

Для «протяженного» источника, напротив, можно непосредственно измерять интенсивность I_ν выходящего излучения, усредненную в пределах разрешающей способности телескопа. Заметим, что часто вместо интенсивности употребляют термин *поверхностная яркость*.

Чем выше разрешающая способность, тем более детальной становится картина распределения поверхностной яркости источника, тем больше источников перестают быть точечными. Самое высокое угловое разрешение достигается в радиодиапазоне методами интерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ). В случае радиоисточников с известными угловыми размерами для характеристики интенсивности излучения часто используют понятие *яркостной температуры* (см. конец предыдущей главы), так как в радиодиапазоне (рэлей–джинсовская область) она пропорциональна интенсивности выходящего излучения $T_b \sim I_\nu / \nu^2$.

3.4. Оптические наблюдения

3.4.1. Оптические телескопы

Оптические телескопы остаются важнейшими астрономическими приборами, обеспечивающие основной поток информации о космических объектах. Исторически телескопические наблюдения начались в начале XVII века (Г. Галилей), и в течение всей истории их возможности возрастали главным образом за счет увеличения размеров объективов и повышения качества их изготовления. В конце XIX века на смену визуальным наблюдениям пришла астрономическая фотография, позволившая документально воспроизводить и сохранять изображения и резко увеличившая точность измерений, а к концу XX века основным типом приемников стали фотоэлектрические приборы, работа которых основана на фотоэффекте. На качественно иной уровень поднялась методика изготовления объективов телескопов и контроля за качеством изображения. Крупные зеркала сейчас изготавливаются из таких сортов стекла, которые имеют почти нулевой коэффициент расширения, что делает неощутимой тепловую деформацию отражающих поверхностей. Зеркальные объективы научились делать тонкими, а, следовательно, быстро принимающими температуру окружающего воздуха. Разработаны системы адаптивной оптики, компенсирующие в значительной степени искажения волнового фронта, вносимые атмосферой. Однако оптические схемы самих телескопов мало изменились.

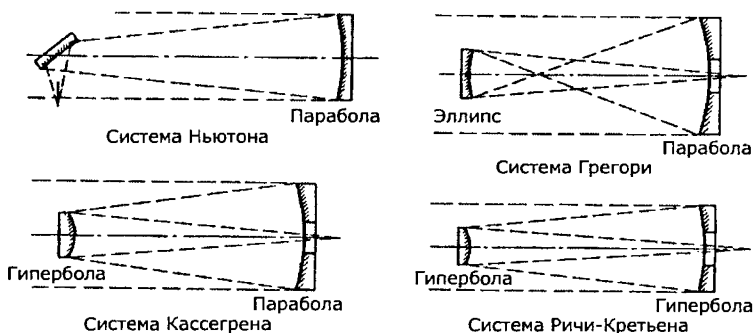


Рис. 3.2. Наиболее распространенные схемы рефлекторов.

Принято различать телескопы-рефракторы (с линзовым объективом) и телескопы-рефлекторы (с зеркальным объективом). Все современные телескопы для астрофизических целей — это рефлекторы, главным объективом которых является вогнутое зеркало. В зависимости от используемой схемы телескопа, зеркала могут быть сферические, эллиптические, параболические или гиперболические.

Примеры схем телескопов показаны на рисунке 3.2. Как правило, в рефлекторах изображение строится системой из двух зеркал, первое из которых (главное зеркало) всегда имеет положительное фокусное расстояние, а второе (вторичное зеркало) может быть как положительным (вогнутым), так и отрицательным (выпуклым). Формы зеркал соответствуют кривым второго порядка, при этом фокус главного зеркала всегда совпадает с фокусом, мнимым или действительным, вторичного зеркала. Для улучшения качества изображения или для иных целей в телескопе могут использоваться и другие оптические элементы: линзы или пластины, корректирующие форму фронта световой волны, редукторы фокуса, плоские зеркала, меняющие направление потока, и др.

Основные задачи телескопа — собрать с минимальными потерями свет, падающий на объектив, и получить по возможности более четкое изображения объекта, чтобы обеспечить (в зависимости от поставленной задачи) максимальную точность оценок светового потока, угломерных измерений или измерений относительного положения спектральных линий при спектральных наблюдениях. Максимальной точности измерений соответствует максимальное отношение сигнал/шум измеряемой величины. Под сигналом обычно

подразумевается значение энергии (числа фотонов), приходящей от наблюдаемого источника в данном спектральном интервале, а под шумом — случайную составляющую регистрируемого сигнала. Эта шумовая составляющая обусловлена несколькими факторами: собственным шумом, который вносит приемник излучения и регистрирующая аппаратура, а также случайными флуктуациями числа регистрируемых фотонов от источника и от фона неба (фотонный, или квантовый шум). Его роль будет рассмотрена ниже. С увеличением времени накопления сигнала возрастает число зарегистрированных фотонов, случайные флуктуации усредняются, и отношение сигнал/шум возрастает. Поэтому для наблюдений очень слабых объектов используют длинные экспозиции (или сложение нескольких изображений, полученных с меньшими экспозициями).

Очевидно, что возможности наблюдений слабых объектов зависят прежде всего от диаметра объектива телескопа. Размер светового пучка может быть ограничен не только оправой объектива, но и другими элементами телескопа, например, диафрагмой, ограничивающей пучок внутри телескопа, или вторичным зеркалом. Поэтому размер «рабочего» светового пучка в телескопе в общем случае меньше размера объектива. Обычно его характеризуют размером входного зрачка, то есть размером той рабочей части объектива, пройдя которую, свет доходит до приемного устройства. Однако в простой схеме телескопа «объектив–приемник излучения» или «объектив–окуляр–зрачок глаза» входной зрачок тождественен объективу (при условии, что окуляр и зрачок имеют достаточные размеры, чтобы перехватить весь пучок света). Поэтому в дальнейшем мы будем использовать лишь термин «диаметр объектива».

Другим важным понятием является выходной зрачок. Так называют изображение объектива (строго говоря, входного зрачка), которое строят расположенные за ним оптические элементы, например, вторичное зеркало или окуляр телескопа. Диафрагма или светофильтр, помещенные в выходной зрачок, эквивалентны диафрагме или светофильтру, прижатым к объективу. В случае визуальных наблюдений изображение выходного зрачка строит окуляр, и именно с выходным зрачком совмещается зрачок глаза при рассматривании объекта. Нетрудно показать, что угловое увеличение телескопа при визуальных наблюдениях равно отношению размеров входного зрачка к выходному (или отношению фокусных расстояний объектива и окуляра).

При астрофизических измерениях, когда не требуется анализ изображений, а измеряется интегральный поток, для получения выходного зрачка за фокальной плоскостью телескопа ставится специальная линза (линза Фабри). В полученный выходной зрачок помещается светочувствительный элемент (например, катод фотоумножителя). Важно, что свет от любого точечного источника (звезды), падающий на объектив, одинаковым образом заполняет выходной зрачок независимо от расположения изображения источника в фокальной плоскости, так что атмосферное дрожание звезды не сказывается на измеряемом потоке. Для выделения светового потока от конкретного источника устанавливается диафрагма в фокальной плоскости телескопа, пропускающая свет только от этого источника.

Самыми главными характеристиками телескопа являются диаметр объектива, качество создаваемого им изображения, которое определяет угловое разрешение телескопа, и размер поля зрения, в пределах которого качество изображения остается высоким. Телескопы с большим полем зрения (десятки угловых минут) называются широкоугольными. Они удобны для выполнения поисковых и обзорных задач.

Для того, чтобы качество изображения, создаваемого зеркалом, не ухудшалось вследствие отклонения его реальной поверхности от расчетной формы и оставалось близким к дифракционному, эти отклонения должны быть менее десятой доли длины волны света по всей площади зеркала. Существующие методы изготовления зеркал и контроля за их качеством позволяют подойти к этому пределу даже для больших зеркал.

Угловое разрешение телескопа ограничено не только качеством поверхности зеркал или дифракцией, но и различными aberrациями (искажениями), присущими той или иной оптической системе. Aberrации могут зависеть от интервала принимаемых длин волн. Например, хроматическая aberrация, присущая рефракторам, заключается в зависимости фокусного расстояния линз от длины волны. Некоторые aberrации носят геометрический характер и возникают в монохроматическом свете. К ним относятся сферическая aberrация, присущая сферическим зеркалам и линзам, и различные внеосевые aberrации — кома, астигматизм, дисторсия и т. д., которые искажают изображение источника, находящегося не в центре поля зрения. Для уменьшения геометрических aberrаций используют различные методы — ограничение входного зрачка, установка

© 2008 г. Издательство «Наука»

корректирующей оптики и т. д. Они позволяют улучшить угловое разрешение, но все эти методы связаны с частичной потерей светового потока на выходе оптической системы.

Изображение источников строится в фокальной плоскости объектива (точнее, оптической системы, образуемой первичным и вторичным зеркалом). Размер изображения в фокальной плоскости

$$L \approx F \left(\frac{\beta''}{206265} \right),$$

где β'' — угловой размер источника в секундах дуги, как его воспринимает телескоп (для звезд — это угловое разрешение телескопа), F — фокусное расстояние объектива (оптической системы). При характерных значениях $F = 10$ м, $\beta = 1''$ имеем для размера изображения точечного источника $L = 5 \cdot 10^{-2}$ мм.

Если ставится задача получения изображения различных объектов, попадающих в поле зрения объектива, в фокальной плоскости устанавливается панорамный приемник (фотопластинка, ПЗС-матрица). Чтобы не ухудшать разрешающую способность, размер отдельных светочувствительных элементов (пикселей) приемника излучения должен быть не больше (обычно несколько меньше), чем L для точечного источника. Например, для более точного измерения координат источника его изображение должно покрывать по крайней мере несколько пикселей. Это условие ограничивает размер рабочего поля инструмента. Типичный размер ПЗС-матрицы — 1000×1000 пикселей (есть и больше, но они очень дороги). Поэтому поле зрения, при котором может быть реализовано угловое разрешение $\beta = 1''$, оказывается всего 1000×1000 квадратных секунд (меньше 0.1 кв. градуса).

Небольшое рабочее поле зрения является одним из недостатков современных приемников. Поле зрения, достигаемое с данным приемником изображения, однако, можно увеличить, если уменьшить масштаб изображения с помощью дополнительной оптики, но это будет достигнуто только ценой потери углового разрешения.

Современные оптические телескопы имеют диаметр главного зеркала до 10 м. Список крупнейших телескопов возглавляют два телескопа им. У. Кека с составными 10-метровыми зеркалами, установленные на обсерватории Мауна-Кеа (Гавайские острова). За ними идут два сравнительно дешевых почти одинаковых телескопа со сферическими зеркалами с эффективным диаметром чуть больше

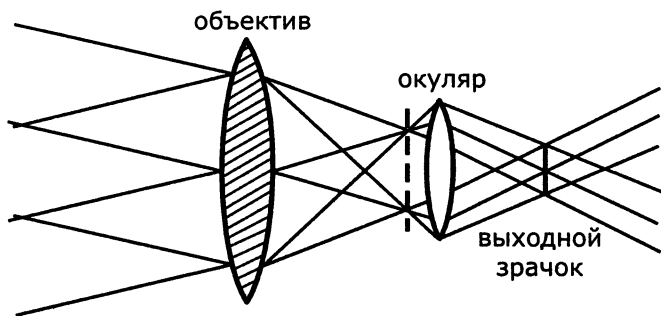


Рис. 3.3. Принципиальная схема простейшего телескопа с окуляром.

9 м: телескоп «Хобби-Эберли» (HET) в обсерватории Мак-Дональд, США, и телескоп Южно-Африканской астрономической обсерватории (SALT). Их зеркальные объективы также не монолитны, а состоят из десятков метровых фрагментов. Эти телескопы имеют объектив сферической формы и сложный зеркальный корректор изображения. Они вращаются только по азимуту, однако изменение высоты наведения и сопровождение источника при наблюдении осуществляется движением приемного узла в фокальной плоскости. Следом идет Большой Бинокулярный Телескоп LBT (США, Италия, Германия), установленный в штате Аризона, США, и «увидевший» свет в 2005 г. Он содержит два цельных зеркала диаметром 8.4 м на общей платформе. Чуть меньше размеры объектива у японского телескопа «Субару» (8.3 м) на Гавайских островах и четырех телескопов VLT (*Very Large Telescope*) с зеркалами по 8.2 м Европейской Южной Обсерватории (Сьерра-Паранал, Чили). Каждый из этих четырех инструментов может использоваться и как независимый телескоп, и как часть оптического интерферометра. Класс 8-метровых зеркал замыкают 2 идентичных телескопа «Джемини» (т. е. «близнецы») — один установлен на Гавайских островах (обсерватория Мауна-Кеа), другой — в Чилийских Андах (обсерватория Сьерра-Пачон). Далее идут 5 телескопов 6-метрового класса, и среди них — самый крупный российский 6-метровый телескоп БТА Специальной Астрофизической Обсерватории РАН.

На стадии строительства находятся еще несколько телескопов с 8-метровыми зеркалами. Существуют проекты строительства гигантских наземных телескопов с составными зеркалами общим диаметром 30 м и даже 100 м.

3.4.2. Приемники излучения

Основная задача *приемника* излучения состоит в преобразовании электромагнитной энергии света в иные формы (чаще всего, в электрическую, для некоторых ИК наблюдений в тепловую), измеряя которые обычными физическими методами можно оценивать поток, приходящий от источника. При взаимодействии света со светочувствительным элементом приемника излучения энергия фотонов переходит в кинетическую энергию свободных электронов (внутренний или внешний фотоэффект) или в колебания ионов в узлах кристаллической решетки, которые впоследствии регистрируются различными способами. Примерами светочувствительных приемников являются фотоэмульсия, фотоумножитель и полупроводниковые матрицы.

Основными характеристиками приемников изучения являются: рабочий спектральный диапазон, чувствительность, степень линейности (соотношение между входным и выходным сигналами), интервал входного сигнала, в пределах которого линейность сохраняется, а также уровень собственных шумов, то есть случайных сигналов на выходе, не связанных с принимаемым излучением.

Для фотоэмульсии входным сигналом является поглощенная энергия света, упавшего на единицу площади фотопластинки, а выходным — плотность почернения соответствующих мест проявленного изображения, обычно определяемая как логарифм ослабления светового потока, прошедшего через данное место негатива. Роль шума, ответственного за случайную ошибку измерений, играют статистические флуктуации зерен фотоэмульсии в изображении объекта и в вуали (в областях, не подвергшихся действию света).

Часто для характеристики чувствительности детекторов света используют понятие *квантового выхода* η . Квантовый выход детектора можно определить как усредненную по времени долю регистрируемых квантов от всего падающего потока. Для человеческого глаза η составляет несколько процентов, для фотоэмульсии $\sim 1\%$, квантовый выход ФЭУ может достигать 20–30%, а прибора с зарядовой связью (ПЗС) — до 80–90% (хотя в большинстве случаев она ниже). Эту же характеристику применяют для количественного описания эффективности системы телескоп–приемник в целом (так называемый обобщенный квантовый выход). Обобщенный квантовый выход всегда меньше квантового выхода светочувствительного элемента, поскольку в каждом звене приемного канала могут возник-

кать (и возникают) дополнительные помехи, ухудшающие эффективность приема в целом (например, поглощение и рассеяние света в оптике, собственные шумы или паразитные наводки в усилителе сигнала).

В каждом диапазоне электромагнитного спектра есть свои особенности в принципах детектирования излучения и построения изображений источников. Рассмотрим важнейшие из них.

3.4.3. Видимый диапазон

В течение десятилетий основным приемником излучения в видимом диапазоне спектра являлась мелкозернистая астрономическая фотоэмульсия, специально разрабатывавшаяся для использования при длинных экспозициях (обычная фотоэмульсия быстро теряет чувствительность с ростом времени экспозиции). Ее основные достоинства — сравнительная дешевизна, а главное, очень большая информативная емкость. Например, при размере фотопластинки 20×20 см и минимальном размере фотографического изображения точечного источника около 20 мкм количество элементарных изображений на всей площади составляет 100 миллионов, что значительно превосходит количество пикселей в современных полупроводниковых матрицах. Основными недостатками фотоэмульсии являются сравнительно низкая чувствительность, сильная нелинейность как при малых, так и при больших значениях световой энергии, упавшей на единицу площади, необходимость использования сложной химической обработки (проявление и фиксирование изображения), а также сложность с переводом плотности почернения в цифровую форму, удобную для компьютерного анализа.

Наиболее широко используемые современные приемники изображения — это приборы с зарядовой связью (ПЗС-матрицы). Они родственны матрицам, используемым в цифровых фото и кино камерах, но обладают более высокой чувствительностью и меньшим уровнем шумов, что делает возможным их применение для детектирования источников очень низкой яркости.

ПЗС-матрицы (англ. CCD) представляют собой совокупность электрически связанных между собой крошечных (10–30 мкм) светочувствительных областей (пикселей), создаваемых на поверхности полупроводника, действие которых основано на внутреннем фотоэффекте. Обычно ПЗС-структуры состоят из полупроводниковой (чаще всего, кремниевой) подложки, покрытой тонким слоем ди-

электрика, на котором располагаются полоски очень тонких электродов, образующие упорядоченную матричную структуру. Если к электродам приложить положительное напряжение, то каждый из них создаст локальную потенциальную яму, в которой будут накапливаться до момента считывания отрицательные заряды (электроны), возникшие при воздействии света на полупроводник. Чем интенсивнее световой поток в течение экспозиции, тем больше скапливается электронов в потенциальной яме, и тем выше будет заряд данного пикселя. Электростатическое взаимодействие соседних потенциальных ям позволяет осуществлять направленную передачу зарядов – считывание. Процесс считывания осуществляется путем подачи специальных периодических последовательностей электрических импульсов на электроды. Далее сигнал, несущий информацию о распределении зарядов, через усилитель и АЦП (аналого-цифровой преобразователь) подается уже в цифровом виде в компьютер, где происходит визуализация изображения и сохранение полученной информации в формате, доступном для последующей цифровой обработки. Для подавления образования «тепловых» электронов, не связанных с поглощением фотонов, матрицы, как правило, при работе охлаждаются.

Очень высокая чувствительность матриц и удобство в эксплуатации обеспечили их широкое распространение. Как и другие полупроводниковые детекторы, ПЗС имеют определенную область спектральной чувствительности. Длинноволновая граница фотоэффекта для кремния составляет 1.1 мкм. Для более длинных волн используются матрицы на других полупроводниковых элементах.

Если требуется измерить не распределение яркости в изображении, а интегральный поток излучения, приходящий, например, от звезды, то для этой цели широко используются фотометры, где детектором сигнала является фотоэлектрический умножитель (ФЭУ). Принцип его действия основан уже не на внутреннем, а на внешнем фотоэффекте. ФЭУ представляет собой стеклянную вакуумную трубку с небольшим полупрозрачным окошком (фотокатодом), на внутренней стороне которого нанесен слой соединения с низкой работой выхода электронов. Фотокатод совмещают с выходным зрачком телескопической системы, и падающие на него фотоны выбивают свободные электроны. Внутри трубки располагаются электроды, на которые подается положительное напряжение, управляющее движением заряженных частиц. Электроны, вылетевшие из катода

внутри трубки, ускоряются сильным электрическим полем и последовательно сталкиваются с серией электродов (динодов), из которых они выбивают новые порции электронов. Возникает лавинообразный процесс размножения электронов, так что один выбитый из катода электрон рождает на выходе прибора электрический импульс значительной амплитуды. Напряжение импульса снимается с последнего электрода (анода) и подается на усилитель, а затем и на счетное устройство, определяющее количество импульсов, приходящих в единицу времени. Частота следования импульсов пропорциональна количеству квантов, падающих на прибор за единицу времени, и поэтому может рассматриваться как величина, пропорциональная световому потоку от источника.

3.4.4. Проблема улучшения углового разрешения телескопа

Когерентность света

Звезды имеют конечный (хотя и очень малый) угловой размер, но воспринимаются телескопами практически всегда как точечные источники. Например, диск Солнца с радиусом видимой фотосферы $R_{\odot} = 7 \cdot 10^{10}$ см с расстояния 10 пк будет виден под углом $\theta = R_{\odot}/d \approx 0.0006''$. Телескоп воспринимает звезду как объект с размером, который определяется дифракцией света на краях объектива или (чаще всего) размытием изображения при его прохождении через оптические неоднородности атмосферы, связанные с турбулентным движением воздуха. Для монохроматического точечного источника с длиной волны λ угловой размер дифракционного кружка изображения $\beta_d \simeq 1.22\lambda/D$ радиан. Для телескопа с умеренным размером 1 м и $\lambda = 5500\text{Å}$ $\beta_d \simeq 7 \cdot 10^{-7}$ радиан, или $\simeq 0.15''$.

Атмосферная турбулентность искажает фронт световой волны, размывая изображение до размеров порядка 0.3–3'' в зависимости от состояния атмосферы, что, как правило, намного больше размера дифракционного кружка. Места установки крупных телескопов тщательно выбираются, исходя из того, насколько часто атмосфера позволяет реализовать хорошее качество изображения (лучше 1''). Довольно редко на высокогорных обсерваториях достигается размер изображения $\sim 0.1''$, например, в обсерватории Мауна-Кеа на высоте 4000 м над уровнем моря, на Гавайских островах, в Европейской Южной Обсерватории, в Чили, на горной обсерватории Майданак в Узбекистане. Космические телескопы, разумеется, свободны от вли-

нения атмосферы, и там может достигаться дифракционный предел углового разрешения.

Если источник имеет конечный угловой размер θ , то при $\theta < \beta_d$ он может рассматриваться как точечный и когерентный. Последнее следует из того, что геометрически построенное изображение источника в фокальной плоскости будет внутри дифракционного кружка, а следовательно, разность фаз волн, пришедших от разных точек объекта, окажется меньше π . Таким образом, любое отклонение волнового фронта в пределах угла β_d оставляет изображение когерентным. Если же $\theta > \beta_d$, то разность хода лучей в разных точках изображения превышает половину длины волны, и, следовательно, источник некогерентный. Свет такого источника не создаст интерференционной картины. Если свет разделить на два пучка, а затем заставить их пройти различный путь и интерферировать, то интерференционные полосы будут наблюдаться до тех пор, пока $D \leq 1.22\lambda/\theta$. На этом принципе основано определение звездных размеров с помощью интерферометра Майкельсона, благодаря которому удалось измерить диаметры некоторых близких звезд-гигантов еще в 1920-х гг. Основное ограничение этого метода связано с размытием интерференционной картины атмосферной турбулентностью.

Реальные астрономические источники, как правило, не монохроматические. Для них важно понятие *длины (области) когерентности*. Из оптики известно, что по мере увеличения разности хода двух интерферирующих лучей контраст интерференционных полос уменьшается. Разность хода записывается в виде: $\Delta l = c\Delta t$, где Δt — так называемое время когерентности. Для источника с полосой частот $\Delta\nu$, время когерентности есть просто $\Delta t = 1/\Delta\nu = (\lambda^2/c)/\Delta\lambda$, где c — скорость света. Физический смысл длины когерентности прост. Это предельно допустимая разность хода интерферирующих лучей с разностью длин волн $\Delta\lambda$, при которой свет остается когерентным, то есть при интерференции образует полосы.

Для видимого диапазона ($\lambda = 5500 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$) получим $l_{coh} \simeq 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, что составляет 55 длин волн. Наоборот, в радиодиапазоне, где используются узкополосные детекторы ($\lambda = 1 \text{ см}$, $\Delta\nu = 100 \text{ МГц}$), $l_{coh} = c/\Delta\nu \simeq 300 \text{ см}$ — порядка нескольких сотен длин волн. Именно поэтому в длинноволновом (радио, субмиллиметровый, ИК) диапазоне может осуществляться когерентный прием сигнала и достигаться очень высокое угловое разрешение (радиоинтерферометрия). В оптике и более жестком диапазоне энергий

© 2008 г. Издательство «Наука» по заказу РАО и РАН. Все права защищены. Не допускается воспроизведение текста без разрешения издательства.

прием практически всегда некогерентный. Но и здесь можно осуществить оптическую интерферометрию, используя идею метода апертурного синтеза, обычно применяемую в радиоастрономии (см. ниже). Для этого требуется по крайней мере два телескопа на расстоянии S друг от друга. Наблюдения проводятся с короткими экспозициями (чтобы турбулентность атмосферы не размывала интерференционную картину) при различных ориентациях оси, соединяющей телескопы, относительно направления на источник. Получаемая при этом интерференционная картина в принципе позволяет достичь дифракционного углового разрешения $\sim \lambda/S$. Для этого требуется, чтобы лучи от обоих телескопов были сведены в едином фокусе с разностью хода, не превышающей длину когерентности. Эта технически сложная задача реализуется на 4-х телескопах VLT Европейской Южной Обсерватории.

В конце 2001 г. были получены первые интерферометрические наблюдения на двух телескопах VLT, работающих в режиме интерферометра с базой 102 м. Были измерены угловые размеры нескольких звезд на уровне десятка микросекунд дуги (рекорд наземных наблюдений). В 2002 г. у быстровращающейся звезды Ахернар, α Eri, 20-часовая экспозиция на длине волны 2.2 микрона позволила измерить отношение полярного к экваториальному радиусу с беспрецедентно высокой 5% точностью. Обсуждается проект космического интерферометра TPF (*Terrestrial Planet Finder*), состоящего из четырех 3.5-метровых телескопов с максимальной базой 1 км. Угловое разрешение этого интерферометра достигнет $0.001''$ на длине волны 3 мкм и его главной задачей будет поиск планет земного типа.

Спекл-интерферометрия

Атмосферная турбулентность создает быстро меняющуюся картину оптических неоднородностей воздушной среды (флуктуации плотности и температуры) и, как следствие, искажает волновой фронт, «размывая» изображение звезды. Свет, падающий на различные области объектива телескопа, проходит в атмосфере различный оптический путь и поэтому имеет различный фазовый сдвиг, связанный с прохождением этих неоднородностей. Количественно масштаб оптических неоднородностей характеризуется параметром r_0 (так называемым параметром Фрида). По физическому смыслу он эквивалентен такому среднему размеру светового пучка, в преде-

© 2006 г. Издательство «Наука»

лах которого разность хода, вносимая атмосферой, составляет меньше полуволны, то есть пучок остается когерентным. Чем r_0 больше, тем меньше влияние атмосферы на качество изображения. Параметр Фрида зависит от длины волны источника ($r_0 \sim \lambda^{6/5}$) и в оптическом диапазоне обычно варьируется в пределах 5–30 см.

Рассмотрим два предельных случая: диаметр объектива меньше r_0 и значительно больше r_0 . Очевидно, что в первом случае атмосфера оставляет свет когерентным и не размывает дифракционно-го изображения в фокальной плоскости объектива. Неоднородности атмосферы, которые можно уподобить слабым положительным и отрицательным линзам с размером $\sim r_0$, будут вызывать лишь быстрые хаотические перемещения изображения точечного источника в пределах турбулентного диска, так что с короткими экспозициями все же можно будет получить резкое изображение³. Однако при не очень коротких экспозициях дрожание изображения приводит к его размытию, и размер изображения определяется размером турбулентного диска, а не дифракцией.

Иная ситуация для телескопа большого диаметра $D \gg r_0$. В этом случае пучки света с характерным размером r_0 , которые в первом приближении можно считать независимыми, интерферируют между собой и создают в фокальной плоскости быстро меняющуюся картину большого числа непрерывно движущихся светлых пятен с угловым размером $\sim \lambda/D$, близким к дифракционному. Эти мелкие изображения называются спеклы (от англ. *speckle* — зернышко). Если экспозиция не очень короткая, то они сливаются в турбулентный диск, размер β_{atm} которого тем больше по сравнению с дифракционным, чем меньше r_0 . Как показывает теория, $\beta_{atm} \approx \lambda/r_0$.

Таким образом, при длинных экспозициях угловое разрешение большого телескопа *полностью* определяется размером создаваемого атмосферой изображения. Разумеется, вынос телескопа за атмосферу (например, космический телескоп «Хаббл») снимает проблему влияния атмосферы, но это весьма дорогостоящий способ улучшения качества изображения. В 1970-х гг. французский астроном Лабейри (А. Labeurie) для увеличения углового разрешения

³Это относится и к наблюдениям глазом в небольшой телескоп. Короткое время накопления света в зрительном аппарате человека, составляющее 0.1–0.2 с, позволяет глазу отслеживать турбулентные дрожания изображения, если они не очень сильные, и для наблюдателя картина продолжает оставаться резкой, причем часто более резкой, чем при наблюдениях в крупный телескоп.

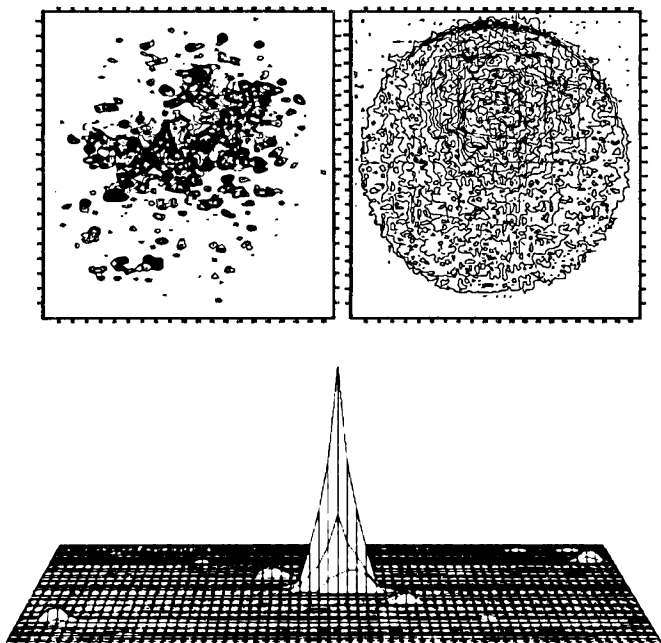


Рис. 3.4. Спеклограмма двойной звезды HR 4689 (квадрат слева), сумма 128 спеклограмм (квадрат справа) и автокорреляционная функция одной спеклограммы, на которой проявляется двойственность источника.

больших наземных телескопов предложил метод спекл-интерферометрии, получивший широкое распространение. Метод состоит в статистической обработке изображения спеклов (см. рис. 3.4), зафиксированного при очень коротких экспозициях, при которых они не успевают «размазаться» атмосферой ($\tau < \tau_0 \sim r_0/v \sim 0.01$ с, где v — скорость ветра, усредненная по высоте атмосферы). На отдельной спеклограмме (квадрат слева) отчетливо видны «спеклы», принадлежащие двойной звезде. Каждый «спекл» представляет собой искаженное дифракционное изображение источника, построенное объективом телескопа с диаметром D . Число отдельных спеклов в пределах турбулентного диска звезды примерно равно числу пучков света с радиусом Фрида, то есть $\sim (D/r_0)^2$. Если сложить последовательные спеклограммы (правый квадрат на рис. 3.4), увеличивая тем самым эквивалентное время экспозиции, то из-за случайности фаз отдельных дифракционных изображений возникнет размы-

тая картина турбулентного диска. Однако если не складывать изображения, а обрабатывать отдельные спеклограммы, то информация о мелких деталях не будет потеряна. Математическая обработка одной спеклограммы (метод автокорреляции изображений) позволяет, в принципе, восстановить по форме спеклов исходную картину. Внизу на рис. 3.4 приведена автокорреляционная функция первой спеклограммы. Отчетливо видна главная звезда (большой пик) с дифракционным разрешением λ/D и звезда-спутник меньшей интенсивности. Последняя ответственна за появление маленьких пиков автокорреляционной функции, симметрично расположенных справа и слева от большого; пики по краям картинки являются артефактами процедуры обработки.

Для успешной спекл-интерферометрии должны выполняться два условия: 1) короткие экспозиции (много меньше характерного времени оптической турбулентности) и 2) достаточно узкая спектральная полоса приемника (она достигается использованием светофильтров с узкой полосой пропускания), чтобы за время экспозиции свет оставался когерентным.

Активная и адаптивная оптика

Основной способ улучшения разрешающей способности современных крупных телескопов состоит в использовании *активной и адаптивной оптики*.

Под активной оптикой понимают систему, изменяющую форму главного зеркала для корректировки низкочастотных (1 Гц и ниже) искажений волнового фронта. Последние могут возникать в процессе работы телескопа (деформации под действием собственного веса, температурные неоднородности).

Под адаптивной оптикой понимают использование оптических устройств, которые механически изменяют свои параметры таким образом, чтобы скомпенсировать высокочастотные (десятки–сотни герц) искажения волнового фронта, вызванные атмосферной турбулентностью и иными причинами. В астрономических приборах в качестве адаптивной оптики используют специальные деформируемые зеркала диаметром порядка 20 см, форма поверхности которых изменяется при подаче внешнего сигнала.

Число отдельных элементов, деформирующих главное зеркало (т. н. актюаторов), грубо определяется из требования $N_a \sim (D/r_0)^2$,

то есть из расчета один актюатор на один когерентный пучок (D — диаметр главного зеркала телескопа, r_0 — параметр Фрида). Активная оптика лучше работает в красной области спектра, т. к. параметр Фрида увеличивается с длиной волны. В реальных устройствах число актюаторов порядка 100.

При работе с адаптивной оптикой свет от главного зеркала направляется на деформируемое зеркало, которое «корректирует» волновой фронт и направляет исправленный пучок в основной фокус. Коррекция осуществляется в реальном времени путем подачи специального корректирующего сигнала на актюаторы деформируемого зеркала. Сигнал вырабатывается устройством, измеряющим наклон и кривизну волнового фронта света, отслеживая изображение выбранной реперной звезды. Она должна быть достаточно яркой. Если рядом с наблюдаемым объектом ярких звезд нет, создают «искусственную звезду» путем кратковременной подсветки наблюдаемого участка неба мощным лазерным импульсом. Лазер обычно настраивается на частоту резонансного перехода D_2 атома натрия. Свечение образуется в атмосфере на высотах порядка 90 км и воспринимается как точечный источник.

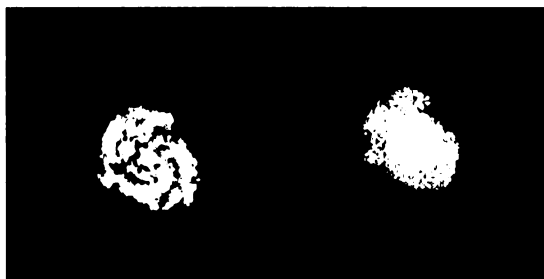


Рис. 3.5. Сравнение изображений галактики NGC 7469, обладающей очень ярким ядром и сложной внутренней структурой, с адаптивной оптикой (слева) и без нее (справа). Размер кадра в обоих случаях 10×10 угловых секунд. Канадо–франко–гавайский телескоп CFHT (диаметр 3.6 м).

Деформируемое зеркало отслеживает подаваемые на актюаторы сигналы и непрерывно меняет форму отражающей поверхности, стремясь к тому, чтобы изображение реперной звезды, а, следовательно, и близких к ней звезд, было как можно ближе к дифракционному.

Все крупные современные телескопы снабжены адаптивной оптикой для увеличения углового разрешения и повышения отношения сигнала к шуму, что особенно необходимо для фотометрии слабых источников (см. ниже).

3.4.5. Физические ограничения на точность фотометрических измерений

Рассмотрим стационарный источник света, интегральный поток от которого, падающий на детектор, в среднем составляет n_* квантов/с. В оптическом и более коротковолновом диапазонах вероятность регистрации n квантов за время t подчиняется с большой точностью статистике Пуассона

$$p(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle}, \quad (3.1)$$

где $p(n)$ — вероятность того, что будет зафиксировано n квантов, $\langle n \rangle = n_* t$ — математическое ожидание числа принятых квантов. Важное свойство статистики Пуассона: среднеквадратичные флуктуации числа n определяются величиной $\langle n \rangle$:

$$\sigma_n^2 = (n - \langle n \rangle)^2 = \langle n \rangle. \quad (3.2)$$

Эта формула описывает *квантовый (фотонный) шум* и характеризует случайные флуктуации светового потока относительно среднего значения. В более длинноволновой области спектра (субмиллиметровый, радио) определяющими становятся волновые свойства света, и случайные флуктуации можно описать как биения, возникающие при сложении электромагнитных волн близких частот в пределах полосы пропускания приемника.

Дополнительную неопределенность вносят регистрируемые сигналы, не связанные с наблюдаемым источником. В реальных условиях сигнал от любого астрономического объекта принимается на фоне естественного излучения (фон неба, внешняя засветка и т. д.). К внешнему фону следует добавить и фон, возникающий в приборе (например, собственное тепловое излучение детекторов и усилительного тракта, «темновой ток», регистрируемый измерительным прибором, или плотность вуали при фотографических наблюдениях). Тепловые шумы приемника особенно существенно при наблюдениях с твердотельными детекторами (ИК область, рентгеновский

диапазон), поэтому для уменьшения теплового шума детекторы часто охлаждаются до низких температур.

Если бы излучение фона, которое принимается вместе с излучением от исследуемого объекта, было постоянно по времени, его было бы несложно учесть простым вычитанием из суммарного регистрируемого сигнала. Но излучение каждого источника состоит из фотонов, и в силу случайных причин в одинаковые интервалы времени регистрируется различное число фотонов. Эту флуктуирующую, случайно изменяющуюся часть регистрируемого сигнала обычно и называют шумом. Минимальное значение флуктуаций числа регистрируемых фотонов определяется соотношением Пуассона (3.2). Его величина определяет точность фотометрической оценки сигнала. Для уверенного отождествления источника, не говоря уже об измерении приходящего от него потока излучения, отношение сигнала к шуму $S/\text{Ш}$ должно быть существенно больше 1. Величина, обратная $S/\text{Ш}$, представляет собой относительную случайную ошибку измерений (есть еще систематические ошибки, которые мы здесь не рассматриваем). Обычно в качестве минимального порога регистрации выбирают $S/\text{Ш} = 3-5$, что соответствует ошибке измерения примерно в 30 и 20%, соответственно.

За время экспозиции телескоп собирает кванты как от источника, так и от фона (рассеяние постороннего света в атмосфере, собственное свечение атмосферы и т. д.). Фон будем характеризовать яркостью S , измеряемой в единицах [квант/($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кв. сек. дуги}$)]. (Единица площади в кв. секунду дуги выбирается для удобства, поскольку диаметр изображения точечного источника обычно составляет около $1''$). Типичное значение яркости фона темного безлунного неба в сине-зеленой (В) области примерно равно 21.5 звездной величины с кв. секунды дуги, что соответствует интенсивности $\sim 2.5 \cdot 10^{-3}$ кв./($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{кв. сек. дуги}$).

Оценим ошибку измерения потока от источника, связанную с фоном, на котором он наблюдается. Для простоты рассмотрим случай идеального линейного приемника, у которого отсутствуют внутренние шумы.

Пусть t — время экспозиции, β — угловой размер изображения (обычно лимитируемый атмосферой), D — размер объектива телескопа, S — яркость фона неба, η — квантовый выход приемника, а f_* [кв./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$)] — поток излучения от источника, который должен быть измерен.

Считая площадь объектива примерно равной D^2 , а площадь, занимаемую источником на небе, равной β^2 кв. секунд, получаем, что среднее число квантов, зарегистрированных за время экспозиции t от источника, $\langle n_* \rangle \approx \eta D^2 t f_*$, от фона $\langle n_\phi \rangle \approx \eta D^2 t \beta^2 S$, а от источника и фона вместе:

$$\langle n_{*+\phi} \rangle = \eta D^2 t (f_* + \beta^2 S).$$

В общем случае, при наличии шума приемника, равного n_d импульсов в секунду, к правой части уравнения надо прибавить $N_d = n_d \cdot t$.

Будем считать, что за время экспозиции фон не меняется и флуктуации числа квантов носят пуассоновский характер. Тогда в соответствии с (3.2) при наблюдениях со временем накопления t разброс (дисперсия) отсчетов относительно среднего значения равен $\sqrt{\langle n_{*+\phi} \rangle}$. Число импульсов, относящихся к источнику, определяется вычитанием импульсов фона из полного числа импульсов: $\langle n_* \rangle = \langle n_{*+\phi} \rangle - \langle n_\phi \rangle$. Поскольку среднеквадратичное отклонение пропорционально квадратному корню из числа импульсов, разброс значений n_* будет характеризоваться величиной $\sigma_* = \sqrt{\langle n_{*+\phi} \rangle + n_\phi} = \sqrt{\langle n_* \rangle + 2n_\phi}$ (здесь учтено, что σ^2 для суммы или разности случайных независимых величин равна сумме σ^2 отдельных слагаемых). Тогда относительная ошибка ϵ измерения числа импульсов от источника n_* , характеризующая точность измерения потока f_* от звезды,

$$\epsilon = \frac{\sigma_*}{n_*} = \frac{\sqrt{\langle n_{*+\phi} \rangle + n_\phi}}{n_*} = \frac{\sqrt{\eta D^2 t (f_* + 2\beta^2 S)}}{\eta D^2 t f_*}. \quad (3.3)$$

Рассмотрим два предельных случая:

А) Случай яркой звезды, $n_* \gg n_\phi$. Тогда фоном неба можно пренебречь, и точность измерения

$$\epsilon_b \simeq \sqrt{n_*}/n_* = 1/\sqrt{n_*} = \frac{1}{D\sqrt{\eta t f_*}}. \quad (3.4)$$

Отсюда видно, что предельно обнаружимый поток f_* при заданной точности измерения (отношении С/Ш) пропорционален $1/(D^2 t)$. Это соотношение очевидно: чем больше диаметр телескопа, тем при меньших экспозициях достигается требуемая точность измерения, причем увеличение времени экспозиции эквивалентно увеличению площади объектива D^2 . Чтобы с той же ошибкой измерить вдвое более слабый сигнал, требуется вдвое большее время экспозиции или вдвое большая *площадь* объектива телескопа.

Пример. Оценим предельную звездную величину объекта, который может наблюдаться электрофотометром (квантовый выход $\eta = 0.1$) на 6-метровом телескопе за время экспозиции 10^{-3} с с точностью 1%. Будем считать, что звезда яркая и фоном неба можно пренебречь.

Находим: $\eta t = 10^{-4}$ с, $D = 600$ см, откуда $f_* = 1/(\epsilon_b^2 D^2 \eta t) \simeq 370$ кв./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Учитывая, что от звезды 0^m приходит примерно 10^6 кв./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, получаем $m_{lim} = 2.5 \lg \frac{10^6}{370} \approx 6^m$ – то есть очень яркая звезда (на пределе видимости невооруженным глазом). Именно поэтому, например, метод спекл-интерферометрии, где требуются очень короткие экспозиции, может применяться только для весьма ярких звезд даже на самых крупных телескопах.

Б) Случай слабого объекта $n_* \ll n_\Phi$. Для него имеем:

$$\epsilon_f \simeq \frac{\sqrt{2n_\Phi}}{n_*} = \frac{\sqrt{2\eta D^2 \beta^2 S t}}{\eta D^2 t f_*} = \frac{\beta}{D f_*} \sqrt{\frac{2S}{\eta t}}. \quad (3.5)$$

Предельно обнаружимый поток при этом $f_{min} \sim (\beta/D) \cdot \sqrt{S/\eta t}$ довольно слабо зависит от фона неба и времени экспозиции, но чувствителен к угловому размеру изображения звезды β , то есть к качеству изображения. В этом случае, в отличие от предыдущего, для измерения с той же точностью вдвое более слабого сигнала необходимо вдвое увеличить *диаметр* телескопа D (а не его площадь) или вдвое уменьшить размер изображения звезды. Телескоп с диаметром 6 м и качеством изображения $3''$ эквивалентен по эффективности двухметровому телескопу с качеством изображения $1''$

Пример: Определим предельную звездную величину (соответствующую точности оценки потока $\epsilon = 0.3$) при наблюдениях на метровом телескопе с экспозицией 100 с и с угловым разрешением $1''$ в условиях повышенной яркости неба, когда она (например, из-за Луны) достигает 19^m /кв. секунды дуги (примерно в 10 раз ярче, чем в отсутствие засветки).

По условию, $D = 10^2$ см, $\eta = 0.1$, $t = 100$ с, $\beta = 1''$. Сначала находим фон неба в единицах потока, учитывая что поток в 10^6 кв./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ соответствует звезде 0^m : $S\beta^2 \approx 2.5 \cdot 10^{-2}$ кв./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Используя полученное выше выражение для слабого источника, определяем $f_*^{(lim)} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ кв./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, чему соответствует

$m_{lim} \approx 2.5 \lg \frac{10^6}{2 \cdot 10^{-3}} \approx 20.7^m$. Учет внутренних шумов приемника может несколько уменьшить эту величину.

Нестабильность оптических свойств атмосферы не позволяет реализовать большие времена накопления. Реальная точность фотометрических измерений звезд наземными телескопами позволяет зарегистрировать изменения потока от звезды, если они составляют не менее нескольких десятых долей процента.

3.4.6. Спектральные наблюдения

Основная информация астрофизического характера связана с анализом спектров. Спектральные исследования проводятся не только в оптическом, но и во всех областях спектра — от гамма до радиодиапазона. Важнейшие спектральные линии, изучаемые в астрофизике, представлены в Таблице 3.1.

Мы кратко остановимся здесь только на спектральных приборах в оптическом и близком к нему диапазонах. Для получения распределения энергии в том или ином диапазоне длин волн используются два основных типа аппаратов — это дифракционные спектрографы и оптические интерферометры.

Самый распространенный спектральный прибор — классический *дифракционный спектрограф* (рис. 3.6).

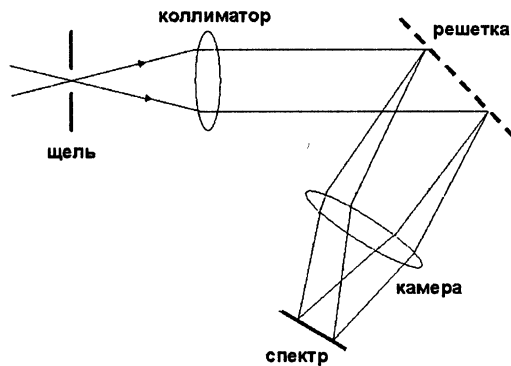


Рис. 3.6. Принципиальная схема дифракционного спектрографа.

Свет исследуемого объекта сначала проходит сквозь узкую щель, расположенную в фокальной плоскости объектива телескопа. Коллиматор (линза или зеркало), в фокусе которого располагается щель,

Таблица 3.1. Некоторые важные астрофизические линии

Линия	$\nu, \lambda, h\nu$	Физическая особенность	особен-	Источники
Радио				
H1	21 см	Сверхтонкое расщепление $^1\text{S}_0$	расщеп-	Облака H1
OH	18 см	Мазер		Молодые звезды, области звездообразования
^2D	327 МГц	Сверхтонкая структура дейтерия	структура	межзвездная среда; используется для измерения обилия D/H
Оптика				
H α	6563 Å	Основная линия H в оптике		Звезды (в поглощении), эмиссионные туманности, активные ядра галактик (в эмиссии)
[OIII]	4959, 5007 Å	Яркий дублет	запрещенный	Эмиссионные туманности, активные ядра галактик
УФ				
Ly α	1216 Å	Резонансная линия H		Только близкие источники или далекие квазары
Рентген				
FeI-XVII	6.4 кэВ	$K\alpha$ эмиссия ионов Fe	Флуоресцентная	Аккреционные диски, рентгеновские двойные
FeXXV	6.7 кэВ	Корональное свечение плазмы	свечение	Активные ядра галактик
FeXXVI	6.9 кэВ			Газ в скоплениях галактик
Гамма				
e^+e^-	511 кэВ	Аннигиляция $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$	пар	Жесткие рентгеновские источники, центр Галактики
$n \rightarrow ^2\text{H}$	2.223 МэВ	Образование дейтерия $n + p \rightarrow \text{D} + \gamma$	дейтерия	Солнечные вспышки
^{56}Ni	0.847 МэВ	Радиоактивный распад изотопов	распад	Молодые остатки сверхновых
	1.238 МэВ	$^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$		
^{26}Al	1.808 МэВ	$^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg}$		Диффузное излучение, рождаемое в Галактике
π^0	77 МэВ	Распад $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	пи-мезонов	Взаимодействие космических лучей с молекулярным газом

превращает расходящийся пучок в параллельный и направляет его на зеркальную дифракционную решетку. Разложение света по длинам волн происходит при его отражении от решетки. Пройдя затем через объектив камеры, свет образует в его фокальной плоскости со-

вокупность монохроматических изображений щели, то есть спектр источника. Ширина щели должна соответствовать угловому разрешению телескопа, чтобы в щель проходил основной поток света от любого точечного объекта. Чем уже щель, тем (вплоть до дифракционного предела коллиматора $f_k \frac{d_k}{\lambda}$, где f_k и d_k — его фокусное расстояние и диаметр) более узкими будут спектральные линии, и к тому же тем меньше постороннего света попадет в спектрограф. Поэтому качество изображения играет большую роль не только при фотометрических, ни и при спектральных наблюдениях.

Для одновременного получения спектров от различных объектов или областей одного объекта, созданы панорамные спектральные приемники, где по отдельным каналам на вход спектрографа направляется свет от различных точек изображения, построенного объективом телескопа в фокальной плоскости. В итоге происходит одновременная регистрация многих спектров.

В качестве интерференционного прибора для спектрального анализа протяженных объектов часто используется *интерферометр Фабри–Перо*, основу которого составляют две полупрозрачные зеркальные пластины, строго параллельные друг другу. Интерferируют пучки света, прошедшие через пластины, и испытавшие разное число отражений. Меняя с определенным шагом расстояние между пластинами и записывая (в цифровом формате) форму и положение интерференционных колец на каждом шаге, можно восстановить спектр объекта (в небольшом спектральном интервале) с высоким порядком интерференции и высоким спектральным разрешением сразу для многих тысяч точек источника. Этот метод часто используется, например, для изучения полей скоростей газовых облаков и целых галактик.

Информация, получаемая по анализу спектров, очень многообразна. По виду спектра источника можно судить о механизме излучения (поглощения), а, следовательно, и о природе источника. По линиям различных элементов оценивается химический состав и температура среды. Измерения положений спектральных линий и их ширины дают возможность оценить по эффекту Доплера лучевую скорость источника (или той среды, которая ответственна за образование линий), скорость внутренних (тепловых или турбулентных) движений газа. По эффекту Доплера измеряются скорости вращения планет, звезд или галактик. Изучение профилей линий позволяет определить в некоторых случаях (в звездных атмосферах)

плотность газа и индукцию пронизывающего газ магнитного поля. Информация, получаемая из спектра, позволяет также производить различные косвенные оценки (например, оценки расстояний до галактик — через закон Хаббла, светимости звезд — по существующим эмпирическим зависимостям между светимостью и относительной интенсивностью различных линий), и даже измерять массу и возраст звезд (по положению на диаграмме Герцшпрунга–Рессела). Поэтому спектральные наблюдения являются основными для астрофизических исследований.

3.5. Радиоастрономические наблюдения

3.5.1. Радиотелескопы

Радиотелескопы используются для приема космического излучения в пределах окна прозрачности земной атмосферы для радиоволн в диапазоне от миллиметров до декаметров. Две основные части радиотелескопа — антенна и радиометр (приемное устройство). Наиболее распространены *параболические антенны*, фокусирующие радиопоток. Полноповоротные антенны достигают диаметра 100 м (Грин Бэнк, США; Бонн, ФРГ). Крупнейшая неподвижная антенна — 300-метровый радиотелескоп в Аресибо (Пуэрто-Рико, США). Крупнейший радиотелескоп из составных подвижных зеркал, примыкающих друг к другу и образующих круг диаметром около 600 м — РАТАН-600 (Россия).

В более длинноволновой части радиодиапазона также используются *синфазные антенны*, отдельными элементами которых могут быть элементарные облучатели (полуволновые диполи, спиральные антенны) или параболические рефлекторы малого диаметра. Сигнал от каждого облучателя подается по волноводам к приемнику с определенной задержкой, которая рассчитана таким образом, чтобы сигналы от источника с данным положением на небе попадали на приемник в одной фазе, то есть складывались. Изменение величины задержки позволяет управлять диаграммой направленности антенны.

Разрешающая способность радиотелескопа определяется шириной диаграммы направленности главного лепестка антенны и оценивается, как и в случае оптического телескопа, величиной $\Delta\theta \approx \lambda/D$, где λ — длина волны излучения, а D — диаметр антенны (или области, содержащей совокупность антенн) радиотелескопа.