просветление оптики.

Толщину пленки d и показатели преломления стекла n_c и пленки n можно подобрать так, чтобы волны, отраженные от обеих поверхностей пленки, гасили друг друга. Для этого их амплитуды должны быть равны, а оптическая разность хода равна $(2m + 1)\frac{\lambda_0}{2}$. Расчет показывает, что амплитуды отраженных лучей равны, если

$$n = \sqrt{n_c}. \quad (32.13)$$

Так как n_c , n и показатель преломления воздуха n_0 удовлетворяют условиям $n_c > n > n_0$, то потеря полуволны происходит на обеих поверхностях; следовательно, условие минимума (предполагаем, что свет падает нормально, т. е. $i = 0$)

$$2nd = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2},$$

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

$$nd = \frac{\lambda_o}{4}. \quad (32.14)$$

Таким образом, если выполняется условие (32.13) и оптическая толщина пленки равна $\lambda_o/4$, то в результате интерференции наблюдается гашение отраженных лучей. Так как добиться одновременного гашения для всех длин волн невозможно, то это обычно делается для наиболее восприимчивой глазом «зеленой» длины волны $\sim 0,55$ мкм. Поэтому объективы с просветленной оптикой имеют синевато-красный оттенок.

Применение многолучевой интерференции и специальных приборов – интерферометров – оставим на самостоятельное изучение студентам, которым эта отрасль знания встретится в качестве их профессиональных обязанностей.

Интерферометры—очень чувствительные оптические приборы, позволяющие определять незначительные изменения показателя преломления прозрачных тел (газов, жидких и твердых тел) в зависимости от давления, температуры, примесей и т. д.

Применение интерферометров очень многообразно. Они применяются для определения величины показателя преломления новых материалов, если толщина пленки известна, или для измерения толщины пленки с известной величиной показателя преломления. Ошибка измерения при этом может не превышать $\sim 10^{-7}$ м. Интерферометры применяются также для изучения качества изготовления оптических деталей, измерения углов, исследования быстропротекающих процессов, происходящих в воздухе, обтекающем летательные аппараты, и т. д. Применяя интерферометр, Майкельсон впервые провел сравнение международного эталона метра с длиной стандартной световой волны. С помощью интерферометров исследовалось также распространение света в движущихся телах, что привело к фундаментальным изменениям представлений о пространстве и времени.