

Тема: ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

Содержание лекции:

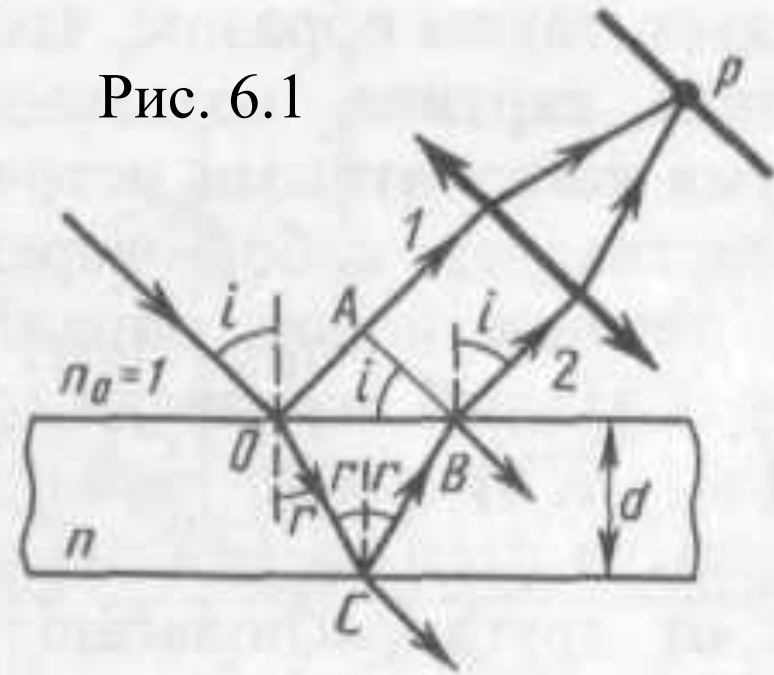
- 6.1. Интерференция в тонких пленках;
- 6.2. Интерференция от плоскопараллельных пласти (полосы равного наклона);
- 6.3. Интерференция от пластинки переменной толщины (полосы равной толщины);
- 6.4. Кольца Ньютона;
- 6.5. Применение интерференции света.

6.1 Интерференция в тонких пленках

В природе неоднократно 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. 6.1) 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 , образовавшиеся в результате отражения от верхней и нижней поверхностей пленки, когерентны между собой. Если на их пути поставить

Рис. 6.1



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 оптически более плотной среды. 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. 6.1, $OC=CB= d/\cos r$, $OA = OB \sin i = 2d \operatorname{tg} r \cdot \sin i$.
Учитывая для данного случая закон преломления $\sin i = n \sin r$,
получим

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

С учетом потери полуволны для оптической разности хода получим
(6.1.1)

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

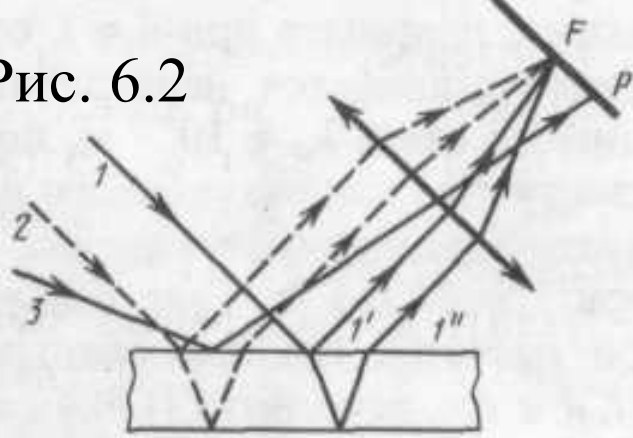
В точке P будет максимум, если

$$\begin{aligned}2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0/2 &= m\lambda_0 \\ (m &= 0, 1, 2, \dots),\end{aligned}\tag{6.1.2}$$

и минимум, если

$$\begin{aligned}2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2} &= (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \\ (m &= 0, 1, 2, \dots).\end{aligned}\tag{1'(6.1.3)}$$

Рис. 6.2



Таким образом, в результате наложения когерентных лучей возникает система интерференционных полос.

6.2. Интерференция от плоскопараллельной пластинки (полосы равного наклона)

Из выражений (6.1.2) и (6.1.3) 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. 6.2), 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 I' и I'' соберутся в фокусе F линзы (на рис. 6.2 оптическая ось параллельна лучам I' и I''), в эту же точку придут и другие лучи (на рис. 6.2 — луч 2), параллельные лучу I , в результате чего увеличивается общая интенсивность. Лучи S , наклоненные под другим углом, соберутся в другой точке P фокальной плоскости линзы. Легко показать, что если оптическая ось линзы перпендикулярна поверхности пластинки, полосы равного наклона будут иметь вид концентрических колец с центром в фокусе линзы.

6.3. Интерференция от пластинки переменной толщины (полосы равной толщины)

Пусть на клин (угол α между боковыми гранями мал) падает плоская волна, направление распространения которой совпадает с параллельными лучами 1 и 2 (рис. 6.3).

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 (6.1.1), 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).

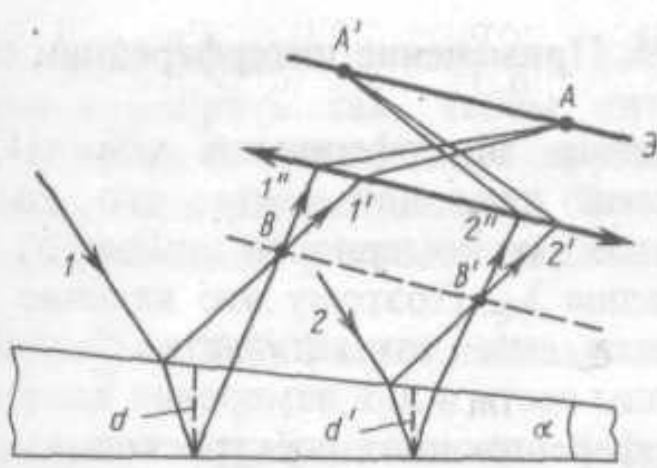


Рис. 6.3

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. 6.2 случае - над ней (при другой 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.

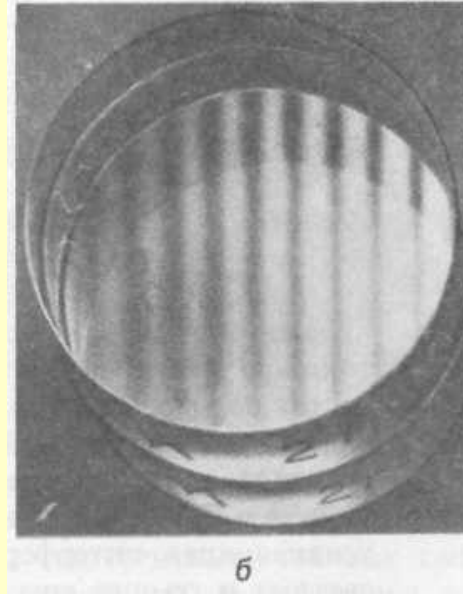
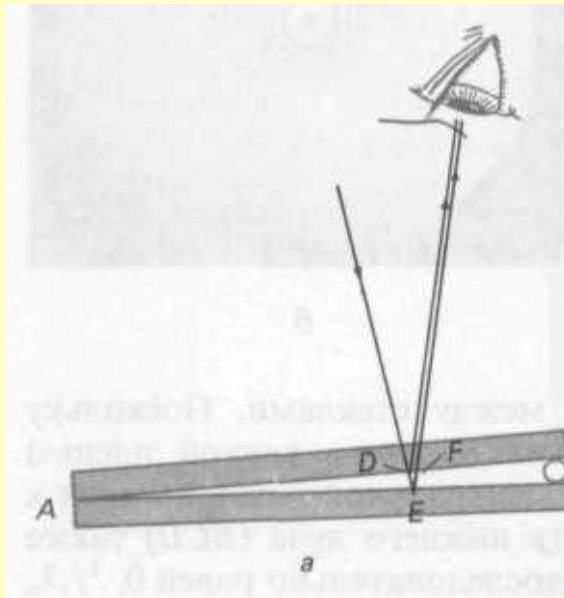


Рис. 6.4. *a* - световые лучи, отражаясь от верхней и нижней поверхностей тонкого воздушного клина, интерферируют и образуют светлые и темные полосы: *б* - интерференционная картина, наблюдаемая в случае оптически плоских стеклянных пластин; *в* - интерференционная картина, наблюдаемая в случае неплоских пластин.

6.4. Кольца Ньютона

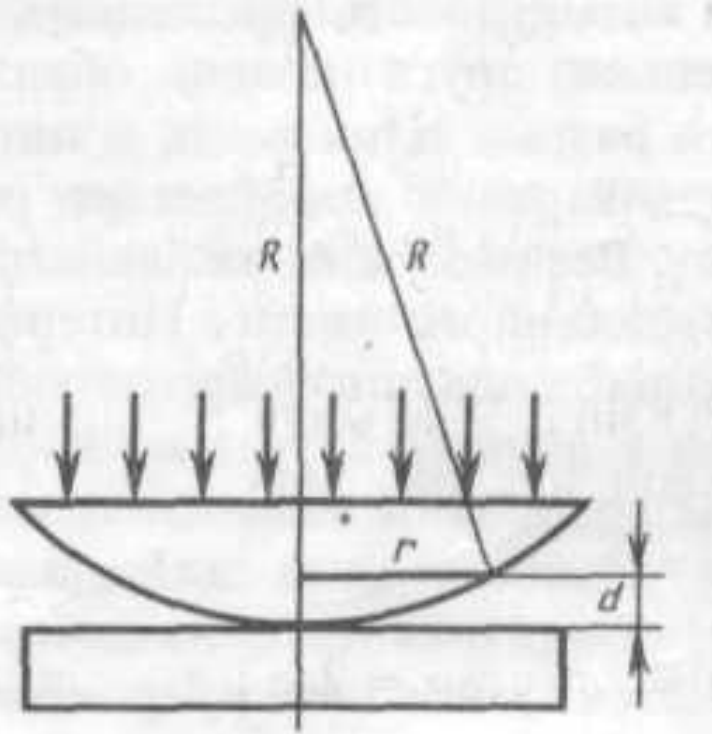


Рис. 6.5

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. 6.5). 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 (6.1.1), при условии, что показатель преломления воздуха $n = 1$, а $i = 0$,

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

где d — ширина зазора. Из рис. 6.5 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,

$$\Delta = r^2/R + \lambda_0/2. \quad (6.4.1)$$

Приравняв (6.4.1) к условиям максимума (6.1.2) и минимума (6.1.3), получим выражения для радиуса m -го светлого кольца:

$$r_m = \sqrt{(m - 1/2) \lambda_0 R} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (6.4.2)$$

и радиуса m -го темного кольца:

$$r_m^* = \sqrt{m\lambda_0 R} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (6.4.3)$$

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. (6.1.2)). 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.*

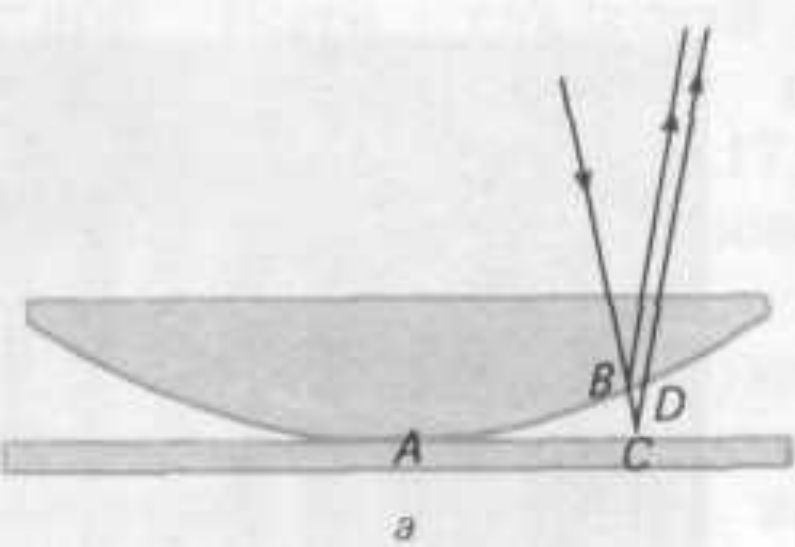
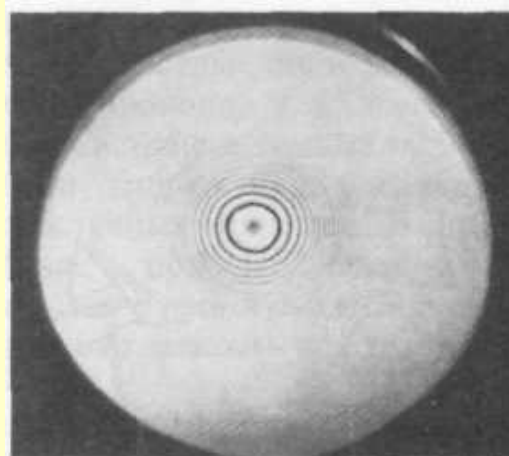


Рис. 6.6



б



6.5. Применение интерференции света.

Явление интерференции обусловлено волновой природой света; его количественные закономерности зависят от длины волны λ_0 . Поэтому это явление применяется для доказательства 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 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. 6.7). Толщину пленки d и показатели преломления стекла n_c и пленки n можно подобрать так, чтобы интерферирующие лучи гасили друг



Рис. 6.7

друга. Для этого их амплитуды должны быть равны, а оптическая разность хода – равна

$$(2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$$

Расчет показывает, что амплитуды отраженных лучей равны, если

$$n = \sqrt{n_c}. \quad (6.5.1)$$

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

$$2nd = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2},$$

где nd — оптическая толщина пленки. Обычно принимают $m = 0$, тогда

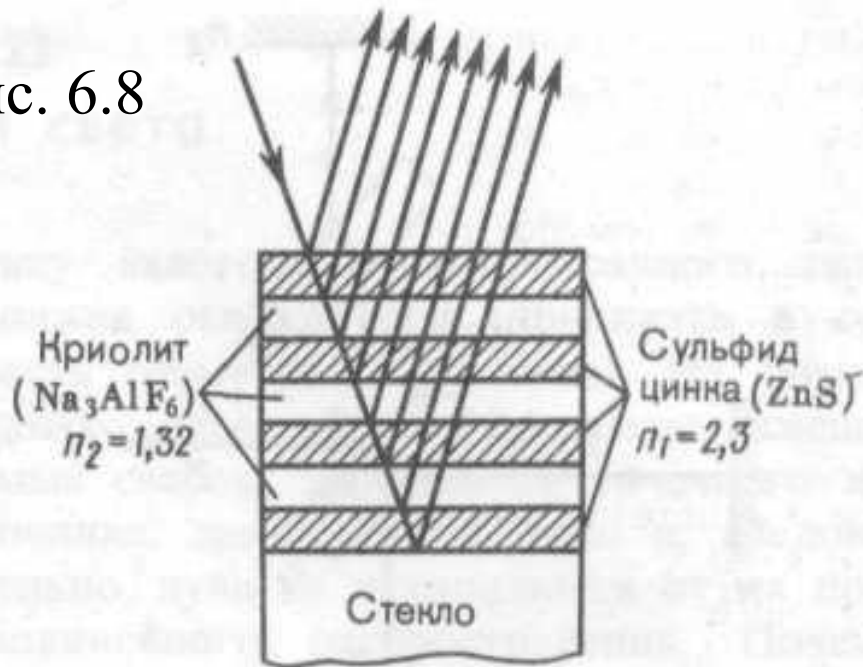
$$nd = \lambda_0/4.$$

Таким образом, если выполняется условие (6.5.1) 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, возникающей в многослойной системе чередующихся пленок с разными показателями преломления (но одинаковой оптической толщиной,

равной $\lambda_0/4$), нанесенной на отражающую поверхность (рис. 6.8). Можно показать, что на границе раздела пленок (между двумя слоями ZnS с большим показателем преломления n_x находится пленка криолита с малым показателем преломления n_2)

Рис. 6.8

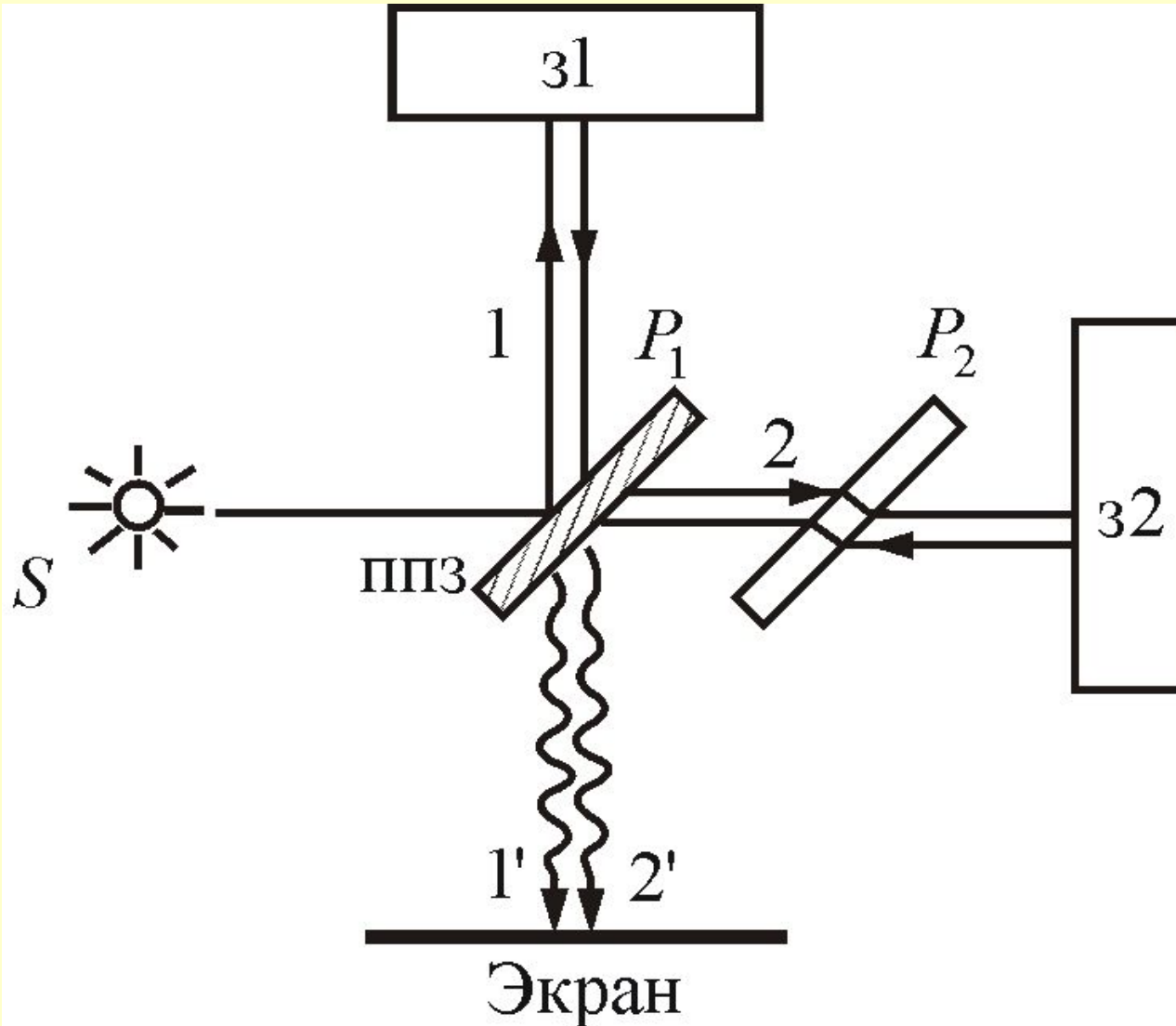


возникает большое число отраженных интерферирующих лучей, которые при оптической толщине пленок $\lambda_0/4$ будут взаимно усиливаться, т. е. коэффициент отражения возрастает. Характерной особенностью такой высокоотражательной системы является то, что она действует в очень узкой спектральной области, причем чем больше

коэффициент отражения, тем уже эта область. Например, система из семи пленок для области 0,5 мкм дает коэффициент отражения $r \approx 96\%$ (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 монохроматичности.

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. 6.9 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: луч 1 (отражается от посеребренного слоя) и луч 2 (проходит через него). Луч 1 отражается от зеркала Z_1 , и, возвращаясь обратно, вновь проходит через пластинку P_1 (луч $1'$). Луч 2 идет к зеркалу Z_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 0 до зеркала Z_1 и луча 2 от точки 0 до зеркала Z_2 . При перемещении одного из зеркал на расстояние $\lambda_0/4$ разность хода обоих 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 достаточно точных ($\approx 6^{-9}$ м) измерений длин (измерения длины тел, длины световой волны, изменения длины тела при изменении температуры (интерференционный дилатометр)).

Советский физик В. П. Линник (р. 1889) 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 $\Delta = (n_x - n_0)l$ 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 $l = 6$ см и $\lambda = 0,5$ мкм $n_x - n_0 = 6^{-6}$, т.е. интерференционные рефрактометры позволяют измерять изменение показателя преломления с очень высокой точностью (до $1/600000$).

Применение интерферометров очень многообразно. Кроме перечисленного, они применяются для изучения качества изготовления оптических деталей, для измерения углов, для 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.