

комбинацией из двух параллельно установленных тонких пластинок M_1 , P_1 и M_2 , P_2 (рис. 139). Пластины M_1 и M_2 посеребрены и выполняют роль зеркал. Пластины P_1 и P_2 , также посеребренные, полупрозрачны, они пропускают половину падающего света, а остальную половину отражают. Комбинация параллельных пластинок M_2 , P_2 может поворачиваться на малый угол относительно другой комбинации также параллельных пластинок M_1 , P_1 . Ход лучей в интерферометре показан на схематическом рис. 139. Прибор действует так же, как и интерферометр Жамена. В нем наблюдаются интерференционные полосы равного наклона.

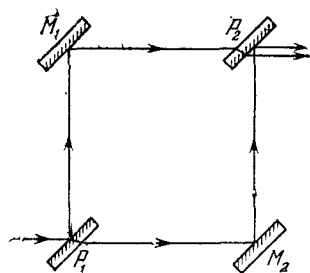


Рис. 139.

Аналогично устроен построенный несколько раньше интерферометр Маха — Цендера. Отличие от интерферометра Рождественского состоит в том, что параллельно устанавливаются между собой зеркала M_1 и M_2 , а также полупрозрачные пластины P_1 и P_2 . Одна пара пластин может поворачиваться на малый угол относительно другой пары.

§ 35. Интерферометр Майкельсона

С помощью *интерферометра Майкельсона* (1852—1931) впервые было проведено систематическое изучение тонкой структуры спектральных линий и выполнено первое прямое сравнение эталонного метра с длиной световой волны. Знаменитый опыт Майкельсона — Морли, целью которого было обнаружение движения Земли относительно эфира (см. § 102), был выполнен также с помощью интерферометра Майкельсона. В настоящее время интерферометр Майкельсона устарел. Однако историческое значение указанных выше исследований, в особенности последнего, слишком велико. Поэтому необходимо хотя бы кратко остановиться на описании устройства и работы интерферометра Майкельсона.

Схема интерферометра приведена на рис. 140. Свет от протяженного источника S попадает на плоскопараллельную разделительную пластинку P_1 , покрытую полупрозрачным тонким слоем серебра или алюминия. Эта пластинка частично пропускает, частично отражает свет, разделяя падающий пучок на два взаимно перпендикулярных пучка. Первый пучок, пройдя через пластинку P_1 , отражается обратно зеркалом M_1 , а затем частично отражается от пластинки P_1 в направлении AO . Второй пучок, отразившись от покрытой металлом поверхности пластинки P_1 , направляется к зеркалу M_2 , отражается от него, снова проходит через пластинку P_1 и далее идет в направлении AO , как и первый пучок.

Таким образом, от одного и того же источника получаются два пучка лучей одинаковой интенсивности, идущих в зрительную трубу, где и наблюдаются интерференционные полосы.

На пути первого пучка лучей ставится пластинка P_2 , тождественная с пластинкой P_1 . Она компенсирует разность хода между пучками, возникающую из-за того, что второй пучок пересекает разделительную пластинку P_1 три, а первый только один раз. Так как стекло обладает дисперсией, то без такой компенсации наблюдение интерференции в белом свете было бы невозможно.

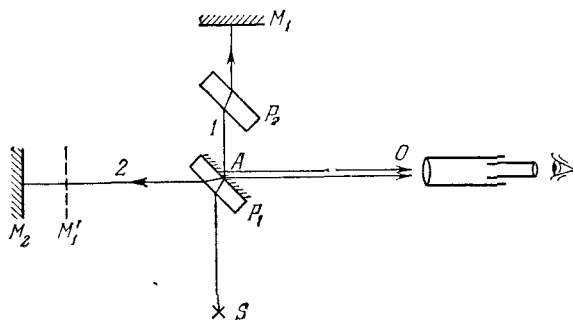


Рис. 140.

Зеркало M_1 неподвижно, а M_2 с помощью микрометрического винта может перемещаться на специальных салазках строго параллельно самому себе. В больших интерферометрах такое перемещение должно происходить на десятки сантиметров. Поэтому к механической части прибора предъявляются исключительно высокие требования. Зеркала интерферометра снабжены также установочными винтами, позволяющими придавать им правильное положение.

Пусть M_1' — изображение поверхности зеркала M_1 в отражающей плоскости разделительной пластинки P_1 . Тогда интерференция будет происходить так же, как и в воздушном слое между двумя отражающими плоскостями M_2 и M_1' . Разность хода между отраженными лучами $\Delta = 2d \cos \varphi$, где d — толщина слоя, а φ — угол падения. Если слой плоскопараллелен, то будут получаться интерференционные полосы равного наклона, локализованные в бесконечности. Их можно наблюдать глазом, аккомодированным на бесконечность, или в трубу, установленную также на бесконечность. Получатся интерференционные кольца с центром в точке схождения лучей, нормально отраженных от поверхностей M_2 и M_1' . Этому направлению соответствует максимальная разность хода $\Delta = 2d$. Поэтому максимальный порядок интерференции будет наблюдаться в центре картины. Отсюда следует, что при увеличении толщины d воздушного зазора полосы интерференции будут

перемещаться в направлении от центра (в противоположность тому, что было с кольцами Ньютона, см. § 33, пункт 7).

При увеличении зазора d на $\lambda/2$ разность хода увеличится на λ , так что произойдет смещение на одну полосу (т. е. на место каждой светлой полосы станет такая же светлая соседняя полоса). При изменении угла падения на $\Delta\varphi$ разность хода изменится на $2d \sin \varphi \Delta\varphi$. Отсюда видно, что полосы интерференции получатся тем шире, чем меньше d . При $d = 0$ они стали бы бесконечно широкими, т. е. поле зрения было бы освещено равномерно.

При больших зазорах и высокой степени монохроматичности света с интерферометром Майкельсона наблюдалась интерференция очень высокого порядка (около 10^6). Если M_2 и M'_1 близки друг к другу и образуют воздушный клин с небольшим углом, то полосы интерференции локализуются либо на поверхности клина, либо вблизи нее. Это — полосы равной толщины, имеющие вид равноотстоящих прямых, параллельных ребру клина.

§ 36. Многолучевая интерференция

1. Вернемся к исследованию интерференции в плоскопараллельных пластинках и учтем лучи, претерпевшие в них многократные отражения (рис. 134). Обозначим через R коэффициент отражения света от границы раздела пластинки с воздухом, т. е. долю энергии падающего света, которая возвращается обратно при каждом отражении. При отсутствии поглощения оставшаяся доля $(1 - R)$ проходит через эту границу. Если среды по обе стороны пластинки одинаковы (воздух), то, как будет показано в § 65, коэффициенты отражения на обеих поверхностях пластинки будут одинаковы. Допустим, что падающий свет монохроматический. Обозначим через I_0 его интенсивность. Тогда интенсивности прошедших пучков $1', 2', 3', \dots$ будут

$$I_{1'} = (1 - R)^2 I_0, \quad I_{2'} = R^2 (1 - R)^2 I_0, \quad I_{3'} = R^4 (1 - R)^2 I_0, \dots,$$

а соответствующие (вещественные) амплитуды

$$a_{1'} = (1 - R)a_0, \quad a_{2'} = R(1 - R)a_0, \quad a_{3'} = R^2(1 - R)a_0, \dots,$$

где a_0 — амплитуда падающего света. Разность хода между двумя соседними интерферирующими пучками составляет $\Delta = 2dn \cos \psi$, а разность фаз $\Phi = k\Delta = (4\pi/\lambda) dn \cos \psi$. Амплитуда прошедшей волны представится убывающей геометрической прогрессией

$$a_d = a_0 (1 - R) [1 + Re^{-i\Phi} + R^2 e^{-2i\Phi} + \dots].$$

Если пластинка достаточно длинная, то прогрессию можно считать бесконечной. Тогда

$$a_d = \frac{1 - R}{1 - Re^{-i\Phi}} a_0.$$