

Легко убедиться в том, что сумма выражений (16.13) и (16.14), как и должно быть, равна единице. Если бы мы приняли интенсивность пропорциональной E^2 (не учли множитель n), в выражении (16.14) отсутствовал бы множитель n_{12} и сумма $\rho + \tau$ была отлична от единицы, что означало бы несохранение светового потока.

Отметим, что замена в формуле (16.13) n_{12} на обратную ему величину $n_{21} = 1/n_{12}$ не изменяет значения ρ . Следовательно, коэффициент отражения поверхности раздела двух данных сред для обоих направлений распространения света имеет одинаковую величину.

Показатель преломления стекол близок к 1,5. Подставив в формулу (16.13) $n_{12} = 1,5$, получим $\rho = 0,04$. Таким образом, каждая поверхность стеклянной пластинки отражает (при падении, близком к нормальному) около 4% упавшего на нее светового потока.

§ 17. Интерференция световых волн

Пусть две волны одинаковой частоты, накладываясь друг на друга, возбуждают в некоторой точке пространства колебания одинакового направления:

$$A_1 \cos(\omega t + \alpha_1),$$

$$A_2 \cos(\omega t + \alpha_2).$$

Амплитуда результирующего колебания в данной точке определяется, как известно [см. т. I, формулу (69.2)], формулой:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1).$$

Если разность фаз $\alpha_2 - \alpha_1$ возбуждаемых волнами колебаний остается постоянной во времени, то волны называются когерентными. Источники таких волн также называются когерентными.

В случае некогерентных волн $\alpha_2 - \alpha_1$ непрерывно изменяется, принимая с равной вероятностью любые значения, вследствие чего среднее по времени значение $\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ равно нулю. В этом случае

$$\overline{A^2} = \overline{A_1^2} + \overline{A_2^2}.$$

Отсюда, приняв во внимание соотношение (16.8), заключаем, что интенсивность, наблюдаемая при наложе-

нии некогерентных волн, равна сумме интенсивностей, создаваемых каждой из волн в отдельности:

$$I = I_1 + I_2. \quad (17.1)$$

В случае когерентных волн $\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, так что

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1). \quad (17.2)$$

В тех точках пространства, для которых $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) > 0$, I будет превышать $I_1 + I_2$; в точках, для которых $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$, I будет меньше $I_1 + I_2$. Таким образом, при наложении когерентных световых волн происходит перераспределение светового потока в пространстве, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других — минимумы интенсивности. Это явление называется интерференцией волн. Особенно отчетливо проявляется интерференция в том случае, когда интенсивность обеих интерферирующих волн одинакова: $I_1 = I_2$. Тогда согласно (17.2) в минимумах $I = 0$, в максимумах же $I = 4I_1$. Для некогерентных волн при том же условии получается всюду одинаковая освещенность $I = 2I_1$ [см. формулу (17.1)].

Из сказанного вытекает, что при освещении какой-либо поверхности несколькими источниками света (например, двумя лампочками) должна, казалось бы, наблюдаться интерференционная картина с характерным для нее чередованием максимумов и минимумов интенсивности. Однако из повседневного опыта известно, что в указанном случае освещенность поверхности монотонно убывает по мере удаления от источников света и никакой интерференционной картины не наблюдается. Это объясняется тем, что естественные источники света не когерентны. Излучение светящегося тела складывается из волн, испускаемых атомами тела. Излучение отдельного атома продолжается около 10^{-8} сек. За это время успевает образоваться последовательность горбов и впадин (или, как говорят, цуг волн) протяженностью примерно 3 м. «Погаснув», атом через некоторое время «вспыхивает» вновь. Однако фаза нового цуга волн никак не связана с фазой предыдущего цуга. Одновременно «вспыхивает» большое количество атомов. Возбуждаемые ими цуги волн, налагаясь друг на друга, образуют

испускаемую телом световую волну. В этой волне излучение одной группы атомов через время порядка 10^{-8} сек сменяется излучением другой группы, причем фаза результирующей волны претерпевает случайные скачкообразные изменения.

Обсудим понятие когерентности более подробно. Световая волна, описываемая, например, уравнениями:

$$A \cos(\omega t - kx + \alpha) \quad \text{или} \quad \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha)$$

с постоянными A , ω и α , является абстракцией. В реальной световой волне фаза α (а также A и ω , но нас будет интересовать только α) изменяется беспорядочным образом с течением времени, а также при перемещении от одной точки пространства к другой.

Рассмотрим сначала изменение фазы α с течением времени t . Введем время когерентности τ , определив его как время, за которое случайное изменение фазы достигает значения $\sim \pi$. За время τ колебание как бы забывает свою первоначальную фазу и становится некогерентным по отношению к самому себе. Из сказанного выше об излучении естественного источника света ясно, что время когерентности световой волны, испускаемой таким источником, $\sim 10^{-8}$ сек. Время когерентности называют также продолжительностью цуга волн. За время τ волна проходит путь $c\tau$, который представляет собой длину цуга (иногда эту величину называют длиной когерентности). На длине цуга случайные изменения фазы достигают величины $\sim \pi$. При $\tau \sim 10^{-8}$ сек длина цуга составляет ~ 3 м.

Теперь рассмотрим изменения фазы при переходе от одной точки пространства к другой. В идеальной плоской или сферической волне α одинакова во всех точках плоскости $x = \text{const}$ или сферы $r = \text{const}$. Эти плоскости и сферы мы в свое время назвали волновыми поверхностями. В реальной световой волне фаза α при переходе от одной точки «волновой поверхности»¹⁾ к другой изменяется беспорядочным образом. Введем расстояние l ,

¹⁾ Мы взяли термин «волновая поверхность» в кавычки, потому что в данном случае применительно к плоскостям $x = \text{const}$ и сферам $r = \text{const}$ его можно употреблять лишь условно. При неоднородности фаз в разных точках эти плоскости и сферы перестают быть поверхностями одинаковой фазы.

при смещении на которое вдоль «волновой поверхности» случайное изменение фазы достигает значения $\sim \lambda$. Колебания в двух точках «волновой поверхности», отстоящих друг от друга на расстояние, меньшее l , будут приблизительно когерентными. Такого рода когерентность называется пространственной. Все пространство, занимаемое волной, можно разбить на части, в каждой из которых волна сохраняет когерентность. Объем такой части пространства, называемый объемом когерентности, по порядку величины равен произведению длины цуга на площадь круга диаметра l .

Пространственная когерентность световой волны вблизи поверхности излучающего ее нагретого тела ограничивается размером l всего в несколько длин волн. Это вызвано тем, что разные участки нагретого тела излучают независимо друга от друга. По мере удаления от источника степень пространственной когерентности возрастает. Излучение лазера (см. § 86) обладает огромной пространственной когерентностью. У выходного отверстия лазера пространственная когерентность наблюдается во всем поперечном сечении светового пучка.

Кратко можно сказать, что когерентностью называется согласованное протекание нескольких колебательных или волновых процессов. Согласованность, заключающаяся в том, что разность фаз двух колебаний ($\alpha_2 - \alpha_1$) остается неизменной с течением времени в данной точке пространства, называется временной когерентностью. Согласованность, заключающаяся в том, что остается постоянной разность фаз колебаний, происходящих в разных точках «волновой поверхности», называется пространственной когерентностью.

Выше было выяснено, что естественные источники света не когерентны. Когерентные световые волны можно получить, разделив (с помощью отражений или преломлений) волну, излучаемую одним источником, на две части. Если заставить эти две волны пройти разные оптические пути, а потом наложить их друг на друга, наблюдается интерференция. Разность оптических длин путей, проходимых интерферирующими волнами, не должна быть очень большой, так как складывающиеся колебания должны принадлежать одному и тому же результирующему цугу волн. Если эта разность будет порядка 3λ (см. выше), наложатся колебания, соответствующие

разным цугам, и разность фаз между ними будет непрерывно меняться хаотическим образом.

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в точке O (рис. 42). До точки P первая волна проходит в среде с показателем преломления n_1 путь s_1 , вторая волна проходит в среде с показателем преломления n_2 путь s_2 . Если в точке O фаза колебания равна ωt , то первая волна возбудит в точке P колебание

$$A_1 \cos \omega \left(t - \frac{s_1}{v_1} \right),$$

а вторая волна — колебание

$$A_2 \cos \omega \left(t - \frac{s_2}{v_2} \right),$$

Рис. 42.

где $v_1 = c/n_1$ и $v_2 = c/n_2$ — фазовая скорость

первой и второй волны. Следовательно, разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке P , будет равна

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{\omega}{c} (n_2 s_2 - n_1 s_1).$$

Заменяя ω/c через $2\pi\nu/c = 2\pi/\lambda_0$ (λ_0 — длина волны в вакууме), выражению для разности фаз можно придать вид:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (17.3)$$

где

$$\Delta = n_2 s_2 - n_1 s_1 = L_2 - L_1 \quad (17.4)$$

— величина, равная разности оптических длин проходимых волнами путей [см. формулу (3.2)] и называемая оптической разностью хода.

Из формулы (17.3) видно, что если оптическая разность хода Δ равна целому числу длин волн в вакууме:

$$\Delta = \pm k\lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (17.5)$$

то разность фаз δ оказывается кратной 2π и колебания, возбуждаемые в точке P обеими волнами, будут происходить с одинаковой фазой. Следовательно, условие (17.5) есть условие интерференционного максимума.

Если Δ равна полуцелому числу длин волн в вакууме:

$$\Delta = \pm \left(k + \frac{1}{2}\right) \lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (17.6)$$

то $\delta = \pm (k2\pi + \pi)$, так что колебания в точке P находятся в противофазе. Таким образом, условие (17.6) есть условие интерференционного минимума.

Рассмотрим две цилиндрические когерентные световые волны (рис. 43), исходящие из действительных или мнимых источников S_1 и S_2 , имеющих вид параллельных светящихся тонких нитей либо узких щелей. Область OPQ , 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 E , то на нем будет видна интерференционная картина, которая в случае цилиндрических волн

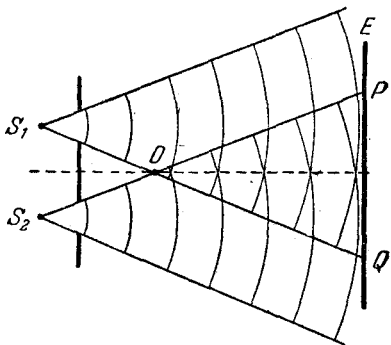


Рис. 43.

имеет вид чередующихся светлых и темных прямолинейных полос. Вычислим ширину этих полос в предположении, что экран параллелен плоскости, проходящей через источники S_1 и S_2 . Положение точки на экране будем характеризовать координатой x , отсчитываемой в направлении, перпендикулярном к линиям S_1 и S_2 (рис. 44). Начало отсчета выберем в точке O , относительно которой S_1 и S_2 расположены симметрично. Источники будем считать колеблющимися в одинаковой фазе. Из рис. 44 следует, что

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

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

откуда

$$s_2^2 - s_1^2 = (s_2 + s_1)(s_2 - s_1) = 2xd.$$

Как мы вскоре увидим, для получения различной интерференционной картины расстояние между источниками d должно быть значительно меньше расстояния до экрана l . Расстояние x , в пределах которого образуются интерференционные полосы, также бывает значительно меньше l . При этих условиях можно положить $s_2 + s_1 \approx 2l$. В среде с показателем преломления $n = 1$

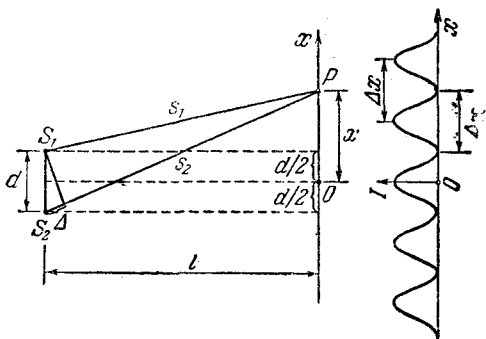


Рис. 44.

разность $s_2 - s_1$ дает оптическую разность хода Δ . Следовательно, можно написать:

$$\Delta = \frac{xd}{l}. \quad (17.7)$$

Подставив это значение Δ в условие (17.5), получим, что максимумы интенсивности будут наблюдаться при значениях x , равных

$$x_{\max} = \pm k \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots). \quad (17.8)$$

Подстановка значения (17.7) в условие (17.6) дает координаты минимумов интенсивности:

$$x_{\min} = \pm \left(k + \frac{1}{2}\right) \frac{l}{d} \lambda_0 \quad (k = 0, 1, 2, \dots). \quad (17.9)$$

Назовем шириной интерференционной полосы Δx расстояние между двумя соседними минимумами интенсивности. Из формулы (17.9) вытекает, что ширина полосы

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0. \quad (17.10)$$

Расстояние между двумя соседними максимумами интенсивности называется расстоянием между интерференционными полосами. Из выражения (17.8) следует, что расстояние между полосами также определяется формулой (17.10). В соответствии с этой формулой расстояние между полосами растет с уменьшением расстояния между источниками d . При d , сравнимом с l , расстояние между полосами было бы того же порядка, что и λ_0 , т. е. составило бы несколько десятых микрона. В этом случае отдельные полосы были бы совершенно неразличимы. Для того чтобы интерференционная картина стала отчетливой, необходимо выполнение упоминавшегося выше 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. По мере удаления от центра картины максимумы разных цветов смещаются друг относительно друга все больше и больше. Это приводит к смазыванию интерференционной картины при наблюдении ее в белом свете. В монохроматическом свете число различных полос интерференции заметно возрастает. Справа на рис. 44 показана получающаяся в монохроматическом свете зависимость интенсивности света I от координаты x .

Измерив расстояние между полосами Δx и зная l и d , можно по формуле (17.10) вычислить λ_0 . Именно из опытов по интерференции света впервые были определены длины волн для световых лучей разного цвета.

Даже в монохроматическом свете изображенный на рис. 44 ход интенсивности 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 оценки предельных допустимых размеров источника рассмотрим интерференционную схему, изображенную на рис. 45, *a*. Свет, распространяющийся от источника линейных размеров b , разделяется соответствующим устройством (например, описанными в следующем параграфе бизеркалами или бипризмой и т. п.) на два

пучка, которые, перекрываясь, интерферируют друг с другом. От точки A источника в точку экрана P приходят лучи 1 и 2, которые образуют угол 2α , называемый

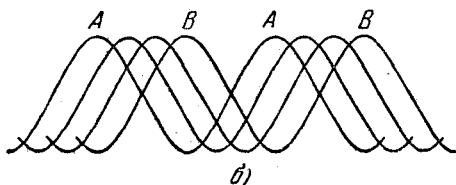
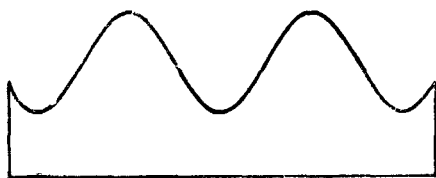
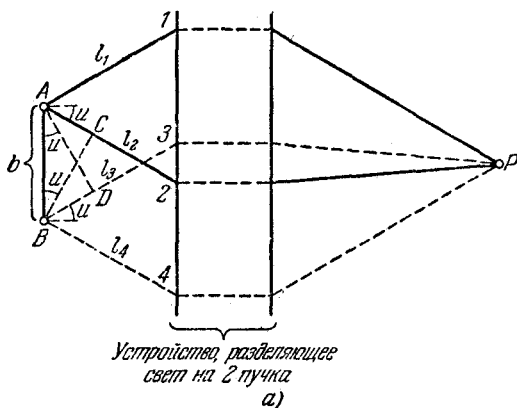


Рис. 45.

апертурой интерференции. Обозначим отрезки, проходимые лучами 1 и 2 на пути к точке P , буквами l_1 и l_2 . Тогда разность хода для этих лучей составит

$$\Delta_A = l_2 - l_1. \quad (17.11)$$

Аналогично, разность хода для лучей 3 и 4, исходящих из точки B , будет равна

$$\Delta_B = l_4 - l_3, \quad (17.12)$$

где l_3 и l_4 — отрезки, проходимые лучами 3 и 4 на пути к точке P .

Если обе разности хода отличаются незначительно, интерференционные картины, порождаемые на экране точками A и B (а также всеми промежуточными точками источника), совпадут и результирующая картина окажется резкой. При заметном отличии Δ_A и Δ_B интерференционная картина будет размытой. В случае, когда $\Delta_A - \Delta_B = \lambda$, максимумы от разных участков источника заполняют весь промежуток между соседними максимумами, даваемыми краями источника, так что экран будет освещен равномерно. Интерференционная картина будет еще хорошо различима при условии, что

$$\Delta_A - \Delta_B < \lambda/2.$$

На рис. 45, б изображено наложение интерференционных картин, получающихся от отдельных участков источника в случае, когда разность хода от краев источника составляет $\lambda/2$. Буквами A помечены максимумы, получающиеся от края A , буквами B — максимумы, получающиеся от края B . В верхней части рисунка показана (весьма приблизительно) результирующая интенсивность.

Подставляя значения (17.11) и (17.12), выражению $\Delta_A - \Delta_B$ можно придать вид:

$$\Delta_A - \Delta_B = (l_2 - l_1) - (l_4 - l_3) = (l_2 - l_4) + (l_3 - l_1). \quad (17.13)$$

Представив себе волну, исходящую из точки P и распространяющуюся через верхнее плечо интерферометра, легко сообразить, что пути AP и DP являются таухронными (точки A и D лежат на одной волновой поверхности этой волны). Поэтому, полагая лучи 1 и 3 параллельными, можно написать:

$$l_3 - l_1 = BD = b \sin u.$$

Аналогично,

$$l_2 - l_4 = AC = b \sin u.$$

Подставив эти значения в (17.13), находим, что

$$\Delta_A - \Delta_B = 2b \sin u.$$

Таким образом, условие, при котором интерференционная картина получается отчетливой, имеет вид:

$$2b \sin u < \lambda/2. \quad (17.14)$$

Не для всех интерференционных схем лучи 1 и 3, а также 2 и 4 параллельны. Однако и в случае непараллельности этих лучей разность величин Δ_A и Δ_B бывает порядка $2b \sin u$, так что условие (17.14) сохраняет свое значение. Из этого условия вытекает, что чем больше апертура интерференции (т. е. угол $2u$), тем меньше допустимые размеры источника.

§ 18. Способы наблюдения интерференции света

Рассмотрим две конкретные интерференционные схемы, одна из которых использует для разделения световой волны на две части отражение, а другая — преломление света¹⁾.

Зеркала Френеля. Два плоских соприкасающихся зеркала OM и ON располагаются так, что их отражающие поверхности образуют угол, близкий к 180° (рис. 46).

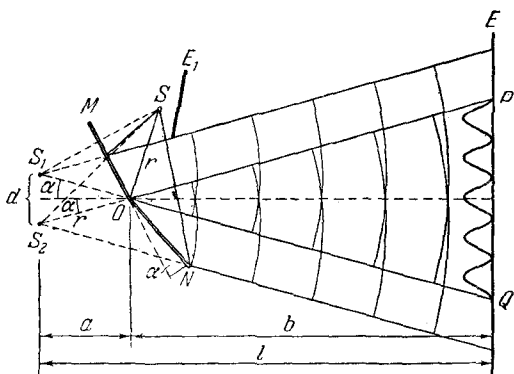


Рис. 46.

Соответственно угол α на рис. 46 очень мал. Параллельно линии пересечения зеркал O на расстоянии r от нее помещается прямолинейный источник света S (например, узкая светящаяся щель). Зеркала отбрасывают на экран

¹⁾ Напомним, что интерферировать могут только колебания одинакового направления. В описанных ниже, а также в других интерференционных приборах направления колебаний во взаимодействующих лучах практически совпадают.