

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

- Цель работы:**
1. Изучение принципа действия прибора высокой разрешающей способности – интерферометра Фабри – Перо.
 2. Определение длины световой волны источника.
 3. Определение характеристик интерферометра.

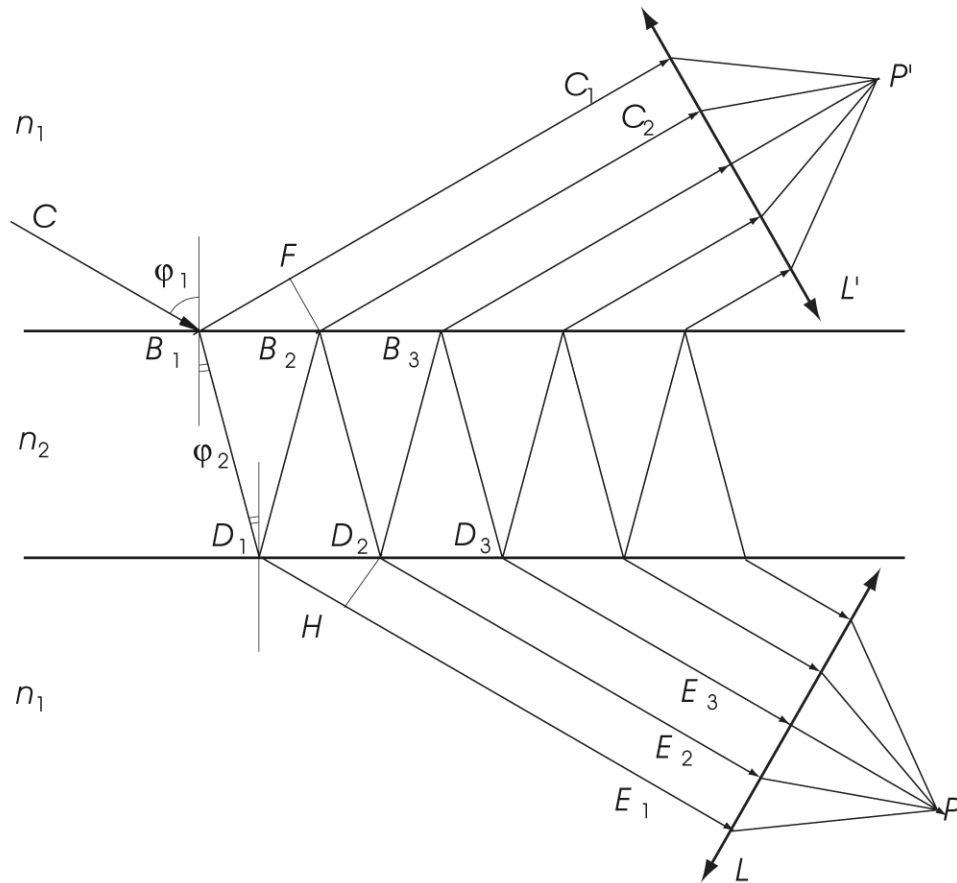
Явление многолучевой интерференции рассматривается на примере интерферометра Фабри – Перо и дифракционной решетки.

1. КРАТКАЯ ТЕОРИЯ. МНОГОЛУЧЕВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

При падении пучка света на прозрачную пластинку на ее поверхностях происходят многократные отражения, в результате чего с каждой стороны пластинки выходит ряд пучков с убывающей амплитудой (рис.1). Рассматривая интерференционные эффекты, возникающие с такими пластинками (например, кольца Ньютона), обычно пренебрегают вкладом в результирующую интенсивность пучков, испытавших больше двух отражений. Такое допущение оправдано при малой отражательной способности поверхностей. При высокой отражательной способности формируется большое число лучей с медленно убывающей амплитудой. Учет всех лучей приводит к изменению распределения интенсивности в интерференционной картине.

Рассмотрим плоскопараллельную прозрачную пластинку с показателем преломления n_2 , находящуюся в среде с показателем преломления n_1 , и предположим, что на эту пластинку под углом φ_1 падает плоская волна монохроматического света. Пусть луч CB_1 (рис.1) представляет направление распространения падающей волны. На верхней поверхности эта волна разделяется на две плоские волны: одну, отраженную в направлении B_1C_1 , и другую, прошедшую в пластинку в направлении B_1D_1 . Прошедшая волна падает на нижнюю поверхность пластинки под углом φ_2 и здесь снова разделяется на две плоские волны: одну, прошедшую в направлении D_1E_1 , и другую, отраженную обратно в объем пластинки в направлении D_1B_2 . Такой процесс деления волны продолжается, как показано на рис. 1.

Пусть E_0 – амплитуда электрического вектора падающей волны. E_0 может быть комплексной. Она содержит постоянную часть фазы



Р и с. 1

соответствующей волновой функции. Переменная часть ее, как известно, имеет вид $(\omega t - \vec{k}\vec{r})$. Для каждой из совокупности отраженных или прошедших волн переменная часть фазы волновой функции отличается от такой же части фазы предыдущего члена на величину, соответствующую двукратному прохождению луча в пластинке.

Эта разность фаз равна

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta, \quad (1)$$

где λ_0 – длина волны в вакууме, Δ – оптическая разность хода для любой пары соседних лучей. Например, для лучей B_1C_1 и B_2C_2 , как видно из рис. 1,

$$\Delta = n_2(B_1D_1 + D_1B_2) - n_1B_1F, \quad (2)$$

где F – основание перпендикуляра, опущенного из B_2 на B_1C_1 . Если h – толщина пластинки, а φ_1 и φ_2 – углы падения и преломления на верхней поверхности, то

$$\begin{cases} B_1 D_1 = D_1 B_2 = h / \cos \varphi_2 \\ B_1 F = B_1 B_2 \sin \varphi_1 = 2htg \varphi_2 \sin \varphi_1 \\ n_1 \sin \varphi_1 = n_2 \sin \varphi_2. \end{cases} \quad (3)$$

Из (2) и (3) получаем

$$\Delta = 2hn_2 \cos \varphi_2,$$

а соответствующая разность фаз, согласно (1), равна

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} hn_2 \cos \varphi_2. \quad (4)$$

Следует также учитывать изменение фазы на π , которое, согласно формулам Френеля, происходит при каждом отражении от верхней или нижней поверхности пластинки. Полная разность фаз равна поэтому

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} hn_2 \cos \varphi_2 \pm \pi. \quad (5)$$

Если взять любую пару прошедших через пластинку лучей (например, $D_1 E_1$ и $D_2 E_2$), то для них полная разность фаз определяется формулой (4). Действительно, разность фаз, соответствующая двукратному прохождению луча $D_2 E_2$ в пластинке, как видно из рис. 1, будет такой же, как и раньше (4). Кроме того, луч $D_2 E_2$ дважды испытывает отражение (точки D_1 и B_2) в одинаковых условиях. Изменение фазы за счет отражения будет равно или 0 (если $n_2 > n_1$), или 2π (если $n_1 > n_2$), и оно не учитывается.

Пусть волна, идущая из окружающей среды в пластинку, характеризуется ρ – коэффициентом отражения (отношение амплитуд отраженной и падающей волны) и τ – коэффициентом пропускания (отношение амплитуд прошедшей и падающей волны); а ρ' и τ' – соответствующие коэффициенты для волны, идущей из пластинки в окружающую среду. Если ограничиться малыми углами φ_1 , то τ и ρ практически не зависят от угла падения и от поляризации падающего света и для них можно принять значения, соответствующие нормальному падению, а именно:

$$\tau = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}, \quad \tau' = \frac{2n_2}{n_1 + n_2}, \quad \rho = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}, \quad \rho' = \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2}. \quad (6)$$

На границе прозрачных сред τ и ρ вещественны, а отрицательное значение ρ при $n_2 > n_1$ учитывает изменение фазы волны на π при отражении от оптически более плотной среды. Из формул (6) видно, что от-

ражательная способность границы, или энергетический коэффициент отражения R , не зависит от того, идет свет из окружающей среды в пластинку или наоборот

$$R = \rho^2 = (\rho')^2 \quad (7)$$

и что

$$\tau\tau' = 1 - \rho^2 = 1 - R \quad (8)$$

Поэтому комплексная амплитуда всей прошедшей волны представится геометрической прогрессией:

$$\begin{aligned} E_2 &= E_0 \tau\tau' + E_0 \tau\tau'(\rho')^2 e^{i\delta} + E_0 \tau\tau'(\rho')^4 e^{2i\delta} + \dots = \\ &= E_0 \tau\tau' \left[1 + (\rho')^2 e^{i\delta} + (\rho')^4 e^{2i\delta} + \dots \right] = E_0 \frac{\tau\tau'}{1 - (\rho')^2 e^{i\delta}} \end{aligned} \quad (9)$$

Считаем, что пластинка достаточно длинная, так что число прошедших и отраженных лучей велико. Для нахождения интенсивности прошедшей волны умножим E_2 в (9) на комплексно-сопряженную величину и воспользуемся формулами (7) и (8):

$$\begin{aligned} I_{np} &= E_2 \cdot E_2^* = \frac{E_0^2 (\tau\tau')^2}{\left[1 - (\rho')^2 e^{i\delta} \right] \cdot \left[1 - (\rho')^2 e^{-i\delta} \right]} = \\ &= \frac{I_{nad} (1 - R)^2}{1 - (\rho')^2 (e^{i\delta} + e^{-i\delta}) + (\rho')^4} = I_{nad} \frac{(1 - R)^2}{1 - 2R \cos \delta + R^2} = \\ &= I_{nad} \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\delta}{2}} \end{aligned} \quad (10)$$

где $I_{nad} = E_0^2$.

Для интенсивности отраженной волны таким же способом находим

$$I_{отр} = I_{nad} \frac{2R(1 - \cos \delta)}{1 - 2R \cos \delta + R^2} = I_{nad} \frac{4R \sin^2 \frac{\delta}{2}}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (11)$$

Соотношения (10) и (11) известны как формулы Эйри. Из них видно, что $I_{пр} + I_{отр} = I_{пад}$, как и должно быть при отсутствии поглощения.

Формула (10) дает распределение интенсивности в многолучевой интерференционной картине, наблюдаемой в фокальной плоскости лин-

зы. Интенсивность прошедшего света будет иметь максимальное значение при $\delta/2 = m\pi$ (m – целое число). Подставляя сюда δ из (4), получаем то же условие максимума интенсивности света, а именно

$$2hn_2 \cos \varphi_2 = m\lambda_0, \quad (12)$$

и, соответственно, для минимума

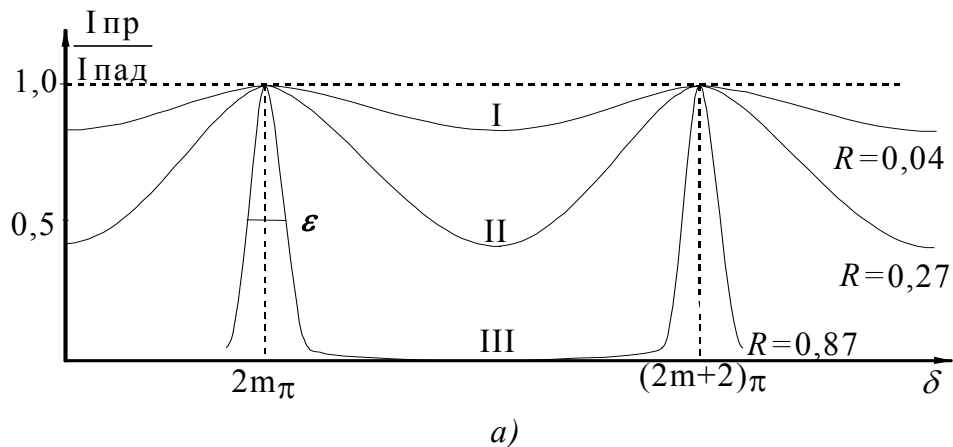
$$2hn_2 \cos \varphi_2 = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2}. \quad (13)$$

На рис. 2, *a* приведены построенные по формуле (10) кривые интенсивности прошедшего света в зависимости от δ . При $R \ll 1$ они имеют вид, типичный для двух интерферирующих пучков. Отношение интенсивности в максимумах и минимумах, характеризующее контрастность интерференционных полос, как видно из (10), определяется только коэффициентом отражения:

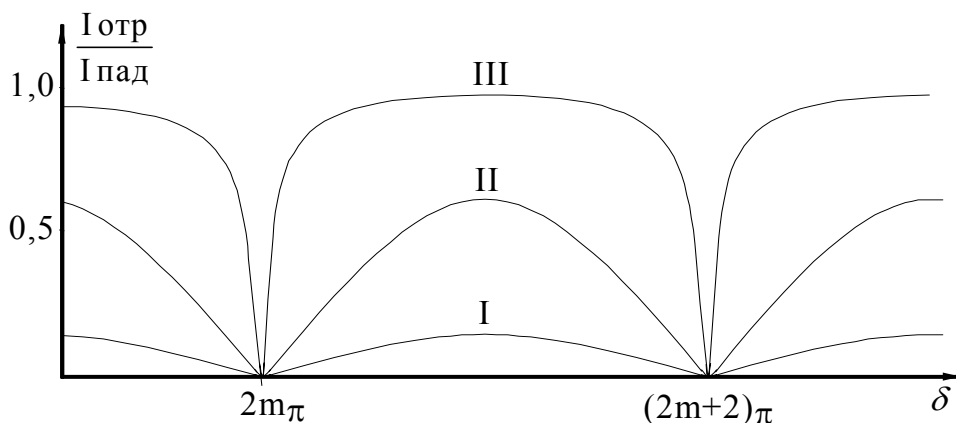
$$\frac{I_{\max}}{I_{\min}} = \frac{(1 + R)^2}{(1 - R)^2}. \quad (14)$$

Многолучевая интерференционная картина в прошедшем свете при значениях R , близких к единице, имеет вид узких светлых полос на почти совершенно темном фоне.

Подобное пространственное перераспределение потока энергии с концентрацией его в некоторых преимущественных направлениях всегда возникает при интерференции многих пучков. Чтобы наблюдались полосы, плоскопараллельную однородную пластинку нужно освещать рассеянным пучком, в котором имеются лучи самых разных направлений. Каждая интерференционная полоса образована лучами, падающими на пластинку под одинаковыми углами. Такие полосы носят название полос равного наклона. Так как каждая точка интерференционной полосы образована лучами, которые до прохождения линзы образуют параллельный пучок, то полосы локализованы в бесконечности (или в фокальной плоскости линзы). Полосы равного наклона имеют вид концентрических колец с центром на оси линзы. Центру картины соответствует наибольший порядок интерференции.



a)



б)

Р и с. 2

Аналогично, если свет, отраженный от пластинки, собирается линзой L' , то в ее фокальной плоскости также появляются линии равного наклона. Из сравнения формул (10) и (11) следует, что $I_{отр} + I_{пр} = I_{пад}$, поэтому в отраженном свете наблюдается дополнительная картина, т. е. там, где в отраженном свете наблюдается максимум, в проходящем будет минимум и наоборот. Это связано с тем, что разность фаз лучей в отраженном и проходящем свете, согласно (4) и (5), различается на π . Кроме того, различным будет и качество картин. Полосы имеют вид узких темных колец на почти равномерном светлом фоне (рис. 2, б). Резкость полос принято измерять полушириной интенсивности или просто полушириной максимума. Отношение расстояния между соседними полосами к полуширине называют резкостью полос и обозначают буквой F .

Для картины в прошедшем свете она равна расстоянию между точками, лежащими по обе стороны максимума в том месте, где интенсивность уменьшается до половины максимальной величины. У полосы целого порядка m точки, где интенсивность равна половине максимальной величины, находятся при

$$\delta = 2m\pi \pm \frac{\varepsilon}{2}, \quad (15)$$

где ε в соответствии с (10) определяется из выражений

$$\frac{1}{2}I_0 = \frac{I_0(1+R)^2}{(1+R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{2m\pi \pm \varepsilon/2}{2}\right)}, \quad (16)$$

$$\frac{2\sqrt{R}}{1-R} \sin \frac{\varepsilon}{4} = 1. \quad (17)$$

Когда R достаточно велико, то ε настолько мало, что в последнем соотношении мы сможем принять $\sin(\varepsilon/4) \approx \varepsilon/4$, и получим для полуширины

$$\varepsilon = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}}. \quad (18)$$

Так как расстояние между соседними полосами соответствует изменению δ на 2π , то для резкости находим

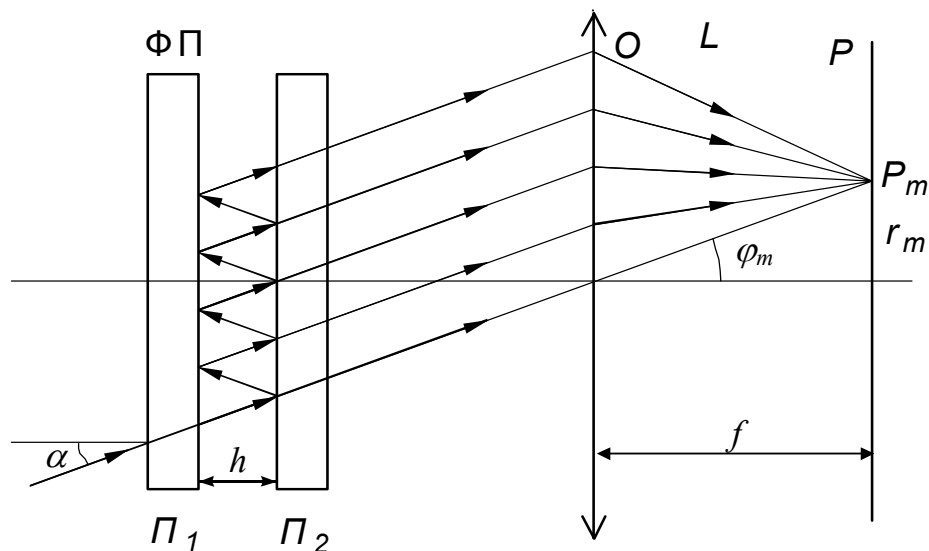
$$F = \frac{2\pi}{\varepsilon} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (19)$$

До сих пор мы предполагали, что свет строго монохроматичен. В случае немонохроматического света распределение интенсивности равно сумме распределений интенсивностей типа описываемых формулой (10), обусловленных каждой монохроматической компонентой. Из предыдущего ясно, что положение максимумов и минимумов зависит от длины волны монохроматической компоненты. Кроме того, при увеличении R распределение интенсивности становится более благоприятным для определения положения максимума, т. е. полосы, принадлежащие различным монохроматическим компонентам, в интерференционной картине в проходящем свете разделяются более четко. По этим причинам многолучевая интерференция находит большое практическое применение.

2. ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ – ПЕРО

Многолучевая интерференция на плоскопараллельной пластинке при почти нормальном освещении используется в интерферометре Фабри – Перо. Пластика может быть изготовлена из целого куска стекла или кварца высокой однородности, поверхности которой покрыты полупрозрачным слоем металла. Можно взять две стеклянные или кварцевые пластины $П_1$ и $П_2$ (рис. 3) с плоскими поверхностями. Внутренние поверхности обеих пластин, покрытые частично прозрачными пленками с высокой отражательной способностью, параллельны, и воздух, заключенный между этими поверхностями, образует плоскопараллельную пластинку. Пластины разделяют кольцом из инвара или кварца с тремя выступами на торцах, к которым пластины прижимаются пружинами. Кольца обработаны с большой точностью, так что положение плоскостей, заданное выступами, максимально близко к параллельному, а тонкая регулировка осуществляется изменением нажима пружин. Интерферометр такого типа с фиксированным расстоянием между пластинами называют эталоном Фабри – Перо.

Отражающими покрытиями пластин могут служить либо металлические пленки (чаще всего из серебра или алюминия), либо диэлектрические пленки из чередующихся слоев материалов с высоким и малым показателем преломления, например сульфида цинка ($n = 2,3$) и криолита ($n = 1,35$).



Р и с. 3

Металлические пленки частично поглощают свет, что приводит к общему уменьшению интенсивности при прежнем характере ее пространственного распределения в интерференционной картине.

Многослойные диэлектрические покрытия мало поглощают свет и обеспечивают высокий коэффициент отражения. Но следует отметить, что коэффициент отражения таких покрытий высок только в ограниченной области длин волн вблизи длины волны λ_0 , для которой оптическая толщина каждого слоя составляет $\lambda_0/4$.

3. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ – ПЕРО

Интерферометр применяется, в основном, как спектральный прибор, разлагая излучение источника белого света в спектр. Его важнейшими характеристиками как спектрального прибора являются: *угловая и линейная дисперсии, область дисперсии, разрешающая сила*.

1. *Угловая дисперсия D_φ* интерферометра находится дифференцированием выражения (12) по длине волны λ . Она определяет приращение угла $d\varphi$ при единичном изменении длины волны. Получаем для максимума порядка m :

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = -\frac{m}{2hn \sin \varphi} \quad (20)$$

Учитывая малую величину угла φ (он составляет обычно сотые доли радиана) и подставляя значение m из (12), можем записать:

$$D_\varphi = -\frac{m}{2hn \sin \varphi} = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg} \varphi} \approx -\frac{1}{\lambda \varphi} \approx -\frac{f}{\lambda r}, \quad (21)$$

где f – фокусное расстояние объектива L (рис. 3) и r – радиус соответствующего углу φ интерференционного кольца порядка m . Из (21) следует, что угловая дисперсия не зависит от расстояния между зеркалами и других параметров интерферометра. Она неограниченно возрастает при приближении к направлению нормали ($\varphi \rightarrow 0$).

2. *Линейная дисперсия D_r* , определяющая приращение радиуса колец r при единичном изменении длины волны света, может быть рассчитана следующим образом:

$$D_r = \frac{dr}{d\lambda} \approx f D_\varphi = -\frac{mf}{2hn \sin \varphi} \approx -\frac{f^2}{\lambda r}. \quad (22)$$

Знак минус в последнем соотношении указывает, что увеличение длины волны соответствует уменьшению радиусов интерференционных колец.

3. **Область дисперсии** интерферометра определяется как предельная ширина спектрального интервала $\Delta\lambda$ длин волн света, входящего в интерференцию, при котором еще возможно получение не перекрывающихся интерференционных максимумов. Если интерференционное кольцо m -го порядка для длины волны $\lambda + \Delta\lambda$ совпадает с интерференционным кольцом длины волны λ порядка $m + 1$, то при одинаковых φ и r получим: $m(\lambda + \Delta\lambda) = (m + 1)\lambda$,

откуда
$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}. \quad (23)$$

В случае малых углов имеем соответственно:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2hn}. \quad (24)$$

4. **Разрешающая способность** интерферометра Фабри – Перо, как и вообще любого спектрального аппарата, определяется выражением $R_A = \lambda/\delta\lambda$, где $\delta\lambda$ – минимальная разность длин волн двух бесконечно узких спектральных линий, которые еще может различить аппарат.

Реальные возможности интерферометра разделять две монохроматические линии, т. е. более или менее детально исследовать спектр излучения источника, в значительной степени определяются шириной и формой его максимумов, а также зависят от точности, с которой может быть измерен наблюдаемый контур этого максимума. Поэтому количественный критерий разрешающей способности можно сформулировать только условно.

Условный критерий, удобный для сравнения разрешающей силы различных спектральных приборов, был предложен Рэлеем для случая, когда контур максимума имеет дифракционную форму. При любой форме контура максимума две спектральные линии одинаковой интенсивности находятся на пределе разрешения $\delta\lambda$, если провал в суммарном контуре составляет 20 %.

Для интерферометра Фабри – Перо пределом разрешения $\delta\lambda$ можно считать полуширину максимума на половине высоты. Провал в наблюдаемом контуре от двух находящихся на таком расстоянии монохроматических линий составляет около 17 %, т. е. это условие практически совпадает с обобщенным критерием Рэля. Ширине контура, как было

показано, соответствует изменению разности фаз на $\varepsilon = 2(1 - R)/\sqrt{R}$. Разность фаз δ интерферирующих волн в максимуме m -го порядка равна $2m\pi$. Изменению ее на ε соответствует изменение длины волны на $\delta\lambda = [\varepsilon/(2\pi m)] \cdot \lambda$, откуда для разрешающей силы $\lambda/\delta\lambda$ находим

$$R_A = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = m \frac{2\pi}{\varepsilon} = mF, \quad (25)$$

где $F = \frac{2\pi}{\varepsilon} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$ – резкость интерференционных полос.

С учетом (12) формуле (25) можно придать вид:

$$R_A = mF = \frac{m\pi\sqrt{R}}{1-R} = \frac{2hn \cos \varphi}{\lambda} \cdot \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}, \quad (26)$$

откуда видно, что разрешающая способность прямо пропорциональна толщине интерферометра h . Однако увеличение толщины интерферометра уменьшает область свободной дисперсии и угловые диаметры колец, что затрудняет работу на установке с использованием интерферометра. Поэтому на практике увеличивают разрешающую способность за счет повышения коэффициента отражения зеркал.

4. РАСШИФРОВКА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СПЕКТРОВ

4.1. Способ квадратов диаметров колец

Объектив L с фокусным расстоянием f , установленный после интерферометра ФП (рис. 3), собирает все лучи, вышедшие под некоторым углом φ_m , в одну точку P_m фокальной плоскости P . Если при этом азимут α падающих лучей меняется от 0 до 2π , то вместо точки возникает светлое кольцо радиуса r_m (или диаметра d_m), соответствующее интерференционному максимуму порядка m . Если же интерферометр Фабри – Перо освещается протяженным источником монохроматического света или сходящимся световым пучком, то на него падают лучи под разными углами. Однако только в направлениях $\varphi_m, \varphi_{m+1}, \varphi_{m+2}, \dots$, для которых m – целое число, наблюдаются светлые интерференционные кольца. Радиусы этих колец зависят от угла φ_m и фокусного расстояния f проектирующей системы. Из рис. 3 следует, что

$$\cos \varphi_m = \frac{f}{\sqrt{f^2 + r_m^2}} = \frac{f}{f \sqrt{1 + \frac{r_m^2}{f^2}}} \approx 1 - \frac{r_m^2}{2f^2} = 1 - \frac{d_m^2}{8f^2}, \quad (27)$$

где r_m и d_m – соответственно радиус и диаметр интерференционного кольца m -го порядка. Условие максимума интерференции можно представить через геометрические размеры колец в виде

$$m\lambda = 2hn \cos \varphi_m = 2hn \left(1 - \frac{r^2}{2f^2}\right) = 2hn \left(1 - \frac{d^2}{8f^2}\right). \quad (28)$$

Эта формула служит основой для расчета интерференционной картины.

Согласно (28) порядок m есть квадратичная функция диаметра d , т. е. равным приращениям порядка соответствуют равные приращения величины d^2 (или r^2). Это значит, что разность величин d^2 (или r^2) для последовательных колец есть величина постоянная:

$$d_{m-1}^2 - d_m^2 = d_{m-2}^2 - d_{m-1}^2 = \dots = \frac{4\lambda f^2}{hn}. \quad (29)$$

На самом деле, для самого внутреннего кольца m -го порядка:

$$m = \frac{2hn}{\lambda} - \frac{hnr_m^2}{\lambda f^2} = \frac{2hn}{\lambda} - \frac{hnd_m^2}{4\lambda f^2}. \quad (30)$$

Для соседнего кольца $(m-1)$ -го порядка

$$m-1 = \frac{2hn}{\lambda} - \frac{hnr_{m-1}^2}{\lambda f^2} = \frac{2hn}{\lambda} - \frac{hnd_{m-1}^2}{4\lambda f^2}. \quad (31)$$

Величины $d_m^2, d_{m-1}^2, d_{m-2}^2, \dots$ образуют арифметическую прогрессию с общей разностью

$$\Delta d^2 = \frac{d_{m-k}^2 - d_{m-i}^2}{k-i} = \frac{4\lambda f^2}{hn}, \quad (32)$$

где $k > i$ – целые числа, указывающие номер кольца от центрального интерференционного кольца.

Соотношение (32) используется для определения длины световой волны по следующей основной расчетной формуле:

$$\lambda = \frac{hn}{4f^2} \frac{d_{m-k}^2 - d_{m-i}^2}{k-i}. \quad (33)$$

Для колец двух соседних порядков m и $m-1$ эта формула примет вид:

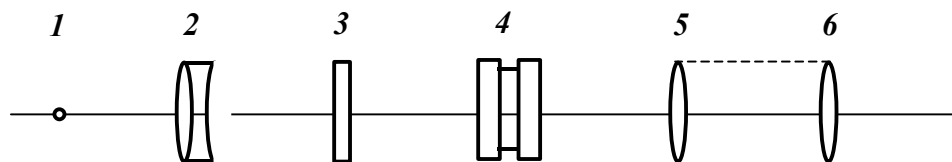
$$\lambda = \frac{hn}{4f^2} (d_{m-1}^2 - d_m^2). \quad (34)$$

Надо иметь в виду, что точность измерения длины волны по формуле (33) выше, так как не используются соседние кольца. При обработке результатов измерений для интерферометра с воздушным промежутком в приведенных формулах считать $n = 1$.

5. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Работа выполняется на экспериментальной установке, оптическая схема которой приведена на рис. 4.

Свет от источника 1, проходя через конденсорную линзу 2, расположенную от источника на расстоянии, немного большем фокусного, слегка сходящимся пучком падает на узкополосный светофильтр 3 для выделения нужной рабочей линии и затем проходит через интерферометр Фабри – Перо 4. Интерференционную картину можно наблюдать в фокальной плоскости объектива 5 визуальным через лупу 6 небольшого увеличения. Замена лупы 6 винтовым окулярным микрометром МОВ-1-16 позволяет производить непосредственные визуальные измерения.



Р и с. 4

Для упрощения интерференционной картины целесообразно пользоваться светом несложной структуры. В качестве источника света 1 могут служить газоразрядные спектральные лампы ДРШ-250, ДНаС-18 (ДК_гС20). Питание спектральных ламп осуществляется от сети переменного тока напряжением 220 В через пусковое устройство. Для разгорания лампы необходимо 7 - 10 мин. Установление нормального режима горения лампы можно контролировать по появлению характерного свечения. В целях предохранения глаз от действия ультрафиолетового излучения ртутной лампы, она помещена в металлический кожух, имеющий отверстие, которое может быть закрыто цветным стеклом или светофильтром.

6. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Включить источник света и подождать (7 - 10 мин), пока установится нормальный режим ее работы. Путем вращения рифленого кольца окулярного микрометра фокусируются его крестообразные и вертикальные штрихи. В случае работы с эталоном, имеющим воздушную прослойку между зеркалами, необходимо проверить правильность установки зеркальных поверхностей эталона. Это делается непосредственно по наблюдению в окуляре интерференционной картины при включенном источнике света.

Если рабочие поверхности зеркал эталона установлены строго параллельно друг другу, то видны четкие и симметричные кольца, как при использовании светофильтра, так и в белом свете. Если же между зеркалами имеется хотя бы небольшой угол, интерференционная картина становится расплывчатой и несимметричной, кольца в различных ее частях имеют разную ширину.

Однако аналогичные дефекты интерференционной картины могут быть вызваны и неправильной ориентацией измерительного окуляра. Поэтому, только убедившись в том, что изменение ориентации и наклона измерительного микроскопа и небольшие изменения его фокусировки не улучшают наблюдаемую картину, можно отнести дефекты интерференционной картины на счет непараллельности зеркал. В последнем случае следует обратиться к лаборанту, который произведет юстировку прибора специальными регулировочными винтами.

Результаты эксперимента во многом зависят от правильной юстировки всей системы, поэтому рекомендуется производить измерения, добившись четкой, симметричной, равномерно освещенной интерференционной картины.

Далее проводят измерение диаметров интерференционных колец с помощью окулярного микрометра.

ЗАДАНИЕ

1. Ознакомиться с устройством и принципом работы интерферометра Фабри – Перо.
2. Измерить с помощью окулярного микрометра диаметры $5 \div 10$ разных интерференционных колец для 2-х наиболее интенсивных линий ртути, выделяемых с помощью соответствующих светофильтров (зеленая и оранжевая область).

3. По формуле (25) рассчитать соответствующие этим областям длины волн. Более точные расчеты можно провести по методу наименьших квадратов на ПЭВМ (программа прилагается).
4. Воспользовавшись соответствующими формулами (14), (15) и (20), приведенными в тексте описания работы, рассчитать основные характеристики интерферометра: угловую дисперсию, линейную дисперсию, разрешающую способность.
Коэффициент отражения зеркал интерферометра, необходимый для расчета характеристик, и значение базы указаны на установке.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Каким образом устроен интерферометр Фабри – Перо?
2. Каким условием определяется положение максимумов и форма полос в наблюдаемой с интерферометром Фабри – Перо интерференционной картине в проходящем свете?
3. Чем определяются контрастность и резкость интерференционной картины в идеальном интерферометре Фабри – Перо? Что ограничивает возможности повышения этих параметров в реальном интерферометре?
4. Какая часть падающего в интерферометр Фабри – Перо света проходит в максимуме? Каково будет соотношение между падающим и отраженным светом? Какова роль поглощения света в слоях?
5. Чем отличаются полосы равного наклона в двухлучевой и многолучевой интерференционных картинах?
6. Что такое дисперсионная область интерферометра Фабри – Перо? Как она зависит от его толщины? Почему в спектроскопических исследованиях интерферометр используют совместно с более грубым спектральным прибором?
7. Какие факторы ограничивают разрешающую способность интерферометра Фабри – Перо?
8. Что происходит с разрешающей способностью интерферометра Фабри – Перо при увеличении дисперсионной области?

ЛИТЕРАТУРА

1. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1989 г.
2. *Ахманов С. А., Никитин С. Ю.* Физическая оптика. Изд-во МГУ, 1998 г.
3. *Арбузов В. А.* и др. Оптика и атомная физика. Лабораторный практикум по физике. Наука, Сибирское отделение. 1976 г.