

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

Интерференция световых волн

Поскольку свет имеет волновую природу, то ему должно быть присуще явление интерференции. Как уже указывалось (см. § 114), необходимым условием интерференции волн является их **когерентность**, т. е. согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов.

Когерентность волн бывает:

- **временной** — когерентность колебаний, совершающихся в одной и той же точке, но в разные моменты времени;
- **пространственной** — когерентность колебаний, совершающихся в один и тот же момент времени в разных точках плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны.

Этим условиям удовлетворяют **монохроматические волны** — неограниченные в пространстве волны *одной определенной и строго постоянной частоты*.

Излучение источника света складывается из волн, посылаемых множеством атомов. Каждый атом, в свою очередь, излучает свет в виде отдельных коротких импульсов — **волновых цугов**, длительность которых не превышает 10^{-8} с. В пределах одного цуга излучение когерентно. Между излучением же отдельных атомов отсутствует какая-либо согласованность, поэтому **свет, испускаемый атомами любого источника, некогерентен**. Описанная модель испускания света справедлива и для любого макроскопического источника, так как атомы светящегося тела также излучают свет независимо друг от друга. Это означает, что **свет, испускаемый макроскопическим источником, некогерентен**. Однако после изобретения лазеров (см. § 158) эта проблема оказалась разрешенной. Лазер обладает высокой временной и пространственной когерентностью.

Описанная модель испускания света справедлива и для любого макроскопического источника, так как атомы светящегося тела также излучают свет *независимо* друг от друга. Это означает, что **свет, испускаемый макроскопическим источником, некогерентен**.

Монохроматическая идеализация полезна при решении многих задач, в частности, для определения положения максимумов и минимумов интерференционной картины.

Предположим, что в некоторую точку пространства приходят две монохроматические световые волны, напряженности электрическо-

го поля которых \vec{E}_1 и \vec{E}_2 совершают колебания вдоль одной прямой (тогда можно отвлечься от векторного характера колебаний):

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t + \varphi_1); \quad E_2 = E_{02} \cos(\omega t + \varphi_2),$$

где E_{01} и E_{02} , φ_1 и φ_2 — амплитуды и начальные фазы колебаний.

Амплитуда результирующего колебания в рассматриваемой точке

$$E^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Поскольку волны когерентны, то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение, поэтому интенсивность результирующей волны ($I \sim E^2$)

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (119.1)$$

Если колебания *синфазны* (фазы φ_1 и φ_2 одинаковы или отличаются на четное число π), то интенсивность максимальна:

$$I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2;$$

если колебания *противофазны* (фазы φ_1 и φ_2 отличаются на нечетное число π), то интенсивность минимальна:

$$I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2.$$

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, а интенсивность результирующей волны всюду одинакова и при $I_1 = I_2$ равна $2I_1$ (для когерентных волн при данном условии в максимумах $I = 4I_1$, в минимумах $I = 0$).

Естественно, возникает вопрос: а можно ли создать условия, необходимые для возникновения интерференции световых волн?

Оказывается, можно. Для получения когерентных световых волн и

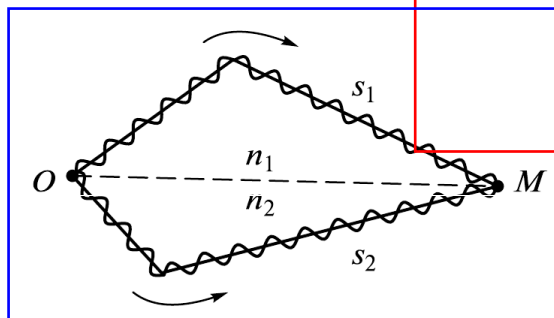


Рис. 136

наблюдения их интерференции применяют метод разделения волны, излучаемой одним источником света, на две или несколько систем волн. В каждой такой системе имеются попарно когерентные между собой и одинаково поляризованные цуги. Эти системы волн интерферируют при наложении.

Пусть в точке O (в ней фаза колебаний равна ωt) произошло разделение волны (рис. 136) на две когерентные волны, а до точки M , в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна проходит в среде с показателем преломления n_1 путь s_1 , вторая — в среде с показателем преломления n_2 — путь s_2 .

Тогда в точке M первая волна возбуждает колебание $E_{01} \cos \omega(t - s_1/v_1)$, вторая — $E_{02} \cos \omega(t - s_2/v_2)$, где $v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$ — соответственно фазовая скорость первой и второй волн.

Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке наблюдения,

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad (119.2)$$

(учли, что $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, где λ_0 — длина волны в вакууме).

Произведение геометрической длины s пути световой волны в данной среде на показатель n преломления этой среды называют **оптической длиной пути** L , а $\Delta = L_2 - L_1$ — разность оптических длин проходимых волнами путей — **оптической разностью хода**.

Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (119.3)$$

то $\delta = \pm 2m\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Следовательно, выражение (119.3) является **условием интерференционного максимума**.

Если оптическая разность хода

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (119.4)$$

то $\delta = \pm (2m + 1)\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в противофазе. Следовательно, (119.4) является **условием интерференционного минимума**.

ДИФРАКЦИЯ И ДИСПЕРСИЯ СВЕТА

Дифракция света. Принципы Гюйгенса и Гюйгенса—Френеля

При распространении любых волн характерно, что они огибают препятствия, встречающиеся на их пути, а также проникают в область за препятствия, иными словами, наблюдается отклонение волн у границ преград от прямолинейного направления. Это явление получило название «*дифракция*». Например, звук хорошо слышен за углом дома (звуковая волна огибает дом), в лесу отчетливо слышно пение птиц и т. д.

Дифракция является общим свойством для волн любой природы. Поскольку свет имеет волновую природу, то и для него (при определенных условиях) характерно явление дифракции. *Дифракция света* — это совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света сквозь малые отверстия (вблизи границ непрозрачных тел и т. д.) и обусловленных волновой природой света. Под *дифракцией света* обычно понимают отклонение от законов распространения света, описываемых геометрической оптикой.

Согласно *принципу Гюйгенса* (1690), *лежащему в основе волновой оптики*, каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение (волнового фронта) в следующий момент времени.

Напомним, что *волновой поверхностью* (см. § 111) называют геометрическое место точек, в которых в рассматриваемый момент времени фаза волны имеет одно и то же значение.

Рассмотрим волновой фронт, распространяющийся от источника S , в момент времени t (рис. 145). Чтобы найти положение волнового фронта в момент времени $t + \Delta t$, согласно принципу Гюйгенса, проведем окружности, радиусы которых равны $v\Delta t$, а центры лежат на волновом фронте для момента времени t , а сами окружности представляют собой вторичные волны Гюйгенса. Огибающая этих вторичных волн и определяет новое положение волнового фронта (в момент времени $t + \Delta t$).

Объясним дифракцию света, основываясь на принципе Гюйгенса. Пусть плоская волна нормально падает на отверстие CC в непрозрачном экране (рис. 146). Согласно Гюйгенсу, каждая точка выделяемого отверстием участка волнового фронта служит источником вторичных

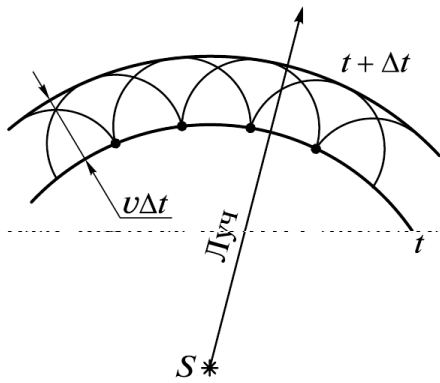


Рис. 145

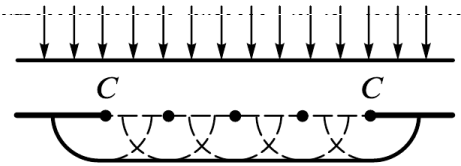


Рис. 146

волн (в однородной изотропной среде они сферические). Построив огибающую вторичных волн для некоторого момента времени, видим, что фронт волны заходит в область геометрической тени, т. е. волна огибает края отверстия. Для наблюдения дифракции света необходимо, чтобы длина волны была много меньше размеров отверстий или преград.

Принцип Гюйгенса решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопросы об амплитуде, а следовательно, и об интенсивности волн, распространяющихся за преградой световых волн. Таким образом, *принцип Гюйгенса является принципом геометрическим*.

Френель дополнил принцип Гюйгенса физической идеей, заключающейся в том, что *вторичные волны при наложении интерферируют* друг с другом. Согласно *принципу Гюйгенса—Френеля*, световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S , может быть представлена как *результат суперпозиции когерентных вторичных волн*, «излучаемых» фиктивными источниками. Такими источниками могут служить бесконечно малые элементы любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S . Обычно в качестве этой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей, поэтому все фиктивные источники действуют синфазно. Таким образом, для определения в некоторой точке пространства результирующей интенсивности следует учесть интерференцию всех этих вторичных волн.

Френель исключил возможность возникновения обратных вторичных волн и предположил, что если между источником и точкой наблюдения находится непрозрачный экран с отверстием, то на поверхности экрана амплитуда вторичных волн равна нулю, а в отверстии — такая же, как при отсутствии экрана. Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет в каждом конкретном случае найти амплитуду (интенсивность) результирующей волны в любой точке пространства, т. е. определить закономерности распространения света как в случае свободного распространения световых волн (прямолинейное распространение света), так и в случае наличия преград (дифракция).

в точке B наблюдается **дифракционный минимум** (полная темнота), если же *число зон нечетное*, то

$$a \sin \varphi = \pm(2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots), \quad (128.3)$$

и наблюдается **дифракционный максимум**, соответствующий действию одной нескомпенсированной зоны. В направлении $\varphi = 0$ наблюдается **центральный дифракционный максимум**, поскольку колебания, вызываемые в точке B_0 всеми участками щели, происходят в одинаковой фазе.

На рис. 152, б приведен **дифракционный спектр** — зависимость распределения интенсивности на экране от угла дифракции [направления на максимумы и минимумы рассчитываются согласно (128.2) и (128.3)]. Основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме. С увеличением угла дифракции интенсивность побочных максимумов резко уменьшается (относительная интенсивность максимумов $I_0 : I_1 : I_2 : \dots = 1 : 0,047 : 0,017 : \dots$).

С уменьшением ширины щели центральный максимум расширяется, с увеличением ширины щели ($a > \lambda$) дифракционные полосы становятся уже и ярче.

При освещении белым светом центральный максимум имеет вид белой полосы (он общий для всех длин волн), боковые максимумы радужно окрашены.

Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

Большое практическое значение имеет дифракция, наблюдаемая при прохождении света через **дифракционную решетку** — систему параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками (рис. 153).

В качестве дифракционной решетки можно использовать, например, отполированное стекло, на котором алмазом нанесены тонкие параллельные линии, которые действуют как непрозрачные промежутки, а не тронутые алмазом места соответствуют щелям.

Суммарную ширину щели a и непрозрачного участка b между щелями называют **постоянной (периодом) дифракционной решетки**

$$d = a + b.$$

Когда фронт волны достигнет решетки, то, согласно принципу Гюйгенса — Френеля, каждая щель становится источником когерент-

ных вторичных волн, способных интерферировать друг с другом. На экране Э, расположенном в фокальной плоскости собирающей линзы Л, в результате интерференции света от различных щелей будет наблюдаться система дифракционных максимумов и минимумов.

Рассмотрим ход лучей, которые дифрагируют на щелях решетки под углом φ . Учитывая, что щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, можно утверждать, что оптическая разность хода лучей, идущих от соответствующих точек соседних щелей, будет для данного направления одинакова в пределах всей дифракционной решетки:

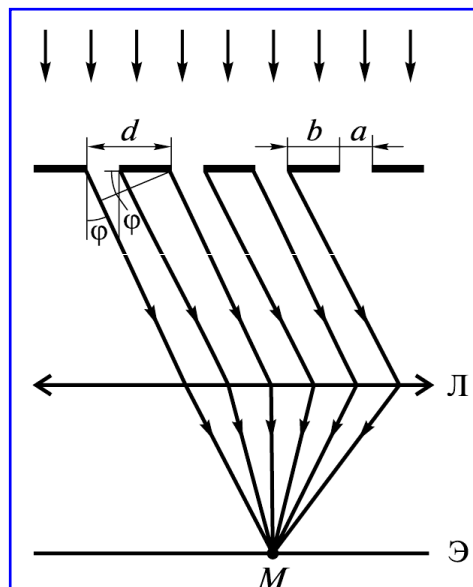


Рис. 153

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

Если на разности хода $\Delta = d \sin \varphi$ укладывается целое число полуволн, то действие одной щели будет усиливать действие другой. Поэтому при условии

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (129.1)$$

наблюдаются **дифракционные максимумы**. Согласно формуле (129.1) по обе стороны от центрального максимума (ему соответствует $m = 0$) располагаются первые максимумы — правый ($m = +1$) и левый ($m = -1$), далее вторые и т. д.

Между дифракционными максимумами расположены минимумы освещенности. Чем большее число щелей содержит дифракционная решетка, тем большее количество световой энергии пройдет сквозь решетку, тем более интенсивными и более острыми будут максимумы и тем более широкими минимумами они будут разделены.

Следует подчеркнуть, что *число максимумов*, наблюдаемое с помощью дифракционной решетки, ограничено условием $|\sin \varphi| \leq 1$, поэтому максимальный порядок спектра

$$n_{\max} \leq \frac{d}{\lambda}. \quad (129.2)$$

Следовательно, чтобы получить спектр хотя бы первого порядка, период решетки должен быть больше длины световой волны.

Дисперсия света

И.Ньютон (1666) обнаружил, что пучок белого света, проходя сквозь призму из прозрачного материала, разлагается на все цвета радуги (рис. 156). Разложение пучка белого света в спектр за призмой является следствием *дисперсии света* — зависимости показателя преломления n среды от длины волны (частоты) света или, что то же самое, зависимости фазовой скорости света в среде от его частоты. Так как $v = c/n$ (c — скорость распространения света в ва-

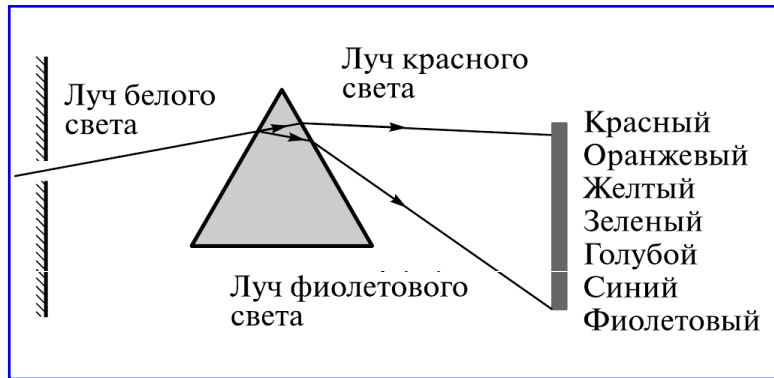


Рис. 156

кууме, одинаковая для электромагнитных волн любой частоты), то показатель преломления среды оказывается зависящим от частоты ν (длины волны λ):

$$n = f(\lambda). \quad (131.1)$$

Эта зависимость и проявляется при разложении пучка белого света в спектр за призмой.

На рис. 157 приведена зависимость показателя преломления n для двух прозрачных веществ от длины волны λ : n увеличивается с уменьшением λ (увеличением ν). Такую **дисперсию света** называют **нормальной**.

Дисперсию света называют **аномальной**, если n уменьшается с уменьшением λ (увеличением ν). Этот вид дисперсии наблюдается в областях длин волн, соответствующих полосам интенсивного поглощения света в данной среде.

Среду, обладающую дисперсией, называют **диспергирующей**. В диспергирующих средах скорость световых волн зависит от длины волны (частоты).

Как дифракционная решетка (см. § 129), так и призма являются спектральными приборами. С их помощью можно исследовать спектры излучения. Спектр, получаемый с помощью дифракционной решетки, называется **дифракционным спектром**, с помощью призмы — **призматическим**.

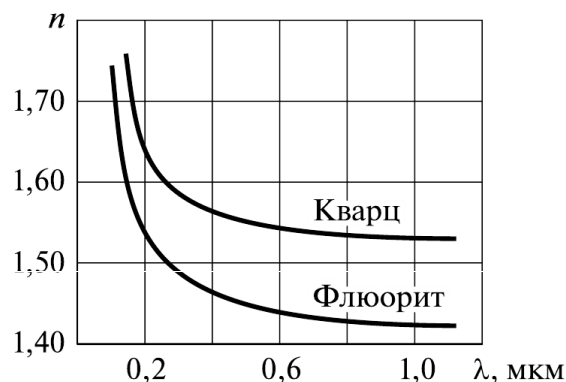


Рис. 157

Составные цвета в дифракционном и призматическом спектрах располагаются различно. Из выражения (129.1) следует, что в дифракционной решетке синус угла отклонения пропорционален длине волны. Следовательно, красные лучи, имеющие бóльшую длину волны, чем фиолетовые, отклоняются дифракционной решеткой сильнее.

Призма же разлагает лучи в спектр по значениям показателя преломления, который для всех прозрачных веществ с увеличением длины волны уменьшается (см. рис. 157).