

2.3. Интерференция в тонких пленках.

Под тонкими пленками понимаются такие, для которых выполняются условия временной когерентности. При наблюдении интерференции у поверхности тонких пленок большую роль играет также пространственная когерентность.

2.3.1. Плоскопараллельная пластинка.

Для рассмотрения интерференции на тонкой плоскопараллельной пластинке воспользуемся законами отражения и преломления, которые мы выведем чуть позже в Главе 3 (§ 3.1). Сформулируем эти законы (см также рис. 3.1) для падения электромагнитной волны из среды 1 с показателем преломления n_1 в среду 2 с показателем n_2 :

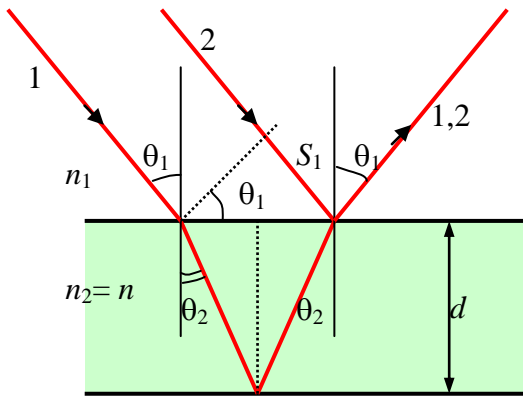


Рис. 3.1.

- 1) угол падения θ_1 равен углу отражения,
- 2) соотношение между углами падения и преломления имеет вид:

$$\frac{n_2}{n_1} = n = \frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2}, \quad (2.3.1)$$

- 3) при отражении электромагнитной волны от оптически более плотной среды ($n_2 > n_1$) фаза отраженной волны меняется на угол π .

Итак, пусть из воздуха (для воздуха $n_1 = 1$) свет (электромагнитная волна) падает под углом θ_1 на поверхность пластины с показателем преломления n и

толщины d . Находим оптическую разность хода 2-х лучей – 1 и 2 (см рис. 3.1):

$$\Delta = nS_2 - S_1 \quad (2.3.2)$$

где S_1 – разность хода лучей в воздухе (в среде с показателем преломления n_1)

$$S_1 = 2d \cdot \operatorname{tg}\theta_2 \sin\theta_1 \quad (2.3.3)$$

а S_2 – разность хода первого луча при прохождении пластинки:

$$S_2 = \frac{2d}{\cos\theta_2} \quad (2.3.4)$$

Используя (2.3.1), получаем:

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos\theta_2} - 2d \cdot \operatorname{tg}\theta_2 \sin\theta_1 = 2d \frac{n - \sin\theta_2 \sin\theta_1}{\cos\theta_2} = 2d \frac{n^2 - \sin^2\theta_1}{\sqrt{n^2 - \sin^2\theta_1}} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_1}$$

Кроме того, как покажем в § 3.1, при отражении от оптически более плотной среды ($n_2 > n_1$) фаза волны скачком меняется на угол π . Поскольку мы имеем 2 акта отражения, то в любом случае одно отражение (либо для луча 1, либо для луча 2) происходит от оптически более плотной среды. Поэтому окончательно для разности хода получаем:

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2\theta_1} + \frac{\lambda}{2} \quad (2.3.5)$$

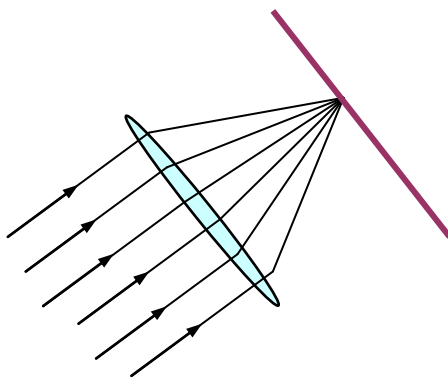


Рис. 3.2.

Из §2.1 знаем, что при оптической разности хода $\Delta = m\lambda$ (где λ длина волны в вакууме) получаем максимум в отраженной волне. А при разности хода $\Delta = (2m + 1)\lambda/2$ – минимум.

Для видимого света (например, солнечный свет) интерференционные полосы можно наблюдать для достаточно тонкой пластинки, толщиной $d \sim 0.05 \div 0.06$ мм. Эта толщина обусловлена выполнением условий пространственной и временной когерентности. Когда лучи параллельны и падают под одним и тем же углом, то наблюдение интерференционных полос возможно на бесконечности. И наблюдают их с помощью линзы, либо глаза (который работает как линза), аккомодированного на

бесконечность. Линза фокусирует параллельные лучи, идущие под одним углом, в одну определенную точку на фокальной плоскости (рис. 3.2).

Если падает монохроматический свет рассеянный, т.е. световые лучи падают под разными углами на тонкую плоскопараллельную пластинку, то линза собирает в точки те лучи, которые соответствуют равному наклону или углу падения. Параллельные лучи собираются в точку на фокальной плоскости (экране), как показано на рис. 3.3. Но если лучи падают со всех сторон, но под одним и тем же углом падения (т.е. для одного угла падения лучи распределяются по конусу над поверхностью пластинки), то на экране после собирающей линзы получаем освещенное кольцо. Получающиеся интерференционные полосы носят название *полос равного наклона*, т.к. они образованы светом, падающим под одним углом падения к нормали. Если имеем белый свет, то полосы окрашены в разные цвета, поскольку для разных длин волн максимумы наблюдаются при различных углах падения. Так, человеческий глаз фиксирует различие в цвете при разности длин волн $\Delta\lambda \approx 0.02 \text{ мкм} = 20 \text{ \AA}$.

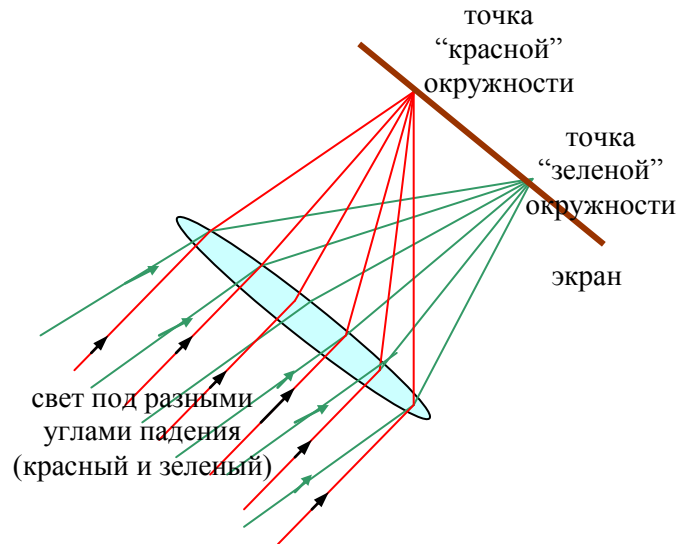


Рис. 3.3.

2.3.2. Интерференция на клине.

Рассмотрим тонкую пластинку переменной толщины, на которую падает параллельный пучок света. Пусть угол φ – угол между плоскостями (рис.3.4) – малая величина. Лучи отраженные от верхней поверхности (на рис. 3.4 – синие) и нижней поверхности (красные) – не параллельны. Интерференционные полосы локализируются на поверхности пластинки. При малых углах φ оптическую разность хода можно также вычислять по формуле для параллельных пластинок (2.3.5), где d – толщина пластинки в данном месте.

Наблюдают эти полосы также с помощью линзы. На экране получаются *полосы равной толщины*, т.е. получаем интерференционные полосы, где разность хода одна и та же, или одна и та же толщина пластинки d . Интерференционные полосы наблюдают как в отраженном, так и в пройденном свете.

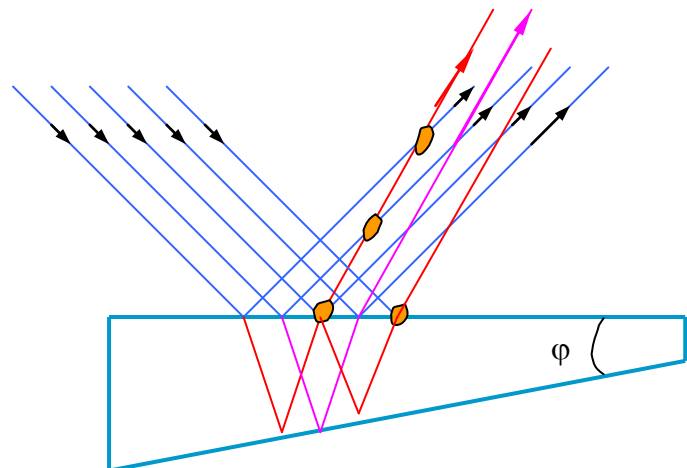


Рис. 3.4.

На практике глаз часто видит интерференционную картину при отражении солнечного света от тонких пленок на воде или других материалах (мыльные, нефтяные, бензиновые пленки, цвета побежалости и т.д.). Эти полосы обычно окрашены, поскольку условия для появления полос различны для разных длин волн. Такой вид интерференции используется для определения качества ровной поверхности различных материалов.

Примечание 1. В реальных условиях в создании интерференционной картины обычно участвуют полосы равного наклона и равной толщины. Поэтому это разделение достаточно условно и в современной физике на него не обращают внимание.

2.3.3. Кольца Ньютона.

Кольца Ньютона – один из ярких примеров полос равной толщины. Роль тонкой пластинки играет воздушный зазор между линзой большого радиуса и подложкой. Интерференционная картина симметрична относительно оси симметрии и имеет вид светлых и темных колец при освещении монохроматическим

светом. Интерференционные полосы можно наблюдать как в отраженном, так и в прошедшем свете. В отраженном свете интерферируют лучи, отраженные от подложки и от нижнего края линзы.

Рассмотрим условия интерференции в отраженном свете при условии, что линза помещена в воздухе (см рис. 3.5). Поскольку радиус линзы достаточно велик, а интерференционная картина разворачивается вблизи точки касания линзы и подложки, то вблизи точки касания ($R \gg r$) можно пренебречь кривизной линзы. Тогда оптическая разность хода определяется соотношением (в воздухе $n = 1$):

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda}{2} \quad (2.3.6)$$

где опять слагаемое $\lambda/2$ добавлено из-за потери полуволны при отражении света от оптически более плотной среды. Из геометрического треугольника (см рис. 3.5) имеем, учитывая, что $d \ll R$:

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2 \approx R^2 - 2dR + r^2$$

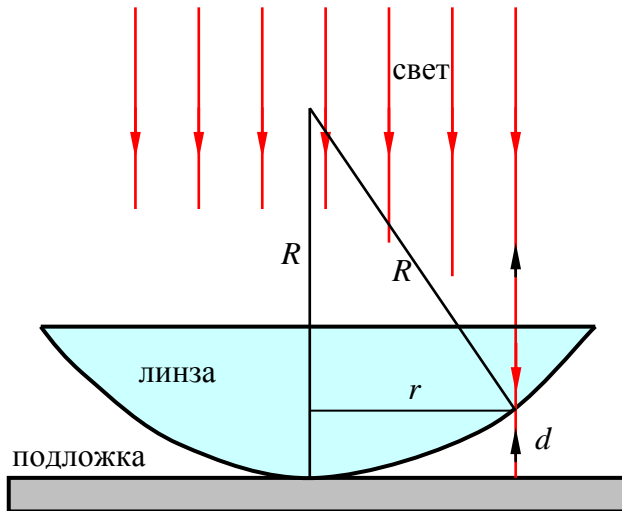


Рис. 3.5.

Отсюда получаем толщину воздушного зазора d на радиусе r :

$$d \approx \frac{r^2}{2R} \quad (2.3.7)$$

Тогда разность хода равна:

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} \quad (2.3.8)$$

Отсюда получаем условие появления максимума и радиусы светлых (освещенных) колец:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} \quad (2.3.9)$$

$$r_m = \sqrt{\frac{2m-1}{2} \lambda R}$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$. Аналогично получаем для минимума освещенности и радиусы темных колец:

$$\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad (2.3.10)$$

$$r_m = \sqrt{2m \lambda R}$$

Интересно отметить, что в отраженном свете в центре ($m = 0$) мы имеем темное пятно.

Если рассматривать интерференционную картину в прошедшем свете, то светлые и темные полосы поменяются местами, – станут соответственно темными и светлыми. Линзу можно помещать в различные среды и ставить на различные подложки, при этом необходимо учитывать показатели преломлений всех сред при вычислении оптической разности хода.

Примечание 2. Покрытие прозрачных поверхностей, в частности линз, тонкими пленками производится для просветления оптики. За счет интерференции на тонкой пленке отражение лучей в определенной области длин волн может быть уменьшено.

2.3.4. Двухлучевые и многолучевые интерферометры.

Интерферометрами называют оптические измерительные приборы, основанные на интерференции света. Они позволяют с высокой степенью точности измерять линейные и угловые расстояния, малые разности показателей преломления, исследовать структуру спектральных линий и т.д.

Двухлучевые интерферометры.

Интерферометр Жамена (*Жюль Селестен Жамен, французский физик, 1818–1886*).

Интерферометр Майкельсона (*Альберт Абрахам Майкельсон, американский физик, 1852–1931*).

Многолучевые интерферометры.

Интерферометр Фабри-Перо (*Шарль Фабри, французский физик, 1867–1945; Альфред Перо, французский физик, 1863–1925*).

Пластика Луммера-Герке (Луммер; *Эрнст Герке, немецкий физик, 1878–1960*).
(самостоятельно см Сивухин т.4, §§34-36).