

Глава 22

Интерференция света

§ 170. Развитие представлений о природе света

Основные законы оптики известны еще с древних веков. Так, Платон (430 г. до н. э.) установил законы прямолинейного распространения и отражения света. Аристотель (350 г. до н. э.) и Птолемей изучали преломление света. Первые представления о природе света возникли у древних греков и египтян, которые в дальнейшем, по мере изобретения и усовершенствования различных оптических инструментов, например параболических зеркал (XIII в.), фотоаппарата и микроскопа (XVI в.), зрительной трубы (XVII в.), развивались и трансформировались. В конце XVII в. на основе многовекового опыта и развития представлений о свете возникли две теории света: **корпускулярная** (И. Ньютон) и **волновая** (Р. Гук и Х. Гюйгенс).

Согласно корпускулярной теории (теории истечения), свет представляет собой поток частиц (корпускул), испускаемых светящимися телами и летящих по прямолинейным траекториям. Движение световых корпускул Ньютон подчинил сформулированным им законам механики. Так, отражение света понималось аналогично отражению упругого шарика при ударе о плоскость, где также соблюдается закон равенства углов падения и отражения. Преломление света Ньютон объяснял притяжением корпускул преломляющей средой, в результате чего скорость корпускул меняется при переходе из одной среды в другую. Из теории Ньютона следовало постоянство синуса угла падения i_1 к синусу угла преломления i_2 :

$\sin i_1 / \sin i_2 = v/c = n$, (170.1) где c — скорость распространения света в вакууме, v — скорость распространения света в среде. Так как n в среде всегда больше единицы, то, по теории Ньютона, $v > c$, т. е. скорость распространения света в среде должна быть всегда больше скорости его распространения в вакууме.

Согласно волновой теории, развитой на основе аналогии оптических и акустических явлений, свет представляет собой упругую волну, распространяющуюся в особой среде — эфире. Эфир заполняет все мировое пространство, пронизывает все тела и обладает механическими свойствами — упругостью и плотностью. Согласно Гюйгенсу, большая скорость распространения света обусловлена особыми свойствами эфира.

Волновая теория основывается на **принципе Гюйгенса**: каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени. Напомним, что волновым фронтом называется геометрическое место точек, до которых доходят колебания к моменту времени t . Принцип Гюйгенса позволяет

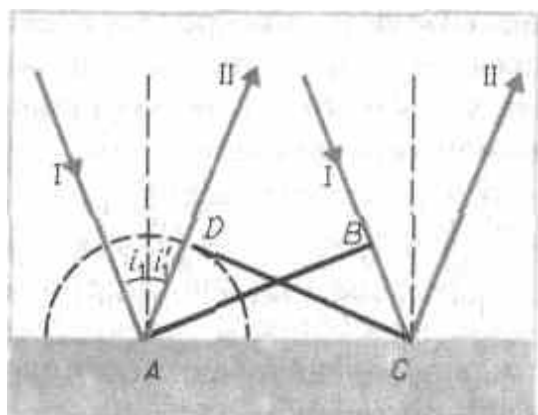


Рис. 243

Выведем законы отражения и преломления света, исходя из принципа Гюйгенса. Пусть на границу раздела двух сред падает плоская волна (фронт волны — плоскость AB), распространяющаяся вдоль направления I (рис. 243). Когда фронт волны достигнет отражающей поверхности в точке A , эта точка начнет излучать вторичную волну. Для прохождения волной расстояния BC требуется время $\Delta t = BC/v$. За это же время фронт вторичной волны достигнет точек полусферы, радиус AD которой равен $v\Delta t = BC$. Положение фронта отраженной волны в этот момент времени в соответствии с принципом Гюйгенса задается плоскостью DC , а направление распространения этой волны — лучом II . Из равенства треугольников ABC и ADC вытекает закон отражения: угол отражения i'_1 равен углу падения i_1 .

Для вывода закона преломления предположим, что плоская волна (фронт волны — плоскость AB), распространяющаяся в вакууме вдоль направления I со скоростью света c , падает на границу раздела со средой, в которой скорость ее распространения равна v (рис. 244). Пусть время, затрачиваемое

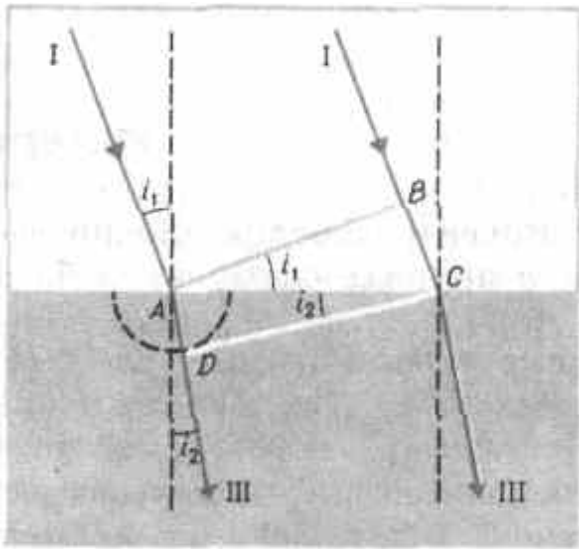


Рис. 244

273

хождения пути BC , равно Δt . Тогда $BC = c\Delta t$. За это же время фронт волны, возбуждаемый точкой A в среде со скоростью v , достигнет точек полусферы, радиус которой $AD = v\Delta t$. Положение фронта преломленной волны в этот момент времени в соответствии с принципом Гюйгенса задается плоскостью DC , а направление ее распространения — лучом III . Из рис. 244 следует, что

$$AC = BC/\sin i_1 = AD/\sin i_2,$$

т. е.

$$c\Delta t/\sin i_1 = v\Delta t/\sin i_2,$$

откуда

$\sin i_1/\sin i_2 = c/v = n$. (170.2) Сравнивая выражения (170.2) и (170.1), видим, что волновая теория приводит к выводу, отличному от вывода теории Ньютона. По теории Гюйгенса, $v < c$, т. е. скорость распространения света в среде должна быть всегда меньше скорости его распространения в вакууме.

Таким образом, к началу XVIII в. существовало два противоположных подхода к объяснению природы света: корпускулярная теория Ньютона и волновая теория Гюйгенса. Обе эти теории объясняли прямолинейное распространение света, законы отражения и преломления. XVIII век стал веком борьбы этих теорий. Экспериментальное доказательство справедливости волновой теории было получено в 1851 г., когда Э. Фуко (и независимо от него А. Физо) измерил скорость распро-

странения света в воде и получил значение, соответствующее формуле (170.2). К началу XIX столетия корпускулярная теория была полностью отвергнута и восторжествовала волновая теория. Большая заслуга в этом отношении принадлежит английскому физику Т. Юнгу, исследовавшему явления дифракции и интерференции, и французскому физику О. Френелю (1788—1827), дополнившему принцип Гюйгенса и объяснившему эти явления.

Несмотря на признание волновой теории, она обладала целым рядом недостатков. Например, явления интерференции, дифракции и поляризации могли быть объяснены только в том случае, если световые волны считать поперечными. С другой стороны, если световые волны — поперечные, то их носитель — эфир — должен обладать свойствами твердых тел. Попытка же наделить эфир свойствами твердого тела успеха не имела, так как эфир не оказывает заметного воздействия на движущиеся в нем тела. Далее эксперименты показали, что скорость распространения света в разных средах различна, поэтому эфир должен обладать в разных средах различными свойствами. Теория Гюйгенса не могла объяснить также физической природы наличия разных цветов.

Наука о свете накапливала экспериментальные данные, свидетельствующие о взаимосвязи световых, электрических и магнитных явлений, что позволило Максвеллу в 70-х годах прошлого столетия создать электромагнитную теорию света (см. § 139). Согласно электромагнитной теории Максвелла (см. (162.3)),

$$c/v = \sqrt{\epsilon\mu} = n,$$

где c и v — соответственно скорости распространения света в вакууме и в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью μ . Это соотношение связывает оптические, электрические и магнитные постоянные вещества. По Максвеллу, ϵ и μ — величины, не зависящие от длины волны света, поэтому электромагнитная теория не могла объяснить явление дисперсии (зависимость показателя преломления от длины волны). Эта трудность была преодолена в конце XIX в. Лоренцем, предложившим **электронную теорию**, согласно которой диэлектрическая проницаемость ϵ зависит от длины волны падающего света. Теория Лоренца ввела представление об электронах, колеблющихся внутри атома, и позволила объяснить явления испускания и поглощения света веществом.

Несмотря на огромные успехи электромагнитной теории Максвелла и электронной теории Лоренца, они были несколько противоречивы и при их применении встречался ряд затруднений. Обе теории основывались на гипотезе об эфире, только «упругий эфир» был заменен «эфиром электромагнитным» (теория Максвелла)

274

или «неподвижным эфиром» (теория Лоренца). Теория Максвелла не смогла объяснить процессов испускания и поглощения света, фотоэлектрического эффекта, комптоновского рассеяния и т. д. Теория Лоренца, в свою очередь, не смогла объяснить многие явления, связанные с взаимодействием света с веществом, в частности вопрос о распределении энергии по длинам волн при тепловом излучении черного тела.

Перечисленные затруднения и противоречия были преодолены благодаря смелой гипотезе (1900) немецкого физика М.Планка (1858—1947), согласно которой излучение и поглощение света происходит не непрерывно, а дискретно, т. е. **определенными порциями (квантами)**, энергия которых определяется частотой ν :

$$\epsilon_0 = h\nu, \quad (170.3)$$

где h — постоянная Планка.

Теория Планка не нуждалась в понятии об эфире. Она объяснила тепловое излучение черного тела. Эйнштейн в 1905 г. создал **квантовую теорию света**, согласно которой не только *излучение* света, но и его *распространение* происходит в виде **потока световых квантов — фотонов**, энергия которых определяется соотношением (170.3), а масса

$$m_\phi = \epsilon_0/c^2 = h\nu/c^2 = h/\lambda c. \quad (170.4)$$

Квантовые представления о свете хорошо согласуются с законами излучения и поглощения света, законами взаимодействия света с веществом. Однако как с помощью этих представлений объяснить такие хорошо изученные явления, как интерференция, дифракция и поляризация света? Эти явления легко объясняются на основе волновых представлений. Все многообразие изученных свойств и законов распространения света, его взаимодействия с веществом показывает, что свет имеет сложную природу. Он представляет собой *единство противоположных видов движения — корпускулярного (квантового) и волнового (электромагнитного)*. Длительный путь развития привел к современным представлениям о **двойственной корпускулярно-волновой природе света**. Выражения (170.3) и (170.4) связывают корпускулярные характеристики излучения — массу и энергию кванта — с волновыми — частотой колебаний и длиной волны. Таким образом, свет представляет собой *единство дискретности и непрерывности*, что находится в полном соответствии с выводами материалистической диалектики.

§ 171. Когерентность и монохроматичность световых волн

Интерференцию света можно объяснить рассматривая интерференцию волн (см. § 156). 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. Возбудившись вновь, атом снова начинает испускать световые волны, но уже с новой начальной фазой. Так как разность фаз между излучением двух таких независимых атомов изменяется при каждом новом акте испускания, то волны, спонтанно излучаемые атомами любого

275

источника света, некогерентны. Таким образом, волны, испускаемые атомами, лишь в течение интервала времени $\approx 10^{-8}$ с имеют приблизительно постоянные амплитуду и фазу колебаний, тогда как за большой промежуток времени и амплитуда, и фаза изменяются. Прерывистое излучение света атомами в виде отдельных коротких импульсов называется **волновым цугом**.

Описанная модель испускания света справедлива и для любого макроскопического источника, так как атомы светящегося тела излучают свет также *независимо* друг от друга. Это означает, что начальные фазы соответствующих им волновых цугов не связаны между собой. Помимо этого, даже для одного и того же атома начальные фазы разных цугов отличаются для двух последующих актов излучения. Следовательно, свет, испускаемый макроскопическим источником, некогерентен.

Любой немонохроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга независимых гармонических цугов. Средняя продолжительность одного цуга $\tau_{\text{ког}}$ называется **временем когерентности**. Когерентность существует только в пределах одного цуга, и время когерентности не может превышать время излучения, т. е. $\tau_{\text{ког}} < \tau$. Прибор обнаружит четкую интерференционную картину лишь тогда, когда время разрешения прибора значительно меньше времени когерентности накладываемых световых волн.

Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности $\tau_{\text{ког}}$. За это время волна распространяется в вакууме на расстояние $l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$, называемое **длиной когерентности** (или длиной

цуга). Таким образом, длина когерентности есть расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность. Отсюда следует, что наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для используемого источника света.

Чем ближе волна к монохроматической, тем меньше ширина $\Delta\omega$ спектра ее частот и, как можно показать, больше ее время когерентности $\tau_{\text{ког}}$, а следовательно, и длина когерентности $l_{\text{ког}}$. Когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства, определяемая степенью монохроматичности волн, называется **временной когерентностью**.

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

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

где λ — длина световых волн, φ — угловой размер источника. Так, минимально возможный радиус когерентности для солнечных лучей (при угловом размере Солнца на Земле $\varphi \approx 10^{-2}$ рад и $\lambda \approx 0,5$ мкм) составляет $\approx 0,05$ 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)).

276

§ 172. Интерференция 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 \mathbf{E} и \mathbf{H} колеблются во взаимно перпендикулярных плоскостях (см. §162). Напряженности электрического и магнитного полей подчиняются принципу суперпозиции (см. §80 и 110). Амплитуда результирующего колебания в данной точке $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ (см. 144.2)). 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 ($I \sim A^2$)

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (172.1)$$

В точках пространства, где $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, интенсивность $I > I_1 + I_2$, 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 $2I_1$ (для когерентных волн при данном условии в максимумах $I = 4I_1$, 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 O . До точки M , 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 . Если в точке O фаза колебаний равна ωt , то в точке M первая волна возбudit колебание $A_1 \cos \omega(t - s_1/v_1)$, вторая волна — колебание $A_2 \cos \omega(t - s_2/v_2)$, где $v_1 = c/n_1$, $v_2 = c/n_2$ — соответственно фазовая скорость первой и второй

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

(учли, что $\omega/c = 2\pi\nu/c = 2\pi/\lambda_0$, где λ_0 — длина волны в вакууме). Произведение геометрической длины s пути световой волны в данной среде на показатель n преломления этой среды называется **оптической длиной пути L** , а $\Delta = L_2 - L_1$ — разность оптических длин проходимых волнами путей — называется **оптической разностью хода**.

Если оптическая разность хода равна целому числу волн в вакууме

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots), \quad (172.2)$$

то $\delta = \pm 2m\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Следовательно, (172.2) является **условием интерференционного максимума**.

Если оптическая разность хода

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0, 1, 2, \dots), \quad (172.3)$$

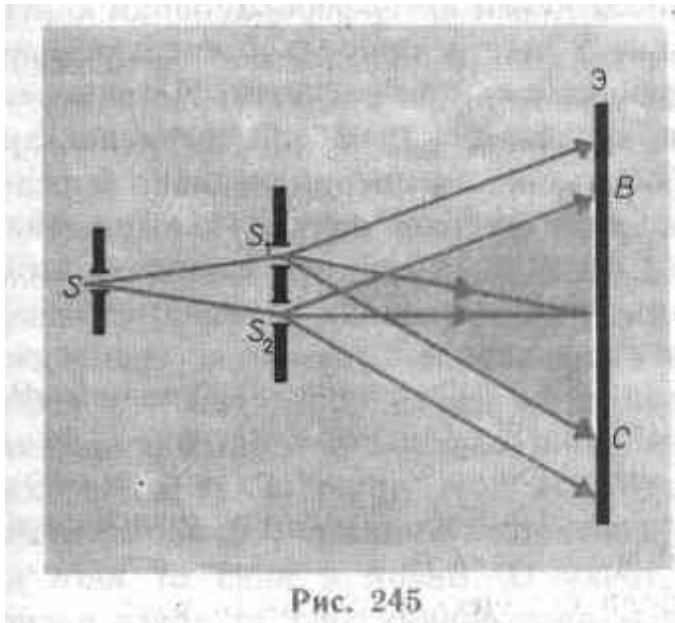
то $\delta = \pm (2m+1)\pi$ и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в противофазе. Следовательно, (172.3) является **условием интерференционного минимума**.

277

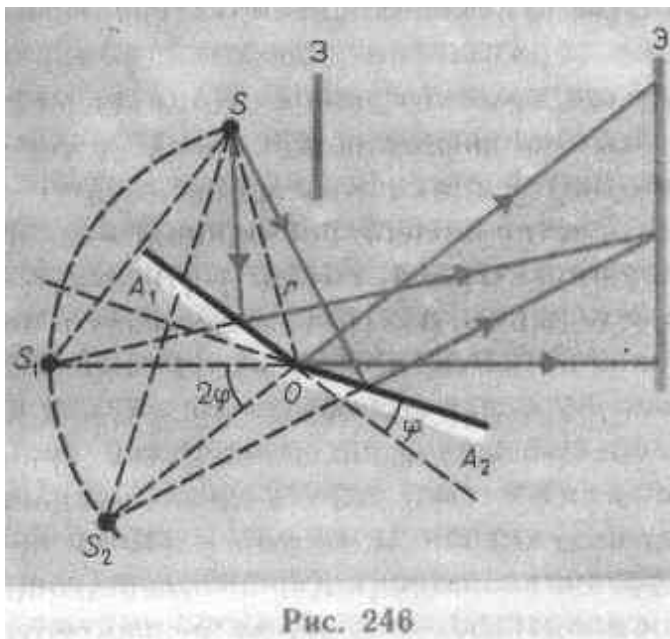
§ 173. Методы наблюдения интерференции света

Для осуществления интерференции света необходимо получить когерентные световые пучки, для чего применяются различные приемы. До появления лазеров (см. § 233) 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 тел. Рассмотрим некоторые из этих методов.

1. Метод Юнга. Источником света служит ярко освещенная щель S (рис.245), от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели S_1 и S_2 , параллельные щели S . Таким образом, щели S_1 и S_2 играют роль когерентных источников. Интерференционная картина (область ВС) наблюдается на экране (Э), расположенном на некотором расстоянии параллельно S_1 и S_2 . Как уже указывалось (см. §171), Т. Юнгу принадлежит первое наблюдение явления интерференции.



3. Зеркала Френеля. Свет от источника S (рис. 246) падает расходящимся пучком на два плоских зеркала A_1O и A_2O , расположенных относительно друг друга под углом, лишь немного отличающимся от 180° (угол φ мал). Учитывая правила построения изображения в плоских зеркалах,



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. Мнимые источники S_1 и S_2 взаимно когерентны, и исходящие из них световые пучки, встречаясь друг с другом, интерферируют в области взаимного перекрытия (на рис. 246 она выполнена зеленым цветом). 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 (3).

3. Бипризма Френеля. Она состоит из двух одинаковых, сложенных основаниями призм с малыми преломляющими углами. Свет от источника S (рис. 247) преломляется в обеих призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых источни-

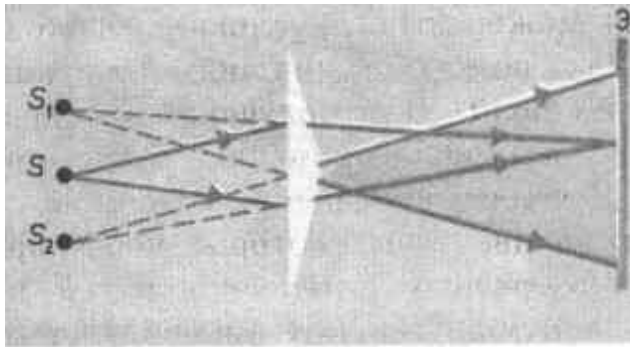


Рис. 247

278

ков S_1 и S_2 , являющихся когерентными. Таким образом, на поверхности экрана (в области, выполненной в цвете) происходит наложение когерентных пучков и наблюдается интерференция.

4. 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. 248). Щели S_1 и S_2 находятся на расстоянии d друг от друга и являются когерентными (реальными или мнимыми изображениями источника S в какой-то оптической системе) источниками света. Интерференция наблюдается в произвольной точке A 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 A экрана, лежащей на расстоянии x от O , определяется оптической разностью хода $\Delta = s_2 - s_1$ (см. §172). Из рис.248 имеем

$$s_2^2 = l^2 + (x+d/2)^2; \quad s_1^2 = l^2 + (x-d/2)^2,$$

откуда

$$s_2^2 - s_1^2 = 2xd,$$

или

$$\Delta = s_2 - s_1 = 2xd / (s_1 + s_2).$$

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

$$\Delta = xd/l. \quad (173.1) \text{ Подставив найденное значение } \Delta$$

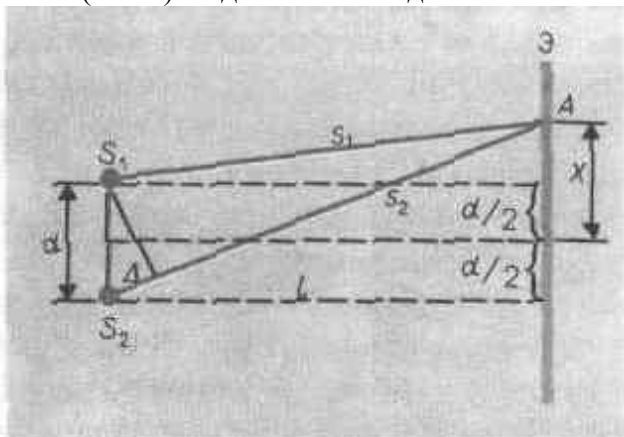


Рис. 248

(173.1) в условия (172.2) и (172.3), получим, что максимумы интенсивности будут наблюдаться при

$$x_{max} = \pm m(l/d)\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

(173.2) а минимумы — при

$$x_{min} = \pm (m+1/2)(l/d)\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

(173.3)

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

$$\Delta x = (l/d)\lambda_0. \quad (173.4)$$

Δx ; не зависит от порядка интерференции (величины m) и является постоянной для данных l , d и λ_0 . Согласно формуле (173.4), Δx : обратно пропорционально d ; следовательно, при большом расстоянии между источниками, например при $d \approx l$, отдельные полосы становятся неразличимыми. Для видимого света $\lambda_0 \approx 10^{-7}$ м, поэтому четкая доступная для визуального наблюдения интерференционная картина имеет место при $l \gg d$ (это условие и принималось при расчете). По измеренным значениям l , d и Δx , используя (173.4), можно экспериментально определить длину световой волны. Из выражений (173.2) и (173.3) следует, таким образом, что интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками света, представляет собой чередование 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 интерфе-

279

ренционные максимумы для каждой длины волны будут, согласно формуле (173.4), 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).

§ 174. 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 плоскопараллельную прозрачную пленку с показателем преломления n и толщиной d под углом i (рис. 249) падает плоская монохроматическая волна (для простоты рассмотрим один луч). 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

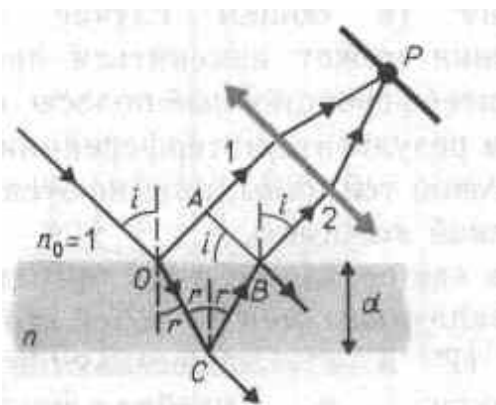


Рис. 249

собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек P фокальной плоскости линзы и дадут интерференционную картину, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

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

$$\Delta = n(OC + CB) - (OA \pm \lambda_0/2),$$

где показатель преломления окружающей пленку среды принят равным 1, а член $\pm \lambda_0/2$ обусловлен потерей полуволны при отражении света от границы раздела. Если $n > n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке O и вышеупомянутый член будет иметь знак минус, если же $n < n_0$, то потеря полуволны произойдет в точке C и $\lambda_0/2$ будет иметь знак плюс. Согласно рис.249, $OC = CB = d/\cos r$,

$$\begin{aligned} \Delta &= 2dn \cos r = \\ &= 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}. \end{aligned}$$

С учетом потери полуволны для оптической разности хода получим

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0/2. \quad (174.1)$$

Для случая, изображенного на рис. 249 ($n > n_0$),

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2.$$

В точке P будет максимум, если (см.(172.2))

$$\begin{aligned} 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \lambda_0/2 &= m\lambda_0 \\ (m = 0, 1, 2, \dots), \end{aligned} \quad (174.2)$$

и минимум, если (см. (172.3))

$$\begin{aligned} 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} &= (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \\ (m = 0, 1, 2, \dots). \end{aligned} \quad (174.3)$$

Доказывается, что интерференция наблюдается только, если удвоенная толщина пластинки меньше длины когерентности падающей волны.

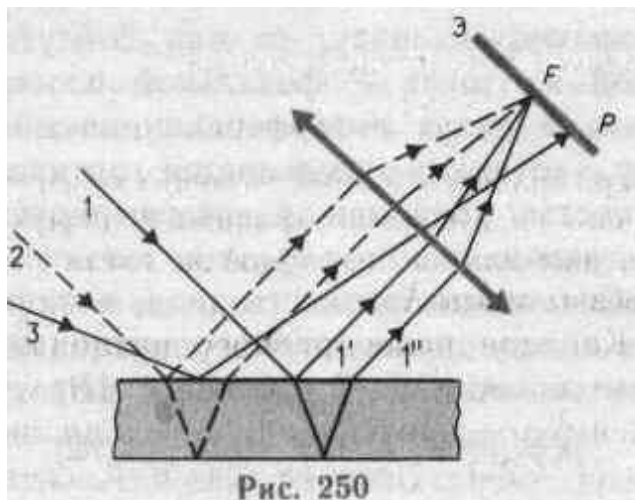


Рис. 250

1. Полосы равного наклона (интерференция от плоскопараллельной пластинки). Из выражений (174.2) и (174.3) следует, что интерференционная картина в плоскопараллельных пластинках (пленках) определяется величинами λ_0 , d , n и i . Для данных λ_0 , d и 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 граней пластинки (рис.250), параллельны друг другу, так как пластинка плоскопараллельна. Следовательно, интерферирующие лучи $1'$ и $1''$ «пересекаются» только в бесконечности, поэтому говорят, что **полосы равного наклона локализованы в бесконечности**. Для их наблюдения используют собирающую линзу и экран (Э), расположенный в фокальной плоскости линзы. Параллельные лучи $1'$ и $1''$ соберутся в фокусе F линзы (на рис. 250 ее оптическая ось параллельна лучам $1'$ и $1''$), в эту же точку придут и другие лучи (на рис.250 — 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).

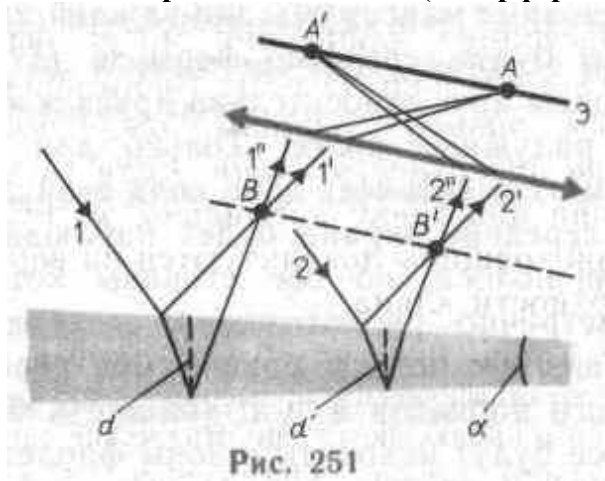


Рис. 251

Пусть на клин (угол α между боковыми гранями мал) падает плоская волна, направление распространения которой совпадает с параллельными лучами 1 и 2 (рис. 251). 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 A , являющейся изображением точки B . Так как лучи $1'$ и $1''$ когерентны, они будут интерферировать. Если источник расположен довольно далеко от поверхности клина и угол α

достаточно мал, то оптическая разность хода между интерферирующими лучами 1' и 1'' может быть с достаточной степенью точности вычислена по формуле (174.1), где в качестве d берется толщина клина в месте падения на него луча. Лучи 2' и 2'', образовавшиеся за счет деления луча 2, падающего в другую точку клина, собираются линзой в точке A' . Оптическая разность хода уже определяется толщиной d' . Таким образом, на экране возникает система интерференционных полос. Каждая из полос возникает за счет отражения 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 **полосами 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. 251 случае — над ней (при другой

281

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.

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. 252). 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.

В отраженном свете оптическая разность хода (с учетом потери полуволны при отражении), согласно (174.1), при условии, что показатель преломления воздуха $n=1$, а $i=0$,

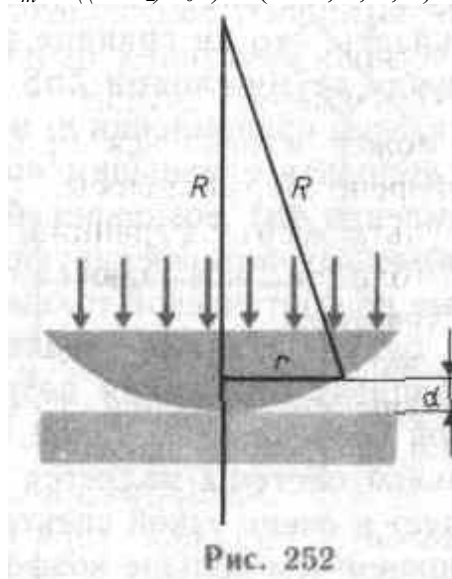
$$\Delta = 2d + \lambda_0/2,$$

где d — ширина зазора. Из рис. 252 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 $d = r^2/(2R)$. Следовательно,

$$\Delta = r^2/R + \lambda_0/2. \quad (174.4)$$

Приравняв (174.4) к условиям максимума (172.2) и минимума (172.3), получим выражения для радиуса m -го светлого кольца

$$r_m = \sqrt{(m - 1/2)\lambda_0 R} \quad (m=1, 2, 3, \dots)$$



и радиуса m -го темного кольца

$$r_m^* = \sqrt{m\lambda_0 R} \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

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

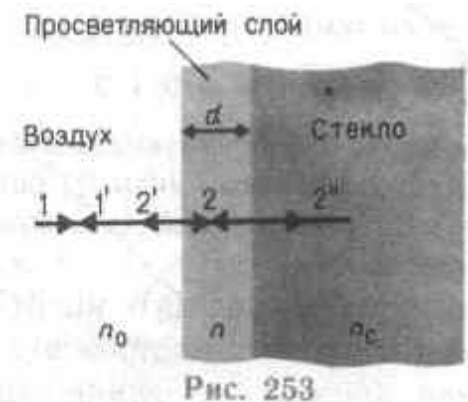
Как для полос равного наклона, так и для полос равной толщины положение максимумов зависит от длины волны λ_0 (см. (174.2)). Поэтому система светлых и темных полос получается только при освещении монохроматическим светом. При наблюдении в белом свете получается совокупность смещенных друг относительно друга полос, образованных лучами разных длин волн, и интерференционная картина приобретает радужную окраску. Все рассуждения были проведены для отраженного света. 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 $\lambda_0/2$, т. е. *максимумам интерференции в отраженном свете соответствуют минимумы в проходящем, и наоборот.*

§ 175. Применение интерференции света

Явление интерференции обусловлено волновой природой света; его количественные закономерности зависят от длины волны λ_0 . 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 $\approx 4\%$ падающего потока (при показателе преломления стекла $\approx 1,5$). Так как современные объективы содержат большое количество линз, то число отражений в них велико, а поэтому велики и потери светового потока. Таким

282



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 наносят тонкие пленки с показателем преломления меньшим, чем у материала линзы. При отражении света от границ раздела воздух — пленка и пленка — стекло возникает интерференция когерентных лучей $1'$ и $2'$ (рис.253). Толщину пленки d и показатели преломления стекла n_c и пленки n можно подобрать так, чтобы интерферирующие лучи гасили друг друга. Для этого их амплитуды должны быть равны, а оптическая разность хода — равна $(2m+1)\lambda_0/2$ (см. (172.3)).

Расчет показывает, что амплитуды отраженных лучей равны, если

$$n = \sqrt{n_c}. \quad (175.1)$$

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

$$2nd = (2m+1)\lambda_0/2,$$

где nd — **оптическая толщина пленки**.

Обычно принимают $m=0$, тогда

$$nd = \lambda_0/4.$$

Таким образом, если выполняется условие (175.1) и оптическая толщина пленки равна $\lambda_0/4$, 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 длины волны $\lambda_0 \approx 0,55$ мкм. Поэтому объективы с просветленной оптикой кажутся голубыми.

Создание высокоотражающих покрытий стало возможным лишь на основе **многолучевой интерференции**. В отличие от двухлучевой интерференции, которую мы рассматривали до сих пор, многолучевая интерференция возникает при наложении большого числа когерентных световых пучков. Распределение интенсивности в интерференционной картине существенно различается; интерференционные максимумы значительно уже и ярче, чем при наложении двух когерентных световых пучков. Так, результирующая амплитуда световых колебаний одинаковой амплитуды в максимумах интенсивности, где сложение происходит в одинаковой фазе, в N раз больше, а интенсивность в N^2 раз больше, чем от одного пучка (N — число интерферирующих пучков). Отметим, что для нахождения результирующей амплитуды удобно пользоваться графическим методом, используя метод вращающегося вектора амплитуды (см. §140). Многолучевая интерференция осуществляется в дифракционной решетке (см. § 180).

Многолучевую интерференцию можно осуществить в многослойной системе чередующихся пленок с разными показателями преломления (но одинаковой оптической толщиной, равной $\lambda_0/4$), нанесенных на отражающую поверхность (рис.254). Можно показать, что на границе раздела пленок (между двумя слоями ZnS с большим показателем преломления n_1 находится пленка криолита с меньшим показателем преломления n_2) возникает большое число отраженных интерферирующих лучей, которые при оптической толщине пленок $\lambda_0/4$ будут взаимно усиливаться, т. е. коэффициент отражения возрастает. Характерной особенностью такой высокоотражательной системы является то, что она действует в очень узкой спектральной области, причем чем больше коэффициент

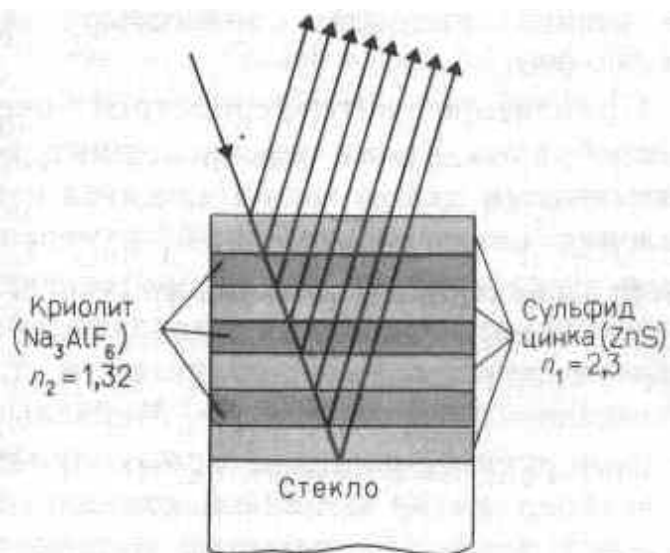


Рис. 254

отражения, тем уже эта область. Например, система из семи пленок для области 0,5 мкм дает коэффициент отражения $\rho \approx 96\%$ (при коэффициенте пропускания $\approx 3,5\%$ и коэффициенте поглощения $< 0,5\%$). Подобные отражатели применяются в лазерной технике, а также используются для создания интерференционных светофильтров высокой (узкополосных оптических фильтров).

Явление интерференции также применяется в очень точных измерительных приборах, называемых **интерферометрами**. Все интерферометры основаны на одном и том же принципе и различаются лишь конструктивно. На рис. 255 представлена упрощенная схема **интерферометра Майкельсона**. Монохроматический свет от источника S падает под углом 45° на плоскопараллельную пластинку P_1 . Сторона пластинки, удаленная от S , посеребренная и полупрозрачная, разделяет луч на две части:

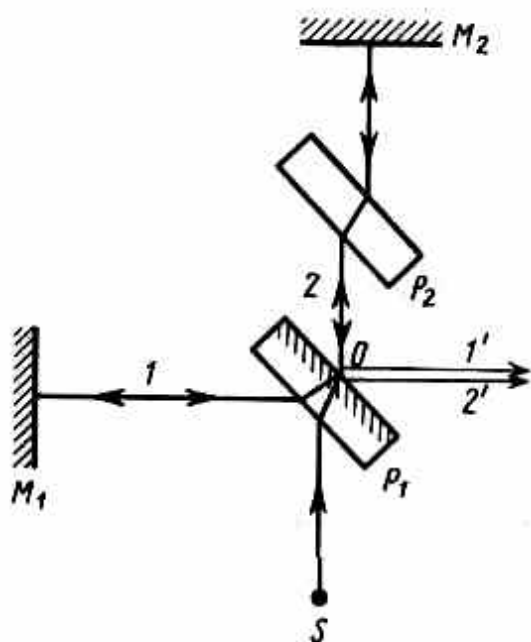


Рис. 255

Луч I отражается от зеркала M_1 и, возвращаясь обратно, вновь проходит через пластинку P_1 (луч I'). Луч 2 идет к зеркалу M_2 , отражается от него, возвращается обратно и отражается от пластинки P_1 (луч $2'$). Так как первый из лучей проходит пластинку P_1 дважды, то для компенсации возникающей разности хода на пути второго луча ставится пластинка P_2 (точно такая же, как и P_1 , только не покрытая слоем серебра).

Лучи $1'$ и $2'$ когерентны; следовательно, будет наблюдаться интерференция, результат которой зависит от оптической разности хода луча 1 от точки O до зеркала M_1 и луча 2 от точки O до зеркала M_2 . При перемещении одного из зеркал на расстояние $\lambda_0/4$ разность хода обеих лучей увеличится на $\lambda_0/2$ и произойдет смена освещенности зрительного поля. Следовательно, по незначительному смещению интерференционной картины можно судить о малом перемещении одного из зеркал и использовать интерферометр Майкельсона для точного (порядка 10^{-7} м) измерения длин (измерения длины тел, длины световой волны, изменения длины тела при изменении температуры (интерференционный дилатометр)).

Советский физик В. П. Линник (1889— 1984) использовал принцип действия интерферометра Майкельсона для создания **микроинтерферометра** (комбинация интерферометра и микроскопа), служащего для контроля чистоты обработки поверхности.

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. Такие интерферометры получили название **интерференционных рефрактометров**. На пути интерферирующих лучей располагаются две одинаковые кюветы длиной l , одна из которых заполнена, например, газом с известным (n_0), а другая — с неизвестным (n_x) показателями преломления. Возникшая между интерферирующими лучами дополнительная оптическая разность хода $\Delta=(n_x-n_0)l$. Изменение разности хода приведет к сдвигу интерференционных полос. Этот сдвиг можно характеризовать величиной

$$m_0=\Delta/\lambda=(n_x-n_0)l/\lambda,$$

где m_0 показывает, на какую часть ширины интерференционной полосы сместилась интерференционная картина. Измеряя величину m_0 при известных l , n_0 и λ , можно вычислить n_x или изменение n_x-n_0 . Например, при смещении интерференционной картины на $1/5$ полосы при $l=10$ см и $\lambda=0,5$ мкм $n_x-n_0=10^{-6}$, т. е. интерференционные рефрактометры позволяют измерять изменение показателя преломления

с очень высокой точностью (до $1/1000000$).

Применение интерферометров очень многообразно. Кроме перечисленного, они применяются 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.