

или при

$$\Delta\varphi_0 = \frac{2\pi}{N}. \quad (10)$$

На рис. 71 это соответствовало бы замкнутому многоугольнику: точка P совпадает с O . Условие (10) соответствует разности хода $\frac{\lambda}{N}$.

Формула (10) характеризует ширину главных максимумов. Мы видим, что ширина максимумов обратно пропорциональна числу складываемых колебаний, т. е. с ростом числа колебаний максимумы становятся уже. При большом числе колебаний существенны только эти главные максимумы.

В дальнейшем нам придется еще не раз иметь дело со сложением многих колебаний; всегда и всюду будут проявляться свойства интерференционных картин, вытекающие из формулы (9).

При этом, конечно, нас уже будет интересовать не зависимость I от $\Delta\varphi$, а зависимость I от угла наблюдения или координат на экране. Однако к этим зависимостям перейти нетрудно, зная, как связано $\Delta\varphi$ с соответствующими параметрами. При этом качественный характер картины будет тот же, что и на рис. 70, изменится только масштаб.

§ 23. Интерференционная спектроскопия

При сложении колебаний с амплитудами, убывающими в геометрической прогрессии, все будет происходить почти так же, как и при равных амплитудах. Разница заключается только в том, что при бесконечном числе складываемых колебаний исчезнут все мелкие максимумы и нули интенсивности (рис. 72). Последнее объясняется тем, что многоугольник рис. 71 благодаря убыванию отрезков P_1O , P_2P_1 и т. д. приобретает вид спирали и не может замкнуться ни при каком значении разности фаз $\Delta\varphi$ (рис. 73). Здесь рез-



Рис. 72. Распределение интенсивностей при сложении бесконечного числа колебаний.

кость картины будет тем больше, чем медленнее спадает амплитуда от колебания к колебанию, так как при этом все большее число колебаний фактически участвует в образовании картины. При очень крутом спаде амплитуды практически будут играть роль только два первых колебания, т. е. мы будем наблюдать размытую интерференционную картину, соответствующую сложению двух колебаний

неравных амплитуд. Для получения колебаний с убывающими амплитудами и с растущим запаздыванием фазы применяют повторные отражения от зеркала.

На использовании интерференции многих колебаний основано устройство двух приборов, применяемых для весьма тонких спектральных исследований: пластинки Люммера—Герке и эталона Фабри—Перо.

Пластинка Люммера — Герке (рис. 74) представляет собой стеклянную

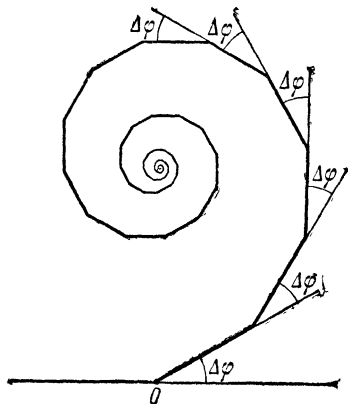


Рис. 73. Векторное сложение бесконечного числа колебаний с убывающими амплитудами.

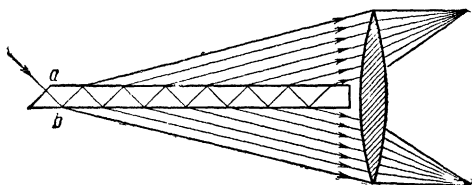


Рис. 74. Схема действия пластинки Люммера — Герке.

плоскопараллельную пластинку, отшлифованную с большой точностью. Луч света, входящий в пластинку через скошенную грань, падает на поверхность b почти под углом полного внутреннего отражения. В результате многократных отражений от поверхностей a и b возникает большое число когерентных лучей, выходящих параллельно друг другу и обладающих линейно растущей фазой колебаний. Амплитуды всех этих лучей практически равны, так как световой луч, бьющийся между двумя плоскостями, не успевает заметно уменьшить свою интенсивность при повторных отражениях. Параллельный пучок лучей может быть собран в главной фокальной плоскости линзы, где и возникнет интерференционная картина, описываемая формулой (9) § 22. Как и во всякой интерференционной картине, положение полос зависит от длины волны. Благодаря резкости полос в данном случае можно обнаружить ничтожные различия в длинах волн, порядка 10^{-10} см.

В последнее время шире применяется *эталон Фабри—Перо*, использующий сложение колебаний с амплитудами, убывающими в геометрической прогрессии. Эталон Фабри—Перо состоит из двух плоскопараллельных пластинок A и B (рис. 75) с посеребренными полупрозрачным слоем серебра сторонами a и b , обращенными друг к другу. Свет от источника S проходит сквозь серебряный слой a и, падая на полупрозрачное зеркало b , частью проходит сквозь

него, а частью отражается обратно к зеркалу a . В результате многократных отражений из пластинки B выходят параллельные лучи уменьшающейся интенсивности с разностью фаз $\Delta\varphi$, определяемой удвоенным расстоянием между пластинками A и B . Очевидно, все эти лучи когерентны, так как все они исходят из мнимых изображений источника S .

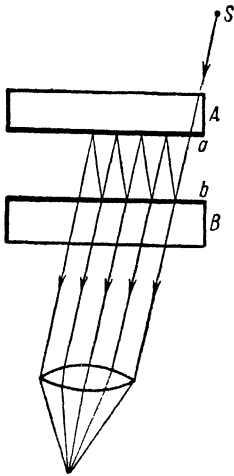


Рис. 75. Схема действия эталона Фабри — Перо.

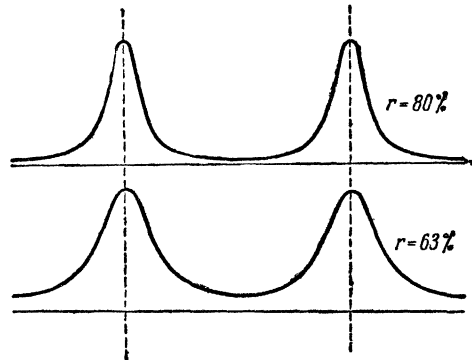


Рис. 76. Влияние коэффициента отражения на резкость интерференционной картины.

Чем больше коэффициент отражения, тем медленнее уменьшаются амплитуды и тем резче интерференционная картина. На рис. 76 изображены зависимости I от $\Delta\varphi$ при двух разных значениях коэффициента отражения. Интерференционная картина в эталоне Фабри — Перо имеет вид колец. Объясняется это тем, что интерферометр работает как плоскопараллельная пластинка, и мы наблюдаем линии равного наклона. Наблюдать картину можно было глазом, аккомодированным на бесконечность, либо в главной фокальной плоскости линзы. Поскольку разность фаз зависит от длины волны ($\Delta\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$), радиусы колец в свете разных длин волн будут различны. Чем больше длина волны, тем больше радиус кольца. Если в эталон попадают излучения с двумя разными длинами волн, то наблюдаются две системы колец (рис. 77). Таким образом, можно исследовать весьма тонкие детали в строении спектральных линий. Ясно, что при этом удастся обнаружить тем меньшие изменения длин волн, чем резче интерференционные кольца, т. е. чем выше коэффициент

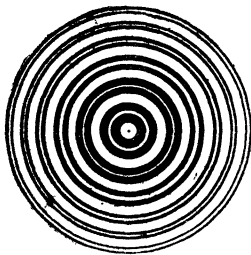


Рис. 77. Кольца, соответствующие двум длинам волн.

с двумя разными длинами волн, то наблюдаются две системы колец (рис. 77). Таким образом, можно исследовать весьма тонкие детали в строении спектральных линий. Ясно, что при этом удастся обнаружить тем меньшие изменения длин волн, чем резче интерференционные кольца, т. е. чем выше коэффициент

отражения пластинок. Кроме того, чем больше расстояние между пластинками, тем чувствительнее картина к изменению длины волны. При большой δ малейшее изменение λ приводит к значительному изменению $\Delta\phi$, определяющей результат интерференции. Например, при δ_1 , равной $10^\circ\lambda$, изменение λ всего лишь на $5 \cdot 10^{-7}\lambda$ приводит к изменению $\Delta\phi$ на π .

При помощи эталона Фабри — Перо исследована так называемая сверхтонкая структура спектральных линий, связанная со свойствами атомного ядра (§ 69).

Например, сверхтонкая структура зеленой линии ртути состоит более чем из десяти линий, расположенных так близко, что они неразличимы в самый сильный спектроскоп. Наименьшая разность длин волн, обнаруживаемая эталоном Фабри — Перо, составляет примерно 10^{-13} см, что равно классическому радиусу электрона или радиусу атомного ядра.

Чем уже спектр источника света, тем дальше можно проследить интерференционную картину, т. е. тем лучше видимость. В случае, если спектр источника состоит из нескольких линий, видимость полос меняется периодически. Будем наблюдать, например, при помощи клина (§ 18) результат совместного действия двух спектральных линий, имеющих различные длины волн λ_1 и λ_2 , причем $\lambda_1 > \lambda_2$. Допустим, что разность между λ_1 и λ_2 невелика, т. е. что соответствующие линии спектра производят на глаз приблизительно одинаковое цветовое впечатление. Темные полосы для линии λ_1 раздвинуты друг от друга дальше, чем для λ_2 . Следовательно, на клине найдется такое место *A* (рис. 78), в котором темная полоса для λ_1 приходится на светлое место λ_2 . В этом месте клина интерференционная картина исчезнет. Как видно из рисунка 78, в дальнейшем будет наблюдаться периодическое появление и исчезновение полос в местах *B*, *C* и т. д.

Интерференционное кольцо номера m , даваемое длиной волны λ_1 , совпадает с кольцом номера $m+1$ для длины волны λ_2 , если, очевидно, будет удовлетворяться простое равенство

$$m\lambda_1 = (m+1)\lambda_2.$$

Из этого равенства следует:

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \frac{\lambda_2}{m},$$

т. е. чем больше разность хода $\delta = m\lambda_1$, тем меньше участок длин волн $\lambda_1 - \lambda_2$, при котором уже наступает исчезновение интерференционной картины. Большая величина δ , обуславливающая высокую

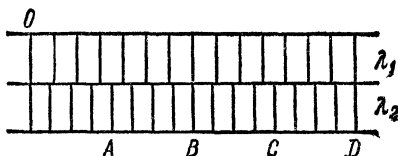


Рис. 78. Видимость интерференционных полос.

чувствительность прибора, одновременно ограничивает его возможности со стороны больших разностей длин волн.

Если в спектре имеется целый сплошной участок длин волн между λ_1 и λ_2 , то, начиная с некоторого расстояния между пластинками эталона Фабри — Перо, кольца наложатся друг на друга, и интерференционная картина исчезнет.

Поэтому эталон Фабри—Перо применяют в сочетании с более грубым спектральным прибором, который предварительно выделяет достаточно узкий участок длин волн.

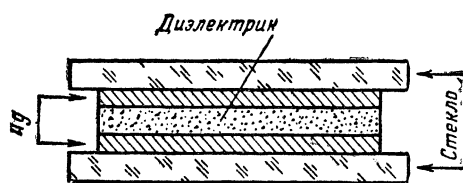


Рис. 79. Интерференционный светофильтр.

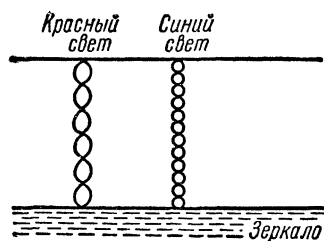


Рис. 80. Стоячие световые волны.

Долгие годы интерференция многих колебаний применялась только при больших разностях хода δ . Однако развитие техники получения тонких пленок различных веществ путем распыления в вакууме привело к появлению в последнее время новых очень полезных приборов — *интерференционных светофильтров*, основанных на интерференции многих колебаний при малой разности хода. Таким светофильтром стал бы мыльный пузырь, если бы можно было посеребрить его обе поверхности.

Интерференционный фильтр представляет собой эталон Фабри — Перо, но очень малой толщины. Две полупрозрачные серебряные пленки разделены весьма тонким слоем прозрачного диэлектрика (например, сульфида цинка; рис. 79). В результате интерференции в проходящем свете будет особенно усилено излучение с длиной волны, соответствующей разности хода, равной λ_1 , т. е. излучение, для которого оптическая толщина слоя диэлектрика равна $\frac{\lambda_1}{2}$. В этом случае m равно единице и $\lambda_1 - \lambda_2$ велико. Например, если λ_1 лежит в видимой части спектра, λ_2 может оказаться в ультрафиолете, что практически несущественно. Расстояние между интерференционными полосами становится большим, полосы расширяются. Интерференционные светофильтры пропускают участки спектра шириной от 100 до 300 Å.

Интерференционные светофильтры отличаются от абсорбционных (§ 45) высокой прозрачностью в области максимума пропускания. Кроме того, путем изменения толщины диэлектрика можно построить светофильтр для любого заданного участка спектра.

При отражении света от плоского зеркала в результате интерференции падающей и отраженной волн наблюдаются стоячие световые волны (рис. 80).

На явлении стоячих световых волн основан разработанный Липпманом метод цветной фотографии. Слой прозрачной светочувствительной эмульсии наносят на зеркало. После того как приготовленная таким образом пластинка подвергнута действию света и затем проявлена, при микроскопическом исследовании разреза слоя эмульсии обнаруживается почернение в виде отдельных прослоек, разделенных светлыми промежутками. Это объясняется тем, что химическое действие света проявляется только в пучностях электрического поля стоячей волны, но не в узлах; расстояние между почерневшими участками слоя равно половине длины волны света, действовавшего на эмульсию. Таким образом, было доказано также, что в световой волне электрическое поле, а не магнитное вызывает фотохимическое действие. В этом состоит принципиальное значение данного опыта. Если рассматривать негативы, полученные указанным способом, в отраженном белом свете, то благодаря наличию прослоек выделившегося серебра, отделенных расстоянием в полволны, от пластинки отражаются только те лучи, которые имеют длину волны такую же, как лучи, действовавшие на пластинку. Остальные уничтожаются так же, как это происходит при интерференционном окрашивании тонких пленок. Таким образом, на фотографии оказывается воспроизведенной окраска сфотографированных предметов.

В настоящее время интерференционный метод цветной фотографии представляет чисто исторический интерес (§ 51).
