

решетки будет иметь такой же вид, что и на выходе амплитудной решетки. Поворот на 90° означает изменение фаз соответствующих колебаний на такой же угол. Таким образом, изменением фазы колебания на 90° можно превратить фазовую решетку в амплитудную. В этом и состоит идея метода фазового контраста.

При рассмотренном повороте по часовой стрелке вектор a получается длиннее вектора b . Это значит, что светлым местам в изображении амплитудной решетки будут соответствовать светлые же места в изображении фазовой решетки, а темным — темные (*позитивный фазовый контраст*). Если же векторы c и $-c$ повернуть на 90° в противоположном направлении (рис. 222, положение z), то соотношение между длинами векторов a и b , а с ним и соответствие между светлыми и темными частями заменятся на противоположные (*негативный фазовый контраст*).

3. Чтобы повернуть векторы c и $-c$, сохраняя неизменным направление вектора D , надо прежде всего пространственно разделить волновые поля, представляемые этими векторами. Полное колебание на выходе решетки можно разложить на два колебания. Одно колебание имеет постоянную амплитуду на протяжении всей решетки и изображается постоянным вектором D . Оно дает в фокальной плоскости объектива центральный максимум нулевого порядка и не влияет на все остальные максимумы. Другое колебание представляется периодической функцией, которая равна $+c$ на одних участках решетки и $-c$ на соседних участках. Так как среднее по периоду решетки значение такой функции равно нулю, то такое колебание будет возбуждать только боковые максимумы, не оказывая никакого влияния на центральный максимум нулевого порядка. Таким образом, в фокальной плоскости объектива оба колебания окажутся пространственно разделенными. Одно концентрируется в центральном максимуме, другое распределяется по всем остальным — боковым — максимумам. Поставив на пути либо центрального максимума, либо всех боковых максимумов прозрачную плоскопараллельную пластинку надлежащей толщины, можно внести необходимую разность фаз в 90° и тем самым осуществить фазовый контраст. Такая пластинка называется *фазовой*.

4. До внесения фазовой пластинки энергия на участке I в условных единицах представляется выражением $A^2 = D^2 + c^2$. Такова же энергия на участке II . Полная энергия на обоих участках равна $2(D^2 + c^2)$. После поворота векторов c и $-c$ на 90° энергии на участках I и II будут равны соответственно $(D + c)^2$ и $(D - c)^2$, а их сумма $2(D^2 + c^2)$. Таким образом, энергия не изменяется, а лишь перераспределяется между участками I и II . Этим перераспределением и объясняется просветление участков I и потемнение участков II .

§ 60. Измерение угловых диаметров звезд

1. Пусть перед объективом телескопа помещен экран с двумя круглыми отверстиями, расстояние между центрами которых равно D (рис. 223). Направив телескоп на звезду, закроем сначала правое отверстие. В результате дифракции на открытом левом отверстии в фокальной плоскости объектива получится система дифракционных колец. Их положение и размеры будут зависеть только от диаметра отверстия, но не от его положений в плоскости экрана. Поэтому, если закрыть левое отверстие и открыть правое, то дифракционная картина в фокальной плоскости объектива, видимая глазом, не изменится. Если затем открыть оба отверстия, то одна система дифракционных колец точно совместится с другой. При этом не получится, однако, простого усиления яркости дифракционных колец. Дифракционные кольца будут пересечены параллельными интерференционными полосами, перпендикулярными к линии, соединяющей центры отверстий O_1 и O_2 (рис. 224). Как и в опыте Юнга, эти полосы возникают из-за интерференции дифракционных пучков света, исходящих из первого и второго отверстий. Направления на соседние интерференционные максимумы (или минимумы) отличаются на угол $\theta = \lambda/D$. Это и есть угловое расстояние между соседними интерференционными полосами, если смотреть на фокальную плоскость из центра объектива,

Допустим, что звезда двойная с угловым расстоянием между ее компонентами $\delta\varphi = \vartheta/2$. Тогда максимумы интерференционных полос от одной звезды наложатся на минимумы другой: интерференционные полосы либо пропадут, либо их видимость делается наименьшей. На этом основан интерференционный метод измерения угловых расстояний между компонентами двойных звезд, идея которого была предложена Физо. Надо менять расстояние между отверстиями O_1 и O_2 , пока не пропадут интерференционные полосы или их видимость делается наименьшей. Если D — расстояние между отверстиями в этот момент, то угловое расстояние между компонентами двойной звезды найдется по формуле

$$\delta\varphi = \lambda/(2D). \quad (60.1)$$

Тот же метод применим и для измерения угловых диаметров одиночных звезд. Допустим для простоты вычислений, что звезда излучает как равномерно светящийся квадрат, плоскость которого параллельна фокальной плоскости объектива,

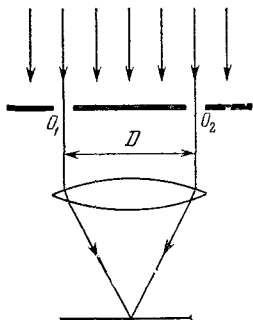


Рис. 223.

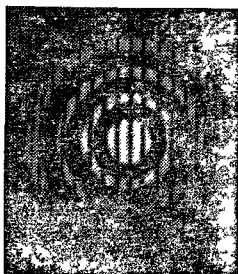


Рис. 224.

а одна пара противоположных сторон параллельна прямой O_1O_2 , соединяющей центры отверстий O_1 и O_2 . Пусть угловой размер стороны квадрата будет $\delta\varphi' = \lambda/D$. Тогда можно мысленно разбить весь квадрат на пары узких одинаковых полосок, угловое расстояние между которыми равно $\lambda/(2D)$. Согласно формуле (60.1), каждая пара таких полосок не даст интерференционных полос. Следовательно, интерференционные полосы не получатся и от всей звезды. Таким образом, увеличивая расстояние между отверстиями O_1 и O_2 , можно в этом случае добиться исчезновения интерференционных полос. Если D — расстояние между отверстиями в момент исчезновения, то угловой размер звезды найдется по формуле

$$\delta\varphi' = \lambda/D. \quad (60.2)$$

Если предположить, что звезда излучает как равномерно светящийся диск (что ближе соответствует действительности), то идейно простые, но громоздкие вычисления показывают, что интерференционные полосы пропадут, когда

$$\delta\varphi' = 1,22 \frac{\lambda}{D}. \quad (60.3)$$

2. Угловые размеры $\delta\varphi'$, даваемые формулами (60.2) и (60.3), совпадают с разрешаемым расстоянием телескопа. Однако, если угловой размер звезды порядка (60.2) или (60.3), то ее изображение в телескопе настолько мало отличается от изображения точечного источника, что непосредственное измерение диаметра звезд с помощью телескопа становится практически непригодным. Интерференционный же метод дает в этом случае еще хорошую точность. Однако, чтобы интерференционные полосы исчезли, а это необходимо по идее самого интерференционного метода, нужен телескоп с большим диаметром объектива, Физо указал

способ, как преодолеть эту трудность. Идея Физо была использована Майкельсоном, соединившим телескоп с интерферометром.

Принципиальная схема *вездного интерферометра Майкельсона* показана на рис. 225. Лучи от звезды падают на два круглых отверстия O_1 и O_2 и после

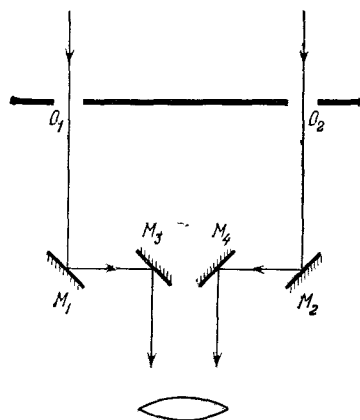


Рис. 225.

отражения от зеркал M_1 , M_3 и M_2 , M_4 попадают в объектив телескопа. Если закрыть отверстие O_2 , то из-за дифракции на краях отверстия O_1 в телескоп будут видны дифракционные кольца. Если открыть O_2 и закрыть O_1 , то получится такая же система колец, но сдвинутая относительно первой. Поворотом зеркала M_2 ее можно совместить с первой системой. Тогда дифракционные кольца снова будут пересечены интерференционными полосами (рис. 224). Изменяя расстояние между отверстиями O_1 и O_2 с одновременным перемещением зеркал M_1 и M_2 , можно добиться либо полного исчезновения полос (в случае одиночной звезды), либо их наименьшей видимости (в случае двойной звезды, состоящей из двух различных компонентов). Зная расстояние между центрами отверстий O_1 и O_2 в этот момент, можно вычислить угловой размер звезды по формулам (60.1) или (60.3).

3. Для уяснения действия установки Майкельсона отвлечемся от наличия звезды.

Ее действие эквивалентно действию вторичных источников Гюйгенса, распределенных в плоскостях отверстий O_1 и O_2 . Не теряя общности, можно для простоты рассуждений взять отверстия O_1 и O_2 бесконечно малыми. Тогда действие

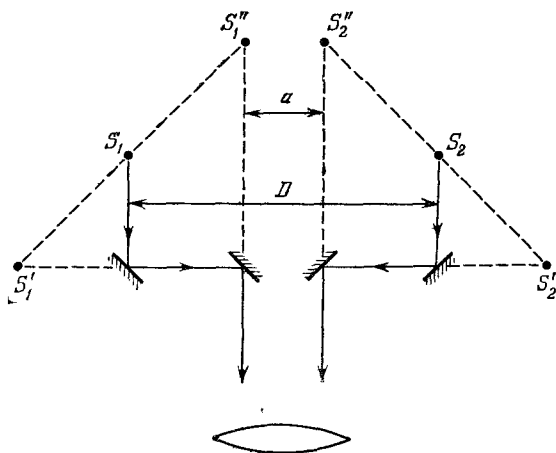


Рис. 226.

звезды сведется к действию вторичных точечных источников S_1 и S_2 , помещенных в центрах отверстий O_1 и O_2 (рис. 226 и 225). Если от звезды идет пучок параллельных лучей, перпендикулярных к плоскости экрана O_1O_2 , то фазы вторичных источников S_1 и S_2 будут одинаковы. То же справедливо и для мнимых вторичных

источников S'_1, S'_2 и S''_1, S''_2 , являющихся изображениями S_1 и S_2 в плоских зеркалах. Таким образом, зеркала как бы сближают источники S_1 и S_2 и тем самым делают интерференционные полосы шире.

Допустим теперь, что вблизи первой звезды на угловом расстоянии $\delta\varphi$ находится вторая звезда. Волновой фронт от второй звезды будет достигать отверстий O_1 и O_2 не одновременно. Разность хода между лучами, приходящими от второй звезды в S_1 и S_2 , будет $D \cdot \delta\varphi$, где D — расстояние между S_1 и S_2 . Если эта разность хода равна $\lambda/2$, то вторичные источники S_1 и S_2 , заменяющие действие второй звезды, будут находиться в противоположных фазах. Следовательно, максимумы интерференционных полос, даваемые второй звездой, наложатся на минимумы интерференционных полос от первой звезды. Интерференционные полосы либо пропадут, либо их видимость станет наименьшей. Это произойдет, когда $D \cdot \delta\varphi = \lambda/2$. Таким образом, мы снова приходим к формуле (60.1), причем D означает расстояние между центрами отверстий O_1 и O_2 . Аналогично, в случае одиночной звезды, излучающей как равномерно светящийся квадрат или диск, получаются формулы (60.2) и (60.3).

Таким образом, нет надобности в телескопе с большим объективом. (Интерферометр Майкельсона был смонтирован на большом рефлекторе с диаметром зеркала 2,5 м обсерватории Маунт Вильсон, выбранном только из-за прочности своей механической конструкции. При расстоянии между зеркалами M_3 и M_4 114 см расстояние между интерференционными полосами в фокальной плоскости составляло около 0,02 мм.) Необходимо только иметь возможность достаточно далеко раздвигать отверстия O_1 и O_2 с зеркалами M_1 и M_2 . Это предъявляет весьма жесткие требования к механическим качествам установки. Случайные колебания зеркал с амплитудами, составляющими незначительные доли длины волны, сделали бы измерения по этому методу невозможными. Допустим ради простоты, что центр зеркала все время остается неподвижным, а его концы испытывают беспорядочные смещения порядка h . Если бы зеркало было абсолютно твердым, то такие смещения вызвали бы беспорядочные вращения плоскости зеркала на углы порядка $2h/d$, где d — диаметр зеркала. Благодаря этому отраженные от зеркала лучи беспорядочно меняли бы свое направление на углы порядка $4h/d$. Это повело бы к дрожанию дифракционных колец. Для устойчивости интерференционных полос необходимо, чтобы угол $4h/d$ был мал по сравнению с угловым расстоянием между звездами $\lambda/(2D)$, т. е. должно быть $h \ll d\lambda/(8D)$. Хотя действительные беспорядочные колебания зеркал сложнее рассмотренных беспорядочных вращений, приведенный пример дает правильное представление о трудностях, которые должны быть преодолены при конструировании прибора. Майкельсон успешно справился с этой задачей.

4. В интерферометре Майкельсона зеркала M_1 и M_2 могли быть раздвинуты до расстояния $D = 6,1$ метра. Интерференционные полосы от звезды Бетельгейзе исчезали при $D = 306,5$ см, хотя при том же расстоянии интерференция от других звезд прекрасно наблюдалась. Считая эффективную длину волны для Бетельгейзе равной $\lambda = 5,75 \cdot 10^{-5}$ см, получим $\delta\varphi' = 0,047''$. Параллакс для этой звезды составляет $0,003''$. Это дает для линейного диаметра звезды около $9 \cdot 10^8$ км, что превосходит диаметр орбиты Марса.

Измерения Майкельсона были выполнены в двадцатых годах нашего столетия, когда астрофизика в современном ее понимании еще только зарождалась. Результаты этих измерений произвели сильное впечатление на современников. Майкельсон начал строить интерферометр с базой $D = 15,24$ м, но смерть помешала ему осуществить это намерение.

Звездным интерферометром Майкельсона были измерены угловые диаметры только нескольких звезд. Все они, как и Бетельгейзе, — гиганты, линейные диаметры которых во много раз превосходят диаметр Солнца. Одна из причин небольшого числа измеренных диаметров звезд связана с вредным влиянием турбулентности атмосферы. Правда, это влияние значительно сильнее проявляется при наблюдении в телескоп, чем при работе с интерферометром. В случае интерферометра изменение показателя преломления воздуха перед небольшими отвер-

ствиями зеркал лишь смещает интерференционную картину в целом, так что интерференционные полосы остаются различными, если только это смещение происходит достаточно медленно. При наблюдениях же в тех же условиях в телескоп с недифрагмированным объективом нерегулярные изменения показателя преломления воздуха сильно искажают изображение звезды.

Другая причина заключается в том, что линейные диаметры подавляющего большинства звезд мало отличаются от диаметра Солнца. На расстоянии же ближайшей звезды диск Солнца был бы виден под углом всего $0,007''$. Для измерения таких углов расстояние между внешними зеркалами интерферометра M_1 и M_2 (база) должно быть не меньше примерно 20 м. Постройка такого большого интерферометра трудна из-за высоких требований к механическим параметрам конструкции всей установки, о которых говорилось выше.

5. Принципы, изложенные выше, применимы, конечно, и в радиодиапазоне. Радиотелескопы, благодаря большим значениям длин радиоволн, характеризуются низкой разрешающей способностью. Даже для самых крупных из них с диаметром зеркала $D \sim 100$ м, работающих на длине волны $\lambda \sim 10$ см, разрешаемое угловое расстояние $\sim \lambda/D \approx 10^{-3}$ рад, т. е. всего около $3'$. Иное дело — радиointерферометр, работающий по принципу звездного интерферометра Майкельсона. Он состоит из двух антенн, установленных в разных местах, сигналы с которых подаются на общий детектор. Высокая разрешающая способность достигается за счет увеличения расстояния D между антеннами (базы радиointерферометра). Рекордное угловое разрешение достигается, когда антенны удалены друг от друга на межконтинентальные расстояния. Были осуществлены радиointерферометры с базой Крым — США, США — Австралия. На самой короткой длине волны было достигнуто угловое разрешение $\sim 10^{-4}$ угловой секунды, т. е. разрешающая способность была примерно в 100 раз больше, чем у звездного интерферометра Майкельсона.

Надо отметить, что с увеличением базы возрастают технические трудности, обусловленные внесением нерегулярно меняющейся разности фаз на пути от антенн к детектору. Для устранения этого недостатка в радиointерферометре Брауна и Твисса сигналы, принятые антеннами, детектируются независимо. Измеряется корреляция флуктуирующих интенсивностей этих сигналов в зависимости от расстояния между антеннами. По этим данным находятся угловые размеры источника. Браун и Твисс показали, что аналогичное устройство может работать также и в видимой области спектра. Свет от звезды фокусируется двумя вогнутыми зеркалами на два фотоэлемента. Измеряется корреляция флуктуирующих фототоков, возбуждающихся в фотоэлементах, в зависимости от расстояния между зеркалами. Без особых осложнений расстояние между зеркалами может быть сделано большим и достигнута высокая разрешающая способность прибора.

§ 61. Дифракция на двумерных и трехмерных решетках.

Дифракция рентгеновских лучей

1. *Двумерной решеткой* называется всякая структура, свойства которой периодически меняются в двух различных направлениях. Примером могут служить две скрещенные одномерные решетки, т. е. решетки, наложенные одна на другую таким образом, что штрихи одной решетки пересекаются со штрихами другой под некоторым углом. Дифракционная картина от такой структуры, как нетрудно показать, может быть получена путем наложения дифракционных картин от соответствующих одномерных решеток.

Трехмерные, пространственные решетки обладают периодичностью в трех различных направлениях. Они играют важную роль в физике рентгеновских лучей. Долгое время не удавалось получить