

# МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КАРТИН

## 1.1 Метод деления амплитуды

Как указывалось выше, два независимых источника света всегда некогерентны. Поэтому, как правило, когерентными источниками в реальных схемах являются изображения одного физического источника.

Все двухлучевые интерференционные схемы делятся на два больших класса: схемы, построенные по методу **деления амплитуды**, и схемы, построенные по методу **деления волнового фронта**.

Отличительной особенностью схем первого класса является **амплитудное деление** (с помощью полупрозрачных зеркал, границ раздела, пленок и т. д.) **всего волнового фронта** падающей волны **как единого целого**. В плоскости наблюдения обе сепаратные волны перекрываются, и, при условии достаточной когерентности, создают интерференционные явления (полосы, цветовые эффекты и т.п.).

### Полосы равной толщины

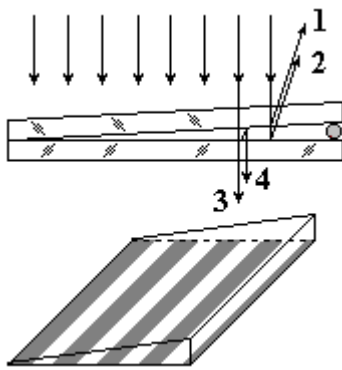


Рис. 11.

Если интерференция создается параллельным пучком света в тонком зазоре, то максимумы и минимумы интенсивности “отслеживают” вариации толщины этого зазора, в результате создается в общем случае довольно сложная система **полос равной толщины**. Для плоского клина эти полосы эквидистантны и параллельны ребру клина (рис. 11). Когерентными источниками при этом являются два мнимых изображения источника света, образующихся при отражении от двух поверхностей зазора.

Полосы могут наблюдаться как в **отраженном**, так и в **прошедшем** свете, однако, в последнем случае **видность** интерференционной картины **существенно ниже**: если лучи 1 и 2 примерно равны по интенсивности, то луч 3 во много раз сильнее луча 4 (коэффициент отражения от стекла равен примерно 4%).

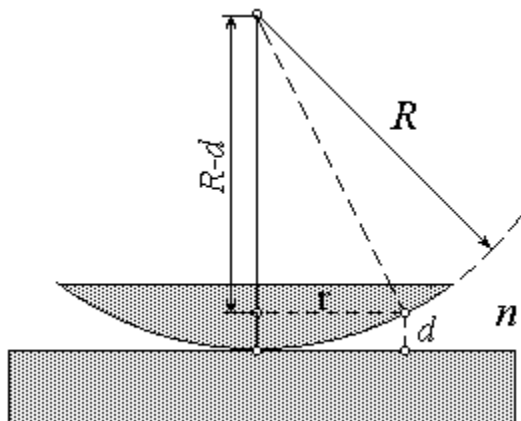


Рис. 12.

Очевидно, что разность хода между интерферирующими лучами равна удвоенной толщине зазора  $d$  (если зазор заполнен, то  $2dn$ ). При расчете положения максимумов и минимумов необходимо учитывать **дополнительный фазовый сдвиг на  $\pi$** , образующийся при **отражении от более плотной среды**.

### Кольца Ньютона

Классическим примером полос равной толщины являются **кольца Ньютона**, образующиеся в зазоре между сферической линзой и плоскостью (рис. 12). Их лучше наблюдать в отраженном свете, при этом в центре картины за счет фазового скачка при отражении образуется темное пятно. Из рисунка видно, что

$R^2 = (R - d)^2 + r^2 \approx R^2 - 2Rd + r^2$  (при  $d \ll R$ ). Отсюда  $d = r^2/2R$ . Если разность хода  $\Delta = 2nd$  равна четному числу полуволен, то (с учетом дополнительного фазового сдвига) в интерференционной картине наблюдается темное кольцо, если нечетному – то светлое. Отсюда находим для радиусов темных колец:

$$r = \sqrt{R\lambda m} \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \text{ светлых} - r = \sqrt{R\lambda(m + 1/2)}.$$

Так как толщина зазора  $d$  меняется нелинейно (при малых толщинах можно считать функцию  $d$  от поперечной координаты квадратичной), то и система колец постепенно сгущается от центра к периферии (рис. 13).

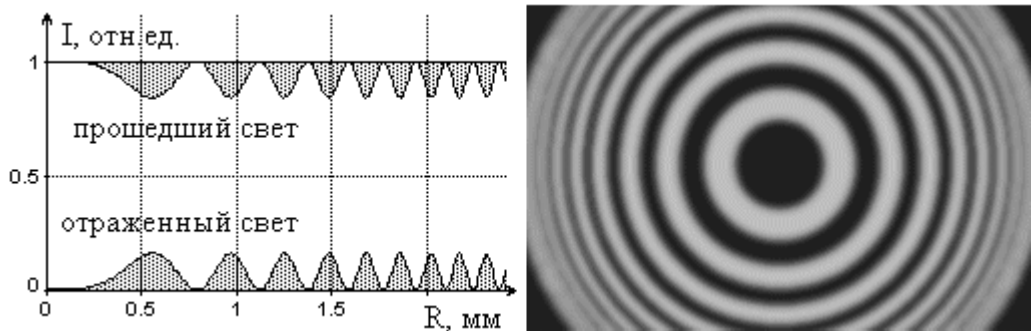


Рис. 13.

Несколько первых ньютоновских колец (3-4) можно наблюдать при освещении белым светом, при этом явно выражена их хроматичность (окрашенность), усиливающаяся к краям.

Ширина ньютоновских колец увеличивается при возрастании длины волны освещающего излучения, а их контрастность, как обычно, возрастает при использовании средств спектральной селекции (светофильтры, дуговые лампы и т. п.).

Заметим, что в отсутствии поглощения в стекле, картины колец в отраженном и прошедшем свете являются **дополнительными**, т. е. в любой точке зазора сумма их интенсивностей постоянна и равна интенсивности падающей плоской волны.

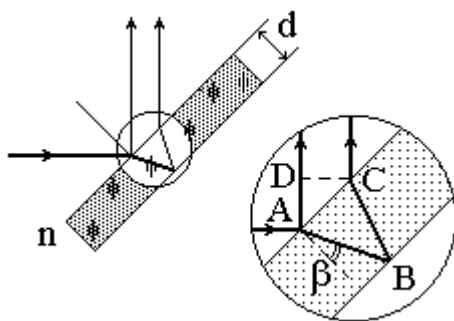


Рис. 14.

### Полосы равного наклона

Полосы равного наклона наблюдаются при освещении расходящимся пучком пленок или плоскопараллельных пластинок. За счет наложения отраженных волн от обеих граней образуется система концентрических колец, осью которых является перпендикуляр, опущенный из

источника на поверхность пластины. Определим разность хода между отраженными лучами для случая тонкой пленки, находящейся в воздухе (см. рис. 14):

$$\Delta = (AB + BC)n - AD + \lambda/2 = 2nd \cos \beta + \lambda/2. \quad (10)$$

Таким образом, для всех волн, падающих на пленку под одним и тем же углом, разность хода одинакова. Отраженные лучи при этом параллельны, вследствие чего интерференционная картина локализована в бесконечности и может реально наблюдаться на экране, помещенном в фокальную плоскость собирающей линзы.

Из формулы (11) следует, что при наклонном падении света ( $\beta > 0$ ) оптическая разность хода между отраженными лучами не только не увеличивается, что кажется очевидным, но даже уменьшается. Следовательно, номера колец, соответствующие порядкам интерференции, будут *убывать* по мере перехода от центра к периферии. При этом конечная когерентность источника S может привести к тому, что внешние кольца будут иметь большую видность, чем внутренние.

### Интерференционные покрытия

Предположим теперь, что тонкая пленка нанесена на поверхность стекла, причем показатели преломления воздуха, пленки и стекла удовлетворяют соотношению  $n_0 < n_1 < n_2$ . (Этот случай отличается от предыдущего отсутствием дополнительного сдвига фазы при отражении.) При толщине пленки, равной  $d = \lambda/4n_1$ , получается минимум коэффициента

$$\text{отражения: } R = \left( \frac{n_0 n_2 - n_1^2}{n_0 n_2 + n_1^2} \right)^2.$$

Нетрудно видеть, что для  $n_1 = \sqrt{n_0 n_2}$ ,  $R = 0$ . Этот эффект уменьшения отражения на границе раздела воздух-стекло называется **просветлением оптики**, он широко применяется для уменьшения потерь света в оптических приборах. Конечно, полное просветление достигается только для одной длины волны — той, для которой выполнено соотношение  $\lambda = 4dn_1$ .

Интересных эффектов можно достичь, используя **многослойные** диэлектрические покрытия, состоящие из

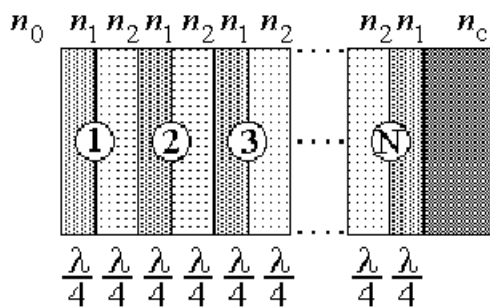


Рис. 15.

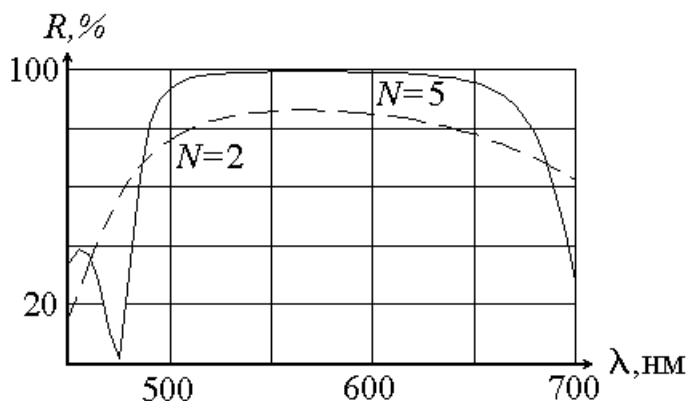


Рис. 16.

четвертьволновых слоев с чередующимися высокими ( $n_1$ ) и низкими ( $n_2$ ) показателями преломления (рис. 15), всего  $2N+1$  слой. Если  $n_1 > n_c$ , то в результате интерференции отраженных волн коэффициент отражения не уменьшается, а увеличивается, получается диэлектрическое зеркало. На рис. 16 приведены спектральные характеристики таких зеркал, сделанных из нанесенных на стекло ( $n_c=1.52$ ) слоев ZnS ( $n_1=2.3$ ) и  $\text{MgF}_2$  ( $n_2=1.38$ ). Для пятислойного зеркала ( $N=2$ ) коэффициент отражения в максимуме достигает 86%, а для 11-слойного ( $N=5$ ) – 99,3%. Такие интерференционные покрытия – единственный способ получения широко используемых в лазерной технике высокоотражающих зеркал для видимой и ультрафиолетовой частей спектра.

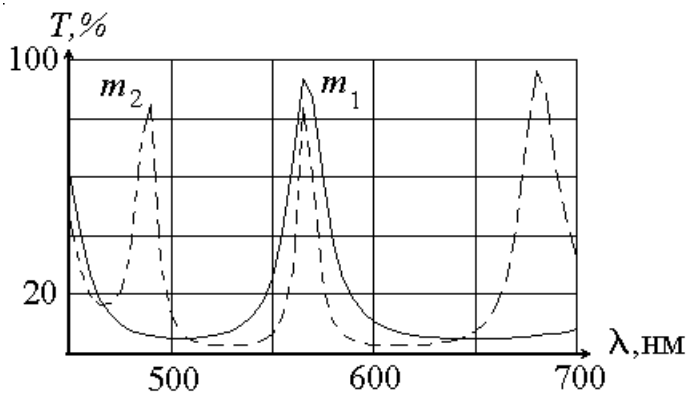


Рис. 17.

толщинами центрального слоя  $m_1=1$  и  $m_2=2$ .

## 1.2 Метод деления волнового фронта

Все основные интерференционные схемы, основанные на методе деления волнового фронта, тем или иным способом *сводятся к схеме Юнга* (рис. 2). Это обусловлено одной и той же задачей: сформировать вместо одного источника  $S$  два на *минимальном расстоянии* друг от друга, добываясь в области перекрытия полос *максимальной ширины*.

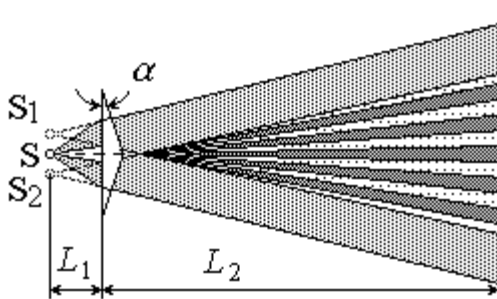


Рис. 18.

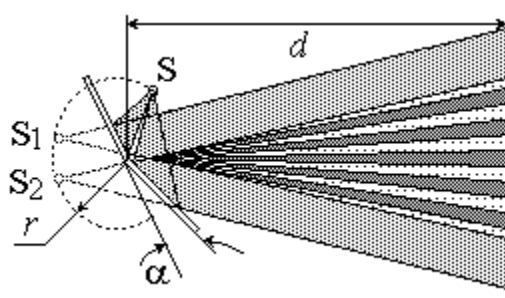


Рис. 19.

Если оптическую толщину центрального слоя сделать кратной  $m\lambda/2$ , то вместо зеркала получается

**интерференционный**

**светофильтр**. У такого фильтра коэффициент отражения высок (а коэффициент пропускания мал) везде, кроме узкого диапазона длин волн. На рис. 17 показаны спектры пропускания 9-слойного фильтра с

**Бипризма Френеля** (рис. 18), представляет собой две призмы, соединенные основаниями, формирует два мнимых источника. Преломляющий угол  $\alpha$  обеих половин одинаков и (у бипризмы хорошего качества) чрезвычайно мал:

ребро ее отличается от  $180^\circ$  на единицы угловых минут. Расстояние между источниками  $d = 2L_1(n-1)\alpha$ , ширина

интерференционной полосы  $\Delta x = \frac{L_1 + L_2}{2L_1(n-1)\alpha} \lambda$ .

**Бизеркала Френеля** (рис. 19) составляют плоский угол (близкий к  $180^\circ$ ) и позволяют за счет отражения сформировать два мнимых источника. Как и в любой системе плоских зеркал, все три источника находятся на одинаковом расстоянии от ребра плоского угла (на окружности с центром в ребре). Хотя при отражении от зеркала происходит фазовый сдвиг, дополнительной разности фаз не возникает, — ведь сдвигаются фазы обоих пучков. Расстояние между источниками  $d = 2r\alpha$ , ширина

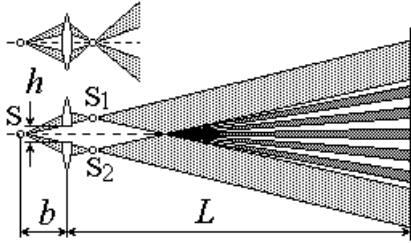


Рис. 20.

интерференционной полосы —  $\Delta x = \frac{r+d}{2r\alpha} \lambda$ .

**Билинза Бийе** (рис. 20) изготавливается из единой линзы путем ее разрезания по диаметру и раздвигания половин на расстояние  $h$  поперек оптической оси. Другой вариант использования: вырезание вдоль диаметра тонкого пояса и склеивание оставшихся половин. В обоих случаях формируются два действительных источника. Расстояние между источниками  $d = \frac{hF}{b-F}$ , где  $F$  — фокусное расстояние линзы, ширина

интерференционной полосы —  $\Delta x = \frac{L(b-F) - bF}{hF} \lambda$ .

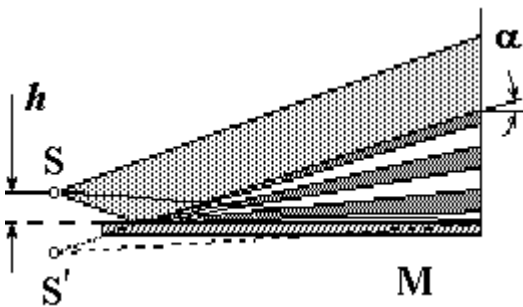


Рис. 21.

Последняя из анализируемых схем — **зеркало Ллойда** (рис. 21). В этом случае интерферируют пучки от самого источника  $S$  и его мнимого изображения  $S'$  в плоском зеркале  $M$ , размещаемом как можно ближе к источнику. Поскольку один из пучков (отраженный) претерпевает фазовый сдвиг, то **положения максимумов и минимумов интерференции меняются местами**.

Ширина полосы зависит не только от высоты источника над зеркалом  $h$ , но и от угла скольжения  $\alpha$ , т. к. разность хода составляет  $\Delta = 2h\alpha - \lambda/2$ .

### 1.3 Двухлучевые интерферометры. Принципы Фурье-спектроскопии

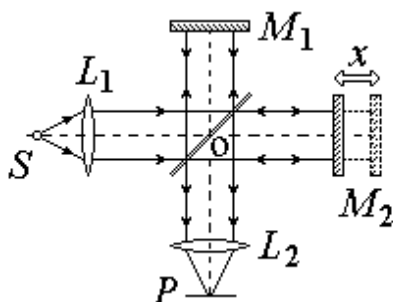


Рис. 22.

Большинство **двухлучевых интерферометров** построены по схеме деления амплитуды. Наиболее известный из них — **интерферометр Майкельсона** (рис. 22) с одним 50% светоделителем и двумя зеркалами  $M_1$  и  $M_2$ . Разность хода в нем равна удвоенной разности

расстояний  $OM_1$  и  $OM_2$ , называемых плечами интерферометра. Съюстированный равноплечий интерферометр дает равномерную засветку поля зрения в плоскости наблюдения Р (бесконечная полоса нулевого порядка). В случае наклона одного из зеркал в поле зрения появляются полосы.