

О ФОРМИРОВАНИИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ ДВУХЛУЧЕВЫМИ ИНТЕРФЕРОМЕТРАМИ

А. М. Шухтин, Г. А. Федотов и В. Г. Мишаков

Рассмотрено формирование картин интерференции разного вида в идеально настроенном интерферометре Рождественского с помощью дополнительных плоскопараллельных пластинок. Приведена эквивалентная схема интерферометра, на основании которой дано наглядное объяснение формирования интерференционной картины в реальном интерферометре.

Сущность всякого двухлучевого интерферометра, как известно, состоит в его способности осуществлять расщепление падающего светового пучка на два когерентных пучка, разделенных в пространстве, и смешение этих пучков, ведущее к интерференции. Исходя из этой основной функции, все двухлучевые интерферометры, работающие на принципе деления амплитуды волны, можно разбить на два класса. В одном из них разделителем и смесителем служит один и тот же элемент оптической системы, во втором эти функции выполняют два независимых элемента. В интерферометрах первого класса влияние разделительно-смесительного элемента на разность фаз интерферирующих пучков, а следовательно, и на вид интерференционной картины легко исключается. Поэтому сама процедура юстировки прибора и вид получаемой картины понятны. Типичным представителем интерферометров этого класса является интерферометр Майкельсона. В приборах второго класса взаимное расположение разделительного и смесительного элементов само по себе влияет на разность фаз интерферирующих волн и на вид картины интерференции. Здесь процедура юстировки прибора и понимание вида картины интерференции усложняются. Приборы такого типа работают в однопроводном режиме и их типичными представителями можно считать интерферометр Жамена и интерферометры Маха—Цендера и Рождественского. Приборы этого типа используются при освещении оптической системы излучением как линейчатого, так и сплошного спектра. Нас будет интересовать случай освещения системы белым светом при локализации картины на бесконечности. Она может быть спроектирована на плоскость щели спектрографа, а ее наблюдение ведется либо непосредственно на экране, расположенном в плоскости щели, либо в фокальной плоскости спектрографа, где картина развернута по спектру. Основная задача данной заметки состоит в попытке выяснения наглядным образом механизма возникновения картин интерференции разного вида при юстировке оптической системы, включающей двухлучевой интерферометр. Элементами картины, наблюдаемыми на экране в плоскости щели, являются полоса нулевого порядка и соседние с ней полосы ближайших порядков интерференции. Проведем рассмотрение на примере интерферометра Рождественского (ИР). Заметим, что головки ИР содержат плоскопараллельный воздушный слой, ограниченный зеркалами, и плоскопараллельную пластинку. Каждый из интерферирующих пучков света проходит воздушный слой одной из головок и полупрозрачную пластинку той или иной головки. Очевидно, что световые пучки, образующие нулевую полосу, должны проходить попарно равные

оптические пути как в воздушных слоях, так и в прозрачных пластинках. Это следует из различия дисперсии воздуха и вещества (стекла, кварца и др.), из которого изготовлены полупрозрачные пластинки. Поэтому можно рассматривать влияние на разность фаз воздушных слоев самих по себе и плоскопараллельных пластинок самих по себе.

Рассмотрение принципов действия ИР и его юстировки подробно проведено самим Рождественским в [1]. Рождественский сначала пренебрегает действием полупрозрачных пластинок и рассматривает лишь действие воздушных слоев. Нам представляется более наглядным сначала рассмотреть действие пластинок. Такую схему легко осуществить на практике. Результаты, полученные из рассмотрения такой схемы, помогают пониманию действия ИР. Действие полупрозрачных пластинок в реальном ИР нельзя исключить в принципе.

В рассматриваемой далее схеме ИР осуществляет лишь роль расщепителя и смесителя, а картина формируется дополнительными элементами. Такая схема может быть использована в рабочей установке, но она особенно удобна для выявления и иллюстрации механизма возникновения картин интерференции, наблюдаемых при юстировке прибора. С ее помощью легко воспроизвести любую картину из числа картин, возникающих при юстировке реального ИР. Более того, с ее помощью можно расширить разнообразие картин в сравнении с картинами, получаемыми с помощью ИР.

Пусть имеется обычная оптическая система, содержащая ИР с параллельно выставленными всеми четырьмя зеркалами. Расстояние между зеркалами в каждой головке ИР одинаковы. Система освещается с помощью протяженного источника излучения сплошного спектра, расположенного в фокусе коллимирующего объектива. За интерферометром располагается конденсорный объектив, проектирующий середину изображения источника света на середину вертикально расположенной щели спектрографа. Таким образом, фиксируется оптическая ось системы. Пусть зеркала расположены вертикально и направление осевого луча с плоскостью зеркала составляет для наглядности угол примерно 45° . Разность фаз интерферирующих пучков любого наклона в этих условиях будет равна нулю, т. е. на выходе интерферометра будем иметь равномерно освещенное поле, а в фокальной плоскости спектрографа увидим сплошную развернутую по спектру полосу. В этом положении фиксируем все элементы системы. Далее, не касаясь их, формируем картину интерференции, используя дополнительные плоскопараллельные прозрачные пластинки одинаковой толщины с одинаковыми показателями преломления, осуществляя следующие операции.

1. Плоскопараллельная пластинка в одном из плеч ИР. Расположим пластинку толщиной d и показателем преломления n перпендикулярно оптической оси. При освещении системы белым светом в фокусе конденсора возникнут полосы равного наклона в виде колец с центром, совпадающим с осью системы.

Уравнение полос будет иметь вид

$$k(\varphi) = \frac{d}{\lambda} (\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} - \cos \varphi), \quad (1)$$

где φ — угол падения лучей на пластинку.

Для малых углов наклона, разлагая тригонометрические функции и квадратный корень в ряд и ограничиваясь квадратичными членами, получим

$$k(\varphi) = \frac{d(n-1)}{\lambda} + \frac{\varphi^2 d n - 1}{2\lambda n}. \quad (2)$$

Удобно перейти от координаты φ к координате y , которая определяет размер картины интерференции по вертикали, используя соотношение $y = f\varphi$, где f — фокусное расстояние конденсора (при увеличении спектрографа, равно единице). Тогда

$$k(y) = \frac{d(n-1)}{\lambda} + \frac{y^2 d}{2f^2 \lambda} \frac{n-1}{n}. \quad (3)$$

Уравнение (3) описывает семейство интерференционных полос, наблюдаемых в фокальной плоскости спектрографа. Видно, что полосы интерференции имеют вид скобок (рис. 1), симметричных относительно осевого пучка. Порядок интерференции на оси минимален. Заметим, что реально наблюдаемая картина интерференции на выходе спектрографа обычно имеет вид отрезков, близких к прямым, перпендикулярным оси длин волн. Подсчет по формуле (3) дает, что для многих случаев при переходе от оси картины к периферии вдоль оси y изменение порядка интерференции не превышает 0.1.

2. Переведем теперь пластинку в такое положение, когда нормаль к ее плоскости составляет угол α с направлением оптической оси и лежит в плоскости, проходящей через щель спектрографа и оптическую ось системы. Уравнение интерференционных полос на выходе спектрографа имеет вид

$$k\lambda = d\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha + \varphi)} - d\cos(\alpha + \varphi), \quad (4)$$

где φ — угол между осью системы и направлением светового пучка. Видно, что интерференционные полосы не симметричны относительно оси системы.

Для малых φ полагаем $\sin \varphi = \varphi$, $\cos \varphi = 1$, тогда уравнение (4) можно преобразовать к виду

$$k\lambda = nd \cos \beta - d \cos \alpha + \frac{y}{f} (d \sin \alpha - d \cos \alpha \operatorname{tg} \beta), \quad (5)$$

где β — угол, который составляет осевой пучок с нормалью к пластинке после преломления в материале пластинки. Уравнение (5) описывает семейство наклонных полос интерференции. Оно не отражает кривизну полос вследствие грубости наших предположений, однако из него можно получить значение γ — угла наклона полос интерференции к оси длин волн. Пренебрегая дисперсией материала пластинки, получим

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{dy}{d\lambda} = \frac{fk}{d(\sin \alpha - \cos \alpha \operatorname{tg} \beta)}$$

Для $y=0$, $k/y=0 = \frac{d}{\lambda} (n \cos \beta - \cos \alpha)$

$$\operatorname{tg} \gamma_0 = \frac{f}{\lambda} \operatorname{ctg} \beta. \quad (6)$$

Из (6) видно, что при изменении знака α направление наклона также изменится. При параллельном переносе пластинки из одного плеча в другое интерференционная картина не меняется. Крутизна наклона полос не зависит от толщины пластинки d . Ясно, что если в одно из плеч внесем наклонную пластинку, а в другое — слой пара, расположенный перпендикулярно оси, то в спектрографе, вблизи линии поглощения, будем наблюдать картину, характерную для метода крюков. Обработку интерферограмм с целью определения Nf можно вести с использованием обычных формул метода крюков. При этом надо иметь в виду, что строго говоря, как показано в [2], они справедливы только для осевых пучков и что наклонная под углом пластинка привносит в интерферометр разность хода равную $d(\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha)$.

3. В одно и в другое плечо вводим одинаковые плоскопараллельные пластинки. Их взаимное расположение и положение нормали к их плоскости относительно оптической оси могут быть различными. Очевидно, что при параллельном расположении пластинок их действие полностью взаимно компенсируется для интерферирующих пучков любого

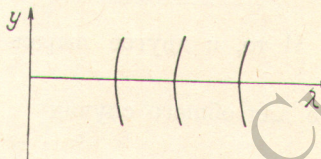


Рис. 1. Вид картины интерференции на выходе спектрографа при наличии одной плоскопараллельной пластинки, установленной перпендикулярно оптической оси системы.

наклона, т. е. получаем равномерно освещенное поле. Пусть две пластинки первоначально расположены так, что их нормали составляют угол $\alpha=0$ с осью оптической системы. Будем поворачивать теперь пластинки на одинаковую величину в противоположных направлениях вокруг горизонтальной оси, перпендикулярной оптической оси. Углы между оптической осью и нормалью к пластинке будут принимать значения $+\alpha$ и $-\alpha$. Для пучков лучей, составляющих угол φ с оптической осью, разность оптических путей Δ будет иметь следующие выражения.

В общем случае ($0 < \alpha < \pi/2$)

$$\Delta = d [\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha + \varphi)} - \sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha - \varphi)}] - d [\cos(\alpha + \varphi) - \cos(\alpha - \varphi)]. \quad (7)$$

Для малых α и φ

$$\Delta = \frac{d(\alpha + \varphi)^2}{2} \frac{n-1}{n} - \frac{d(\alpha - \varphi)^2}{2} \frac{n-1}{n}. \quad (8)$$

И то, и другое выражения для малых φ можно преобразовать к виду

$$\Delta = by, \quad (9)$$

где для общего случая

$$b = \frac{2d}{f} \sin \alpha \left(1 - \frac{1}{n} \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \right),$$

а для малых углов

$$b = \frac{2d\alpha}{f} \frac{n-1}{n}.$$

В принятом приближении уравнение (9) и равносильное ему равенство

$$k = \frac{b}{\lambda} y \quad (10)$$

описывает семейство эквидистантных полос интерференции.

Для осевого пучка и пучков, лежащих в горизонтальной плоскости, $y=0$. На плоскости щели спектрографа появится горизонтальная белая нулевая полоса. Симметрично сверху и снизу от нее расположатся полосы следующих порядков интерференции. В спектрографе будем наблюдать горизонтальную нулевую полосу, а сверху и снизу от нее полосы следующих порядков интерференции, веерообразно расходящиеся от синего к красному краю, как это следует из (10). Уравнение (10) содержит в себе и все другие сведения о поведении полос при изменении углов α и φ , на чем для краткости останавливаться не будем. Укажем лишь, что группам полос, расположенным выше и ниже нулевой полосы, соответствуют различные знаки разностей хода. Поэтому если в одно из плеч перпендикулярно оси поместить еще одну плоскопараллельную пластинку, то в спектрографе будем наблюдать наклонные полосы. Направление наклона, естественно, изменится на противоположное, если перенесем пластинку в другое плечо или, если поменяем расположение настроечных пластинок на противоположное. Если внести в интерферометр слой пара толщиной l , то в спектрографе вблизи линии поглощения снова получим характерную для метода крюков картину. В этом случае формулы для определения величины Nfl будут полностью аналогичны формулам метода крюков.

Пусть по-прежнему имеем две пластинки, перпендикулярные оптической оси. Рассмотрим трансформацию положения нулевой полосы при вращении пластинок вокруг произвольной оси. Если ось вращения горизонтальна, то нулевая полоса расположена горизонтально. Если ось вращения лежит в вертикальной плоскости, проходящей через оптическую ось, то нулевая полоса будет вертикальна. При любой другой ориентации оси вращения нулевая полоса располагается наклонно. Во всех случаях нулевая полоса проходит через центр щели. В спектрографе при достаточно узкой щели будет наблюдаться картина, в середине которой пойдет горизонтальная нулевая полоса, а сверху и снизу от нее полосы следующих по-

рядков интерференции. Если в одно из плеч поместить слой пара, то при повороте пластинок получим вблизи линии поглощения полосы, аналогичные полосам Пуччианти.

4. Рассмотрим более общий случай, когда в каждое плечо ИР помещены одинаковые плоскопараллельные пластинки, так, что в начальном положении их нормали параллельны и составляют с оптической осью системы угол, отличный от нуля. Пусть для определенности этот угол лежит в горизонтальной плоскости. Ось системы горизонтальна. Будем теперь вращать пластинки вокруг любой оси, лежащей в горизонтальной плоскости, в противоположных направлениях, но так, чтобы угол поворота был одинаков по абсолютной величине. Тогда в плоскости щели будут наблюдаться нулевая горизонтальная полоса и ближайшие к ней полосы низких порядков.

Если оптическая ось и нормали к пластинкам в начальном положении лежат в плоскости, отличной от горизонтальной, то указанные повороты пластинок вокруг любой оси, лежащей в этой плоскости, также приведут к возникновению нулевой полосы, локализованной в этой же плоскости.

Более сложен случай, когда пластинки поворачиваются на различные углы. Допустим, что из положения, в котором нормали параллельны и горизонтальны, мы повернем одну пластинку на угол θ вокруг оптической оси, а положение второй оставим без изменения. В этом случае в плоскости щели будет наблюдаться нулевая полоса, наклоненная к горизонтальной плоскости под углом $\theta/2$. Нулевая полоса будет пересекать оптическую ось системы. При вращении пластинок вокруг любой оси также будут наблюдаться как поворот нулевой полосы, так и смещение ее относительно оптической оси системы.

Результаты, изложенные выше, позволяют объяснить формирование интерференционной картины в реальном ИР. В реальном ИР настройка осуществляется поворотом головки в целом. Это равносильно повороту на одинаковый угол двух пластинок — прозрачной пластинки, служащей подложкой полупрозрачного зеркала, и «воздушной пластинки», образованной отражающими поверхностями зеркал данной головки (рис. 2). Эволюции нулевой полосы при различных манипуляциях с прозрачными пластинками рассмотрены выше. Все эффекты, связанные с поворотами «воздушной пластинки», должны быть качественно аналогичными. В частности, при повороте одной из головок вокруг оптической оси на угол θ должен наблюдаться поворот нулевой полосы на угол $\theta/2$. При повороте головки вокруг оси, перпендикулярной оптической оси, на угол θ должно происходить смещение нулевой полосы вдоль щели на величину $y = f \operatorname{tg}(\theta/2)$. Поворот головки вокруг произвольной горизонтальной оси должен приводить к одновременному смещению и повороту нулевой полосы. На выходе спектрографа будет наблюдаться веерообразная система интерференционных полос, расходящихся в длинноволновую сторону. Разложенная в спектр интерференционная картина будет симметрична относительно горизонтальной нулевой полосы. При повороте головки вокруг вертикальной оси нулевая полоса будет отсутствовать по причине отсутствия лучей, имеющих одинаковые углы падения на обе головки интерферометра.

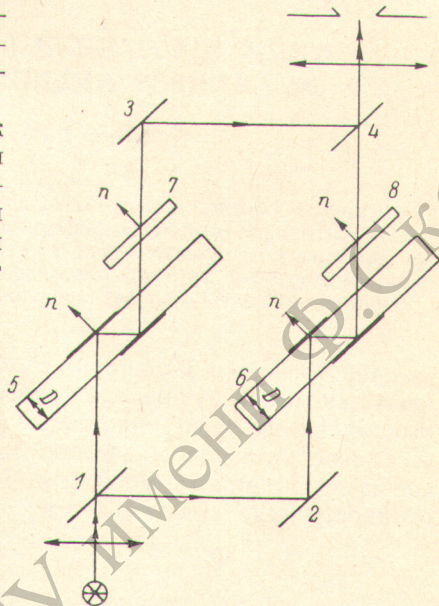


Рис. 2. Эквивалентная схема ИР.

1—4 — зеркала, выставленные параллельно; 5, 6 — «воздушные пластинки»; 7, 8 — прозрачные пластинки.

Аналогичным образом можно рассматривать формирование картины в интерферометре Жамена.

Литература

- [1] Д. С. Рождественский. Аномальная дисперсия. Изд. АН СССР, 1951.
[2] В. Г. Мишаков, А. М. Шухтин. Опт. и спектр., 23, 328, 1972.

Поступило в Редакцию 1 декабря 1978 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. СКОРИНЫ