Интерференция света

1. Световые волны. Принцип Ферма. Вывод законов отражения и преломления света.

2. Способы получения когерентных световых волн. Интерференция световых волн.

3. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников.

4. Интерференция в тонких пленках. Полосы равной толщины и равного наклона.

1) Свет обладает единой корпускулярно-волновой природой.

Явления дифракции, интерференции, поляризации, дисперсии говорят о том, что свет – волновой процесс.

Явления фотоэффекта, давления света, тепловое излучение, отражение говорят о том, что свет – поток частиц.

Рассмотрим волновую оптику, то есть явления, в основе которых лежит волновая теория света и световые волны рассматриваются как электромагнитные волны.

Длины волн видимого света в вакууме лежат в пределах $\lambda = 0{,}4 \div 0{,}78$ мкм ($400 \div 780$ нм). В вакууме с = (29979213) км/с ~ $3 \cdot 10^8$ м/с.

Абсолютным показателем преломления среды называют величину

$$n = \frac{C}{V} = \frac{\lambda_0}{\lambda} \longrightarrow \lambda = \frac{\lambda_0 \xi}{n}$$

Если ν – частота света, то $c = \lambda_0 \nu$, $V = \lambda \nu$

Относительный показатель преломления

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{V_1}{V_2}$$

По принципу Ферма, свет распространяется по пути, для прохождения которого ему требуется min время, то есть

$$V = \frac{ds}{dt} \rightarrow dt = \frac{ds}{V} = \frac{n}{C} ds$$

$$t_{min} = \tau = \int \frac{1}{C} n ds = \frac{1}{C} \cdot \int n ds = \frac{\zeta}{C}$$

$\zeta = \int n ds$ - оптическая длина пути.

Следовательно, согласно принципу Ферма, свет распространяется по пути, оптическая длина которого минимальна.

Рассмотрим преломление света на границе раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2.

(Рисунок)

При прохождении светового луча из точки А в точку В оптическая длина пути

$$\zeta = n_1 l_1 + n_2 l_2 = n_1\sqrt{a^2 + x^2} + n_2\sqrt{b^2 + (c-x)^2}$$

Так как ζ = min, то

$$\frac{d\zeta}{dx} = 0;\ \frac{d\zeta}{dx} = \frac{n_1 x}{\sqrt{a^2 + x^2}} - \frac{n_2(c-x)}{\sqrt{b^2 + (c-x)^2}} = \frac{n_1 x}{l_1} - \frac{n_2(c-x)}{l_2} = n_1 sind - n_2 sinr = 0$$

Отсюда $n_1 sind = n_2 sinr$ и $\frac{sind}{sinr} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$ - закон преломления.

Получим с помощью принципа Ферма закон отражения:

Пусть свет из точки А попадает в точку В отражаясь от поверхности MN

(Рисунок)

Min пути сводится к минимальности $AO^/B = A^/O^/B$ (точка $A^/$ зеркальное отражение А). Из рисунка видно, что наименьшей длиной обладает путь луча, отразившегося в точке О, для которой угол отражения равен углу падения – α = β.

Рассмотрим законы отражения и преломления света, исходя из волновых представлений. Для этого воспользуемся принципом Гюйгенса, который заключается в том, что каждая точка пространства, до которой доходит возбуждение, сама становится источником вторичных колебаний. Огибающая этих вторичных волн в каждый данный момент времени представляет фронт волны. (пример: для точечного источника света фронт волны – сфера).

(Рисунок)

а) <u>закон отражения</u>.

Пусть на плоскую поверхность в однородной среде падает параллельный пучок света

(Рисунок)

ОМ – фронт падающих лучей,

$O^/N$ – фронт отраженных лучей.

За Δt второй луч проходит путь $MO^/$ $MO^/ = V_1\Delta t$

Первый после отражения $ON = V_2\Delta t$; $\Delta OMO^/ = \Delta O^/NO$, отсюда

угол $MOO^/$(угол α) = углу $NO^/O$(угол β), » $\alpha = \beta$

Следовательно, угол падения равен углу отражения.

б) <u>закон преломления</u>.

Пусть параллельный пучок света падает на границу раздела двух сред.

рисунок

ОМ – фронт падающих лучей

$O^/N$ – фронт преломленных лучей

За время Δt: второй луч в первой среде проходит $O^/M = V_1\Delta t$, а первый луч во второй среде $ON = V_2\Delta t$

из $\Delta OMO^/$ $OO^/ = \frac{MO^/}{sind} = \frac{V_1\Delta t}{sind}$

из $\Delta ONO^/$ $OO^/ = \frac{ON}{sinr} = \frac{V_2\Delta t}{sinr}$;

$\frac{V_1}{sind} = \frac{V_2}{sinr}$; $\frac{sind}{sinr} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{cn_2}{n_1c} = \frac{n_2}{n_1} = n_2$

2) Способы получения когерентных колебаний.

однородная среда

(Рисунок)

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t - kr_1) = A_1 \cos 2\pi(\frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda})$$

$$x_2 = A_2 \cos(\omega t - kr_2) = A_2 \cos 2\pi(\frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda})$$

Если разность фаз δ возбуждаемых волнами колебаний остается постоянной во времени, то волны называются когерентными.

$A^2_{рез} = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\delta$, $\delta = \gamma_2 - \gamma_1$

В случае, когда δ меняется с течением времени:

$\langle A^2_{рез}\rangle = \langle A_1^2\rangle + \langle A_2^2\rangle$, $J = J_1 + J_2$

$$\delta = 2\pi\frac{r_2 - r_1}{\lambda} = 2\pi\frac{\Delta}{\lambda}$$

A max при cosδ = 1 или

$$\frac{\Delta}{\lambda}2\pi = K2\pi,\ K = 0,1,$$

отсюда $\Delta = 2K\frac{\lambda}{2}$, - условие max усиления света.

Δ – разность хода

Для однородной среды Δ – геометрическая разность хода ($S_2 - S_1$)

Для неоднородной среды Δ – оптическая разность хода = $n_2S_2 - n_1S_1$.

Интерференция – явление наложения колебаний, в результате которого в одних точках происходит усиление колебаний, а в других - ослабление.

Картина устойчива если волны когерентны. Все существующие источники колебаний дают некогерентные волны, поэтому для получения когерентных колебаний световой луч разделяют на два луча:

1) щели Юнга

(Рисунок)

Поля интерференции

$\Delta = S_2A - S_1A$.

2) бипризма Френеля

(Рисунок)

3) зеркало Френеля

(Рисунок)

Когерентность – согласованное протекание во времени и пространстве нескольких волновых процессов.

Этому условию отвечают монохроматические волны – неограниченные в пространстве волны строго определенной частоты (или длины волны).

$\tau \approx 10^{-8}$с – время излучения одного атома

$\tau_{ког} < \tau$ – время когерентности

$\iota_{ког} = c\tau_{ког}$ – длина когерентности

Чем меньше $\Delta\omega$ (или$\Delta\lambda$), тем больше $\iota_{ког}$.

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

Два источника, размеры и взаимное расположение которых позволяют наблюдать интерференцию (при необходимой степени монохроматичности) называют пространственно когерентными.

$r_{ког} \sim \frac{\lambda}{\varphi}$ - радиус когерентности, φ – угловой размер источника.

Радиусом когерентности называется максимальное расстояние в плоскости, перпендикулярное направлению распространения волны, на котором возможно проявление интерференции.

3) Рассчитаем интерференционную картину от двух когерентных источников:

(Рисунок)

$\Delta = \iota_1 - \iota_2$

$\iota_1^2 = \iota^2 + (x - \frac{d}{2})^2; \;\; \iota_2^2 = \iota^2 + (x + \frac{d}{2})^2;$ □ $\iota_2^2 - \iota_1^2 = 2xd$

$(\iota_2 - \iota_1)(\iota_2 + \iota_1) = 2xd$, если d – мало, то

$\iota_2 + \iota_1 \approx 2\iota$, тогда $\iota_2 - \iota_1 = \frac{xd}{\iota} = \Delta, \quad x = \frac{\Delta \cdot \iota}{d}$

$$x_{max} = \frac{\Delta \cdot \iota}{d} = \frac{2K\frac{\lambda}{2} \cdot \iota}{d} = K\frac{\lambda\iota}{d}$$

$$x_{min} = \frac{\Delta \cdot \iota}{d} = \frac{(2K+1)\frac{\lambda}{2} \cdot \iota}{d} = (K + \frac{1}{2})\frac{\lambda\iota}{d}$$

$\Delta x = x_{\max K+1} - x_{\max K} = \frac{\lambda\iota}{d}$ - ширина интерференционной полосы

$\Delta x \sim \frac{1}{d},$ при $d \sim \iota$, $\Delta x \sim \lambda$

(несколько десятых мкм) В этом случае полосы были бы совершенно неразличимы. Для того чтобы картина была отчетливой, необходимо чтобы $d \ll \iota$. Если свет не монохроматичный, то на экране будет чередование цветных полос. В точке O max всех цветов накладывается друг на друга – наблюдается светлая (белая) полоса, окрашенная по краям.

4) Пусть на плоскопараллельную пластину толщиной d и с показателем преломления n из воздуха под углом j падает параллельный пучок света.

(Рисунок)

AB – фронт падающей волны

При отражении от сред, оптически более плотных, отраженная волна имеет противоположную фазу, то есть происходит потеря полуволны. Следовательно, луч 1 в точке C теряет λ/2.

Найдем оптическую разность хода лучей 1/ и 2/:

$$\Delta = (AD + DC)n - BC - \frac{\lambda}{2} = 2\frac{dn}{\cos r} - AC\sin j - \frac{\lambda}{2} = 2\frac{dn}{\cos r} - 2d\tan r \cdot \sin j - \frac{\lambda}{2}$$

$$\frac{\sin j}{\sin r} = \frac{n}{n_b} = n$$

$$\Delta = 2d\frac{n}{\cos r} - \frac{2d\,(\sin r)^2\, n}{\cos r} - \frac{\lambda}{2} = 2dn - \frac{1-(\sin r)^2}{\cos r} - \frac{\lambda}{2} = 2dn\cos r - \frac{\lambda}{2}$$

В общем случае на пластину падают лучи под разными углами. Интерферировать будут только те, которые падают под одинаковым углом, для них:

$$\Delta = n2d\cos r - \frac{\lambda}{2} = 2dn\sqrt{1-\,(\sin r)^2} - \frac{\lambda}{2} = 2d\sqrt{n^2 - \,n^2(\sin r)^2} - \frac{\lambda}{2} =$$

$$= 2d\sqrt{n^2 - \,n_b^2(\sin j)^2} - \frac{\lambda}{2}$$

Если $\Delta = 2k\frac{\lambda}{2}$ - max света, $\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ - min света.

Вследствие ограничений, накладываемых временной и пространственной когерентностями (см. И. В. Савельев “Курс общей физики” т. 2, - 1978г, §122), интерференция при освещении пластинки солнечным светом наблюдается только в том случае, если толщина пластинки не превышает нескольких сотых долей миллиметра. При освещении светом с большей степенью когерентности интерференция наблюдается и при отражении от более толстых пластинок (или пленок).

Практически интерференцию от плоскопараллельной пластинки наблюдают, поставив на пути отраженных пучков линзу, которая собирает параллельные лучи в одной точке экрана, расположенной в зеркальной плоскости линзы.

Каждая интерференционная полоса образована лучами, падающими на пластинку под одним углом. Поэтому интерференционные полосы в этом случае носят название полос равного наклона.

Рассмотрим пластинку переменной толщины с малым углом при вершине α (клин). При падении на него параллельного пучка монохроматического света на экране, расположенном в интерференционной зоне, возникает интерференционная картина в виде в виде светлых и темных полос разной ширины.

Каждая из таких полос возникает в результате отражения от участков клина с одинаковой толщиной, вследствие чего их называют <u>полосами равной толщины</u>.

Классическим примером полос равной толщины являются <u>кольца Ньютона</u>.

(Рисунок)

Луч 1 частично отразится ($1^{/}$) и частично преломится ($2^{/}$). Луч $1^{/}$ и $2^{/}$, отраженный от пластинки, накладываются друг на друга. Таким образом в отраженном свете интерферируют лучи $1^{/}$ - отраженный от поверхности линзы и $2^{/}$ - отраженный от поверхности пластинки.

Найдем разность хода этих лучей:

Пусть $b_к$ – толщина клиновидного зазора в точке падения луча 1,

R – радиус линзы,

$r_к$ – расстояние от точки падения до $OO^{/}$.

Тогда $\Delta = 2b_к n + \frac{\lambda}{2}$; n – показатель преломления среды в зазоре.

Найдем $r_к$:

$r_к^2 = R^2 - (R - b_к)^2 = 2Rb_к$, причем $b_к << R$.

Поэтому $r_к^2 \approx 2Rb_к$ и $b_к = \frac{r_к^2}{2R}$

Для разности хода лучей:

$\Delta = 2n\frac{r_к^2}{2R} + \frac{\lambda}{2}$ (к = 1, 2, …)

$\Delta_{max} = 2к\frac{\lambda}{2} = к\lambda$ - соответствует светлому кольцу

$\frac{nr_к^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = к\lambda$ $\Rightarrow$ $r_к^{св} = \sqrt{(к - \frac{1}{2})\frac{\lambda R}{n}}$ - радиусы светлого кольца в отр. свете

Для темных колец в отраженном свете:

$\frac{n r_к^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = (2к+1)\frac{\lambda}{2}$ □ $r_к^т = \sqrt{к\frac{R\lambda}{n}}$ - радиусы темных колец в отр. свете

Если в зазоре n = 1 (воздушный зазор):

$$r_к^{св} = \sqrt{к - \frac{1}{2}\lambda R}; \;\; r_к^т = \sqrt{к\lambda R}$$

В проходящем свете интерферируют лучи 3 и 4. Так как луч 4 дважды испытывает отражение от более плотной среды, то он теряет $2 \cdot \frac{\lambda}{2} = \lambda$ в результате чего:

$r_к^{св} = \sqrt{к\lambda R}; \quad r_к^т = \sqrt{(к - \frac{1}{2})\lambda R},$ то есть темные и светлые кольца меняются местами.

Сопоставим два рассмотренных случая интерференции при отражении от тонких пленок.

Полосы равного наклона получаются при освещении пластинки постоянной толщины (α = const) рассеянным светом, в котором содержатся лучи различных направлений. Локализованы в бесконечности.

Полосы равной толщины наблюдаются при освещении пластинки непостоянной толщины (β ≠ const) параллельным пучком света. Локализованы вблизи пластинки.

Интерференция при отражении от тонких пленок лежит в основе просветления оптики. Прохождение через каждую преломляющую поверхность линзы сопровождается отражением ~ 4% падающего света. В сложных объективах такое отражение происходит многократно и суммарная потеря светового потока достигает заметной величины. Кроме того, отражение от поверхностей линз приводит к возникновению бликов.

В просветленной оптике для устранения отражения света на каждую свободную поверхность линзы наносится тонкая пленка вещества с показателем преломления иным, чем у линзы. Толщина пленки подбирается такой, чтобы волны, отраженные от ее поверхностей, гасили друг друга.

(Рисунок)

Для этого необходимо:

$2d_{min}n = \frac{\lambda}{2}$ - разность хода, $d_{min} = \frac{\lambda}{4n}$

В случае нормального падения лучей на границу раздела сред с показателями преломления n_1 и n_2, коэффициент отражения:

$$\rho = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2, \quad \rho_1 = \left(\frac{n - n_в}{n + n_в}\right)^2, \quad \rho_2 = \left(\frac{n_л - n}{n_л + n}\right)^2$$

Наилучший эффект гашения отраженных волн получается при условии $\rho_1 = \rho_2$ (при этом условии интенсивность обеих отраженных волн одинакова), то есть:

$$\frac{n - n_в}{n + n_в} = \frac{n_л - n}{n_л + n}$$

$$nn_л - n_в n_л + n^2 - n_в n = nn_л - n^2 + n_в n_л - nn_в$$

$$2n^2 = 2n_л n_в, \quad n_в = 1, \quad \text{поэтому } 2n^2 = 2n_л \quad \text{и} \quad n = \sqrt{n_л}$$

Так как белый свет составной, обычно гасят лучи с λ = 550 нм (5500А) – земной свет. В этом случае лучше отражаются синефиолетовые лучи. Поэтому просветленная оптика имеет синефиолетовый цвет.

Интерферометр – измерительный прибор, основанный на интерференции волн. Применяют для измерения длины волн, показателей преломления прозрачных сред, абсолютных и относительных длин объектов, условных размеров звезд, для контроля качества оптических деталей и их поверхностей и т. д.

Принцип действия всех интерферометров одинаков. Различаются они лишь методами получения когерентных волн и тем, непосредственно измеряется. Вид интерференционной картины зависит от способа разделения пучка света на когерентные, от числа когерентных пучков, дающих интерференционную картину, оптической разности хода, относительной интенсивности, размеров источника, спектрального состава света.

Интерферометры делятся на двулучевые и многолучевые.

Примером двулучевого интерферометра является интерферометр Майкельсона. Интерферометр Майкельсона широко используют в физических измерениях и технических приборах. С его помощью впервые была измерена абсолютная длина волны света, доказана независимость С от движения источника. Используется и как спектральный прибор (разрешающая способность ~ 0,005 $см^{-1}$).

В технике – для измерения длин эталонных пластинок с точностью до 0,005 мкм. В сочетании с микроскопом – качество поверхностей и форму микронеровностей металлических поверхностей.

Для измерения показателей преломления используют двулучевой интерферометр – интерференционный рефрактометр. Он обеспечивает точность измерений до седьмого, восьмого знака после запятой.

Многолучевой интерферометр Фабри - Перо – применяют в качестве спектрометра с высокой разрешающей способностью (для изучения спектров в видимой, инфракрасной и сантиметровой области длин волн). Разновидностью интерферометра Фабри – Перо являются оптические резонаторы лазеров.

Лазерные интерферометры используются для измерения перемещений и длин объектов. Использование в качестве источника света лазеров, обладающих высокой монохроматичностью и когерентностью позволяет значительно повысить точность измерений.