

Многоволновая интерференция.

Интерферометр Фабри-Перо (ИФП) представляет собой плоскопараллельную стеклянную пластину, на поверхности которой нанесены высокоотражающие покрытия (или два плоских зеркала, разделенные воздушным промежутком). Падающая волна частично отражается и частично проходит через первую границу. Такое же разделение происходит при каждом пересечении любой из отражающих поверхностей. В результате возникает большое (бесконечное) число отраженных и прошедших волн. Если на пути отраженных или прошедших волн установить собирающую линзу, то в ее фокальной плоскости сформируется интерференционная картина в виде колец равного наклона. Для расчета необходимо просуммировать **амплитуды** (а не интенсивности, потому что волны когерентны и интерferируют!) всех волн с учетом разности фаз между ними.

Введем амплитудные коэффициенты отражения ρ_{12} и ρ_{21} (в первом случае свет падает из среды 1 на границу со средой 2, во втором – наоборот) и пропускания τ_{12} и τ_{21} (обозначения аналогичны). Разность фаз δ между двумя соседними лучами, прошедшими через пластину толщины h с показателем преломления n под углом θ , задается формулой

$$\delta = k\Delta s = 2khncos\theta'.$$

где θ' - угол, определяемый из закона преломления $\sin \theta = n \sin \theta'$.

В результате для прошедшей волны имеем сумму комплексных амплитуд в виде:

$$E_{прош} = E_0 \tau_{12} \tau_{21} \cdot \left(1 + \rho_{21}^2 e^{i\delta} + \rho_{21}^4 e^{i2\delta} + \dots \right) = \frac{E_0 \tau_{12} \tau_{21}}{1 - \rho_{21}^2 e^{i\delta}},$$

а для отраженной волны:

$$E_{omp} = E_0 \rho_{12} + E_0 \tau_{12} \tau_{21} \rho_{21} e^{i\delta} \cdot \left(1 + \rho_{21}^2 e^{i\delta} + \rho_{21}^4 e^{i2\delta} + \dots \right) = E_0 \rho_{12} \left(1 - \frac{\rho_{21}^2 \tau_{12} \tau_{21}}{1 - \rho_{21}^2 e^{i\delta}} \right).$$

При выводе формул учтено, что при нормальном падении (а в ИФП исходная волна падает практически нормально) для коэффициентов отражения по амплитуде справедливо соотношение:

$$\rho_{12} = -\rho_{21},$$

причем, если $n_1 < n_2$, (свет падает из менее оптически плотной среды в более оптически плотную), то $\rho_{12} < 0$.

для отраженной волны надо учесть изменение фазы на π при первом отражении).

Для интенсивностей получаем **формулы Эйри**:

$$I_{прош} = I_0 \cdot \frac{1}{1 + \left[\frac{4R}{(1-R)^2} \right] \cdot \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)},$$
$$I_{omp} = I_0 \cdot \frac{\left[\frac{4R}{(1-R)^2} \right] \cdot \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)}{1 + \left[\frac{4R}{(1-R)^2} \right] \cdot \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)},$$

где $R = |\rho_{12}|^2 = |\rho_{21}|^2$ - коэффициент отражения по энергии, $T = 1 - R = \tau_{12} \tau_{21}$ - коэффициент пропускания по энергии.

Замечание. В учебной литературе иногда вводят амплитудные коэффициенты отражения ρ и пропускания τ независимо от направления падения волны на границу раздела. При этом делается утверждение $T = \tau^2$. Это неверно хотя бы потому, что $\tau_{12} \neq \tau_{21}$, что

следует из формул Френеля для прохождения света через границу раздела (будет рассмотрено позднее).

Отметим также, что в приведенном выше выражении для разности фаз δ часто добавляют π . Следует быть внимательным, так как появление π связано с отражением от оптически более плотной среды, что в ИФП имеет место только для первой волны, падающей, как правило, из воздуха.

Отсюда имеем условия минимумов и максимумов:

Максимум прошедшего света (минимум отраженного света):

$$I_{\text{прош}} = I_0 \quad (I_{\text{отр}} = 0), \text{ если } \delta/2 = \pi m \quad (m=0,1,2,\dots);$$

Минимум прошедшего света (максимум отраженного света):

$$I_{\text{прош}} = \frac{I_0}{1 + \left[\frac{4R}{1-R^2} \right]} \left(I_{\text{отр}} = \frac{I_0 \cdot \frac{4R}{1-R^2}}{1 + \left[\frac{4R}{1-R^2} \right]} \right), \text{ если } \delta/2 = \pi(m + 1/2) \quad (m=0,1,2,\dots);$$

В центре интерференционной картины (угол падения $\theta=0$) разность фаз $\delta_0 = k\Delta s = 2kh\sin\theta$ принимает любые значения, интенсивность прошедшего света равна

$$I_{\text{прош}} = I_0 \cdot \frac{1}{1 + \left[\frac{4R}{1-R^2} \right] \cdot \sin^2(\delta_0/2)}.$$

Из условия $\delta/2 = \pi m$ следует, что разность хода Δs между соседними прошедшими лучами равна целому числу длин волн $\Delta s = \frac{\delta}{k} = m\lambda$, т.е. эти лучи в результате

интерференции усиливают друг друга. Такое же условие справедливо и для всех отраженных лучей, кроме первого, т.к. для него при отражении фаза изменяется на противоположную. В результате имеем, что при $\Delta s = m\lambda$ интенсивность отраженной волны равна нулю, т.к. амплитуда первого отраженного луча равна сумме амплитуд всех остальных лучей.

Пусть на интерферометр Фабри-Перо падает свет от точечного монохроматического источника, а наблюдение интерференции ведется на экране, установленном в фокальной плоскости линзы, размещенной за интерферометром. Картина представляет собой совокупность концентрических колец, расстояние между которыми максимально в центральной части и уменьшается к периферии картины. Особенностью ИФП (как и интерференции в тонких пленках) является то, что максимальный порядок интерференции соответствует нулевому углу падения света (разность хода $\Delta s = 2hn \cos \theta'$ убывает с ростом угла θ'). Поэтому в случае квазимонохроматического источника с ростом диапазона излучаемых длин волн будет размываться центральная часть картины.

На самом деле, в случае точечного источника (например, сфокусированного лазерного пучка) интерференционная картина будет наблюдаться и без линзы и при произвольном положении экрана, установленного параллельно зеркалам. Для объяснения этого достаточно построить систему изображений источника, формируемую при отражении от зеркал интерферометра (рис. 1). Число таких изображений будет бесконечным, причем те из них, которые будут находиться с той же стороны от ИФП, что и источник, будут формировать интерференционную картину в проходящем свете. Изображения, получаемые за зеркалами ИФП, дадут интерференцию в отраженном свете. В этом случае картина, как говорят, не локализована (наблюдается всюду в области интерференции)

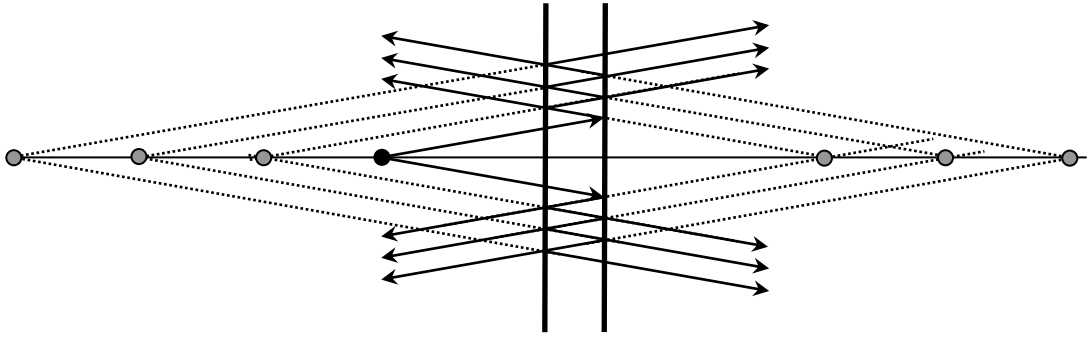


Рис. 1. Формирование изображений в интерферометре Фабри-Перо

В случае протяженного источника наличие линзы обязательно! Любая точка протяженного источника будет давать систему интерференционных колец в фокальной плоскости линзы. Точно такую же картину и в том же самом месте сформируют и все остальные точки источника. Поэтому интерференционная картина (полосы равного наклона) будет очень яркой и отчетливой, и она локализована в бесконечности.

Подробнее рассказ об интерферометре Фабри-Перо будет в теме «Спектральные приборы».

Многоволновая интерференция применяется также при изготовлении интерференционных зеркал (с высоким коэффициентом отражения до 100 процентов) и просветляющих покрытий (с практически нулевым отражением). Для этого на стеклянную подложку ($n_{\text{стекла}}=1,5$) напыляют тонкие диэлектрические прозрачные слои из веществ с показателями преломления выше ($n_{\text{в}} > n_{\text{стекла}}$) и ниже ($n_{\text{н}} < n_{\text{стекла}}$) стекла.

При однослойном покрытии с низким показателем преломления $n_{\text{н}}$ и оптической толщине $\lambda/4$ волны, отраженные от поверхностей покрытия, будут приходить в противофазе и, следовательно, гасить друг друга (вследствие различных амплитуд волн гашение будет неполным). Действительно, на обеих границах волны отражаются от оптически более плотной среды, поэтому разность хода будет равна удвоенной оптической толщине слоя, т.е. $\lambda/2$.

При многослойном покрытии (последовательно наносятся слои с показателями преломления $n_{\text{в}}-n_{\text{н}}-n_{\text{в}}-n_{\text{н}}-\dots-n_{\text{в}}-n_{\text{н}}-n_{\text{в}}$, всего нечетное число слоев) с оптической толщиной $\lambda/4$. Для каждой пары соседних границ на одной из них всегда будет скачок фазы на π . Поэтому к удвоенной оптической толщине слоя $\lambda/2$ следует каждый раз добавлять $\lambda/2$ за счет скачка фазы. Поэтому все отраженные волны будут, как принято говорить, «в фазе» (на самом деле разность фаз кратна 2π). При этом коэффициент отражения резко возрастает и приближается к 100 процентам. Таким образом изготавливают интерференционные зеркала для лазеров.

Отметим, что зеркала обладают высоким коэффициентом отражения для довольно узкого диапазона длин волн, на который они и рассчитаны. Для других длин волн зеркала могут оказаться прозрачными. При изменении угла падения света на зеркало оптическая толщина слоя изменяется, что приводит к смещению диапазона длин волн, отражаемых зеркалом.