

ГЛАВА III

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

* *

§ 26. Общие сведения об интерференции

1. В *интерференции* и *дифракции* проявляются *волновые свойства света*. После открытия этих явлений на них смотрели сначала как на доказательство исключительно *волновой природы света*. Такая точка зрения оказалась недостаточной. В XX веке были открыты *корпускулярные свойства света*, а затем *волновые свойства обыкновенных частиц*: электронов, протонов, нейтронов, атомов, молекул и пр. Как это ни парадоксально, природа света и вещества оказалась *двойственной*: корпускулярно-волновой. С открытием этого факта связан коренной пересмотр физических воззрений, приведший к построению *квантовой механики*. От этого, однако, значение интерференционных и дифракционных явлений не уменьшилось. В наши дни интерференция и дифракция света имеют важные практические применения, например в спектроскопии и метрологии.

2. С помощью различных приспособлений, например отражений, преломлений или как-либо иначе, можно наложить один световой пучок на другой. Если выполняется принцип суперпозиции (а это предполагается всюду в настоящей главе), то каждый пучок будет проходить через область перекрытия так, как если бы другого пучка не было совсем. Пусть E_1 — напряженность электрического поля, создаваемая первым пучком в произвольной точке A области перекрытия, а E_2 — вторым. Согласно принципу суперпозиции, результирующая напряженность поля в той же точке A , создаваемая обоими пучками, будет представляться векторной суммой $E = E_1 + E_2$. Так же ведут себя любые скалярные или векторные волны, какова бы ни была их физическая природа. Требуется только, чтобы они подчинялись *принципу суперпозиции*. Однако частота световых волн совсем иного порядка, чем частота, скажем, звуковых волн или волн на поверхности воды. Это ограничивает возможности приемников света.

Всем приемникам света присуща определенная *инерционность*. Ее можно характеризовать временем *установления* или *разрешения* приемника τ . Так, для глаза $\tau \approx 0,1$ с. Это есть время, в течение которого глаз сохраняет зрительное впечатление, т. е. «видит свет» даже тогда, когда излучение уже перестало в него попадать. Глаз не замечает, например, быстрых миганий света, если они следуют

друг за другом через времена, малые по сравнению с τ (кино, телевидение). У фотоматериалов τ (время экспозиции) обычно порядка 10^{-2} — 10^{-4} с. Существуют приемники, для которых время разрешения может быть сделано гораздо меньше. В ячейках Керра это время может быть доведено до 10^{-8} — 10^{-9} с. Наиболее быстродействующие современные фотоэлектрические приемники имеют время разрешения порядка 10^{-10} с, но оно может быть сделано еще меньше.

Однако даже такие времена очень велики по сравнению с периодами оптических колебаний. Средний период колебаний T электромагнитного поля в оптической области спектра составляет около 10^{-15} с. Поэтому ни один приемник света не позволяет измерить мгновенное значение напряженности электрического или магнитного поля в световой волне. Для этого время разрешения приемника должно было бы быть мало по сравнению с периодом световых колебаний T . Все приемники могут измерять только величины, *квадратичные по полю*, усредненные за времена, не меньшие времени разрешения приемника. Сюда относятся энергетические и фотометрические величины: лучистый и световой поток, яркость, освещенность и пр.

В явлениях интерференции, дифракции и пр. представляют интерес не абсолютные, а только *относительные значения* этих величин. Например, нас может интересовать относительное распределение освещенности на экране, куда попадает свет. При такой постановке вопроса нет смысла точно указывать, о какой именно энергетической или фотометрической величине идет речь в том или ином конкретном случае. Заключение будут относиться к любой усредненной по времени величине, квадратичной по напряженности электрического поля. Эту нечетко определенную величину принято называть *интенсивностью света* или *интенсивностью колебаний*. Ниже она обозначается через I . За I мы будем обычно принимать усредненное по времени значение квадрата напряженности электрического поля, т. е. $I = \overline{E^2}$.

3. Найдем теперь интенсивность света в какой-либо точке пространства, где перекрываются два пучка света. Возведя равенство $E = E_1 + E_2$ в квадрат и произведя усреднение по времени, получим

$$I = I_1 + I_2 + I_{12}, \quad (26.1)$$

где I_1 — интенсивность света первого пучка, а I_2 — второго. Последнее слагаемое

$$I_{12} = 2 \overline{(E_1 E_2)}, \quad (26.2)$$

учитывающее взаимодействие пучков, называется *интерференционным членом*. Если взять независимые источники света, например две электрические лампочки, то повседневный опыт показывает, что $I = I_1 + I_2$, т. е. результирующая интенсивность равна сумме

интенсивностей налагающихся пучков, а потому интерференционный член обращается в нуль. Тогда говорят, что пучки *не коррелированы* или *не когерентны* между собой. Однако, если накладывающиеся пучки не независимы, например один получается отражением другого от зеркала, то в некоторых случаях интерференционный член I_{12} не обращается в нуль, а потому $I \neq I_1 + I_2$. В одних точках пространства результирующая интенсивность I больше, в других меньше суммы интенсивностей I_1 и I_2 . Это явление называется *интерференцией волн*, или *интерференцией колебаний*. Говорят, что источники света и соответствующие им пучки, дающие интерференцию, *коррелированы* или *когерентны* между собой, т. е. колебательные и волновые процессы в них протекают во времени согласованно. Говорят также, что когерентные пучки *интерферируют*, а некогерентные *не интерферируют* между собой.

Все сказанное о двух пучках относится и к случаю наложения нескольких пучков. Интерференция двух пучков называется *двухлучевой*, многих пучков — *многолучевой*.

4. Начнем с идеализированного случая, когда обе волны *строго монохроматические* и имеют одну и ту же частоту. *Монохроматическая волна* — это строго синусоидальная волна с постоянными во времени частотой ω , амплитудой a и начальной фазой φ . Амплитуда и фаза колебаний могут меняться от одной точки пространства к другой, частота одна и та же для колебательного процесса *во всем пространстве*. Монохроматическое колебание в каждой точке пространства длится *бесконечно долго*, не имея ни начала, ни конца во времени. Поэтому строго монохроматические колебания и волны никогда не могут быть точно реализованы в действительности. Однако эти идеализации играют громадную роль в учении о колебаниях и волнах, в чем мы уже убедились в главе X третьего тома и еще в большей степени убедимся в дальнейшем.

Допустим сначала, что в рассматриваемой точке наблюдения оба вектора E_1 и E_2 параллельны или антипараллельны. Тогда можно отвлечься от векторного характера колебаний, считая их скалярными. Представим эти колебания в вещественной форме:

$$E_1 = a_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \quad E_2 = a_2 \cos(\omega t + \varphi_2), \quad (26.3)$$

где a_1 и a_2 , φ_1 и φ_2 — амплитуды и начальные фазы колебаний. Если ввести комплексные амплитуды $A_1 = a_1 e^{i\varphi_1}$ и $A_2 = a_2 e^{i\varphi_2}$, то в комплексной форме те же колебания представляются так:

$$E_1 = A_1 e^{i\omega t}, \quad E_2 = A_2 e^{i\omega t}. \quad (26.4)$$

Результирующее колебание будет

$$E = E_1 + E_2 = (A_1 + A_2) e^{i\omega t}.$$

Это — также монохроматическое колебание с той же частотой ω и комплексной амплитудой $A = A_1 + A_2$. Чтобы найти веществен-

ную амплитуду a и начальную фазу φ результирующего колебания, запишем последнее соотношение так:

$$ae^{i\varphi} = a_1e^{i\varphi_1} + a_2e^{i\varphi_2}.$$

Умножая его на комплексно сопряженное, получим

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (26.5)$$

а после отделения вещественной части от мнимой

$$a \cos \varphi = a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2, \quad a \sin \varphi = a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2.$$

Отсюда

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2}. \quad (26.6)$$

На рис. 111 приведена *векторная диаграмма* сложения рассматриваемых колебаний, из которой также нетрудно получить результаты (26.5) и (26.6).

Вводя интенсивности колебаний, результат (26.5) можно записать в виде

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (26.7)$$

Если колебания синфазны, т. е. фазы φ_1 и φ_2 одинаковы или отличаются на четное число π , то интенсивность I максимальна и равна

$$I_{\text{макс}} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2. \quad (26.8)$$

Если колебания противофазны, т. е. фазы φ_1 и φ_2 отличаются на нечетное число π , то получается минимальная интенсивность:

$$I_{\text{мин}} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2. \quad (26.9)$$

Если колебания совершаются в квадратуре, т. е. их фазы отличаются на $m\pi \pm \pi/2$ (m — целое число), то $I = I_1 + I_2$. В этом случае интенсивность результирующего колебания равна сумме интенсивностей складываемых колебаний.

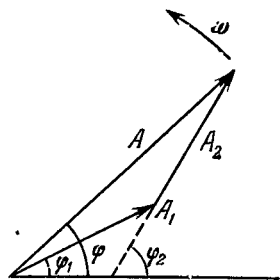


Рис. 111.

5. Не представляет труда написать интерференционный член и для общего случая, когда складываются *векторные* колебания, причем между декартовыми компонентами каждого вектора могут существовать произвольные разности фаз. Предоставляя это сделать читателю, заметим, что Френель и Араго обнаружили на опыте, что *две световые волны, распространяющиеся в одном направлении, никогда не интерферируют между собой, если они линейно поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях*. На этом

основании Френель пришел к заключению, что световые волны поперечны.

Покажем это, не вводя никаких специальных предположений о физической природе «светового вектора» \mathbf{E} , совершающего колебания в световой волне. Допустим, что вдоль оси Z распространяются две волны, плоскости колебаний которых взаимно перпендикулярны. В одной волне колебания происходят в координатной плоскости XZ , в другой — в координатной плоскости YZ . Представим световые векторы этих волн в виде $\mathbf{E}_1 = E_{1x} + E_{1z}$ и $\mathbf{E}_2 = E_{2y} + E_{2z}$, где координатные индексы указывают, какой из координатных осей параллелен соответствующий вектор. Перемножая скалярно и усредняя по времени, находим интерференционный член:

$$I_{12} = 2 \overline{(\mathbf{E}_{1z} \mathbf{E}_{2z})} = 2a_{1z}a_{2z} \cos(\varphi_{2z} - \varphi_{1z}),$$

где a_{1z} , a_{2z} — амплитуды, а φ_{1z} , φ_{2z} — фазы соответствующих продольных колебаний. Опыты Френеля и Араго показали, что интерференционный член обращается в нуль, каковы бы ни были фазы колебаний. Отсюда следует, что по крайней мере одна из амплитуд, например a_{1z} , равна нулю, т. е. первая волна поперечна. Но тогда и вторая волна должна быть поперечной, так как нет никаких оснований предпочесть первую волну второй.

6. Допустим теперь, что перекрываются две плоские волны:

$$E_1 = a_1 \cos(\omega t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r} + \delta_1), \quad E_2 = a_2 \cos(\omega t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r} + \delta_2). \quad (26.10)$$

Снова предположим, что векторы \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 параллельны или антипараллельны, так что от векторного характера колебаний можно отвлечься. Сравнивая эти] выражения с (26.3), видим, что в рассматриваемом случае

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \mathbf{K} \mathbf{r} + (\delta_2 - \delta_1), \quad (26.11)$$

где введен новый вектор $\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$. Он параллелен биссектрисе угла, внешнего по отношению к углу α , который составляют между собой волновые векторы \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 (рис. 112). Поверхности равных разностей фаз $\varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}$ суть параллельные плоскости, перпендикулярные к вектору \mathbf{K} . Они обозначены на рис. 112 пунктирными прямыми. Вдоль каждой из этих плоскостей, следовательно, интенсивность результирующего колебания будет постоянна. Она максимальна, когда разность фаз $\varphi_2 - \varphi_1$ содержит π четное число раз, и минимальна, когда π содержится нечетное число раз. В частности, если складываются волны с одной и той же интенсивностью I , то интенсивность в максимуме будет $4I$, а в минимуме — нуль. Расстояние Δx между двумя соседними плоскостями максимальной или минимальной интенсивности най-

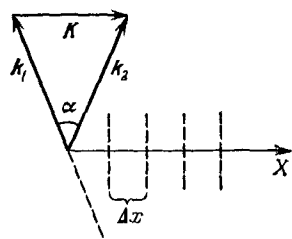


Рис. 112.

дется из условия $K \Delta x = 2\pi$. Так как длины обоих волновых векторов \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 одинаковы и равны $k = 2\pi/\lambda$, то $K = 2k \sin(\alpha/2)$, и следовательно,

$$\Delta x = \frac{2\pi}{K} = \frac{\pi}{k \sin(\alpha/2)} = \frac{\lambda}{2 \sin(\alpha/2)}. \quad (26.12)$$

Для малых углов α

$$\Delta x \approx \lambda/\alpha. \quad (26.13)$$

Если поставить плоский экран, то он пересечет плоскости равной интенсивности вдоль параллельных прямых; на экране появятся светлые и темные «интерференционные полосы». Расстояние между серединами соседних светлых или темных полос называется *шириной интерференционной полосы*. Если плоскость экрана параллельна плоскости $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$, в которой лежат волновые векторы \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , то ширина интерференционной полосы равна Δx , т. е. определяется выражением (26.12). То же самое получится, если экран установлен в перпендикулярной плоскости перпендикулярно к биссектрисе угла между волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 . Если же, оставляя экран перпендикулярным к плоскости $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$, повернуть его на угол φ , то ширина интерференционной полосы делается равной $\Delta\varphi x = \Delta x/\cos \varphi$.

7. Разберем теперь случай, когда перекрываются *сферические монохроматические волны* от двух точечных источников света S_1 и S_2 (рис. 113). В этом случае амплитуды a_1 и a_2 складываемых колебаний обратно пропорциональны расстояниям r_1 и r_2 от точки наблюдения до источников S_1 и S_2 . Поэтому интенсивность света будет меняться вдоль каждой интерференционной полосы. Однако это изменение медленное, и от него можно отвлечься. Основное значение для результирующей интенсивности имеет разность фаз складываемых колебаний. Поверхности равных разностей фаз $r_1 - r_2 = \text{const}$ будут двухполостными гиперboloидами вращения с фокусами S_1 и S_2 . На экране, перпендикулярном к линии источников $S_1 S_2$, получатся интерференционные полосы в виде концентрических колец с центром в точке пересечения экрана с указанной линией. Если же экран параллелен линии источников $S_1 S_2$, то интерференционные полосы будут гиперболами с фокусами S_1 и S_2 . В последнем случае в небольшой центральной части интерференционная картина практически будет состоять из равноотстоящих параллельных светлых и темных полос.

Если фазы колебаний обоих источников света одинаковы, то разность фаз складываемых колебаний будет

$$\Delta\varphi = k(r_2 - r_1) = (2\pi/\lambda)(r_2 - r_1).$$

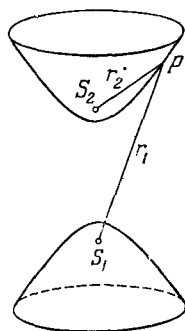


Рис. 113.

Когда она равна $2m\lambda$ (m — целое число, положительное или отрицательное), то получается максимум интенсивности колебаний (светлая интерференционная полоса), Если же $\Delta\varphi = 2\pi(m + 1/2)$, то интерференционная полоса будет темной. Условия максимума и минимума можно также записать в виде

$$\Delta r \equiv r_2 - r_1 = \begin{cases} m\lambda & (\text{светлая полоса}), \\ (m + 1/2)\lambda & (\text{темная полоса}). \end{cases} \quad (26.14)$$

Величина $r_2 - r_1$ называется *разностью хода* интерферирующих лучей. Если интерферирующие лучи проходят через среды с различными показателями преломления, то величину $r_2 - r_1$ надо заметить на

$$\Delta = \int n_2 dl - \int n_1 dl,$$

т. е. на *оптическую разность хода* интерферирующих лучей. Для светлых интерференционных полос оптическая разность хода составляет целое, для темных — полуцелое число длин волн (в вакууме). Целое число m называется *порядком интерференции*. Порядок интерференции есть округленная до целого числа оптическая разность хода интерферирующих лучей, выраженная в длинах волн (в вакууме).

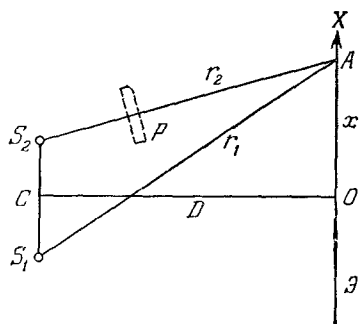


Рис. 114.

8. Основные результаты, найденные выше, можно также получить на следующем простом примере. Пусть S_1 и S_2 — близко расположенные точечные монохроматические источники света (рис. 114). Для увеличения интенсивности интерференционных полос вместо них можно взять два коротких линейных источника, например две узкие ярко освещенные щели. Плоскость экрана \mathcal{E} предполагается

параллельной плоскости, в которой лежат линейные источники S_1 и S_2 . Пусть CO — перпендикуляр к этой плоскости, проходящий через середину между источниками S_1 и S_2 , D — длина этого перпендикуляра, d — расстояние между источниками S_1 и S_2 . Предполагается, что не только расстояние d , но также длины источников и линейные размеры экрана малы по сравнению с расстоянием D . Тогда интерференционные полосы на экране будут прямолинейны и перпендикулярны к линии, соединяющей источники S_1 и S_2 . Начало координат поместим в точке O на экране, ось X направим параллельно линии источников S_1S_2 . Если x — абсцисса точки наблюдения A , то

$$r_1^2 = D^2 + (x + d/2)^2, \quad r_2^2 = D^2 + (x - d/2)^2,$$

так что $r_1^2 - r_2^2 = 2xd$, и следовательно, $r_1 - r_2 = 2xd/(r_1 + r_2)$. Так как $x \ll D$, то без существенной ошибки знаменатель $r_1 + r_2$ можно заменить на $2D$. Тогда

$$r_1 - r_2 = \frac{xd}{D} = \alpha x^2, \quad (26.15)$$

где $\alpha \approx d/D$ — угол схождения интерферирующих лучей, т. е. угол, под которым из точки O (или в рассматриваемом приближении из любой точки экрана) видно расстояние d между источниками S_1 и S_2 . Интенсивность света найдется по формулам (26.7) и (26.11). Если источники S_1 и S_2 одинаковы и синфазны, то эти формулы дают

$$I = 2I_1 \left(1 + \cos \frac{2\pi\alpha x}{\lambda} \right). \quad (26.16)$$

Интенсивность I периодически меняется вдоль оси X от нуля до максимального значения $I_{\text{макс}} = 4I_1$. Пространственный период изменения интенсивности $\Delta x = \lambda/\alpha$ есть ширина интерференционной полосы.

Если на пути одного из лучей, например S_2A , ввести прозрачную плоскопараллельную пластинку P с толщиной l и показателем преломления n , то оптическая длина этого луча увеличится на $(n - 1)l$, а разность хода между лучами S_1A и S_2A уменьшится на такую же величину. Прежнее значение разности хода получится в какой-то другой точке A' , отстоящей от S_1 и S_2 на расстояниях r'_1 и r'_2 . Положение точки A' найдется из условия

$$r'_1 - [r'_2 + (n - 1)l] = r_1 - r_2, \quad \text{или} \quad (r'_1 - r'_2) = (r_1 - r_2) + (n - 1)l.$$

Это значит, что произойдет смещение всей интерференционной картины на $N = (n - 1)l/\Delta x$ полос в ту сторону, с какой была введена пластинка P . На этом основаны интерференционные методы измерения малых изменений показателя преломления, обладающие высокой чувствительностью. Для таких измерений надо пользоваться белым светом (см. § 30). В монохроматическом свете все полосы одинаковы, и их смещение трудно измерить — для этого толщину пластинки l надо было бы увеличивать непрерывно от нуля до окончательной величины.

9. Наличие интерференционных максимумов и минимумов в волновом поле, конечно, не может привести к противоречию с принципом сохранения энергии. Обсудим этот вопрос для только что исследованного случая двух одинаковых синфазных монохроматических точечных источников S_1 и S_2 .

¹⁾ Если пренебречь членами третьей степени по d , то $r_1 - r_2 = xd/\sqrt{D^2 + x^2}$. Пренебрегая далее пятыми степенями x/D , отсюда получим

$$r_1 - r_2 = \frac{xd}{D} \left(1 - \frac{x^2}{2D^2} \right) \approx \alpha x \left(1 - \frac{x^2}{2D^2} \right). \quad (26.15a)$$

Максимумы интенсивности находятся на гиперболах $r_1 - r_2 = m\lambda$, минимумы — на гиперболах $r_1 - r_2 = (m + 1/2)\lambda$. Максимальное значение, которое может принимать разность $r_1 - r_2$, равно расстоянию между источниками d , а максимальное значение m — целой части, содержащейся в числе d/λ . Когда $d \gg \lambda$, число интерференционных полос в волновом поле велико. В этом случае интерференция приводит только к *пространственному перераспределению* лучистой энергии, в результате чего в одних местах пространства (в максимумах) плотность лучистой энергии увеличивается, в других (в минимумах) уменьшается, а общий запас энергии в пространстве остается неизменным.

Полный поток лучистой энергии через любую замкнутую поверхность, окружающую источники S_1 и S_2 , равен сумме потоков через ту же поверхность, которые излучались бы каждым из этих источников в отсутствие другого. Однако это равенство *не точное, а только приближенное* и в среднем выполняется тем точнее, чем больше d/λ . Когда $d < \lambda$, в волновом поле уже нет линии нулевой интенсивности. Когда же $d \ll \lambda$, то во всех точках пространства складываются колебания, фазы которых практически одинаковы. В этом случае интенсивность результирующего колебания, а с ним и поток результирующего излучения, исходящий от обоих источников, в четыре раза больше соответствующих величин для одного из источников в отсутствие другого. Таким образом, если расстояние между источниками S_1 и S_2 меньше длины волны λ , то поток лучистой энергии через замкнутую поверхность, окружающую эти источники, *больше суммы потоков*, которые излучали бы те же, но уединенные источники.

Однако принцип сохранения энергии и не требует равенства этих величин. Источники вместе действительно больше излучают энергии, чем в том случае, когда они находятся далеко друг от друга. Но это увеличение излучения происходит не за счет нарушения сохранения энергии, а *за счет работы генератора*, который должен поддерживать постоянными амплитуды колебаний в источниках. Если же колебания в источниках свободные, то увеличение излучения приводит просто к более быстрому затуханию этих колебаний.

Рассмотренный случай трудно реализовать в оптическом диапазоне спектра из-за малости длин световых волн. Но в области радиоволн это не только возможно, но и практически используется для получения *направленных излучений и увеличения их мощности*. Конечно, возможен и такой случай, когда совместное действие двух источников приводит не к увеличению, а к *уменьшению* общего излучения. Это будет, например, когда колебания в источниках происходят в противоположных фазах.

10. Строго монохроматические волны одной и той же частоты, даже от двух различных точечных источников, *всегда интерферируют между собой*, т. е. когерентны. Интерференционная картина от таких

источников *устойчива* в том смысле, что распределение интенсивности волнового поля в пространстве остается *неизменным во времени*. Интерференция излучений от *независимых источников света*, например от электрических лампочек, недоступна наблюдению глазом. Глаз не наблюдает интерференцию даже при наложении излучений от двух независимых самых узких спектральных линий, излучаемых разреженными газами. Это служит лучшим доказательством того, что излучения реальных источников света никогда не бывают строго монохроматическими.

Невозможность визуального наблюдения интерференционных полос от независимых источников света можно пояснить на примере идеализированных источников, излучающих *квазимонохроматический свет*. Такой свет представляется колебаниями вида (26.3), в которых, однако, амплитуды a_1 , a_2 и фазы φ_1 , φ_2 медленно и хаотически меняются во времени, т. е. испытывают заметные изменения за времена, очень большие по сравнению с периодом T самих световых колебаний. Примером может служить излучение изолированного атома. Возбужденный атом испускает ряд или, как принято говорить, *цуг волн* в течение времени $\tau_{\text{изл}}$, характерная длительность которого порядка 10^{-8} с (см. § 89). В таком цуге содержится 10^6 — 10^8 волн. За время $\tau_{\text{изл}}$ атом «высвечивается» и переходит в невозбужденное состояние. В результате различных процессов, например столкновений с другими атомами или ударов электронов, атом может снова вернуться в возбужденное состояние, а затем начать излучать новый цуг волн. Таким образом, получится последовательность цугов, испускаемых атомом через малые и нерегулярно меняющиеся промежутки времени. Пусть теперь на экран попадают излучения от двух независимых атомов. При наложении двух цугов, излучаемых этими атомами, на экране получится какая-то картина интерференционных полос. Положение полос определяется разностью фаз между колебаниями обоих цугов. А такая разность фаз быстро и беспорядочно меняется от одной пары цугов к следующей. В течение секунды десятки и сотни миллионов раз или чаще одна система интерференционных полос будет сменяться другой. Глаз или другой приемник света не в состоянии следить за этой быстрой сменой интерференционных картин и фиксирует только равномерную освещенность экрана.

Смещение интерференционных полос при замене одной пары цугов другой происходить не будет, если у этих цугов начальные фазы δ_1 и δ_2 хотя и меняются нерегулярно во времени; но *одинаково*. Действительно, в этом случае $\delta_2 - \delta_1 = 0$ и, как видно из (26.11), разность фаз складываемых колебаний $\varphi_2 - \varphi_1$ содержит только слагаемое Kr , *регулярно* меняющееся в пространстве. Чтобы этого достигнуть, надо излучение от *одного и того же источника* расщепить на два или несколько пучков и заставить их попадать на экран *различными путями*. Если при этом будут накладываться пучки,

полученные из *одного и того же цуга*, то интерференционные полосы на экране будут сохранять свое положение и глаз зафиксирует устойчивую (неподвижную) интерференционную картину. Некоторые опыты, основанные на таком принципе, будут описаны в следующем параграфе.

11. Отметим, что *нет принципиальных запретов* на возможность получения интерференции от двух *независимых* источников света. Такая возможность определяется *уровнем техники генерирования и приема излучения*. Еще в 1947 г. Г. С. Горелик (1906—1957) предлагал осуществить *гетеродинирование*, или *демодуляцию* видимого света. В видимом свете можно выделить дублеты или мультиплеты, т. е. сложные спектральные линии, состоящие из двух или нескольких одиночных спектральных линий с разностями частот $\nu_1 - \nu_2$ порядка $10^9 - 10^{10}$ Гц. По идее Горелика такой свет должен падать на катод фотоэлемента (а еще лучше фотоумножителя). Если верно предположение, что мгновенный фототок пропорционален квадрату напряженности результирующего электрического поля, то его можно представить в виде

$$\mathcal{I} = A (E_1 + E_2)^2 = A (E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2),$$

где E_1 и E_2 — напряженности электрического поля, соответствующие частотам ν_1 и ν_2 , а A — постоянная прибора. В этом выражении слагаемое $2A (E_1E_2)$ содержит составляющую с разностной частотой $\nu_1 - \nu_2$. Частоте $\nu_1 - \nu_2 \sim 10^{10}$ Гц соответствует длина волны $\lambda \sim 3$ см, лежащая в микроволновой области радиоволн. Ее можно усилить радиотехническими средствами и сделать доступной наблюдению. Тем самым биения интенсивности, возникающие при наложении пучков света от двух источников, превратятся в колебания электрического тока.

Для осуществления опыта в принципе безразлично, испускаются ли волны с частотами ν_1 и ν_2 одним источником или двумя независимыми источниками света. Трудность опыта состоит в том, что на выделяемый сигнал разностной частоты $\nu_1 - \nu_2$ накладывается «шум», интенсивность которого превосходит интенсивность сигнала примерно в 10^4 раз. Эта трудность была преодолена в 1955 г. Форрестором и его сотрудниками. Источником света служила яркая одиночная зеленая линия ртути $\lambda = 546,1$ нм, расщепляющаяся в магнитном поле (эффект Зеемана). Применялся фотоэлемент с сурьмяно-цезиевым катодом. Положительный результат опыта доказывает, что если и существует запаздывание выхода электронов с поверхности фотокатода по сравнению с попаданием на нее фотонов, то оно значительно меньше 10^{-10} с.

С изобретением лазеров техника эксперимента получила источники света столь высокой степени монохроматичности, что наблюдение интерференционных максимумов и минимумов от двух неза-

висимых лазеров с помощью надлежащих приемников света (например, тех же фотоэлементов) стало сравнительно легко осуществимой экспериментальной работой.

§ 27. Классические интерференционные опыты

1. Опыт Юнга. Юнг получал полосы интерференции по способу, описанному им в публичных лекциях 1807 г. Яркий пучок света от Солнца падал на экран с малым отверстием или узкой щелью S (рис. 115). Дифрагированный свет шел ко второму экрану с двумя узкими отверстиями или щелями S_1 и S_2 . На этих щелях свет также претерпевал дифракцию, в результате чего получались два перекрывающихся расходящихся пучка света с вершинами в S_1 и S_2 . Ввиду общности происхождения эти пучки когерентны. На экране в месте перекрытия пучков наблюдались параллельные интерференционные полосы (см. предыдущий параграф, пункт 8). Расстояние между щелями S_1 и S_2 должно быть велико по сравнению с шириной каждой щели. Удобный способ получения нужных щелей был указан Рэлеем. Стеклопластинки покрываются тонким слоем серебра и тем самым становятся непрозрачными. На серебряном слое одной из пластинок лезвием бритвы проводится одна, а на другой две близко расположенные параллельные линии, которые и используются в качестве щелей.

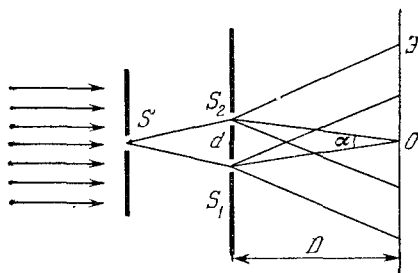


Рис. 115.

Оценим по формуле (26.13) ширину Δx интерференционной полосы. Допустим, что расстояние d между щелями S_1 и S_2 составляет 1 мм, а расстояние от щелей до экрана $D = 1$ м. Тогда $\alpha = d/D = 0,001$ рад. Для красного света ($\lambda = 600$ нм) получаем $\Delta x = \lambda/\alpha = 6 \cdot 10^5$ нм = 0,6 мм. В синем свете ширина полосы будет порядка 0,4 мм. Таким путем впервые Юнг измерил длины световых волн, хотя эти измерения и не могли быть точными. В опыте Юнга из-за дифракции свет распространяется от щелей S_1 и S_2 в различных направлениях неравномерно. Влияние этого осложняющего обстоятельства будет выяснено в главе IV.

Задолго до Юнга, в 1665 г., аналогичный опыт был поставлен Гримальди. Однако в опыте Гримальди свет от Солнца падал непосредственно на щели S_1 и S_2 . Дополнительной щели S не было. При такой постановке опыта интерференционные полосы получаться не могли, ввиду значительных угловых размеров Солнца (см. § 28, пункт 7).