

метод состоит в следующем: притирают две сравниваемые измерительные g_1 и g_2 плитки к плоской кварцевой пластинке (рис. 68) и сверху накладывают еще одну кварцевую пластинку g . Обычно верхняя пластинка опирается на каждую из плиток только в одной точке. Тогда при освещении белым светом в воздушных клиньях, образованных верхней пластинкой и плитками, возникают разноцветные интерференционные полосы, схематически изображенные в

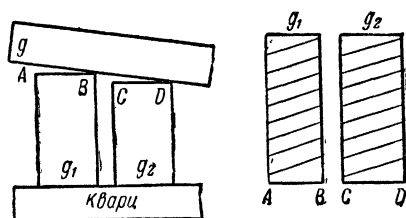


Рис. 68. Интерференционный метод сравнения измерительных плиток.

правой части рис. 68. Расположение этих полос показывает прежде всего, что пластинка касается плиток в точках B и D . На небольшом расстоянии от точек касания начинаются интерференционные полосы. Первая полоса будет черной, вторая коричневой, а следующие довольно заметно окрашены. Между узкими окрашенными полосами будут широкие светлые полосы. В изо-

браженном случае интерференционные полосы первого порядка (коричневые) смещены у двух плиток относительно друг друга на 0,8 полосы, следовательно (см. предыдущий параграф), разность длин измерительных плиток равна 0,4 длины световой волны. Опыт показывает, что цветные полосы соответствуют минимуму света для длины волны, примерно равной 0,6 мк. Следовательно, разность длин равна 0,24 мк.

Этим методом можно сравнивать измерительные плитки с точностью до 0,05—0,10 длины световой волны. Еще большую точность дают специальные приборы, называемые *интерференционными компараторами*, действие которых сходно с описанным простым устройством.

§ 22. Интерференция многих колебаний

Выше мы показали, что расстояние между интерференционными полосами зависит от длины световой волны. Вследствие этого полосы, полученные в белом свете, имеют радужную окраску.

Таким образом, по интерференционной картине можно в известной степени судить о спектральном составе излучения. Однако для точных исследований малопригодны расплывчатые интерференционные картины, получающиеся в результате сложения двух колебаний, как это имеет место в зеркалах Френеля и интерферометрах Майкельсона, Жамена и Релея.

При сложении двух световых колебаний равной амплитуды получается колебание с амплитудой, определяемой следующей формулой:

$$a^2 = 2a_1^2 + 2a_1^2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) = 2a [1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)]. \quad (7)$$

Формула (7) непосредственно вытекает из формулы (16) при $a_1 = a_2$. Энергия световой волны пропорциональна квадрату амплитуды светового колебания (т. I, § 64, 1959 г.; в пред. изд. § 74). Поэтому формулу (7) можно переписать в таком виде:

$$I = 2I_1 [1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)], \quad (8)$$

где I — интенсивность результирующего светового луча, I_1 — интенсивность отдельного луча.

На рис. 69 изображена интенсивность I как функция $\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi$. Мы видим, что эта зависимость имеет весьма плавный характер, что соответствует размытой интерференционной картине. Максимумы поднимаются всего в 2 раза выше прямой, изображающей сумму энергий складываемых колебаний.

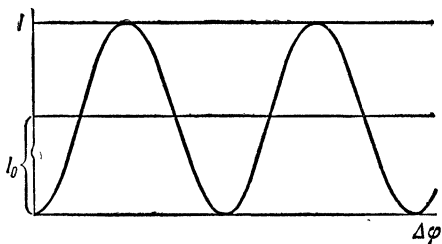


Рис. 69. Распределение интенсивностей при сложении двух колебаний.

Для увеличения резкости интерференционной картины применяют приборы, дающие интерференцию большого числа когерентных колебаний с линейно возрастающей фазой. Обычно делают так, что разность фаз между двумя последующими колебаниями постоянна.

Амплитуды колебаний либо равны между собой (дифракционная решетка), либо отношение амплитуд двух последующих колебаний постоянно, т. е. амплитуды образуют геометрическую прогрессию (интерференционные спектроскопы).

Рассмотрим более подробно случай равных амплитуд.

В том, что с ростом числа складываемых колебаний должна расти резкость интерференционной картины, можно убедиться сразу на основании закона сохранения энергии. В самом деле, в точках интерференционной картины, соответствующих разности фаз между колебаниями, равной 0 или $n \cdot 2\pi$, амплитуды колебаний будут просто складываться (в случае двух колебаний $a = 2a_1$ при $\varphi_1 - \varphi_2 = 0, n \cdot 2\pi$). Значит, результирующая амплитуда будет равна p , если складываются p колебаний с единичными амплитудами. Энергия результирующего колебания в такой точке будет пропорциональна p^2 , поскольку энергия всегда пропорциональна квадрату амплитуды (в случае двух колебаний $I \approx 2^2 a_1^2$ при $\varphi_1 - \varphi_2 = 0, 2 \cdot n\pi$). С другой стороны, полная энергия, идущая на всю интерференционную картину, будет равна сумме энергий отдельных складываемых колебаний. При равных энергиях этих колебаний суммарная энергия будет пропорциональна числу складываемых колебаний p .

Таким образом, весь запас энергии, сосредоточенный в интерференционной картине, растет пропорционально p , а

энергия максимумов растет значительно быстрее — пропорционально p^2 .

Из закона сохранения энергии следует, что все части интерференционной картины, кроме указанных максимумов, должны с

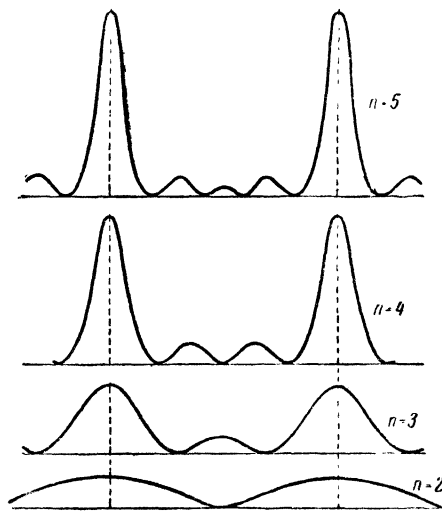


Рис. 70. Распределение интенсивностей при сложении многих колебаний.

ростом p становиться все более и более темными и занимать все больше и больше места в этой картине. При достаточно большом числе складываемых колебаний ($p^2 \gg p$) максимумы будут чрезвычайно высоко подниматься над темным фоном (рис. 70). При этом максимумы будут становиться все более и более узкими.

К тому же результату можно прийти и из непосредственного рассмотрения сложения колебаний. При этом, естественно, станет ясным весь детальный вид интерференционной картины. Для наглядности и простоты мы используем графический метод рассмотрения, в известном смысле аналогичный векторным

диаграммам в теории переменных токов. На рис. 71 отрезки OP_1 , P_1P_2 , P_2P_3 и т. д. изображают амплитуды складываемых колебаний. Запаздывание по фазе $\Delta\varphi$ одного колебания по отношению к другому изображается при помощи поворота отрезка на угол $\Delta\varphi$. Результирующая амплитуда, получаемая в результате сложения N колебаний, будет равна отрезку OP , соединяющему O с концом ломаной, построенной из амплитуд складываемых колебаний. В частности, для двух колебаний нетрудно из такой диаграммы получить формулу (1) (например, из треугольника OP_2P_1).

Из равенства углов $\Delta\varphi$ и отрезков P_1P_2 , P_2P_3 и т. д. следует, что точки P_1 , P_2 , P_3 и т. д. лежат на окружности с центром в C . Если из C мы опустим перпендикуляры в точки H_1 и H_2 , то угол между CH_1 и CH_2 равен $\Delta\varphi$ (как между перпендикулярами к OP_1 и P_1P_2). Угол

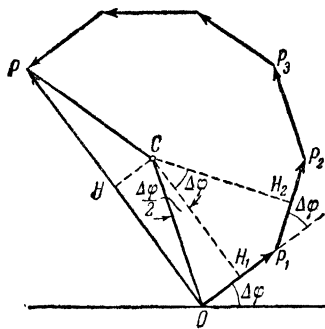


Рис. 71. Векторное сложение многих колебаний.

OH_1 равен $\frac{\Delta\varphi}{2}$, и радиус окружности CO определится следующим соотношением:

$$CO = \frac{OP_1}{2} \cdot \sin \frac{\Delta\varphi}{2}.$$

Переходим теперь к определению величины отрезка OP —результующей амплитуды.

Угол PCO равен $2\pi - N\Delta\varphi$, так как при переходе от одной точки многоугольника к другой каждый раз радиус поворачивается на угол $\Delta\varphi$.

Опустим из C перпендикуляр на OP . Получим:

$$OH = OC \sin \frac{\angle PCO}{2} = OC \sin \left(\pi - \frac{N\Delta\varphi}{2} \right) = OC \sin \frac{N\Delta\varphi}{2},$$

откуда

$$OP = 2OH = 2OC \sin \frac{N\Delta\varphi}{2},$$

или, воспользовавшись полученным выше соотношением для CO :

$$OP = OP_1 \frac{\sin \frac{N\Delta\varphi}{2}}{\sin \frac{\Delta\varphi}{2}}.$$

Энергия результирующего колебания будет пропорциональна OP^2 , и если мы энергию отдельного колебания примем за единицу, то

$$I = \frac{\sin^2 \frac{N\Delta\varphi}{2}}{\sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}}. \quad (9)$$

На рис. 70 изображена интенсивность I как функция $\Delta\varphi$ для этого случая.

При $\Delta\varphi$, близком к нулю, можно синусы заменить аргументами, и тогда

$$I = \frac{\left(\frac{N\Delta\varphi}{2} \right)^2}{\left(\frac{\Delta\varphi}{2} \right)^2} = N^2,$$

т. е. действительно интенсивность максимумов (главных) пропорциональна квадрату числа складываемых колебаний. В этом случае на рис. 71 один отрезок становится продолжением другого и многоугольник распрямляется в прямую линию.

Если $\Delta\varphi$ возрастает, то I первый раз обратится в нуль, когда числитель в формуле (9) первый раз обратится в нуль. Это будет при

$$\frac{N\Delta\varphi_0}{2} = \pi,$$

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