

В. К. Конникова, Е. Е. Лехт, Н. А. Силантьев

ПРАКТИЧЕСКАЯ РАДИО АСТРОНОМИЯ



Московский государственный университет
имени М. В. Ломоносова

Государственный астрономический институт
имени П. К. Штернберга

В. К. Конникова, Е. Е. Лехт, Н. А. Силантьев

ПРАКТИЧЕСКАЯ РАДИО- АСТРОНОМИЯ

Допущено УМО по классическому
университетскому образованию
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по специальности 010702 –
Астрономия



Издательство
Московского университета
2011

УДК 521.9; 520.27; 520.874

ББК 22.63

К64

Рецензенты:

доктор физико-математических наук, профессор *М. Г. Мингалиев*;

доктор физико-математических наук *М. Г. Ларионов*

Конникова В.К., Лехт Е.Е., Силантьев Н.А.

К64 Практическая радиоастрономия: Учебное пособие. М.: —

Издательство Московского университета, 2011. — 304 с.

ISBN 978-5-211-05938-2

В основу учебного пособия положен курс лекций по практической радиоастрономии. Изложены основные результаты радиоастрономических исследований различных типов космических источников; рассмотрены все типы радиотелескопов и радиоастрономических приемников для всего диапазона длин радиоволн, а также интерферометры и системы апертурного синтеза. Описаны методы наблюдений, регистрации и обработки данных.

Книга может быть полезной для студентов аспирантов, преподавателей, широкого круга специалистов, работающих в области экспериментальной радиоастрономии и смежных направлениях науки и техники.

Konnikova V.K., Lekht E.E., Silant'ev N.A.

К64 Practical radio astronomy. Textbook. Moscow University Press, 2011. 304 pp.

This textbook is based on a course of lectures in experimental radio astronomy. Main results of radio studies of various-type cosmic sources are presented. All types of radio telescopes and radio astronomy receivers for all the range of radiowaves are considered together with interferometers and systems of aperture synthesis. Methods of observations, data acquisition and processing are described.

The book may be useful for undergraduate and postgraduate students, teachers and researchers working in the field of experimental radio astronomy and adjoining branches of science and technology.

УДК 521.9; 520.27; 520.874

ББК 22.63

© Конникова В.К., Лехт Е.Е.,
Силантьев Н.А., 2011

© Издательство Московского
университета, 2011

ISBN 978-5-211-05938-2

Содержание

Предисловие	8
Введение	9
0.1. Возникновение радиоастрономии	9
0.2. Основные открытия в радиоастрономии	11
Глава 1. Основные понятия радиоастрономии	21
1.1. Введение	21
1.2. Яркостная температура	23
1.3. Плотность потока радиоизлучения	24
1.4. Полная энергия	26
1.5. Антенная и шумовая температуры	27
1.6. Радиоспектр	30
1.7. Радиолинии межзвездных молекул	31
1.8. Поляризация радиоизлучения	35
Глава 2. Влияние атмосферы Земли на радионаблюдения	39
2.1. Основные параметры атмосферы	39
2.2. Прозрачность атмосферы	42
2.3. Поглощение радиоизлучения	44
2.4. Собственное излучение атмосферы	46
2.5. Радиорефракция	49
2.6. Флуктуации параметров земной атмосферы	50
Глава 3. Антенны радиотелескопов	53
3.1. Простейшие излучатели электромагнитных волн	53
3.2. Основные параметры антенн	55

3.2.1.	Ближняя и дальняя зоны антенны	56
3.2.2.	Диаграмма направленности и угловое разрешение антенны	57
3.2.3.	Эффективная площадь и облучение параболоида	61
3.2.4.	Шумовая температура антенны	66
3.2.5.	Диапазон длин волн антенны	67
3.2.6.	Другие параметры антенны	67
3.3.	Объект-антенна-изображение	69
3.4.	Типы антенн с заполненной апертурой	74
3.4.1.	Параболоиды вращения	74
3.4.2.	Параболические цилиндры	81
3.4.3.	Антенны с плоскими отражателями (перископы)	86
3.4.4.	Антенны типа земляных чаш	91
3.4.5.	Рефракторы (синфазные антенны)	93
3.4.6.	Рупорные антенны	95
3.5.	Обтекатели антенн	98
3.6.	Проблема предела чувствительности - путаница	101
3.7.	Сводка формул	103
Глава 4. Приемники космического радиоизлучения		106
4.1.	Введение	106
4.1.1.	Амплитудно-модулированный сигнал и процесс детектирования	107
4.1.2.	Радиовещательные приемники	111
4.1.3.	Отличие космического сигнала от теле- и радиовещательного сигналов	113
4.2.	Компенсационный приемник	116
4.3.	Модуляционный приемник для непрерывного излучения	120
4.4.	Приемники для радиолиний	127
4.4.1.	Формирование схемы приемника для радиолиний	127
4.4.2.	Виды модуляции в спектральных радиометрах. .	131
4.4.3.	Фильтровой анализатор спектра	132
4.4.4.	Акустооптический спектрометр	133
4.4.5.	Автокорреляционный анализатор	135
4.5.	Разновидности модуляционных радиометров	140
4.6.	Шумовая температура приемников	143
4.7.	Элементы радиометров	144
4.7.1.	Генератор шума	146

4.7.2.	Модулятор (М)	148
4.7.3.	Генератор опорного напряжения (ГОН)	154
4.7.4.	Вентили и циркуляторы	154
4.7.5.	Усилители высоких и сверхвысоких частот (УВЧ)	155
4.7.6.	Транзисторные усилители	162
4.7.7.	Синхронный детектор (СД)	163
4.7.8.	Выходной фильтр	166
4.8.	Приемники миллиметровых и субмиллиметровых волн	168
4.8.1.	Приемники миллиметровых волн	168
4.8.2.	Приемники субмиллиметровых волн	169
4.9.	Криогенная техника	172
Глава 5.	Методы наблюдений и обработки данных	174
5.1.	Юстировка радиотелескопа	174
5.2.	Измерения параметров радиотелескопов	180
5.2.1.	Искусственный калибровочный сигнал	180
5.2.2.	Измерение эффективной площади антенны	181
5.2.3.	Диаграмма направленности антенны	182
5.2.4.	Шумовая температура антенны	184
5.2.5.	Другие методы измерения параметров антенны	185
5.3.	Методы перефокусировки и моделирования	187
5.4.	Измерение шумовой температуры радиометра (приемника)	191
5.4.1.	Метод прямых измерений мощности сигнала	191
5.4.2.	Модуляционный режим	193
5.5.	Методы наблюдений источников радиоизлучения	195
5.5.1.	Исследование дискретных источников	196
5.5.2.	Картографирование	198
5.5.3.	Калибровка потока	199
5.5.4.	Спектральные наблюдения	199
5.5.5.	Методы измерений космического фона	206
5.6.	Обработка данных наблюдений	209
5.6.1.	Обработка данных при диаграммной модуляции	211
5.6.2.	Точность определения потоков	216
5.6.3.	Точность определения координат	216
5.7.	Измерения поляризации	217
5.7.1.	Основные элементы, используемые в поляризационных измерениях	218

5.7.2.	Линейная поляризация	220
5.7.3.	Круговая поляризация	222
5.7.4.	Измерения поляризации на миллиметровых и субмиллиметровых волнах	222
Глава 6. Апертурный синтез		224
6.1.	Основные понятия апертурного синтеза	225
6.2.	Использование вращения Земли для заполнения <i>uv</i> - плоскости	233
6.3.	Наблюдения спектральных линий	238
6.4.	Интерферометры	240
6.4.1.	Аддитивный интерферометр	241
6.4.2.	Интерферометр с модуляцией фазы	246
6.4.3.	Интерферометр интенсивностей	249
6.4.4.	Система РСДБ	251
6.5.	Основные типы антенн апертурного синтеза	253
6.5.1.	Одномерные следящие решетки	253
6.5.2.	Крестообразные антенны	255
6.5.3.	T-образные антенны	257
6.5.4.	Кольцевые антенны	259
6.5.5.	Y-образные антенны	261
6.5.6.	Система случайно расположенных антенн	263
6.5.7.	Система VLBA	264
6.5.8.	Европейская система VLBI	265
6.5.9.	Космический телескоп	265
6.5.10.	Основные характеристики радиотелескопов апер- турного синтеза	267
6.6.	Обработка и калибровка данных	270
Глава 7. Обзоры неба, каталоги и базы данных		273
7.1.	Исследование структуры Галактики	275
7.1.1.	Картографирование плоскости Галактики в ли- нии 21 см	275
7.1.2.	Спиральная структура Галактики из наблюде- ний УСН II областей	278
7.2.	Методы проведения обзоров. Число радиоисточников	279
7.2.1.	Методы проведения обзоров	279
7.2.2.	Число радиоисточников	280

7.3. Полнота обзора	280
7.4. Подсчеты радиисточников	282
7.5. Оптические отождествления радиисточников	286
7.6. Наиболее известные и полные обзоры неба	288

Приложение А. Основные формулы 292

A.1. Ряд Фурье	292
A.2. Преобразование Фурье	293
A.3. Дельта-функция	294
A.4. Свертка	295
A.5. Корреляция	296
A.6. Некоторые математические формулы	296

Приложение В. Основные постоянные 298

B.1. Физические постоянные	298
B.2. Астрономические постоянные	299
B.3. Перевод единиц из системы СГС в систему СИ	299
B.4. Названия степеней десяти	299
B.5. Радиотехнические единицы	300

Приложение С. Системы координат 301

C.1. Горизонтальная система	301
C.2. Экваториальная система	301
C.3. Прецессия	302

Предисловие

Радиоастрономия является своеобразной наукой. Она возникла на стыке нескольких наук (радиофизика, астрофизика, теоретическая физика) и воплотила в себя самые современные достижения очень многих областей науки и техники.

Часто именно для радиоастрономии разрабатываются радиотехнические приборы и методы, которые затем находят применение в смежных областях радиофизики. Свое начало радиоастрономия берет со скромных инструментов 40-х гг., которые использовались в то время в радиолокации. Современные инструменты, а точнее их можно назвать сложнейшими системами, по своей масштабности могут сравниться, видимо, только с ускорителями элементарных частиц.

В радиоастрономии, как нигде в других областях, стали применять специальные методы обработки сигналов для извлечения максимальной информации при весьма низком уровне отношения сигнал/шум, новые методы анализа спектров.

Мы рассмотрели все типы радиотелескопов, радиоастрономических приемников и методы наблюдений для всего диапазона длин радиоволн: от субмиллиметрового до декаметрового. При написании книги авторы избегали длинных выводов сложных формул и сделали все возможное, чтобы использовать только те формулы, которые реально необходимы для понимания физических процессов, происходящих в космических источниках и приемной аппаратуре. При построении рисунков, объясняющих работу радиоастрономических приемников, мы проводили моделирование всех процессов, происходящих в них, используя реальные шумовые сигналы.

При введении основных характеристик сигналов космического радиоизлучения и описании методов наблюдений мы также включали некоторые, основные, на наш взгляд, сведения о космических источниках и физических процессах, т.е. подход был не формальным. Надеемся, что это поможет лучше понять и усвоить основы практической радиоастрономии.

Написание первого (сравнительно простого) учебника по такой сложной дисциплине, как практическая радиоастрономия было нелегким делом. Авторы с благодарностью примут все замечания по возможным неточностям в изложении и любые предложения по улучшению учебника.

Введение

0.1. Возникновение радиоастрономии

Приято считать, что радиоастрономия началась с открытия Карлом Янским космического радиоизлучения.

Янский родился в США 22 октября 1905 г. Он изучал физику в Висконсинском университете и в 1928 г. начал работать в одной из лабораторий телефонной компании Белла. В это время компания Белла изучала возможность использования радиоволн с длиной волны 10–20 метров для трансатлантической радиотелефонной связи. Янскому поручили исследовать возможные источники шумовых помех этой радиосвязи.

Янский построил вращающуюся антенну типа решетки размером 30.5×3.7 м для приема радиоволн с частотой 20.5 МГц ($\lambda = 14.6$ м) (рис. 1). После нескольких месяцев наблюдений Янский обнаружил три типа шумовых помех — электрические помехи от ближайшей окрестности, электрические помехи далекого происхождения и помехи непонятного происхождения. Более года Янский изучал эти непонятные помехи, которые усиливались днем и затухали ночью. По этой причине Янский сначала думал, что помехи вызваны Солнцем. После месяцев тщательных наблюдений выяснилось, что направление наиболее сильных помех находится далеко от Солнца а что помехи повторяются не с периодом 24 часа, а с периодом 23 часа 56 минут, с которым, как давно выяснили астрономы, появляются на небе звезды. В конце концов стало понятно, что третий источник шума находится в Млечном пути, в созвездии Стрельца. Об этом открытии появилась большая статья в газете Нью-Йорк Таймс от 5 мая 1933 г. Янский хотел продолжать исследование радиоволн, идущих

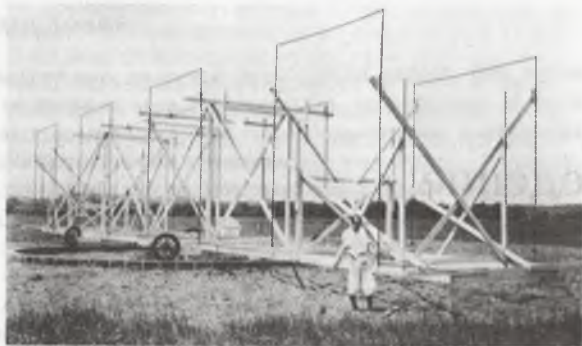


Рис. 1. Первый в мире радиотелескоп в виде вращающейся решетки. На переднем плане ее создатель К. Янский

из Млечного пути, но к тому времени уже выяснилось, что шумовые помехи не мешают трансатлантической радиосвязи и Янскому предложили работать над другими проблемами. В дальнейшем Янский так и не возвратился к исследованию космического радиоизлучения.

Многие ученые заинтересовались открытием Янского, но в США тогда было трудное время “Великой депрессии”, когда у астрономических обсерваторий не было денег на новые проекты. В Европе также была сложная ситуация – в Германии набирал силу фашистский режим и было не до развития новых идей в астрономии.

Однако следует упомянуть работы Грота Ребера, который в те годы начал развивать изучение космического радиоизлучения. В 1937 г. Ребер построил во дворе своего дома (штат Иллинойс) параболическую антенну диаметром 9.5 метра (рис. 2) и начал систематическое изучение космического радиоизлучения. В частности, он открыл в 1943 г. радиоизлучение Солнца. Ребер провел систематический обзор неба и в 1944 г. опубликовал первые радиокарты неба на волне 1.87 м ($\nu = 160$ МГц) (рис. 3).

Вторая мировая война способствовала развитию радиотехники, в частности были построены радары для обнаружения вражеских самолетов. После окончания войны накопленный опыт был исполь-



Рис. 2. Меридианный радиотелескоп Г. Ребера

зован астрономами для создания радиотелескопов. Возникла новая отрасль астрономии – радиоастрономия.

0.2. Основные открытия в радиоастрономии

С 1946 г. начался период строительства крупных радиотелескопов. Было ясно, что для дальнейшего развития радиоастрономии необходимо повышать чувствительность и угловое разрешение радиотелескопов. Крупные радиотелескопы начали строить сначала в Англии и Австралии, а затем в других странах.

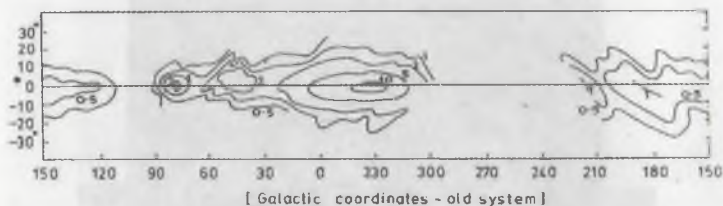


Рис. 3. Первая радиокарта неба на волне 1.9 м — радиоизлучение Галактики

В 1946 г. началось строительство неподвижного 66.5-метрового параболического радиотелескопа в Манчестерском университете в Англии. Строительство было закончено в 1947 г. В последующие годы там же были разработаны проекты подвижного радиотелескопа диаметром 76 м. Его строительство началось в 1953 г. в обсерватории Джодрелл Бэнк, а закончилось в 1957 г. В течение многих лет он оставался самым большим подвижным радиотелескопом в мире.

В 1946 г. было открыто радиоизлучение из созвездия Лебедь (Лебедь А) на волне 1.7 м (Англия). Было обнаружено, что радиоизлучение заметно флуктуирует с периодом около минуты. Затем в Австралии в 1948 г., используя морской интерферометр (радиотелескоп, установленный на высокой скале, принимал излучение непосредственно от источника и отраженное от водной поверхности), определили, что угловой размер области радиоизлучения в созвездии Лебедь менее $8'$. Позже было установлено, что флуктуации интенсивности связаны не с самим источником в Лебеде, а с неоднородностями земной ионосферы; они аналогичны видимым мерцаниям звезд вследствие неоднородностей земной атмосферы.

В 1948 г. Ребер опубликовал новую карту неба на волне 62.5 см ($\nu = 480$ МГц).

В 1948 г. сильный источник радиоизлучения в созвездии Тельца был отождествлен со знаменитой Крабовидной туманностью — остатком вспышки сверхновой звезды, вспыхнувшей в 1054 г. Это был первый после Солнца источник радиоизлучения, отождествленный с оптическим объектом.

В 1951 г. были получены очень точные координаты радиисточника Лебедь А с помощью двухэлементного интерферометра. Наблюдения на 5-м Паломарском телескопе обнаружили на этом месте слабую галактику, причем двойную. Это открытие показало, что радиоизлучение наблюдается не только в нашей Галактике, но и в других галактиках. Бааде предположил, что это, возможно, две удаленные от нас сталкивающиеся галактики.

Спектроскопия

Однако возвратимся назад в хронологию событий истории радиоастрономии. Директор Обсерватории в Лейдене Оорт заинтересовался работой Ребера и поручил ван де Хюлсту рассмотреть возможность наблюдений спектральных линий в радиодиапазоне. В 1944 г. ван де Хюлст сообщил, что вероятным источником такого излучения может быть межзвездный нейтральный водород – самый распространенный элемент в Галактике. Он имеет собственную частоту 1420 МГц ($\lambda = 21$ см), которая соответствует переходу между двумя близкими энергетическими уровнями основного состояния атома водорода с различными ориентациями спина (магнито-дипольного момента). Малая вероятность перехода (продолжительность жизни на верхнем подуровне составляет 11 млн лет) и отсутствие в то время данных о плотности нейтрального водорода в космическом пространстве делали сомнительным обнаружение его спектральной линии.

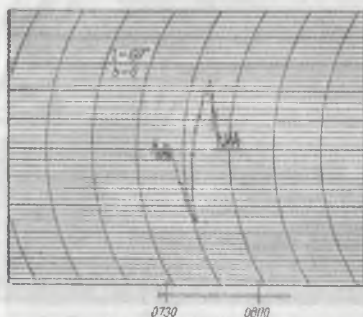


Рис. 4. Первая запись радиоизлучения в линии 21 см в Галактике

В 1949 г. эта идея была подробно развита Шкловским. Им было показано, что, несмотря на очень малую вероятность перехода $\lambda = 21$ см (уровень является метастабильным) ввиду большого обилия водорода в нашей Галактике, число атомов на луче зрения оказывается достаточным для наблюдений этого излучения. Кроме того, он предсказал возможность обнаружения линий молекул OH ($\lambda = 18$ см) и CN ($\lambda = 9$ см). Линия 21 см впервые наблюдалась в 1951 г. почти одновременно в США (Юэн и Пёрселл – Гарвардский Университет), Голландии (Мюллер и Оорт – Лейден) и Австралии (Христиансен – Сидней) (рис. 4). Это было одним из величайших успехов радиоастрономии. Первый обзор неба в линии 21 см был проведен в 1950-х гг. в Лейденской обсерватории (Голландия) на 25-м радиотелескопе (рис. 5).



Рис. 5. Радиотелескоп в Двингелоу

1963 г. ознаменовался открытием линии гидроксила OH ($\lambda = 18$ см) сначала в поглощении в направлении радиисточника Кассиопея А, а в 1965 г. – в излучении от некоторых областей звездообразования в Галактике, причем с очень большой интенсивностью и сильно поляризованным. Как оказалось, в линиях OH имеет место усиление радиоизлучения молекулами с неравновесным заселением энергетических уровней под воздействием некоторого механизма “накачки”. Это открытие считается началом исследований нового класса объектов – мазерных источников, которые называют индикаторами рождения звезд. Отметим, что из-за наличия большого количества пыли звезды на раннем этапе эволюции (протозвезды) не наблюдаются в оптическом диапазоне длин волн.

В 1968 г. было обнаружено излучение молекулы аммиака NH_3 ($\lambda = 1.25$ см) и мазерное излучение в линии молекулы воды, H_2O ($\lambda = 1.35$ см).

Интерферометры и системы апертурного синтеза в 1950–1960 гг.

Исследование сильных источников радиоизлучения, таких, как Солнце, Лебедь А, Кассиопея А и др., привело к необходимости создания прежде всего таких антенн, которые имеют очень высокое угловое разрешение. Для этой цели были сконструированы как двухэлементные интерферометры либо параболические цилиндры, так и многоэлементные (многоантенные) радиотелескопы. В первом случае проводились многократные наблюдения при разной ориентации базовой линии, соединяющей две антенны (например, за счет вращения Земли либо с подвижными антеннами). Затем строилось двухмерное изображение. Данный метод получил название метод апертурного синтеза. Разработал этот метод Райл (Rayl). Наиболее эффективной является система с большим числом антенн сравнительно небольшого размера.

В 1951 г. для наблюдений на волне $\lambda = 3.5$ м Б.Миллс сконструировал первый в Молонго (Австралия) крестообразный радиотелескоп, имеющий два ряда многоэлементных решеток: одно в направлении восток–запад, а другое в направлении север–юг. Синтезированная диаграмма составила $48'$. Основной научной задачей инструмента было исследование Солнца – построение радиокарт и исследование солнечных пятен. Впоследствии такого типа инструменты

были построены в других обсерваториях Австралии, а также в обсерваториях других стран.

Основные открытия после 1960 г.

В 1961 г. проведено первое отождествление дискретного радиоисточника со звездобразным оптическим объектом (ЗС 48).

1963 г. считается годом открытия квазаров. Было открыто большое количество дискретных радиоисточников, которые долгое время не удавалось отождествить с оптическими объектами. С развитием интерферометрии были измерены точные координаты и получены отождествления со слабыми звездами. Оптические спектры этих звезд очень необычные и долгое время не поддавались интерпретации. Наконец, в 1963 г. М.Шмидт выяснил, что эти линии имеют очень большое красное смещение. Если это смещение имеет доплеровскую природу и связано с расширением Вселенной, по Хабблу, то источники должны находиться на расстояниях в тысячи мегапарсек. Этот класс источников (сверхзвезды, квазизвездные объекты) получили название квазаров. Они очень слабы в оптическом диапазоне (слабее 13 звездной величины), но имеют большую светимость в радиодиапазоне, превышая 10^{45} эрг/сек.

1964 г. – открытие рекомбинационных радиопереходов высоковозбужденных атомов водорода на волнах 3.38 см (ФИАН, Россия) и 5.21 см (Пулково, Россия). Радиопереходы обусловлены переходами между уровнями с главными квантовыми числами 91 и 90 ($\lambda = 3.4$ см) и между уровнями с $n=105$ и 104 ($\lambda = 5.21$ см). Таким образом, было доказано, что кроме известных линий в УФ, оптическом и ИК диапазонах, связанных с переходами между близкими к ядру атома водорода уровнями (серии Лаймана, Бальмера, Пашена и др.), возможны переходы между соседними уровнями, которые расположены достаточно далеко от ядра атома. Об этом открытии было сообщено в августе в Гамбурге (Германия) на собрании Генеральной ассамблеи ИАУ. В 1965 г. аналогичные радиопереходы обнаружили в США на радиотелескопах НРАО ($n=109$) и Гарвардского университета ($n=156$ и $n=158$). Последующие наблюдения в метровом и декаметровом диапазонах показали, что главное квантовое число n (номер уровня) достигает значения 900. При этом размер атома, по Бору, достигает 0.1 мм.

1965 г. – открытие реликтового фонового излучения на волне 7.5 см, интенсивность которого практически не зависела от направления на небе. Авторы работы – Пензиас и Вилсон (США). Дальнейшие наблюдения на других волнах показали, что излучение имеет планковский характер с температурой $T_b = 2.7$ К. В настоящее время общепринято, что это излучение является остатком (“реликтом”) времен “горячей Вселенной”. Это является главным доказательством модели “горячей Вселенной”. В 1978 г. Пензиас и Вилсон получили за это открытие Нобелевскую премию по физике.

В 1989 г. в США был запущен спутник COBE, с помощью которого были обнаружены неоднородности реликтового излучения, которые возникли вскоре после Большого взрыва. Эти неоднородности материи дали начало галактикам. За данное открытие Мадзер и Смут (США) в 2006 г были удостоены Нобелевской премии по физике.

1967 г. – открытие пульсаров. Это было неожиданное открытие при исследовании мерцаний квазаров на неоднородностях космической плазмы. Открытие сделала мисс Джоселин Белл (Кембридж), аспирантка профессора Хьюиша. Излучение имело пульсирующий характер с постоянным периодом (примерно 50 миллисек.). Предполагалось, что обнаружена внеземная цивилизация, поэтому полгода открытие держалось в секрете. Затем были обнаружены еще три пульсара. В настоящее время их известно свыше 1700. Периоды от 1 миллисекунды до 4 секунд. Общепринятой является следующая модель. Нейтронная звезда с магнитным полем быстро вращается и излучает радиоволны направленным образом. За открытие пульсаров и апертурный синтез Хьюишу была присуждена Нобелевская премия.

Кроме выдающихся научных открытий в конце 1950-х и в 1960–1970-х гг. были построены крупные радиотелескопы:

1957 г. – 76-м полноповоротный параболоид в обсерватории Джодрел Бэнк (Англия);

1959 г. – 22-м радиотелескоп в Пушино (Россия) миллиметрового диапазона, который был крупнейшим в мире в данном диапазоне волн в течение нескольких лет.

1963 г. – 64-м в Парксе (Австралия).

1963 г. – 92-м в НРАО (Грин Бэнк, США); подвижная параболическая антенна меридианного типа.

1963 г. – 300-м в Аресибо (Пуэрто-Рико); неподвижная чаша, построенная в естественной расщелине местности и имеющая перемещающийся облучатель.

1970 г. – 100-м полноповоротный параболический радиотелескоп вблизи Бонна (Германия).

Несмотря на смещение акцента в радиоастрономии на использование крупных телескопов, средние и небольшие, по современным понятиям, телескопы не потеряли своего значения и применяются для проведения обзоров, составления каталогов радиоисточников (например, 32-м телескоп в Болонии, Италия) и проведения мониторингов. Так, на упомянутом выше радиотелескопе РТ-22 (Пушино) с 1979 г. проводится мониторинг источников мазерного излучения водяного пара.

Радиотелескопы миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн

Стремительное развитие радиоастрономии и использование передовых технологий позволило существенно продвинуться в коротковолновую область радиоволн, вплоть до 1 мм. Интерес к этой области спектра был вызван тем, что в миллиметровом диапазоне волн имеется много радиолиний межзвездных молекул и сужается диаграмма направленности антенны, что позволяет строить карты распределения молекулярного газа в исследуемых областях.

Миллиметровая область интересна также для исследования переменности внегалактических источников, так как отражает минимальные размеры областей; в этой области зарождаются вспышки радиоизлучения, размеры областей увеличиваются, при этом максимум излучения продвигается в длинноволновую область спектра.

Однако при этом возрастают трудности, связанные с сильным удорожанием строительства радиотелескопов миллиметрового диапазона волн и существенным увеличением поглощения приходящего от источника излучения в атмосфере Земли. Поэтому такие инструменты приходится строить в горах с хорошим микроклиматом на высоте более 2–3 км над уровнем моря.

Персчислим некоторые радиотелескопы, работающие до минимальной длины волны около 1 мм.

Кит Пик, Аризона – 11-м антенна установлена на горе на высоте $H=1920$ м. Работает до волны 1.2 мм.

Мауна Кеа, Гавай – 15-м телескоп на высоте $H=4250$ м.

Пико Валена, Испания – 30-м телескоп ИРАМ. На $\lambda = 1.27$ мм диаграмма антенны равна $\sim 12''$.

Чили – 15-м телескоп, позволяющий наблюдать на минимальной длине волны $\lambda = 1$ мм.

Сьерра Негра – 50-м телескоп ИНАОЭ (Мексика). Диапазон рабочих частот составляет 1–4 мм. На волне $\lambda = 1$ мм диаграмма направленности телескопа равна $5''$, а точность наведения должна быть не хуже $1''$. Этот радиотелескоп является крупнейшим в мире в данном диапазоне длин волн и самым высокогорным в мире (высота над уровнем моря составляет 4600 м). Строительство телескопа было завершено в конце 2006 г., а ввод в действие планируется в 2011 г. после проведения тщательной юстировки и отладки всех систем контроля за качеством поверхности и наведения.

Современные интерферометры

Реализованы системы апертурного синтеза с угловым разрешением лучше $1''$. Так, например, в НРАО (Нью Мехико, США) инструмент имеет Y-конфигурацию размером 21 км. Состоит из 27 параболических антенн диаметром 25-м каждая. Возможно синтезировать карты радиоисточников, которые насчитывают до 10 000 точек с разрешением $1''$ на $\lambda \approx 11$ см и более высоким разрешением на более коротких волнах. При этом реализуется чувствительность до нескольких миллианских ($1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт/м}^2 \text{ Гц}$) при наблюдениях радиолиний и до ~ 10 микроянских при наблюдениях в континууме.

Использование систем радиотелескопов, размещенных на большие расстояния (VLBI), позволило достигнуть углового разрешения до 10^{-3} угловых секунд. Для сравнения напомним, что на классических оптических телескопах из-за мерцаний света в атмосфере Земли наилучшее разрешение составляет $\sim (0.4 - 1)''$. В настоящее время появилась адаптивная оптика, позволяющая получить лучшее разрешение. Так, для крупнейших телескопов этого типа угловое разрешение может достигать сотых долей угловой секунды.

Огромное значение имеет использование вычислительной техники. Прогресс в этой области позволил решить ряд проблем в управлении большими телескопами, регистрации сигнала и построении радиоизображений в системах апертурного синтеза и интерферометрах со сверхдлинными базами, где имеются огромные массивы наблюдательных данных.

Таким образом, радиоастрономия открыла огромные возможности в исследовании Вселенной и существенно расширила наши познания космического пространства.

В заключение отметим три главных момента.

(1) Существенно расширился интервал частот исследуемого излучения. В радиодиапазоне он простирается от декаметровых волн ($\lambda \sim 20$ м, или $\nu \sim 15$ МГц) до миллиметровых волн ($\lambda \sim 1$ мм, или $\nu \sim 300$ ГГц). На волнах $\lambda < 1$ мм (субмиллиметровый диапазон волн) применяется главным образом ИК-техника (болометры, оптические зеркала), т.е. граница между радиоастрономией и ИК-астрономией довольно условная.

Отметим, что на волнах с $\lambda > 20$ м радиоастрономия не заканчивается; она заканчивается только на Земле из-за отражения сигнала от ионосферы Земли. Благодаря развитию внеатмосферной радиоастрономии (космические аппараты: например, Прогнозы 8 и 10, запущенные в СССР в 1981 и 1985 гг. на сильно вытянутые орбиты, и др.) стали доступны гораздо более длинноволновые участки спектра, даже километровые, что позволило проводить исследования радиоизлучения магнитосферы Земли и спорадические вспышки различных типов солнечного происхождения, возникающие в межпланетной среде.

(2) Очень велик диапазон изменений интенсивностей. Предельно обнаружимый сигнал составляет всего лишь около 10^{-30} Вт/м² Гц.

(3) Угловое разрешение достигает 0.001 угловой секунды, а для сильных сигналов удается достигнуть и более высокого углового разрешения.

Глава 1

Основные понятия радиоастрономии

1.1. Введение

Анализируя историю возникновения и развития радиоастрономии, мы показали, как разнообразны источники космического радиоизлучения по своей природе, угловым размерам, интенсивности излучения, спектру, временным вариациям излучения и т.д. Также можно отметить исследования источников излучения в радиолиниях, которые позволяют определять лучевые скорости их движения. Условно объекты можно разделить на галактические и дискретные внегалактические, излучение которых имеет синхротронную природу. Однако различия могут быть и по физическим характеристикам источников космического радиоизлучения: протяженные и дискретные источники; излучение в континууме или в радиолиниях молекул и атомов (линии излучения и поглощения); тепловое и нетепловое радиоизлучение; поляризованное и неполяризованное излучение и т.д.

Прежде всего мы введем основные характеристики излучения источников независимо от их принадлежности к какому-либо классу.

Рассмотрим сначала протяженный источник, размеры которого больше, чем ширина диаграммы направленности радиотелескопа (рис. 1.1). От такого источника можно измерить поток энергии dW_ν — количество лучистой энергии, падающей на элемент поверхности dA в пределах элемента телесного угла $d\Omega$ в интервале частот $d\nu$ за единицу времени:

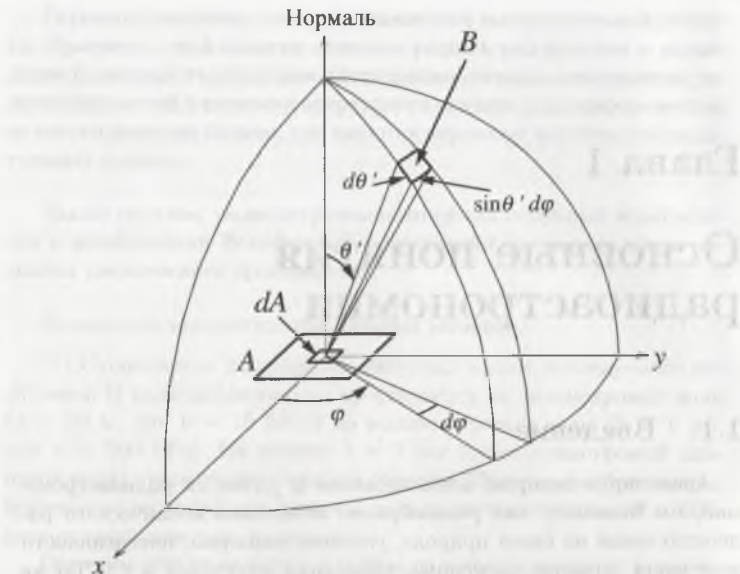


Рис. 1.1. Основные геометрические соотношения при падении на плоскую площадку излучения с яркостью B

$$dW_\nu = I_\nu \cos \theta' d\Omega dA d\nu \quad (1)$$

Здесь все обозначения даны в соответствии с рис. 1.1; θ' — угол между нормалью к площадке dA и выбранным элементом телесного угла источника, т.е. $\cos \theta' dA$ является проекцией площадки dA для падающего излучения. Коэффициент пропорциональности I_ν называется интенсивностью излучения и имеет размерность Дж/(см²·с·Гц·стерад) или Вт/(м²·Гц·стерад). Чтобы получить полное излучение, надо провести интегрирование по телесному углу источника. Прежде чем это сделать, мы перейдем к понятиям параметров излучения, которые приняты в радиоастрономии.

1.2. Яркостная температура

Вместо интенсивности I_ν часто используется понятие яркостной температуры (T_b), хотя в принципе это те же самые характеристики излучения. Предположим, что источник излучает как абсолютно черное тело с температурой T . Тогда спектральное распределение яркости его излучения описывается функцией Планка:

$$I_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (2)$$

Здесь h – постоянная Планка ($h = 6.6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с), k – постоянная Больцмана ($k = 1.4 \cdot 10^{-23}$ Дж/К). В радиодиапазоне энергия кванта очень мала, т.е. $h\nu \ll kT$, поэтому вместо точного выражения для функции Планка можно использовать приближение Рэля-Джинса:

$$B_\nu(T) = \frac{2kT\nu^2}{c^2} = 2kT\lambda^2. \quad (3)$$

Введем определение яркостной температуры.

Яркостная температура T_b – это температура абсолютно черного тела, которое дает на данной частоте в единичном интервале частот такую же наблюдаемую интенсивность, как источник.

Это означает, что наблюдаемая интенсивность I_ν совпадает с интенсивностью, определяемой из формулы (3), где T заменено на T_b , т.е.

$$I_\nu \equiv B_\nu(T_b) = \frac{2kT_b\nu^2}{c^2}. \quad (4)$$

Лишь в некоторых случаях яркостная температура равна физической температуре в источнике. Это достигается только для теплового источника в некоторой области частот, где источник излучает как абсолютно черное тело. При этом должны выполняться условия – оптически толстая среда, пространственная однородность и изотермичность. В этом случае T_b не зависит от частоты, хотя в общем случае T_b – функция частоты.

В других случаях T_b – чисто формальная величина, которая представляет собой просто другую меру для интенсивности излучения. Приведем такой пример. На метровых волнах T_b галактического фона достигает 10^6 К, а у Юпитера во время всплесков декаметрового радиоизлучения $T_b \sim 10^{15}$ К. Еще более существенное различие имеется для мазерных источников, особенно для мазеров молекулы воды. При физической температуре в несколько сотен градусов яркостная температура достигает величины 10^{17} К. Из приведенных примеров видно, что T_b не соответствует никакой физической температуре. Просто в радиоастрономии удобнее и, видимо привычнее, иметь дело с такими единицами измерения, как температура – яркостная, антенная, шумовая и т.д.

Еще раз обратим внимание на то, что понятие яркостной температуры имеет практическое значение только для источника с известным угловым размером или известным телесным углом. Если источник имеет размер много меньше, чем диаграмма направленности антенны, то, как говорят, он является точечным для данной антенны и мы измеряем для него лишь интеграл от интенсивности, взятый в пределах телесного угла источника.

1.3. Плотность потока радиоизлучения

Вернемся к формуле (1) для определения потока энергии dW_ν , протекающей через элемент площадки dA : $dW_\nu = I_\nu \cos \theta' d\Omega dA d\nu$. Проведем интегрирование по всему источнику. Однако мы выполним эту операцию для единичного элемента поверхности в единичном интервале частот. Поэтому в формуле будут отсутствовать dA и $d\nu$. Сделаем еще одно важное замечание. При наблюдениях угол θ' удобнее всего отсчитывать от центра источника (т.е. в системе координат источника), а элемент телесного угла $d\Omega = \sin \theta' d\theta d\varphi$ зависит от углового расстояния источника от зенита. Поэтому введем угол θ , отсчитываемый от центра источника до положения элемента телесного угла. Итак

$$W_\nu = \int_{\Omega_{\text{source}}} I_\nu(\theta, \varphi) \cos \theta d\Omega = \frac{2k\nu^2}{c^2} \int_{\Omega_{\text{source}}} T_b(\theta, \varphi) \cos \theta d\Omega. \quad (5)$$

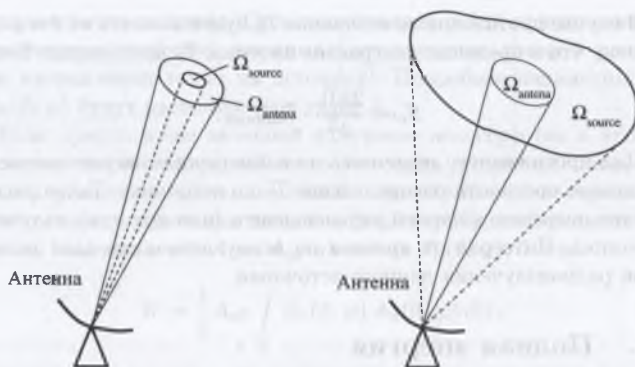


Рис. 1.2. Предельные случаи соотношения телесных углов антенны и источника

Здесь $d\Omega = \sin \theta' d\theta d\varphi$ есть элемент телесного угла. Энергия W_ν называется плотностью потока излучения на частоте ν и обычно обозначается S_ν и измеряется в Вт/м²·Гц. В качестве единицы измерения плотности потока в радиоастрономии принимается 1 Янский (1 Jy), равный 10⁻²⁶ Вт/м²·Гц.

Плотность потока — это количество энергии, поступающей от источника за 1 сек на площадку 1 м² в интервале частот 1 Гц.

Учитывая введенное понятие плотности потока S_ν и что $c^2/\nu^2 = \lambda^2$, формулу (4) можно записать в виде

$$S_\nu = \frac{2k}{\lambda^2} \int_{\Omega_{\text{source}}} T_b(\theta, \varphi) \cos \theta d\Omega. \quad (6)$$

Рассмотрим предельные случаи соотношения размера источника радиоизлучения и лепестка антенны (эта и другие характеристики антенны будут рассмотрены в главе 3). Они показаны на рис. 1.2. Для источника малого углового размера $\cos \theta \approx 1$. С учетом этого при равномерном распределении яркости по источнику получим

$$S_\nu = \frac{2kT_b}{\lambda^2} \cdot \Omega_{\text{source}}. \quad (7)$$

В случае протяженного источника T_b будет зависеть от θ и φ . Мы примем, что в пределах диаграммы антенны T_b постоянная. Тогда

$$S_w = \frac{2kT_b}{\lambda^2} \cdot \Omega_{\text{антенна}}. \quad (8)$$

Для протяженного источника по наблюдениям во множестве точек можно построить распределение T_b по источнику. Такое распределение называется картой интенсивности (или яркости) излучения источника. Интеграл от яркости по всему источнику дает полный поток радиоизлучения данного источника.

1.4. Полная энергия

До сих пор мы рассматривали поток энергии излучения источника, падающей на единичную площадку dA . Очевидно, чтобы подсчитать полную энергию (точнее спектральную плотность энергии, поскольку рассматриваем излучение в единичном интервале частот), принимаемую антенной, надо просуммировать излучение по всей площадке A . Если мощность не зависит от расположения элемента dA на площадке, тогда полную мощность в единичном интервале частот можно представить как

$$W = A \int_{\Omega} B_{\nu}(\theta, \varphi) \cos \theta d\Omega \quad [\text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-1}]. \quad (9)$$

Примем площадку A как поверхность приемной антенны, направленной в точку $\theta = 0$. Она называется эффективной апертурой (эффективной площадью) $A_{\text{эф}}$ и измеряется в м^2 . Напомним, что θ есть угол между нормалью к апертуре антенны и направлением на источник. В случае $\theta = 0$ принимаемый антенной сигнал будет максимальным. Для других направлений ($|\theta| > 0, |\varphi| > 0$) эффективная площадь уменьшается из-за эффекта проекции и также уменьшается величина сигнала. Поскольку антенны имеют не плоскую поверхность, а в основном параболическую, то уменьшение сигнала относительно точного направления на источник происходит быстрее, чем по $\cos \theta$.

Изменение мощности сигнала от направления (от углов θ и φ) описывается функцией $A_n(\theta, \varphi)$, которая называется диаграммой

направленности антенны. Она представляет собой нормированную безразмерную величину, максимальное значение которой равно 1 (при направлении точно на источник). Подробнее параметры A_{eff} и $A_n(\theta, \varphi)$ будут рассмотрены в главе 3.

Если приходящее антенной излучение некогерентно и неполяризовано, то регистрируется лишь половина падающей мощности, поскольку антенна принимает только один компонент поляризации. С учетом этого замечания введем в формулу (9) коэффициент $1/2$, а также заменим в ней A на A_{eff} и $\cos \theta$ на $P_n(\theta, \varphi)$. Тогда

$$W = \frac{1}{2} A_{\text{eff}} \int_{\Omega} B_{\nu}(\theta, \varphi) A_n(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (10)$$

Напомним, что здесь $d\Omega = \sin \theta' d\theta d\varphi$ — элемент телесного угла. В случае поляризованного излучения вместо коэффициента $1/2$ может быть другое значение в пределах от 0 до 1. Например, если антенна может принимать излучение только с горизонтальной поляризацией, а падающее от источника излучение имеет вертикальную поляризацию, то коэффициент равен 0 и антенна такое излучение принимать не будет. В случае совпадения ориентацией поляризации антенны и источника коэффициент равен 1.

В общем случае, когда яркость меняется в зависимости как от направления, так и от частоты, полная принимаемая мощность неполяризованного излучения в полосе частот от ν до $\nu + \Delta\nu$ равна

$$W = \frac{1}{2} A_{\text{eff}} \int_{\nu}^{\nu + \Delta\nu} \int_{\Omega} B_{\nu}(\theta, \varphi) A_n(\theta, \varphi) d\nu d\Omega \quad [\text{Вт}]. \quad (11)$$

1.5. Антенная и шумовая температуры

Реальная антенна кроме основного лепестка диаграммы направленности может иметь (и обычно имеет) боковые и задний лепестки. Антенна принимает не только излучение космического источника, расположенного на небесной сфере, но и излучение самой атмосферы, а также Земли через боковые и задний лепестки диаграммы направленности. Обычно это мешающее нам излучение является широкополосным и поэтому называется шумовым по аналогии с излуче-

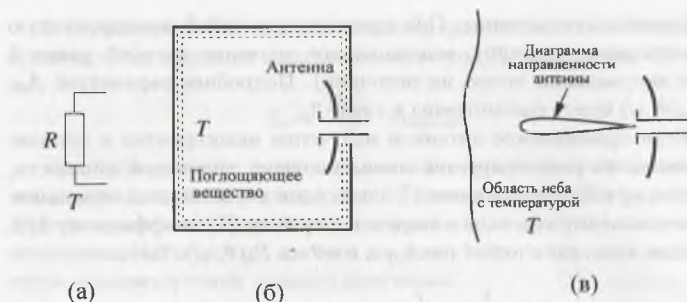


Рис. 1.3. (а) – резистор при температуре T и (б) – антенна, помещенная в черный ящик при той же температуре T ; (в) – антенна, направленная в область неба с температурой T . Во всех трех случаях шумовая мощность одинаковая

нием черного тела. Характеризуется оно мощностью w . Часто вместо мощности используется понятие шумовой температуры T_n , которая вводится по формуле Найквиста также формально, как и яркостная температура T_b по формуле Релея–Джинса.

Найквист обнаружил, что в резисторе (проводник тока, имеющий сопротивление R), находящемся при температуре T К, имеются флуктуации электрического поля. Среднее значение напряжения флуктуаций равно нулю, а средний квадрат напряжения отличен от нуля и определяется по формуле

$$\overline{V^2} = 4kTR \Delta \nu. \quad (12)$$

Спектральная мощность шума, выделяемая на концах резистора (рис. 1.3(а)), определяется по формуле

$$w_n = kT. \quad (13)$$

Антенну можно представить некоторым излучателем с сопротивлением R . Поместим антенну полностью в черный ящик с температурой T (рис. 1.3(б)) либо в направлении протяженной области с той же температурой T (рис. 1.3(в)). Яркость будет постоянной и не зависит от направления. Ее значение определяется из закона Релея–

Джинса (формула (4)): $B_\nu(\theta, \varphi) = B_{\text{const}} = 2kT\lambda^2$. Подставив это выражение в (10), получим

$$w = (kT/\lambda^2) A_{\text{eff}} \Omega_A, \quad (14)$$

где w – спектральная мощность (Вт/Гц); $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж·°К – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура (°К); λ – длина волны (м); Ω_A – телесный угол диаграммы направленности антенны (стерадиан).

Основные параметры антенны связаны соотношением $A_{\text{eff}} \Omega_{\text{antenna}} = \lambda^2$ (см. главу 3) и, следовательно,

$$w = kT, \quad (15)$$

что совпадает с выражением (13) для мощности шума резистора.

Если изображенный на рис. 1.3(б) ящик с поглощающим веществом находится при температуре T , то излучение его стенок имеет яркость B_{const} и определяется температурой T . Антенна в свободном пространстве имеет сопротивление излучения R , которое остается неизменным, даже если поместить антенну внутрь ящика, обладающего поглощающими свойствами. В этом случае температура самой конструкции антенны также равна T . Важно отметить, что не физическая температура антенны определяет температуру сопротивления излучения, а температура излучающей области, которую антенна видит своей диаграммой направленности. Температура сопротивления излучения называется антенной температурой.

Антенная температура равна яркостной температуре, которую имеет излучающий внешний источник, только если вся антенна окружена излучением с яркостной температурой T_b , т.е. выполнено условие термодинамического равновесия.

Подводя итоги вышеизложенного, отметим следующее.

Шумовой температурой антенны является температура, вызванная излучением окружающей антенну среды (атмосфера Земли и поверхности Земли) в отсутствие исследуемого источника.

Когда антенна наводится на исследуемый источник, происходит увеличение принимаемой мощности, т.е. увеличение антенной температуры. Таким образом,

Приращение температуры антенны при наведении ее на источник называется антенной температурой источника.

Итак, мы ввели три вида температур. Яркостная температура не связана с радиотелескопом, а характеризует излучение и структуру источника космического радиоизлучения и вычисляется по формуле Релея–Джинса. Антенная и шумовая температуры излучения связаны с радиотелескопом и окружающей его средой и вычисляются по формуле Найквиста.

1.6. Радиоспектр

Важным параметром источника является зависимость плотности потока S_ν от частоты ν . Такая зависимость называется спектром источника. В радиодиапазоне спектр получается по большому числу отдельных наблюдений на разных частотах. Каждая точка в спектре получается с помощью наблюдений с отдельным приемником, настроенным на данную частоту. Для получения полного спектра в радиодиапазоне от десятков МГц до сотен ГГц приходится проводить наблюдения на разных антеннах, так как ни одна из них не перекрывает весь диапазон радиочастот.

Спектр источника отражает природу его радиоизлучения. Введем спектральный индекс по формуле

$$S_\nu \sim \nu^\alpha.$$

В логарифмическом масштабе величина α равна тангенсу угла наклона спектра.

Форма спектра теплового радиоизлучения зависит от температуры и оптической толщины области излучения источника. Спектр оптически плотной области описывается универсальной формулой Релея–Джинса, в которой поток пропорционален ν^2 . Этот участок соответствует области слева от частоты максимума на рис. 1.4. На высоких частотах (справа от частоты максимума) газ становится прозрачным и излучает не как черное тело: его спектр зависит от конкретного механизма излучения. Например, в случае тормозного излучения $\alpha \approx -0.1$.

В случае синхротронного излучения релятивистских электронов в магнитном поле величина α определяется показателем спектра

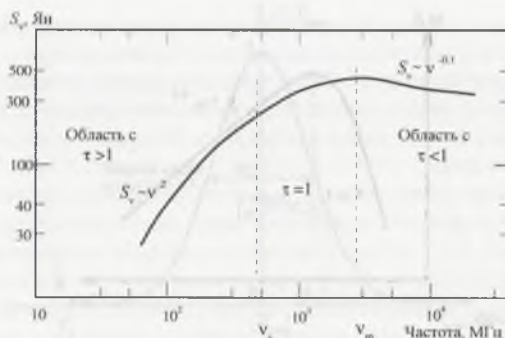


Рис. 1.4. Спектр теплового излучения радиоисточника в туманности Ориона

электронов γ , а именно $\alpha = -(\gamma - 1)/2$. При малой оптической толщине вещества в источнике ($\tau < 1$) плотность потока уменьшается с увеличением частоты. Отметим, что при таких τ значение спектрального индекса у большинства источников находится в пределах от -0.5 до -1.2 .

Если на частотах $\nu < \nu_c$ источник становится оптически плотным $\tau > 1$, то плотность потока радиоизлучения падает с уменьшением частоты. Это явление называется синхротронным самопоглощением. На рис. 1.5 показан спектр источника синхротронного излучения с самопоглощением. Частота ν_c зависит от углового размера источника, плотности потока его радиоизлучения и величины магнитного поля в источнике.

1.7. Радиолинии межзвездных молекул

Важным параметром источников космического излучения – молекулярных облаков, областей ионизованного водорода и гелия, bipolarных потоков вещества в областях активного звездообразования, мазеров и многих других – является лучевая скорость их движения. Излучение отдельного источника дает спектральную линию. Профиль такой линии – это зависимость интенсивности от частоты.

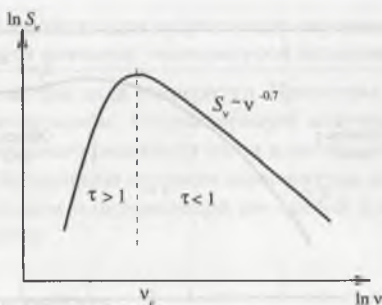


Рис. 1.5. Форма спектра источника синхротронного излучения

ты (рис. 1.6).

Естественная ширина линии одной молекулы или атома очень мала. Если атом или молекула движется, то из-за эффекта Доплера частота регистрируемой линии излучения (или поглощения) смещается. Это смещение зависит от величины и направления скорости движения:

$$\nu - \nu_0 = \frac{v}{c} \nu_0 \quad \text{или} \quad \lambda - \lambda_0 = -\frac{v}{c} \lambda_0,$$

где ν_0 и λ_0 — частота и длина волны линии для покоящейся молекулы соответственно; ν и λ — аналогичные параметры для молекулы, движущейся со скоростью v (лучевая скорость); c — скорость света. Лучевая скорость считается положительной, когда источник удаляется от нас, и отрицательной в случае движения в направлении к нам.

Рассмотрим теперь ансамбль атомов или молекул, например газ. Для определенности возьмем молекулярный газ, хотя можно рассматривать и атомарный газ. Поскольку газ имеет температуру, отличную от абсолютного нуля, молекулы находятся в хаотическом тепловом движении. Частота излучения каждой молекулы смещена на какую-то величину, зависящую от ее скорости. Суммарное излучение молекул, находящихся на луче зрения, будет представлять собой спектральную линию более широкую, чем линия излучения одной молекулы. Чем выше температура, тем шире линия. Такое уширение

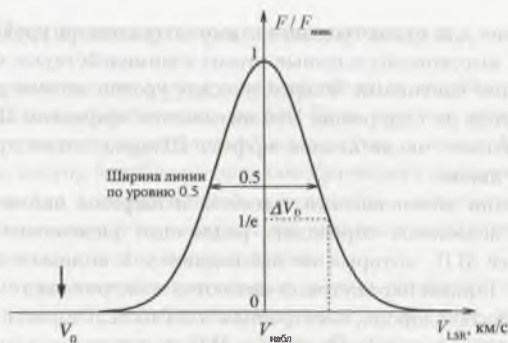


Рис. 1.6. Радиолиния

линии называется тепловым (Δv_{therm}). В радиоастрономии удобнее оперировать с лучевой скоростью, чем с длиной волны или частотой. С учетом данного замечания получим

$$\Delta V_D = \Delta V_{\text{term}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}},$$

где k – постоянная Больцмана, T – температура газа и m – масса молекулы.

Смещение спектральной линии и ее уширение происходят также при движении излучающей среды и наличии в ней турбулентных мелкомасштабных движений. В этом случае ширина линии определяется выражением

$$\Delta V = \sqrt{\Delta V_{\text{therm}}^2 + \Delta V_{\text{turb}}^2}. \quad (16)$$

В случае рекомбинационных радиолиний, когда переходы происходят между близкими уровнями с большим главным квантовым числом n , естественная ширина линии также мала. Механизмы ее уширения – это те же тепловые движения атомов газа. Кроме того, атомы сталкиваются между собой и с другими частицами, что приводит к дополнительному уширению излучаемой (или поглощаемой) линии. Однако самое существенное, что в сильно разреженном

газе (условие для существования атомов с высокими уровнями возбуждения) высоковозбужденные атомы взаимодействуют с другими заряженными частицами. Энергетические уровни атомов расщепляются при этом на подуровни. Это называется эффектом Штарка. В случае большого числа атомов эффект Штарка также приводит к уширению линии.

Измерения интенсивности, частоты и ширины линии для различных n позволяют определять различные физические параметры областей Н II, которые не наблюдаются в видимом диапазоне длин волн. Такими параметрами являются электронная температура ионизованного водорода, электронная плотность, скорость расширения оболочки, окружающей область Н II, и другие.

Как показали наблюдения рекомбинационных линий с $n \sim 50 - 100$, в условиях межзвездной среды редко выполняются условия термодинамического равновесия, т.е. когда населенности уровней в атомах и молекулах распределены в соответствии с температурой среды. Перенаселенность верхних уровней небольшая. Существует особый класс источников – мазерные источники, в которых некоторые уровни молекул газа сильно перенаселены. Под воздействием даже очень слабого внешнего излучения происходит одновременный переход на более низкий уровень в большом числе молекул по лучу зрения – когерентное излучение молекул. При когерентном излучении происходит суживание спектральной линии по сравнению с доплеровской:

$$\Delta V_{\text{мазер}} = \sqrt{\tau(0)} \Delta V_D,$$

где $\tau(0)$ называется инкрементом усиления в центре линии для ненапыщенного мазера.

Характерной особенностью мазерного излучения являются большая интенсивность и малая ширина линии.

Мы рассмотрели основные характеристики одиночной спектральной линии. В действительности в межзвездной среде чаще всего имеется сложная структура областей излучения (поглощения) радиолиний. В этом случае будет происходить наложение излучения нескольких радиолиний, что приведет к сложной структуре наблюдаемого спектрального излучения.

1.8. Поляризация радиоизлучения

Электромагнитные волны – это поперечные колебания векторов электрического и магнитного полей. Если каждая отдельная волна характеризуется определенной плоскостью, в которой постоянно находится вектор колеблющегося электрического поля, то она называется линейно поляризованной, а плоскость – плоскостью поляризации. Когда плоскости поляризации всех волн параллельны, излучение является линейно поляризованным.

Если с одинаковой вероятностью можно встретить любую ориентацию плоскости колебаний электрического вектора, то такое излучение называют неполяризованным. В общем случае излучение может быть частично поляризованным, т.е. состоять из смеси неполяризованного излучения с интенсивностью I_0 и поляризованного в определенной плоскости с интенсивностью I_p . Отношение

$$P = \frac{I_p}{I_0 + I_p}$$

называют степенью линейной поляризации и выражают ее обычно в процентах. Вводится также позиционный угол поляризации χ , т.е. угол наклона плоскости поляризации в системе координат, связанной с наблюдателем. Иначе говоря, это угол между кругом склонений (см. Прилож. С) и вектором E преимущественного направления поляризации.

Иногда электромагнитная волна имеет круговую поляризацию, когда в каждой точке пространства вектор электрического поля вращается, не меняя своей величины. Пусть волна удаляется от нас. Если вдоль распространения волны вращение вектора E происходит по часовой стрелке, то такую волну называют правополяризованной по кругу. При вращении вектора E в обратном направлении (против часовой стрелки) волну называют левополяризованной.

При рассмотрении частично поляризованной волны удобно использовать параметры Стокса, которые описывают любое состояние поляризации, как линейной, так и круговой. Сначала рассмотрим их применение к полностью поляризованной волне. В общем случае волна имеет эллиптическую поляризацию, причем оси эллипса не совпадают с осями системы координат x и y (рис. 1.7). Электрический вектор E_0 волны в фиксированной точке пространства описы-

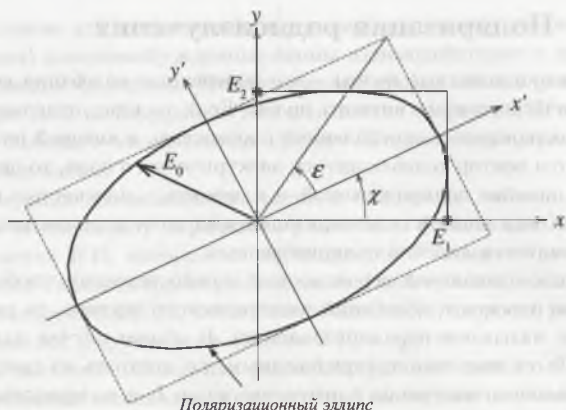


Рис. 1.7. Поляризационный эллипс

вает эллипс, оси которого в общем случае не совпадают с выбранной системой координат x и y . Такую волну можно представить в виде двух взаимно ортогональных компонентов (линейно поляризованных волн) с амплитудами E_1 и E_2 :

$$\begin{aligned} E_x &= E_1 \sin(\omega t - \delta_1); \\ E_y &= E_2 \sin(\omega t - \delta_2), \end{aligned} \quad (17)$$

где $(\delta_1 - \delta_2)$ – разность фаз между E_x и E_y , E_x и E_y – мгновенные значения компонентов.

Эллипс наклонен к оси x под углом χ . Отношение большой оси к малой равно q , которое может меняться в пределах $1 \leq q \leq \infty$. Для удобства вводится угол ϵ , определяемый как $\epsilon = \arctg(\pm q)$. Величина q имеет знак “-” для правой и “+” для левой круговой поляризации.

Плотность потока любой поляризованной волны называется вектором Пойнтинга. Запишем это для компонентов E_x и E_y :

$$S_x = E_1^2/Z, \quad \text{и} \quad S_y = E_2^2/Z,$$

где $Z = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ – волновое сопротивление среды. Параметр μ есть магнитная проницаемость среды, а ε – диэлектрическая постоянная (не путать с углом ε).

Для получения полного потока волны потоки S_x и S_y складываются:

$$S = S_x + S_y = (E_1^2 + E_2^2)/Z.$$

Общий случай любого состояния поляризации излучения в произвольной системе координат (например, в системе x, y) определяется параметрами Стокса I, Q, U и V , имеющими размерность потока излучения. Эти параметры выражаются формулами:

$I = S_x + S_y \equiv S$ – полный принимаемый поток.

$Q = S_x - S_y = S(\cos 2\varepsilon \cos 2\chi)$ – разность потоков волн, линейно поляризованных вдоль осей x и y соответственно.

$U = (S_x - S_y) \tan 2\chi = S(\cos 2\varepsilon \sin 2\chi)$ – описывает линейную поляризацию.

$V = (S_x - S_y) \tan 2\varepsilon \sec 2\vartheta = S \sin 2\varepsilon$ – описывает круговую поляризацию.

Отметим, что в различных системах координат параметры Q и U разные, но неизменна величина $Q^2 + U^2$, которая определяет степень линейной поляризации.

Из приведенных выше соотношений следует, что

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2,$$

$$U/Q = \tan 2\vartheta.$$

χ – угол наклона плоскости поляризации в системе координат x, y .

Параметры Стокса обычно нормируют на общий поток S , чтобы их значения менялись от 0 до 1 и не зависели от величины потока.

В полностью неполяризованном или в частично поляризованном излучении E_1, E_2, δ_1 и δ_2 меняются во времени и некоррелированы между собой. В этом случае наблюдаемые параметры Стокса являются суммами параметров Стокса от всех исследуемых атомов, что эквивалентно усреднению во времени. В общем случае сложения интенсивностей некогерентных волн выполняется неравенство

$$I^2 > Q^2 + U^2 + V^2.$$

В случае неполяризованного излучения $Q = U = V = 0$, $I = S$. Ненулевые значения для Q , U и V указывают на присутствие поляризованного компонента излучения. Степень поляризации такого излучения определяется по формуле

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \quad (0 \leq p \leq 1). \quad (18)$$

Рассмотрим некоторые предельные случаи.

1. Итак, для полностью неполяризованного излучения $I = S$, $Q = U = V = 0$, $p = 0$.
2. Излучение полностью поляризовано по правому кругу: ($\epsilon = -45^\circ$, $q = 1$) $I = S$, $Q = U = 0$, $V = -S$.
3. Излучение полностью поляризовано по левому кругу: ($\epsilon = +45^\circ$, $q = 1$) $I = S$, $Q = U = 0$, $V = S$.
4. В случае линейной поляризации эллипс вырождается в прямую и мы получаем линейную 100%-ную поляризацию. При ориентации по оси x ($\epsilon = 0$, $\chi = 0$ и $q = \infty$): $I = S$, $Q = S$ и $U = V = 0$. по оси y ($\epsilon = 0$, $\chi = 90^\circ$ и $q = \infty$): $I = S$, $Q = 0$, $U = S$ и $V = 0$.
5. Если все параметры отличны от нуля, то поляризация эллиптическая и степень поляризации определяются формулой (18).

Поляризация может быть вызвана самим механизмом радиоизлучения источника или создаваться при прохождении радиоволн к наблюдателю через среду.

Глава 2

Влияние атмосферы Земли на радионаблюдения

2.1. Основные параметры атмосферы

Атмосфера Земли оказывает большое воздействие на проходящее через нее излучение космических источников как в видимом диапазоне волн, так и в диапазоне радиоволн. Атмосфера состоит из смеси газов. Основными компонентами атмосферы являются азот N_2 (78%) и кислород O_2 (21%). Содержание водяного пара невелико, всего лишь 0.1%. Однако его роль в уменьшении прозрачности атмосферы, как и молекулы O_2 , велика.

Структура атмосферы Земли в вертикальном направлении определяется температурой, химическим составом и силой тяжести. Давление и плотность убывают с высотой. Изменение давления dp в зависимости от изменения высоты dz описывается уравнением гидростатики:

$$dp = -g \rho dz, \quad (1)$$

где g – ускорение силы тяжести, ρ – масса единицы объема смеси газов (средняя молекулярная масса). Параметр dp/dz является вертикальным градиентом давления в каждой точке атмосферы.

Запишем уравнение для одного моля газа. Напомним, что один моль газа при нормальных условиях ($T = 293^\circ\text{C}$, $P = 760$ мм) занимает объем 22.4 литра, а число Авогадро N обозначает число моле-

кул газа в одном моле. Массу этого газа обозначим как μ (молекулярная масса), тогда

$$\rho = \frac{\mu}{V}. \quad (2)$$

Запишем уравнение состояния газа:

$$pV = RT. \quad (3)$$

Из уравнения (2) имеем $V = \mu/\rho$. Подставив это выражение в (3), получим $p\mu/\rho = RT$, откуда

$$\rho = \frac{\mu}{RT} p. \quad (4)$$

Подставив это выражение для ρ в (1) и сделав небольшие преобразования, получим

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT} dz.$$

Проинтегрируем это выражение, считая, что T – постоянная величина (не зависит от высоты):

$$\ln p = \ln p_0 - \frac{\mu g}{RT} z.$$

Отсюда получаем

$$p = p_0 \exp \left(-\frac{\mu g}{RT} z \right), \quad (5)$$

которая называется барометрической формулой.

В реальной атмосфере Земли T сложным образом меняется с z , поэтому выражение (5) в общем случае принимает вид:

$$p = p_0 \exp \left(-\frac{\mu g}{R} \int_0^z \frac{dz}{T(z)} \right). \quad (6)$$

Нередко для удобства и простоты расчетов используется понятие высоты однородной атмосферы. Она получается из условия, что при изменении высоты на величину H давление убывает в e раз. На основании этого из формулы (5) можно получить

$$H = \frac{RT}{\mu g} \quad (7)$$

Поскольку атмосфера состоит из смеси газов, то возникает вопрос, можно ли в барометрической формуле (5) использовать среднее значение молекулярной массы (28.8 моль)? Может быть, следует для каждого газа в отдельности определить парциальное давление из формулы (5), а затем их просуммировать? Очевидно, среднее значение μ можно использовать, если газы перемешаны. К перемешиванию газов приводят процессы конвекции и турбулентности. В обратном направлении, т.е. стремлении каждого газа иметь распределение по своему барометрическому закону, действует процесс диффузии. Если механическое перемешивание мало по сравнению с диффузией, то для каждого газа устанавливается свое распределение с высотой.

Скорость диффузии обратно пропорциональна концентрации. Диффузия начинает преобладать при концентрации $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$, которая имеется в атмосфере на высоте 100–120 км. Основными компонентами атмосферы Земли на высотах более 100 км являются гелий и водород, причем водородная атмосфера простирается на многие сотни километров.

Температура атмосферы определяется ее тепловым балансом. Излучение Солнца в видимом диапазоне проникает через атмосферу и нагревает ее нижние слои и поверхность Земли. Для теплового излучения нижняя атмосфера полностью или частично непрозрачна, поэтому она хорошо сохраняет тепло. Однако, очевидно, что часть тепла уходит вверх от поверхности Земли. Устанавливается некоторый баланс, при котором температура, как правило, уменьшается снизу вверх. Нижняя часть атмосферы имеет большой градиент температуры и называется тропосферой. Поток тепла в тропосфере переносится инфракрасным излучением и конвективными движениями. Уменьшение температуры прекращается на уровне, выше которого атмосфера становится прозрачной для теплового излучения. Этот уровень называется тропопаузой. Над ней расположена стратомезосфера — область, где температура мало меняется с высотой. Из стратомезосферы тепловая энергия уходит в космическое пространство в виде инфракрасного излучения.

Полярные области Земли получают меньше тепла, чем экваториальные. В результате атмосферной циркуляции происходит сглажи-

вание температур между экватором и полюсом. Атмосферные массы газа на экваторе нагреваются, поднимаются вверх, перемещаются в сторону полюсов и замещаются более холодными, приходящими из областей высоких широт.

Благодаря преобладающему нагреву газа атмосферы в экваториальных областях высота однородной атмосферы в этих областях выше, чем в областях вблизи полюсов. В среднем для полюса $H \approx 11$ км, а для экватора ≈ 18 км.

2.2. Прозрачность атмосферы

Атмосфера Земли оказывает сильное влияние на прохождение электромагнитных волн. Прозрачность атмосферы зависит от длины волны и ограничена как со стороны коротких волн, так и со стороны длинных волн (рис. 2.1). Участки длин волн, пропускающие космическое излучение, называют окнами прозрачности атмосферы.

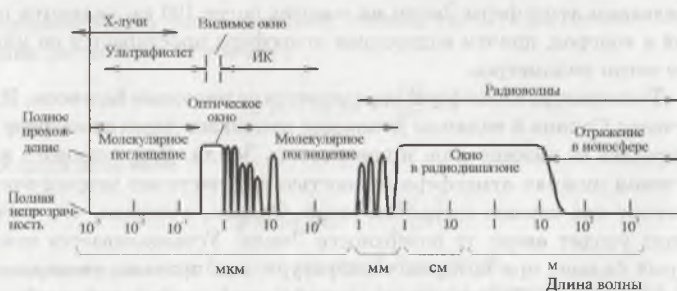


Рис. 2.1. Относительная прозрачность земной атмосферы в электромагнитном спектре

Длинноволновая граница окна пропускания определяется отражением волны от ионосферы. В зависимости от условий в ионосфере граница пропускания может смещаться до длин волн 10–15 м. Коротковолновая граница определяется поглощением молекулами воздуха (атмосферы). В области миллиметровых волн есть несколько полос пропускания излучения (рис. 2.2).

Влияние атмосферы на радиоизлучение сказывается двояким способом: ослаблением излучения космических источников и собственным излучением атмосферы. Рассмотрим оба эффекта.

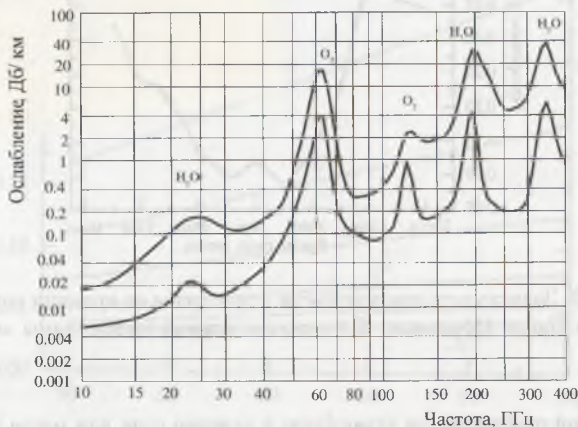


Рис. 2.2. Кривые поглощения в атмосфере Земли. Нижняя кривая соответствует поглощению на высоте 4000 м относительно уровня моря

Поглощение радиоволн в атмосфере обусловлено в основном наличием в ней кислорода и воды (рис. 2.2). Кислород в атмосфере содержится практически в неизменном количестве и даст более или менее постоянное излучение. Излучение атмосферы, связанное с водой, менее стабильно; оно зависит от состояния атмосферы — влажности и наличия конденсированной воды.

Для уменьшения поглощения сигнала телескопы устанавливают высоко в горах, как можно выше относительно уровня моря. На рис. 2.2 показана также кривая поглощения в атмосфере (нижняя кривая) для высоты 4000 м. Видно, что на волне $\lambda = 1$ мм прозрачность атмосферы увеличивается на порядок.

Существует также зависимость состояния атмосферы от времени года. Наилучшая атмосфера для радиоастрономических наблюдений бывает в зимний период. На рис. 2.3 приведен усредненный график

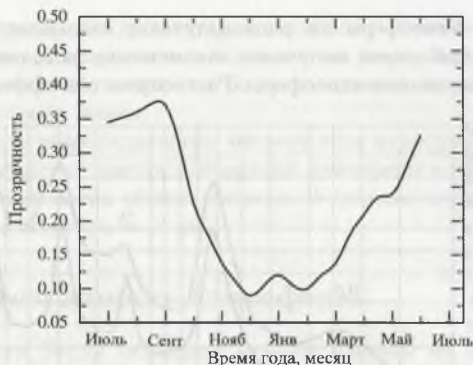


Рис. 2.3. Зависимость прозрачности атмосферы от времени года для Сьерра Негра (Мексика). По горизонтальной шкале даны месяцы года

вариаций прозрачности атмосферы в течение года для места расположения 50-м телескопа (Сьерра Негра, Мексика) на высоте 4580 м относительно уровня моря по измерениям на частоте 215 ГГц.

2.3. Поглощение радиоизлучения

Поглощение радиоизлучения зависит от давления, температуры и абсолютной влажности атмосферы. Здесь важна именно абсолютная влажность, поскольку чем больше частиц на пути излучения между объектом и телескопом, тем больше поглощение и сильнее ослабление идущего от источника сигнала. Знать зависимость поглощения от температуры, влажности и давления атмосферы очень важно, поскольку эти параметры сильно меняются в течение года, а с ними меняется и коэффициент поглощения.

Расчет атмосферного поглощения можно проводить по методике, изложенной, например, в работах Жевакина и Наумова, а также Цейтлина. Принимается плоскостойкая модель земной атмосферы, что допустимо при наблюдениях источников на высотах $h > 5^\circ$. В такой модели связь между наблюдаемой антенной температурой T_A^{obs}

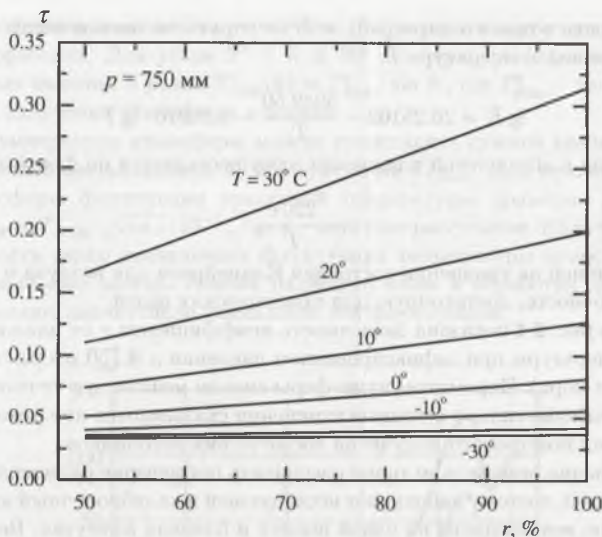


Рис. 2.4. Зависимость коэффициента τ (оптической толщины атмосферы в зените) от влажности для различных значений температуры

и истинной, исправленной за поглощение T_{A0} , дается формулой

$$T_{A0} = T_A^{\text{obs}} \exp(\tau \operatorname{cosec} h), \quad (8)$$

где τ — оптическая толщина земной атмосферы в зените:

$$\tau = 0.02 \left(\frac{p}{760} \right)^2 \left(\frac{288}{T} \right)^{5/2} + 0.0107 \rho \frac{760}{p} \left(\frac{288}{T} \right)^2, \quad (9)$$

где p — атмосферное давление (мм рт. ст.), T — температура воздуха (К) и ρ — абсолютная влажность ($\text{г}/\text{м}^3$) в приземном слое. В формуле (9) первый член в правой части описывает поглощение молекулярным кислородом (O_2). Второй член характеризует поглощение водяным паром. Во время наблюдений фиксируются температура, давление и относительная влажность $r = (e/E) \cdot 100\%$. Здесь e —

упругость водяного пара (мб), а E — упругость насыщенного пара при данной температуре T :

$$\lg E = 26.25102 - \frac{3049.50}{T} - 5.86970 \cdot \lg T. \quad (10)$$

Переход к абсолютной влажности ρ осуществляется по формуле

$$\rho = \frac{220 e}{T}, \quad (11)$$

основанной на уравнении состояния Клапейрона для воздуха и дающей точность, достаточную для практических целей.

На рис. 2.4 показана зависимость коэффициента τ от влажности и температуры при зафиксированном давлении $p = 750$ мм.рт.ст. (на уровне моря). Параметры атмосферы сильно меняются в течение года. Особенно сильно сезонные изменения сказываются на прохождении миллиметрового излучения космических источников.

Обычно невозможно точно рассчитать поглощение радиоволн атмосферой, поэтому наблюдают исследуемый и калибровочный источники по возможности на одной высоте и близких азимутах. Все это можно делать для безоблачной атмосферы.

2.4. Собственное излучение атмосферы

Атмосфера сама является источником шумов при наблюдениях внеземных источников радиоизлучения. На поверхности Земли (уровень моря) величину этого шума принято характеризовать яркостной температурой T_{Atm} :

$$T_{\text{Atm}} = \bar{T}_f (1 - e^{-\tau}), \quad \tau = \int_0^{\infty} \kappa dr,$$

где \bar{T}_f — среднее значение температуры атмосферы (температура изотермической атмосферы); τ — оптическая толщина атмосферы; κ — коэффициент поглощения радиоволн в атмосфере. Для малых значений τ имеем $T_{\text{Atm}} \approx \bar{T}_f \cdot \tau$. Наиболее значительная яркостная температура атмосферы наблюдается в миллиметровом диапазоне волн. На рис. 2.5 приведены графики яркостной температуры стандартной

атмосферы в зависимости от частоты для разных высот относительно горизонта. Для углов $5^\circ \leq h \leq 90^\circ$ температура излучения на разных высотах h равна $T_{\text{Atm}}(h) \approx T_{\text{Atm}}^z / \sin h$, где T_{Atm}^z – температура излучения атмосферы в зените.

Температуру атмосферы можно представить суммой квазипериодической составляющей T_0 и флуктуаций δT_{Atm} . Для безоблачной атмосферы флуктуации яркостной температуры примерно равны $\delta T_{\text{Atm}} \approx T_{\text{Atm}} \cdot \sqrt{\cos z} \cdot 10^{-2}$, где z – зенитное расстояние. Наличие облачности резко увеличивает флуктуации температуры атмосферы. Специальные методы приема радиоизлучения и обработки данных позволяют значительно уменьшить эти флуктуации.

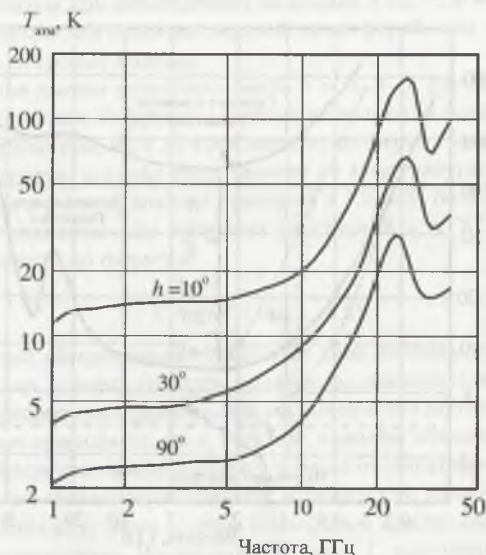


Рис. 2.5. Собственное излучение атмосферы

Кроме излучения самой атмосферы при наблюдениях мы принимаем распределенное излучение Галактики и Метагалактики (реликтовое излучение 2.7 K), T_{cosm} , которое при исследовании отдельных источников является помехой.

Таким образом, суммарная температура неба состоит из двух частей и равна

$$T_{\Sigma} = T_{\text{cosm}} \cdot e^{-\tau} + T_f \cdot (1 - e^{-\tau}).$$

Первая часть – космическое излучение, ослабленное атмосферой; вторая – излучение самой атмосферы.

На рис. 2.6 приведена суммарная яркостная температура неба в зависимости от частоты (сплошные линии) для различных областей неба. На длинных волнах основной вклад в яркостную температуру вносит синхротронное излучение Галактики, а на коротких волнах – сама атмосфера.

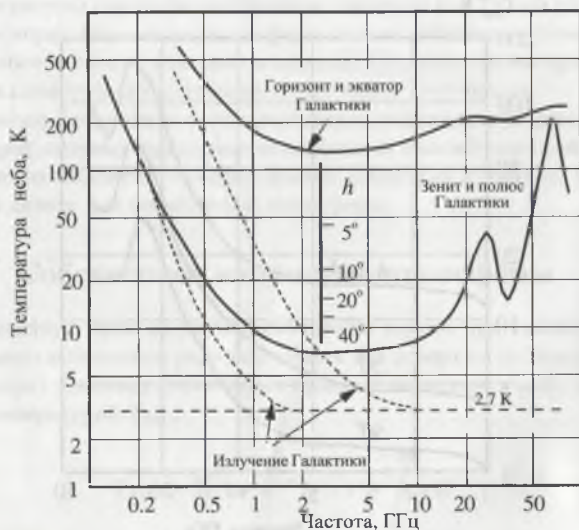


Рис. 2.6. Температура атмосферы

Космическая составляющая радиоизлучения накладывает принципиальный предел на чувствительность радиотелескопов при наблюдениях. Даже после вынесения радиотелескопа за атмосферу и снижения всех остальных составляющих шумов до значений, близ-

ким к нулевым, шумовая температура радиотелескопа на миллиметровых и сантиметровых волнах будет больше 2.7 К. На волнах больше 30 см чувствительность будет ограничиваться в основном излучением Галактики.

2.5. Радиорефракция

Рефракция в радиодиапазоне обусловлена градиентом диэлектрической проницаемости атмосферы. Тропосферная рефракция определяется нижней атмосферой и практически не зависит от длины волны (для $\lambda > 1$ см). На рис. 2.7 показана ее зависимость от высоты над горизонтом при наблюдениях на волнах 3 см – 1.5 м. Ионосферная рефракция обусловлена верхней атмосферой, она значительна только на метровых волнах.

Видимая высота источника равна $h = h_0 + R$, где h_0 – истинная высота источника. Рефракция зависит не только от высоты источника над горизонтом, но и от состояния атмосферы, главным образом от ее плотности, которая сама зависит от температуры и давления. Рефракция в радиодиапазоне примерно в 1.2 раза больше, чем в оптическом диапазоне. До зенитных расстояний $z < 70^\circ$ рефракцию можно оценить по формуле

$$R \approx (58'' \cdot \tan z \cdot 1.2).$$

Для каждой обсерватории существует своя таблица учета рефракции, так как условия (высота, влажность, давление) везде разные. Место расположения радиотелескопа выбирается не только с учетом параметров атмосферы, но и с учетом наличия возможных помех в районе. Индустриальные помехи, сигналы от локаторов, спутников, автомобилей сильно ограничивают возможности радиотелескопа.

Рассеяние излучения Солнца атмосферой в радиодиапазоне практически отсутствует. Интенсивность света I , рассеянного единицей объема оптически неоднородного идеального газа (релеевское рассеяние), равна

$$I \sim \frac{(n - 1)^2}{\lambda^4 \cdot N_0} I_0,$$

где n – показатель преломления среды, N_0 – число молекул в единице объема, λ – длина волны и I_0 – интенсивность падающего излучения.

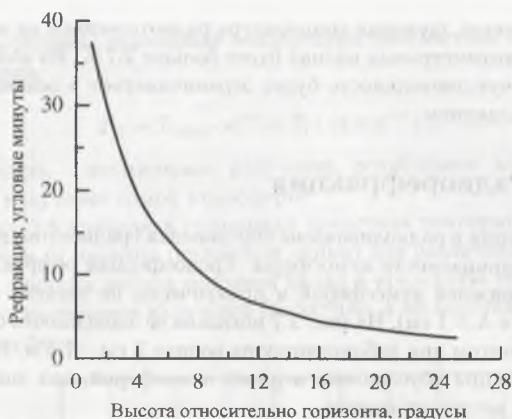


Рис. 2.7. Рефракция атмосферы

Ясно, что на радиоволнах интенсивность рассеянного излучения близка к нулю. Поэтому в радиодиапазоне, в отличие от оптического, можно наблюдать круглосуточно.

Приведенные формулы и графики относятся к безоблачному небу. Наличие облаков увеличивает не только поглощение сигнала, но и шумовую температуру неба. Применение специальных методов приема радиоизлучения (например, диаграммная модуляция) позволяет исключить или значительно уменьшить влияние излучения облаков.

Рассеяние радиоволн на пылинках незначительно, но на коротких миллиметровых волнах начинает сказываться излучение пылинок.

2.6. Флуктуации параметров земной атмосферы

Выше мы рассмотрели основные параметры атмосферы Земли. Поскольку атмосфера является неоднородной, то это приводит к флуктуациям некоторых ее параметров. В атмосфере имеются движения небольших масс газа относительно друг друга, меняется их

плотность и, следовательно, коэффициент преломления. При распространении в такой среде принимаемого сигнала от источника возникают фазовые искажения.

Влияние мелких неоднородностей, размер которых меньше апертуры антенны, снижается сглаживанием, происходящим при сложении всех элементарных сигналов в общий канал антенны.

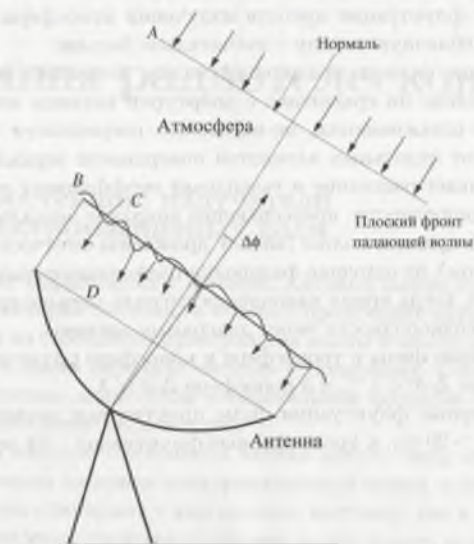


Рис. 2.8. Влияние неоднородностей атмосферы на параметры антенны: *B* – искаженный неоднородностями фронт волны; *C* – средний по апертуре антенны фронт волны; *D* – апертура антенны (фронт неискаженной волны); $\Delta\phi$ – угловые вариации положения источника на небе

В оптике аналогичная картина. Именно мелкомасштабные флуктуации атмосферы (их в оптике называют турбулентностью) существенно ухудшают качество изображения и дают ограничения на размер изображения, которое в несколько раз больше дифракционного, например для 1-м телескопа $\Delta\phi \approx \lambda/D = 0.1''$. Для отличных климатических условий размер изображения около $0.5''$. Минимальный

размер неоднородностей в атмосфере составляет ~ 10 см. Для малого телескопа такие неоднородности атмосферы приводят к дрожанию изображения в целом, а для больших — к размытию изображения. Изображение звезды, размытое атмосферными флуктуациями, называют “турбулентным диском”.

Наличие турбулентности приводит к пространственным и временным флуктуациям яркости температуры неба. Даже в безоблачную погоду флуктуации яркости излучения атмосферы достигают 10^{-2} К, а в облачную погоду — значительно больше.

Искажение фронта приходящей волны источника показано на рис. 2.8. Мелкие по сравнению с апертурой антенны неоднородности, хотя и сглаживаются, но вызывают погрешности в фазировке сигнала от отдельных элементов поверхности зеркала антенны, что увеличивает рассеяние и уменьшает коэффициент ее использования. Неоднородности, превышающие апертуру зеркала, изменяют направление прихода волны (аналог дрожанию оптического изображения в целом), не нарушая фазировки приходящего излучения. Это справедливо, когда время накопления сигнала меньше времени прохождения неоднородности через диаграмму антенны.

Флуктуации фазы в тропосфере и ионосфере различны: в тропосфере $\Delta\phi \propto \lambda^{-1}$, а в ионосфере $\Delta\phi \propto \lambda$.

Ионосферные флуктуации фазы практически начинают сказываться на $\lambda > 30$ см, а тропосферные флуктуации — на волнах короче 3 м.

Глава 3

Антенны радиотелескопов

3.1. Простейшие излучатели электромагнитных волн

Принцип обратимости антенн. Антенна может быть определена как некоторая система, в которой происходит преобразование приходящей из свободного пространства волны в волну, распространяющуюся в линии передачи сигнала к приемнику. Собирательная функция антенны аналогична собирательной функции зеркала оптического телескопа (рефлектора).

Отметим важную особенность антенн любого типа: все характеристики антенны на прием электромагнитной волны и на ее излучение абсолютно одинаковы – как антенна излучает, так и принимает. Рассмотрение этого свойства позволяет лучше понять принцип работы антенны и формирование ее главной характеристики – диаграммы направленности.

Диполь Герца. Рассмотрим самый простой тип излучателя (приемника) электромагнитных волн. Впервые излучение волны было проведено в 1888 г. немецким физиком Г. Герцем. Это было сделано с помощью элементарного электромагнитного излучателя, впоследствии получившего название диполя Герца. Диполь представляет собой короткий провод, длина которого много меньше длины волны ($l \ll \lambda$). На концах провода укреплены два металлических шара. Если диполь питать от источника переменного тока, то протекающий в проводнике ток вызовет появление зарядов на шарах

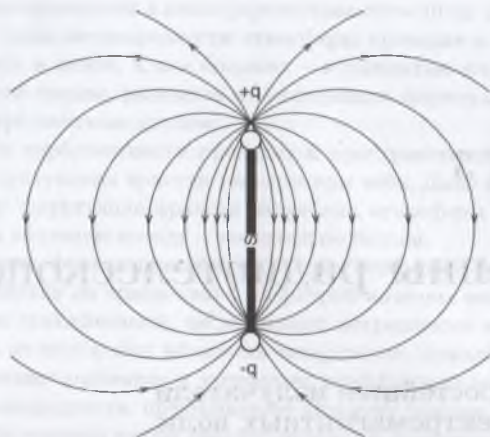


Рис. 3.1. Биполярная антенна длиной d (диполь Герца) и структура электрического поля вблизи диполя

(рис. 3.1). Величины зарядов будут меняться в такт с изменением тока. Между шарами возникнет переменное электрическое поле. Переменный ток в проводнике вызовет появление переменного магнитного поля. Таким образом, переменные токи и заряды в диполе являются источниками переменного электромагнитного поля. Это поле будет распространяться в окружающем пространстве со скоростью света.

Диполь можно поместить в переменное электромагнитное поле, созданное каким-либо другим источником и заменить источник питания на индикатор. В этом случае индикатор будет фиксировать наведенный в диполе ток. Этот пример показывает, что простейшие (впрочем, и все остальные типы антенн) могут не только излучать, но и принимать электромагнитное излучение.

Поле излучения диполя Герца описывается сложными выражениями, причем вид формулы сильно меняется с расстоянием от диполя. Обычно для него рассматривают три расстояния (зоны): ближнее, среднее и дальнее. В радиоастрономии чаще всего рассматривается дальняя зона, поскольку космические источники удалены на огром-

ные расстояния от принимающей их излучение антенны. На больших расстояниях диполь уже можно рассматривать как точечный источник и излучение от него будет распространяться по всем направлениям в виде сферической волны.

Излучение с длиной волны λ имеет поверхность равных значений фазы, которая называется фронтом волны. Для рассматриваемого нами удаленного диполя фронт волны будет сферическим. Если взять небольшой участок сферического фронта волны, то его можно принять за плоский. Реально космические источники имеют излучение не на одной фиксированной волне (мономатическое излучение), а в некотором интервале длин волн. Каждая из этих волн имеет свой сферический фронт (на небольшом участке, как мы отмечали, плоский фронт).

3.2. Основные параметры антенн

Самым распространенным типом радиоастрономической антенны является полноповоротный параболический рефлектор. Он может использоваться как одиночная антенна или в качестве элемента больших радиотелескопов типа антенной решетки и в интерферометрах.

Популярность таких антенн объясняется простотой их электрических схем. Электромагнитная энергия космического источника, падающая на поверхность антенны, отражается от нее и собирается в фокусе. Далее она может быть поглощена простым рупорным или дипольным облучателем. Важно отметить, что поверхность такой антенны эффективно работает в широком диапазоне длин волн.

Однако имеются и некоторые проблемы, связанные с механической сложностью. Как правило, должна существовать возможность наводить антенну на разные участки неба и при этом должна сохраняться форма зеркала в виде параболоида. Не должны влиять погодные условия – ветровые нагрузки и температурные изменения, нагрев конструкции солнечными лучами. В настоящее время в больших телескопах применяется принцип так называемых гомологических деформаций, когда при деформациях зеркало принимает форму параболоида с другим фокусным расстоянием.

На примере параболоида вращения рассмотрим основные характеристики антенн.

3.2.1. Ближняя и дальняя зоны антенны

Как мы отмечали выше, для очень удаленного источника можно пренебречь сферичностью фронта излучаемой волны (геометрическое место точек с одинаковой фазой) и считать, что принимаемое излучение имеет плоский фронт. Это дальняя зона радиотелескопа. Плоский фронт волны, приходящей из бесконечности, преобразуется в сферический фронт поверхностью параболоида и вся энергия собирается в фокусе F радиотелескопа (рис. 3.2). Раскрыв антенны D (в данном случае одномерный) чаще всего называют апертурой.

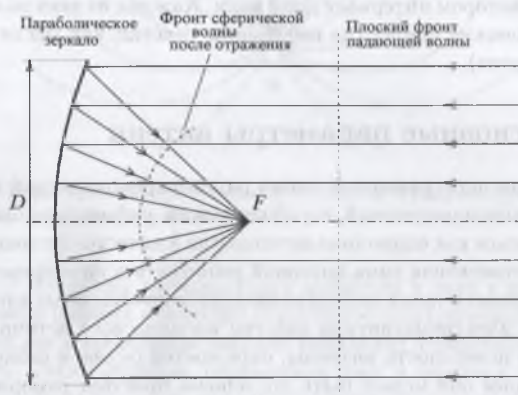


Рис. 3.2. Параболоид вращения; D – раскрыв (апертура) параболоида, F – положение фокуса

Когда сферичностью фронта волны нельзя пренебречь, т.е. мы можем зарегистрировать разность фаз и амплитуд между излучением, падающим на центр и края антенны, тогда речь идет о ближней зоне радиотелескопа. Граница между дальней и ближней зоной зависит от диаметра антенны D , длины волны и от нашей возможности измерять малые величины. Эту границу можно определить по формуле

$$R \leq \frac{D^2}{\lambda} \cdot \frac{S}{N},$$

где S/N – отношение сигнал/шум.

Реально отношение сигнал/шум входит в расчеты более сложным образом, но учитывать его необходимо. Астрономические наблюдения проводятся в дальней зоне телескопа, при этом диаграмма направленности уже не меняется с расстоянием. В ближней зоне положение фокуса, разность фаз и амплитуд волны в центре и на краях антенны зависят от расстояния. Это может быть использовано для измерения расстояния до объекта. Сделать это можно, например, смещая положение приемника и находя положение фокуса по максимуму сигнала или вводя по раскрытию антенны компенсирующую разность фаз до получения плоского фронта.

Любой радиотелескоп может быть использован как пассивный радиолокатор, т.е. может измерять расстояния до объектов, находящихся в его ближней зоне, не посылая к объекту сигнал. Пока для астрономических целей эта возможность не реализуется, однако при очень больших размерах антенны некоторые космические объекты могут оказаться в ближней зоне радиотелескопа. Если бы мы имели антенну размером с орбиту Земли, то большая часть Вселенной оказалась бы в ближней зоне такой антенны.

3.2.2. Диаграмма направленности и угловое разрешение антенны

Диаграмма направленности – кривая зависимости мощности на выходе антенны от положения источника относительно оси радиотелескопа.

На рис. 3.3 показана диаграмма направленности в прямоугольных и полярных координатах и сечение диаграммы по половине мощности.

Диаграмма направленности состоит из главного лепестка-луча и боковых лепестков, из которых первый самый большой. Ширина главного и боковых лепестков обычно считается по уровню половины (максимальной) мощности. Имеется также и задний лепесток, имеющий направление, противоположное главному лепестку. Диаграмма направленности антенны это фактически дифракционная картина за счет ограничения диаметра D телескопа. Ширину главного лепестка считают по уровню половинной мощности и обозначают как $\theta_{0.5}$. Из теории дифракции следует, что $\theta_{0.5} \approx \lambda/D$, а уровень первого бокового лепестка – 17.6 дБ (2%). Боковые лепестки при приеме сигнала

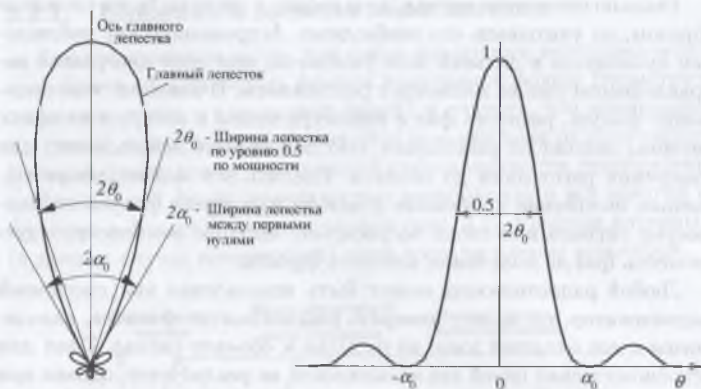


Рис. 3.3. Диаграмма направленности антенны

являются помехой и их стремятся уменьшить.

Для параболических антенн диаграмма направленности по всему телесному углу получается вращением этой одномерной диаграммы по всей сфере. Диаграмма обычно нормируется так, чтобы максимум кривой равнялся единице.

Для параболоидов вращения сечение главного лепестка – круг (карандашная диаграмма), для других видов антенн ширина диаграммы по двум координатам разная (ножевая форма).

Антенна принимает одновременно все излучение, попадающее в диаграмму с соответствующим коэффициентом. Если при наведении главного луча антенны на исследуемый источник в боковой лепесток попадет очень яркий объект, то мы не сможем их различить. Для исключения таких случаев регистрируется прохождение источника через диаграмму либо за счет вращения Земли, либо движения самой антенны.

При прохождении через диаграмму точечного источника запись мощности на выходе приемника будет повторять форму диаграммы направленности, поэтому диаграмму иногда называют откликом антенны на прохождение точечного источника.

Обычно диаграмму направленности в пределах главного лепестка

аппроксимируют либо гауссовой формой, либо формой $(\sin x)^2/x^2$.

Разрешение радиотелескопа определяется шириной главного лепестка диаграммы направленности λ/D . Для улучшения разрешения нужно либо увеличивать диаметр антенны, либо наблюдать на более короткой волне.

Формально разрешением можно считать величину полуширины главного лепестка:

$$\frac{\lambda}{2D}$$

Это та же величина, что и в оптике – минимальное расстояние по Релею (расстояние между двумя спектральными линиями, когда максимум одной совпадает с минимумом другой).

Реальное разрешение зависит от отношения сигнал/шум. Для сильных источников можно зарегистрировать угловое расстояние меньше Релеевского предела, для слабых не удастся получить и разрешение λ/D .

Часто пользуются двумерным параметром диаграммы направленности антенны, который называется телесным углом. Следует различать два понятия: все лепестки антенны и главный лепесток. Телесный угол всех лепестков определяется как интеграл от нормированной диаграммы направленности по мощности по всей сфере

$$\Omega_n = \iint_{4\pi} A(\theta, \varphi) d\Omega.$$

Для наблюдений источников важен главный лепесток диаграммы антенны и интегрирование проводится по главному лепестку

$$\Omega_m = \iint_{\Omega_m} A(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (1)$$

Для карандашной (круглой) диаграммы телесный угол главного луча примерно равен:

$$\Omega_m \approx 1.13 \cdot \theta_{0.5}^2.$$

Для ножевой:

$$\Omega_m \approx \frac{4}{3} \cdot \theta_{0.5} \cdot \varphi_{0.5}.$$

Телесный угол боковых лепестков диаграммы:

$$\Omega_s = \iint_{\Omega_s} A(\theta, \varphi) d\Omega.$$

Отношение телесного угла главного лепестка антенны к телесному углу полной диаграммы направленности (главный, все боковые и задний лепестки) называется коэффициентом использования диаграммы направленности антенны:

$$\varepsilon_m = \frac{\Omega_m}{\Omega_a}.$$

Отношение телесного угла боковых и заднего лепестков к телесному углу полной диаграммы направленности называют коэффициентом рассеяния антенны:

$$\varepsilon_p = \frac{\Omega_s}{\Omega_a}.$$

Очевидно, что

$$\varepsilon_m + \varepsilon_p = 1.$$

Отношение эффективной площади антенны к геометрической называется коэффициентом использования апертуры:

$$\varepsilon_a = \frac{A_{\text{eff}}}{A_{\text{geom}}}.$$

Направленность антенны определяется выражением:

$$\frac{4\pi}{\Omega_a}.$$

Антенна характеризуется еще одним параметром – коэффициентом полезного действия (кпд). Тогда коэффициент усиления антенны равен

$$G = \frac{4\pi}{\Omega_a} \cdot (\text{кпд}).$$

Обычно кпд принимают равным 1.

Эффективная площадь связана с длиной волны и телесным углом диаграммы направленности следующей формулой:

$$A_{\text{eff}} = \frac{\lambda^2}{\Omega_a}. \quad (2)$$

Физический смысл этой формулы заключается в том, что на данной длине волны для антенны со сплошной апертурой величина телесного угла однозначно определяет величину эффективной площади.

3.2.3. Эффективная площадь и облучение параболоида

Отраженная от основного зеркала волна принимается в фокусе маленькой антенной, которая называется облучателем. Для сантиметровых волн это волноводный рупор. На низких частотах используется дипольный или спиральный облучатель (рис. 3.4).



Рис. 3.4. Основные типы облучателей

Необходимо, чтобы облучатель освещал основное зеркало (рефлектор) таким образом, чтобы по апертуре было сформировано требуемое распределение амплитуды и фазы электрического поля. Идеального распределения не существует, но всегда стремятся получить равномерное по амплитуде и одинаковое по фазе распределение поля. Это дает наивысшее значение эффективной площади антенны. Другим важным требованием к облучателю является то, чтобы он не излучал вне телесного угла, под которым виден параболоид из облучателя.

Рассмотрим простейший из облучателей – вибратор (иначе диполь Герца), помещенный на небольшом расстоянии ($l < \lambda/10$) перед плоским отражателем. На рис. 3.5 приведена его диаграмма направленности по электрическому полю, которая находится в плоскости вибратора (E -плоскость) и перпендикулярна плоскому отражателю, а также диаграмма в H -плоскости (штриховая линия). Угол 90° соответствует направлению на центр параболоида ($\gamma = 0^\circ$) (см. рис. 3.6).

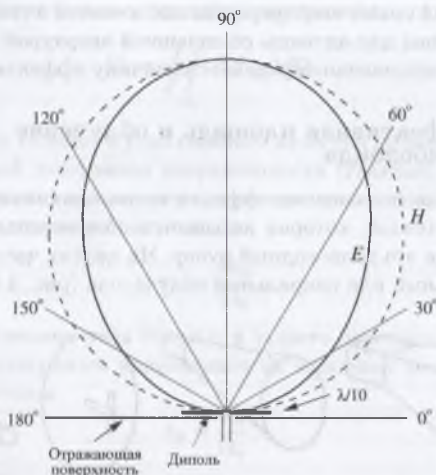


Рис. 3.5. Диаграмма по полю в E - и H -плоскостях вибратора в виде диполя Герца, установленного над плоским отражателем

Освещение рефлектора таким облучателем далеко от идеального. Оно быстро падает при удалении от электрической оси системы параболический рефлектор – облучатель по двум причинам. Во-первых, из-за формы диаграммы направленности (рис. 3.5). Во-вторых, из-за увеличения расстояния r между облучателем и параболическим рефлектором при увеличении угла γ (рис. 3.6). Площадка раскрыва δA , освещаемая малым телесным углом $\delta\Omega$, пропорциональна r^2 .

В общем случае независимо от типа облучателя ширина его диаграммы направленности на волне λ определяется так же, как и для большой антенны, его размером: λ/d , где d – размер (раскрыв) облучателя. Размер облучателя определяет угол облучения (приема) основной поверхности радиотелескопа. На рис. 3.7 показана диаграмма направленности облучателя в полярных (а) и прямоугольных (б) координатах.

Мы видим, что апертура антенны облучается неравномерно: мощность, приходящая от краев антенны меньше, чем от центра, а часть

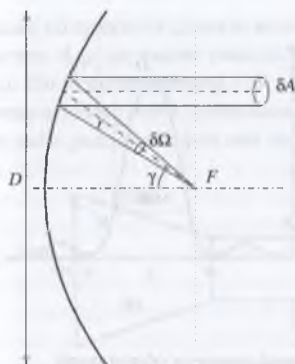


Рис. 3.6. Геометрия параболоида вращения: связь между телесным углом $\delta\Omega$ у фокуса и элементом раскрыва апертуры δA

мощности перетекает за пределы апертуры. Для наилучшего приема сигнала от поверхности стремятся сконструировать специальные облучатели, диаграмма которых приблизилась бы к прямоугольной с шириной, равной диаметру антенны (идеальный облучатель). Реально идеальных облучателей не существует, так как это те же антенны, диаграмма которых есть дифракционная картина, определяемая максимальным диаметром облучателя.

Перетекание энергии за пределы апертуры антенны кроме потерь энергии вносит дополнительную энергию шумового сигнала за счет приема излучения вне антенны от Земли, причем это излучение может сильно меняться с поворотом антенны. Обычно выбирают компромисс между недооблучением раскрыва и перетеканием через край – мощность, принимаемая от краев, примерно на 15 дБ меньше, чем мощность, принимаемая от центра апертуры.

Таблица 3.1

Параметры излучателя

Облучение	Ширина главн. луча	A_{eff}	Уровень 1 бок. леп.
равномерное (идеальное)	$1.02 \lambda/D$	A_{geom}	17.6 дБ (2%)
$\exp(-k^2 x^2)$ (реальное)	$(1.2 - 1.3) \lambda/D$	$(0.5 - 0.7) A_{\text{geom}}$	25 - 30 дБ ($< 0.1 \%$)

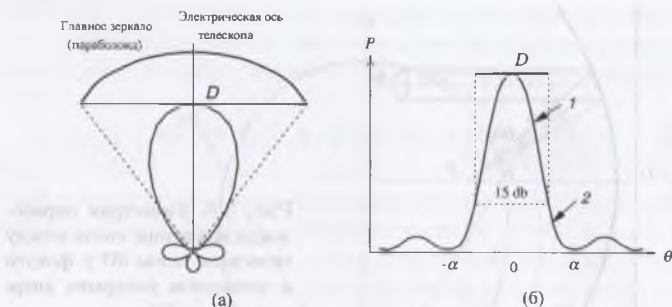


Рис. 3.7. Диаграмма направленности облучателя

Вследствие недооблучения поверхности антенны ее эффективная собирающая площадь обычно меньше геометрической $A_{\text{эф}} < A_{\text{геом}}$. Кроме указанных причин эффективная площадь уменьшается из-за затенения конструкциями, поддерживающими облучатель, и просачивания энергии через отражающую поверхность.

В табл. 3.2.1. приведены параметры – эффективная площадь, ширина главного луча и уровень первого бокового лепестка для идеального и реального облучения. Итак, при неравномерном облучении эффективная площадь антенны падает, зато резко уменьшается уровень боковых лепестков.

Иногда приходится специально делать неравномерное облучение, чтобы получить минимальные боковые лепестки, например при наблюдениях в горах, когда при вращении антенны может резко меняться вклад шумового сигнала Земли, попадающего на вход приемника через боковые лепестки антенны.

Облучатель работает в более узком диапазоне длин волн, чем основное зеркало радиотелескопа. Это обусловлено двумя причинами. Во-первых, облучатель сам по себе не является очень широкополосным. Во-вторых, его диаграмма направленности изменяется пропорционально длине волны. При использовании облучателя на минимальной длине волны его диаграмма будет более узкой относительно оптимальной и будет недооблучение основного зеркала, что приведет к снижению эффективной площади антенны ($A_{\text{эф}}$). Для максималь-

ной для облучателя длины волны будет переоблучение, при этом возрастет $A_{\text{эф}}$, но также сильно возрастет шумовая температура антенны. По этим причинам для работы во всем диапазоне длин волн антенны используется несколько облучателей. Они могут быть сменными либо располагаться вне геометрической оси антенны.



Рис. 3.8. Широкополосный облучатель для трех диапазонов длин волн: $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$

Однако следует отметить, что для параболических зеркал разработаны достаточно широкополосные облучатели с использованием периодических структур, для которых диаграмма направленности в широком диапазоне частот остается практически неизменной. Существуют также облучатели, которые принимают излучение одновременно на разных длинах волн. В них используются свойства заградительных волноводов (рис. 3.8). Для хорошего согласования между секциями имеются плавные переходы от одного волновода к другому. Отвод энергии в каждой секции облучателя осуществляется с помощью петель связи при переходе на коаксиалы. Важным достоинством таких облучателей, в отличие от нескольких пространственно разнесенных, является то, что они позволяют принимать излучение из одного направления одновременно на нескольких длинах волн.

Спектральная мощность, принимаемая радиотелескопом ($W_\nu/\text{Гц}$), равна

$$W_\nu = \frac{1}{2} S_\nu \cdot A_{\text{эф}}.$$

Коэффициент $1/2$ появляется потому, что обычно одноканальные приемники принимают только одну составляющую поляризации. Например, дипольная антенна, используемая в качестве облучателя основного зеркала радиотелескопа, принимает только один

компонент вектора электрического поля, который параллелен самому диполю. Перпендикулярный компонент вектора поля не может возбудить в диполе никакого поля. Чтобы поглотить всю энергию волны, поляризация которой меняется хаотически, надо иметь два ортогонально расположенных диполя с независимыми выходами.

Аналогичная ситуация наблюдается и в рупорных антеннах (облучателях), выполненных на основе прямоугольных волноводов. Основным типом волны для него является волна H_{01} . В прямоугольном волноводе распространяется тот компонент этой волны, электрический вектор которого перпендикулярен широкой стенке волновода. Вектор магнитного поля волны параллелен широкой стенке.

В качестве облучателей параболических зеркал чаще всего используются круглые рупоры, которые затем плавно переходят в прямоугольные волноводы. Таким образом, дипольные и рупорные антенны принимают только одну поляризацию неполяризованной волны и, следовательно, только половину ее мощности. Спиральная антенна принимает только право- или левополяризованный компонент и также половину мощности неполяризованной волны. Более подробно о распространении электромагнитных волн в прямоугольном и круглом волноводах будет сказано в главе 4.

3.2.4. Шумовая температура антенны

В отсутствие космического источника мощность на выходе антенны не равна нулю. Она складывается из следующих составляющих:

- шумы атмосферы, попадающие в главный и боковые лепестки;
- космические шумы (например, синхротронное излучение Галактики, реликтовое излучение), попадающие в главный и боковые лепестки;
- излучение Земли, попадающее в боковые лепестки;
- излучение конструкций самой антенны.

Реально шумовая температура редко бывает меньше 20 К. Для ее уменьшения применяются специальные ухищрения: изменение системы облучения, металлические сетки, покрывающие Землю и т.п.

Шумовая температура антенны состоит из постоянной составляющей и флуктуаций: $T_n^a = T_n^0 + \delta T_n$. Постоянную составляющую можно скомпенсировать, а флуктуации δT_n дают фон, на котором мы принимаем исследуемое радиоизлучение.

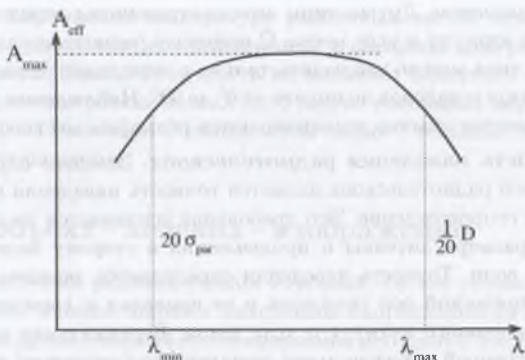


Рис. 3.9. Зависимость эффективной площади антенны от длины волны

Диаграмма направленности, эффективная площадь и шумовая температура – основные параметры антенн. Все эти величины зависят от принимаемой длины волны.

3.2.5. Диапазон длин волн антенны

Минимальная рабочая волна антенны определяется среднесquareматичной ошибкой поверхности $\sigma_{\text{раг}}$ (т.е. отклонением от расчетной поверхности), максимальная – максимальным размером антенны. Зависимость эффективной площади от длины волны обычно выглядит так, как показано на рис. 3.9.

При длинах волн меньше $10-20 \sigma_{\text{раг}}$ и больше $\frac{1}{20} D_{\text{max}}$ эффективная площадь резко падает. Рабочим диапазоном антенны обычно считают интервал $20 \sigma_{\text{раг}} \dots \frac{1}{20} D_{\text{max}}$, хотя эта граница условна, и при необходимости можно работать с меньшей эффективной площадью вне указанного интервала.

3.2.6. Другие параметры антенны

Диапазон углов по азимуту и высоте. Полноповоротные параболоиды могут вращаться по азимуту от 0° до 360° и по углу места от 0° до 90° , им в любое время доступен любой объект, находящийся-

ся над горизонтом. Другие типы антенн ограничены определенными углами по азимуту и углу места. С помощью радиотелескопов меридианного типа можно наблюдать только в меридиане (азимут равен 0°), диапазон установок по высоте от 0° до 90° . Наблюдения на самых низких высотах обычно ограничиваются рельефом местности.

Точность наведения радиотелескопа. Важным параметром подвижного радиотелескопа является точность наведения на источник и его сопровождение. Это требование усиливается по мере увеличения размера антенны и продвижения в сторону более коротких длин волн. Точность наведения определяется знанием положения электрической оси телескопа и ее привязки к горизонтальной системе координат, азимуту и углу места. Вертикальная ось, относительно которой телескоп имеет перемещение (вращение) по азимуту, должна быть строго вертикальна, а горизонтальная (обеспечивающая смещение диаграммы в вертикальном направлении) должна находиться точно в горизонтальной плоскости и иметь направление восток–запад.

Если направление оси имеет хотя бы небольшие ошибки, то при сопровождении возможны смещения диаграммы относительно источника. В течение времени сопровождения допускается смещение диаграммы на величину не более 0.1–0.2 от ее ширины. При больших отклонениях уменьшение величины сигнала будет заметным (согласно форме диаграммы антенны по мощности). Таким образом, точное сопровождение источника является очень важным параметром радиотелескопа. В противном случае будут происходить вариации потока от источника, что крайне нежелательно.

Какие факторы влияют на точность наведения и сопровождения? Прежде всего это качество датчиков положения телескопа, дискретность значений которых должна быть меньше требуемой точности, и точность механической системы приводов телескопа. Сильное воздействие оказывают погодные условия: сильный ветер и прямое воздействие солнечных лучей, особенно в летнее время.

Вторая причина приводит к неравномерному нагреву различных элементов телескопа: основного зеркала, держателей облучателя и несущих зеркало металлических конструкций. При таком воздействии солнечных лучей происходит смещение диаграммы направления антенны и искажение ее формы. А вот слабый ветер обдувает

телескоп, выравнивая температуру различных частей телескопа, и тем самым уменьшает его деформации и смещение диаграммы направленности. Слабая облачность не вызывает заметного поглощения сигнала на коротких волнах (до 1 см), но уменьшает неравномерность нагрева телескопа Солнцем и тем самым уменьшает смещение диаграммы антенны.

3.3. Объект – антенна – изображение

Если источник радиоизлучения точечный, т.е. его угловой размер значительно меньше ширины диаграммы направленности антенны, то антенна примет полный поток излучения источника. В случае протяженного для данной диаграммы антенны источника принимается часть его излучения, а получаемое изображение может полностью не воспроизводить истинное распределение яркости по источнику (см. рис. 1.2). Пусть распределение яркости по источнику и главный лепесток диаграммы направленности антенны выглядят так, как показано на рис. 3.10.

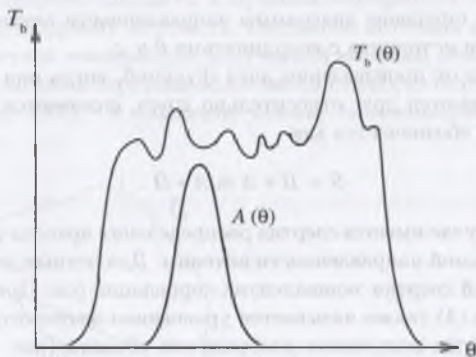


Рис. 3.10. Одномерное распределение яркости по источнику и диаграмма направленности антенны (θ)

Излучаемая источником плотность потока S_0 определяется по формуле Релея–Джинса:

$$S_0 = \int \int_{\Omega_{\text{source}}} B_{\nu}(\theta, \varphi) d\Omega = \frac{2k}{\lambda^2} \int \int_{\Omega_{\text{source}}} T_b(\theta, \varphi) d\Omega.$$

При равномерном распределении яркости по источнику ($T_b = C$) плотность потока равна $S_0 = \frac{2kT_b}{\lambda^2} \cdot \Omega_{\text{source}}$. В общем случае принимаемая плотность потока S_a (изображение объекта) зависит от диаграммы антенны и при неподвижной относительно источника диаграмме равна

$$S_a = \int \int_{\Omega_{\text{fuente}}} B(\theta, \varphi) \cdot A(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (3)$$

Подинтегральное выражение есть произведение распределения яркости на диаграмму антенны.

Если диаграмма антенны смещается относительно источника, то принимаемая плотность потока равна

$$S_a(\theta', \varphi') = \int \int_{\Omega_{\text{source}}} B_{\nu}(\theta, \varphi) \cdot A(\theta' - \theta, \varphi' - \varphi) d\Omega, \quad (4)$$

где θ' и φ' — смещение диаграммы направленности антенны относительно точки источника с координатами θ и φ .

Интеграл от произведения двух функций, когда они последовательно смещаются друг относительно друга, называется сверткой и сокращенно обозначается как

$$S = B * A \equiv A * B. \quad (5)$$

В данном случае имеется свертка распределения яркости по источнику с диаграммой направленности антенны. Для четных действительных функций свертка эквивалентна корреляции (см. Прилож. А).

Формула (4) также называется уравнением антенного сглаживания. На выходе получается изображение объекта (рис. 3.11). Чем шире диаграмма направленности антенны, тем меньше детальность получаемого изображения.

Излучение источника можно характеризовать либо излучаемым потоком S_0 , либо яркостной температурой T_b .

Изображение объекта характеризуется либо принимаемой плотностью потока S_a , либо антенной температурой T_a . Напомним, что



Рис. 3.11. Одномерное изображение объекта

антенная температура вводится так же, как и шумовая температура, формально по формуле Найквиста $W = kT$. Разница состоит только в том, что антенная температура характеризует мощность, приходящую от исследуемого объекта, а шумовая температура характеризует мешающую приему мощность. Введенная антенная температура равна яркостной температуре, излучаемой внешним объектом, только если вся антенна окружена излучением с яркостной температурой $T_b = T_0$ (рис. 3.12), т.е. соблюдено условие термодинамического равновесия.

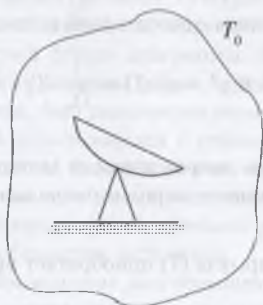


Рис. 3.12. Антенна в поле излучения с температурой T_0

Принимаемая от объекта спектральная мощность равна

$$W_{\nu} = \frac{1}{2} S_{\nu} A_{\text{eff}} = k T_{\text{a}} .$$

Отсюда следует формула, связывающая принимаемую плотность потока и антенную температуру:

$$T_{\text{a}} = \frac{S_{\nu} A_{\text{eff}}}{2k} ; S_{\nu} = \frac{2k T_{\text{a}}}{A_{\text{eff}}} . \quad (6)$$

Формулы (3) и (4) можно переписать в терминах антенной и яркостной температур.

В этом случае принимаемая мощность равна

$$W_{\nu} = k T_{\text{a}} = \frac{1}{2} A_{\text{eff}} \int \int_{\Omega_{\text{source}}} B_{\nu}(\theta, \varphi) \cdot A(\theta, \varphi) d\Omega .$$

После замены

$$B_{\nu}(\theta, \varphi) = \frac{2k T_{\text{b}}(\theta, \varphi)}{\lambda^2} , \quad A_{\text{eff}} = \frac{\lambda^2}{\Omega_{\text{a}}}$$

получаем формулу для антенной температуры:

$$T_{\text{a}} = \frac{1}{\Omega_{\text{a}}} \int \int_{\Omega_{\text{source}}} T_{\text{b}}(\theta, \varphi) \cdot A(\theta, \varphi) d\Omega ,$$

а в случае движения диаграммы антенны относительно источника

$$T_{\text{a}}(\theta', \varphi') = \frac{1}{\Omega_{\text{a}}} \int \int_{\Omega_{\text{source}}} T_{\text{b}}(\theta, \varphi) \cdot A(\theta' - \theta, \varphi' - \varphi) d\Omega = \frac{1}{\Omega_{\text{a}}} \cdot T_{\text{b}} * A . \quad (7)$$

При другой нормировке диаграммы направленности антенны (не $A_{\text{max}} = 1$, а $\iint_{4\pi} A(\theta, \varphi) d\Omega = 1$) коэффициент перед интегралом будет равен 1.

Если $\Omega_{\text{source}} \ll \Omega_{\text{a}}$ и $T_{\text{b}} = C$, то формула (7) приобретает простой вид: $T_{\text{a}} = T_{\text{b}} \cdot \Omega_{\text{source}} / \Omega_{\text{a}}$.

Формирование изображения объекта показано на приведенной ниже схеме. Поясним ее смысл.

Поле в раскрыве (диаграмма облучателя)	Диаграмма по полю	Диаграмма по мощности $A(\theta, \varphi)$	Свертка	Распределение яркости
E	E	$A = E \cdot E^*$	$T_a = T_b * A$	T_b

Распределение поля в раскрыве антенны (апертуре) эквивалентно диаграмме облучателя по напряженности электрического поля.

Диаграмма направленности антенны по напряженности поля E есть Фурье-преобразование от распределения поля в раскрыве антенны (диаграммы маленькой антенны – облучателя в фокусе).

Диаграмма направленности антенны по мощности $A(\theta, \varphi)$ равна квадрату модуля диаграммы по напряженности поля $E(\theta, \varphi)$ с учетом фаз (векторное сложение), $A = E \cdot E^*$. Поле в раскрыве является комплексной величиной (сумма волн с разными фазами), а квадрат комплексного числа (квадрат модуля) – это само число, умноженное на сопряженное ему.

Изображение объекта T_a есть свертка распределения яркости по источнику с диаграммой антенны по мощности:

$$T_a = T_b * A. \quad (8)$$

Ясно, что форма (аппроксимация) диаграммы направленности антенны зависит от формы распределения поля в апертуре (диаграммы облучателя). Если диаграмма облучателя ближе к идеальной (прямоугольной), то Фурье преобразование дает форму диаграммы всей антенны по полю $\sin x/x$ и по мощности $(\sin x)^2/x^2$. При гауссовой форме диаграммы облучателя форма диаграммы направленности антенны также будет аппроксимироваться гауссианой.

Итак, был рассмотрен первый метод получения изображения, который использовался с относительно простыми радиотелескопами. Этот метод был достаточно простым и естественным, так как вычисление диаграммы направленности антенн не представляло труда. На выходе радиотелескопа регистрировалось непосредственно радиоизображение источника.

Впоследствии для повышения углового разрешения антенные системы усложнялись и это потребовало применение другого метода получения изображения. Это связано с тем, что в сложных аперту-

рах возникают большие трудности вычисления диаграммы направленности системы. Другой метод основан на построении пространственной частотной характеристики диаграммы направленности антенной системы ($A(u, v)$) по автокорреляции поля E в апертуре. Построение изображения таким методом производится сравнительно легко. Таким образом, с усложнением антенных систем и развитием вычислительной техники основным материалом в радиоастрономических наблюдениях становится функция взаимной когерентности полей, т.е. фурье-образ объекта. Этот метод будет рассмотрен в главе 6 (апертурный синтез).

В конце настоящей главы приведена сводка формул, описывающих прием антенной сигнала от источника космического радиоизлучения.

3.4. Типы антенн с заполненной апертурой

Самыми распространенными антеннами являются параболоиды вращения.

3.4.1. Параболоиды вращения

За исключением нескольких антенн, например 43-м радиотелескопа в Грин-Бэнк (США) (рис. 3.13), все параболоиды имеют азимутальную установку – антенна имеет движение по азимуту и высоте. Это связано с большими размерами и весами антенн. ЭВМ переводит заданные экваториальные координаты источника в горизонтальные, данные поступают на исполнительные системы, антенна может сопровождать или сканировать источник в течение всего времени, пока он находится над горизонтом.

Обтекатели антенн (жесткие оболочки), защищающие антенну от ветровых нагрузок, нагрева солнечными лучами и влажности, для радиоастрономических антенн применяются редко, во-первых, из-за больших размеров, во-вторых, из-за потерь сигнала в материале обтекателя. Только несколько антенн миллиметрового диапазона работают с обтекателями (см. раздел 3.6).

Значительную роль в работе радиотелескопа играет система облучения главного зеркала.



Рис. 3.13. 43-м радиотелескоп с параболическим рефлектором на экваториальной установке (Грин Бэнк, США, 1965 г.)

Используется три типа облучения параболоидов вращения.

1. Работа в прямом фокусе (рис. 3.14).

В такой системе облучатель помещается в фокусе параболического зеркала. В качестве облучателя применяют рупор небольших размеров. Для увеличения коэффициента использования параболоида применяют более сложный облучатель, например в виде конического рупора с распределением поля в апертуре вида $E_1(x)/(x)$. При работе в широком интервале длин волн используются сменные облучатели.

Для получения хороших изображений вблизи оси зеркала требуется длиннофокусная система ($f > D$), чтобы уменьшить абберацию (кому). Однако в таких системах приемная аппаратура располагается слишком далеко от основного зеркала. Кроме того, за счет неболь-

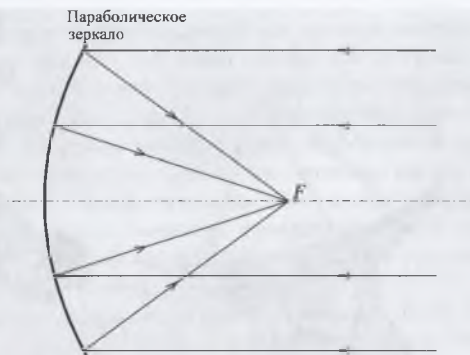


Рис. 3.14. Работа в прямом фокусе; отношение $f/d = 0.25 - 0.6$

шого переоблучения, а также за счет боковых лепестков, принимается излучение Земли, что заметно увеличивает шумовую температуру антенны.

Несмотря на перечисленные недостатки, прямой фокус используется для наблюдений на более длинных волнах. Это связано с тем, что в двухзеркальной системе потребуется рупор большого размера, чтобы облучить вторичное зеркало. В прямом фокусе можно поставить длинноволновый облучатель, например диполь.

2. Система Кассегрена (рис. 3.15)

Вспомогательное зеркало в системе Кассегрена — гиперболическое, эффективное фокусное расстояние — $f_{\text{eff}} = \frac{f_1}{f_2} \cdot f$.

Отметим преимущества системы Кассегрена:

- а) увеличение фокусного расстояния системы уменьшает абберацию (кóму); лучше формируется изображение;
- б) удобно располагается приемная аппаратура. Однако при этом облучатель будет больше по размеру из-за необходимости получить более узкую диаграмму для облучения вторичного зеркала;
- в) не так страшно перетекание мощности, так как при наблюдении диаграмма захватывает излучение атмосферы, а не Земли.

3. Система Грегори (рис. 3.16).

Вспомогательное зеркало — эллиптическое, один из фокусов кото-

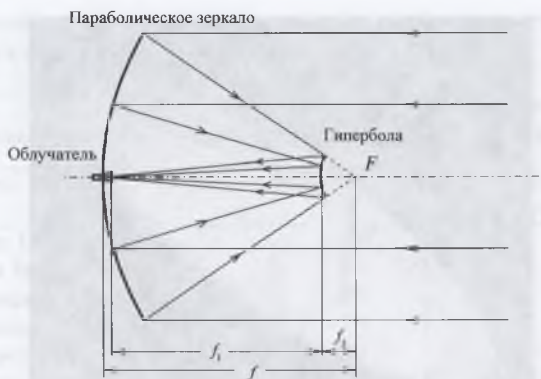


Рис. 3.15. Система Кассегрена



Рис. 3.16. Система Грегори

рого совпадает с фокусом зеркала, а во втором фокусе располагается приемная аппаратура (облучатель).

Преимущества системы Грегори те же, что и системы Кассегрена, кроме того, имеется возможность наблюдать и в прямом фокусе без перемонтировки зеркал. С системой Грегори работает крупнейший параболоид в Бонне диаметром 100 м (рис. 3.17). Длина эффективного фокуса составляет 360 м. Перемонтировка зеркал не требуется.



Рис. 3.17. 100-м полноповоротный параболический радиотелескоп в Бонне, (Германия)

Дальнейшее увеличение размеров параболоидов ограничивается прочностью, жесткостью и тепловым расширением материала конструкций. При проектировании 100-м телескопа в Бонне применен метод гомологических¹ конструкций ферм. Поверхность параболоида, отъюстированная при направлении в зенит, при наклоне антенны по углу места переходит за счет упругих деформаций в ряд других

¹Сохраняющих параболичность

параболоидов. При этом меняется положение фокуса, которое учитывается соответствующим смещением облучателя.

Таблица 3.2

Самые большие функционирующие параболоиды см-волн

Место	Диаметр, м	Минимальная длина волны, см
Бонн, Германия	100	2
Грин Бэнк, США	100	2
Джодрелл Бэнк, Англия	76	6
Евпатория, Украина	70	2
Медвежьи озера, Россия	70	10
Паркс, Австралия	64	1.35
Калязин, Россия	64	3
Алгонкин, Канада	48	2
Грин Бэнк, НРАО, США (экваториальная монтировка)	43	2
Хейстак, США	37	6
Кембридж, Англия	32	1.4
Турин, Италия	32	2
Литва	32	3
Мичиган, США	25	1.5
Аресибо, США	300	3

Параболоиды диаметром 10–25 м построены практически во всех странах. Они работают как радиотелескопы, антенны спутниковой связи и используются для радиолокации. Большинство антенн такого диаметра, применяемых в радиоастрономии, являются элементами антенн апертурного синтеза, межконтинентальных и локальных сетей (глава 5).

В табл. 3.4.1. перечислены наиболее крупные полноповоротные параболоиды сантиметровых волн, которые работают как самостоятельные радиотелескопы. Естественно, они также могут использоваться в режиме апертурного синтеза вместе с другими антеннами. В таблицу также включен неподвижный телескоп-чаша в Аресибо.

В табл. 3.4.1. перечислены наиболее крупные полноповоротные

Таблица 3.3

Самые большие функционирующие параболоиды мм-волн

Место	Диаметр, м	Минимальная длина волны, мм
Сьерра Негра, Мексика (в процессе юстировки)	50	1
Нобеяма, Япония	45	2
ИРАМ, Гренада, Испания	30	1
РТ-22, Симеиз, Украина	22	4
РТ-22, Пушино, Россия	22	8
Чили	15	1
Гавайи, США	15	<1
Метсахови, Финляндия	14	1.8
Кит Пик, США	11	2

параболоиды миллиметровых волн (см. рис. 3.18, 3.19).

В параболоидах вращения система облучения (облучатель при работе в прямом фокусе, или вторичное зеркало) устанавливается на нескольких опорах, что связано с необходимой точностью привязки к основному зеркалу. При уменьшении длины волны это требование усиливается. Система затеняет часть поверхности основного зеркала. Как правило, опоры вторичного зеркала (или облучателя) сильнее влияют на изменение освещения основного зеркала. Очевидно, что поперечное сечение поддерживающих опор должно быть минимальным, насколько это возможно.

Для полного устранения затенения можно использовать внеосевой параболический рефлектор, вырезав из параболоида вращения только его часть. Радиотелескоп с такой формой первичного зеркала построен в США (рис. 3.20). Диаметр зеркала 100-м. Электрическая ось находится вне зеркала и система облучения не затеняет его.

На территории СНГ также построены большие параболоиды: 70-м антенны в Евпатории, Усурийске и 64-м под Москвой, которые работают на космическую связь.



Рис. 3.18. 30-м радиотелескоп миллиметрового диапазона волн в ИРАМ (Испания)

3.4.2. Параболические цилиндры

Из-за присущих параболическим полноповоротным радиотелескопам ограничений в размерах при строительстве крупных телескопов стремятся использовать другие конструкции – неподвижные или полуподвижные (одна ось вращения). Такие конструкции имеют несколько опор. Вес и стоимость таких телескопов с увеличением размера растут медленнее, чем полноповоротных параболоидов. Широкое применение нашли телескопы меридианного типа с пассивными отражателями (как и параболические рефлекторы) в виде параболического цилиндра, которые устанавливаются, как правило,



Рис. 3.19. Крупнейший в мире полноповоротный параболический радиотелескоп диапазона 1–4 мм (Сьерра Негра, Мексика)

в направлении восток-запад. Только относительно этой оси он может поворачиваться (по углу места). Такие телескопы более сложны в электрическом отношении и используются в основном в метровом диапазоне длин волн.

Раскрывом такой антенны называется часть плоскости, которая ограничена наружными краями рефлектора. Раскрыв представляет собой синфазную поверхность прямоугольной формы со сторонами



Рис. 3.20. 100-м параболический рефлектор с внеосевым облучателем в Грин-Бэнк (США)



Рис. 3.21. Неподвижный цилиндрический параболоид радиотелескопа Иллинойского университета (США)

a и b . Если параболоид вращения имеет фокус в виде точки, расположенной на расстоянии F от центра параболоида, то в параболическом цилиндре фокусом является линия FF , параллельная образующим цилиндра и проходящая через фокус исходной параболы.

Диаграмма направленности в плоскости, проходящей через фокальную линию, т.е. в электрической плоскости, определяется отношением длины цилиндра a к длине волны λ . В плоскости, перпендикулярной фокальной линии, т.е. в магнитной плоскости, диаграмма направленности определяется отношением размера b к той же длине волны λ . Поскольку $a \gg b$, диаграмма является ножевой.

Облучателем параболического цилиндра в идеальном случае является линейный облучатель, расположенный вдоль фокальной линии. Таковым является система из нескольких синфазных полуволновых вибраторов. Для того чтобы такой облучатель обеспечивал облучение в пределах угла раскрыва параболического рефлектора, он снабжается дополнительной отражательной поверхностью в виде пассивных вибраторов, плоского диска или полусферы. Облучение неравномерное – спадает от центра к краям. Линейный облучатель возбуждает или принимает цилиндрические волны.

Такая система облучения затеняет около 10% отражающей поверхности, причем ее центральной части. При неравномерном облучении это приводит к уменьшению эффективной площади на 20% и более по сравнению со случаем, когда нет затенения. В качестве рефлектора можно использовать только часть параболоиды, не включая ее вершину. У такого рефлектора затенение можно устранить.

Наиболее крупные параболические цилиндры (без перископических вспомогательных плоских зеркал) были построены в Иллинойсе (США), Пушино (Россия), Индии.

Цилиндрический параболический рефлектор Иллинойского университета представляет собой пример полностью неподвижной антенны меридианного типа (рис. 3.21). Параболический рефлектор установлен в естественной впадине. В качестве облучателя используется линейная антенная решетка, установленная на специальных опорах и расположенная вдоль фокальной плоскости в направлении север–юг. Управление лучом возможно только по склонению и осуществляется за счет фазовых изменений в антенной решетке облучателя.

Примером вращающегося относительно оси восток–запад параболического цилиндра без перископического вспомогательного плоского зеркала является 1-км радиотелескоп в Пушино (рис. 3.22). Параболоид установлен в направлении восток–запад. Вдоль него в фо-



Рис. 3.22. Радиотелескоп ДКР-1000 в ПРАО (Россия)

кальной плоскости находится облучатель, работающий в широком интервале длин волн, 3–10 м. Ширина параболоида 40 м.

Радиотелескоп в Индии имеет форму параболического цилиндра длиной 530 и шириной 30 м (рис. 3.23). Установлен в направлении север–юг на местности, имеющей естественный наклон 11.5° . С учетом широты места ось цилиндра параллельна оси вращения Земли. Антенна имеет механическое вращение относительно этой оси, что позволяет сопровождать источник в течение 10 часов. Облучатель представляет собой систему из 1056 диполей. В вертикальном направлении управление диаграммой электрическое в пределах $\pm 37^\circ$. Одновременно можно наблюдать в 10 направлениях. Рабочая частота 326.5 МГц, а полоса принимаемых частот 15 МГц. Ширина диаграммы направленности антенны составляет 2.3° и $5.5'$ в направлениях восток–запад и север–юг соответственно; эффективная площадь 7 000 м².



Рис. 3.23. Радиотелескоп формы цилиндрического параболоида в Индии

3.4.3. Антенны с плоскими отражателями (перископы)

Использование цилиндрических параболоидов на более коротких волнах ограничено не только точностью поверхности, но и сложностью системы облучения. Необходимо иметь большое число облучателей, которые облучают соответствующие секции зеркала. Далес сигналы от всех облучателей необходимо сложить без потерь в линиях и с соответствующими фазами. Как мы видели, в метровом диапазоне волн эта проблема решается достаточно просто.

Чтобы избежать сложную проблему, связанную с получением апертуры большого зеркала, Краус предложил двухзеркальную систему радиотелескопа (рис. 3.24). Антенны этого типа состоят из неподвижного главного зеркала и подвижного плоского отражателя, с помощью которого антенна наводится на источник. В фокусе неподвижного параболического зеркала устанавливается облучатель.

На рис. 3.25 приведена схема антенны Крауса в Огайо (США). Телескоп представляет собой рефлектор, частично подвижный относительно точки O (оси вращения) в меридианной плоскости. Главное зеркало является частью параболоида вращения длиной 110 м и высотой 21 м; плоское зеркало имеет размер 79×30.5 м. Минимальная рабочая длина волны 13 см. Сигнал от источника отражается плоским рефлектором на параболическую поверхность, которая затем фокусирует его в точке вблизи плоского зеркала непосредственно у



Рис. 3.24. Антенна системы Крауса в Огайо (США)

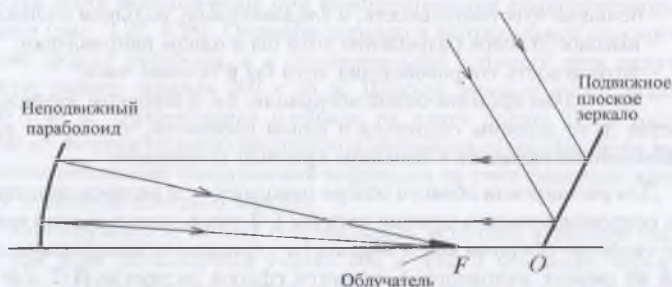


Рис. 3.25. Схема антенны Крауса в Огайо (США)

поверхности Земли.

Другая разновидность радиотелескопа системы Крауса была разработана под конкретную научную задачу – детальное исследование галактик с помощью радиолинии нейтрального водорода на $\lambda = 21$ см. По мнению авторов проекта, телескоп должен иметь следующие характеристики:



Рис. 3.26. Ход лучей при отражении от сферической поверхности; O – центр сферы радиуса R

- большая чувствительность, и следовательно, большая площадь;
- высокое угловое разрешение хотя бы в одном направлении;
- возможность сопровождения хотя бы в течение часа;
- отсутствие хроматической аберрации, т.е. в широком диапазоне частот лучи должны сходиться в одной плоскости, что важно при наблюдениях галактик с большим красным смещением.

Для расширения области обзора неподвижным радиотелескопом, т.е. сопровождением в течение хотя бы 1–2 часов, использовано главное свойство сферической поверхности – фокальная поверхность лучей из разных направлений является сферой радиусом $R/2$, где R – радиус зеркала (рис. 3.26). При перемещении облучателя по этой сфере будет перемещаться диаграмма направленности всей антенны. При этом форма диаграммы сохраняется до тех пор, пока диаграмма облучателя не выйдет за пределы зеркала. Однако, в отличие от параболического зеркала, где все лучи сходятся в одной точке – фокусе, в сферическом зеркале лучи пересекают ось зеркала в разных точках, образуя фокальную линию. Это явление называется сферической аберрацией и устраняется (компенсируется) специальным облучателем, установленным на расстоянии $R/2$ от поверхности сфе-



Рис. 3.27. Перископический радиотелескоп в Нансэ (Франция)

рического зеркала. Кроме того зеркала делаются длиннофокусными.

Перечисленные свойства сферической и параболической поверхностей были использованы при конструировании радиотелескопа в Нансэ (рис. 3.27, 3.28). Основное зеркало в вертикальной плоскости имеет форму параболы, а в горизонтальной – форму дуги окружности; размер зеркала 300×35 м. Плоское зеркало имеет размер 200×40 м. Эффективная площадь на длине волны 21 см равна 3000 м^2 . Корректировка сферической aberrации осуществляется введением небольшой шмидтовской коррекции за счет смещения крайних элементов плоского зеркала.

Конструкция позволяет сопровождать источник в течение часа, но при этом используется только 200 м длины основного зеркала из 300 м. При сопровождении облучатель движется по рельсовым путям, уложенным вдоль фокальной поверхности радиотелескопа.

Впоследствии телескоп был освоен в диапазоне 18 см для исследования источников мазерного излучения гидроксила и структуры молекулярных облаков ОН. Облучатель позволяет принимать обе круговые поляризации – правую и левую.

На рис. 3.29 показан радиотелескоп РАТАН-600. Основное зеркало – круговой цилиндр диаметром 588 м, состоящий из 900 одинаковых плоских элементов высотой 11.4 и длиной 2 м. Южный сектор ($1/4$ часть круга – слева на фото) представляет собой перископи-

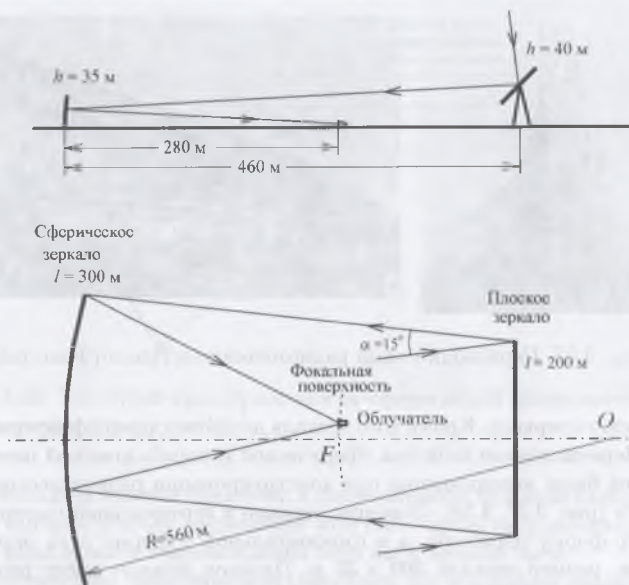


Рис. 3.28. Схема перископического радиотелескопа в Пансэ. α – угол, в пределах которого можно смещать диаграмму антенны

ческую систему. Плоский отражатель имеет размеры 8×400 м. При работе на этом секторе элементы телескопа с помощью радиального перемещения перестраиваются в новую поверхность в форме параболического цилиндра. Существует еще один отражатель (часть параболического цилиндра), преобразующий сходящуюся от основного зеркала цилиндрическую волну в сходящуюся сферическую и фокусирующую волну на рупор. Цилиндричность волны дает большие размеры безабберационного поля и позволяет проводить наблюдения на нескольких частотах одновременно.

Итак, в заключение следует отметить, что все антенны с плоским отражателем — меридианного типа. Источники можно наблюдать практически на всех высотах, но только в меридиане. Исключе-



Рис. 3.29. Радиотелескоп РАТАН-600 (Россия)

чением являются системы с использованием основного зеркала сферической формы, с которыми возможно сопровождение источника в небольшом временном интервале. Диаграмма направленности антенн с плоским отражателем – ножевая; ширина главного лепестка по азимуту и высоте различная и определяется соответствующими размерами антенны по азимуту и углу места (высоте над горизонтом): λ/d_A , λ/d_H .

3.4.4. Антенны типа земляных чаш

Стремление удешевить строительство больших радиотелескопов даже за счет отказа от такого важного параметра, как сопровождение в течение длительного времени, привело к использованию естественных впадин на Земле, близких по форме к чашам. Особенно привлекательными оказались кратеры вулканов либо склоны гор, даже небольших. Отражающая поверхность зеркала, построенного в такой естественной земной чаше, состоит из отдельных элементов, связанных с Землей.



Рис. 3.30. Радиотелескоп — земляная чаша в Аресибо (Пуэрто Рико, США)

Самый большой работающий радиотелескоп такого типа расположен в естественной расщелине местности в Аресибо в Пуэрто-Рико (рис. 3.30). Его диаметр 300 м, длина волны до 3 см, ширина диаграммы на волне 10 см равна $1.5' \times 1.5'$, эффективная площадь 20000 м^2 . Фокус зеркала находится в воздухе на значительной высоте. Туда с помощью специальной конструкции помещается облучатель. Поскольку основное зеркало неподвижно, то смещение диаграммы направленности телескопа осуществляется только за счет смещения облучателя, но при условии, что основное зеркало является сферическим. Облучение осуществляется специальным линейным облучателем, который перемещается по сферической поверхности радиусом 265 м с помощью специальной платформы, подвешенной на тросах.

Радиотелескоп позволяет проводить наблюдения в области неба в пределах 20° от зенита.

В Японии работает земляная чаша 24 м на $\lambda = 21 \text{ см}$ и имеет область обзора неба $\pm 25^\circ$ от зенита. В антенне используется облучатель с коррекционным зеркалом.

В США имеется 25-м чаша, которая используется для работы на волне 13.6 см и имеет область обзора неба $\pm 25^\circ$ от зенита.

3.4.5. Рефракторы (синфазные антенны)

Дискретные антенные системы, состоящие из отдельных элементарных антенн и расположенные друг к другу на близких расстояниях (меньше длины волны), принято называть антенными решетками. На волнах больше 50 см используются вибраторы, а на более коротких волнах – щелевые антенны или антенны других типов.

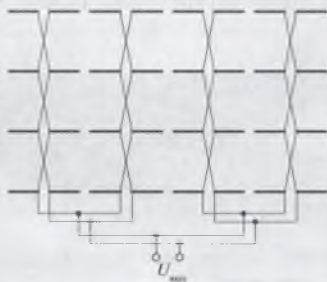


Рис. 3.31. Синфазная антенна (фазируемая решетка)

Вибрационные решетки могут быть с плоскими, параболическими или другими видами отражателей. Плоские отражатели применяются на метровых волнах и для двумерных решеток.

Такие антенны-решетки состоят из сотен или даже тысяч элементарных облучателей, например диполей или спиралей. Комбинация многих диполей позволяет добиться повышения эффективной площади и разрешающей способности. Решетка, облучатели которой расположены по прямой линии, называется линейной. При использовании нескольких линейных решеток, расположенных параллельно в одной плоскости, образуется плоская двумерная решетка.

Диполи такой решетки соединяются так, чтобы поступающие из разных диполей в приемную аппаратуру колебания тока и напряжения оказались согласованы по фазе. Ошибка не должна превышать 0.1λ . Часто эти антенны называют “фазируемые полотна”. Синфазные полотна работают исключительно в метровом диапазоне и достаточно распространены в мире. Как правило, они рассчитаны на фиксированную длину волны.

Пример синфазной антенны, состоящей из диполей, приведен на рис. 3.31.

Диаграмма такой антенны определяется направленным свойством одиночного вибратора θ_0 , числом вибраторов N вдоль полотна и числом рядов вибраторов. Расстояние между вибраторами составляет $a = \lambda/2$, а расстояние между рядами вибраторов $b = \lambda/2$. Качание луча (установка на определенную высоту над горизонтом) осуществляется введением определенной разности фаз между группами диполей.



Рис. 3.32. Большая синфазная антенна в Пушино (Россия)

В Пушино синфазная антенна БСА (рис. 3.32) имеет размеры 187×384 м и работает на волне 3 м (102.5 МГц). Электрическое управление лучом позволяет проводить наблюдения в азимуте 0° на склонениях $10^\circ - 90^\circ$, и в азимуте 180° на склонениях $\delta = 55^\circ - 90^\circ$.

Как мы уже отмечали, недостатком решеток является их узкополосность. Для расширения частотного диапазона используются широкополосные вибраторы и другие элементы (фазовращатели и суммирующие трансформаторы). В Харькове работает крупнейшая в мире в декаметровом диапазоне Т-образная фазиремая решетка



Рис. 3.33. Т-образная фазлируемая решетка декаметрового диапазона УТР-2

УТР-2 (рис. 3.33). Она состоит из трех антенн, каждая из которых представляет собой поле вибраторов размером 900×50 м. Полное число вибраторов 2040. Установлены они горизонтально на высоте 3.5 м от поверхности Земли без отражателей. Вибраторы имеют специальную форму (диаметр 1.8 м, длина 8 м), которая обеспечивает рабочий диапазон волн 12.5–30 м.

Кроме диполей в качестве элементарных излучателей применяются спиральные антенны с числом витков порядка 10. Например, в Огайском университете США работает синфазная антенна из 96 спиральных антенн, которые смонтированы на наклонной подвижной плоской поверхности (металлической), что увеличивает угловой диапазон антенны (рис. 3.34). Длина плоскости составляет 49 м, а ширина 6.7 м.

3.4.6. Рупорные антенны

Выше мы рассмотрели применение рупоров, т.е. рупорных антенн небольших размеров в качестве облучателей больших зеркальных

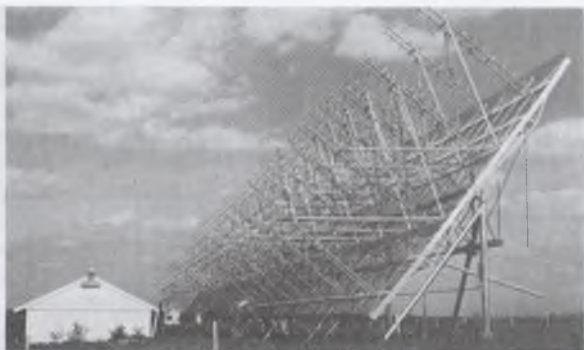


Рис. 3.34. Спиральная антенна на подвижной металлической платформе

антенн. Однако они имеют также и самостоятельное применение в радиоастрономии.

Используются в дециметровом, сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн, в которых решающим фактором является чувствительность. Кроме размера важным параметром рупорной антенны является ее шумовая температура, которая порою много меньше температуры зеркальной параболической антенны. Падающая на раскрыв (апертуру) волна распространяется в рупоре, который переходит в волновод, и далее по волноводу – к согласованной нагрузке (приемнику).

Рассеяние падающего в апертуру такой антенны излучения мало, поэтому коэффициент использования апертуры достаточно велик. Рассеяние поддается расчету с точностью порядка 1–2%. Также можно достаточно точно рассчитать шумовую температуру рупорной антенны, ее диаграмму направленности и другие параметры.

Недостатком являются требуемые большие размеры и малая подвижность. Так, например, для рупорной антенны оптимальной конфигурации с геометрической площадью апертуры 21 м длина рупора составляет 37 м. Поэтому с большими апертурами такие антенны не строятся. Некоторые рупорно-параболические антенны были выполнены на азимутальных установках.

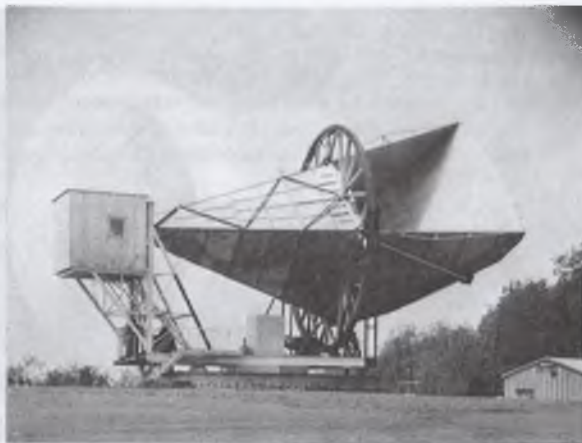


Рис. 3.35. Рупорно-параболическая антенна, с помощью которой было обнаружено фоновое излучение Вселенной на волне 7.5 см (США)

Рупорные антенны могут быть использованы для калибровки других антенн, а также для эталонных измерений других источников и измерений слабого фонового излучения.

Так, с помощью рупорно-параболической антенны с низким уровнем шумов (рис. 3.36) и малозумящим приемником (полная шумовая температура системы 15 К) было обнаружено космическое фоновое радиоизлучение на волне 7.5 см с температурой 2.7 К, интенсивность которого не зависит от направления на небе. Излучение получило название “реликтовое”. Теперь оно измерено в широком диапазоне длин волн. Спектр его оказался планковским, т.е. имеет характерный спектр черного тела с максимумом излучения на волне 1 мм. Считается, что оно связано с излучением, сохранившимся с тех пор, когда во Вселенной была очень большая плотность вещества и максимум интенсивности приходился на 1 мкм, что соответствует температуре около 3000–4000 К (“горячая Вселенная”). При расширении Вселенной вещество охладилось до температуры 2.7 К.

Для измерений фонового излучения Галактики, которое называют космическим микроволновым излучением (Cosmic Microwave



Рис. 3.36. Рупорно-цилиндрическая антенна для измерений фонового излучение Вселенной на волне 6 см (США)

Radiation), используются также цилиндрические рупорные антенны. Чтобы снизить вклад излучения Земли ($T \approx 300$ К) через боковые лепестки рупора, на его внутренней поверхности делаются канавки с интервалом $\lambda/4$. При этом главный лепесток немного расширяется, зато хорошо подавляются боковые лепестки. Изображенная на рис. 3.36 антенна предназначена для наблюдений на волне 6 см.

3.5. Обтекатели антенн

Антенные обтекатели представляют собой оболочки, которые защищают антенны от воздействия окружающей среды (ветра, пыли, песка и т.п.). Любой идеальный обтекатель должен обеспечивать полную защиту антенны от влияния внешних условий без искажения принимаемого или излучаемого поля. Однако это, по существу, является невозможным, так как любой предмет, находящийся перед антенной, будет изменять распределение электромагнитной энергии в свободном пространстве.

Наземные антенные обтекатели подразделяются на два класса: надувные обтекатели, которые состоят из герметичной тканевой оболочки, поддерживаемой небольшим внутренним давлением воздуха, и жесткие обтекатели, сохраняющие форму благодаря прочности и жесткости материалов конструкции. К настоящему времени применяются исключительно обтекатели жесткой конструкции.



Рис. 3.37. Защитный купол (аналог оптического) для 12-м антенны мм-диапазона в Кит Пик (США)

Существует четыре основных типа жестких антенных обтекателей:

1. Обтекатели с пространственным каркасом представляют собой жесткий пространственный каркас с очень тонкими диэлектрическими окнами. Ясно, что размеры "окон" должны быть значительно больше максимальной используемой длины волны. Затенение антенны жестким каркасом обычно измеряется в процентах от эффективной площади антенны. Материалы, используемые для окон, это специальные диэлектрики, практически не поглощающие волны используемых частот. Такая конструкция является широкополосной и наиболее дешевой в изготовлении.

2. Существуют тонкостенные обтекатели с диэлектрической стенкой. К этому типу обтекателей относятся тонкие оболочки, в которых

все нагрузки и усилия передаются самой диэлектрической стенкой. Обычно оболочка состоит из отдельных сегментов, которые крепятся небольшими фланцами. Как и в первом случае, для оболочки требуются материалы с низкой диэлектрической проницаемостью и малым тангенсом угла потерь, причем толщина стенки должна быть значительно меньше длины волны $\lambda_{min}/20$. Это ограничивает максимальный размер обтекателя величиной 8–10 м.

3. Обтекатели с полуволновыми стенками обеспечивают минимизацию коэффициента отражения, при этом толщина стенки должна быть равна целому числу полуволн в диэлектрике. Естественно, это условие ограничивает применение облучателей данного типа коротким сантиметровым диапазоном 1–3 см, ширина полосы нормальной работы облучателя является ограниченной.



Рис. 3.38. Купол, используемый для 14-м антенны в радиоастрономической обсерватории ECRAO (США)

4. Обтекатели с трехслойной стенкой типа “сэндвич” наиболее пригодны для обтекателей больших размеров. Стенка состоит из двух внешних несущих слоев с большой прочностью и высокой плотностью и из заполнителя с низкой прочностью. Расстояние между несущими слоями подбирается приблизительно равным $\lambda/4$ для достижения фазовых набегов, ведущих к уничтожению двух отражений и, следовательно, к получению нулевого значения коэффициента отражения.

Наряду с приведенными выше типами конструкций существует ряд менее используемых обтекателей, например твердая однородная и толстая оболочка из пенистого материала.

Тип обтекателя зависит от климатических условий местности, где расположена антенна: учитываются скорость ветра, перепад тем-

ператур, содержание соли в атмосфере (если антенна расположена вблизи моря), песок и пыль в пустынях, насекомые и грибки в тропиках, снеговая нагрузка и обледенение.

В радиоастрономии обтекатели используются ограниченно, исключительно для антенн миллиметрового диапазона волн. Примеры использования защитных куполов показаны на рис. 3.37 и 3.38.

3.6. Проблема предела чувствительности – путаница

На первый взгляд можно безгранично увеличивать чувствительность радиотелескопов, увеличивая размеры одиночных антенн, конечно, преодолевая при этом технические и финансовые трудности. Однако, существуют еще другие проблемы.

Увеличивая время накопления сигнала путем сопровождения источника или складывая много записей, можно выделить сигнал, лежащий ниже собственных шумов антенны. Однако есть принципиальное ограничение этого процесса – путаница.

Путаница – это пространственные флуктуации средней яркости фона неразрешенных объектов в диаграмме направленности антенны и определяется видом зависимости числа источников от плотности потока.

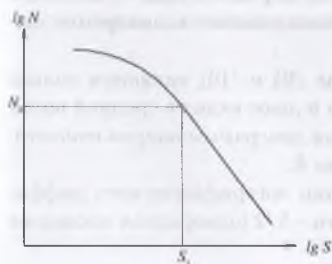


Рис. 3.39. Вид зависимости числа радиоисточников от величины потока, $N(S)$

Число дискретных радиоисточников на небе растет с уменьшением потока. В общем случае вид зависимости $N(S)$ определяется моделью Вселенной и эволюцией объектов и строится в логарифмическом масштабе – “ $\lg N - \lg S$ ” (рис. 3.39).

При наблюдениях объектов с плотностью потока S в диаграмму направленности антенны попадают все источники, находящиеся в данной области неба, в основном слабее исследуемой плотности по-

тока. При достаточно слабой исследуемой плотности потока в диаграмму антенны может попадать больше одного источника, которые можно зарегистрировать.

Нас интересует средняя плотность потока, принимаемая антенной как от более слабых, так и более сильных источников (через боковые лепестки) и ее дисперсия – “шумы разрешения” (σS_{conf}).

Следующие формулы описывают среднюю плотность потока, принимаемую антенной, и ее дисперсию с позиций теории вероятности, при суммировании по всему небу, куда обязана войти форма диаграммы направленности антенны как весовая функция:

$$\bar{S} = \int_{S_0}^{S_{\max}} S N(S) dS \cdot \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} A(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (9)$$

$$\sigma S_{\text{conf}} = \int_{S_0}^{S_{\max}} S^2 N(S) dS \cdot \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} A^2(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (10)$$

Здесь: $P(\theta, \varphi)$ есть диаграмма направленности антенны по мощности в зависимости от направления на небе; $N(S)dS$ – распределение источников по плотности потока в дифференциальной форме (число источников плотности потока S в интервале dS); S_0 – минимальная плотность потока в распределении источников, если существует предел, объясняющий фотометрический парадокс; S_{\max} – плотность потока самого сильного источника, попадающего в диаграмму направленности антенны.

Вторые два интеграла в формулах (9) и (10) являются только функцией диаграммы направленности и дают вклад в средний поток и дисперсию, зависящий только от вида диаграммы направленности. Обозначим этот вклад коэффициентом k .

Первые интегралы в предположении логарифмического дифференциального наклона $N(S)dS$, равного $-5/2$ (однородная эвклидова вселенная), примут следующий вид:

$$\bar{S} = k \int_{S_0}^{S_{\max}} S N(S) dS = k \left(\frac{1}{\sqrt{S_0}} - \frac{1}{\sqrt{S_{\max}}} \right),$$

$$\sigma S_{\text{conf}} = k \int_{S_0}^{S_{\text{max}}} S^2 N(S) dS = k \left(\sqrt{S_{\text{max}}} - \sqrt{S_0} \right).$$

Из этих формул видно, что средняя плотность потока определяется главным образом минимальным потоком S_0 , а дисперсия ("шумы разрешения") – максимальной плотностью потока S_{max} .

Для грубой оценки плотности потока, на которой наступает эффект путаницы, можно взять плотность потока источников, для которых $N(S)$ равно числу диаграмм в одном стереadiane S_1 (один источник в диаграмме).

Путаница ставит принципиальный предел повышению чувствительности на данном радиотелескопе. Для того чтобы уменьшить порог путаницы, необходимо уменьшить ширину диаграммы направленности антенны. Это можно сделать, либо уменьшая длину волны наблюдения, либо увеличивая диаметр антенны. Максимальный диаметр одиночной антенны 100 м, и в настоящее время трудно построить антенну большего диаметра из-за текучести материалов. Для увеличения разрешения и уменьшения влияния путаницы применяется апертурный синтез.

3.7. Сводка формул

В настоящем разделе приведем основные параметры радиотелескопов и источников космического радиоизлучения, а также формулы, которые связывают эти параметры.

АНТЕННА – ИСТОЧНИК: СВОДКА ФОРМУЛ.

1. ТЕЛЕСНЫЙ УГОЛ ДИАГРАММЫ направленности антенны, стер	$\Omega_a = \iint_{4\pi} A(\theta, \varphi) d\Omega$
2. ТЕЛЕСНЫЙ УГОЛ ГЛАВНОГО ЛЕПЕСТКА диаграммы направленности, стер. для карандашной диаграммы: для ножевой диаграммы:	$\Omega_m = \iint_{\Omega_m} A(\theta, \varphi) d\Omega$ $\Omega_m \approx 1.13 \theta_{0.5}^2$ $\Omega_m \approx \frac{4}{3} \theta_{0.5} \cdot \varphi_{0.5}$
3. ТЕЛЕСНЫЙ УГОЛ БОКОВЫХ ЛЕПЕСТКОВ, стер.	$\Omega_s = \iint_{\Omega_s} A(\theta, \varphi) d\Omega$
4. ЭФФЕКТИВНАЯ ПЛОЩАДЬ АНТЕННЫ, м ²	$A_{\text{эф}} = \lambda^2 / \Omega_a$
5. КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ АНТЕННЫ	$G = 4\pi / \Omega_a$
6. КОЭФФИЦИЕНТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АПЕРТУРЫ	$\varepsilon_a = A_{\text{эф}} / A_{\text{geom}}$
7. КОЭФФИЦИЕНТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДИАГРАММЫ	$\varepsilon_m = \Omega_m / \Omega_a$
8. КОЭФФИЦИЕНТ РАССЕЯНИЯ	$\varepsilon_p = \Omega_v / \Omega_a$
9. ЯРКОСТЬ ИСТОЧНИКА – ЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА (формула Релея - Джинса), Вт/(м ² Гц стер)	$B(\theta, \varphi) = \frac{2kT_v(\theta, \varphi)}{\lambda^2}$

АНТЕННА – ИСТОЧНИК: СВОДКА ФОРМУЛ (продолжение)

10. ПОТОК, ИЗЛУЧАЕМЫЙ источником,
Вт/(м² Гц)

полный поток от источника при $B = C$

$$S_{\text{rad}} = \int \int B(\theta, \varphi) d\Omega$$

$$S_{\text{rad}} = B \cdot \Omega_{\text{source}} = \frac{24T_b}{\lambda^2} \Omega_{\text{source}}$$

11. ПОТОК, ПРИНИМАЕМЫЙ телескопом

а) антенна наведена на источник

$$S_{\text{rec}} = \int \int_{\Omega_{\text{source}}} B(\theta, \varphi) \cdot A(\theta, \varphi) d\Omega$$

Если телесный угол источника

$\Omega_{\text{source}} \ll \Omega_a$ и $B = C$, то

$$S_{\text{rec}} = S_{\text{rad}}$$

б) антенна движется относительно
источника; поток равен свёртке
яркости с диаграммой.

$$S_{\text{rec}} = B * A$$

$$S_{\text{rec}} = \int \int_{\Omega_{\text{source}}} B(\theta, \varphi) A(x - \theta, y - \varphi) d\Omega$$

12. АНТЕННАЯ ТЕМПЕРАТУРА

от источника

(по формуле Найквиста, $P = kT \Delta f$)

а) антенна наведена на источник

если $\Omega_{\text{source}} = 4\pi$, то

$$T_a = T_b$$

если $\Omega_{\text{source}} \ll \Omega_a$, то

$$T_a = \frac{\Omega_{\text{source}}}{\Omega_a} \cdot T_b$$

б) антенна движется относительно
источника: свертка яркостной
температуры с диаграммой

$$T_a = \frac{1}{\Omega_a} \cdot T_b * A$$

13. ПРИНИМАЕМЫЙ ПОТОК и
АНТЕННАЯ ТЕМПЕРАТУРА

связаны соотношением

$$S = \frac{24T_b}{\lambda^2} A_{\text{eff}}$$

Глава 4

Приемники космического радиоизлучения

4.1. Введение

После приема космического сигнала антенной необходимо его подвергнуть некоторому преобразованию, удобному для регистрации.

Как правило, излучение от космических источников довольно слабое и является некогерентным. Его статистические свойства практически не отличаются от свойств шумового сигнала, который возникает в самом приемнике, а также поступает в него через антенну от окружающей среды (поверхность Земли, атмосфера и излучение космического фона). Из-за низкого уровня сигнала космического источника радиоастрономические приемники делают высокочувствительными, т.е. с низким уровнем собственных шумов и высокой стабильностью коэффициента усиления.

Радиоастрономические приемники имеют много общего с обычными радиовещательными приемниками как по своей структуре, так и по тем процессам, которые в них происходят. Конечно, имеются и существенные отличия.

Общим является то, что сигнал на входе телевизионных, радиовещательных (кроме УКВ-диапазонов, где используется частотная модуляция) и радиоастрономических (модуляционных) приемников является амплитудно модулированным. Отметим, что в настоящее время в связи с бурным развитием цифровой техники в радио- и телевидении происходит переход на цифровую форму передачи и

соответственно присма сигнала, что существенно улучшает качество и помехозащищенность полезного сигнала.

Как мы уже отмечали во введении, радиоастрономия простирается от декаметровых длин волн ($\lambda \sim 20$ м) до субмиллиметровых ($\lambda \sim 0.2 - 1$ мм). Для приема излучения используются сильно отличающиеся технические устройства. Так, в длинноволновом диапазоне используются обычные транзисторные усилители, поскольку чувствительность определяется внешними факторами – шумами ионосферы и Галактики. В дециметровом и сантиметровом диапазонах волн, наряду с шумами атмосферы, имеется вклад шумов входных усилителей присмников, причем их вклад становится преобладающим. Для уменьшения шумов усилители помещаются в криостаты с жидким гелием. В системах замкнутого цикла используется также водород.

При переходе в миллиметровый диапазон вклад атмосферы растет, но также возрастают трудности создания малощумящих усилителей. До $\lambda \sim 4$ мм удается создать охлаждаемые транзисторные усилители, уровень шумов которых составляет 30–50 К. В интервале 2–4 мм также создаются усилители, но с более высокой шумовой температурой. На более коротких волнах (1–2 мм) используются охлаждаемые смесительные присмники, а на $\lambda < 1$ мм болометрические и детекторные приемники, помещенные в криостат. Болометры могут быть использованы также в мм диапазоне для наблюдений источников континуума.

Несмотря на различие технических средств, основные принципы построения и работы радиоастрономических приемников являются общими во всем интервале длин волн.

4.1.1. Амплитудно-модулированный сигнал и процесс детектирования

Обычный амплитудно-модулированный сигнал радиовещания это сигнал высокой частоты (она еще называется несущей частотой), который промодулирован звуковой частотой, а в случае телевидения – видеочастотой. Такой формы сигнал и его спектр показаны на рис. 4.1 (а) (слева и справа соответственно). Здесь Δt и ΔT , f_0 и F_1 – периоды и частоты несущего сигнала и сигнала модуляции произвольной формы соответственно, а F_{\max} – максимальная частота

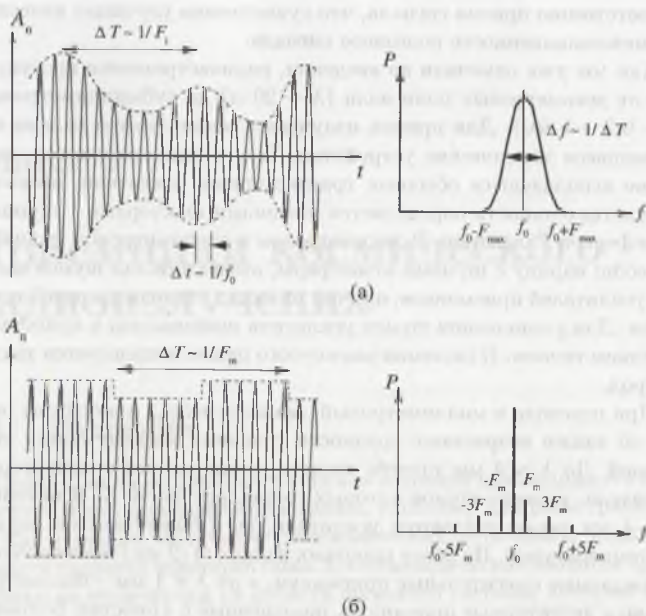


Рис. 4.1. Амплитудно-модулированный сигнал и его спектр: (а) – для сигнала модуляции произвольной формы, (б) – для меандра

та модуляции. Отметим, что при амплитудной модуляции меняется спектр несущего сигнала – по обе стороны от несущей частоты появляются боковые компоненты с частотами $f_0 \pm F_1$, где F_1 – текущая частота сигнала модуляции.

На рис. 4.1(б) показан случай модуляции меандром. Спектр такого сигнала состоит из основной частоты f_0 и боковых, отстоящих по обе стороны от основной частоты на F_m , $3F_m$, $5F_m$ и т.д. На рисунке показаны только первые три составляющие.

Смысл работы приемника состоит в приеме модулированного сигнала и выделении сигнала звуковой частоты с наилучшим отношением сигнал/шум. Для этого используются детекторы.

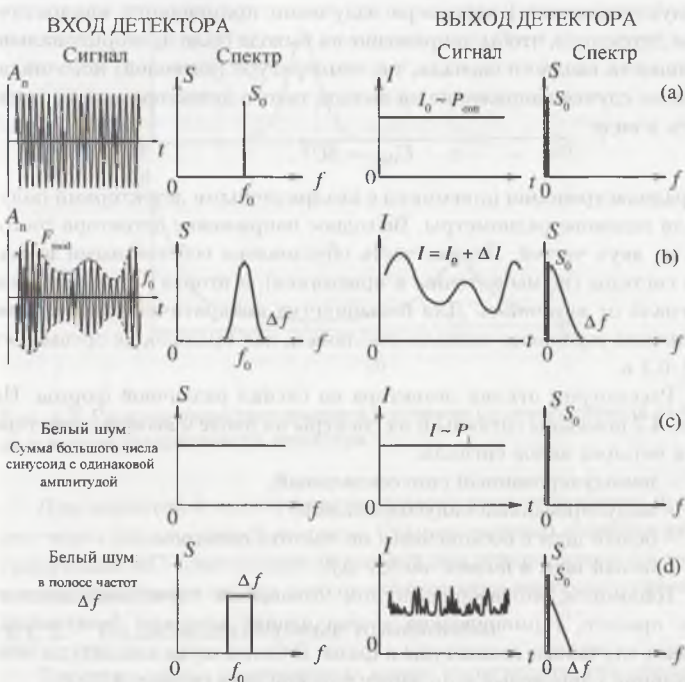


Рис. 4.2. Работа детектора

В принципе выделить полезный сигнал можно с помощью одного детектора. В вещательных приемниках применяются амплитудные линейные детекторы – напряжение на их выходе пропорционально напряжению входного сигнала. В случае нелинейных детекторов их характеристика имеет вид:

$$U_{\text{det}} = U_0 + \alpha U + \beta U^2 + \gamma U^3 + \dots$$

Здесь α , β и γ – константы, U_0 – постоянная величина, а αU отражает вариации выходного сигнала на его основной частоте. В радиоастрономических приемниках для обнаружения и измерения теплового

(флуктуационного) характера излучения применяются квадратичные детекторы, чтобы напряжение на выходе было пропорционально мощности входного сигнала, т.е. температуре (антенной) источника. В этом случае напряжение на выходе такого детектора можно записать в виде

$$U_{\text{det}} = \beta U^2.$$

В радиоастрономии приемники с квадратичными детекторами получили название радиометры. Выходное напряжение детектора состоит из двух частей. Первая часть обусловлена собственными шумами системы (шумы антенны и приемника), а вторая – приращением сигнала от источника. Для большинства квадратичных детекторов величина выходного сигнала невелика и, как правило, не превышает 0.1–0.2 в.

Рассмотрим отклик детектора на сигнал различной формы. На рис. 4.2 показаны сигналы и их спектры на входе и выходе детектора для четырех видов сигнала:

- немодулированный синусоидальный;
- модулированный синусоидальный;
- белый шум с бесконечным по частоте спектром;
- белый шум в полосе частот Δf .

Напомним, что вообще шумом называется случайный процесс, т.е. процесс, гармонические составляющие которого (синусоиды) имеют случайные амплитуды и фазы. В белом шуме амплитуды всех гармоник одинаковые и он имеет плоский спектр (рис. 4.2(с)).

Если белый шум пропустить через фильтр произвольной формы, то амплитуды гармоник не будут одинаковыми на всех частотах. Для удобства для оценки величины сигнала вводится параметр спектральная плотность шумового сигнала, которая зависит от частоты. На рис. 4.3 (а) показано распределение нормированной спектральной плотности $F(f)$ от частоты f , когда спектр сигнала на входе детектора определяется резонансной кривой одиночного колебательного контура, а внизу (б) – распределение нормированной спектральной плотности $G(f)$ на выходе квадратичного детектора. По осям абсцисс отложены значения f/f_0 . Кривая выходного сигнала состоит из низкочастотного спектра и высокочастотного на удвоенной частоте входного сигнала (в силу того, что детектор – это нелинейная система передачи сигнала).

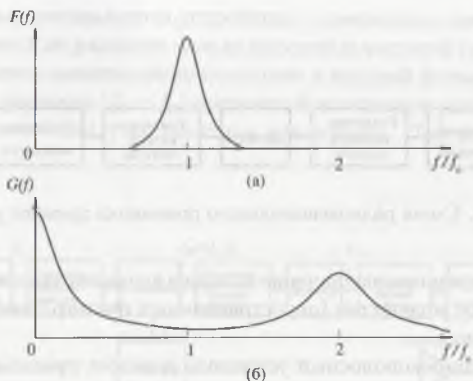


Рис. 4.3. Распределение спектральной плотности шумового сигнала на входе и выходе квадратичного детектора

Для подавления несущей частоты после детектора сигнал проходит через фильтр низкой частоты. Обычно таковым является интегрирующая RC -цепочка или полосовой усилитель низкой частоты, который усиливает сигнал в полосе частот модулирующего сигнала.

4.1.2. Радиовещательные приемники

Передача прием радиосигнала может происходить, как показано на рис. 4.4.



Рис. 4.4. Передача-прием радиосигнала

Все элементы радио-передающих устройств служат для наилучшего выделения и разграничения сигналов. На рис. 4.5 приведена схема радиовещательного приемника прямого усиления.

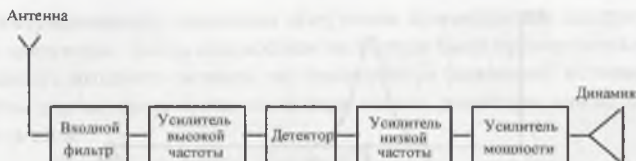


Рис. 4.5. Схема радиовещательного приемника прямого усиления.

Рассмотрим предназначение каждого элемента такого приёмника.

- Входное устройство (перестраиваемый фильтр): выбирает нужную станцию;
- УВЧ: широкополосный усилитель для всех принимаемых станций;
- Д (детектор): выделяет звуковую частоту;
- УНЧ и Усилитель мощности: усиливают полезный сигнал по амплитуде и мощности;
- Гр. (динамик): преобразует сигнал звуковой частоты в колебания мембраны (звук).
- Чувствительность приема характеризуется отношением сигнал/шум. Оно всегда больше 1.

То обстоятельство, что сигнал модулирован (спектр звукового сигнала располагается по обе стороны от несущей частоты), помогает уйти от собственных шумов приемника, которые максимальны на частотах вблизи нуля. Усилитель низкой частоты вырезает нужную область и усиливает сигнал и шумы приемника только в этой полосе частот. Таким образом, большая часть шумов приемника не усиливается.

У схемы радиовещательных приемников прямого усиления есть два существенных недостатка:

а) УВЧ приходится делать широкополосным, а, как известно, шумы усилителя увеличиваются с увеличением полосы:

$$\delta T_r \sim \sqrt{\Delta f} ;$$

б) низкая селективность, так как входные фильтры из-за больших “хвостов” частотных характеристик захватывают соседние станции. Эти недостатки устраняются в супергетеродинной схеме (рис. 4.6).

С помощью специального устройства смесителя несущая частота сдвигается до разности между несущей и частотой гетеродина.

Перестраивая одновременно гетеродин и входной фильтр, мы можем сделать разность $|f_s - f_g|$ постоянной и основное усиление сигнала проводить более узкополосным усилителем. При этом шумы

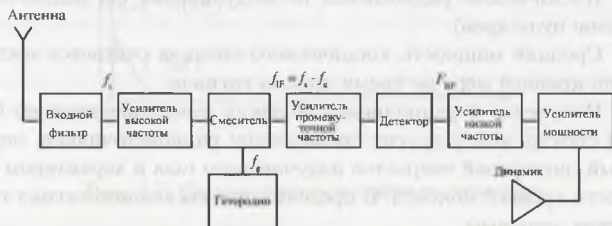


Рис. 4.6. Схема супергетеродинного приемника

приемника снижаются по отношению к приемнику прямого усиления и, кроме того, форму полосы разностного сигнала на выходе смесителя можно сделать близкой к прямоугольной, что улучшает избирательность настройки приемника. Знак модуля означает то, что по отношению к частоте гетеродина частота сигнала может быть как выше, так и ниже при той же разности ($f_{IF} = f_g - f_s$). Эта частота называется зеркальной, и через нее в приемник могут поступать сигналы от посторонних станций, мешающие приему основного сигнала. Собственные шумы приемника зеркальной частоты также усиливаются в УПЧ. Для уменьшения влияния зеркального канала в радиовещательных приемниках используются более узкополосные УВЧ, которые перестраиваются синхронно с входным фильтром и гетеродином.

В радиоастрономии в радиометрах для спектральных исследований проблеме устранения влияния зеркального канала придается большое значение.

4.1.3. Отличие космического сигнала от теле- и радиовещательных сигналов

Все сигналы космических радиоисточников (за исключением пульсаров) имеют шумовой характер.

1. Космические и радиовещательные сигналы имеют принципиально разные механизмы генерации. Большинство космических объектов имеют непрерывный, очень широкий спектр (т.е. излучение шумового характера). Радиовещательные сигналы имеют узкую полосу и являются когерентными.

2. Космический радиосигнал не модулирован (за исключением сигналов пульсаров).

3. Средняя мощность космического сигнала считается постоянной, по крайней мере во время приема сигнала.

4. Излучение в радиолиниях молекул имеет значительно более узкий спектр, чем у других космических радиисточников, определяемый дисперсией скоростей излучающего газа и характером заселенности уровней молекул. В пределах полосы анализа сигнал также является шумовым.

5. Космический сигнал, хотя его спектр может быть падающим или растущим, в пределах полосы приема можно считать белым шумом. Нас интересует только средняя мощность излучения космического радиисточника, т.е. постоянная составляющая шума.

6. Принимаемая мощность от космических объектов обычно намного меньше собственных шумов приемника, а в случае источников с непрерывным спектром различие в мощностях может достигать нескольких порядков.

Для определенности рассмотрим прием космического сигнала на частоте f_0 в полосе Δf прямоугольной формы. На выходе радиометра после детектора присутствуют четыре компонента тока: постоянные составляющие полезного космического сигнала и шума приемного устройства и флуктуации этих величин, которые характеризуются своими среднеквадратичными значениями σ .

Космический сигнал $I_s + \delta I_s$.

Собственные шумы приемника $J_r + \delta J_r$.

Флуктуации шумов слабого космического сигнала значительно меньше флуктуаций шумов приемника, поэтому ими можно пренебречь, т.к. излучение идет от огромного ансамбля независимых частиц. Тогда можно считать, что на выходе детектора будут три составляющие тока:

$$I_{\text{det}} = I_s + J_r + \delta J_r.$$

На выходе детектора будет также флуктуационная составляющая

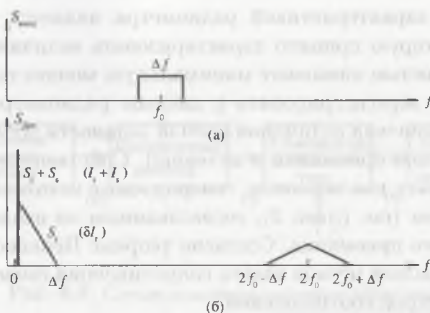


Рис. 4.7. Спектр выходного сигнала детектора

тока на удвоенной частоте входного сигнала ($2f_0$) в полосе частот от $2f_0 - \Delta f$ до $2f_0 + \Delta f$, поскольку детектор является нелинейным элементом. Спектр вариаций тока детектора показан на рис. 4.7 (б), а скобки даны соответствующие им компоненты тока детектора.

После детектора обычно включается в схему сглаживающий фильтр-интегратор, постоянная времени которого определяется из соотношения

$$1/f < \tau < 1/\Delta f.$$

Постоянную составляющую собственных шумов мы можем измерить и скомпенсировать или вовсе убрать. Тогда на выходе приемника останется постоянная составляющая полезного сигнала и средне-квадратичное значение флуктуаций шумов приемника $I_{\text{dct}} = I_s + \delta I_s$. Именно принципиальное различие этих величин позволяет принимать слабые космические сигналы на фоне более мощных собственных шумов приемника. При приеме широкополосного сигнала от космического радиоисточника мы собираем всю мощность, попадающую в полосу приемника, и измеряем среднюю мощность на единицу полосы частот (спектральную плотность).

Для грамотной обработки данных, полученных в наблюдениях, необходимо понимать принцип и основные особенности работы различных типов приемников космического радиоизлучения. Прием и выделение космического сигнала рассмотрим на примере компенсационного и модуляционного радиометров прямого усиления.

Основной характеристикой радиометра является его чувствительность, которую принято характеризовать величиной 1σ шума. Чувствительностью называют минимальную мощность сигнала, которую можно зарегистрировать с данным радиометром. Чувствительность ограничена величиной полной мощности шумов радиометра (сумма шумов приемника и антенны). Собственные шумы удобно рассматривать как тепловые, генерируемые некоторым условным сопротивлением (см. глава 3), согласованным со входом идеального, нешумящего приемника. Согласно теореме Нейквиста, величина мощности тепловых шумов такого сопротивления связана с физической температурой соотношением

$$P_r = k T_{\text{phys}} \Delta f,$$

где Δf – эффективная ширина полосы пропускания приемника до детектора. Величину T_{phys} , найденную из данного соотношения, называют эквивалентной шумовой температурой приемника. Ее можно обозначить как T_r .

4.2. Компенсационный приемник

Схемы приемников космического радиоизлучения отличаются способом компенсации постоянной составляющей шумов. Можно, например, принимать полную, суммарную мощность шумового сигнала, которая поступает от антенны и приемника, а компенсацию постоянной составляющей полных шумов осуществить дополнительным источником напряжения на выходе детектора с противоположной фазой либо после него в каком-либо другом элементе приемника.

Блок-схема компенсационного приемника представлена на рис. 4.8.

Преимущество компенсационного приемника перед модуляционными состоит в том, что он принимает сигнал в течение всего времени наблюдений, а модуляционные – только половину времени. По этой причине его теоретическая чувствительность самая высокая относительно других типов одноканальных радиометров.

На рис. 4.9 показаны форма сигнала и его спектр в различных каскадах компенсационного радиометра, обозначенных числами в скобках. Такое обозначение мы будем использовать в тексте при описании процессов, происходящих в соответствующих каскадах прием-

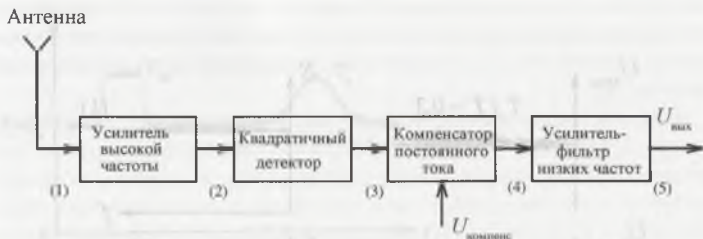


Рис. 4.8. Схема компенсационного приемника

ника. Калибровка сигнала осуществляется вводом в антенный тракт через элемент, названный направленным ответвителем, стабильного шумового сигнала от специального генератора белого шума.

Поскольку естественный сигнал космического источника не модулирован и является шумовым (белый шум), то для лучшей иллюстрации работы радиометра мы возьмем режим прохождения источника через диаграмму антенны радиотелескопа. Пусть для определенности сигнал составляет 30% относительно уровня полной мощности шумов радиометра (шумы приемника и антенны без сигнала).

Усиленный до определенного уровня сигнал (2) детектируется с помощью квадратичного детектора. На выходе детектора имеется постоянный уровень напряжения, пропорциональный полной мощности шумов. На него накладывается шумовой сигнал источника, отражающий во времени форму лепестка антенны (3). Наличие шумов приводит к флуктуациям выходного уровня сигнала. При неизменной мощности собственных шумов радиометра его чувствительность определяется средним квадратичным значением собственных шумов. Обычно эта величина пересчитывается ко входу радиометра для оценки его чувствительности.

Если полезный сигнал не превышает эти флуктуации, то увидеть его невозможно. Этим и определяется так называемая “естественная” чувствительность радиометра. После компенсации постоянной составляющей (4) сигнал усиливается и далее осуществляется его накопление (интегрирование), что эквивалентно пропуску сигнала через фильтр нижних частот (5).

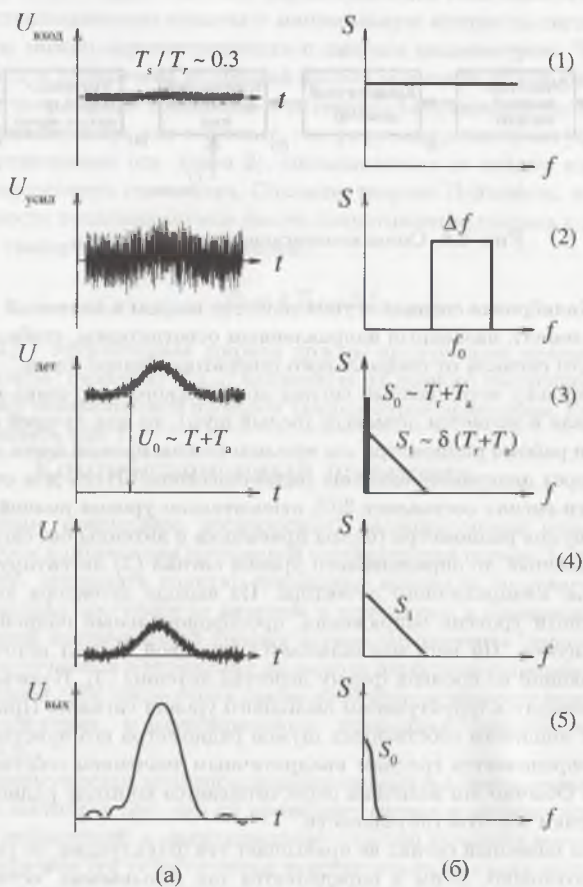


Рис. 4.9. Форма сигнала (а) и его спектра (б) в различных каскадах компенсационного радиометра

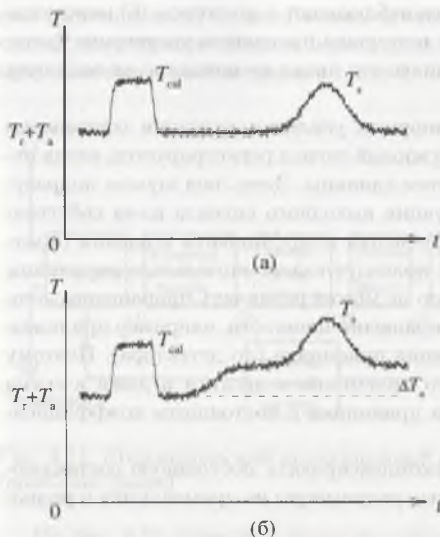


Рис. 4.10. Изменение выходного сигнала компенсационного радиометра при использовании квадратичного детектора

Естественная чувствительность оптимального компенсационного радиометра, обладающего помехозащищенностью и стабильностью усиления, равна

$$\Delta T_{\min} = \frac{T_r + T_a}{\sqrt{\Delta f \tau}}$$

В реальных условиях постоянная составляющая шумов на выходе радиометра нестабильна и ее непросто скомпенсировать. Нестабильность вызвана изменением уровня шумового сигнала, поступающего в антенну, и изменением коэффициента усиления приемника.

В случае медленного изменения фонового излучения при условии стабильного коэффициента усиления приемника первая причина не так страшна, как вторая, поскольку используется квадратичный детектор. Такие изменения полной шумовой мощности приведут лишь к изменениям мощности на входе детектора и напряжению постоянного тока на его выходе. Два случая, которые могут иметь место при наблюдениях прохождения источника через диаграмму антенны, показаны на рис. 4.10. В первом случае (а) фоновое излучение

постоянно в течение процесса наблюдений, а во втором (б) между калибровкой и прохождением источника произошло увеличение фонового излучения на ΔT_a . Однако это никак не повлияло на величину сигнала T_s .

При вариациях коэффициента усиления ситуация совершенно другая. Минимально обнаружимый сигнал регистрируется, когда отношение сигнал/шум не менее единицы. Здесь под шумом подразумеваются шумовые флуктуации выходного сигнала из-за собственных шумов радиометра. Изменения коэффициента усиления (кратковременные и медленные) приведут к дополнительным вариациям выходного сигнала. Детектор не может различать приращение мощности за счет сигнала от приращения мощности, например при повышении коэффициента усиления приемника (до детектора). Поэтому чувствительность реального приемника в десятки и даже в сотни раз ниже чувствительности приемника с постоянным коэффициентом усиления.

Ввиду невозможности скомпенсировать постоянную составляющую шумов компенсационные радиометры не применяются в радиоастрономии.

4.3. Модуляционный приемник для непрерывного излучения

Влияние на чувствительность приемника эффекта, связанного с изменениями коэффициента усиления, может быть уменьшено, если использовать принцип сравнения мощности сигнала, поступающего с антенны, с мощностью сигнала от стабильного шумового генератора. Шумовая температура последнего устанавливается такой, чтобы при отсутствии сигнала она равнялась бы шумовой температуре антенны ($T_{eq} = T_a$).

В радиоастрономии приемники космического радиоизлучения, основанные на этом принципе, получили самое большое распространение в мире и называются модуляционными приемниками (модуляционными радиометрами). Для приема излучения спектральных линий и в интерферометрических приемниках используют супергетеродинные приемники, в остальных случаях чаще всего используются приемники прямого усиления, позволяющие существенно расширить

полосу усиления и, следовательно, чувствительность. В радиотелескопах апертурного синтеза используются корреляционные радиометры, которые рассмотрены в главе 6.

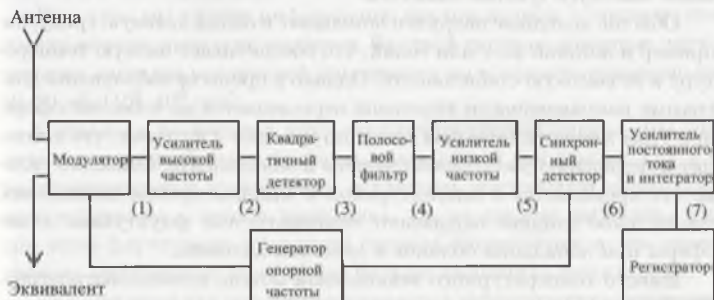


Рис. 4.11. Широкополосный модуляционный радиометр прямого усиления (приемник Дикке)

На рис. 4.11 приведена схема модуляционного приемника, предложенного Дикке. С помощью специального устройства, модулятора, ко входу приемника периодически на равные промежутки времени (симметричная модуляция) подключаются то антенна, то эквивалент. Эквивалентом может служить либо устройство с постоянной температурой, либо соседний участок неба, где нет источника. Частота модуляции должна быть достаточно высокой, чтобы коэффициент усиления не мог измениться в течение одного периода. Обычно ее выбирают в пределах от 50 до 500 Гц.

Эквивалентом антенны может быть источник шумового сигнала с известной средней мощностью. Чаще всего используются тепловые эквиваленты. Они представляют собой согласованную поглощающую нагрузку, исполненную в виде коаксиальной или волноводной линии и помещенную в среду с постоянной температурой. Имеются так называемые горячие нагрузки, которые имеют температуру выше температуры окружающей среды. Такие нагрузки подогреваются. Однако для телескопов, работающих в дециметровых и сантиметровых волнах, в качестве эквивалентов они не применяются, поскольку шумовая температура антенны значительно ниже темпе-

ратуры окружающей среды. В таких случаях используются охлаждаемые нагрузки. Это делается для того, чтобы шумовая температура системы была бы как можно ниже, что позволит получить более высокую чувствительность.

Обычно холодные нагрузки помещают в охлаждающую среду, например в жидкий азот или гелий, что обеспечивает низкую температуру и ее высокую стабильность. Однако в процессе наблюдения диаграмма направленности телескопа перемещается по небесной сфере, при этом меняется шумовая температура неба и антенны, что приводит к появлению расбаланса антенны и эквивалента. Особенно сильно это проявляется в сантиметровом и миллиметровом диапазонах, где сильное влияние оказывают температурные флуктуации атмосферы при попадании облаков в лепесток антенны.

Вместо температурного эквивалента можно использовать рупор. У зеркальных антенн устанавливают два идентичных облучателя, которые симметрично смещены относительно электрической оси телескопа и тем самым обеспечивают два направления наведения телескопа. Угловое расстояние между двумя направлениями должно быть больше, чем размер исследуемого источника, но обычно меньше размера облака. Использование двух облучателей позволяет получить на обоих выходах антенны близкие значения антенной температуры. Режим работы с переключением входа приемника с одного облучателя на другой называется диаграммной модуляцией. Этот вид модуляции является самым распространенным видом модуляции. После синхронного детектирования сигнал от облака как постоянная составляющая исключается. Вариации температуры атмосферы в облачную погоду также исключаются, если частота модуляции выше этих вариаций.

Теперь рассмотрим временные вариации сигнала и его спектры в различных узлах приемника. Это показано на рис. 4.12(а) и (б) соответственно. Для определенности и удобства рассмотрения работы приемника величина сигнала составляет 30% относительно полных шумов. Входная полоса приемника вырезает из спектра шумового сигнала его часть Δf (рис. 4.12(2)). Принимаемая мощность сигнала увеличивается пропорционально этой входной полосе:

$$P_{\text{вт}} = \frac{1}{2} k \cdot S \cdot \Delta f .$$

При этом флуктуации собственных шумов также увеличиваются, но, согласно статистике, в $\sqrt{\Delta f}$ раз. Ясно, что нам выгодно расширять входную полосу, так как отношение сигнал/шум с увеличением полосы растет в $\sqrt{\Delta f}$ раз.

При этом мы теряем информацию внутри полосы – считаем, что спектр внутри полосы не меняется. Входной сигнал с помощью двух–четырех каскадов усилителей усиливается по мощности примерно на 50–60 дБ (10^5 – 10^6 раз).

Поскольку из космоса идет немодулированный сигнал, мы можем его замодулировать на входе приемника и тем самым, как и в радиовещательных приемниках, исключить постоянную составляющую собственных шумов приемника. Но не следует забывать, что при этом флуктуации выходного сигнала сохраняются и чем выше уровень собственных шумов, тем больше амплитуда флуктуаций.

Эта операция как раз и осуществляется периодическим переключением входа приемника с антенны на эквивалент. При таком переключении сигнал оказывается модулированным по типу “есть–нет”, т.е. его спектр сдвигается вправо и влево на частоту модуляции (переключения) и ее нечетные гармоники. Собственные шумы приемника остаются немодулированными; таким образом, мы разнесли спектры сигнала и мешающих шумов. На выходе детектора будут три компонента тока, о которых говорилось выше (рис. 4.12(3)).

Так как при модуляции постоянная составляющая собственных шумов приемника (на нулевой частоте) и сигнал источника (флуктуирующий в окрестностях частоты модуляции) разнесены по частоте, нам не трудно избавиться от постоянной составляющей шумов приемника. Это можно сделать, например, пропустив сигнал через переходную цепочку (RC цепочка).

Далее сигнал поступает в усилитель низкой частоты, который вырезает спектр вокруг центральной частоты сигнала (рис. 4.12(5)). Полосу усилителя низкой частоты (УНЧ) делают такой, чтобы пропустить несколько гармоник частоты модуляции, если ее форма отлична от синусоиды, например в виде меандра (что чаще всего используется). Для простоты на рис. 4.12(6) показана лишь первая гармоника частоты модуляции.

Напомним, что спектр меандра (есть–нет) состоит из ряда последовательно уменьшающихся по амплитуде гармоник на частотах

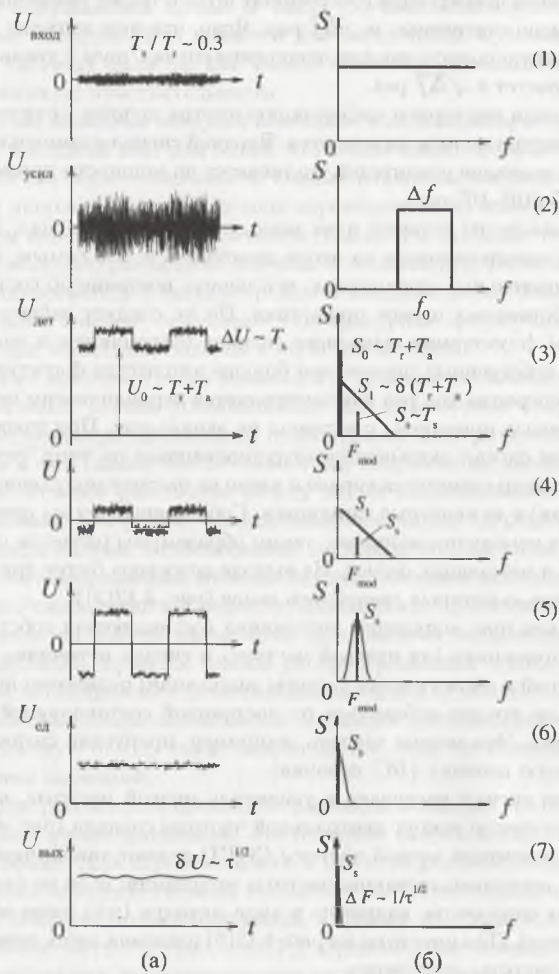


Рис. 4.12. Форма сигнала (а) и его спектра (б) в различных каскадах модуляционного приемника

F_{mod} , $3F_{\text{mod}}$, $5F_{\text{mod}}$ и т.д.; если мы оставим только одну, первую гармонику, то на выходе вместо прямоугольной формы модуляции сигнала получим синусоидальную форму. При прохождении сигнала через УНЧ убирается часть флуктуаций шумов – шумы вне полосы УНЧ.

Для удобства регистрации теперь нам остается перенести спектр сигнала к нулевым частотам (на постоянный ток). Это делает второй детектор (синхронный или фазовый, поскольку детектирование происходит в фазе с модулированием). После синхронного детектора остаются постоянная составляющая сигнала и остатки собственных шумов (рис. 4.12(6)).

Флуктуации собственных шумов приемника (постоянную составляющую мы убрали) растут пропорционально корню квадратному из полосы приема, в то же время энергия принимаемого космического сигнала (постоянная) растет пропорционально полосе. Поэтому отношение сигнал/шум увеличивается пропорционально корню квадратному из полосы приема.

Есть еще возможность увеличить чувствительность – увеличить время приема сигнала (накопление сигнала). При этом полезная энергия растет пропорционально времени накопления, а флуктуации собственных шумов растут пропорционально корню квадратному из времени накопления (см. любой курс статистики).

Чувствительность радиометра по антенной температуре – минимальный прирост антенной температуры (среднеквадратичное отклонение, приведенное ко входу), которое радиометр может различить, будет следующая:

$$\Delta T_a = \alpha \frac{T_r + T_a}{\sqrt{\Delta f_r \cdot \tau}},$$

где τ – время накопления, Δf – высокочастотная полоса приемника, α – коэффициент, зависящий от схемы приемника.

Для модуляционной схемы этот коэффициент равен 2. Причем $\sqrt{2}$ возникает за счет сравнения двух флуктуирующих уровней (например, сигналов антенны и эквивалента) и $\sqrt{2}$ – из-за потери времени наблюдений полезного сигнала в модуляционном режиме работы радиометра.

В результате мы можем принять сигнал в $\sqrt{\Delta f_r \cdot \tau}$ меньше собственных шумов радиометра.

Реально минимально обнаружимый сигнал составляет $(3-5)\sigma$. В принципе, если точно знать положение источника, то в режиме сканирования участка неба можно определить поток и по уровню σ . Однако при этом ошибка в определении потока будет 50–100%.

Осуществить накопление можно аппаратно, пропуская сигнал и флуктуации шума через узкополосный низкочастотный (выходной) фильтр. При этом выходной фильтр должен иметь полосу пропускания, равную ширине спектра приходящего сигнала. В формулах используется эквивалентная ширина спектра, которая представляет собой прямоугольник, содержащий столько же энергии, сколько содержится и в спектре источника.

При увеличении времени наблюдения источника его спектр становится уже, поэтому мы можем поставить на выходе фильтр с такой полосой ΔF , которая соответствует времени наблюдения источника:

$$\Delta F \approx \frac{1}{\tau}.$$

После фильтра флуктуации шума приемника уменьшатся в $\sqrt{\Delta F}$.

Отсюда ясна прямая связь между параметрами используемого фильтра и временем наблюдения источника. Чем больше время накопления сигнала от источника, тем уже его спектр, а значит, мы можем использовать более узкополосный фильтр и еще больше уменьшить уровень собственных шумов приемника. Далее накопление можно осуществить в компьютере при обработке. Для увеличения чувствительности источник можно, например, сопровождать в течение определенного времени либо складывать несколько отдельных проходов источника через диаграмму антенны.

Сравнивают чувствительности всех приемников при времени накопления $\tau = 1$ сек.

Существенным недостатком модуляционной схемы по отношению к компенсационной является потеря времени накопления сигнала при наблюдениях в два раза, так как половину времени антенна смотрит на соседний участок неба (либо приемник подключен к эквиваленту антенны). Эту потерю можно компенсировать увеличением времени накопления сигнала.

При неподвижной антенне время прохождения источника через диаграмму, которое является и временем накопления сигнала, зави-

сит от ширины диаграммы и координат объекта:

$$t_{\text{scan}} = \frac{\theta''}{v}, \quad v = 15 \frac{''}{\text{sec}} \cdot \cos \delta \cdot \cos q;$$

v – суточная скорость движения источника в меридиане,

δ – склонение источника,

θ – ширина диаграммы направленности антенны,

q – параллактический угол источника.

При наблюдении в меридиане параллактический угол равен нулю, и время прохождения через диаграмму равно $t_{\text{scan}} = \frac{\theta''}{15} \cos \delta$.

При одинаковой ширине диаграммы в угловых минутах время прохождения источника зависит от координат источника, а чем больше время прохождения источника, тем выше чувствительность радиотелескопа.

Чувствительность радиотелескопа по плотности потока получается из чувствительности по антенной температуре:

$$\Delta S = \frac{2k\Delta T}{A_{\text{eff}}},$$

где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ (Вт сек/Гц) – постоянная Больцмана.

4.4. Приемники для радиолиний

Для исследования космических источников, которые излучают в радиолиниях атомов и молекул, также применяются модуляционные приемники, но они имеют ряд особенностей по сравнению с приемниками для приема непрерывного излучения. Особенность состоит в том, что излучение источников континуума регистрируют по возможности в более широкой полосе частот для увеличения чувствительности, поскольку спектральная плотность сигнала практически постоянная. При исследовании радиолиний нас интересует именно спектральная плотность излучения, т.е. распределение мощности излучения по частоте.

4.4.1. Формирование схемы приемника для радиолиний

На рис. 4.13 приведен типичный пример эмиссионной линии одного из источников мазерного излучения в линии водяного пара на

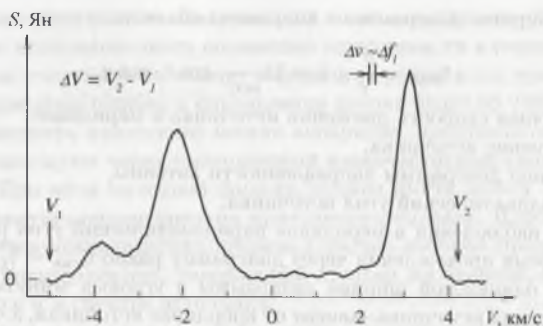


Рис. 4.13. Спектр одного из мазерных источников в линии $\lambda = 1.35$ см

$\lambda = 1.35$ см. В качестве примера мы показываем мазерный источник, поскольку спектры деталей более узкие по отношению к обычным радиолиниям и требования к спектральному радиометру более жесткие. Как видно из рисунка, отдельная эмиссионная деталь справа имеет ширину около 0.7 км/с (по уровню половинной мощности), а дисперсия скоростей полного спектра ΔV составляет около 9 км/с и вызвана она эффектом Доплера, поскольку каждая область, создающая излучение отдельной детали спектра, имеет свою лучевую скорость.

Пересчет частот в лучевые скорости проводят по формуле Доплера. Для линии H_2O на $\lambda = 1.35$ см величина $\Delta V = 1$ км/с соответствует ширина частотного интервала Δf около 75 кГц.

Минимальное необходимое частотное разрешение спектрометра Δf_1 определяется шириной самой узкой спектральной детали, т.е. величиной Δf_1 . Обычно оно в 5 – 10 раз уже ширины отдельной эмиссионной детали в спектре. Таким образом, число спектральных каналов и полоса пропускания каждого из них определяется шириной полного спектра и точностью отображения его структуры.

Для точного воспроизведения формы линии необходимо также ее стабильное положение по шкале частот. Напомним, что поскольку анализ сигнала невозможно проводить на частоте приходящего сигнала, то с помощью гетеродина осуществляется понижение частоты

сигнала до частоты, на которой удобно проводить спектральный анализ сигнала. Стабильность положения линии зависит от стабильности частоты первого гетеродина. Определим требования к гетеродину. Нестабильность частоты не должна превышать значения приблизительно 0.2 от спектрального разрешения анализатора. В случае мазерных источников $\text{H}_2\text{O} - \delta f_{\text{get1}} \leq 2$ кГц. Частота принимаемой линии равна $f_s = 22.494$ ГГц. Следовательно, относительная нестабильность частоты гетеродина не должна превышать $\delta f_{\text{get1}}/f_s \approx 10^{-7}$.

Для приема сигнала радиолиний обычно используются супергетеродинные приемники, как правило, с двойным и даже с тройным преобразованием (понижением) частоты сигнала. Анализ спектра радиолинии производится с помощью одного из трех типов анализаторов спектра: классического многоканального фильтрового, акустооптического либо автокорреляционного. В первых двух типах применяется аналоговый метод анализа сигнала. В фильтровом анализаторе разделение сигнала по частотным каналам осуществляется с помощью гребенки фильтров, которые находятся до детекторов. Сигнал на выходе каждого фильтра дает одну точку в спектре линии. В автокорреляторе используется цифровой метод обработки сигнала. Сначала получается автокорреляционная функция, а затем с помощью преобразования Фурье – исходный спектр.

Применение описанных выше способов анализа зависит от конкретных задач и имеет особенности и ограничения. Для молекулярных и рекомбинационных линий в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн радиолинии относительно широкие и используются фильтровые либо акусто-оптические анализаторы спектра. Однако их трудно осуществить при узкополосном сигнале (например, мазерное излучение). В этом случае применяется автокорреляционный метод анализа. В настоящее время цифровая техника позволила существенно расширить возможности автокорреляторов и уже нет такой разницы между аналоговым и цифровым методами анализа. А достижения в кристаллооптике позволили существенно повысить разрешение акусто-оптических анализаторов. Ниже мы рассмотрим все три типа анализаторов спектра: два аналоговых (фильтровой и акустооптический) и цифровой (автокорреляционный).

На рис. 4.14 представлена типичная схема супергетеродинного приемника для наблюдений радиолиний.

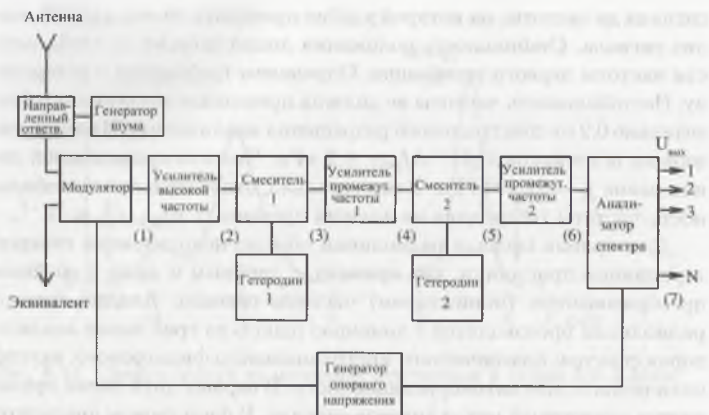


Рис. 4.14. Схема модуляционного супергетеродинного приёмника для наблюдений в радиолиниях

Первый смеситель переводит сигнал на первую промежуточную частоту, второй смеситель – на более низкие частоты, на которых удобно проводить дальнейший анализ сигнала в многоканальном “анализаторе спектра”. Требования к первому гетеродину мы определили выше. Стабильность второго гетеродина может быть существенно ниже первого (~ 100 раз), поскольку частота сигнала после первого преобразования обычно составляет 50–150 МГц.

Работа каждого спектрального канала в отдельности ничем не отличается от работы описанного выше одноканального модуляционного радиометра.

При приеме радиолинии не удастся набирать энергию за счет широкой полосы, поэтому чувствительность этих приемников значительно ниже, чем для непрерывного спектра. Для увеличения чувствительности проводят накопление сигнала, сопровождая источник иногда часами. Для расчета чувствительности приемников спектральных линий вместо высокочастотной полосы приемника Δf берется спектральное разрешение спектрометра, т.е. величина Δf_1 .

4.4.2. Виды модуляции в спектральных радиометрах

В спектральных радиометрах используют три вида модуляции:

- 1) амплитудная;
- 2) диаграммная;
- 3) частотная.

Первые две были рассмотрены в разделе 4.3 для модуляционных приемников непрерывного спектра. Применение их в спектральных приемниках ничем не отличается.

Частотная модуляция исторически берет начало с первых наблюдений радиолинии межзвездного нейтрального водорода на $\lambda = 21$ см, когда использовались только смесительные приемники. Модуляция осуществлялась изменением частоты первого высокостабильного гетеродина на большую величину, чем ширина профиля линии принимаемого сигнала. Для устранения разбаланса, который может возникать при разных значениях частоты гетеродина, использовалась специальная система автоподстройки амплитуды. Модуляция выполнялась по входу для того, чтобы избежать влияния возможных нестабильностей коэффициента усиления приемника.

Использование частотной модуляции в дециметровом диапазоне стало возможным, поскольку шумовая температура атмосферы невысокая и, что не менее важно, атмосфера более или менее стабильная, чего нельзя сказать об аналогичных параметрах на сантиметровых и особенно на миллиметровых волнах (см. глава 2). Этот способ модуляции позволяет исключить постоянную составляющую собственных шумов антенны и приемника, а также сигнал континуума. Однако в отличие от амплитудной модуляции, осуществляемой по входу приемника, здесь происходит модуляция собственных шумов приемника, что накладывает очень жесткие требования на стабильность амплитудно-частотной характеристики входного усилителя.

Метод частотной модуляции используется на Большом радиотелескопе в Нансэ (Франция) в радиометре для наблюдений радиолинии гидроксила на $\lambda = 18$ см.

4.4.3. Фильтровой анализатор спектра

Самыми первыми и наиболее доступными анализаторами спектра были фильтровые (рис. 4.15(а)). С помощью фильтра-усилителя вырезается участок спектра шириной Δf_i . Фильтры располагаются вплотную один за другим и перекрывают полную полосу частот $N \cdot \Delta f_i$, образуя при этом так называемую “гребенку” фильтров (рис. 4.15(б)). Полосу пропускания каждого фильтра стремятся сделать как можно ближе к прямоугольной; стыкуются соседние фильтры по уровню 0.5 по мощности.

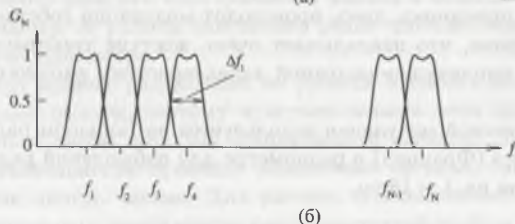
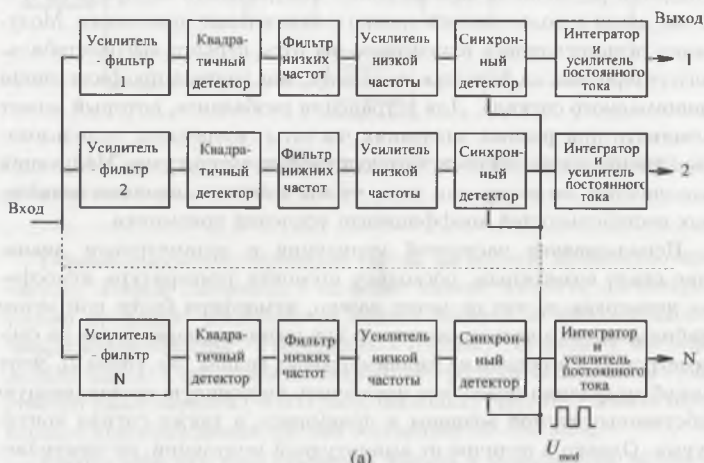


Рис. 4.15. Фильтровой анализатор спектра

Перечислим требования к фильтровому анализатору:

- стабильность положения по частоте каждого фильтра;
- стабильность формы полосы пропускания фильтров;
- квадратичность детектора каждого канала на протяжении достаточно большого участка его характеристики;
- стабильность усиления каждого канала.

Невыполнение хотя бы одного из условий может привести к искажению формы спектральной линии.

4.4.4. Акустооптический спектрометр

На рис. 4.16 показана схема акустооптического спектрометра. “Сердцем” спектрометра является модулятор. На него подаются два сигнала: радиосигнал с выхода приемника $V(t)$ и монохроматический световой луч от лазера, расширенный с помощью специальной системы призм или линз.

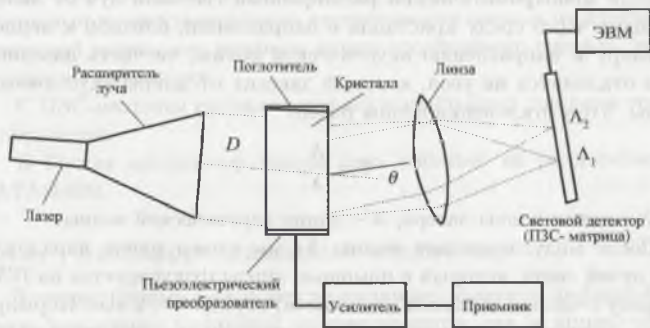


Рис. 4.16. Акустооптический анализатор спектра

Основой модулятора служит кристалл с малыми потерями и большой активностью. Наиболее подходящим является кристалл из парателлурита (TeO_2). На одной стороне кристалла устанавливается пьезоэлектрический преобразователь, а на противоположной – поглотитель (специальное поглощающее вещество). Пьезоэлектрический преобразователь преобразует сигнал с выхода приемника в акустическую волну, которая распространяется в кристалле. В другом

направлении волна не распространяется, поскольку плотность вещества кристалла больше плотности воздуха. Оптимальная частота сигнала с приемника составляет от нескольких десятков до нескольких сотен МГц.

Волна вызывает модуляцию плотности вещества кристалла. Это приводит к образованию в кристалле дифракционной решетки (дифракция Брегга). Важно отметить, что для каждой длины акустической волны образуется своя дифракционная решетка. Поглотитель необходим для устранения отраженной волны. В модуляторе используют кристаллы с возможно большей апертурой (обычно порядка 4–6 см), чтобы избежать дифракцию узкого луча и тем самым увеличить разрешение спектрометра, которое определяется по формуле:

$$\delta\theta = \frac{\lambda}{D}, \quad (1)$$

Здесь D – диаметр расширенного луча от лазера.

Если монохроматический расширенный световой луч от лазера проходит через среду кристалла в направлении, близком к перпендикулярно к направлению акустической волны, то часть лазерного луча отклонится на угол, который зависит от длины акустической волны. Угол отклонения волны равен:

$$\theta = \frac{\Lambda}{\lambda},$$

где λ – длина волны лазера, Λ – длина акустической волны.

После модулятора для волны Λ_1 мы имеем пучок параллельных лучей света, который с помощью линзы фокусируется на ПЗС-матрицу с числом пикселей (элементов) порядка 1–2 тыс. Нормированное распределение энергии сфокусированного пучка описывается функцией

$$w_n \propto \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2.$$

Главный максимум дифракционной картины должен занимать не более 2 пикселей ПЗС-матрицы, чтобы не потерять её информативные возможности. Пусть для акустической волны Λ_1 угол отклонения равен θ_1 , а для волны Λ_2 – θ_2 . Если главный максимум второй волны приходится на первый минимум первой волны, то $\Delta = \lambda_2 - \lambda_1$ будет спектральным разрешением, которое определяется формулой 1.

Интенсивность света, отклоненного в определенном направлении θ , зависит от мощности сигнала на соответствующей частоте акустической волны Λ .

Как мы уже отмечали, в качестве источника монохроматического света используется лазер. Монохроматическая волна должна иметь линейную или круговую поляризацию. Для этого после лазера применяются специальные поляризационные элементы.

Если освещать кристалл равномерно с резким спадом интенсивности на краях кристалла (прямоугольная форма), то в дифракционной картине вторичные максимумы будут всего лишь на 13 дБ слабее основного. Поэтому освещение делают с более плавным спадом на краях (например, колокообразной формы). Этим можно существенно уменьшить амплитуду вторичных, а тем более последующих максимумов, и значительно увеличить динамический диапазон изменений сигнала, поступающего из приемника.

Как мы показали выше, каждой длине акустической волны соответствует свой угол отклонения луча света. Это значит, что на матрице получена зависимость интенсивности сигнала от длины акустической волны, т.е. профиль линии исследуемого сигнала, поступающего с приемника.

С ПЗС-матрицы сигнал поступает в компьютер для регистрации и обработки.

В России анализатор такого типа работает на радиотелескопе РАТАН-600.

4.4.5. Автокорреляционный анализатор

В связи с бурным развитием и совершенствованием цифровой техники (как самих цифровых микроэлементов, так и компьютеров) наиболее распространенным становится автокорреляционный способ анализа сигнала, который все более и более вытесняет другие способы. Метод основан на том, что для любой, зависящей от времени функции, можно найти соответствующий ей спектр.

Принцип автокорреляционного анализа. Пусть сигнал со сложным спектром занимает полосу частот от 0 до F . Выше мы показали, что для регистрации спектра этого сигнала (распределение энергии по частоте) можно применить набор фильтров, распо-

женных один за другим по частоте. Каждый фильтр регистрирует величину сигнала на своей частоте F_i ($0 < F_i < F$). Таким образом, вместо непрерывной функции распределения мощности по частоте мы получаем набор дискретных ее значений – спектр сигнала с некоторым частотным разрешением.

Рассмотрим теперь другой способ анализа спектра, т.е. другой способ получения спектра сигнала, который занимает полосу частот от 0 до F . Чтобы не потерять информацию о спектре сигнала, достаточно знать лишь дискретные значения этого сигнала через интервалы времени $\tau = 1/2F$ (теорема Котельникова). Назовем такой интервал минимальным временем корреляции (τ_{\min}). Если регистрировать сигнал чаще, т.е. $\tau < \tau_{\min} = 1/2F$, то отсчеты уже не будут независимыми и никакой новой информации о функции они не дадут. Максимальное время корреляции определяется разрешением, с которым надо получить спектр исследуемого сигнала:

$$\tau_{\max} = \tau_{\min} \cdot N = \frac{N}{2f},$$

где N – число каналов. В этом случае спектральное разрешение определяется из соотношения:

$$b = \frac{2F}{N}. \quad (2)$$

На рис. 4.17(а) показаны изменения некоторой функции во времени – например, изменения напряжения. В некоторые моменты времени функция пересекает ось x , т.е. принимает нулевые значения. Например, в случае синусоиды ось x пересекается через равные промежутки времени. Именно моменты пересечения оси x несут в себе информацию о спектре функции. Чем чаще это происходит, тем выше частота сигнала и наоборот. Промежуточные значения функции не несут никакой информации о спектре функции. Поэтому для получения информации о спектре можно провести ограничение функции по амплитуде (рис. 4.17(б)), которая называется клипированием. После этого нас интересует лишь знак сигнала, т.е. $+1$, или -1 .

Введем понятие тактовой частоты:

$$f_t = 2F, \quad (3)$$

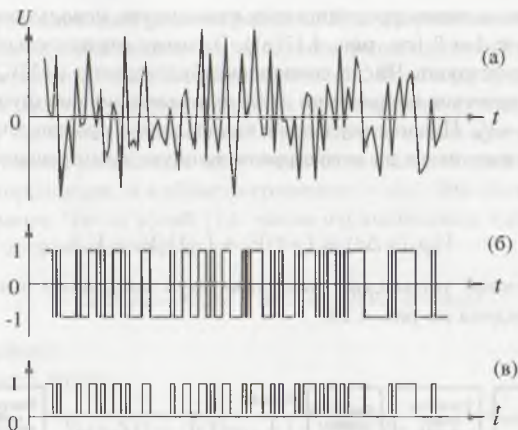


Рис. 4.17. Ограничение сигнала в автокорреляторе

и, кроме того, пусть $\tau_{\max} = t$, $\tau_{\min} = \Delta t$ и $\tau = n \Delta t$. Здесь $\Delta t = t/N$, а переменный параметр n меняется в пределах от 0 до N .

После клипирования в специальном устройстве, называемом схемой задержки, проводится сдвиг ограниченной по амплитуде функции на время $\Delta t, 2\Delta t, 3\Delta t, \dots, (N-1)\Delta t$. Далее в схемах совпадения осуществляется корреляция сигналов, полученных с разными задержками, с основным сигналом. Число таких схем равно N и называются они спектральными каналами. Корреляция проводится с интервалами, равными промежуткам времени между тактовыми импульсами, т.е. τ_{\min} . Возможны три типа совпадений:

- 1) положительные совпадения $+1$;
- 2) отрицательные совпадения -1 ;
- 3) отсутствие совпадений.

Максимально возможное число совпадений равно числу тактовых импульсов. Возьмем временной интервал t . Число тактовых импульсов при тактовой частоте f_t равно $V_0 = f_t \cdot t$. Пусть число положительных совпадений составляет $(+1)V_n$. Тогда число отрицательных совпадений равно $(-1)V_n$ в силу свойства функции, для которой среднее значение равно нулю. Отсутствие совпадений равно $(V_0 - 2V_n)$.

Обычно в автокорреляционных приемниках используются лишь два уровня: 1 и 0 (см. рис. 4.17(в)). Поэтому отрицательные совпадения отсутствуют. Число совпадений будет равно $(+1)V_n$, а число нулей (отсутствие корреляции либо нулевые значения функций) составит $V_0 - V_n$. Число импульсов в канале равно произведению числа тактовых импульсов на автокорреляционную нормированную функцию

$$V_0 \rho_y(n \Delta t) = (+1)V_n + (-1)(V_0 - V_n). \quad (4)$$

Блок-схема устройства, выполняющего описанные выше операции, приведена на рис. 4.18.

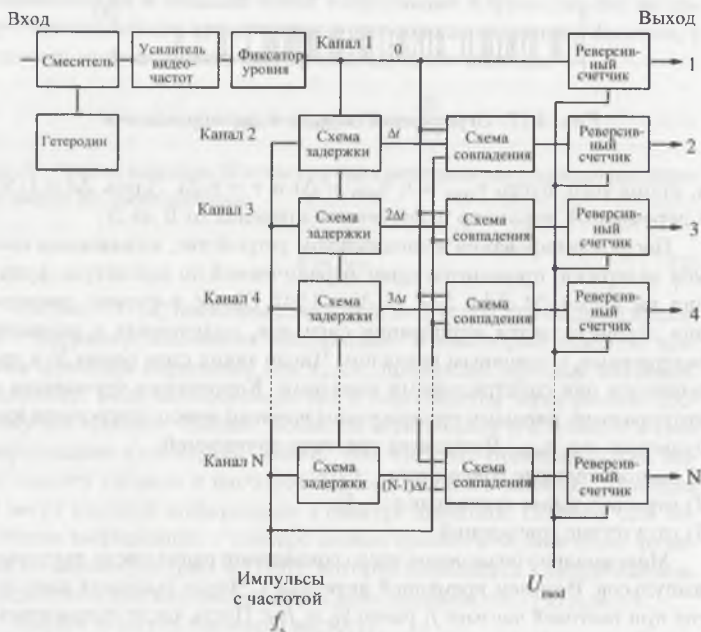


Рис. 4.18. Блок-схема автокоррелятора

Модуляционный режим работы. Как мы отмечали выше, при спектральных наблюдениях используется модуляционный режим работы приемного устройства радиотелескопа. Половину времени ($t/2$) приемник работает в области приема спектральной линии, а другую половину – в области сравнения. Пусть за это время при наведении радиотелескопа на область излучения спектральной линии произошло n_{1s} корреляций, а в области сравнения – n_{1c} . Это соответствует числу единиц (т.е. число отрицательных единиц и отсутствие корреляций) равно

$$(-1)(V_0/2 - n_{1s}) \quad \text{и} \quad (-1)(V_0/2 - n_{1c})$$

соответственно.

Для области линии:

$$V_0(n \Delta t) = (+1)n_{1s} + (-1)(V_0/2 - n_{1s}),$$

для области сравнения:

$$V_0(n \Delta t) = (+1)n_{1c} + (-1)(V_0/2 - n_{1c}).$$

Составим разность:

$$\begin{aligned} V_0 \delta \rho_y(n \Delta t) &= (+1)n_{1s} + (-1)(V_0/2 - n_{1s}) - (+1)n_{1c} - (-1)(V_0/2 - n_{1c}) \\ &= (+1)n_{1s} + (-1)(V_0/2) + (-1)n_{1c} + (+1)(V_0/2 - n_{1c}) \\ &= (+1)(n_{1s} + V_0/2 - n_{1c}) + (-1)(n_{1c} + V_0/2 - n_{1s}) = 2(n_{1s} - n_{1c}). \end{aligned}$$

Отсюда для разности автокорреляционных функций в направлении источника и области сравнения имеем:

$$\delta \rho_y(n \Delta t) = \frac{2(n_{1s} - n_{1c})}{V_0}. \quad (5)$$

Величина автокорреляционной функции в направлении области сравнения $\delta \rho_{yc}$ не зависит от исследуемого источника и определена лишь формой полосы пропускания приемника. Поэтому нам не надо знать ее в процессе наблюдения самого источника, а достаточно определить до наблюдения источника, т.е. провести калибровку. Для этого включается шумовой генератор и подсчитывается число

импульсов в каждом канале в обычном нереверсивном режиме. Для калибровки спектра также используется специальный широкополосный канал.

После исправления за клипирование сигнала автокорреляционную функцию можно записать в виде

$$\delta\rho_x = 2 \sin\left(\frac{\pi}{4} \delta\rho_y\right) \cos\left[\frac{\pi}{4} (\delta\rho_{yc} + \delta\rho_y)\right]. \quad (6)$$

Далее дискретизированное представление автокорреляционной функции с помощью преобразования Фурье (см. Прилож. А) переводится в искомое распределение энергии по частоте $\delta p(f)$, т.е. в спектр

$$\delta p(f) = 2\Delta t \sum_{n=0}^N \delta\rho_x(n\Delta t) w(n\Delta t) \cos(2\pi f \Delta t). \quad (7)$$

Здесь $w(n\Delta t)$ – некоторая весовая функция, связанная с амплитудно-частотной характеристикой приемника.

Автокорреляционный метод анализа имеет ряд преимуществ по сравнению с фильтровым. Поскольку сигнал подвергается ограничению (клипированию), не имеют большого значения вариации коэффициента усиления. Изменяя значение тактовой частоты, мы тем самым изменяем спектральное разрешение – чем ниже тактовая частота, тем выше спектральное разрешение, но уже полная полоса анализа при сохранении числа каналов.

Трудность состоит в создании видеоусилителя с формой полосы пропускания, близкой к прямоугольной, и высококачественного клипирования сигнала.

4.5. Разновидности модуляционных радиометров

В зависимости от научных задач и технических возможностей на основе рассмотренного выше модуляционного типа радиометра для работы на одиночных антеннах построены различные его модификации, например:

- балансный (нулевой) одноканальный радиометр;
- двухканальный;

– корреляционный и другие типы радиометров.

Корреляционные радиометры также используются и для работы на двух антеннах.

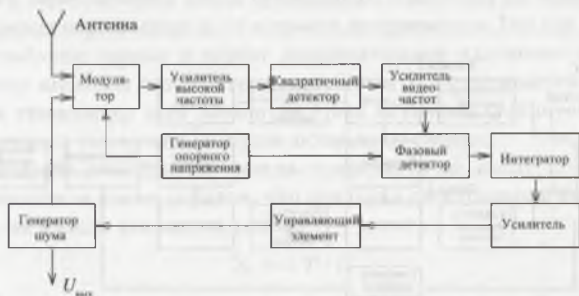


Рис. 4.19. Блок-схема нулевого (балансного) радиометра

В основе работы нулевого балансного радиометра лежит непрерывное выравнивание шумовых мощностей при обоих положениях модулятора: на эквиваленте и антенне. Блок-схема такого радиометра показана на рис. 4.19. Полезный сигнал, а также излучение атмосферы меняются, что приводит к изменению выходного сигнала в обычных модуляционных приемниках. Для выравнивания сигналов на входе приемника эталонная нагрузка (эквивалент) имеет регулируемый источник шума, мощность которого регулируется интегрирующим звеном приемника так, что на выходе приемника сигнал всегда равен нулю. Выходным сигналом нулевого радиометра является уровень мощности регулируемого источника шума, подаваемого в тракт эквивалента.

Напомним, что в обычном модуляционном радиометре сигнал от источника поступает в приемник (входной элемент радиометра) только в течение половины времени наблюдений. В течение другой половины времени поступает сигнал от эквивалента, что приводит к потере чувствительности в 2 раза относительно компенсационного. Эти потери можно частично скомпенсировать, если использовать двухканальный приемник (рис. 4.20). Когда в первый полупериод частоты модуляции в первый приемник поступает сигнал с антенны, во

второй поступает сигнал с эквивалента. Во второй полупериод модуляции – наоборот, т.е. сигнал с антенны подключается попеременно к двум приемникам (каналам). Далее сигналы с обоих приемников поступают на сумматор, где производится их сложение.

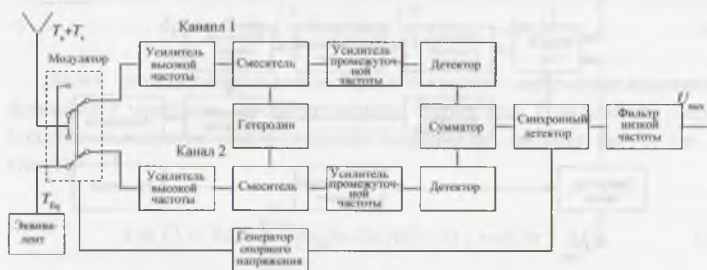


Рис. 4.20. Блок-схема двухканального радиометра

Поскольку шумы двух приемников не коррелированы, то их выходная мощность увеличивается в $\sqrt{2}$ раз, в то время как сигналы коррелированы и их мощность возрастает в 2 раза. В итоге имеем выигрыш в чувствительности в $\sqrt{2}$ раза относительно чувствительности одноканального радиометра. Но все же чувствительность такой схемы хуже, чем простейшей компенсационной в $\sqrt{2}$, поскольку шумят два канала приемника.

В корреляционном радиометре сигналы от двух приемников поступают на коррелятор, где происходит перемножение сигналов. В таком устройстве некоррелированные шумы приемников не дают постоянного сигнала на выходе. Сигналы же от источника, проходящие через два приемника, являются коррелированными и после перемножения дадут постоянное напряжение на выходе коррелятора. Таким образом, нестабильность коэффициента усиления и другие факторы не оказывают влияние на чувствительность корреляционного радиометра.

В результате в корреляционных радиометрах достигается выигрыш в чувствительности в $\sqrt{2}$ раза относительно одноканального радиометра, а также повышается стабильность, что позволяет реализовать техническую чувствительность.

4.6. Шумовая температура приемников

Между антенной и приемником всегда находятся пассивные элементы. Они служат для ввода калибровочного сигнала, периодического переключения входа приемника с антенны на эквивалент, устранения отраженных волн в тракте до приемника. Все эти элементы ослабляют сигнал и вносят дополнительное излучение в тракт. Поэтому шумовая температура приемника T_r складывается из шумовых температур всех элементов – как активных (усилители), так и пассивных (элементы, которые ослабляют сигнал).

Шумовая температура всегда приводится ко входу приемника или усилителя таким образом, что реальная спектральная мощность шума на выходе усилителя равна

$$S_r = k T \cdot G ,$$

где G – коэффициент усиления. Для получения полной мощности надо величину S_r умножить на ширину полосы усилителя:

$$P_r = k T \cdot G \cdot \Delta f .$$

Важной характеристикой пассивных элементов является коэффициент передачи, определяемый как $L = P_{\text{exit}}/P_{\text{entr}}$. Этот параметр меняется в пределах от 0 (полное поглощение волны) до 1 (отсутствие поглощения). Иногда пользуются обратной величиной $1/L$, которая характеризует величину ослабления сигнала и меняется от 1 (нет потерь) до ∞ (полное поглощение). Часто потери сигнала в пассивных элементах считаются в децибелах, что очень удобно для оценки как самих потерь, так и величины шумовой температуры пассивного элемента, которая может быть определена из соотношения

$$T_r^e = T_{\text{phys}} \frac{1 - L}{L} ,$$

где T_{phys} – физическая температура, при которой находится элемент. Пассивные элементы, стоящие на входе приемника (до первого усилителя), ослабляют приходящий сигнал и, кроме того, вносят свои шумы в общую шумовую температуру приемника.

Если в приемнике несколько усилителей, то их общая шумовая температура равна:

$$T_r^{\text{rec}} = T_r^1 + \frac{T_r^2}{G_1} + \frac{T_r^3}{G_2 \cdot G_1} + \dots ,$$

где T_r^1 , G_1 – шумовая температура и усиление 1-го усилителя, T_r^2 , G_2 – шумовая температура и усиление 2-го усилителя и т.д.

Когда сигнал приходит к входу второго усилителя, он уже усилен первым усилителем, поэтому шумы на вход приемника пересчитываются через коэффициенты усиления предыдущих усилителей. Итак, общая шумовая температура приемника рассчитывается по формуле

$$T_r = \frac{1-L}{L} T_{\text{phys}} + \frac{T_r^{\text{rec}}}{L}.$$

Величина L обычно составляет 0.9–0.98.

Для уменьшения шумовых температур элементов нужно уменьшить их физическую температуру. Для этого приемник или его вход часто помещается в криостат с азотом или гелием. В современных приемниках удается снизить шумовую температуру до 10 К, так что чувствительность определяется в основном шумами антенны.

Шумовая температура антенны T_a складывается из шумовой температуры неба (атмосферы, Галактики, Метагалактики), температуры излучения Земли, попадающего в боковые лепестки, и температуры конструкций телескопа. Реально шумовые температуры антенн редко бывают ниже 20 К.

4.7. Элементы радиометров

Область сверхвысоких частот делится на диапазоны:

метровый	1 – 10 м
дециметровый	10 см – 1 м
сантиметровый	1 см – 10 см
миллиметровый	1 мм – 1 см
субмиллиметровый	0.1 – 1 мм

В зависимости от длины волны для передачи высокочастотной электромагнитной энергии используются коаксиалы, волноводы или полосковые линии. На метровых волнах применяются исключительно коаксиалы (кабели, фидеры). Волноводы неприемлемы из-за их больших габаритов и веса.

Приведем таблицу общепринятых названий частотных диапазонов и соответствующих им длин волн, частот и элементов, используемых в соответствующих диапазонах.

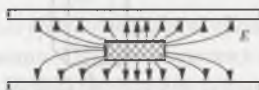
Таблица 4.1

Общепринятые названия частотных диапазонов и элементов

ВОЛНЫ	ЧАСТОТЫ	ЛИНИИ СВЯЗИ	ЭЛЕМЕНТЫ
Длинные, средние >100 м	Низкие <3 МГц	Двух- проводные	С сосредоточенными параметрами: сопротивления, конденсаторы, индуктивности, диоды, транзисторы и микросхемы низкочастотные
Короткие 10-100 м	Высокие 3-30 МГц	Коаксиалы	То же, только более высокочастотные диоды и транзисторы
Ультра- короткие, <10 м	Сверх- высокие, >30 МГц	Коаксиалы и волноводы, полосковые линии	Элементы с распределенными параметрами и высокочастотные элементы, устанавливаемые в волноводах и полосковых линиях



(a)



(б)

Рис. 4.21. Распределение электрического поля в коаксиале и полосковой линии

На дециметровых волнах используются как кабели, так и волноводы. Последние используются в основном для создания систем облучения (рупоры), которые затем с помощью специальных конфигураций переходят в коаксиалы. В свою очередь коаксиалы можно трансформировать в полосковые линии (рис. 4.21). На их основе построены, например, переключатели-модуляторы (см. ниже) и специальные приборы (измерительные линии), которые применяются для измерения параметров устройств СВЧ.

В диапазоне см- и мм- волн применяются исключительно волноводы и полосковые линии, а на субмиллиметровых волнах – так называемые оптические волноводы.

4.7.1. Генератор шума

В радиоастрономических приемниках обычно сигналы имеют шумовой характер, в том числе для спектральных исследований, поскольку каждый канал вырезает лишь часть частотного участка линии, в пределах которого сигнал является чисто шумовым.

Для калибровки таких сигналов используется также генератор шума. Сигнал от такого генератора занимает всю полосу радиометра и подается на вход приемника через элемент, имеющий название “направленный ответвитель” (рис. 4.22). Часто калибровочный сигнал

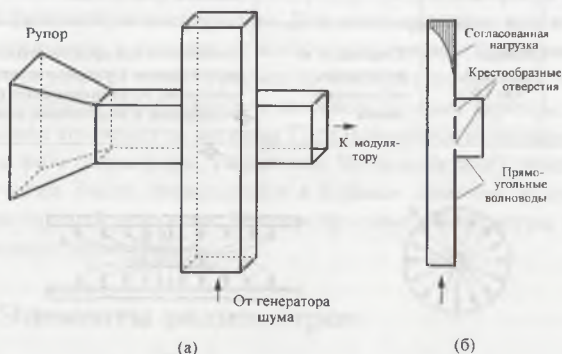


Рис. 4.22. Направленный ответвитель

называют “ступенькой”. Калибровочный сигнал имеет постоянную, тщательно измеренную температуру и используется для калибровки потоков наблюдаемых источников, а также для антенных измерений (рис. 4.23). Сигнал обычно подается на вход приемника при каждом наблюдении источника. Он проходит через весь тракт приемника, поэтому отношение амплитуды сигнала от источника к амплитуде калибровочной ступеньки не зависит от “болтанок” коэффициента усиления, если они не сильно разнесены по времени.

В свою очередь калибровочный сигнал привязывается к потокам калибровочных источников на небе. Это точечные радиоисточники (угловой размер значительно меньше ширины диаграммы антенны) с известными постоянными потоками. При этом мы должны знать с

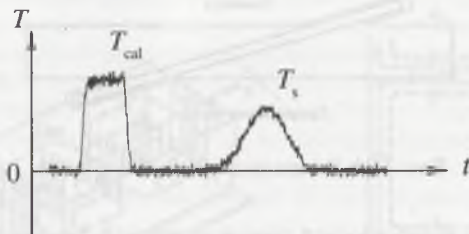


Рис. 4.23. Калибровочный сигнал

достаточной точностью эффективную площадь антенны. Напомним, что все эти параметры (плотность потока источника S , его антенная температура T_s и эффективная площадь антенны A_{eff}) связаны соотношением

$$\Delta T_a = T_a = \frac{S A_{\text{eff}}}{2k}.$$

Здесь ΔT_a – приращение температуры антенны при прохождении источника, k – постоянная Больцмана. Обычно величину калибровочной ступеньки устанавливают в 20–100 раз больше среднеквадратичного значения шумов на выходе. Ступеньку нельзя делать слишком большой, так как сигнал может выйти за пределы квадратичности детектора или диапазона работы аналого-цифрового преобразователя.

В диапазоне длин волн свыше 1 МГц чаще всего используются диоды, работающие в режиме тока насыщения. Однако на $f > 100$ МГц более удобным источником шумового сигнала является газоразрядная трубка. Источником шума является плазма газоразрядной трубки, помещенной в волновод поперек его широких стенок под небольшим наклоном относительно продольной оси волновода (рис. 4.24). Существует также коаксиальное исполнение шумовой трубки для дециметрового диапазона волн. Шумовая температура определяется составом плазмы, режимом и конфигурацией трубки и не зависит от окружающей температуры и частоты, что позволяет использовать такие генераторы шума в широком интервале частот. Обычно температура составляет 15 000–20 000 К.

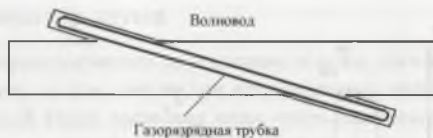


Рис. 4.24. Газоразрядный генератор шума

Величина калибровочной ступеньки во много раз меньше сигнала шумовой трубки, поэтому, как мы уже отмечали выше, калибровочный сигнал подается в тракт приемника через направленный ответвитель с ослаблением 20–25 дБ. Такое ослабление достигается небольшой связью двух волноводов в виде двух крестообразных отверстий. Величина отверстий определяет коэффициент связи, а расположение отверстий – направление распространения волны в сигнальном тракте.

В модуляционном приемнике для баланса плеч используется такой же шумовой генератор. Включается он в плечо, имеющее более низкую шумовую температуру.

Возникает вопрос, почему же для баланса плеч приемника и ввода калибровочного шумового сигнала следует применять генераторы с высоким значением шумовой температуры? Это делается для того, чтобы при необходимой величине калибровочного сигнала иметь слабую связь волноводов в направленном ответвителе и тем самым уменьшить его шумовую температуру и величину ослабления полезного сигнала.

4.7.2. Модулятор (М)

Модулятор (М) – это устройство, попеременно подключающее вход приемника к облучателю антенны или к эквиваленту с определенной частотой (обычно 50–500 Гц). Эквивалентом может служить специальная нагрузка, находящаяся при известной температуре и излучающая как черное тело; но чаще всего используют второй облучатель, который стоит рядом и смотрит в область неба, соседнюю с наблюдаемым источником. Такие радиометры называются радиометрами с диаграммной модуляцией. В диапазоне сантиметровых

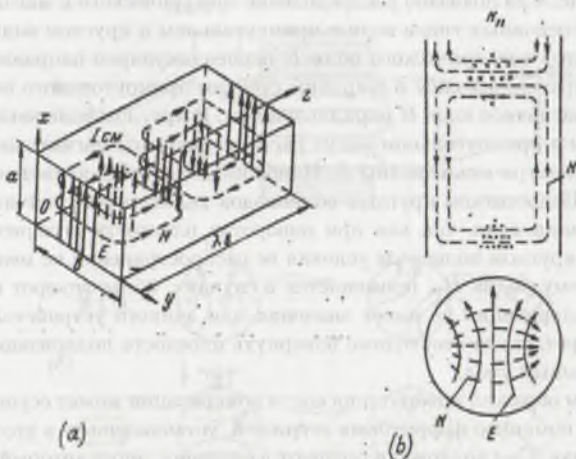


Рис. 4.25. Структура поля электромагнитной волны в прямоугольном и круглом волноводах

ровых и миллиметровых волн в качестве двухканальных переключателей (два входа и один выход) широко применяются ферритовые переключатели, в которых используется эффект Фарадея. Эффектом Фарадея называют явление поворота плоскости поляризации линейно-поляризованной волны при ее распространении в гиротропной среде. Он наблюдается при совпадении направления распространения волны с направлением поля подмагничивания. Известно, что линейно-поляризованную волну можно представить в виде суммы двух волн с правой и левой круговыми поляризациями. В подмагниченном феррите волны с правой и левой круговыми поляризациями имеют разные скорости распространения. Поэтому на выходе из феррита вектор суммарного поля волны окажется повернутым на некоторый угол относительно падающей волны. Отметим важное свойство: угол поворота плоскости поляризации волны не зависит от направления ее распространения. Именно эффект поворота плоскости поляризации используется в переключателях.

На рис. 4.25 показано распределение электрического и магнитного полей основных типов волн в прямоугольном и круглом волноводах. Вектор электрического поля E перпендикулярен направлению распространения волны и широким стенкам прямоугольного волновода, а магнитное поле H параллельно им. В круглом волноводе так же, как и в прямоугольном могут распространяться магнитные волны H и электрические волны E . Наиболее устойчивой является волна H_{11} . Недостатком круглых волноводов является неустойчивость поляризации волн, так как при поворотах плоскости поляризации волны в круглом волноводе условия ее распространения не меняются. Поэтому волна H_{11} применяется в случаях, когда поворот плоскости поляризации не имеет значения для данного устройства либо наоборот, когда необходимо повернуть плоскость поляризации на определенный угол.

Таким образом, поворот плоскости поляризации может осуществляться с помощью ферритовых стержней, установленных в круглых волноводах. Сам волновод помещают в соленоид, через который протекает ток, создающий внутри волновода продольное магнитное поле. При изменении амплитуды и направления тока будет меняться угол поворота плоскости волны. При использовании феррита с прямоугольной петлей гистерезиса смена направления тока в соленоиде приведет к изменению плоскости поляризации на угол $\pm\varphi$. Длину и диаметр стержня выбирают такими, чтобы угол поворота φ составил $\pm 45^\circ$.

Мы получили устройство, в котором при периодическом изменении направления тока в соленоиде угол поворота плоскости поляризации волны будет также периодически меняться на $\pm 45^\circ$ (рис. 4.26). Один конец круглого волновода через специальный согласующий трансформатор конусообразной формы соединяют с прямоугольным волноводом, который идет к приемнику. Другой конец круглого волновода (он является входом для сигнала) также через согласующий трансформатор соединяют с двумя прямоугольными волноводами, повернутыми друг относительно друга на угол 90° и на $\pm 45^\circ$ относительно выходного прямоугольного волновода.

На рис. 4.26 также показаны четыре сечения в различных местах ферритового переключателя. Волнистой стрелкой указано направление распространения волны. Стрелками в сечениях прямоугольных и

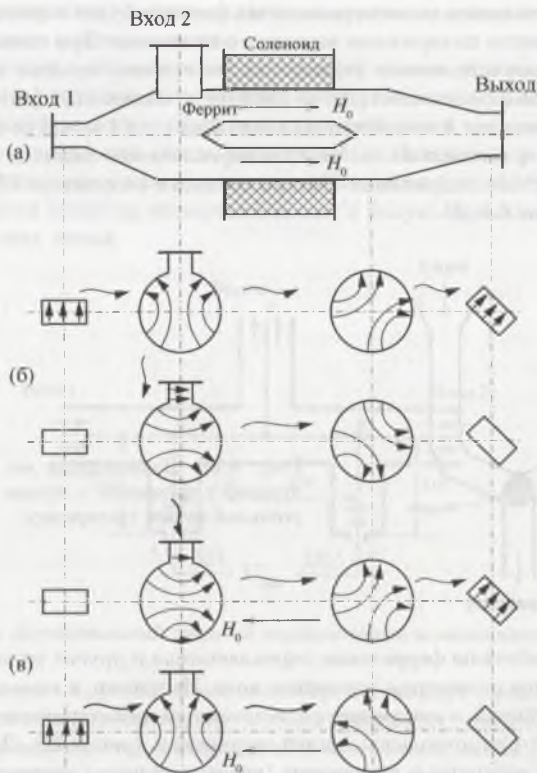


Рис. 4.26. Ферритовый модулятор с прямоугольной петлёй гистерезиса (а) и сечения в различных плоскостях (б)

круглого волновода показаны электрические поля волн. На нижнем рисунке (в) направление вектора H_0 противоположное, что показано горизонтальными стрелками.

Таким образом, при одном направлении тока в соленоиде (б) приемник проходит сигнал из волновода, повернутого на $+45^\circ$ (вход 1, антенна) и не проходит из другого (вход 2, эквивалент), так как

плоскость волны после прохождения феррита будет перпендикулярна плоскости поляризации выходного волновода. При смене направления тока в соленоиде (в) картина поменяется: пройдет сигнал из волновода 2 (эквивалент), но не пройдет из волновода 1 (антенна). Из входа 1 на вход 2 и наоборот из входа 2 на вход 1 волна не пройдет в силу их ортогональности. Частота переключения задается генератором опорного напряжения. Потери сигнала в модуляторе ППГ малы, не больше 0.1 дБ.

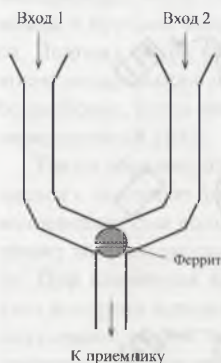


Рис. 4.27. Волноводный модулятор с ферритом с прямоугольной петлей гистерезиса

Разработаны ферритовые переключатели и других типов, где используется поперечное магнитное поле. Например, в виде волноводного тройника, в центре которого находится цилиндрической формы феррит с прямоугольной петлей гистерезиса (рис. 4.27). Для исследования дискретных источников (угловые размеры которых меньше ширины лепестка антенны) используются исключительно такие модуляторы.

Импульс тока, проходящий по внешней петле, изменяет направление векторов намагниченности феррита и, следовательно, направление циркуляции электромагнитных волн в переключателе. При изменении полярности тока (направления тока в петле) меняется направление пропускания модулятора: антенна-эквивалент.

Кроме ферритовых модуляторов используются также модуляторы с $p-i-n$ диодами. В каждое входное плечо впаивается по диоду. Подавая на диод разнополярное напряжение, мы запираем или от-

пираем данное плечо и соответственно в присмник проходит сигнал от облучателя или эквивалента.

В метровом и дециметровом диапазонах волн в двухканальных переключателях также используются специальные полупроводниковые быстродействующие диоды, имеющие небольшое сопротивление в прямом направлении (когда они открыты). Исполняются они на основе отрезков коаксиальных и полосковых линий (рис. 4.28). Здесь используются свойства четвертьволновых и полуволновых отрезков коаксиальных линий.

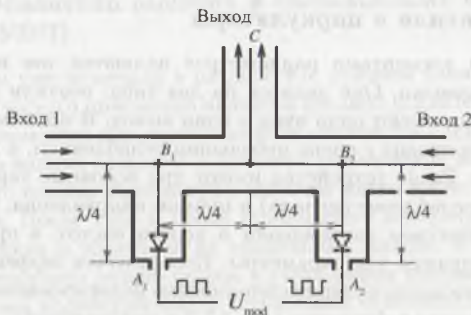


Рис. 4.28. Двухканальный диодный переключатель коаксиального типа

Если в точке A_1 четвертьволновый отрезок замкнут (диод открыт и замыкание высокочастотного сигнала происходит через емкость, которая всегда имеется между диодом и корпусом линии), то его входное сопротивление $Z_{\text{entr}} = \infty$, он не шунтирует коаксиальную линию и сигнал проходит до точки A и далее на выход переключателя. Ко входу 2 он не распространяется, поскольку в этом плече картина обратная – правый четвертьволновый отрезок разомкнут на конце (точка A_2), его входное сопротивление (точка B_2) $Z_{\text{entr}} = 0$, а в точке C – ∞ и он не шунтирует линию AC . Сигнал со входа 2 не распространяется в линию, так как в точке B_2 $Z_{\text{entr}} = 0$.

В другой полупериод частоты модуляции картина обратная: сигнал со входа 1 закорачивается на корпус в точке B_1 (т.е. не проходит далее), а со входа 2 свободно распространяется в коаксиальной линии.

4.7.3. Генератор опорного напряжения (ГОН)

ГОН формирует опорное напряжение частоты модуляции, которое после соответствующего усиления и формирования подается на модулятор и синхронный детектор. Предусмотрена регулировка фазы между опорным напряжением, поступающим на модулятор и синхронный детектор, поскольку при прохождении сигнала через приемник возможна задержка сигнала частоты модуляции в некоторых элементах приемника, т.е. сдвиг фазы.

4.7.4. Вентили и циркуляторы

Важными элементами радиометров являются так называемые элементы развязки. Они делятся на два типа: вентили и циркуляторы. Вентили имеют один вход и один выход. В прямом направлении сигнал проходит с очень небольшим ослаблением, а в обратном не проходит. Такие устройства имеют три основные характеристики: потери (ослабление сигнала) в прямом направлении, ослабление сигнала в обратном направлении и полоса частот, в пределах которой реализуются эти параметры. Используется эффект Фарадея вращения плоскости поляризации линейно поляризованной электромагнитной волны в ферритах (см. 4.7.2 о модуляторах).

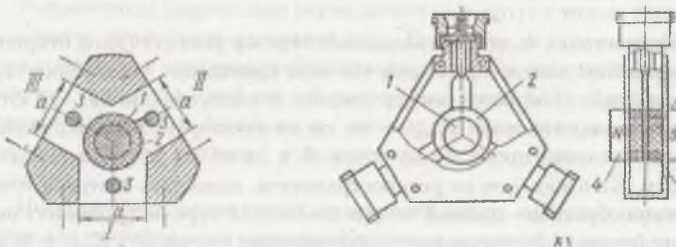


Рис. 4.29. Циркуляторы

Циркулятор имеет три равнозначных входа (рис. 4.29). Волна циркулирует в нем только в одном направлении. Также используется эффект Фарадея. По своим параметрам циркуляторы превосходят

вентили. Они имеют меньшее ослабление сигнала в прямом направлении и большее в обратном. Применяются во входных цепях усилителей для развязки, т.е. для ослабления отраженной волны, которая может интерферировать с падающей. Это может вызвать нестабильную работу усилителя, а также может привести к возникновению частотной неравномерности тракта и появлению ложных спектральных сигналов. В зависимости от диапазона частот циркуляторы исполняются в двух вариантах: волноводные и коаксиальные.

4.7.5. Усилители высоких и сверхвысоких частот (УВЧ)

Как мы уже отмечали в разделе 4.6, важным элементом радионавигационного приемника является входной усилитель. Основная его характеристика для диапазона волн меньше 3 м – шумовая температура. На волнах больше 3 м шумовая температура неба настолько высока, что полная температура антенны много выше температуры приемника. После 1958 г. стали применяться мазерные (КПУ), параметрические и усилители на туннельных диодах. С их использованием произошел резкий скачок в уменьшении собственных шумов всей системы радиотелескопа и повышении чувствительности.

Все три типа усилителей относятся к типу усилителей с “отрицательным” сопротивлением. Его эквивалентная схема изображена на рис. 4.30(а). Усиление в них достигается за счет введения отрицательного сопротивления в цепь сигнала. Пусть линия с волновым сопротивлением Z_0 с одного конца нагружена на согласованную нагрузку R_0 , а с другого конца – на некоторый контур, содержащий отрицательное сопротивление R_- . Смысл отрицательного сопротивления состоит в том, что оно вносит энергию в контур, а положительное – забирает.

Запишем значения комплексных, а также комплексно сопряженных сопротивлений для обоих случаев, т.е. положительного и отрицательного сопротивлений:

$$Z_+ = R + ix, \quad Z_+^* = R - ix,$$

$$Z_- = -R + ix, \quad Z_-^* = -R - ix.$$

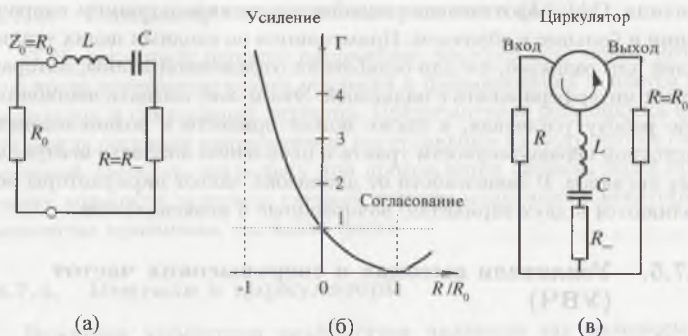


Рис. 4.30. (а) – Эквивалентная схема усилителя с отрицательным сопротивлением; (б) – зависимость модуля коэффициента отражения от отношения R/R_0 при положительном и отрицательном R ; (в) – схема разделения падающего и отраженного сигналов с помощью циркулятора

Коэффициенты отражения в линии, нагруженной на эти комплексные сопротивления, равны соответственно:

$$\Gamma_+ = \frac{Z_+ - Z_0}{Z_+ + Z_0}, \quad \Gamma_- = \frac{Z_- - Z_0}{Z_- + Z_0}.$$

Коэффициент отражения при отрицательном сопротивлении можно записать также через комплексно сопряженные величины:

$$\Gamma_- = \frac{-R + ix - Z_0}{-R + ix + Z_0} = \frac{Z_+^* + Z_0}{Z_+^* - Z_0} = \frac{1}{\Gamma_+^*}.$$

Таким образом, если $|\Gamma_+| < 1$, то в линии, нагруженной на отрицательное сопротивление, коэффициент отражения $|\Gamma_-| > 1$ и отраженный сигнал будет усилен относительно падающего (рис. 4.30(б)). С помощью циркулятора можно разделить падающую и отраженную волны (рис. 4.30(в)).

Квантовые парамагнитные усилители (КПУ). Мы рассмотрим более подробно этот тип усилителей, поскольку в природе очень распространенным является класс источников – лазерные источники, в которых происходят те же самые процессы, что и в созданных в лабораториях усилителях (КПУ).

Часто усилители этого типа называют мазерными усилителями, хотя более правильное их название – квантовые парамагнитные усилители – КПУ, поскольку в них происходит превращение внутренней избыточной энергии микрочастиц вещества (молекул, ионов, атомов, электронов) в энергию высокочастотного электромагнитного поля. Избыточная энергия приобретает частицами от дополнительного источника, который часто называют источником накачки. Таким образом, в квантовых приборах отсутствует электронный поток (как это имеется в электронных лампах) и поэтому они не имеют собственных шумов. Кроме того, они могут работать на сколь угодно высоких частотах, поскольку нет ограничений, связанных с инерционностью электронов.

Напомним, что под воздействием электромагнитного поля частица переходит на более высокий энергетический уровень, поглотив при этом порцию энергии (резонансное поглощение). Говорят, что частица (атом или молекула) перешла в возбужденное состояние. Под воздействием внешнего поля частица может также излучить порцию энергии и перейти на более низкий уровень. Такое излучение называется индуцированным. Оно является когерентным по отношению к внешнему полю. Поскольку квантовая система выведена из состояния термодинамического равновесия, т.е. имеет место более высокая заселенность верхних уровней, будет происходить усиление внешнего поля. На этом принципе основана работа КПУ.

Для получения достаточно широкой полосы пропускания, возможности перестройки частоты и большого коэффициента усиления в квантовых усилителях в качестве активного вещества применяются твердые вещества – парамагнитные кристаллы. Эффект усиления на таком кристалле получил название парамагнитного резонанса. Частицы такого кристалла, помещенного во внешнее магнитное поле, будут обладать энергией ориентации, зависящей от угла между магнитным моментом частицы и внешним магнитным полем. Магнитный момент частицы может принимать только дискретные значения, кратные некоторой элементарной величине – магнетону Бора:

$$\beta_m = \frac{eh}{2mc}.$$

Таким образом, при приложении магнитного поля к парамагнитной частице, которая обладает магнитным моментом, уровень ее

энергии расщепляется на несколько подуровней. Это явление получило название эффекта Зеемана. Расстояние между уровнями зависит от величины магнитного поля H (рис. 4.31(а)).

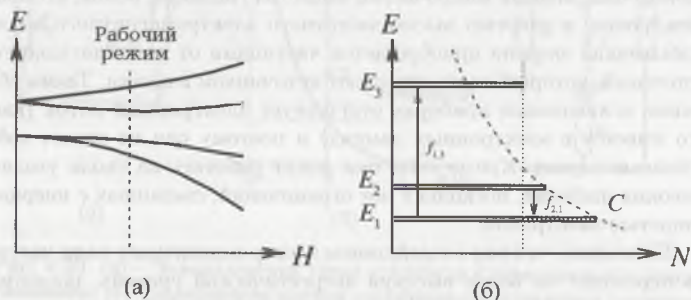


Рис. 4.31. (а) – уровни энергии парамагнитного кристалла (рубина); (б) – схема подведения накачки и сигнала в трехуровневом парамагнитном усилителе

Для работы усилителя лучше всего использовать трехуровневую схему усиления (рис. 4.31(б)). Кривая C показывает населенность уровней в нормальном состоянии, в состоянии термодинамического равновесия. Инверсная заселенность осуществляется внешним излучением (накачкой) частоты $f_{1,3} = \Delta E_{1,3}/h$, которое выравнивает населенность уровней 1 и 3. При этом в результате спонтанных переходов с уровня 3 на уровень 2, на уровне 2 оказывается больше частиц, чем на уровне 1. Говорят, что получена отрицательная температура между уровнями 2 и 1. Приходящий сигнал частоты $f_{1,2}$ вызывает индуцированные переходы с уровня 2 на 1 и тем самым будет усилен.

В качестве активного элемента необходим кристалл, имеющий во внешнем магнитном поле определенной величины до трех уровней с разрешенными переходами на частоте сигнала, который мы хотим усилить, и на частоте накачки. Как правило, частота накачки выше частоты сигнала более чем в 2 раза. Кристалл должен иметь возможно меньшие диэлектрические потери, хорошую теплопроводность (особенно при низких температурах), быть химически стабильным и т.п. Получают их путем синтеза из необходимых компонентов

различными способами. Так, наиболее подходящие в КПУ рубиновые кристаллы ($\text{Al}_2\text{O}_3\text{Cr}_2\text{O}_3$ – розовый рубин) изготавливаются путем плавки в пламени при температуре порядка 2050°C или методом выращивания из раствора в специальных устройствах под давлением примерно 2000 атмосфер и температуре $500\text{--}600^\circ\text{C}$.

Для практического осуществления КПУ на основе изложенного выше принципа активный кристалл устанавливается в резонаторе, который настроен на частоту магнитного резонанса $f_{2,1}$. Резонатор помещают в постоянное магнитное поле и охлаждают до температуры, близкой к абсолютному нулю. Для охлаждения используются криостаты (рис. 4.32).

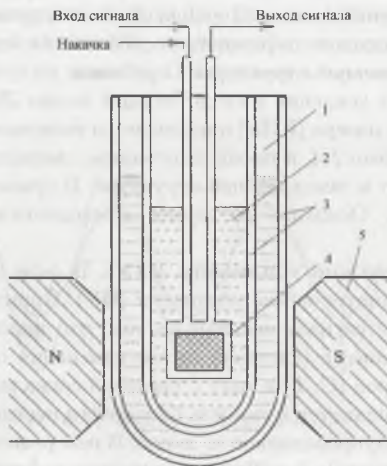


Рис. 4.32. Схема построения квантового парамагнитного усилителя: 1 – азот, 2 – гелий, 3 – сосуды Дюара, 4 – резонатор с кристаллом рубин, 5 – магнитная система (с внешним постоянным магнитом)

Для уменьшения габаритов и веса КПУ вместо постоянного магнита используют магнитные системы со сверхпроводящими обмотками, которые помещаются внутри криостата. Эти устройства основаны на использовании явления сверхпроводимости: некоторые металлы и их соединения теряют электрическое сопротивление при тем-

пературах, близких к абсолютному нулю. Величина поля в обмотке устанавливается от источника тока. После установления необходимого магнитного потока источник отключается, а концы обмотки замыкаются специальной перемычкой, также находящейся внутри криостата. Ток будет циркулировать в обмотке длительное время. Говорят, что “поле заморожено”.

Мы рассмотрели резонаторные мазерные усилители, которые по своему принципу узкополосные, ширина полосы порядка 0.3% от центральной частоты. Для расширения полосы активный элемент делают распределенным вдоль волновода. При этом оказывается распределенным и отрицательное затухание, которое обеспечивает усиление волны полезного сигнала по мере ее распространения в волноводе. Для уменьшения длины волновода снижают групповую скорость распространяющихся волн (накачки и сигнала). Осуществляется это введением специальной структуры – гребенки.

Коэффициент усиления лазера бегущей волны 25–30 дБ. Шумовая температура лазера (КПУ) определяется спонтанными переходами между уровнями 2–1, а также излучением, связанным с потерями в резонаторе или в замедляющей структуре. В сумме они составляют порядка 3 К. Основные же шумы определяются подводимыми волноводами.

Параметрические усилители (ПУ). В ряде приемников используются параметрические усилители (ПУ). Принцип параметрического усиления сигнала основан на том, что вносится энергия в колебательный контур (систему) путем изменения одного из реактивных параметров (C , L) в такт с частотой сигнала.

Для этого используется емкость барьерного перехода в специально созданном полупроводниковом диоде. В нем реактивный элемент достаточно безинерционен. Такие диоды получили название “параметрические диоды”. Емкость диода зависит от приложенного напряжения.

Внесение энергии можно рассматривать как внесение отрицательного сопротивления в контур, настроенный на частоту сигнала (см. рис. 4.30). Изменение емкости (модуляция) осуществляется с помощью вспомогательного сигнала, называемого накачкой. Изменение C имеет нелинейный характер, поэтому ее текущую величину

представляют в ряд Фурье и берут только первую гармонику

$$C(t) = C_0[1 + 2m \cdot \cos(2\pi f_p t)],$$

где m – коэффициент модуляции, f_p – частота накачки и C_0 – постоянный член ряда Фурье, равный среднему значению емкости. В свою очередь, m определяет максимальное изменение емкости (ΔC) относительно ее среднего значения C_0 .

Если к параметрическому диоду приложить также сигнал частотой f_s , то в нем будут смешиваться две частоты (сигнала и накачки) и появятся комбинационные частоты, поскольку диод является нелинейным элементом. Среди них будет так называемая холостая частота $f_p - f_s = f_h$. В простейшем варианте усилителя, который называется “вырожденным”, $f_p \approx 2f_s$. На рис. 4.33 сплошной линией показан входной сигнал ПУ, а пунктиром – сигнал, усиленный за счет подкачки энергии в контур ПУ в моменты времени, указанные стрелками.

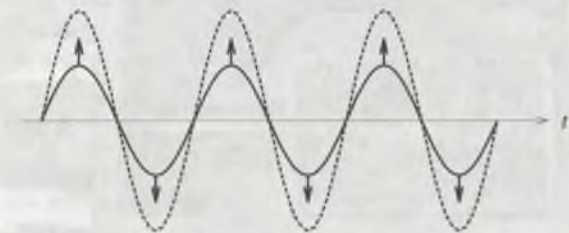


Рис. 4.33. Внесение энергии в ПУ

В общем случае f_p в несколько раз выше, f_s . В таких усилителях имеются три контура, настроенные на частоты сигнала, накачки и холостую. Поскольку ПУ относительно узкополосные, они делаются, как правило, двухкаскадными. Это позволяет расширить полосу усиления при хорошей стабильности коэффициента усиления.

ПУ – это тоже низкошумящие усилители. Если ПУ работают в кристатах при температуре жидкого азота или гелия, их шумовые температуры очень низкие, до 10 К, ширина полосы ПУ 10–15% от центральной частоты, коэффициент усиления однокаскадного усилителя 10–15 дБ.

4.7.6. Транзисторные усилители

В настоящее время в диапазоне длин волн $\sim 8 \text{ мм} - 30 \text{ см}$ применяются исключительно транзисторные усилители. Это основной тип усилителей. Наиболее сложными являются усилители в миллиметровом диапазоне волн. В первых каскадах усилителей используются транзисторы с высокой подвижностью электронов (НЕМТ-транзисторы — *high electron mobility transistor*), что позволяет существенно улучшить их шумовые характеристики. Для последующих каскадов используются малошумящие усилители на полевых транзисторах обычно с более высокими шумовыми температурами.

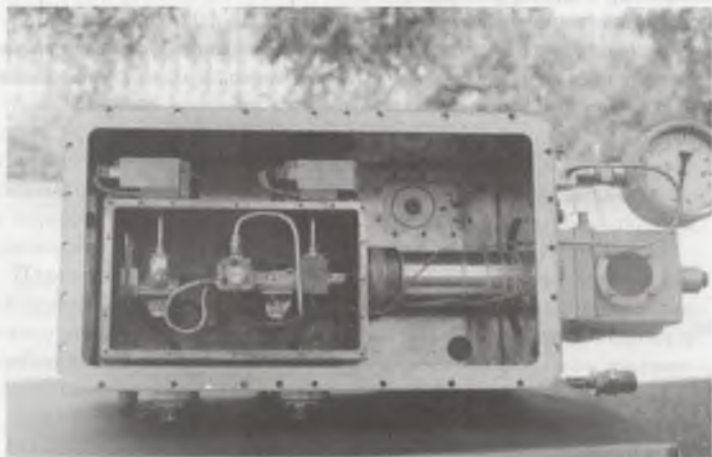


Рис. 4.34. Малошумящий усилитель в криостате, разработанный для РАТАН-600 на волну 6.3 см

В диапазоне частот 20–40 ГГц, шумовая температура усилителей, охлаждаемых микрокриогенной системой, находится в интервале температур 15–30 К. При охлаждении кристалла НЕМТ до криогенных температур ($\sim 20 \text{ К}$) происходит вымораживание примесей и уменьшение сечения “двумерного электронного газа” в полупроводниковых структурах, что приводит к уменьшению паразитных ре-

активных и активных сопротивлений. Указанные изменения влекут за собой снижение коэффициента шума и увеличение коэффициента усиления. Однако при этом происходит сужение полосы усиления и снижение коэффициента устойчивости. Все эти факторы учитываются при конструировании усилителей на НЕМТ-транзисторах. В последнее десятилетие в миллиметровом диапазоне стали широко применять монолитные интегральные схемы (МИС), включающие в себя активные (транзисторы) и пассивные (резисторы, конденсаторы и др.) элементы.

При конструировании усилителей в мм-диапазоне в связи с их миниатюризацией приходится решать ряд сложных задач:

- создание конструкций для передачи сверхвысокочастотного сигнала от антенны по волноводу соответствующего сечения к кристаллу МИС (например волноводно- микрополосковые переходы);
- согласование входных и выходных импедансов кристалла МИС с импедансом СВЧ-тракта; эти цепи необходимы в виду того, что кристаллы МИС имеют импедансы, отличающиеся (порой значительно) от импедансов стандартных СВЧ-трактов
- параметры усилителей при нормальных температурах и криогенных могут сильно отличаться, что необходимо учитывать для получения оптимальных устойчивых характеристик усилителей.

Ширина полосы усиления транзисторного усилителя составляет 10 - 15% от центральной частоты; коэффициент усиления – от 15 до 30 дБ для двухкаскадного и трехкаскадного усилителей.

В сантиметровом диапазоне с транзисторами НЕМТ удастся охлаждать приемники с еще более низким уровнем шумовой температуры. Например, разработанный для РАТАН 600 усилитель на волне 6.3 см в криостате ($T_{\text{криост}} = 15 \text{ K}$) имеет $T_r = 10 \text{ K}$ (рис. 4.34). Полоса пропускания равна 800 МГц, а коэффициент усиления – 32 дБ. Для него разработан специальный криостат с использованием системы замкнутого цикла (см. раздел 4.9).

4.7.7. Синхронный детектор (СД)

На входе приемника в течение одного полупериода модуляции поступает сигнал от облучателя, в течение второго – от эквивалента. В отсутствие сигнала (антенна не наведена на источник) разность мощностей, поступающих от облучателя и эквивалента, стремятся

сделать как можно меньше (сбалансировать каналы). Балансировку можно выполнить, например, введя через регулируемый направленный ответвитель дополнительное шумовое излучение в тот канал, температура которого ниже.

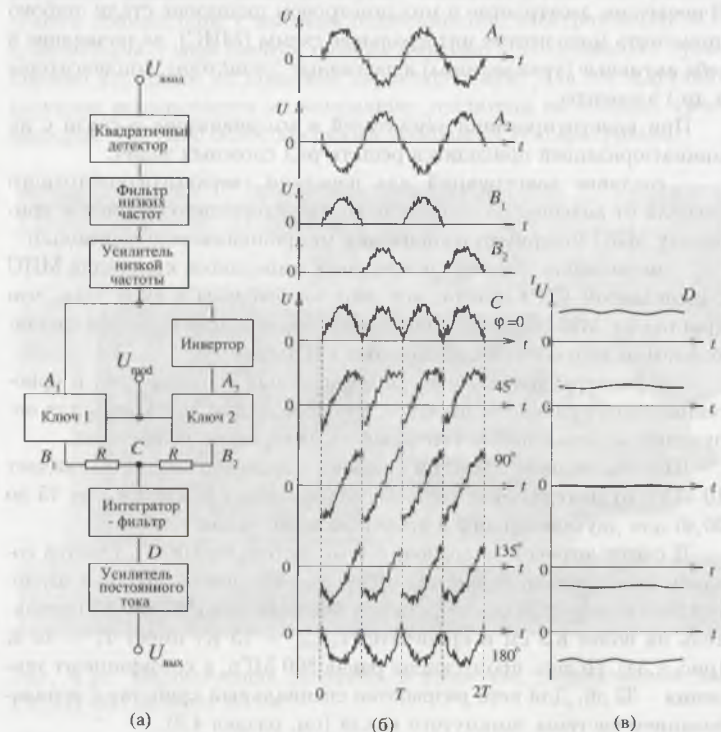


Рис. 4.35. Работа синхронного детектора

Когда один из рупоров принимает сигнал от космического радиои источника, появляется разбаланс температур рупоров (или рупора и эквивалента). Этот разбаланс и есть полезный сигнал. Сигнал модулирован, а информация о нем находится на частоте модуляции и

на частотах нечетных гармоник при прямоугольной модуляции (меландр).

На рис. 4.35(а) дана блок-схема выходной части модуляционного радиометра начиная с квадратичного детектора. На среднем (б) и правом рисунках (в) показана форма сигнала в различных каскадах приемника, обозначенных как A_1 , A_2 , B_1 , B_2 , C и D .

Синхронный детектор (СД) вторично детектирует сигнал, перенося его спектр с частоты модуляции на нулевую частоту (постоянный ток). Синхронный детектор – это фактически два ключа, на которые в противофазах подается напряжение, величина которого пропорциональна расбалансу температур рупоров, т.е. температуре источника (точки A_1 и A_2). Ключи переключаются поочередно напряжением U_{mod} той же частоты, что и модулятор от ГОН. Форма сигнала на выходе каждого ключа (точки B_1 и B_2) показана на среднем рисунке. Далее сигналы складываются и результирующий сигнал (точка C) проходит через фильтр-интегратор, где происходит его сглаживание (D).

Мы приводим примеры при различных фазовых сдвигах между полезным сигналом и сигналом демодуляции, т.е. опорным напряжением на синхронном детекторе. Для наглядности работы СД мы представили полезный сигнал на его входе в виде только первой (основной) гармоники. На самом деле при прямоугольной демодуляции в сигнале присутствуют и более высокие нечетные гармоники частоты модуляции.

При фазе, равной нулю, величина сигнала будет максимальной, а в случае противофазы (сдвиг равен 180° градусов) – максимально отрицательной. При всех других значениях фазового сдвига сигнал будет иметь промежуточные значения, т.е. его величина и полярность зависят от фазы между напряжениями входного и опорного сигналов. По этой причине синхронный детектор нередко называют фазовым детектором.

Мы подробно рассмотрели работу СД, чтобы также показать отклик СД на шумовой сигнал, поступающий после квадратичного детектора. Как известно, в шумовом сигнале на частоте сигнала есть составляющие с различными фазами. Именно это приводит к флуктуациям постоянного напряжения на выходе синхронного детектора (после сглаживания низкочастотным фильтром).

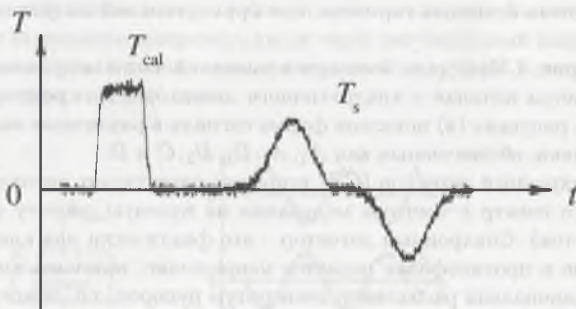


Рис. 4.36. Запись сигнала

При прохождении источника через диаграмму антенны (режим сканирования) вместо флуктуирующего постоянного тока на выходе СД будет медленно меняющийся сигнал, повторяющий форму диаграммы направленности антенны (рис. 4.36). При диаграммной модуляции запись получится двугорбой: сначала сигнал от источника поступает на один рупор, а затем на другой, причем полярность сигнала на выходе СД будет обратной.

Поскольку при диаграммной модуляции эквивалентом служит второй облучатель, направленный в соседнюю с источником область неба, регистрация разности каналов позволяет исключить излучение от облаков, находящихся на пути излучения источника, если их размеры больше углового расстояния между двумя рупорами.

4.7.8. Выходной фильтр

Как мы упоминали выше, для уменьшения оставшихся после СД флуктуаций шумов приемника ставится выходной фильтр. В то же самое время он должен полностью пропустить весь спектр сигнала. Спектр сигнала есть Фурье-преобразование от функции времени. Чем больше время прохождения (наблюдения) сигнала, тем меньше ширина его спектра. Следовательно, мы можем поставить на выходе синхронного детектора более узкополосный фильтр и уменьшить выходные флуктуации шума в $\sqrt{\Delta F}$ раз. Рис. 4.37 и 4.38 показыва-

ют размер полосы пропускания фильтра, необходимой для передачи сигнала без искажений.

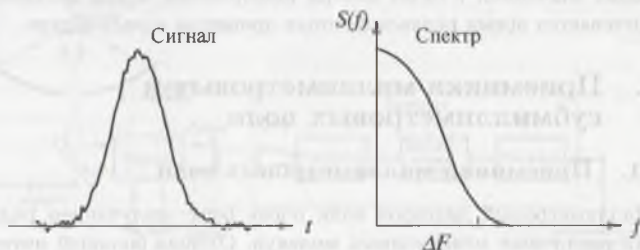


Рис. 4.37. Источник проходит через диаграмму (форма диаграммы – гауссиана)

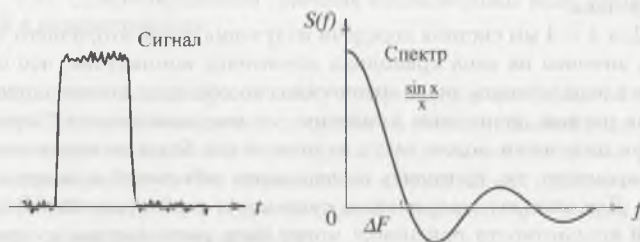


Рис. 4.38. Антенна наводится на источник и сопровождает его, затем отводится (прямоугольный сигнал)

Ширина спектра ΔF этих сигналов примерно равна $\frac{1}{T_{\text{диф}}}$, т.е. обратно пропорциональна времени прохождения (наблюдения) источника. Обычно ширина фильтра выбирается из расчета самого быстрого прохождения источника.

Чаще всего в приемниках используют RC -фильтры. Ширина полосы такого фильтра равна $\Delta F = 1/4RC$. Величина $\tau = RC$ называется постоянной времени радиометра. Ширину низкочастотной полосы приходится менять в зависимости от времени прохождения источника. В режиме сопровождения источника параметр τ можно

увеличить. Обычно в таких случаях τ примерно в 2–3 раза превышает время между последовательными вводами данных в ЭВМ. При меньших значениях τ будет потеря информации, а при больших – увеличивается время релаксационных процессов в радиометре.

4.8. Приемники миллиметровых и субмиллиметровых волн

4.8.1. Приемники миллиметровых волн

Миллиметровый диапазон волн очень богат излучением радиолиний различных межзвездных молекул. Отсюда большой интерес к этому диапазону. Миллиметровый диапазон является промежуточным между радио и оптическим (инфракрасным). На волнах $\lambda > 4$ мм для каждого диапазона волн имеется свой облучатель и приемник. Коммутация обычно осуществляется в системе первого гетеродина.

Для $\lambda < 4$ мм система передачи излучения после вторичного зеркала антенны на вход приемника достаточно компактная, что позволяет использовать чисто оптические способы подключения приемников разных диапазонов к антенне – с помощью плоских зеркал. Прием излучения можно вести из нескольких близких направлений одновременно, т.е. проводить исследование небольшой площадки на небе. Для каждого направления существует свой приемник. Ввиду своей компактности приемники могут быть расположены в одном-двух криостатах.

Классическая схема приемника мм-диапазона волн для спектральных исследований показана на рис. 4.39. Для получения спектра необходимо понизить частоту входного сигнала до той частоты, на которой можно осуществить спектральный анализ сигнала, т.е. получить профиль линии принимаемого сигнала.

После вторичного зеркала за точкой фокуса имеем снова расходящийся пучок лучей (сферическая волна), который с помощью вогнутого гиперболического зеркала преобразуется в параллельный пучок и направляется в устройство diplexer. Туда же от гетеродина подается волна с плоским фронтом, который формируется с помощью специальной линзы. В устройстве diplexer появляется модулированный сигнал, который затем снова из волны с плоским фронтом

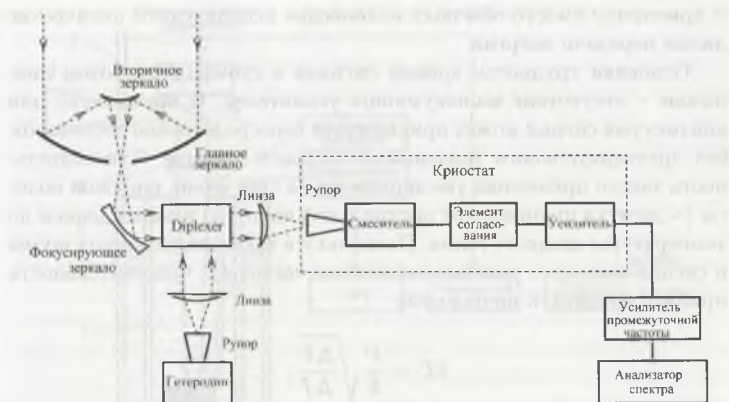


Рис. 4.39. Супергетеродинный приемник миллиметровых волн, используемый в радиоастрономии

преобразуется в сходящуюся волну и через рупор поступает на смеситель. В смесителе выделяется сигнал на частоте, равной разности частот входного сигнала и гетеродина. После смесителя сигнал усиливается в усилителе на современных малошумящих транзисторах типа НЕМР (см. раздел о транзисторных усилителях). Рупор и усилитель размещаются в криостате.

С выхода криостата сигнал поступает на дополнительный усилитель, а затем на анализатор спектра.

4.8.2. Приемники субмиллиметровых волн

К субмиллиметровому диапазону длин волн относятся волны от 0.1 до $\sim 1-2$ мм. Здесь имеет место переход к квантовым ограничениям чувствительности. В этом диапазоне не всегда может оказаться справедливым приближение Релея–Джинса ($h\nu \ll kT$), полученное из закона Планка для излучения в радиодиапазоне. Безусловно, основная трудность связана с техническими возможностями приема излучения. Приходится переходить от сосредоточенных приемных элементов к распределенным. Для передачи энергии от антенны

к приемнику вместо обычных волноводов используются оптические линии передачи энергии.

Основная трудность приема сигнала в субмиллиметровом диапазоне — отсутствие малопомнящих усилителей. В приемниках для континуума сигнал может приниматься непосредственно детектором без предварительного усиления по высокой частоте. Чувствительность такого приемника увеличивается за счет очень широкой полосы (\sim десятки процентов от центральной частоты) и охлаждением до температуры жидкого гелия. Поскольку в таких радиометрах шумы и сигнал занимают одинаковые полосы частот δf , чувствительность принято оценивать по формуле

$$\delta T = \frac{P}{k} \sqrt{\frac{\Delta F}{\Delta f}},$$

где P — минимально обнаружимое изменение мощности [Вт], отнесенное к полосе частот пропускания после детектора шириной в 1 Гц; Δf и ΔF — эффективные полосы пропускания высоко- (до детектора) и низкочастотного (после детектора) трактов приемника. Ширина полосы Δf ограничивается обычно условиями согласования детектора с антенной. В детекторах на основе сурьмянистого индия (n -InSb) используется принцип разогревания (увеличения эффективной температуры) газа свободных электронов в объеме полупроводника при поглощении детектором электромагнитного излучения. Наиболее эффективно этот процесс проявляется при охлаждении сурьмянистого индия до температуры жидкого гелия 4.2 К и ниже. При этом свободные электроны в InSb обладают малой эффективной массой и поэтому могут интенсивно ускоряться электрическим полем. При низкой температуре (4.2 К) очень мала передача тепла от газа свободных электронов к кристаллической решетке полупроводника. Температура решетки практически остается неизменной. При таких условиях велика подвижность свободных электронов от их энергии. Результирующим является эффект изменения электрического сопротивления полупроводника вследствие изменения подвижности свободных электронов.

Сигнал с антенны собирается в рупоре-облучателе, далее, периодически прерываясь механическим модулятором (происходит модуляция сигнала), по оптическому волноводу поступает на детектор,

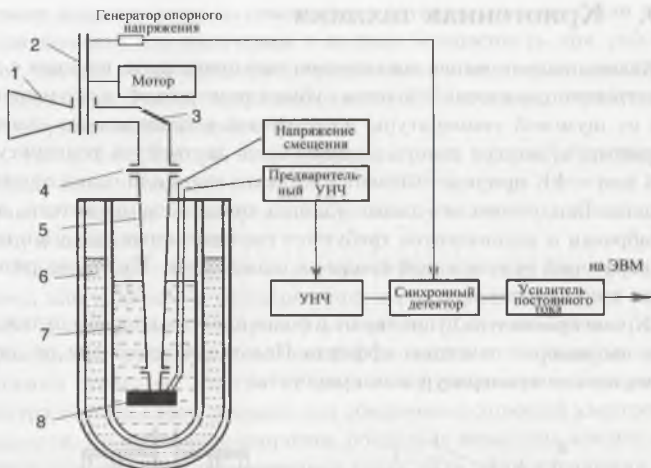


Рис. 4.40. Блок-схема радиометра субмиллиметрового диапазона: 1 – рупор-облучатель, 2 – модулятор, 3 – квазиоптическое зеркало, 4 – фильтр, 5 – оптический волновод, 6 – азот, 7 – гелий, 8 – детектор

установленный в криостате с жидким гелием (рис. 4.40). Оптический волновод состоит из мельхиоровой электрополированной трубки и конуса для согласования с детектором. Поворот волны осуществляется с помощью квазиоптического зеркала. Детекторы имеют собственную полосу поглощения и за счет этого будет увеличиваться его шумовая температура. Во избежание этого в тракт вводится специальный фильтр, который поглощает излучение в этой полосе частот.

Низкочастотная часть приемника после детектора состоит из тех же элементов, что и приемники сантиметрового диапазона.

Созданы детекторы и на основе других полупроводников. Эта область сейчас активно развивается.

Субмиллиметровый диапазон тесно смыкается с инфракрасным.

4.9. Криогенная техника

Как мы видели выше, все современные приемники, начиная с дециметрового диапазона и кончая субмиллиметровым, для уменьшения их шумовой температуры помещаются в специальные камеры — криостаты, внутри которых может быть достигнута температура 78 К или ~ 4 К при использовании жидкого азота или гелия соответственно. Ввиду того что также удастся снизить шумы антенн, для калибровки и эквивалентов требуются согласованные нагрузки не с температурой окружающей среды, а много ниже. Их также размещают в криостатах.

Кроме криостатов существуют и более простые способы охлаждения, например с помощью эффекта Пельтье. Однако они не дают таких низких температур, как криостаты.

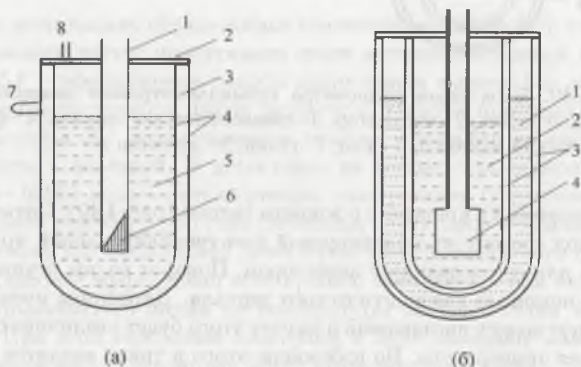


Рис. 4.41. (а) однокамерный криостат: 1 — коаксиал (волновод), 2 — верхняя крышка, 3 — вакуумная камера, 4 — металлические стенки, 5 — жидкий азот, 6 — согласованная нагрузка, 7 — запаянный отросток для откачки воздуха; 8 — отверстие для заливки азота; (б) двухкамерный криостат: 1 — жидкий азот, 2 — жидкий гелий, 3 — вакуумные камеры, 4 — охлаждаемое устройство

Наиболее простыми являются криостаты, охлаждаемые до температуры жидкого азота (рис. 4.41(а)). Часто их называют сосудом Дюара. Внутри заливается жидкий азот, который является одним из наиболее распространенных хладагентов. Основными преимуще-

ствами жидкого азота по сравнению с другими хладагентами являются легкость его получения и полная безопасность при работе с ним, так как он не ядовит, не взрывоопасен и химически неактивен. В атмосфере Земли содержится около 78% азота и получается он путем разделения жидкого воздуха.

Чтобы азот быстро не испарялся, стенки делаются двойными. Между ними создается вакуум $10^{-4} - 10^{-5}$ мм.рт.ст., который обеспечивает низкую теплопроводность между камерой, где находится азот, и внешней средой.

Через отверстие в крышке внутрь объема с азотом помещают волновод или коаксиал с согласованной нагрузкой в конце, или какой-либо другой элемент, например усилитель. Для уменьшения теплопроводности коаксиал и волноводы делаются с тонкими металлическими стенками. Иногда их делают из диэлектрика, покрытого внутри тонким слоем металла для обеспечения хорошей электропроводности. Во избежание коррозии, поскольку возможна конденсация влаги, используется нержавеющая сталь. Для предотвращения конденсации влаги обеспечивается герметическое крепление крышки.

Сам криостат изготавливается из металла, чаще всего из меди. Известно, что металл "газит", т.е. с его поверхности выделяется газ, который ухудшает вакуум. Поэтому время от времени проводится откачка газа для поддержания нужного вакуума.

При долговременной непрерывной работе необходимо поддерживать в криостате температуру жидкого азота. Для этого требуется своевременная заливка азота.

Для получения более низких температур используются двухкамерные криостаты (рис. 4.41(б)). Внешняя камера – аналог описанной выше. Внутри нее находится вторая камера, в которую заливается жидкий гелий. Стенки внутренней камеры также двойные и между ними высокий вакуум. Такой двухкамерный криостат позволяет поддерживать температуру 4 К в течение времени, достигающего суток. Для продолжения работы доливают гелий. При этом надо следить, чтобы гелий полностью не испарился. Процедура заливки гелия достаточно сложная, в отличие от заливки азота.

Глава 5

Методы наблюдений и обработки данных

После завершения строительства радиотелескопа необходимо провести большой цикл работ для обеспечения расчетной точности его поверхности и обеспечения точности наведения телескопа на космический источник и слежения за ним. Для зеркальных антенн необходимо также совместить фазовый центр первичного облучателя (для двухзеркальной системы) с фазовым центром основного параболического (или иногда сферического) зеркала. Точность наведения телескопа заключается в "привязке" электрической оси телескопа к координатам источника: азимутальным или экваториальным. Также необходимо постоянно контролировать качество поверхности зеркала. Такие работы называются юстировкой телескопа. Помимо этого необходимо определить такие параметры антенны, как ее эффективная площадь, ширина диаграммы направленности и шумовая температура.

Все это, а также различные методы наблюдений космических источников на одиночных антеннах и обработка результатов наблюдений рассмотрены в настоящей главе.

5.1. Юстировка радиотелескопа

Существуют различные методы юстировки радиотелескопов:

- механические;
- геодезические;
- радиотехнические;

- голографические;
- радиоастрономические.

Они могут применяться последовательно и дополнять друг друга. Юстировка антенны состоит из нескольких этапов.

Механические методы. Используются для измерения и корректировки качества поверхностей вращения для зеркал небольших антенн и для цилиндрических поверхностей. Для этого изготавливается специальный шаблон (парабола или часть окружности) и с помощью механических ножей корректируют поверхность. Такой шаблон может устанавливаться отдельно от антенны над самим зеркалом, а также на оси антенны в ее центре. Вращением шаблона относительно этой оси определяют, в каких местах и насколько поверхность реального зеркала отличается от шаблона, т.е. от параболоида вращения.



Рис. 5.1. Структура поверхности радиотелескопа РТ-22 в Пуццлио (Россия)

Основная трудность заключается в изготовлении шаблона, поскольку в процессе измерений возможны термические деформации самого шаблона, и чем больше его размеры и короче длина волны, тем сложнее проводить измерения.

В радиотелескопах миллиметрового диапазона волн зеркало обычно состоит из отдельных щитов или панелей, положение которых можно незначительно корректировать с помощью специальных винтов. Располагаются они в пределах концентрических слоев-колец (рис. 5.1). Размер и конфигурация панелей зависят от того, в каком слое они располагаются. Типичные размеры панелей порядка $2 \text{ м} \times (2 \div 3) \text{ м}$.

Юстировку поверхностей отдельных панелей можно проводить в закрытых помещениях с постоянной температурой. Для таких измерений используют специальные установки. Имеется щуп, который перемещается по двум горизонталь-

ным координатам x и y . Перемещением щупа в вертикальном направлении обеспечивается непрерывный контакт с исследуемой поверхностью и таким образом регистрируется третья координата z . Далее по измеренным в большом числе точек значениям x_i, y_i, z_i строят трехмерное изображение поверхности. Если из этого изображения вычесть изображение расчетной поверхности, то получим величины ошибок для исследуемой поверхности.

Геодезические методы. Используются для юстировки всех больших зеркальных радиотелескопов. Точность метода очень высокая и достигает величины $\sim (1-3) \cdot 10^{-6}$ от размера зеркала. Например, для зеркала диаметром 30-м достигается абсолютная точность не хуже 0.1 мм. На поверхности зеркала устанавливаются реперные точки и с помощью многократной теодолитной съемки определяются отклонения реперных точек от поверхности нужной формы. Одновременно при наличии регулировочных элементов (например, регулировочных винтов) корректируется поверхность зеркала.

Геодезический метод был использован в рассмотренных нами в 3-ей главе 300-м радиотелескопе — чаше в Аресибо, цилиндрической антенне 200×300 м в Иллинойсе (США), в перископической антенне 300×35 м в Нансэ (Франция), в РАТАН-600 и др.

При настройке параболических антенн имеется единственный недостаток геодезического метода — медленность процесса измерений и длительность процесса обработки данных геодезической съемки.

Существует другой метод в картографии — стереофотографический. Он имеет также название фотограмметрический метод. Поверхность зеркала обклеивается светлыми марками и с вертолета производится фотометрическая съемка поверхности зеркала. Этот метод даст сразу топографию поверхности зеркала в очень большом числе точек. На масштабе 30 м точность метода составляет около 1 мм. После обработки данных и устранения дефектов поверхности съемка повторяется.

Радиотехнические методы. Существуют различные радиотехнические методы юстировки антенн. Отметим два из них: теневой и автоколлимационный. Оба метода применяются в оптике, особенно автоколлимационный, являющийся классическим в оптике при контроле качества сферических зеркал, а также параболических с помощью точного плоского зеркала.

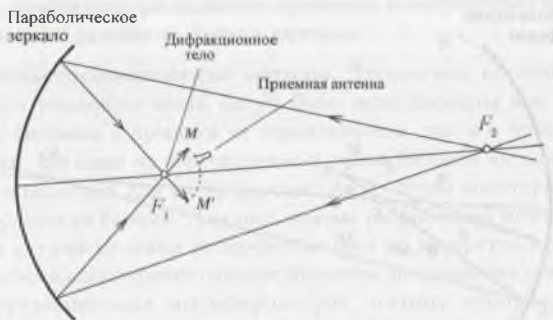


Рис. 5.2. Схема применения теневого метода юстировки зеркальных антенн

В теновом методе источник излучения помещают в некоторую точку F_2 (не обязательно на оси зеркала), которая отстоит от зеркала на расстоянии более двойного фокуса (рис. 5.2). Расходящиеся от источника лучи после отражения от поверхности параболического зеркала сходятся в другой точке F_1 . В эту же точку (F_1) помещают металлическое тело (шар для параболического зеркала), размеры которого меньше размеров фокального пятна. Тело питается от генератора и излучает энергию в виде сферической волны. Эта волна интерферирует с отраженной от зеркала волной, исходящей из точки F_2 . За точкой F_1 по дуге MM' образуется интерференционная картина со сферическим фронтом, которая воспроизводит фазовые искажения, вызванные несовершенством отражающей поверхности зеркала. Распределение поля по дуге MM' исследуется приемной антенной малых размеров.

В приемную антенну одновременно поступает энергия, отраженная от некоторого участка зеркала. Его размер BC (см. рис. 5.3) определяется размером половины первой зоны Френеля. Напомним, что в оптике для удобства фронт сферической волны делится на концентрические окружности, в которых фаза волны между двумя соседними зонами Френеля отличается на $\lambda/2$. Этот же принцип применим и для радиоволн. На рис. 5.3 показана схема измерений. Здесь $\Delta\varphi$ – угол, под которым видна половина зоны Френеля из точки F_1 ,



Рис. 5.3. Схема применения теневого метода юстировки зеркальных антенн

а BC — ее линейный размер, определяемый из условия

$$(R + \rho) - r = \frac{\lambda}{2}. \quad (1)$$

Величина r определяется из треугольника ABF_1 :

$$r^2 = R^2 + \rho^2 + R\rho \cos(\varphi_0 - \varphi). \quad (2)$$

При $\Delta\varphi = (\varphi_0 - \varphi) \ll 1$ $\cos(\varphi_0 - \varphi) \approx 1 - (\Delta\varphi)^2/2$. Подставив это в выражение (2) и решая его совместно с (1), получим для угла

$$\Delta\varphi = \sqrt{\frac{\lambda}{R} + \frac{\lambda}{\rho}}, \quad (3)$$

или для линейного размера

$$BC = R\Delta\varphi = \sqrt{\lambda R + \frac{\lambda R^2}{\rho}} = \sqrt{\lambda R \left(1 + \frac{R}{\rho}\right)}. \quad (4)$$

Из этой формулы видно, что для уменьшения BC , т.е. для получения высокой точности в определении положения ошибок на поверхности

зеркала, необходимо располагать приемную (измерительную) антенну как можно дальше от фокуса антенны.

Радиоастрономические методы. Дискретные источники космического радиоизлучения могут быть использованы как для настройки антенны в процессе ее строительства, так и в процесса наблюдений. Ни один из перечисленных выше методов юстировки антенны не подходит для интерферометров и систем апертурного синтеза с большими базами. Для них хорошо разработана методика фазировки двухэлементных интерферометров по дискретным источникам. Система апертурного синтеза является, по существу, совокупностью двухэлементных интерферометров, поэтому возможно их фазирование при юстировке и в процессе наблюдений дискретных радиоисточников.

Радиоголографический метод. Под определением радиоголографии понимают метод записи, восстановления и преобразования волнового фронта радиоволны. Это прямой аналог метода оптической голографии.

Для регистрации используются непрерывные среды, которые чувствительны к излучению радиоволн. Оптические свойства таких сред (цвет, показатель преломления, плотность почернения, интенсивность свечения и др.) зависят от температуры и локально изменяются под воздействием тепла при поглощении радиоволн. Для регистрации голограмм также используются матрицы газоразрядных диодов, светящихся под воздействием полей радиоволн. При регистрации голограмм с помощью радиоприемных устройств отраженная от поверхности антенны волна принимается небольшой антенной (ее часто называют зондом) и подается на нелинейный преобразователь (детектор).

Для восстановления видимого изображения поверхность материала фотографируется, а затем восстанавливается с помощью полученной оптической голограммы.

В качестве источников сигнала часто используют сигналы с геостационарных спутников, а также мазерные источники водяного пара, интенсивность некоторых из них достигает очень большой величины, особенно источника в созвездии Ориона.

Рассмотрим наиболее распространенный метод получения радиоголографического изображения поверхности антенны, в котором исполь-

зуется интерференция между неизвестным волновым фронтом S (антенны) и эталонным R одного и того же источника. Кроме основной антенны используется вторая антенна меньших размеров, которая направлена на источник в течение всего процесса измерений. Со второй антенны получают эталонный сигнал, который имеет постоянную фазу и амплитуду.

Приемник излучения главного зеркала устанавливается в его основном фокусе. Источник сканирует по поверхности основной антенны. В случае ее идеальной поверхности разность фаз между сигналами с обеих антенн будет сохраняться либо будет нулевой. При наличии отклонений от заданной формы в каких-либо частях поверхности антенны разность фаз между фронтами двух сигналов (R и S) будет меняться.

5.2. Измерения параметров радиотелескопов

Основным методом контроля параметров радиотелескопа является прямой метод по наблюдениям источников радиоизлучения. Это возможно по достаточно мощным эталонным источникам, которые имеют достаточно малые угловые размеры и достаточно стабильны во времени.

5.2.1. Искусственный калибровочный сигнал

Для определения амплитуды сигналов космического радиоизлучения необходимо иметь специальный калибровочный сигнал, который подается на входе радиометра. Таким является искусственный калибровочный сигнал от генератора белого шума, часто называемый ступенькой. Сам он калибруется по температуре. Для этого вместо рупоров-облучателей на вход приемника ставятся согласованные нагрузки с известными температурами T_1 и T_2 , помещенными, например, в жидкий азот ($T = 78$ К) или гелий ($T = 4$ К). Можно также поместить нагрузки в сосуды с водой, имеющие разные температуры (рис. 5.4).

Разность тепловых излучений от этих нагрузок регистрируется на выходе радиометра как напряжение U_a относительно нулевого уровня (нулевой – это уровень при сбалансированности сигналов на

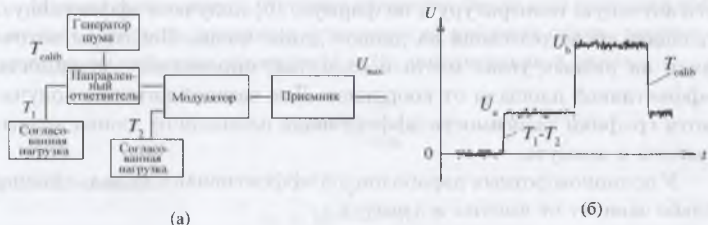


Рис. 5.4. Измерение температуры калибровочного сигнала

выходе модулятора). Затем включается генератор шума и также регистрируется выходное напряжение, U_b . Выходные напряжения связаны с температурами соотношениями

$$U_a = c(T_1 - T_2), \quad U_b - U_a = cT_{\text{calib}},$$

где c — коэффициент пропорциональности. Отсюда получаем:

$$T_{\text{calib}} = (T_1 - T_2) \frac{U_b - U_a}{U_a}. \quad (5)$$

5.2.2. Измерение эффективной площади антенны

Эффективная площадь антенны A_{eff} всегда зависит от длины волны и может зависеть от высоты и азимута наблюдения. Эффективную площадь можно получить из формулы:

$$S = \frac{2kT}{A_{\text{eff}}}, \quad A_{\text{eff}} = \frac{2kT}{S}. \quad (6)$$

Мы сможем определить эффективную площадь, если пронаблюдаем калибровочный источник с известной плотностью потока S и измерим его антенную температуру T . Калибровочные источники — это источники с известными постоянными потоками, имеющие угловые размеры, значительно меньшие ширины диаграммы направленности антенны на данной волне, или источники с известным распределением радиояркости.

Последовательность измерения такова: наблюдаем калибровочный источник, по искусственному калибровочному сигналу находим

его антенную температуру и по формуле (6) получаем эффективную площадь радиотелескопа на данной длине волне. Наблюдая источники на разных углах места и азимутах, определяем зависимость эффективной площади от координат. Для каждой антенны получают графики зависимости эффективной площади от длины волны, высоты и азимута.

У полноповоротных параболоидов эффективная площадь обычно слабо зависит от высоты и азимута.

5.2.3. Диаграмма направленности антенны

Диаграмма направленности антенны всегда зависит от длины волны и также может зависеть от высоты и азимута. Диаграмму обычно получают, наблюдая точечные источники, при этом запись источника повторяет форму диаграммы направленности антенны. Если источник имеет достаточно большой поток, то мы можем измерить и первые боковые лепестки, в которых усиление на 20–30 дБ меньше, чем в центре главного лепестка (рис. 5.5). Для лучшей иллюстрации этого мы взяли случай, когда ослабление сигнала в боковых лепестках составляет 15 дБ.

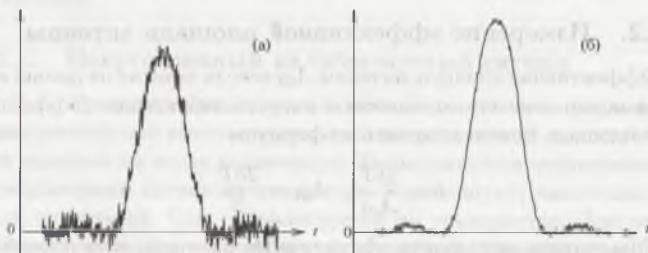


Рис. 5.5. Запись сигнала точечного источника в случаях слабого (а) и сильного (б) сигналов. Ширина записи равна ширине главного лепестка диаграммы антенны

Для определения ширины главного лепестка (θ) надо знать скорость (v) движения источника через диаграмму антенны и время t его прохождения. Тогда $\theta = vt$.

Можно использовать суточное вращение Земли при неподвижной антенне. Скорость движения источника по небесной сфере, расположенного на небесном экваторе ($\delta = 0$), максимальна и равна

$$v_e = 15 \frac{''}{\text{сек}},$$

а на склонении δ

$$v_\delta = 15 \frac{''}{\text{сек}} \cdot \cos \delta,$$

где $15''/\text{сек}$ – угловая скорость вращения Земли.

На рис. 5.6 показана траектория движения источника по небесной сфере вследствие суточного движения и положения главного лепестка антенны на этой траектории в различные моменты времени.

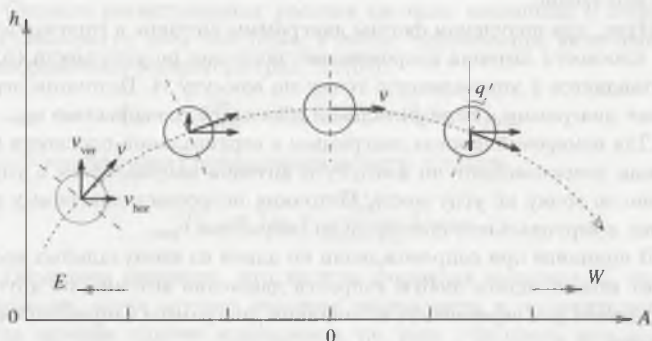


Рис. 5.6. Траектория движения источника по небесной сфере вследствие суточного движения (пунктирная линия) в азимутальной системе координат. Окружности соответствуют положению главного лепестка диаграммы направленности антенны в различные моменты времени. Стрелками внизу указаны направления на восток и запад. Более жирными стрелками дана скорость движения источника и ее горизонтальная и вертикальная составляющие. Штриховыми линиями показаны части круга склонения источника

В главном меридиане (направление на юг) источник пересекает лепесток антенны в горизонтальном направлении, и мы получаем

форму диаграммы в этом направлении. В других направлениях источник пересекает диаграмму под некоторым углом q , который называется параллактическим углом и определяется из соотношения

$$\sin q = \frac{\sin A}{\cos \delta} \cdot \cos \varphi.$$

Параллактический угол q — это угол между кругом склонений и вертикалом. Кругом склонения источника называется большой полукруг небесной сферы, проходящий через полюсы мира и данный источник (см. Прилож. С).

Горизонтальная и вертикальная составляющие скорости равны

$$v_{\text{hor}} = 15 \frac{''}{\text{сек}} \cdot \cos \delta \cdot \cos q, \quad v_{\text{ver}} = 15 \frac{''}{\text{сек}} \cdot \cos \delta \cdot \sin q, \quad (7)$$

соответственно.

Итак, для получения формы диаграммы антенны в горизонтальной плоскости антенна сопровождает источник по углу места (h) и выставляется в упрежденную точку по азимуту A . Источник пересекает диаграмму в горизонтальной плоскости со скоростью v_{hor} .

Для измерений формы диаграммы в вертикальной плоскости источник сопровождают по азимуту и антенна направляется в упрежденную точку по углу места. Источник пересекает диаграмму антенны в вертикальной плоскости со скоростью v_{ver} .

В принципе при сопровождении по одной из азимутальных координат можно задать любую скорость движения антенны по другой координате для пересечения источником диаграммы направленности антенны.

5.2.4. Шумовая температура антенны

Для измерения шумовой температуры антенны вместо одного рупора ставится нагрузка, находящаяся при известной температуре T_{Eq} (рис. 5.7(а)). Обычно нагрузка помещается в сосуд с жидким азотом. При отсутствии космического источника температура антенны, направленной в небо, является ее шумовой температурой $T_{\text{Ant}}^{\text{R}}$. В этом случае антенна практически всегда холоднее нагрузки, т.е. ее шумовая температура ниже температуры нагрузки:

$$T_{\text{Ant}}^{\text{R}} < T_{\text{Eq}}.$$

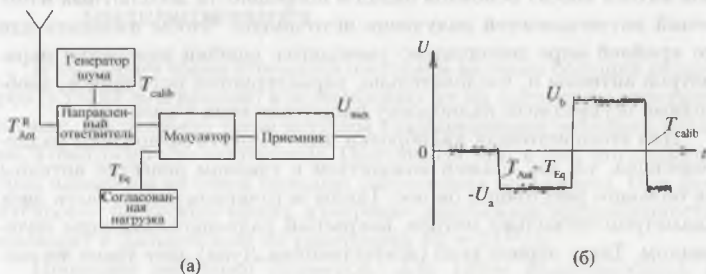


Рис. 5.7. Измерение шумовой температуры антенны

Сначала регистрируется уровень сигнала, связанный с перепадом температур небо – нагрузка, а затем – уровень при включенном калибровочном генераторе (рис. 5.7(б)):

$$U_a = c(T_{Ant}^R - T_{Eq}), \quad U_b - U_a = cT_{calib}.$$

где c – коэффициент пропорциональности. Отсюда

$$T_{Ant}^R = T_{Eq} + \frac{U_a}{U_b - U_a} T_{calib}. \quad (8)$$

Обращаем внимание, что во всех формулах величина U_a отрицательная, когда антенна холоднее эквивалента, и положительная, когда антенна горячее эквивалента, т.е. надо учитывать знак измеряемых напряжений.

В заключение еще раз отметим, что из трех главных параметров зеркальных антенн только шумовая температура сильно меняется при изменении направления антенны от зенита к горизонту. Это связано с увеличением толщины атмосферы и как следствие с увеличением ее излучения. При низких углах попадает также излучение Земли через боковые лепестки.

5.2.5. Другие методы измерения параметров антенны

В предыдущем разделе мы рассмотрели радиоастрономические методы измерения параметров антенн. Ошибки калибровки парамет-

ров антенн вносят основной вклад в погрешности абсолютных измерений интенсивностей излучения источников. Чтобы избежать или по крайней мере значительно уменьшить ошибки измерений параметров антенны и, следовательно, характеристик источников, необходимо осуществить калибровку радиотелескопа в целом.

Для этого источник калибровки надо вынести за пределы радиотелескопа, т.е. он должен находиться в главном лепестке антенны на большом расстоянии от нее. Таким источником может быть диск диаметром несколько метров, покрытый радиопоглощающим материалом. Такое черное тело (искусственная Луна) дает такое же широкополосное тепловое излучение, как и источники космического радиоизлучения. Размещается оно где-нибудь на горе на высоких опорах.

В этом методе нет необходимости во вторичных антенных эталонах, поскольку можно с хорошей точностью вычислить плотность потока радиоизлучения от такого нагретого тела по формуле:

$$S_d = 2k T_d \cdot \kappa_d \cdot \Omega_d / \lambda^2 ,$$

где T_d , κ_d и Ω_d — температура, коэффициент поглощения и видимый телесный угол черного тела соответственно. Сравнивая S_d с его же антенной температурой T_a , определенной по внутреннему генератору калибровки, получаем эффективную площадь антенны

$$A_{\text{eff}} = \frac{2k T_a}{S_d} .$$

При наблюдениях радиотелескоп поочередно наводится на космические источники и черное тело и тем самым определяются плотности потоков исследуемых источников. Учитывая, что искусственный источник должен находиться в дальней зоне радиотелескопа, т.е. на расстоянии, большем D^2/λ , этот метод применим только для небольших антенн. В случае больших антенн черное тело придется выносить в космос. Этим методом можно измерить потоки сильных источников, а к ним, в свою очередь, привязать потоки более слабых источников.

Однако существует метод “перефокусировки” антенны, который все-таки позволяет использовать искусственное черное тело, расположенное в ближней зоне. Он рассмотрен в следующем разделе.

5.3. Методы перефокусировки и моделирования

В настоящее время стремятся построить антенны больших размеров (с узкой диаграммой) и использовать их на достаточно коротких волнах. Исследовать такие антенны традиционными методами трудно, а иногда просто невозможно. Причина состоит в том, что дальняя зона находится на очень больших расстояниях от антенны. При фокусировке на бесконечность измерение диаграммы направленности проводят в дальней зоне на расстоянии $R_0 = 2D^2/\lambda$.

Приведем несколько примеров. Для 100-м радиотелескопа в Бонне для волны 1.35 см дальняя зона начинается с $R_0 \approx 1500$ км, а для радиотелескопа РАТАН-600 для той же волны – более 9000 км. Для вводимого в действие в Мексике 50-м радиотелескопа миллиметрового диапазона на $\lambda = 1$ мм дальняя зона начинается на расстоянии 5000 км. Конечно, исследование таких антенн возможно с помощью источников космического радиоизлучения.

Однако существует ряд других способов измерений параметров антенн. Остановимся на двух из них.

Метод перефокусировки. Для крупных телескопов¹ используется метод перефокусировки. Суть метода состоит в том, что антенну перефокусируют из бесконечности на конечное расстояние, например путем смещения облучателя из точки F в f_1 (рис. 5.8). В этом случае для парабооида мы получим сходящийся в точке f_2 пучок лучей. Далеко (с целью приближения f_2 к зеркалу) отодвигать облучатель нельзя, так как имеется минимально допустимое расстояние f_2^{\min} , ближе которого невозможно получить хорошую фокусировку лучей. Для парабооида вращения

$$f_2^{\min} = \frac{D^4}{64\lambda F^2}.$$

Обычно выбирают $f_2 \geq f_2^{\min}$ и помещают туда источник излучения (генератор или черное тело). Далее по выбранному значению f_2 вычисляют величину Δ , на которую надо отодвинуть облучатель от фокуса F :

¹Как оптических, так и радиотелескопов.

$$\Delta = \frac{F^2}{f_2} \left(1 + \frac{D^2}{16F^2} \right). \quad (9)$$

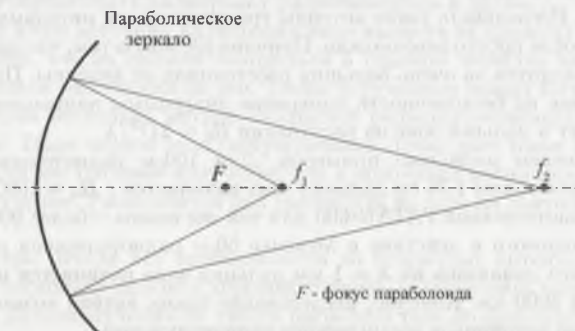


Рис. 5.8. Ход лучей в параболоиде вращения при фокусировке на конечное расстояние

Если положение фокуса F известно с недостаточной точностью, то его положение уточняют перемещением облучателя по максимуму сигнала.

Теперь мы можем также определить эффективную площадь как и при работе в дальней зоне, а поместив источник излучения в точке f_1 и измеряя распределение поля вблизи f_2 , мы напрямую можем получить и диаграмму направленности антенны.

Конечно, при перефокусировке антенны полученная диаграмма немного отличается от истинной (которая была бы получена при работе в дальней зоне), но в настоящее время существует много методов восстановления истинной диаграммы.

Метод оптического моделирования. Для исследования диаграммы направленности антенны с раскрытием D на длине волны λ применяется также метод оптического моделирования (рис. 5.9).

Для облучения модели 5 в оптическом квантовом генераторе используется одномодовый режим работы, а также фильтрующее микротверстие 3, что обеспечивает плоскую волну на выходе коллима-

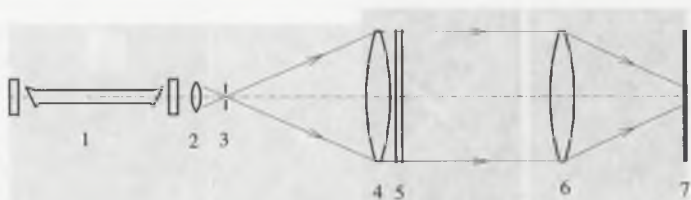


Рис. 5.9. Схема устройства для оптического моделирования антенн: 1 – оптический квантовый генератор, 2 – собирающая линза, 3 – фильтрующее отверстие, 4 – коллиматор, 5 – транспарант-модель, 6 – преобразующая линза, 7 – плоскость измерений

тора 4. Плоскость измерений 7 совпадает с фокальной плоскостью линзы 6. Изображение в её фокальной плоскости соответствует дифракционной картине в дальней зоне. Синфазный раскрыв антенны имитируется отверстием d в плоском экране 7.

Таким образом, экран облучается лазером с длиной волны λ_{laser} . При равенстве отношений

$$\frac{\lambda}{D} = \frac{\lambda_{\text{laser}}}{d} \quad (10)$$

получаемая дифракционная картина соответствует форме диаграммы направленности антенны. В щель обычно ставится диэлектрическая вставка, которая дает распределение амплитуд и фаз вдоль щели такое же, что и в исследуемой радиоастрономической антенне.

Особенно хорош этот метод для исследования антенн апертурного синтеза. На рис. 5.10 показаны фотографии дифракционных картин от щелей, которые имитируют раскрыв крестообразной антенны. Левый и правый снимки получены с разными выдержками. На снимке слева (с меньшей выдержкой) хорошо виден узкий главный лепесток, а справа (с большей выдержкой) хорошо видны боковые лепестки, протяженность которых определяется шириной плеч крестообразной антенны.

При оптическом моделировании дифракционная картина даст одновременно всю пространственную диаграмму – главный лепесток и все боковые. Она получается относительно просто для отверстия любой формы.

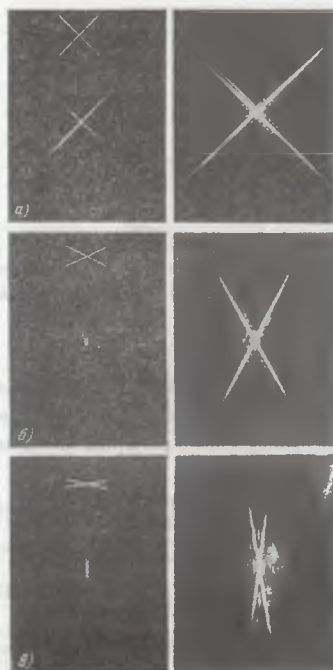


Рис. 5.10. Дифракционная картина от щелей, имитирующих крестообразные антенны: (а) — соответствует антенне в виде креста с взаимно перпендикулярными плечами; (б), (в) — соответствуют неортогональной ориентации плеч креста

Для получения количественных данных о распределении энергии в дифракционных картинах проводится фотометрия снимков. В качестве калибровочного эталона можно использовать снимки дифракционной картины квадратного отверстия (рис. 5.11).

Приведенные на рис. 5.10 и 5.11 фотографии дают возможность представить вид пространственных диаграмм рассмотренных антенн и выяснить основные особенности их диаграмм направленности. Отметим, что все фотографии соответствуют равномерному синфазному распределению поля на исследуемых щелях. Используя специальные фильтры, помещенные перед исследуемой моделью, можно получить аналогичные фотографии и для случая неравномерного несинфазного распределения поля.

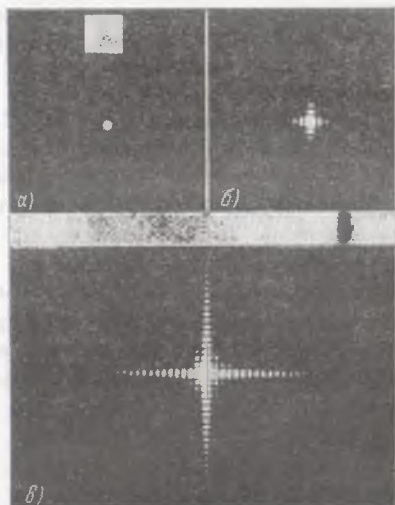


Рис. 5.11. Дифракционная картина квадратного отверстия, используемая для калибровки при фотометрировании. Вверху рисунка (а) показана форма отверстия. Все три рисунка (а), (б) и (в) сделаны при соответствующем увеличивающихся экспозициях

5.4. Измерение шумовой температуры радиометра (приемника)

Шумовую температуру радиометра в целом (шумы антенны и приемника) и приемника в отдельности (T_r) обычно определяют до наблюдений, чтобы оценить реальную чувствительность и качество работы радиометра. Рассмотрим два метода измерений T_r .

5.4.1. Метод прямых измерений мощности сигнала

Шумовая температура приемника может быть измерена с помощью двух калибровочных шумовых сигналов, а также калиброванного шумового генератора, подключаемых ко входу приемника.

На рис. 5.12 показана схема прямых измерений мощности сигнала. На вход приемника сначала подключается согласованная нагрузка, находящаяся при температуре T_1 , а затем другая – при температуре T_2 . В качестве измерителя мощности используется квадратичный детектор, выходное напряжение которого пропорционально

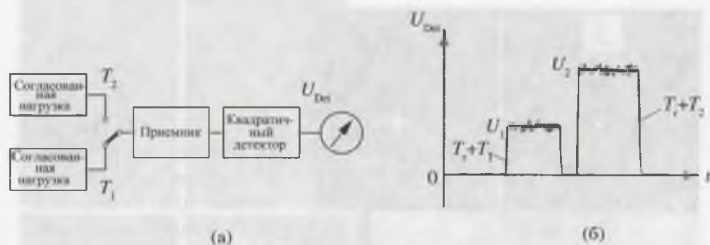


Рис. 5.12. Определение шумовой температуры приемника по постоянному току детектора

мощности шума:

$$U_1 \propto T_r + T_1,$$

$$U_2 \propto T_r + T_2.$$

Отсюда

$$T_r = (T_2 - T_1) \frac{U_1/U_2}{1 - U_1/U_2} - T_1. \quad (11)$$

Вместо второй согласованной нагрузки можно через направленный ответвитель подавать сигнал от калиброванного генератора шума, что упрощает коммутацию на входе приемника.

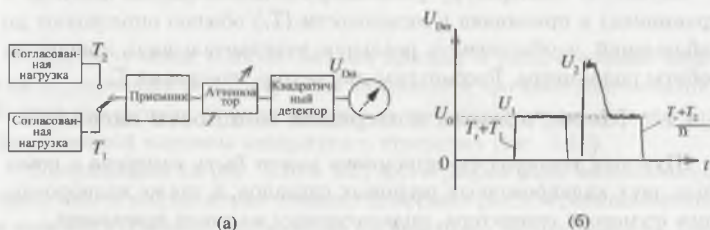


Рис. 5.13. Определение шумовой температуры приемника по постоянному току детектора с исключением его характеристики

Если имеются отклонения характеристики детектора от квадратичности, используют другой метод (рис. 5.13). Перед детектором устанавливается откалиброванный регулируемый аттенуатор.

Ко входу приемника подключается нагрузка с температурой T_1 . Ей соответствует выходное напряжение

$$U_0 \propto T_r + T_1.$$

Затем подключается нагрузка с температурой T_2 ($T_2 > T_1$) либо включается шумовой генератор. С помощью аттенюатора уменьшают выходной сигнал до значения U_0 . В этом случае

$$U_0 \propto \frac{T_r + T_2}{n},$$

где n – ослабление сигнала в аттенюаторе. Таким образом, характеристика детектора не влияет на измерения и шумовая температура приемника определяется из соотношения:

$$T_r = \frac{T_2 - n T_1}{n - 1}. \quad (12)$$

В случае использования шумового генератора, подключаемого через направленный ответвитель, вместо нагрузки с температурой T_2 в формулах надо заменить T_2 на $T_1 + T_{cal}$, где T_{cal} – величина сигнала от шумового генератора.

5.4.2. Модуляционный режим

Модуляционный метод используется для определения шумовой температуры всей системы радиотелескопа (шумы приемника и антенны) без каких-либо переключений на входе приемника.

Для определения шумовой температуры приемника вместо рупоров (при диаграммной модуляции) подключают две согласованные нагрузки с температурами T_1 и T_2 на входе модулятора (рис. 5.14), поскольку температура антенны меняется с высотой над горизонтом и также зависит от состояния атмосферы. В самом приемнике (усилителе) предусмотрена 100%-ная модуляция его коэффициента усиления.

Рассмотрим последовательность выполнения операций.

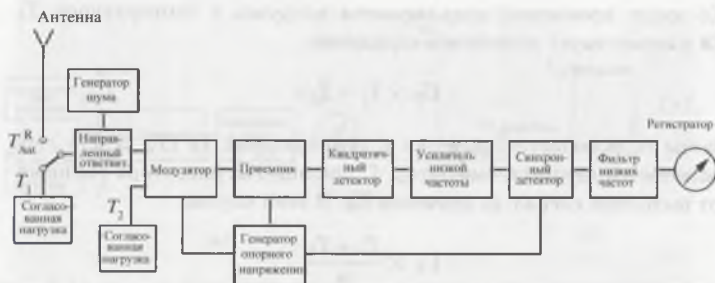


Рис. 5.14. Блок-схема для определения шумовой температуры приемника в модуляционном режиме

1. Определяется нулевой уровень выходного сигнала при полностью ослабленном входном сигнале, относительно которого проводятся все измерения;
2. Включается модуляция коэффициента усиления приемника, при этом входной модулятор находится в каком-либо фиксированном состоянии, например пропускает сигнал с нагрузки с температурой T_1 ;
3. Выключается модуляция усилителя и переводится входной модулятор в его нормальный модуляционный режим;
4. Включается калибровочный шумовой генератор.

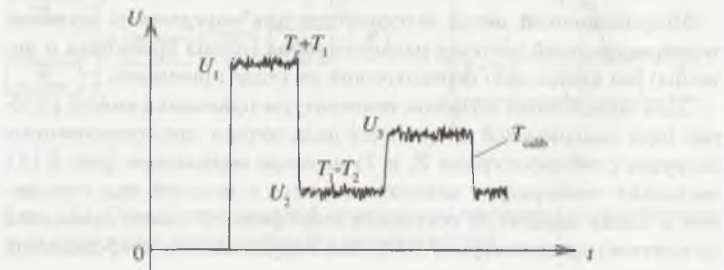


Рис. 5.15. Определение шумовой температуры приемника в модуляционном режиме

Выходные напряжения, соответствующие каждой проделанной операции, показаны на рис. 5.15 и могут быть записаны в виде

$$U_1 \propto T_r + T_1, \quad U_2 \propto T_1 - T_2, \quad U_3 - U_2 \propto T_{\text{cal}}.$$

Из полученных соотношений определяется T_r :

$$T_r = \frac{U_1}{U_3 - U_2} T_{\text{cal}} - T_1. \quad (13)$$

Вернемся к измерению шумовой температуры всей системы, которое, как неоднократно отмечалось выше, проводится всегда перед началом наблюдений. Никакие переключения на входе радиометра не проводятся. Проводятся все те же действия, что и для измерений T_r , с той лишь разницей, что на входе модулятора подключены оба рупора. Поскольку они имеют очень близкие шумовые температуры (в случае хорошей сбалансированности), т.е. $T_1 \approx T_2$, на выходе радиометра уровень U_2 будет близок к нулю. Если этого нет, то с помощью специального аттенюатора проводят балансировку. После этого включают калибровочный шумовой генератор. Поскольку мы не знаем значения шумовой температуры антенны, возможно определить только суммарную температуру системы:

$$T_r + T_{\text{Ant}}^R = \frac{U_1}{U_3} T_{\text{cal}}. \quad (14)$$

5.5. Методы наблюдений источников радиоизлучения

В зависимости от астрофизических задач используются различные методы наблюдений. Можно выделить несколько основных типов задач:

1. Исследование дискретных источников (поиск, определение потоков и координат);
2. Картографирование протяженных областей (получение одномерного и двумерного распределения яркости по источнику);
3. Спектральные исследования: линии излучения и поглощения, слабые линии;
4. Измерения фонового радиоизлучения.

Рассмотрим различные методы наблюдений, проводимые в основном в непрерывном спектре (в континууме).

5.5.1. Исследование дискретных источников

Исследование дискретных источников радиоизлучения проводится с целью измерения координат (прямое восхождение и склонение) и потоков. Наблюдения на разных длинах волн позволяют определить такой важный параметр источника, как спектральный индекс, позволяющий определить механизм радиоизлучения: тепловой или нетепловой. Рассмотрим различные методы измерения перечисленных характеристик источника.

1. Прохождение радиоисточника через диаграмму направленности антенны вследствие вращения Земли. Антенна выставляется в ту точку неба, через которую должен пройти источник в результате суточного движения Земли. Для этого нам надо знать эфемериды источника и звездное время наблюдения. Как мы уже показывали раньше, время и скорость прохождения источника через диаграмму равны:

$$T_{\text{прох}} = \frac{\theta}{v}, \quad v = 15 \frac{''}{\text{сек}} \cdot \cos \delta. \quad (15)$$

Напомним, что $15''/\text{сек}$ – скорость вращения Земли. Горизонтальная составляющая скорости прохождения источника равна

$$v_{\text{гор}} = 15 \frac{''}{\text{сек}} \cdot \cos \delta \cdot \cos q, \quad (16)$$

q – параллактический угол (угол между кругом склонения и вертикалом источника). Он определяется из соотношения

$$\sin q = \frac{\sin A}{\cos \delta} \cdot \cos \varphi.$$

На записи (рис. 5.16) также имеются метки точного времени. По ним определяется момент времени t_s , на который приходится максимум сигнала T_s . Этому моменту времени соответствует определенное значение прямого восхождения источника. Амплитуда сигнала источника определяется по калибровочному сигналу шумового генератора.

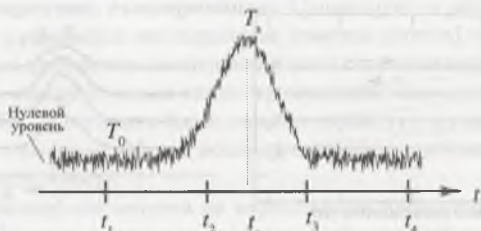


Рис. 5.16. Прохождение радиисточника через диаграмму за счет суточного вращения Земли. Внизу нанесены метки точного времени и отмечен момент максимума сигнала

2. Сканирование по источнику. Мы можем задать программу управляющей ЭВМ и антенна будет двигаться либо навстречу источнику, сокращая время прохождения через диаграмму, либо в сторону суточного движения, увеличивая время прохождения (этот режим называется скольжением). Увеличение времени прохождения (наблюдения) увеличивает чувствительность радиотелескопа.

3. Сопровождение источника (метод ON-OFF). Антенна наводится на источник, затем отводится в сторону в область сравнения. На выходе регистрируется разность между мощностью от источника и мощностью излучения от области сравнения. Если оба выхода антенны (антенна и эквивалент либо два рупора при диаграммной модуляции) сбалансированы, уровень сигнала при отведении от источника будет нулевым уровнем приемника. Полученная разность привязывается к калибровочному сигналу, который включается на некоторое время при наведении антенны на область сравнения.

Данный метод позволяет иметь более высокую чувствительность за счет слежения за источником, но не позволяет уточнять координаты (прямое восхождение) источника.

4. Сканирование площадки. Если координаты источника имеют низкую точность, приходится сканировать лучом антенны площадку вокруг источника и искать положение максимума сигнала. При каждом последующем сканировании диаграмма антенны смещается обычно на четверть её ширины.

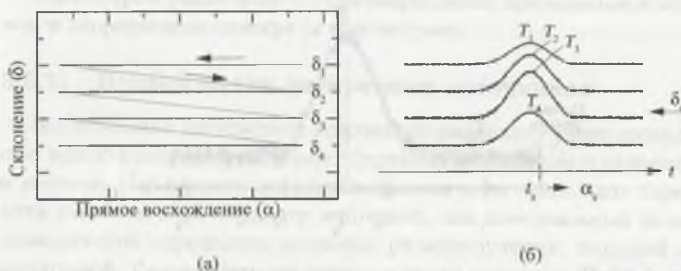


Рис. 5.17. Сканирование площадки: (а) – положения и направления сканов (сплошная линия) и движения антенны при перестройке в новую упреждающую точку (пунктирная линия) на карте; (б) – запись сигнала в каждом скане

На рис. 5.17 показаны сканы и обратный ход луча на площадке в окрестностях источника в системе координат источника α и δ . По положению максимума T в каждом скане (T_1, T_2, T_3 и T_4) определяют моменты времени, соответствующие максимумам сигналов, а затем находят δ_s в каждом скане. При необходимости вычисляют среднее значение. По тому, как меняется T от скана к скану, вычисляют его максимальное значение и положение по δ .

Итак, при сканировании мы получаем более точные координаты источника: α_s и δ_s .

5.5.2. Картографирование

1. Сканирование площадки. Методика сканирования дискретных источников была описана выше. Там мы проводили исследования дискретного источника для локализации его на карте. Здесь в каждом скане мы получаем одномерное распределение яркости в исследуемой области по α . Проведя несколько сканирований со смещением диаграммы антенны каждый раз на четверть её ширины, мы получаем двумерное распределение яркости по протяженному источнику (области). Далее можно применить метод обработки каждого скана, описанный в главе 3.

2. Дискретное сканирование. Существует и другой метод. Площадка разбивается на отдельные участки (точки), в направлении которых проводится последовательное сопровождение антенны. Расстояние между точками около четверти ширины диаграммы антенны, чтобы не потерять более тонкую структуру в распределении яркости по источнику. Метод используется для получения необходимой чувствительности.

Если наблюдения ведутся на меридианном инструменте, то приходится наблюдать источник несколько дней, каждый раз меняя высоту его установки инструмента.

5.5.3. Калибровка потока

При каждом наблюдении источника (до или после) включают генератор шума – калибровочную ступеньку. Как мы отмечали выше, ступеньку можно откалибровать в единицах температуры $^{\circ}\text{K}$, а также в единицах потока по калибровочным источникам. Сравнивая амплитуду сигнала от источника с амплитудой калибровки, мы находим плотность потока излучения исследуемого радиоисточника.

Можно сравнивать поток исследуемого источника и непосредственно с потоками калибровочных источников, но это увеличивает время наблюдений, поскольку они могут находиться достаточно далеко; кроме того, между двумя наблюдениями возможны изменения усиления, что приводит к ошибкам измерений потоков. Поэтому в таких случаях обычно пользуются калибровочными сигналами генераторов шума (ГШК).

В ЭВМ может загружаться программа наблюдений на сутки или даже больше. Установки антенны, включение режима работы, начало записи и включение ГШ калибровки происходит автоматически.

5.5.4. Спектральные наблюдения

Основной метод получения профиля излучаемой источником радиолинии – сопровождение источника. Это связано с тем, что здесь чувствительность много ниже, чем при наблюдениях источников континуума, поскольку она определяется полосой пропускания отдельного канала, т.е. спектральным разрешением. Для достижения

нужной чувствительности необходимо увеличивать время накопления сигнала, т.е. время наблюдений данного источника.

При наблюдениях космического источника необходимо определить точку отсчета, относительно которой будут определяться его координаты в пространстве, а также скорость движения источника относительно наблюдателя.

Основной вклад в это движение вносят движение Солнца (вместе с которым движется и сама Земля) к апексу (19.4 км/с), вращение Земли вокруг Солнца (29 км/с) и вращение Земли вокруг собственной оси (0.465 км/с на экваторе).

При более точном определении скорости относительного движения учитывается также то, что Земля-Луна является двойной системой и надо брать движение центра масс системы, т.е. движение вокруг барицентра Земля-Луна, амплитуда которого составляет 0.029 км/с.

Движение Солнца в пространстве зависит от того, в какой системе отсчета оно рассматривается. Для удобства все движения рассматриваются относительно местного стандарта покоя (Local Standard of Rest), для определения которого обычно учитываются движения звезд, удаленных не более чем на 100 пс. Измерения лучевых скоростей и собственных движений таких звезд показывают, что Солнце движется относительно местного стандарта покоя со скоростью 19.4 км/с в направлении апекса, точки на небесной сфере с координатами $\alpha \approx 270^\circ$, $\delta \approx +30^\circ$.

Скорость движения источника относительно наблюдателя после вычитания проекций скоростей, рассмотренных выше движений, называют скоростью источника относительно местного стандарта покоя и обозначают V_{LSR} . Нередко её называют лучевой скоростью, т.е. скоростью вдоль луча зрения. Кроме того, сам источник может иметь движение относительно той среды, в которой он находится. Такое движение принято называть пекулярным.

Вся описанная выше процедура называется установкой шкалы лучевых скоростей в профилях линий.

Особенности спектральных наблюдений и подготовка к ним

1. Проводится расчет лучевых скоростей на момент наблюдений. Это особенно важно при наблюдениях источников мазерного излу-

чения при высоком спектральном разрешении. При длительных наблюдениях (порядка часа и более), особенно вблизи меридиана, проводится корректировка частоты гетеродина. Здесь больше всего скачивается изменение скорости за счет вращения Земли вокруг своей оси.

2. Выбирается режим наблюдений в зависимости от величины сигнала – “ON-ON” или “ON-OFF”. Потоки от источников водяных мазеров могут достигать нескольких миллионов Янских.

3. Оценивается примерное время накопления сигнала, поскольку для получения профиля линии (распределение интенсивности по лучевой скорости) нельзя расширять полосу фильтра, можно только увеличивать время накопления сигнала.

4. Устанавливается уровень усиления таким, чтобы работа осуществлялась только на квадратичном участке детектора в каждом спектральном канале (для фильтрового анализатора). Это также важно и для работы с автокоррелятором.

5. Учитываются особенности наблюдений слабых источников.

6. Проводится регулярная проверка точности наведения телескопа при различных его положениях (юстировка), поскольку спектры получают только при сопровождении источника в одной точке; неточность наведения приводит к уменьшению амплитуды сигнала.

Напомним, что радиотелескоп с диаграммной модуляцией имеет два направления приема сигнала. На источник можно наводиться любым из них.

Метод наблюдений ON-ON. При приёме слабых сигналов обычно используют метод ON-ON (наведение – наведение). Он состоит в следующем: телескоп наводится одним из направлений приема на некоторую область сравнения, отстоящую от исследуемого источника точно на угол качания диаграммы направленности антенны, а другим – точно на источник. В таком состоянии на некоторое время включается калибровочный генератор шума с температурой T_{al} . Обращаем внимание, что при несильном сигнале калибровочный сигнал включается на фоне сигнала от источника, хотя и в противоположной фазе. С помощью коммутатора проводится опрос каналов анализатора и таким образом, осуществляется накопление уровней ГШ и ON-1.

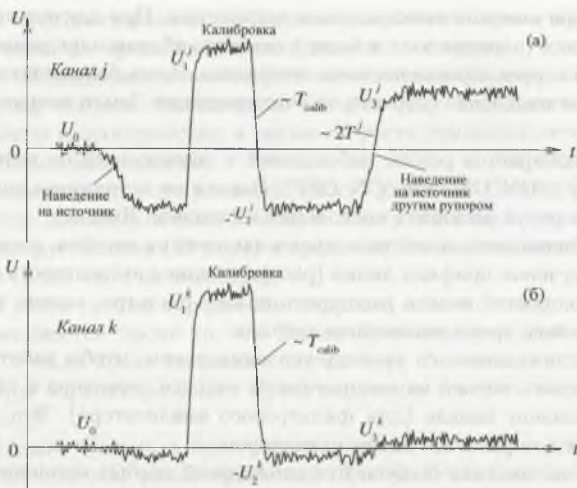


Рис. 5.18. Метод наблюдений ON-ON

Затем телескоп смещается на угол качания диаграммы так, что наводится на источник своим первым направлением приема, а вторым – на область сравнения, но уже расположенную по другую сторону относительно источника. Проводится накопление уровня ON-2. На рис. 5.18 приведены примеры записи для двух каналов, сигналы в которых сильно различаются.

Обращаем внимание на то, что все три уровня, ГШ, ON-1 и ON-2, – это разности между сигналами, поступающими на рупоры.

Для метода ON-ON величина принимаемых сигналов (антенная температура) в каждом канале вычисляется по формуле

$$T_j = T_{\text{cal}} \frac{U_3^j - U_2^j}{U_1^j - U_2^j}, \quad (17)$$

где U_1^j , U_2^j и U_3^j – средние значения выходного напряжения на участках ГШ, ON-1 и ON-2 для канала j соответственно.

В силу симметричной модуляции уровни ON-1 и ON-2 смещены

друг относительно друга на двойную величину сигнала, т.е. значение антенной температуры, вычисляемой по формуле (17), получается удвоенным. По значениям сигнала (T_j) в каждом канале (j) строится профиль линии принятого сигнала. Затем от номера канала переходят к лучевой скорости V_{LSR} , а от антенной температуры к плотности потока, причем надо учитывать, что сигнал удвоенный.

Калибровку можно также проводить в режиме, когда антенна обоими рупорами наводится на область сравнения. Остальное как описано выше. Такой метод имеет 4 уровня и немного увеличивает продолжительность наблюдений. Достоинство состоит в том, что полностью исключается влияние источника на калибровку.

Метод наблюдений OFF-ON. Напомним что в методе ON ON калибровка осуществляется на фоне сигнала. Если сигнал достаточно сильный ($T_s \approx 3T_{calib}$), то даже его небольшие относительные флуктуации, например из-за неточности сопровождения или вследствие нестабильности коэффициента усиления приемника могут привести к значительным вариациям калибровочного сигнала.

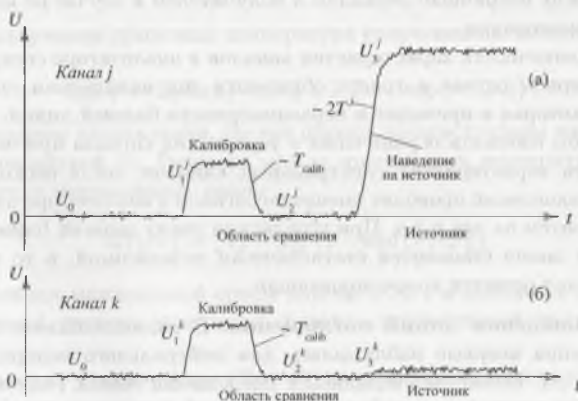


Рис. 5.19. Метод наблюдений OFF-ON

Поэтому для наблюдений сильных источников используется другой метод – метод “OFF-ON” (отведение-наведение), при котором телескоп наводится так, что оба направления его приема попадают

на область сравнения (рис. 5.19). В этот период на некоторое время включается калибровочный генератор шума с температурой T_{al} и затем происходит накопление уровня OFF. Далее телескоп одним из направлений своего приема (обычно тем, куда вводится ГШ) наводится на источник и накапливается уровень ON.

С помощью калибровочного генератора шума величина принимаемых сигналов в каждом канале j выражается в единицах антенной температуры по аналогичной формуле метода ON-ON. Аналогично строится и профиль линии.

Особенности наблюдений слабых линий. На первый взгляд, для получения необходимой чувствительности при наблюдениях слабых радиотелескопических линий достаточно просто увеличивать время накопления. Однако это далеко не так. Существуют факторы, ограничивающие минимально обнаружимый сигнал при усреднении большого числа записей. Причинами могут быть:

1. Неравномерность базовой линии (зависимость от частоты) в кассегреновской системе из-за многократных отражений сигнала, в основном между вторичным зеркалом и облучателем в случае не идеального согласования.
2. Неидентичность характеристик каналов в анализаторе спектра.

В первом случае в тракте образуется так называемая стоячая волна, которая и приводит к неравномерности базовой линии.

Чтобы избежать ограничения в усреднении сигнала при неидентичности характеристик спектральных каналов, после нескольких серий накоплений проводят смещение сигнала в анализаторе на один канал, затем на два и т.д. При усреднении таких записей (спектров) базовая линия становится статистически независимой, в то время как сигнал остается коррелированным.

Наблюдения линий поглощения. В радиодиапазоне линия поглощения впервые наблюдалась для нейтрального водорода на $\lambda = 21$ см. Позже наблюдались в поглощении линии гидроксидов, углерода, а также линии других молекул. Рассмотрим образование линии поглощения безотносительно к их принадлежности к конкретному атому или молекуле.

Пусть межзвездное облако находится перед ярким источником континуума с температурой T_0 , угловой размер которого больше размера облака (рис. 5.20). Тогда на основании решения уравнения пере-

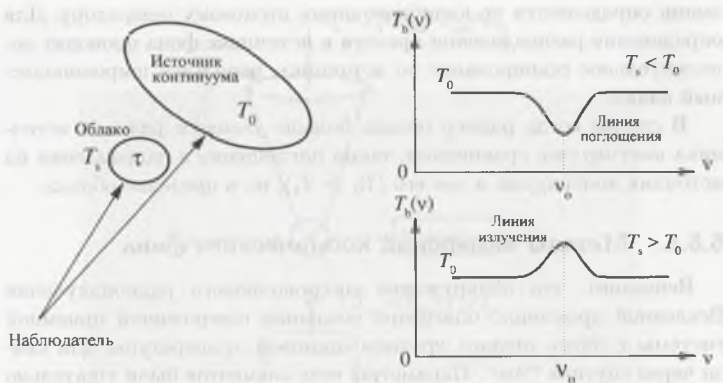


Рис. 5.20. Слева – формирование линии поглощения, справа – профили линий поглощения и излучения в зависимости от соотношения температур протяженного источника континуума и более компактного облака

носа излучения яркостная температура излучения на частоте линии равна

$$T_b(\nu) = T_0 \exp[-\tau(\nu)] + T_s \{1 - \exp[-\tau(\nu)]\},$$

а в соседнем направлении, где нет облака, зарегистрируем излучение с температурой T_0 . Разность между яркостными температурами в этих двух направлениях равна

$$\Delta T_b(\nu) = (T_s - T_0) \{1 - \exp[-\tau(\nu)]\}. \quad (18)$$

В условиях межзвездной среды обычно $\tau < 1$ и плотность газа достаточная, поэтому величина T_s близка к кинетической температуре газа.

Если газ холоднее фона ($T_s < T_0$), то наблюдается линия поглощения. Когда газ горячее фона ($T_s > T_0$), наблюдается линия излучения на фоне континуума.

Таким образом, по глубине линии поглощения вычисляется её оптическая толщина τ . Используя модуляционный приемник с частотной или диаграммной модуляцией, мы исключаем излучение континуума и получаем в чистом виде линию поглощения. Амплитуда

линии определяется по калибровочному шумовому генератору. Для определения распределения яркости в источнике фона проводят дополнительное сканирование по источнику, используя широкополосный канал.

В случае когда размер облака больше углового размера источника континуума, сравнивают линии поглощения в направлении на источник континуума и вне его ($T_0 > T_s$), но в пределах облака.

5.5.5. Методы измерений космического фона

Вспомним, что обнаружение микроволнового радиоизлучения Вселенной произошло благодаря созданию совершенной приемной системы с очень низким уровнем шумовой температуры для связи через спутник “Эхо”. Параметры всех элементов были тщательно рассчитаны и измерены с точностью $< (1 - 2)^\circ$. Благодаря использованию рупорно-параболической антенны (см. рис. 3.35) и малошумящего парамагнитного усилителя (мазерного усилителя), работающего в криостате с жидким гелием, удалось достичь шумовой температуры около 15 К.

После открытия фонового излучения определились два аспекта развития данного направления в науке:

- дальнейшие исследования в различных диапазонах длин волн (абсолютные измерения температуры фона), совершенствуя приемную аппаратуру и методы;
- измерения слабой анизотропии фонового излучения, чему в настоящее время придается большое значение.

На рис. 5.21 приведена упрощенная схема приемной системы для абсолютных измерений фонового излучения T_0 и показан вклад различных составляющих в общую шумовую температуру. Приемник модуляционного типа переключается с рупорной антенны на специальную охлаждаемую нагрузку. В направлении в зенит приемник принимает излучение с температурой

$$T_z = T_0 + T_{\text{Gal}} + T_{\text{atm}} + T_{\text{Tr}}, \quad (19)$$

где T_{Gal} , T_{atm} , T_{Tr} – вклад излучений Галактики, атмосферы Земли и самой Земли через задний и боковые лепестки соответственно. При переключении приемника на нагрузку поступает излучение с темпе-



Рис. 5.21. Схема приемной системы для измерений фонового космического излучения

ратурой

$$T_{\text{cal}} = T_{\text{He}} + T_{\text{m}} + T_{\text{v}}. \quad (20)$$

Здесь T_{He} , T_{m} , T_{v} – шумовые температуры согласованной нагрузки, находящейся в жидком гелии, боковой внутренней стенки криостата и окна криостата соответственно. Модуляционного типа приемник регистрирует разность сигналов $T_z - T_{\text{cal}}$.

Абсолютные измерения фонового излучения возможны с точностью $\sim 1\%$. Однако этого явно недостаточно для поиска анизотропии излучения. Можно проводить не абсолютные измерения из разных направлений, а, например, разницу излучений от двух направлений – “дифференциальный метод” измерений. Этот метод измерений распределения фонового излучения, например как функция склонения δ , позволяет измерять температуры до $10^{-5} \cdot T_0$.

Одним из направлений берется полюс мира. Другое направление измерений отстоит от первого к югу на угол порядка $60^\circ - 90^\circ$. При таком значении угла в разнице направлений угловые разре-

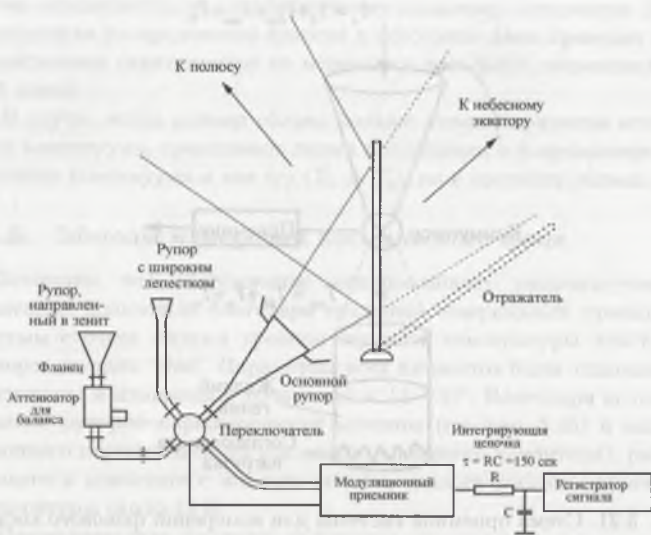


Рис. 5.22. Разностный метод измерений фонового излучения для поиска анизотропии

ния отдельных антенн не имеют значения; обычно ширина лепестков антенн составляет $5^\circ - 10^\circ$.

Приемник с частотой модуляции попеременно подключается то к основному рупору, то к другому рупору (зенитному), направленному точно в зенит (см. рис. 5.22). Он подключается через аттенуатор, с помощью которого проводится балансировка плеч на входе коммутатора (модулятора). Балансировка осуществляется, когда основной рупор направлен на полюс мира. Таким образом, исключается постоянная составляющая шумов приемника, атмосферы и др. (вспомним работу модуляционного приемника).

С помощью плоского зеркала можно менять направление приема сигнала основного рупора. Когда оно стоит вертикально, основной рупор принимает излучение из направления на полюс мира. При другом положении плоского зеркала рупор направлен в область вблизи небесного экватора (см. выше). Переключение направления приема

проводится периодически, чем и обеспечивается получение разности сигналов, характеризующую анизотропию фонового излучения.



Рис. 5.23. Результат измерений фонового излучения дифференциальным методом

Небольшой вспомогательный рупор служит для того, чтобы в процессе работы на моменты отключения от приемника основной и зенитный рупоры были бы в состоянии термодинамического равновесия с холодной нагрузкой.

Результаты измерений дифференциальным методом позволили получить анизотропию реликтового излучения (рис. 5.23).

5.6. Обработка данных наблюдений

При отсутствии сигнала от источника космического радиоизлучения на выходе приемника имеется некоторый уровень напряжения, который часто называют нулевым уровнем радиометра. Реально выходное напряжение флуктуирует относительно этого нулевого уровня из-за наличия шумов антенны и приемника. Запись таких флуктуаций выходного напряжения называют “шумовой дорожкой” (рис. 5.24). Как мы отмечали в главе 4, в модуляционном приемнике постоянная составляющая шумов убирается, а флуктуации выходного сигнала остаются и они пропорциональны уровню шумов системы (антенна и приемник).

Шумовые флуктуации сигнала на выходе приемника обычно имеют нормальное (гауссово) распределение, характеризующееся сред-



Рис. 5.24. Шумовая дорожка

неквадратичным значением σ . Как мы помним из статистики, 95% отклонений в шумовом сигнале находятся внутри интервала $\pm 2\sigma$, 99.8% – внутри интервала $\pm 3\sigma$, т.е. отношение размаха шумовой дорожки к среднеквадратичному значению примерно равно 6.

Информацию с выхода приемника мы должны превратить в цифровой вид (двоичный код) и ввести в ЭВМ. Это делается с помощью аналого-цифровых преобразователей (АЦП). Частота съема точек в АЦП задается теоремой отсчетов:

$$\Delta t = \frac{1}{2} \Delta F,$$

ΔF – ширина полосы выходного фильтра приемника.

Запись прохождения радиисточника может выглядеть так, как показано на рис. 5.25(а).

Источник и калибровочная ступенька видны на фоне шумовой дорожки, температурных дрейфов, помех и уходов шумовой дорожки по каким-либо другим причинам, например из-за нестабильности коэффициента усиления. Наилучший результат при обработке сигнала точечных источников дает метод оптимальной фильтрации, который предполагает априорное знание аппаратной функции – отклика на прохождение радиисточника. Мы обрабатываем сигнал, форма которого нам известна.

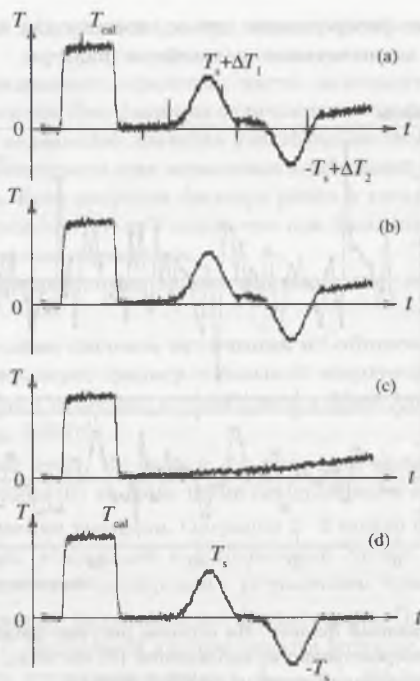


Рис. 5.25. Пример записи прохождения радиоисточника (а) и вид записи после соответствующих стадий обработки (b-d) (см. текст)

5.6.1. Обработка данных при диаграммной модуляции

Рассмотрим обработку на примере прохождения источника сигнала через два рупора (диаграммная модуляция).

1. Чистка записи от импульсных помех. Для этого используются математические линейные или нелинейные фильтры. Линейные фильтры – любая линейная комбинация исходных данных: $\sum w_i I_i$, где I_i – значение сигнала в исходной точке i , w_i – его вес, в том числе и $w = 1$. Линейные фильтры хорошо работают с шумом, имеющим нормальное распределение. Однако присутствие импульсных

помех искажает распределение шумов, поэтому для чистки записей используются исключительно нелинейные фильтры.

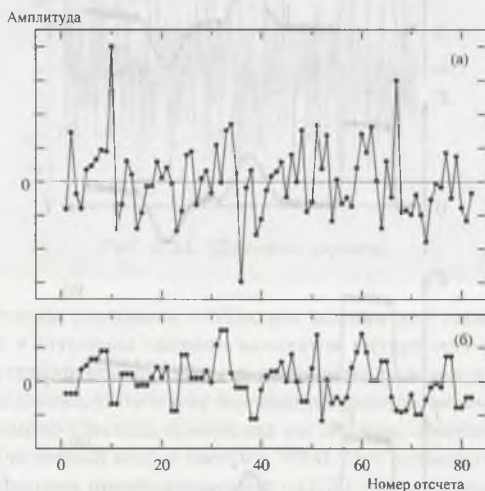


Рис. 5.26. Медианный фильтр. На верхнем рисунке представлен сигнал, полученный непосредственно из наблюдений (82 отсчета), а на нижнем – сигнал после пропускания через медианный фильтр

Наиболее распространенным нелинейным фильтром является медианный фильтр (рис. 5.26). Его суть такая: берем, например, первые 3 точки шумов, выстраиваем их по росту и вместо первой точки ставим среднюю по росту (медианную) точку. Затем сдвигаемся на одну точку. Следующие три точки выстраиваем по росту и вместо второй точки напших шумов ставим медианное значение и т.д. При этом точки становятся зависимыми, что нужно учитывать при расчетах ошибок.

Нетрудно видеть, что самые большие отклонения будут убраны из записи. Можно взять не 3 точки, а 5, 7 и более. Это число точек, по которым ищется медианное значение, называется апертурой фильтра. Фильтр убирает помехи длительностью около половины апертуры. Если взять достаточно большую апертуру, то можно убрать

помехи любой длительности, в том числе и запись самого источника.

Кроме медианного фильтра часто используются фильтры Ходжеса-Леммана. Эти фильтры отличаются от медианных тем, что в получении медианного значения участвуют не только сами точки записи, но и полусуммы всех возможных комбинаций из двух различных отсчетов. Если апертура фильтра равна n точкам, то в результате появляется $(n + 1) \cdot n/2$ точек, что при больших n существенно увеличивает время сортировки.

После убирания помех запись выглядит так, как показано на рис. 5.25 (b).

2. Вычитание сигнала источника из общего сигнала. Пропускаем запись через фильтр с большой апертурой, такой, чтобы убрать из записи источник, а калибровки и более длительные уходы оставить (рис. 5.25 (c)).

3. Второй этап. Из записи (b) вычитаем запись (c), остается запись источника (d) на фоне шума без дрейфов и помех.

4. Устранение трендов. Операции 2–3 можно проделать с другой апертурой, убирающей калибровочный сигнал, что позволяет определить значение калибровки с устранением трендов.

5. Собственно оптимальная фильтрация. Проводится свертка записи J_i с диаграммой направленности антенны. Диаграмма направленности, пронормированная к $A_{\max} = 1$, закладывается в программу обработки либо в виде точек, либо в виде формул (по азимуту и углу места), коэффициенты в формулах могут меняться в зависимости от углов наблюдения.

Чаще всего диаграмма аппроксимируется гауссовой функцией:

$$A(\theta) \sim e^{-k^2 \theta^2}.$$

В присутствии источника выходные флуктуации равны:

$$J_i = S \cdot A_i + R_i,$$

где R – шумы аппаратуры. Запишем в нормированном виде сумму сверток выходного сигнала с диаграммой антенны:

$$\frac{\Sigma [J_i * A_i]}{\Sigma A_i^2} = \frac{\Sigma [(S \cdot A_i + R_i) * A_i]}{\Sigma A_i^2} = S + \frac{\Sigma (R_i * A_i)}{\Sigma A_i^2}. \quad (21)$$

Добавка $\Sigma(R_i * A_i)/\Sigma A_i^2$ имеет нулевое среднее значение ($\Sigma A_i = 0$) и характеризуется только своей дисперсией $\sigma_{\text{св}}$.

Для получения потока от источника в тех же единицах, что и исходные, запись необходимо пронормировать на ΣA_i^2 . При этом ошибка измерения потока определяется дисперсией $\sigma_{\text{св}}$.

Найдем, чему равна дисперсия шумов после свертки:

Процесс	Дисперсия процесса
R_i	σ^2
$R_i * A_i$	$\sigma^2 \cdot A_i^2$
$\Sigma(R_i * A_i)$	$\sigma^2 \cdot \Sigma A_i^2$
$\Sigma(R_i * A_i) / \Sigma A_i^2$	$\sigma^2 / \Sigma A_i^2 = \sigma_{\text{св}}^2$

Если среднеквадратичное значение шумов на выходе приемника было σ , то среднеквадратичное значение шумов после проведения операции свертки уменьшается в $\sqrt{\Sigma A_i^2}$ раз, т.е. обработка с априорным знанием диаграммы дает выигрыш в $\sqrt{\Sigma A_i^2}$ раз в отношении сигнал/шум.

Мы задаем в программе порог в среднеквадратичных значениях шума $n \cdot \sigma_{\text{св}}$, при превышении данного порога мы считаем источник обнаруженным. Порог $n \cdot \sigma_{\text{св}}$ выбирается в зависимости от поставленной задачи. Если нам неизвестно, есть ли источник в данном месте, то обычно выбирают порог $5 \cdot \sigma_{\text{св}}$. При снижении порога увеличивается вероятность ложного открытия источника (флуктуации могут и случайно принять форму диаграммы).

Искомая плотность потока в Янских получается по формуле:

$$S(\text{Jy}) = \frac{S \cdot k}{M}, \quad (22)$$

где M – величина калибровочной ступеньки в машинных единицах, k – величина ступеньки в Янских (известна заранее), S – плотность потока обнаруженного источника в машинных единицах.

Описанный метод оптимален только для источников, размеры которых малы по сравнению с диаграммой.

Протяженные источники обрабатываются по-другому. Ширина записи протяжённого источника определяется не только шириной диаграммы антенны, но и угловым размером источника.

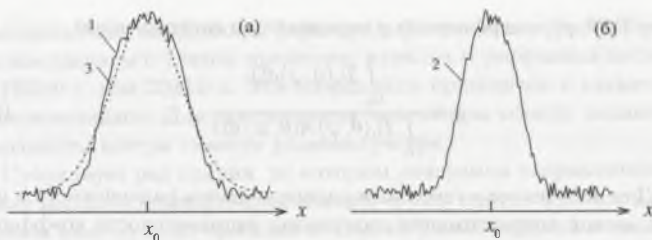


Рис. 5.27. Запись прохождения протяженного источника через диаграмму антенны (а) и отклик антенны на прохождение точечного источника (б)

Для получения величины плотности потока нужно знать распределение яркости по источнику. Можно, например, сравнивать полученную из наблюдений запись прохождения источника (рис. 5.27, кривая 1) с сигналом вида $ae^{-b^2x^2}$. Сначала оценивается положение источника и приблизительное значение a и b , сравнивая запись с откликом от антенны на точечный источник (кривая 2).

Затем проводится оптимизация по двум параметрам. Обращаем внимание на то, что обычно при вписывании гауссианы используется метод наименьших квадратов по отклонениям по оси y . В применяемом нами методе рассматривается минимизация отклонений по оси x . Меняя параметры a и b , мы каждый раз считаем сумму остаточных уклонений $\sum |x_i^s - x_i|$, причем каждый раз максимум вписанной гауссианы приводится к единице. Когда эта сумма окажется минимальной (кривая 3), мы получим искомые параметры, которые дадут нам поток и угловой размер изображения источника.

Вспомним, что изображение источника есть свертка истинного распределения яркости с диаграммой направленности антенны.

Если мы определяем поток просто по максимуму, а угловой размер источника известен, то регистрируемый поток равен

$$S_s = \frac{2kT_a}{A_{\text{eff}}} \cdot g, \quad (23)$$

g – коэффициент, учитывающий соизмеримость угловых размеров источника и диаграммы.

В общем случае при произвольной форме диаграммы направленности (θ, φ) и произвольном распределении радиояркости по источ-

нику $T_b(\theta, \varphi)$, коэффициент g определяется соотношением

$$g = \frac{\int_{\Omega_s} T_b(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{\Omega_a} T_b(\theta, \varphi) A(\theta, \varphi) d\Omega} \quad (24)$$

Для источников с гауссовым распределением радиояркости и при гауссовской аппроксимации диаграммы направленности коэффициент g приближенно равен

$$g = \sqrt{\left[1 + \left(\frac{\varphi_s}{\varphi_a}\right)^2\right] \cdot \left[1 + \left(\frac{\theta_b}{\theta_a}\right)^2\right]}, \quad (25)$$

где θ_s , φ_s , θ_a и φ_a – ширина источника и диаграммы в плоскостях по уровню половинной мощности соответственно.

В обзорах протяженные источники обозначают буквой Е или дают размер по каким-то координатам.

5.6.2. Точность определения потоков

Среднеквадратичная ошибка потока одного наблюдения обычно состоит из трех слагаемых:

$$\sigma_s = \left(\sigma_R^2 + \frac{\sigma_k^2}{k^2} \cdot S^2 + \sigma_{c-s}^2 \right)^{1/2}, \quad (26)$$

где σ_R – среднеквадратичное значение шумового сигнала, σ_k/k – относительная ошибка калибровочного сигнала, σ_{c-s} – точность привязки нашей ступеньки к калибровочному источнику с заданным потоком.

При N наблюдениях данного источника ошибка потока уменьшается в \sqrt{N} раз для первых двух слагаемых.

5.6.3. Точность определения координат

Координаты источника определяются из азимута, высоты наведения антенны на максимум потока и звездного времени прохождения максимума записи по известным формулам. Полученные видимые

экваториальные координаты (эфемериды) пересчитываются в средние координаты с учетом прецессии, нутации и рефракции на эпоху 1950.0 г. или 2000.0 г. Эти координаты приводятся в каталогах радиоисточников. Для протяженных источников обычно задаются координаты центра тяжести радиоизлучения.

Существует ряд причин, по которым диаграмма направленности может несколько смещаться по азимуту и углу места – текучесть материала конструкций, просадки почвы, ветровые нагрузки и т.д. Поэтому установка антенны должна проверяться по источникам, координаты которых точно измерены (калибровочные по координатам). Для разных углов наблюдения вычисляются поправки $\Delta\alpha, \Delta\delta$.

Ошибки координат, получаемых из записей, зависят от отношения сигнал/шум, формы и ширины диаграммы по соответствующей координате (так же, как и ошибка потока) и уменьшаются с ростом числа наблюдений в \sqrt{N} раз. Например, при гауссовой аппроксимации диаграммы $A(\theta) \sim e^{-k^2\alpha^2}$ и диаграммной модуляции при наблюдении методом прохождения ошибка по прямому восхождению в одном прохождении считается по формуле

$$\sigma_\alpha = \frac{\sigma_R}{S} (2\pi k^2)^{-1/4} \cdot \tau^{1/2}, \quad (27)$$

где τ – частота съёмки точек с непрерывной записи.

5.7. Измерения поляризации

Любая антенна принимает энергию, соответствующую только одной поляризации. Выделение поляризации происходит либо в облучателе (диполь, спираль, прямоугольный или конический рупоры), либо в самом элементе, передающем энергию от облучателя к приемнику, например в волноводе.

Сама отражающая поверхность антенны не меняет состояние поляризации, однако при повороте электрического вектора сигнала появляется паразитная поляризация, например кросс-поляризация, которую при точных поляризационных измерениях необходимо учитывать.

Прежде чем приступить к рассмотрению методов измерения поляризации, вспомним из курса оптики основные методы, которые используются для получения и анализа поляризованного света, тем

более, что имеется полный аналог схем для видимого, субмиллиметрового и миллиметрового диапазонов волн. Для этого рассмотрим, как в видимом диапазоне волн из естественного света (неполяризованного) получают линейно поляризованную волну, а так же как преобразовать один вид поляризации в другой.

5.7.1. Основные элементы, используемые в поляризационных измерениях

Для получения линейно поляризованного света из неполяризованного используются поляриды, которые изготавливаются, например, из кристаллов турмалина или кварца в форме пластинок. Направление оптической оси кристалла находится в плоскости пластинки. Такие поляризаторы (двупреломляющие) разделяют первоначальный пучок на два ортогональных компонента, которые полностью поляризуются, и устраняют один из них.

Для изменения вида поляризации или поворота плоскости поляризации используются специальные пластинки, сдвигающие фазу выходного сигнала. Такая фазовая пластинка, не меняя интенсивности и степени поляризации монохроматического поляризованного пучка света, расщепляет его на два взаимно перпендикулярных поляризованных компонента. Один из них направлен вдоль оси кристалла и имеет наибольшую скорость распространения, другой из них направлен перпендикулярно оси кристалла и имеет наименьшую скорость:

$$E_x = E_0 \sin \omega t \sin \varphi, \quad E_0 = E_0 \sin \omega t \cos \varphi. \quad (28)$$

Пластинка сдвигает фазу одного из пучков света относительно другого

$$E_x = E_0 \sin(\omega t + \chi) \sin \varphi, \quad E_y = E_0 \sin \omega t \cos \varphi \quad (29)$$

и затем вновь соединяет их в единый пучок. Здесь речь идет не об абсолютном изменении фазы, а об относительном. Также отметим, что для определенной длины волны сдвиг фазы есть величина постоянная для данного вещества (при перпендикулярном падении волны) и поэтому не зависит от вида поляризации падающего излучения. В зависимости от фазы после сложения компонентов можно получить разные виды поляризации: линейную, эллиптическую и круговую.

Наиболее распространенными фазовыми пластинками являются пластинки со сдвигом фаз на 90° и 180° . Они называются четвертьволновыми и полуволновыми пластинками соответственно.

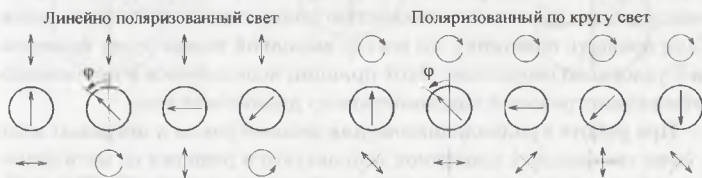


Рис. 5.28. Влияние четвертьволновой пластинки на прохождение линейно поляризованного света (слева) и света, поляризованного по кругу (справа). Пунктирными линиями показаны направления плоскости поляризации в случае подающей волны с левой круговой поляризацией

Результат прохождения линейно поляризованного света через четвертьволновую пластинку при разных углах ее ориентации показан на рис. 5.28. При углах 0 и $\pm 90^\circ$ выходящий из пластинки свет имеет линейную поляризацию, а при углах $+45^\circ$ и -45° ($+135^\circ$) – правую и левую круговые поляризации соответственно. При всех других (промежуточных) значениях угла будет эллиптическая поляризация.

Если на четвертьволновую пластинку падает волна с круговой поляризацией, то выходящая волна будет всегда иметь линейную поляризацию. Изменение ориентации пластинки приведет к изменению направления плоскости линейной поляризации выходящей волны. Это свойство широко используется, например, в авиации.

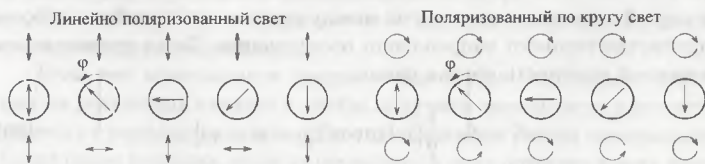


Рис. 5.29. Влияние полуволновой пластинки на прохождение линейно поляризованного света (слева) и света, поляризованного по кругу (справа)

Влияние полуволновой пластинки на проходящий пучок света показано на рис. 5.29. При падении линейно поляризованного света на выходе пластинки вид поляризации сохраняется, но происходит поворот плоскости поляризации на удвоенный угол относительно угла между осью пластинки и плоскостью поляризации падающего света. Если вращать пластинку, то вектор выходной волны будет вращаться с удвоенной скоростью. Этот принцип используется в приемниках субмиллиметрового и миллиметрового диапазонов волн.

При работе в радиодиапазоне для дециметровых и метровых волн в качестве фазовых пластинок используются решетки из металлических проволок, стержней или пластинок.

На волнах более 5 мм выделение поляризации и преобразование её из одного вида в другой происходит в устройствах, изготовленных на основе круглых и прямоугольных волноводов. Так, например, круговая поляризация принимается конусообразным облучателем, который переходит в круглый волновод. В волноводе размещается феррит (выполняющий роль четвертьволновой пластинки), который преобразует круговые поляризации в линейные (см. рис. 5.28, справа). Напомним, что в феррите волны с правой и левой круговыми поляризациями имеют разные скорости распространения. Далее имеются два прямоугольных волновода. Они располагаются так, что волна с правой поляризацией проходит в один волновод, а с левой поляризацией – в другой. Каждая волна поступает в свой приемник, где осуществляется анализ сигналов.

5.7.2. Линейная поляризация

Пусть излучаемая плотность потока источника равна S_0 со степенью линейной поляризации p и позиционным углом поляризации ψ , который определяется как угол между кругом склонений и вектором преимущественного направления поляризации. Тогда принимаемая антенной плотность потока равна:

$$S = S_0 \cdot \frac{1}{2} [1 + p \cos 2(q - \psi - \chi)] , \quad (30)$$

где q – паралактический угол, χ – угол между плоскостью линейной поляризации антенны и вертикалом (этот угол часто равен нулю).

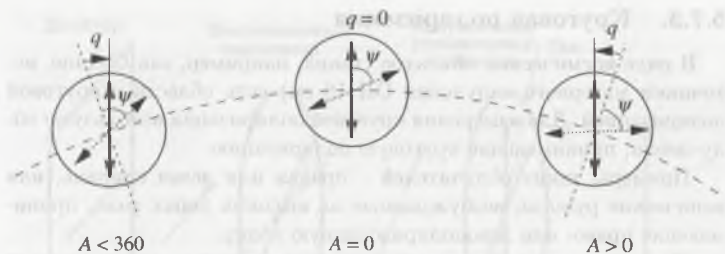


Рис. 5.30. Изменения взаимной ориентации плоскостей поляризации антенны и излучения источника в зависимости от азимута. Кругами показана диаграмма направленности антенны, вертикальными сплошными стрелками – ориентация плоскости поляризации антенны, пунктирными стрелками – плоскость поляризации излучения источника и штриховыми линиями – части кругов склонения источника

Угол ψ не зависит от того, в какой части небосвода находится источник; он определяется только свойствами излучения самого источника. Изменяется только угол q , что приводит к изменению взаимной ориентации плоскостей поляризации антенны и излучения источника. На рис. 5.30 показаны три случая наблюдений источника с линейно поляризованным излучением: к востоку от меридиана, в меридиане и к западу от меридиана. Здесь $\chi = 0$.

Измерить линейную поляризацию можно, вращая облучатель вокруг его оси. Находим максимальный и минимальный отклики, а затем по формуле $p = (J_{\max} - J_{\min}) / (J_{\max} + J_{\min})$ находим степень поляризации. Направление максимального отклика определяет позиционный угол линейной поляризации.

При наблюдении в меридиане это будет угол поворота облучателя по отношению к вертикалу.

Если нет возможности вращать облучатель, наблюдают источник на различных азимутах, чтобы получить зависимость плотности потока от паралактического угла q . Измерения степени поляризации будут более точными, если их проводить в двух ортогональных плоскостях (например, в вертикальной и горизонтальной).

5.7.3. Круговая поляризация

В ряде космических объектов (таких, например, как Солнце, источники мазерного излучения ОН 18 см) есть области с круговой поляризацией. Для измерения круговой поляризации используют облучатели, принимающие круговую поляризацию.

Примеры таких облучателей – правая или левая спираль, или конические рупоры, возбуждаемые на высоких типах волн, принимающие право- или левополяризованную волну.

Для измерения степени поляризации может использоваться обычный приемник с двумя рупорами с разной поляризацией. Для неполяризованной волны мощности, регистрируемые на выходах облучателей, будут одинаковы. При наличии круговой поляризации появляется разность мощностей, которая дает степень круговой поляризации.

В реальных поляриметрах часто используют один облучатель и специальные разделители поляризации или модуляцию поляризации (право-лево). На выходе синхронного детектора появляется сигнал, пропорциональный степени поляризации.

5.7.4. Измерения поляризации на миллиметровых и субмиллиметровых волнах

Классическая схема анализа линейно поляризованного излучения показана на рис. 5.31. Она состоит из модулятора, анализатора и регистрирующего устройства (детектора). Модулятор и анализатор изготавливаются из кварца. В качестве модулятора используется полуволновая пластинка. Согласно свойствам полуволновой пластинки при падении на нее линейно поляризованной волны на выходе волна также будет линейно поляризованной, но повернутой на угол ψ относительно входной волны. При вращении пластинки модулятора также будет вращаться плоскость поляризации выходящей волны, причем с удвоенной скоростью (см. рис. 5.29).

Положение поляризационной оси анализатора фиксировано. Проходит через него сигнал только с ориентацией вектора вдоль этой оси. При всех других ориентациях амплитуда определяется проекцией вектора на ось анализатора:

$$S(\varphi) = S_0 \cos \varphi = S_0 \cos(2\omega t).$$

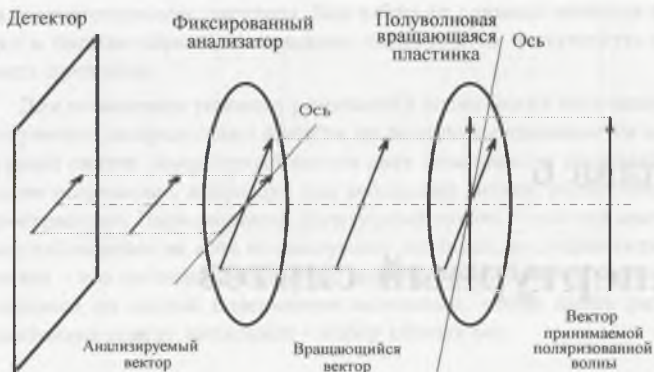


Рис. 5.31. Схема анализа линейной поляризации, используемая в субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах волн

Здесь p – степень линейной поляризации входного сигнала. Если он полностью поляризован ($p = 1$), то на детекторе сигнал будет меняться от некоторого максимального значения до нуля. При неполяризованном входном сигнале ($p = 0$) на детекторе будет постоянный сигнал независимо от положения пластинки модулятора. При частичной поляризации $0 < p < 1$ сигнал на детекторе будет изменяться от некоторого минимального значения до максимального, что и характеризует степень поляризации излучения.

Глава 6

Апертурный синтез

Настоящий раздел нашей книги является очень важным при современном развитии наблюдательной радиоастрономии и вычислительной техники. Радиоастрономические инструменты по угловому разрешению значительно превысили оптические. Например, получены карты различных участков неба в континууме и во многих молекулярных радиолиниях с очень тонкой структурой, недоступной оптическим методам исследования. Области мазерного излучения разделяются на отдельные пространственные компоненты (мазерные пятна), угловое расстояние между которыми составляет всего лишь доли угловой милисекунды, что позволяет изучать их собственные движения и кинематику.

В настоящей главе мы рассмотрим:

1. Основные понятия апертурного синтеза.
2. Использование вращения Земли для заполнения uv -плоскости.
3. Интерферометры.
4. Основные типы антенн апертурного синтеза.
5. Восстановление изображения и калибровка.

При написании этого раздела книги мы учли многие замечания, которые делали студенты на лекциях при чтении курса экспериментальной радиоастрономии в Московском Государственном университете им. М.В.Ломоносова.

Основные физические процессы, происходящие в интерферометрах, были промоделированы с помощью ЭВМ и проиллюстрированы

на соответствующих рисунках. Мы избегали длинных выводов формул и больше обращали внимание читателей на физическую сущность процессов.

Для повышения углового разрешения космических источников и получения распределения яркости по источнику применяется апертурный синтез. Апертурный синтез дает возможность получать хорошее разрешение, используя ряд небольших антенн, разнесенных в пространстве. Параллельный апертурный синтез – это одновременные наблюдения на всех используемых антеннах, последовательный синтез – это последовательные во времени наблюдения с перемещающимися по земной поверхности антеннами, чтобы иметь разные расстояния между антеннами – набор разных баз.

6.1. Основные понятия апертурного синтеза

Как отмечалось в главе 3, в настоящее время в апертурном синтезе, а также в оптических наблюдениях используется иной, чем это было раньше, подход к получению изображения: вместо самих величин распределения яркости, изображения объекта и диаграммы направленности антенны рассматриваются их Фурье-образы.

Мы знаем, что функцию во времени $f(t)$ можно разложить на гармонические составляющие (синусоиды или косинусоиды), каждая из которых имеет свой период (частоту), свою амплитуду и свою фазу. Зависимость амплитуды гармоник от частоты дает амплитудный спектр, зависимость фазы от частоты – фазовый спектр. Частота в данном случае есть величина, обратная периоду процесса T : $\nu = 1/T$, круговая частота $\omega = 2\pi\nu$. Для периодической функции спектр состоит из отдельных гармоник, частоты которых кратны основной (наименьшей) частоте ν , 2ν , 3ν и т.д. Такой спектр называют линейчатым. Отдельные импульсы и непериодические функции имеют сплошной спектр. Если периодическое колебание есть просто повторение отдельного импульса, то огибающие линейчатого и сплошного спектра идентичны. На рис. 6.1 показаны меандр и его спектр.

Пропуская сигнал через какое-либо устройство, например усилитель, необходимо, чтобы это устройство пропускало весь спектр сигнала, только тогда сигнал на выходе получится без искажений. Чем

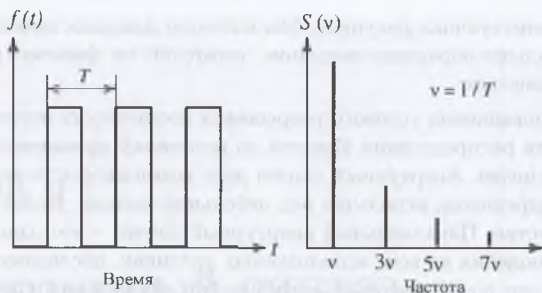


Рис. 6.1. Спектр меандра

уже сигнал, тем шире его спектр. Для получения сигнала обратным преобразованием Фурье необходим как амплитудный, так и фазовый спектр источника.

В главе 3 был подробно описан метод получения изображения с использованием функции, которая описывает апертуру антенны. В настоящей главе будет представлен другой метод, где вместо функции апертуры антенны использованы Фурье-образы. Схемы формирования изображения в обоих методах показаны на рис. 6.2.

Функцию в пространстве (например, распределение яркости $T_b(\theta, \varphi)$) так же как и периодический сигнал можно разложить на гармонические компоненты, каждая из которых характеризуется своим угловым размером. Естественно в качестве эквивалента периода в функции во времени использовать величину углового размера, которую можно разрешить антенной диаметром D , $\varphi = \lambda/D$ (дифракционный размер). Величина D/λ называется пространственной частотой. Для двумерного распределения яркости пространственные частоты $u = D_1/\lambda$ и $v = D_2/\lambda$, где D_1 и D_2 – размеры антенны по двум перпендикулярным направлениям.

Фурье-преобразование от $T_b(\theta, \varphi)$ дает нам зависимость амплитуд и фаз этих компонент от пространственных частот u, v и называется спектром пространственных частот.

Фурье-преобразование от антенной температуры (изображения) T_a называется функцией видности

В первом подходе получения изображения антенная температура (изображение) есть свертка истинного распределения яркости источника с диаграммой направленности антенны (см. главу 3):

$$T_a = T_b * A .$$

Применим к обеим частям преобразование Фурье и вспомним первую теорему свертки: Фурье-преобразование от свертки двух функций равно произведению Фурье-преобразований этих функций (см. Прилож. А):

$$F(k_1 * k_2) = F(k_1) \cdot F(k_2) .$$

Получим равенство:

$$\tilde{T}_a(u, v) = \tilde{T}_b(u, v) \cdot \tilde{A}(u, v) . \quad (3)$$

Таким образом, функция видности равна пространственному спектру, умноженному на пространственно-частотную характеристику телескопа.

С помощью второй теоремы свертки (преобразование Фурье от произведения двух функций равно свертке этих функций)

$$F(k_1 \cdot k_2) = F(k_1) * F(k_2)$$

можно показать, что пространственно-частотная характеристика антенны равна функции автокорреляции от распределения поля по апертуре (диаграммы направленности облучателя):

$$\tilde{A} = E * E^* .$$

Итак, второй путь получения изображения (начиная от поля E в апертуре):

- пространственно-частотная характеристика есть функция автокорреляции от распределения поля в апертуре;
- функция видности (изображение объекта) – пространственный спектр источника, умноженный на пространственно-частотную характеристику антенны;
- истинное распределение яркости по источнику T_b находится обратным преобразованием Фурье от пространственного спектра:

$$T_b(\theta, \varphi) = \int \int_{-\infty}^{\infty} T_b(u, v) e^{+i 2\pi(\theta u + \varphi v)} du dv . \quad (4)$$

При этом нам необходимо получить как амплитудный, так и фазовый пространственный спектр по обеим координатам.

На рис. 6.3(а) вверху показаны функция $T_b(\theta)$ и её амплитудный пространственный спектр $\bar{T}(u)$, а также диаграмма направленности антенны $A(\theta)$ и её пространственно-частотная характеристика $\bar{A}(u)$ по одной координате. Пространственно-частотная характеристика ограничивается максимальной базой наблюдений на частоте u_{\max} . Если распределение яркости имеет спектр шире, чем спектр диаграммы направленности, то мы получим обрыв спектра пространственных частот на частоте u_{\max} , а значит, распределение яркости по источнику будет сглаженным, в нем будут отсутствовать более мелкие угловые детали. Чем мельче детали присутствуют в распределении яркости по источнику, тем шире его спектр $T_b(u)$. Это показано на рис. 6.3(б).

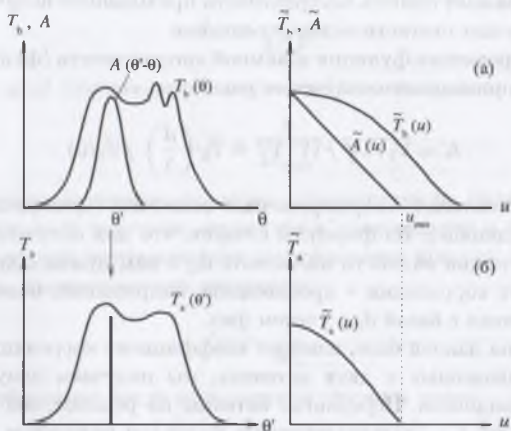


Рис. 6.3. (а) – распределение радиояркости по источнику и его пространственный спектр; (б) – наблюдаемое распределение этих параметров источника с диаграммой антенны A

Для того чтобы изображение полностью повторяло истинное распределение яркости, мы должны получить весь его спектр, т.е. нам нужны базы, соответствующие граничной частоте пространственно-

го спектра. Кроме того, для восстановления изображения нам необходимо получить фазовый спектр, зависимость фазы принимаемого излучения от пространственных частот u, v .

Мы увидим, что введенные величины естественно получаются в наблюдениях с использованием нескольких антенн.

Предположим, что мы располагаем двумя антеннами на рельсах с максимальным расстоянием между ними, равным d , направленными на исследуемый источник. В каждой из антенн источник наводит напряжение: $V_1(t)$ в первой антенне и $V_2(t)$ во второй. Если антенны направлены на точечный источник, проходящий через центр базы (т.е. направление на источник перпендикулярно базе), то коэффициент корреляции этих напряжений равен 1. Если источник протяженный, то от разных частей источника до антенн излучение доходит с разными фазами и коэффициент корреляции будет меньше 1. Величина $\overline{V_1 \cdot V_2^*}$ отражает степень когерентности приходящего излучения, где черта означает статистическое усреднение.

Нормированная функция взаимной когерентности (функция корреляции) приходящего излучения равна

$$K = \overline{V_1 \cdot V_2^*} / \overline{V_1 \cdot V_1^*} = \tilde{T}_a \left(\frac{d}{\lambda} \right) / \tilde{T}_a(0) .$$

В знаменателях – нормировочные величины (приведение максимумов к единице). Из формулы следует, что для получения гармоники в функции видности на частоте d_i/λ нам нужно получить коэффициент корреляции – произведение напряжений, наведенных в двух антеннах с базой d_i с учетом фаз.

Итак, на данной базе, измеряя коэффициент корреляции напряжений, наведенных в двух антеннах, мы получаем одну точку в функции видности. Передвигая антенны по рельсам, мы получаем базы от 0 до d_{\max} и соответственно получаем полностью функцию видности по одной координате на частотах от $u=0$ до u_{\max} .

Мы видим, что именно функция видности получается в результате наблюдений на разнесенных антеннах. Используя суточное вращение Земли, мы можем полностью или частично (см. раздел 6.2) получить функцию видности и по второй координате.

При определенном положении базы и склонений источника две антенны на рельсах могут дать нам такое же разрешение, как оди-

ночная антенна диаметром d_{\max} . Мы описали последовательный апертурный синтез.

Процесс получения двумерной функции видности обычно называют заполнением uv -плоскости. Отсутствие каких-либо баз дает "дыры" на uv -плоскости. Чем меньше этих дыр, тем лучше качество изображения.

Возникают два вопроса: какую детальность изображения можно получить с данной максимальной базой и через какие интервалы следует переставлять антенны внутри максимальной базы, чтобы не потерять качество изображения?

Ответ на эти вопросы дает теорема Котельникова (теорема отсчетов). Напомним, что она гласит: любая непрерывная функция $f(x)$, спектр которой ограничен полосой частот ΔF , полностью определяется последовательностью значений, отсчитанных через интервалы

$$\Delta x = \frac{1}{2\Delta F}.$$

Согласно этой теореме, детальность изображения равна

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{2d_{\max}}.$$

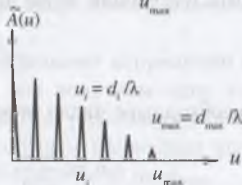
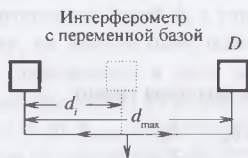
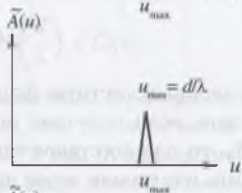
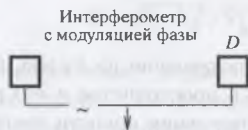
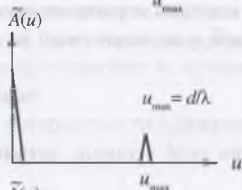
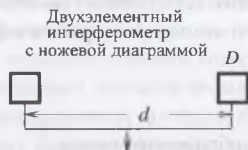
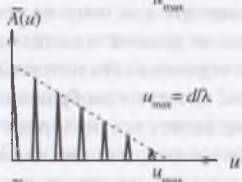
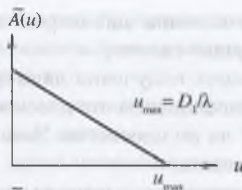
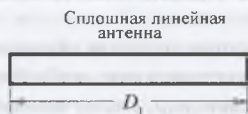
Мы получили известную формулу - разрешение по Релею. Обратная задача: если источник ограничен в пространстве и его размер равен θ_u , то для восстановления распределения яркости достаточно проводить измерения через интервалы:

$$\Delta u = \frac{1}{2\theta_u}.$$

Тогда необходимое число перестановок антенны равно

$$n = \frac{u_{\max}}{\Delta u} = \frac{2d_{\max} \cdot \theta_u}{\lambda} = \frac{\theta_u}{\Delta\theta}.$$

Процесс получения изображения с помощью двух антенн занимает много времени, поэтому обычно используется несколько антенн, например, решетка антенн, система антенн, расположенная в форме креста, по кольцу и т.д. Тогда мы располагаем разными базами и можем заполнить uv -плоскость одновременно соответственно существующим базам. Это параллельный апертурный синтез.



(а)

(б)

Рис. 6.4. (а) – наиболее распространенные типы радиотелескопов; (б) – пространственно-частотные характеристики

Физический смысл пространственно-частотной характеристики $\bar{A}(u, v)$ заключается в том, что она показывает, сколько одинаковых баз одновременно участвует в формировании данной пространственной частоты. Для сложных антенн вычисление пространственно-частотной характеристики значительно более легкая задача, чем получение диаграммы направленности $A(\theta, \varphi)$. Ясно, что, например, в сплошной линейной решетке маленьких баз много, а максимальная, равная длине решетки, одна.

На рис. 6.4 показаны примеры пространственно-частотных характеристик разных типов антенн в одномерном варианте.

Первый максимум в пространственно-частотных характеристиках соответствует апертуре одной антенны. Представленный способ получения изображений используется и для одиночных антенн, где имеется двумерный набор баз от 0 до максимальной апертуры D . Ясно, что в одиночной антенне избыточное количество малых баз.

6.2. Использование вращения Земли для заполнения uv -плоскости

Синтез с использованием вращения Земли предложен М. Райлом в 1962 г. Вследствие вращения Земли даже при неизменном положении антенн меняется ее проекция на картинную плоскость и позиционный угол относительно координат, связанных с источником радиоизлучения. Картинная плоскость – это плоскость, перпендикулярная линии, соединяющей центр базы интерферометра и наблюдаемый источник.

Рассмотрим два частных случая использования вращения Земли дляклонения источника $\delta = 0$ и $\delta = 90^\circ$. Пусть две антенны, составляющие интерферометр, расположены по линии восток–запад на расстоянии d друг от друга. Если склонение источника равно нулю, то источник пройдет через точку востока и запада (пересечение плоскости небесного экватора с плоскостью горизонта), как это показано на рис. 6.5.

Видно, что за время движения источника от восхода до пересечения плоскости меридиана (точка M) двухэлементный интерферометр с неизменной базой дает возможность получить базы от нуля до d и таким образом полностью синтезировать одномерную линию

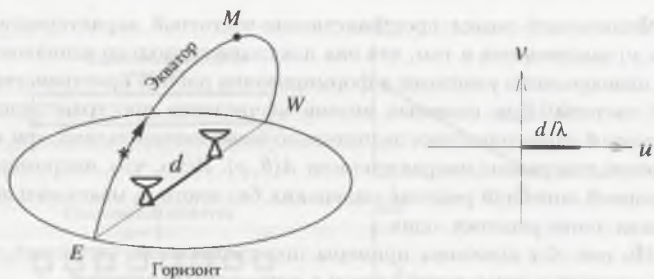


Рис. 6.5. Синтез uv -плоскости двухэлементным интерферометром восток-запад для источника с $\delta = 0$. Стрелкой показано направление движения источника по небесному экватору; M – точка пересечения плоскости меридиана источником

от нуля до пространственной частоты $u = d/\lambda$ на uv -плоскости, используя только вращение Земли.

Рассмотрим с этими же неподвижными антеннами наблюдения источника со склонением 90° . На рис. 6.6 показан случай синтеза околполярной области.

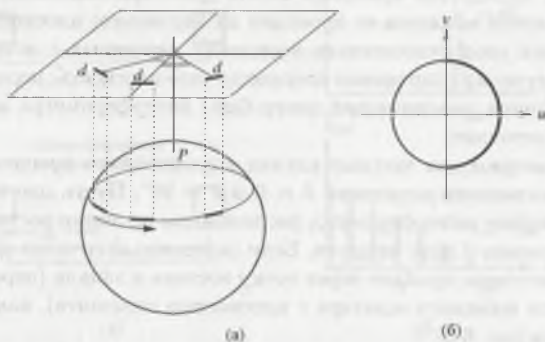


Рис. 6.6. Синтез околполярной области ($\delta \approx 90^\circ$) только за счет вращения Земли (а) и результат суточного синтеза (б) (круг). Жирный полукруг – результат полусуточного синтеза. Стрелкой показано направление вращения Земли

Позиционный угол базы в течение суток меняется от 0 до 2π , при этом проекция базы на картинную плоскость равна d в течение суток. На рис. 6.6(б) показан результат суточного синтеза источника со склонением 90° . Поскольку объект действительный, комплексно сопряженные амплитуды фурье-образа одинаковы, т.е. $T_b(u, v) = T_b^*(-u, -v)$. Поэтому достаточно только полусуточного наблюдения для полного заполнения uv -плоскости.

Рассмотрим общий случай произвольной ориентации базы и любого склонения источника. База интерферометра (отрезок прямой, соединяющей две антенны) может иметь произвольную ориентацию относительно, например направления восток–запад. Кроме того, база может быть наклонена к плоскости горизонта. Точка пересечения продолжения линии базы с небесной сферой имеет координаты в горизонтальной системе отсчета A (азимут, отсчитываемый от точки юга по часовой стрелке) и Z (зенитное расстояние). Поскольку база интерферометра не перемещается относительно Земли, ее координаты A и Z не зависят от вращения Земли.

Напомним, что существует другая система координат, связанная с небесной сферой, экваториальная. В этой системе источники имеют координаты α (прямое восхождение, отсчитываемое вдоль экватора от точки, которая называется точкой весеннего равноденствия) и δ (расстояние от экватора к полюсу мира). Если пренебречь прецессией, нутацией и собственным движением источников, то координаты источника α_i и δ_i будут постоянными. Экваториальные координаты базы можно пересчитать из горизонтальных, азимута A и Z , в экваториальные, α и δ . Однако из-за вращения Земли δ базы будет меняться.

Для удобства воспользуемся таким параметром, как часовой угол, который отсчитывается вдоль экватора от плоскости меридиана до плоскости круга склонения источника. Часовой угол и прямое восхождение источника связаны соотношением

$$s = t_i + \alpha_i,$$

где s – звездное время. Видно, что часовой угол источника меняется. “Небесные” (экваториальные) координаты базы δ_b и t_b не меняются со временем.

На рис. 6.7 координаты источника и базы показаны точками Σ и B . На этом же рисунке P – полюс мира (пересечение оси вращения

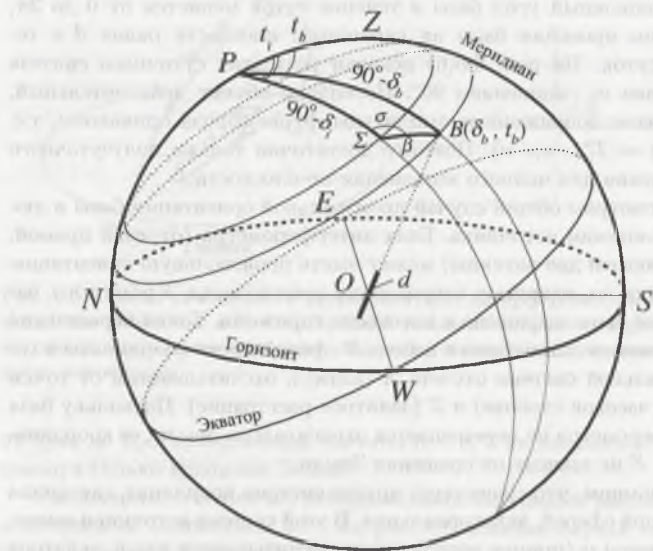


Рис. 6.7. Небесные (экваториальные) координаты базы и источника

Земли с небесной сферой), β – часть дуги между кругом склонения базы и источника, σ – часть дуги между кругом склонения и линией, соединяющей точки Σ и B . Точка B неподвижна, а изменение часового угла источника пропорционально звездному времени ($s = t_i + \alpha_i$), где α_i – прямое восхождение источника. Центр базы интерферометра обозначен буквой O , $B = d/\lambda$ – длина базы в длинах волн.

Проекция базы на картинную плоскость (плоскость, перпендикулярную к линии OS) равна $\frac{d}{\lambda} \sin \beta$, где β – часть дуги большого круга, проходящая через линию базы и источник. Это показано на рис. 6.8.

Проекция этой величины на прямоугольные оси, связанные с источником, и есть искомые u и v . Тогда приблизительно $u = \frac{d}{\lambda} \sin \beta \sin \sigma$, $v = \frac{d}{\lambda} \sin \beta \cos \sigma$.



Рис. 6.8. Проекция базы на прямоугольные оси u, v

Применяя формулы синусов и косинусов из сферической тригонометрии к треугольнику $P\Sigma B$, получим:

$$\frac{\sin \sigma}{\sin(90^\circ - \delta_b)} = \frac{\sin(t_i - t)}{\sin \beta},$$

$$\cos(90^\circ - \delta_b) = \cos(90^\circ - \delta_i) \cos \beta + \sin(90^\circ - \delta_i) \sin \beta \cos \sigma,$$

$$\cos \beta = \cos(90^\circ - \delta_b) \cos(90^\circ - \delta_i) + \sin(90^\circ - \delta_b) \sin(90^\circ - \delta_i) \cos(t_i - t_b).$$

Из этих трех уравнений выразим величины $\sin \sigma$, $\cos \sigma$, $\sin \delta$ через экваториальные координаты источника и базы (δ_i, t_i) и (δ_b, t_b) :

$$u = B_2 \sin(t_i - t_b),$$

$$v = B_1 \cos \delta_i - B_2 \sin \delta_i \cos(t_i - t_b),$$

откуда следует, что

$$B_1 = B \sin \delta_b = \frac{d}{\lambda} \sin \delta_b,$$

$$B_2 = B \cos \delta_b = \frac{d}{\lambda} \cos \delta_b, \quad (5)$$

где B_1 — проекция базы на ось вращения Земли, а B_2 — проекция базы на плоскость экватора.

Эта система уравнений показывает, что, сопровождая исследуемый источник, мы описываем эллипс на спектральной плоскости uv (рис. 6.9).

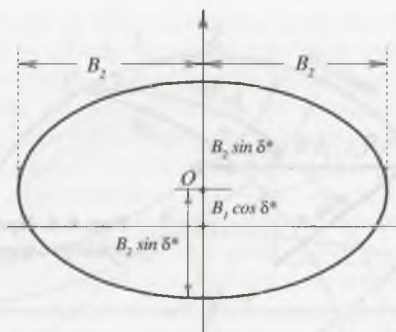


Рис. 6.9. Результат суточного синтеза двухэлементным интерферометром

Рассмотренные выше частные случаи для склонений источника 0 и 90° при положении интерферометра восток-запад (рис. 6.5 и 6.6) легко получаются из данного эллипса: в первом случае эллипс вырождается в прямую линию на uv -плоскости, во втором – в круг.

Отметим свойства полученного эллипса:

- большая ось параллельна оси u ;
- центр эллипса лежит на оси v в точке $u=0$, $v = B_1 \cos \delta_i$;
- большая полуось равна B_2 , малая полуось $B_2 \sin \delta_i$;
- отношение полуосей равно $\sin \delta_i$, эксцентриситет $\cos \delta_i$.

На рис. 6.10 наглядно представлена область заполнения uv -плоскости при различных положениях интерферометра относительно оси вращения Земли и для склонений от 0 до 90° . Ясно, что наиболее выгодное расположение интерферометра по линии восток-запад.

6.3. Наблюдения спектральных линий

Интерферометрические наблюдения источников радиолиний имеют особенности по сравнению с наблюдениями источников континуума. На рис. 6.11 приведен спектр одного из источников лазерного излучения в линии водяного пара 1.35 см, в котором имеется достаточно много эмиссионных деталей.

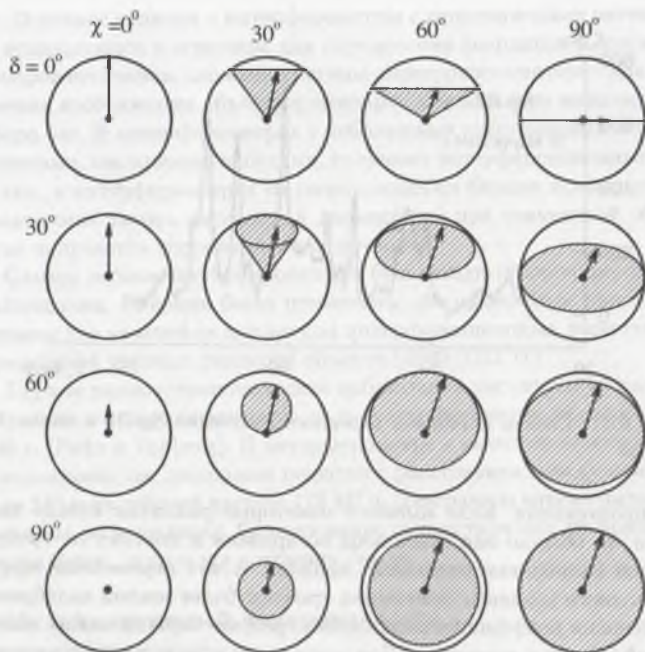


Рис. 6.10. Зависимость заполнения uv -плоскости от склонения δ и угла χ между базой интерферометра и осью вращения Земли

Поэтому при проведении спектральных интерферометрических наблюдений полоса пропускания приемной системы разделяется на ряд каналов набором фильтров. Обычно это осуществляется на промежуточной частоте. Ширина канала должна быть примерно равной ширине отдельной наблюдаемой спектральной детали либо меньше ее для возможности проведения исследования профиля линии данной эмиссионной детали. В каждом канале сигналы от двух антенн поступают на отдельный коррелятор. Число каналов обычно равно 100–1000. Изображение получают в каждом канале.

Самым важным шагом в получении точных радиоастрономических данных является калибровка отклика инструментальной поло-

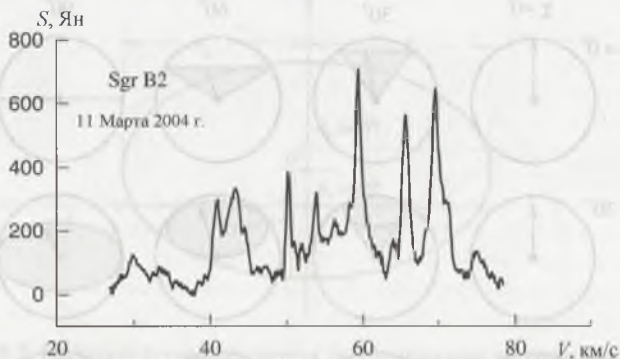


Рис. 6.11. Спектр источника мазерного излучения Sgr B2 в линии $\lambda = 1.35$ см

сы пропускания. Если имеются некоторые различия между каналами, то обычно они стабильны во времени и поэтому не требуют частой калибровки отдельных каналов. А вот переменные эффекты полного усиления приемника требуют более частой калибровки. Изменения коэффициента усиления требуют периодических наблюдений опорного источника. Для этого часто используется суммарный отклик отдельных каналов.

Опорный источник, используемый для калибровки, должен быть пространственно неразрешенным, достаточно сильным для хорошего отношения сигнал/шум во всех спектральных каналах и иметь достаточно плоский спектр. Однако нет необходимости в том, чтобы он был расположен на небе близко к картографируемой области.

Обработка данных ничем не отличается от процедуры получения изображения в континууме. Однако на практике имеются некоторые различия.

6.4. Интерферометры

Определим разницу терминологии между интерферометрами и системами апертурного синтеза. В теории принципиальной разницы

нет. Основное отличие – интерферометры с неподвижными антеннами используются в основном для определения координат и угловых размеров источника, сложные системы апериодического синтеза – для получения изображения объекта с помощью максимально возможного набора баз. В интерферометрах с небольшими расстояниями между антеннами, связанными кабелями, получают интерференционные лепестки, в интерферометрах со сверхдлинными базами используется независимая запись сигналов, в дальнейшем при совместной обработке получается корреляционная функция.

Самым первым интерферометром был звездный интерферометр Майкельсона. Впервые были применены две отдельные приемные антенны для измерения амплитуды интерференционных лепестков и определения угловых размеров объекта (1890–1921 гг.).

Первые радиоастрономические наблюдения космического радиоизлучения на двухэлементном радиоинтерферометре проведены в 1946 г. (Райл и Vonberg). В интерферометре в качестве антенн были использованы две дипольные решетки с расстоянием между ними от 17 до 240 м на рабочей частоте 175 МГц. Диаграммы антенн были направлены по меридиану. Сканирование осуществлялось по прямому восхождению, используя вращение Земли.

6.4.1. Аддитивный интерферометр

Рассмотрим систему из двух одинаковых антенн A_1 и A_2 , расстояние между которыми равно d (рис. 6.12), а фокусы находятся в точках O_1 и O_2 . Пусть направления электрических осей антенн совпадают, т.е. антенны направлены в одну и ту же точку небесной сферы.

При наблюдении источника в направлении, перпендикулярном базе ($\delta = 0$), разность фаз между сигналами от двух антенн равна нулю. При наблюдении источника под углом θ к перпендикуляру появляется сдвиг фаз $\Delta\varphi = 2\pi d \cdot \sin \theta / \lambda$. Если сигналы находятся в фазе, то при их суммировании они складываются, а в противофазе – сигналы взаимно гасятся. При движении источника относительно интерферометра на выходе будут регистрироваться интерференционные лепестки, полуширина которых $\theta_{\text{lobe}} = \lambda / 2d$ [радиан]; огибающая лепестков определяется диаграммой одной антенны (рис. 6.14).

В общем случае диаграмму направленности такого интерферо-

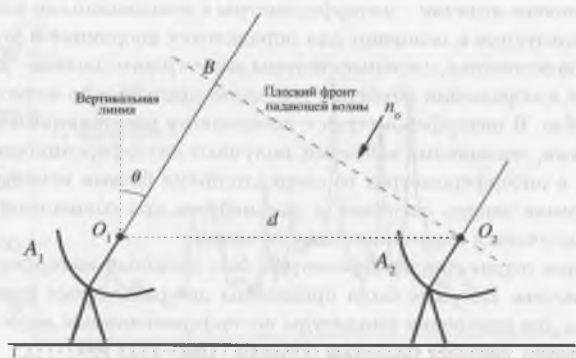


Рис. 6.12. Возникновение разности фаз в двухантенном интерферометре

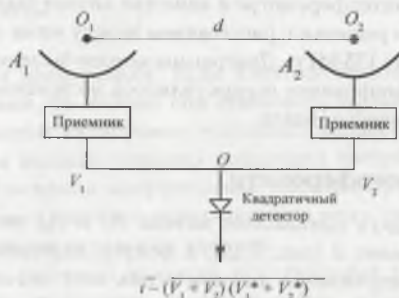


Рис. 6.13. Двухэлементный аддитивный интерферометр, \$A_1\$ и \$A_2\$ – антенны, \$O\$ – точка сложения напряжений, \$d\$ – база

метра (состоящего из двух одинаковых антенн) по одной координате можно представить в виде:

$$A(\theta) = A_0(\theta) \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \theta' + \varphi \right) \cdot R \left(\frac{d}{c} \cdot \theta' \right) \right], \quad (6)$$

где \$A_0(\theta)\$ – диаграмма направленности одиночной антенны, \$d/\lambda = u\$ – пространственная частота лепестков диаграммы интерферометра, \$\varphi\$ – сдвиг фаз между складываемыми сигналами, создаваемый аппаратурой и определяющий направление центрального лепестка диаграммы, \$R(d/c \cdot \theta')\$ – коэффициент взаимной корреляции, аргумент

которого есть разность моментов прихода сигнала к антеннам, а d/c есть время распространения сигнала вдоль базы и обозначается оно как τ .

Отметим, что в случае наблюдений источника в направлении θ относительно базовой линии интерферометра вводится компенсация фазы φ в приемной аппаратуре, чтобы “смотреть” на источник центральным лепестком. Обычно для простоты изложения принимают, что $\theta = 0$, т.е. электрические оси антенн перпендикулярны базовой линии интерферометра.

Положения максимумов лепестков определяются соотношением $\theta_k = (2\pi k + \varphi)\lambda/d$, где k – номер лепестка. Положением лепестков можно управлять изменением фазы в одном из плеч интерферометра, обычно в том, куда сигнал приходит раньше. Непрерывное изменение фазы создаст “бегущую” диаграмму. Это свойство можно использовать для ускорения или замедления прохождения источника через лепестки диаграммы интерферометра.

Как мы отмечали выше, при одинаковых антеннах огибающая лепестков определяется диаграммой по мощности одиночной антенны, а при разных антеннах – произведением их диаграмм по амплитуде. Управление огибающей осуществляется движением диаграмм обеих антенн, причем они должны иметь одинаковые направления, т.е. их электрические оси параллельны (для плоской волны космического источника).

Рассмотрим аддитивный (суммирующий сигналы) интерферометр, состоящий из двух неподвижных антенн A_1 и A_2 , расположенных на расстоянии d друг от друга (рис. 6.13). Сигналы V_1 и V_2 от двух антенн сводятся в точку наблюдений O по высокочастотному кабелю или по линии радиорелейной связи, либо осуществляется независимая регистрация сигналов.

Если источник точечный ($\theta_{\text{source}} \ll \theta_{\text{lobe}}$), то между лепестками будут регистрироваться нули; если протяженный ($\theta_{\text{source}} < \theta_{\text{lobe}}$), то суммарный сигнал не будет доходить до нуля и по ширине такой записи можно определить угловой размер источника. Однако размер источника $\theta_{\text{source}} \geq \theta_{\text{lobe}}$ мы не сможем измерить, так как он замажет лепестки и интерференционная картина исчезнет. Кроме того, наличие определенной ширины полосы принимаемого сигнала также приводит к замыканию лепестков.

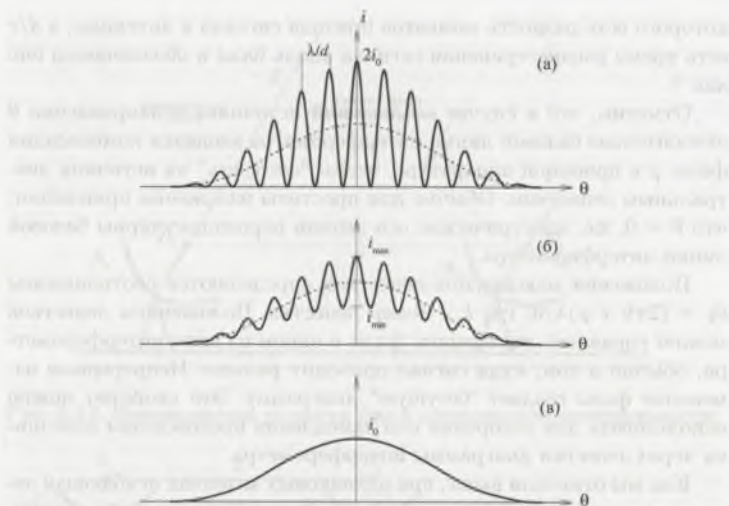


Рис. 6.14. Ток на выходе двухантенного интерферометра в зависимости от координаты источника θ для трех случаев (см. текст)

Таким образом, высокое разрешение в простейшем двухэлементном интерферометре с постоянной базой можно реализовать для определения координат точечного источника и верхнюю границу углового размера протяженного источника, но не для исследования распределения яркости протяженного источника.

Для рассмотренного нами аддитивного интерферометра можно перейти к току на выходе детектора:

$$i \sim \overline{V \cdot V^*} = \overline{(V_1 + V_2) \cdot (V_1^* + V_2^*)} = \overline{V_1 \cdot V_1^*} + \overline{V_2 \cdot V_2^*} + \overline{V_1 \cdot V_2^*} + \overline{V_2 \cdot V_1^*} = \\ = 2 \cdot \overline{V_1 \cdot V_1^*} [1 + \operatorname{Re}(\overline{V_1 \cdot V_2^*} / \overline{V_1 \cdot V_1^*})] = 2 \cdot \overline{V_1 \cdot V_1^*} (1 + \operatorname{Re} \tilde{\Gamma}_i) .$$

Здесь учтено, что для одинаковых антенн $\overline{V_1 \cdot V_1^*} = \overline{V_2 \cdot V_2^*}$, а Re означает реальную часть комплексного числа.

При движении источника ток $i(\theta)$ будет меняться по гармоническому закону (рис. 6.14), причем

$$i_{\max} = 2 \overline{V_1 V_1^*} (1 + |\tilde{\Gamma}_i|) , \quad i_{\min} = 2 \overline{V_1 V_1^*} (1 - |\tilde{\Gamma}_i|) . \quad (7)$$

Измеряя i_{\max} и i_{\min} , мы можем получить точку в функции видности $\tilde{\Gamma}_i$:

$$|\tilde{T}_i| = \frac{i_{\max} - i_{\min}}{i_{\max} + i_{\min}} \quad (8)$$

Модуль функции видности приводит к потере фазы. Это то же, что в оптической интерферометрии потеря яркости интерферометрических колец.

Существует еще один способ создания “бегущей” диаграммы – частотное сканирование. Оно осуществляется изменением частоты гетеродина в приемнике и используется при качании лепестков только с большим k . Обычно качание лепестка проводится в пределах смежных с ним лепестков, при этом частоту гетеродина надо изменить на величину $\delta f = f/k$. Видно, что чем больше номер лепестка, тем меньше надо изменить частоту гетеродина.

Напомним, что выражение для диаграммы направленности по мощности двухэлементного интерферометра содержит множитель $R(d/c \cdot \theta')$, который называется коэффициентом взаимной корреляции и определяется шириной полосы пропускания приемного тракта Δf . Чем шире полоса Δf , тем уже лепестки. Однако при этом уменьшается участок неба вдоль оси координат θ' , который может наблюдаться с помощью данного интерферометра.

Величина $d/c \cdot \theta' = \tau$ является разностью моментов прихода сигнала (фронта плоской волны) к антеннам. Если $\tau \theta' = 0$, то сигналы к антенне приходят без задержки и имеет место их полная корреляция ($R = 1$). Если задержка больше времени корреляции ($\tau \theta' > t_{\text{cor}}$), то сигналы некоррелированы и $R = 0$. Максимальное время задержки, когда сигналы еще коррелируют, определяется полосой пропускания Δf и равно $t_{\text{cor}} = 1/\Delta f$.

Полоса пропускания Δf также ограничивает число наблюдаемых лепестков: $k_{\max} \approx f/\Delta f$. Чтобы наблюдать источники в лепестках с большими номерами, оказывается недостаточно только следить за ними. Необходимо постоянно компенсировать запаздывание сигнала к одной из антенн, соответственно увеличивая задержку сигнала к другой антенне. При такой процедуре будет смещаться участок неба по координате θ' в соответствующем направлении.

В настоящее время аддитивные интерферометры практически не применяются.

6.4.2. Интерферометр с модуляцией фазы

Как мы выяснили, в двухэлементном аддитивном интерферометре происходит сложение сигналов, приходящих от двух антенн. Это и создаст осциллирующую составляющую сигнала, которая связана с интерференционными лепестками. Кроме нее присутствует низкочастотная составляющая (см. рис. 6.14), обусловленная присутствием шумов от других источников, например галактического фонового излучения, теплового излучения земной поверхности, принятого боковыми лепестками, и т.п. Перечисленные протяженные источники излучения создают постоянную составляющую сигнала в диаграмме аддитивного интерферометра, что часто мешает выделять и анализировать слабые сигналы, так как интерференционная картина оказывается на достаточно сильном шумовом уровне. Кроме того, возможен дрейф уровня выходного сигнала, что снижает точность измерения интерферометрических лепестков и затрудняет обнаружение слабых источников.

Убрать постоянную составляющую можно, если сигналы не складывать, а перемножать. Интерферометр, выполняющий такое действие, называется корреляционным (рис. 6.15).

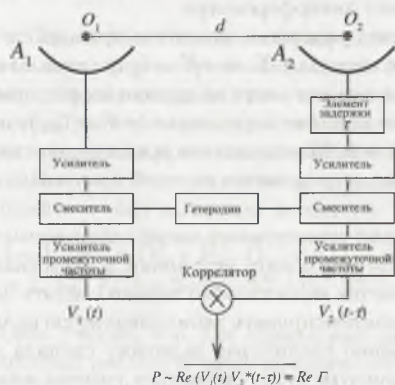


Рис. 6.15. Двухэлементный корреляционный интерферометр, A_1 и A_2 – антенны, d – база, τ – линия задержки

Сигнал на выходе определяется корреляционной функцией поля принимаемого излучения, усредненного по апертуре приемных антенн.

Практическая реализация корреляционного интерферометра осуществляется либо непосредственным перемножением сигналов, причем один из них сдвигается на время τ (корреляционный прием), либо переключением фазы в одном из каналов аддитивного интерферометра (модуляционный прием) (рис. 6.16).

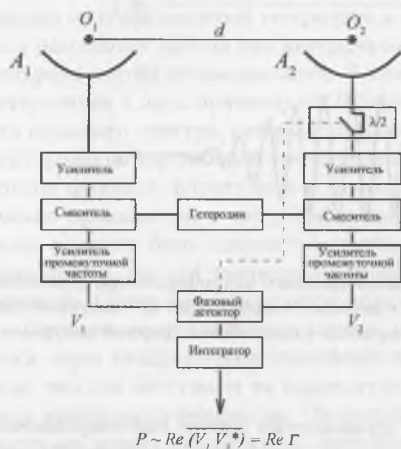


Рис. 6.16. Двухэлементный интерферометр с переключением фазы, A_1 и A_2 – антенны, d – база

Фактически это приводит к качанию многопетлевой диаграммы (рис. 6.17(а)) и поэтому, так же как и при диаграммной модуляции луча в обычной антенне, исключается влияние распределенного излучения (рис. 6.17(б)).

Как аналог модулятора в приемниках одиночных антенн можно использовать переключение фазы сигнала в одном из каналов интерферометра. На рис. 6.16 показана схема интерферометра с переключением фазы. Сигналы усиливаются около антенн, и затем с помощью смесителя их спектр переносится в область промежуточных частот. В одном из каналов фаза переключается с 0 на π периодически с частотой Ω , т.е. происходит модуляция сигнала. Изменение фазы на π осуществляется подключением в тракт антенны дополнительной линии длиной $\lambda/2$, в результате чего сигналы от обеих антенн суммируются либо в фазе, либо в противофазе. Отметим, что

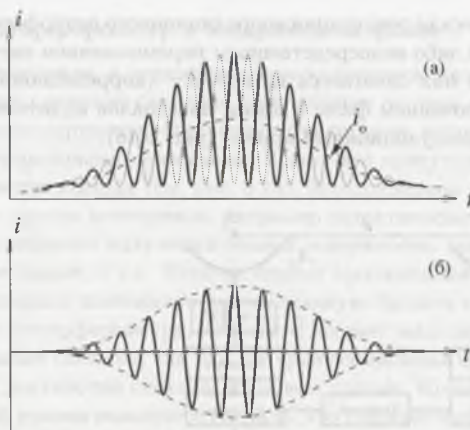


Рис. 6.17. (а) – выходные сигналы простого интерферометра (сплошная линия) и (б) – интерферометра с переключением фазы; i_0 – выходной сигнал в случае протяженного источника (описывается формой диаграммы одной антенны)

$\Omega \gg (2\pi/\lambda)d$, т.е. в течение прохождения одного синтезированного лентка происходит большое число переключений фазы. На входе фазочувствительного детектора появляется промодулированный с частотой Ω сигнал. Глубина модуляции (удвоенная амплитуда) пропорциональна разности сигналов от антенн в двух состояниях фазы 0 и π .

В обоих каналах убираются лишние фазы 2π (компенсация фаз), так как это лишняя информация – лишние биты в ЭВМ. На выходе синхронного детектора выделяется разностный сигнал:

$$P_{\text{exit}} = (V_1 + V_2)^2 - (V_1 - V_2)^2.$$

Первое слагаемое записано для фазы 0, а второе – для π .

Затем сигнал проходит через сглаживающий фильтр и усредняется. Выходная мощность сигнала пропорциональна компоненту функции видности:

$$P_{\text{exit}} \sim \overline{V_1 \cdot V_2^*}.$$

В современных интерферометрах вся информация записывается на магнитные носители и синхронное детектирование, фильтрация и усреднение осуществляются программным способом.

6.4.3. Интерферометр интенсивностей

Учитывая большие трудности аддитивного интерферометра, связанные со стабильностью гетеродина и проблемой точного времени, был разработан другой тип интерферометра, получившего название интерферометра интенсивностей. В нем не требуется когерентности гетеродинов в двух приемниках. Используется свойство когерентности шумового спектра, который получается после квадратичного детектирования высокочастотного сигнала. Такой интерферометр не боится фазовых флуктуаций в атмосфере и ионосфере, что очень сильно проявляется в метровом и дециметровом диапазонах длин волн, и может быть сделан с большими базами. Достоинством его является то, что его значительно проще и дешевле технически реализовать. Схема интерферометра показана на рис. 6.18.

Сигналы, поступающие от антенн, усиливаются, затем пропускаются через квадратичные (линейные по мощности) детекторы прежде, чем они поступают на коррелятор. Фильтры ограничивают полосу частот интерферометра. Среднеквадратичные напряжения сигналов на входах коррелятора пропорциональны мощности (интенсивности) принимаемых антеннами сигналов. Фаза сигналов с антенн теряется при детектировании, поэтому интерференционные лепестки в данном случае не возникают. Выход коррелятора соответствует степени корреляции продетектированных сигналов. Сигнал на выходе коррелятора пропорционален квадрату функции видности исследуемого источника:

$$i_1 \cdot i_2 = (V_1^2 - \overline{V_1^2})(V_2^2 - \overline{V_2^2}) = 2(\overline{V_1 \cdot V_2})^2. \quad (9)$$

Здесь были использованы свойства гауссовского характера распределения сигналов V_1 и V_2 , а также то, что для одинаковых антенн $V_1^2 = V_2^2$.

Коррелятор может быть выполнен аппаратно в виде схемы. В настоящее время степень корреляции определяется математически в ЭВМ.

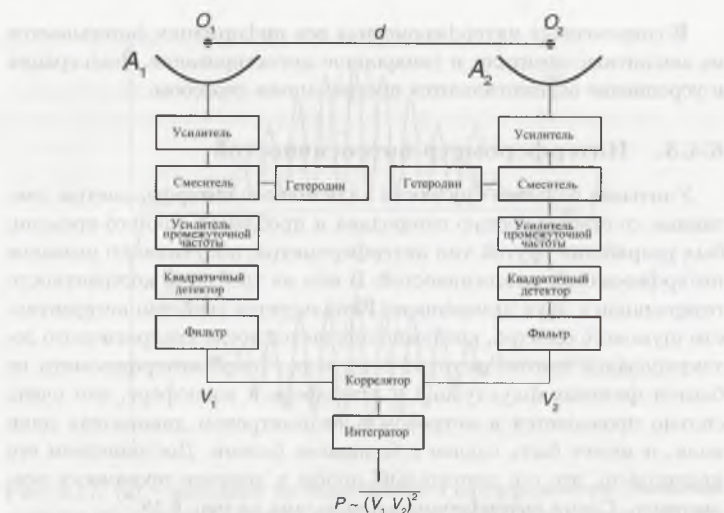


Рис. 6.18. Интерферометр интенсивностей

Существенным недостатком интерферометра интенсивностей, кроме потери фазы сигналов, является уменьшение отношения сигнал/шум. Если на входе приемников излучения мы имеем отношение T_S/T_N , то на выходе коррелятора $(T_S/T_N)^2$. Реально для подавляющего числа космических источников $T_S < T_N$, что неизбежно приводит к ухудшению чувствительности относительно чувствительности в интерферометре Майкельсона.

С появлением возможности записи сигнала на высоких частотах (видеомагнитофоны) можно отказаться от детектора и сохранить фазы принимаемого сигнала.

В этом случае точное знание разности фаз сигналов $\Delta\Phi$ на двух антеннах позволяет определить точные координаты источника. Разность фаз связана с параметрами источника и параметрами базы уравнением

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} d [\sin \delta_b \cdot \sin \delta_i + \cos \delta_b \cdot \cos \delta_i \cos(t_b - t_i)]. \quad (10)$$

Здесь δ_i, t_i – склонение и часовой угол источника, d – длина базы, δ_b, t_b – небесные координаты базы.

6.4.4. Система РСДБ

Первые наблюдения на антеннах со сверхдлинными базами проведены в 1967 г. Естественно, запись сигнала с каждой антенны проводится независимо с последующей обработкой в едином центре.

На рис. 6.19 показана блок-схема с основными элементами РСДБ, включая обработку данных.

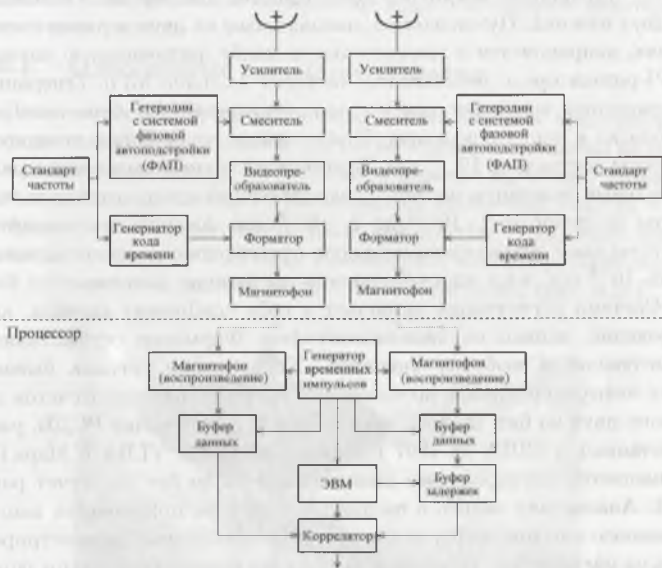


Рис. 6.19. Блок-схема интерферометра РСДБ с независимой регистрацией сигналов

Сигналы усиливаются на входе каждой антенны, с помощью смесителя и высокостабильного гетеродина их спектр смещается от радиочастот к видеочастотам, что позволяет сохранять фазы входных

сигналов. Благодаря этому из измерений можно получить как амплитуду, так и фазу пространственной гармоника в распределении яркости источника, что необходимо при синтезе изображения и определении координат источника.

Фазы гетеродинов и временных импульсов для магнитофонов, куда осуществляется запись сигнала, привязываются к атомным стандартам частоты. В РСДБ обычно используются водородные стандарты частоты, в которых используется переход между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома водорода с частотой 1420.405 МГц, соответствующей в радиоастрономии линии 21 см. Однородное магнитное поле отделяет два верхних состояния от двух нижних. Пучок атомов, находящихся на двух верхних состояниях, направляется в накопительную колбу, размещенную внутри СВЧ-резонатора с резонансной частотой 1420.405 МГц. Генерация в резонаторе возникает при условии, если резонатор будет настроен близко к частоте перехода. Стабильность водородного стандарта частоты составляет 10^{-12} сек. Кроме того, применяются цезиевые и рубидиевые стандарты частоты, дающие относительную точность частоты за сутки от $2 \cdot 10^{-12}$ до $2 \cdot 10^{-10}$ сек. Кварцевые стандарты частоты дают значительно меньшую относительную точность, всего лишь 10^{-8} сек, хотя эта стабильность достаточно высокая.

Система регистрации включает в себя оцифровку сигнала, кодирование, запись на видеомэгнитофон. Форматор осуществляет квантование и выборку сигналов. Кодирование сигнала бывает двух-четырёхуровневое, позволяющее уменьшить число отсчетов до одного-двух на бит. Во всех пяти системах регистрации РСДБ, разработанных в США до 1997 г., Марк I-Марк III, VLBA и Марк IV применяется двухуровневое квантование, число бит на отсчет равно 1. Аналоговая запись в настоящее время не применяется ввиду огромного массива информации, которую необходимо зарегистрировать на магнитофон. Данные записываются блоками с длинами записей в разных системах 20000-144000 бит. Каждая новая запись начинается в точный момент времени. Воспроизведение записей, вычисление корреляционной функции осуществляются непосредственно в компьютере.

Приведенная блок-схема – основная для всех систем апертурного синтеза.

6.5. Основные типы антенн апертурного синтеза

С помощью двух антенн можно получить хорошее двумерное изображение. Однако это достаточно долгая задача. Поэтому обычно используют композицию из нескольких антенн. Часть из них может быть расположена стационарно, часть – перемещаться по рельсовым путям. Антенны апертурного синтеза также называют антеннами с незаполненной апертурой. Ясно, что основной задачей при проектировании антенн апертурного синтеза является получение возможно большего количества баз от нуля до d_{\max} . Рассмотрим некоторые типы таких антенн.

6.5.1. Одномерные следящие решетки

Пусть имеется ряд антенн, конфигурация которых представляет прямую линию. В простейшем случае антенны расположены на равных расстояниях друг от друга. Если в решетке n_a антенн, то на ее выходе представлены $(n_a - 1)$ комбинаций единичных баз, $(n_a - 2)$ двойных и т.д. Антенны можно расположить так, чтобы были представлены все базы от 0 до d_{\max} . Рассмотрим, например, Кембриджский одномильный радиотелескоп (Великобритания) (рис. 6.20).



Рис. 6.20. Кембриджский одномильный радиотелескоп

Антенны 1 и 2 стационарны, принятые ими сигналы попарно коррелируют с сигналом антенны 3, которая может передвигаться по рельсам. Стационарные антенны находятся на расстоянии 762 м друг от друга, а рельсовый путь составляет еще 762 м. Минимальная длина базы равна шагу перемещения антенны 3. С помощью антенны 3 можно получить все базы вплоть до 1524 м. Использование трех антенн сокращает время синтеза изображения и упрощает фазирование системы.



Рис. 6.21. Вестерборгский радиотелескоп апертурного синтеза

Второй пример одномерной решетки – Вестерборгский радиотелескоп апертурного синтеза (Голландия) (рис. 6.21). В этой системе используются десять стационарных антенн в комбинации с четырьмя подвижными. Все антенны параболические, полноповоротные диаметром 25 м. Максимальная база составляет 1600 м. Такая конфигурация позволяет значительно уменьшить время получения функции видности. На волне 21 см разрешение равно $22''$. Последовательный апертурный синтез осуществляется за счет вращения Земли.

Практически все одномерные решетки расположены по линии восток–запад, что позволяет более полно использовать вращение Земли.

6.5.2. Крестообразные антенны

Самым распространенным радиотелескопом апертурного синтеза является крестообразный радиотелескоп (рис. 6.22). “Изобретатель” такой конфигурации – проф. Б. Миллс (Австралия). На антеннах этого типа можно получать хорошее разрешение сразу по двум координатам. Обычно они используются в режиме параллельного синтеза, т.е. *uv*-плоскость формируется мгновенно. Главное применение таких телескопов – изучение достаточно ярких и протяженных источников или слабых точечных.

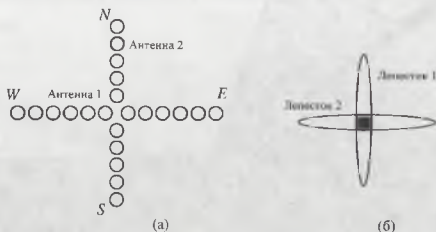


Рис. 6.22. Схема крестообразной антенны

Одной из самых первых крестообразных антенн был крест Миллса в Молонго (Австралия). На рис. 6.23 показан модернизированный вариант этой антенны. Плечи креста – параболические цилиндры (рефлекторы). Размер 1600×1600 м. Цилиндры длиной 1600 и шириной 13 м покрыты сеткой; точность поверхности 1 см. Рабочие волны 75 см и 3 м. На 75 см разрешение $2'8 \times 2'8$, эффективная площадь $2 \cdot 10^4$ м². Возможна одновременная регистрация излучения из 11 направлений, отстоящих друг от друга по склонению на $1'4$ при ширине диаграммы $2'8$ (на волне 75 см), а на волне 3 м – из трех направлений. Параболоид восток–запад может поворачиваться относительно горизонтальной оси. Управление неподвижным параболоидом север–юг осуществляется электрически путем изменения задержек между отдельными вибраторами линейного облучателя.

Сигналы на выходе двух антенн перемножаются (корреляционный телескоп).

В России самая большая крестообразная антенна построена в Пушчино (ФИАН РАН) (рис. 6.24). Ее размеры 40×1000 м в направлении

восток-запад (слева) и столько же в направлении север-юг (справа). Основная особенность – широкий диапазон частот от 30 до 120 МГц, который обеспечивается широкополосной системой облучения. Работает в режиме параллельного синтеза. Ширина синтезированной диаграммы на волне 3 м $3' \times 3'$, эффективная площадь обеих антенн 40 000 м².



Рис. 6.23. Крестообразный радиотелескоп Милса в Молонго (Австралия)

В огромной крестообразной антенне с разрешающей способностью порядка $1'$ число элементарных вибраторов может достигать 10 000. Их настройка сильно усложнена. Вместо сплошных антенн

креста можно использовать антенные решетки, состоящие из ряда поворотных параболических зеркал. Отдельные зеркала можно ориентировать механически по прямому восхождению и склонению, поэтому такой телескоп уже перестает быть пассажным инструментом. Кроме того, число фазлируемых элементов существенно сокращается, а нежелательные взаимные связи между соседними элементами (в данном случае, между соседними зеркалами) уменьшается до очень малых величин, что позволяет использовать простые методы фазирования. Диаграмма направленности такого инструмента – многолепестковая, огибающая которых определяется диаграммой элементарной антенны.



Рис. 6.24. Радиотелескоп типа креста Миллса в Пуццо (Россия)

Диаграммой такого многоэлементного крестообразного телескопа можно управлять так же, как и диаграммой одиночной многоэлементной решетки. Для этого необходимо, чтобы диаграммы обеих частей телескопа (восток–запад и север–юг) могли ориентироваться независимо и имели как механический, так и электрический способы управления.

6.5.3. Т-образные антенны

В ряде инструментов используется Т-образная конфигурация. Четвертая часть “креста” дает избыточную информацию. Если ее удалить, то все базовые расстояния u , v будут по-прежнему присутствовать. Конечно, при этом уменьшается эффективная площадь антенны.

Приведем три примера Т-образных антенн.

UTR-2 – Т-решетка с широкополосными диполями построена вблизи Граково (Украина). Диапазон частот наблюдений равен 10–25 МГц. Синтезированная диаграмма на 15 м составляет 30×30 угловых минут. Возможна одновременная работа по пяти направлениям.

В метровом диапазоне волн кроме диполей можно использовать в решетке другие типы элементарных антенн. Так, в Калифорнии (США) построена решетка из 720 конических спиральных антенн в Т-конфигурации. Диапазон частот от 15 до 125 МГц.



Рис. 6.25. Радиотелескоп Т-образной формы в Болонье (Италия)

Разновидностью крестообразного радиотелескопов является также Т-образный радиотелескоп в Болонье, Италия (рис. 6.25). Полотно восток–запад имеет форму параболического цилиндра размером 572×30 м и поворачивается относительно оси восток–запад. Он является пассажным инструментом. Для уменьшения затенения поверхности рфлсктора его линейным облучателем последний смещен вниз.

Антенна север–юг имеет размер 1200×24 м и представляет собой многоэлементную решетку. Состоит из 128 отдельных параболических цилиндров размером 24×7.5 м, ориентированных в направлении восток–запад. Каждый из них имеет вращение относительно этой оси.

Для подавления всех боковых лепестков, свойственных многоэлементным решеткам, были тщательно подобраны соотношения элементов решетки и форма облучения основного параболического ци-

линдра. На частоте 408 МГц разрешение составляет $2'8 \times 4'8$. Эффективная площадь равна 32 000 м².

В диапазоне метровых волн внешние шумы (фон Галактики) превосходят внутренние. Потери в трактах рефракторных систем в этом диапазоне волн несильно ограничивают чувствительность, поэтому здесь основная задача сводится к созданию многоэлементной антенной решетки с большим числом приемных элементов и предусилителями в трактах.

6.5.4. Кольцевые антенны

Кольцевые антенны – это ряд антенн, расположенных по окружности. В таких системах мы получаем мгновенное заполнение круговой области на uv -плоскости.



Рис. 6.26. Кольцевая антенна в Културе (Австралия)

В качестве первого примера на рис. 6.26 показана одна из первых кольцевых антенн – кольцевой радиогелиограф Уальда в Кул-

гуре (Австралия) для исследования Солнца и внегалактических источников. 96 антенн диаметром 13 м равномерно расположены по кругу диаметром 3 км. Рабочие частоты 80 и 160 МГц. Относится к категории радиотелескопов с параллельным синтезом. Все антенны соединены вместе фидерной связью по промежуточной частоте 7 МГц.

Фазовое управление элементами позволяет осуществить быстрое сканирование диаграммой и формирование радиоизображения области неба $2^\circ \times 2^\circ$ за 1 сек.



Рис. 6.27. Облучатель радиотелескопа РАТАН-600 для режима использования всего кольца

Другой конструкцией кольцевой антенны может быть сплошной параболоид без его центральной части. Примером такой конфигурации является радиотелескоп Специальной астрофизической обсерватории РАН в Карачаево-Черкессии - РАТАН-600 (см. рис. 3.27).

Диаметр телескопа равен 588 м, предельная длина волны — 1 см. Основной отражатель — замкнутое кольцо, состоящее из 900 одинаковых элементов размером 2×11.4 м.

Радиотелескоп может работать в режиме кольца в области неба около зенита (система параллельного апертурного синтеза). На рис. 6.27 показан облучатель для режима использования всего кольца РАТАН-600.

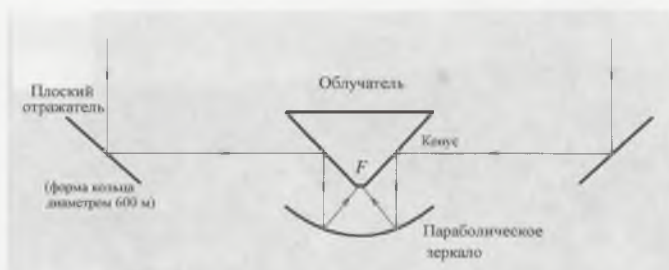


Рис. 6.28. Ход лучей в режиме работы всего кольца РАТАН-600

На рис. 6.28 показан ход лучей в режиме работы всего кольца РАТАН-600.

РАТАН-600 может также работать в режиме последовательного апертурного синтеза. Наблюдения источника (или области) проводятся последовательно в разных азимутах, при этом в 12 азимутах можно получить разрешение, соответствующее диаметру всего кольца.

6.5.5. Y-образные антенны

Самая большая антенна этого типа VLA (Very Large Array) работает в штате Нью-Мексико (США) (рис. 6.29).

На рельсовых путях расположено 27 полноповоротных параболюидов диаметром 25 м каждый. Длина одного отростка антенны 21 км. Максимальное расстояние между крайними антеннами составляет 36.4 км. Возможны 4 различные конфигурации. При этом максимальный разнос антенн сокращается до 1.03 км. Радиотелескоп работает в диапазоне волн 1.3, 2, 3.6, 6 и 20 см в режиме последовательного или параллельного синтеза. На частоте 300 МГц синтезированное разрешение составляет $0''.4 \times 0''.4$.

Принцип работы данной антенной системы VLA основан на суперсинтезе Райла, однако здесь в синтезе одновременно участвуют $N(N-1)$ пар элементов ($N=27$). Это существенно уменьшает время, которое необходимо для получения полного синтеза распределения радиояркости исследуемого участка неба. В системе Райла одно из



Рис. 6.29. Антенна апертурного синтеза VLA в Нью-Мехико (США)

измерений на u , v -плоскости всегда синтезируется только за счет суточного вращения Земли, в то время как в системе VLA конфигурация в расположении антенн имеет два измерения. По этой причине нет необходимости в полусуточных синтезах.

Нормальное заполнение u , v -плоскости в данной системе VLA достигается и при кратковременном сопровождении источника, а в некоторых случаях и мгновенно.

Научная информация, полученная на этой системе антенн, не имеет себе равных; в частности на ней выполнен полный обзор неба NVSS на частоте 1400 МГц с чувствительностью 5 мЯн и продолжается обзор с чувствительностью до 2.5 мЯн.

Недавно введенная в строй система апертурного синтеза GMRT – радиотелескоп метровых и дециметровых волн вблизи Пуна (Индия) состоит из 30 параболоидов, 16 из которых расположены в форме Y решетки, остальные 14 антенн расположены случайным образом в 2 км от центральной части. Диаметр антенн 45 м. Максимальная база составляет 25 км, а минимальная рабочая длина волны около 18 см. Все антенны стационарны. На рис. 6.30 показана одна из антенн этой системы.



Рис. 6.30. Одна из антенн системы апертурного синтеза в Пуна (Индия)

6.5.6. Система случайно расположенных антенн

С помощью телеметрии можно объединить уже существующие антенны на определенной территории и использовать их для апертурного синтеза. Первая система такого типа осуществлена в Великобритании (МЕРЛИН). На рис. 6.31 показаны расположения антенн в этой системе. Максимальная база равна 217 км, рабочие частоты от 151 МГц до 24 ГГц. На 5 ГГц угловое разрешение равно $0''05$.

На рис. 6.32 отдельно крупным планом показаны две основные антенны системы: 76-м параболическая (Mark I) и антенна более сложной формы зеркала, имеющего размер 40 м (Mark II).

Любой полноповоротный радиотелескоп, оборудованный атомным стандартом частоты, системой гетеродинов с синхронизацией фазы, приемной и записывающей аппаратурой, может быть использован в этой системе апертурного синтеза.

Аналогичная система имеется в Австралии и строится в Чили (проект ALMA/ARRAY) на высокогорном плато Chajnantor на севере страны на высоте 5000 м над уровнем моря (рис. 6.33). В системе ALMA будут 65 антенн диаметром 12 м, работающих в субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах волн от 0.3 до 9.6 мм. Система будет иметь широкий набор базовых линий от 150 м до 18 км. Наи-

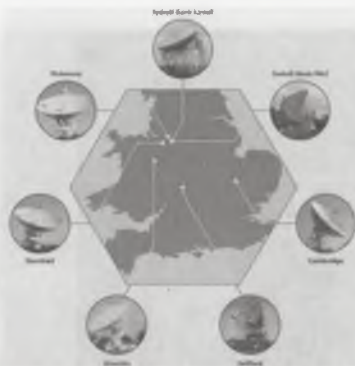


Рис. 6.31. Система МЕР-ЛИН



Рис. 6.32. Основные радиотелескопы системы MERLIN

лучшее угловое разрешение составит $0.005''$. Полностью ввести эту систему в действие предполагается в 2012 г.

6.5.7. Система VLBA

Это система включает восемь антенн, расположенных на континентальной территории США, и по одной антенне на Гавайских и Виргинских островах (рис. 6.34). Все антенны идентичны, их диаметр равен 25 м. Самая большая база системы составляет 8611 км. Минимальная длина волны 2 см. Система позволяет получать очень узкую синтезированную диаграмму. Например, на волне 1.35 см она составляет 0.5 угловой миллисекунды.



Рис. 6.33. Антенны проекта АГМА в Чили

6.5.8. Европейская система VLBI

Аналогичная система существует в Европе – VLBI (EVN). Была основана в 1980 г. Максимальная база системы от Швеции до Китая. В системе участвует не менее 12 антенн, 100-м в Германии, 76 и 32-м в Великобритании и др.

Количество антенн, которые могут быть подключены к данной системе, может меняться. На рис. 6.35 показана европейская система и антенны, постоянно участвующие в ней.

В принципе мы можем использовать полноповоротные антенны, расположенные на всей поверхности Земли. Это позволит получить максимально возможное на Земле разрешение, примерно равное отношению длины волны к диаметру Земли. Такая всемирная сеть VLBI включает в настоящее время до 30 антенн на всех континентах.

6.5.9. Космический телескоп

Эксперимент со спутниковой системой слежения и ретрансляцией данных впервые осуществлен в США (1986–88 гг.).



Рис. 6.34. Интерферометрическая система со сверхдлинной базой в США

Запуск одной из антенн в космос значительно увеличивает максимальную базу, а значит, позволяет получать хорошее разрешение синтезируемой области.

Первый долговременно работающий радиотелескоп в космосе запущен Японией – проект VSOP (рис. 6.36). Антенна радиотелескопа смонтирована в форме зонтика диаметром 8 м. Рабочая длина волны $\lambda = 1.4$ см.

С его помощью получены качественные изображения квазаров, галактик, объектов типа BL Lac.

В России готовится к запуску 10-м антенна: проект радиоастрон (рис. 6.37). Антенна будет запущена на вытянутую орбиту $(42 \times 26) \cdot 10^3$ км для получения максимального количества баз. На рис. 6.38 показано предполагаемое заполнение uv -плоскости при работе дан-



Рис. 6.35. Интерферометрическая система со сверхдлинной базой в Европе
ного радиотелескопа с наземными антеннами. Рабочие длины волн
составляют 1,35, 6, 18 и 92 см.

В Европе готовится проект 15-метрового космического радиотелескопа.

6.5.10. Основные характеристики радиотелескопов апертурного синтеза

Рассмотрим основные характеристики систем апертурного синтеза.

Эффективная площадь системы $S_{\text{эф}}$ — сумма эффективных площадей всех антенн, которые задействованы в системе одновременно.

Размер синтезируемой области неба определяется диаграммой направленности отдельной антенны.



Рис. 6.36. Космическая антенна VSOP

Синтезированное разрешение $\Omega_{\text{сint}}$ (телесный угол главного лепестка диаграммы направленности) определяется максимальной базой радиотелескопа

$$\Omega_{\text{сint}} = \int A_{\text{сint}} d\Omega,$$

где $A_{\text{сint}}$ – синтезированная диаграмма направленности.

Вводится также параметр, называемый коэффициентом избыточного разрешения, который равен отношению телесного угла главного лепестка одного элемента (одной антенны) к телесному углу синтезированного лепестка:

$$\nu = \frac{\Omega_a}{\Omega_{\text{сint}}} = \frac{\lambda^2}{S_{\text{eff}}} \Omega_{\text{сint}}.$$

Коэффициент избыточного разрешения связан также с областью спектральной чувствительности радиотелескопа $S_{u,v}$ и с площадью



Рис. 6.37. Космическая антенна Радиоастрон (проект)

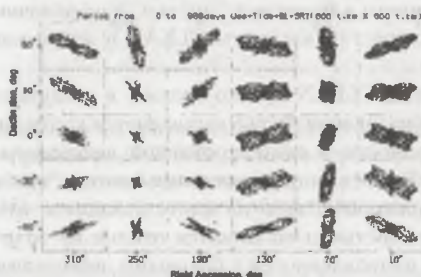


Рис. 6.38. Предполагаемое заполнение uv-плоскости при работе космического радиотелескопа радиоастрон с наземными антеннами

синтезированного раскрыва $d_{\text{синт}}^2$. Для любых систем апертурного синтеза

$$\nu = \frac{S_{u,v}^{\text{синт}}}{S_{u,v}},$$

где $S_{u,v} = S_{\text{эф}}/\lambda^2$, $S_{u,v}^{\text{синт}} = 1/\Omega_{\text{синт}}$.

Физический смысл коэффициента избыточного разрешения – отношение сплошной апертуры, которая потребовалась бы, чтобы получить данное разрешение к сумме апертур разнесенных антенн, дающих такое же разрешение.

Напомним, что для антенн с заполненной апертурой $k=1$.

6.6. Обработка и калибровка данных

Если мы получили амплитудную и фазовую функцию видности, то мы можем перейти к изображению объекта обратным преобразованием Фурье. Реальное изображение яркости объекта зависит от соотношения максимальной базы и наиболее мелких деталей в изображении исследовании источника.

Основной процесс обработки состоит в получении чистой синтезированной *uv*-плоскости. Кроме реальных значений на полученной в процессе наблюдений *uv*-плоскости присутствуют ложные максимумы, вызванные боковыми лепестками антенн, ошибками измерений.

Существует много алгоритмов “чистки” изображения, среди которых наиболее известны алгоритм CLEAN и метод максимума энтропии (ММЭ).

Суть алгоритма CLEAN кратко состоит в следующем. Сначала с помощью преобразования Фурье вычисляется карта синтезированной функции видности и синтезированной диаграммы направленности антенны. Эти функции часто называются “грязной картой” и “грязной диаграммой”. Затем на карте находятся точки с максимальной интенсивностью и вычитается отклик на точечный источник (диаграмму направленности с боковыми лепестками) с центром в найденных максимумах. Это повторяется до тех пор, пока все значимые элементы структуры источника не будут удалены из карты. Полученные координаты и амплитуды вычтенного компонента свертываются с откликом “чистой” диаграммы направленности, т.е. без боковых лепестков.

При этом считается, что исходное изображение состоит из точечных источников. Затем полученные значения добавляются к вычищенной карте. Таким образом, мы избавляемся от ложных максимумов, вызванных боковыми лепестками антенны.

На рис. 6.39 показано применение алгоритма чистки CLEAN к наблюдениям объекта 3C224.1, проведенным на 2.7 ГГц на интерферометре в Грин Бэнк. Вверху слева (a) представлена синтезированная “грязная” карта, а внизу справа (d) – карта после обработки с использованием шести итераций.

Суть второго метода – ММЭ состоит в построении карты, согласующейся в пределах уровня шума с измеренной функцией видности,

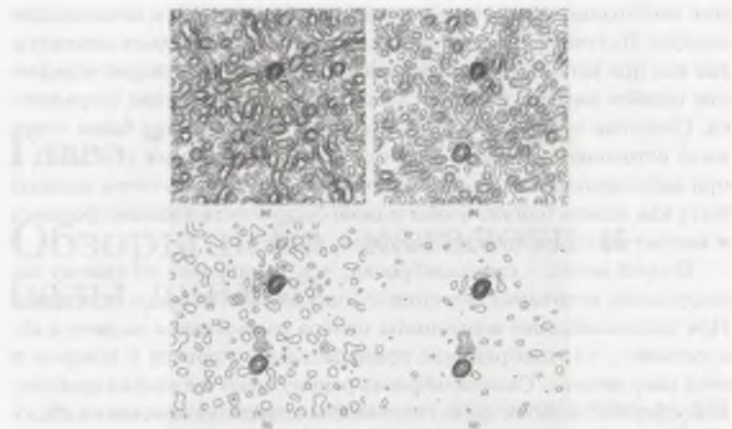


Рис. 6.39. Применение алгоритма чистки CLEAN к наблюдениям объекта 3C224.1, проведенным на 2695 МГц на интерферометре в Грин Бэнк: (а) – синтезированная “грязная” диаграмма; (b) – после одной итерации; (с) – после двух и (d) – карта после полной обработки (6 итераций)

а выбор результата осуществляется путем максимизации какой-либо меры качества изображения. Фактически это модельная задача и мы должны задать некую начальную модель источника. Название взято из теории информации, где энтропия является мерой количества информации в каком-либо сообщении.

Метод CLEAN дает наилучшие результаты для построения изображений с мелкими деталями, метод ММЭ – для построения более протяженных областей без мелких деталей.

Подробно эти и другие методы восстановления изображения описаны в монографии Томпсона и др. (см. раздел Литература).

Существует ряд методов калибровки полученного изображения. Один из методов – калибровка по точечным радиоисточникам с известными координатами и плотностями потоков. У точечного источника все пространственные частоты имеют одинаковую амплитуду и фазу. Наблюдая калибровочный источник, определяется комплексная функция передачи базы, т.е. поправки амплитуды и фазы, кото-

рые необходимо ввести в полученное изображение для компенсации ошибок. Получение точных фаз важнее получения точных амплитуд, так как при когерентном сложении напряжений происходит усреднение ошибок амплитуд и при точных фазах изображение сохраняется. Основная трудность данного метода – при больших базах очень мало источников, которые могут считаться точечными ($\theta < d/\lambda$), а при наблюдениях калибровочный и исследуемый источники должны быть как можно ближе, чтобы можно было учесть влияние фазовых и амплитудных набегов в атмосфере.

Второй метод – самокалибровка, т.е. калибровка по самому исследуемому источнику без привлечения калибровочного источника. При самокалибровке координаты центра изображения задаются искусственно, т.е. изображение принудительно строится с центром в этих координатах. Самокалибровка решает сразу несколько проблем: атмосферных ошибок фазы, неточности координат источника, фазовых ошибок, возникающих из-за структуры источника.

Атмосферные фазовые ошибки определяются во время самих наблюдений источника, и поэтому нет проблем с быстрой переменностью этих ошибок: они определяются в сумме с остальными фазовыми ошибками телескопов (аппаратурными и т.д.) и приписываются каждому телескопу как единая фазовая ошибка. Роль ошибок координат источника сводится к нулю предположением, что источник находится в центре, т.е. что этих ошибок нет. Поэтому ошибки координат не влияют на построение изображения, однако ценой этого является потеря информации об истинных координатах источника (абсолютные координаты). При самокалибровке абсолютные координаты не измеряются, в отличие от калибровки по внешнему источнику.

Глава 7

Обзоры неба, каталоги и базы данных

Радиоастрономические исследования позволяют сделать то, что недоступно в оптике, и существенно дополнить наши знания об источниках космического радиоизлучения. Например, сильное поглощение света в плоскости Галактики не позволяет видеть ее “насквозь”, в то время как радиоизлучение на $\lambda < 3$ м не поглощается в Галактике.

Радиоизлучение в континууме концентрируется к плоскости Галактики и ее центру. Основные источники континуума – это области ионизованного водорода H II. Первый каталог источников этого класса составлен Вестерхаутом по наблюдениям в континууме на частоте 1390 МГц на 25-м радиотелескопе Двингелоу с угловым разрешением 0.57° (опубликован в 1958 г.). Обзор области неба был проведен вдоль галактического экватора от $l = 320^\circ$ до $l = 56^\circ$ и в области туманности Ориона. В настоящее время существует множество других каталогов.

Радиоизлучение в линии 21 см – это единственный способ наблюдений нейтрального водорода. Оно меньше концентрируется к плоскости Галактики, чем излучение континуума. Линия 21 см возникает при переходе между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома водорода. Расщепление основного уровня вызвано двумя возможными ориентациями спина электрона по отношению к спину протона. Естественная ширина линии узкая (метастабильный уровень), но вследствие эффекта Доплера из-за тепловых, тур-

булентных и различных других видов движений происходит “просветление” газа и профиль линии (форма линии) может быть достаточно широким. Исследование профиля линии 21 см в различных направлениях стало мощным средством изучения структуры и деталей вращения Галактики.

Большое значение имеют обзоры неба для получения информации о радиоизлучении большого числа источников. Это основной метод получения такой информации. Радиообзоры можно разделить на обзоры внегалактических радиоисточников и обзоры Галактики. В результате обзора обнаруживаются все радиоисточники, находящиеся в определенной области неба и имеющие поток больше некоторого минимального потока S_{\min} .

Кроме обнаружения дискретных радиоисточников в результате обзора может быть построена карта распределения яркости в определенной области неба (распределенные обзоры).

Заканчивая краткий экскурс в обзоры и каталоги, следует напомнить о существовании каталога IRAS – Point Source Catalogue, хотя он непосредственно не имеет отношения к радиоастрономии. Однако мы отмечали, что в настоящее время стирается граница между инфракрасным диапазоном и радио (субмиллиметровое и миллиметровое излучение). Информация об ИК-излучении имеет большое значение при исследовании различных классов источников радиоизлучения: звезды поздних спектральных классов (Мириды, гиганты, сверхгиганты, ИК-звезды), области активного звездообразования, межзвездная среда (пылевая составляющая) и др.

Обзор неба был выполнен с помощью космического инфракрасного телескопа, выведенного на орбиту в 1983 г. Проект разработан тремя странами – США, Великобританией и Нидерландами. Наблюдения проводились в диапазонах длин волн 12, 25, 60 и 100 микрон. Было зарегистрировано инфракрасное излучение около 2000 000 точечных и квазиточечных источников, как галактических, так и внегалактических.

Необходимо отметить, что составление каталогов имеет большое значение для астрофизических исследований, поэтому по мере накопления данных всегда пытаются их систематизировать. Это относится к любому классу радиоисточников: галактических и внегалактических. Например, имеются небольшие каталоги компактных

областей НП, включающие также данные по рекомбинационным и молекулярным радиолиниям, ИК-излучению, мазерным источникам и т.д.

7.1. Исследование структуры Галактики

7.1.1. Картографирование плоскости Галактики в линии 21 см

Первый обзор в линии 21 см был проведен в Лейденской обсерватории (Нидерланды) в 1954–1957 гг. Затем в 1960-е гг. последовали обзоры Мериленд Грин Бэнк (США) и Паркс (Австралия) для южного неба.

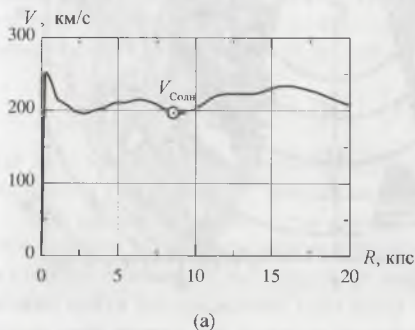


Рис. 7.1. Линейная скорость вращения Галактики по радиоданным (а) и относительное расположение Солнца и элемента газа (б)

Кинематика Галактики хорошо аппроксимируется моделью галактического вращения Шмидта, в которой предполагаются чисто круговые движения газа. Изменение скорости вращения с расстоянием от центра для такой модели по радиоданным показано на рис. 7.1(а), а связь между положением и скоростью какого-либо элемента газа относительно Солнца дается формулами Оорта (см. рис. 7.1(б)):

$$V_r = R_0[\omega(R, z) - \omega(R_0, z)] \sin l \cos b, \quad (1)$$

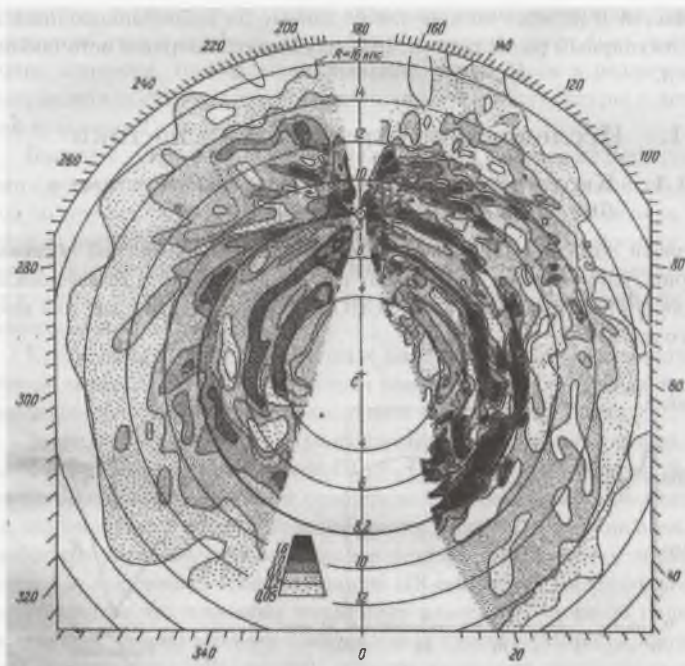


Рис. 7.2. Распределение нейтрального водорода в плоскости Галактики

$$r = R_0 \cos l \pm \sqrt{R^2 - R_0^2 \sin^2 l}. \quad (2)$$

Здесь R_0 и R – расстояние от центра Галактики до Солнца и элемента газа соответственно; r – расстояние от Солнца до элемента; l и b – галактические координаты элемента; $\omega(R, z)$ – угловая скорость движения газа, т.е. функция, описывающая кривую вращения Галактики. Во второй формуле знак “плюс” берется для интервалов долгот $l = 0^\circ - 90^\circ$ и $270^\circ - 360^\circ$, знак “минус” – для $l = 90^\circ - 270^\circ$. Можно допустить, что z и $b = 0$ (элемент газа находится в плоскости Галактики), в также $l = \text{const}$. Продифференцировав уравнения

Оорта, после некоторых преобразований получим формулу

$$\frac{dV_r}{dr} = \sqrt{R^2 - R_0^2 \sin^2 l} \frac{R_0}{R} \frac{d\omega}{dR} \sin l, \quad (3)$$

которая определяет градиент скорости в Галактике вдоль луча зрения в направлении долготы l .

Применение формул (1)–(3) дает возможность найти распределение нейтрального водорода. Имется трудность для направлений вблизи центра и антицентра, поскольку движение газа чисто круговое и в этом случае V_r близка к нулевому значению. Существуют методы, позволяющие частично снять эту трудность.

Поскольку из-за просветления газа вследствие эффекта Доплера оптическая толщина $\tau < 1$, всюду, кроме направлений на центр и антицентр Галактики, можно воспользоваться простой формулой для определения τ по измеренной температуре T_b в центре линии

$$T_b(\nu) = T_H (1 - e^{-\tau(\nu)}) , \quad (4)$$

где T_H – кинематическая температура, равная примерно 100 К при плотности $N_H > 0.1 \text{ см}^{-3}$, что выполняется в нашей Галактике.

При малых значениях τ газ прозрачен для собственного излучения, поэтому можно определить полное число атомов на луче зрения в столбце сечением 1 см^2 . Затем по найденной связи между V_r и r можно найти распределение плотности газа (N_H) с расстоянием (r) вдоль луча зрения для каждого направления наблюдений l :

$$N_H = \bar{n}(V) \frac{dV_r}{dr} = 6 \cdot 10^{-4} T_H \tau(\nu) \frac{dV_r}{dr} . \quad (5)$$

Здесь $\bar{n}(V)$ – число атомов на луче зрения в интервале скоростей от V до $(V+1)$ в см/с в столбце сечением 1 см^2 ; dV_r/dr – градиент лучевой скорости в км/с на килопарсек; N_H – число атомов в см^3 .

Модель движения газа по круговым орбитам является приближенной. Реально движение более сложное. Наряду с круговыми имеются также систематические радиальные движения газа от центра Галактики со скоростью около 7 км/с, причем эта скорость медленно убывает с расстоянием от центра, а также движения газа вдоль рукавов наружу со скоростями до 15 км/с и пекулярные движения.

Используя описанную выше методику и только что приведенные данные отклонения от чисто кругового движения (кроме пекулярных движений), была получена карта распределения нейтрального водорода в нашей Галактике (рис. 7.2).

7.1.2. Спиральная структура Галактики из наблюдений УСН II областей

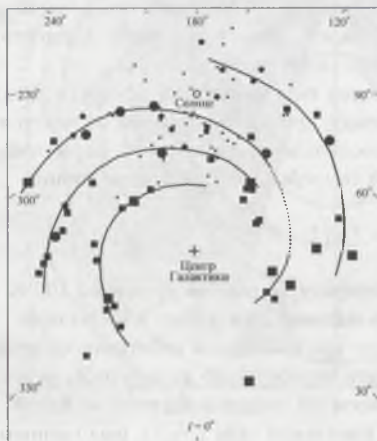


Рис. 7.3. Распределение сверхкомпактных областей ионизованного водорода (УСН II) в Галактике

Существуют и другие методы выявления спиральной структуры Галактики. Все они используют модель галактического вращения и скорости источников. Такими источниками для определения скорости могут быть компактные области Н II, молекулярные облака газа, а также источники мазерного излучения.

Обнаружено, что области Н II имеют тенденцию концентрироваться в Галактике вдоль спиральных рукавов. На рис. 7.3 мы приводим расположение сверхкомпактных областей ионизованного водорода (УСН II). Для определения расстояний до них (r) использовались значения скоростей V_r , полученных оптическими методами (для близких источников), по рекомбинационным радиолиниям, по радиолиниям молекул (облака в окрестностях областей УСН II) и по

мазерному излучению (в основном молекулы H_2O). Довольно четко прослеживается спиральная структура Галактики.

7.2. Методы проведения обзоров. Число радиоисточников

7.2.1. Методы проведения обзоров

Методика проведения обзора диктуется используемым инструментом. Радиотелескопы меридианного типа выставляются на определенную высоту, и в течение суток через диаграмму направленности телескопа проходят все источники, кульминирующие на данной высоте. Такой цикл наблюдений называется сканом. Затем антенна смещается на определенный угол по склонению и снова регистрируются все проходящие через диаграмму источники и т.д. Запись радиоизлучения проводится непрерывно. Для обнаруженных источников измеряются их потоки и координаты. Выполняется это специальными программами. Блок-схема возможной обработки описана в главе 5. Угол между соседними сканами определяется шириной диаграммы направленности антенны по склонению, обычно не более четверти ширины диаграммы ($\frac{1}{4}\lambda/D$), иначе мы будем терять источники в промежутках между соседними склонениями.

Обзоры значительных площадей неба обычно занимают много времени, причем чем уже диаграмма направленности антенны, тем больше времени занимает обзор данной области. Например, для проведения обзора северной полусферы на Боннском 100-м радиотелескопе на длине волны 2 см при суточной скорости движения источника и интервале перестановки между соседними сканами λ/D требуется около 10 000 дней. Поэтому для обзоров на полноповоротных параболоидах применяют методику быстрого сканирования исследуемой области. Сканирование может проводиться по любой координате.

Для малых площадей неба проводятся глубокие обзоры, когда просматривается маленькая площадь, но с максимально возможной чувствительностью. Увеличение чувствительности обзора может достигаться, например, многократным просмотром данной области. Глубокие обзоры позволяют обнаруживать источники с малыми потоками, ограниченными только путаницей.

7.2.2. Число радиисточников

Обзоры неба и соответственно полученные каталоги радиисточников принято называть по местности, где расположен данный радиотелескоп.

Общепринята следующая система обозначения источников: первые латинские буквы местности (или одна буква), затем четыре цифры – часы и минуты прямого восхождения, знак склонения и две цифры – градусы склонения. Примеры: PKS 1226+023 – источник из Паркского обзора (Австралия), 12 и 26 – часы и минуты прямого восхождения, +2.3 – градусы склонения с долями. Сейчас в связи с обнаружением большого числа источников для склонения отводится 4 цифры. Прямое восхождение и склонение приводятся на эпоху 1950 г. либо 2000 г.

Другая система обозначений источников остается только для первых обзоров, например 3C 273 – источник, обнаруженный в третьем кембриджском обзоре с порядковым номером 273 (в порядке возрастания прямого восхождения) или 4C+04.33 – источник 4-го кембриджского обзора, далее знак, градусы склонения и порядковый номер в данной зоне склонения.

7.3. Полнота обзора

Каждый каталог радиисточников характеризуется дифференциальной и интегральной полнотой.

Дифференциальная полнота определяет отношение числа источников в интервале потоков ΔS_i , обнаруженных в обзоре, к полному числу реально существующих на небе в этом же интервале потоков источников (рис. 7.4).

Интегральная полнота P_i характеризует отношение числа обнаруженных источников к полному числу реально существующих источников с потоком $S > S_i$.

Дифференциальная полнота определяется вероятностью пропуска радиисточника:

$$\begin{aligned} P_{\text{dif}} &= 1 - P_{\text{loss}} , \\ P_{\text{loss}} &= 0.5 - \Phi(u) . \end{aligned} \quad (6)$$

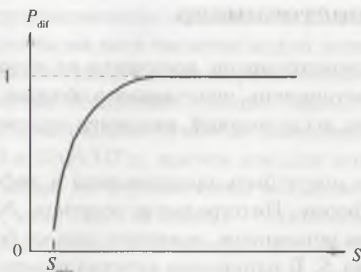


Рис. 7.4. Дифференциальная полнота обзора.
 S_{min} – предельно обнаружимый поток

Здесь $\Phi(u)$ – интеграл вероятности, аргумент u зависит от отношения сигнал/шум источника (см. Прилож. А). Величина 0.5 в формуле возникает потому, что мы принимаем только половину источников в распределении Гаусса, которая выше порога обнаружения. Кроме того, пропущены источники из-за шумового характера сигнала.

Чем ниже порог открытия мы задаем, тем больше источников открываем, но при этом увеличивается число ложных открытий. Вероятность ложного открытия для нормального распределения – это интеграл ошибок (вероятность того, что случайный сигнал примет форму сигнала источника):

$$P_{\text{err}} = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \int_u^{\infty} e^{-\frac{u^2}{2}} du,$$

где аргумент u зависит только от выбранного порога обнаружения сигнала.

Полная и однородная выборка – это выборка объектов, в которой присутствуют все объекты с определенными параметрами. Например, все внегалактические источники в данной области неба с потоками больше определенного S_{min} . Выборка в зависимости от целей исследований может быть создана и по другим параметрам, но в любом случае она должна быть полной и свободной от эффектов селекции. Все статистические исследования можно проводить только с полными выборками.

7.4. Подсчеты радиоисточников

Кроме открытия новых радиоисточников, получения их потоков и координат, полные выборки источников, получаемые в обзорах, используются для статистических исследований, например подсчетов радиоисточников.

Подсчеты радиоисточников могут быть представлены в дифференциальной и интегральной форме. Интегральные подсчеты $N(S)$ — это зависимость общего числа источников, имеющих потоки больше S , от величины этого потока S . В единичном интервале потоков число источников равно $n(S) = -\partial N(S) / \partial S$. Тогда для дифференциального подсчета источников, который определяется как число источников в интервале потоков от S до $S + \Delta S_i$, можно записать

$$n(S) \Delta S_i = -\frac{\partial N(S)}{\partial S} \Delta S_i.$$

Дифференциальные подсчеты предпочтительнее, так как интегральные подсчеты содержат повторяющиеся источники, при этом слабые источники суммируются с сильными и замазывают функциональную зависимость.

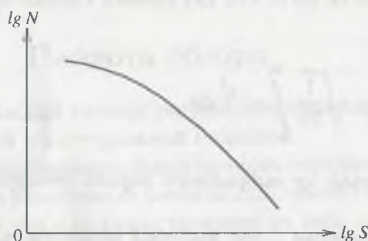


Рис. 7.5. Интегральный подсчет источников

На рис. 7.5 показан интегральный подсчет радиоисточников на частоте 5 ГГц в логарифмическом масштабе. В области, где зависимость можно представить в виде $N = N_0 S^{-x}$, дифференциальный подсчет равен

$$n(S) dS = -\frac{\partial N(S)}{\partial S} dS = N_0 \cdot x \cdot S^{-(x+1)} dS. \quad (7)$$

Подсчеты радиоисточников используются для проверки космологических моделей: полученные подсчеты сравниваются с подсчетами,

предсказываемыми в различных моделях. Для этого нам необходимы подсчеты на всех частотах и для всех уровней потоков. Все эти зависимости получаются из различных обзоров как больших областей неба, так и глубоких обзоров малых областей. В настоящее время подсчеты радиоисточников выполнены на частотах 187, 408, 1420, 2700 и 5000 МГц, причем как для всего неба, так и для избранных площадок до потоков очень малых величин.

Самая простая модель – “статическая евклидова” модель: все источники имеют одинаковую абсолютную светимость L , однородное распределение с плотностью n_0 и находятся в покое. Пусть l – расстояние, на котором источник с заданной светимостью L дает плотность потока S , равную

$$S = \frac{L}{4\pi l^2}.$$

В этом случае все источники, попадающие в сферу радиусом l , будут иметь плотность потока больше S . Полное число таких источников равно

$$N = \frac{4}{3}\pi l^3 n_0 = \frac{4}{3}\pi n_0 \left(\frac{L}{4\pi S} \right)^{3/2} \sim S^{-3/2}. \quad (8)$$

Для дифференциальной формы:

$$n(S) \sim S^{-5/2}. \quad (9)$$

Тот же результат получается, если вместо одной светимости для всех источников взять какую-либо функцию светимости. Функция светимости – число источников с данной светимостью на единицу объема и на одну звездную величину. Функцию радиосветимости можно найти из подсчетов источников $N(S, L)$, при этом мы должны знать красные смещения всех объектов и задаться определенной моделью Вселенной. Например, для статического евклидова случая подсчеты радиоисточников и функция радиосветимости связаны формулой:

$$n(S, L) dS dL = C \frac{dS}{S^{5/2}} L^{3/2}(L) dL, \quad (10)$$

т.е. для нахождения функции светимости мы должны иметь подсчеты источников на разных красных смещениях $n(S, L)$.

Подсчеты источников обычно нормируют на статическую евклидову модель: для интегральных подсчетов $N = k \cdot S^{-3/2}$, для дифференциальных подсчетов $n = \gamma \cdot S^{-5/2}$. Коэффициенты k и γ различны

на разных частотах. Все остальные модели нестатичны и отличаются параметрами: средней плотностью, параметром замедления, кривизной пространства и т.д. Из них самая простая – модель Эйнштейна–де Ситтера, в которой кривизна пространства равна нулю. К сожалению, подсчеты радиоисточников определяются не только моделью,

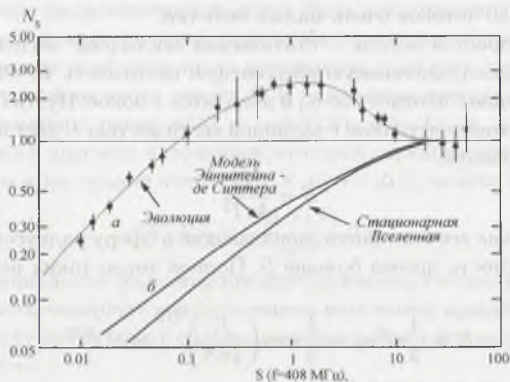


Рис. 7.6. Нормированные подсчеты источников

но и возможной эволюцией плотности и светимости.

На рис. 7.6 представлены нормированные подсчеты радиоисточников: а) реальный подсчет, б) подсчет в модели Эйнштейна–де Ситтера. Чтобы объяснить реальные подсчеты, в модели вводят эволюционные коэффициенты. Пунктиром на верхней кривой показан подсчет источников, который должен получиться, если в модель ввести эволюцию плотности по закону $n_0 \sim (1+z)^5$. В приведенной модели отсутствуют источники с красными смещениями $z > 5$ (обрезание на $z = 5$ вводится, чтобы объяснить уменьшение числа источников на малых потоках).

Реальные подсчеты и модельные кривые похожи, однако это все-таки подгонка модели и эволюции. Если мы найдем эволюцию светимости и плотности объектов (зависимость от красного смещения), то мы сможем выбрать модель, наиболее точно совпадающую с наблюдениями, и получить основные параметры Вселенной. В принци-

не это можно сделать, если мы сумеем получить красные смещения всех объектов полной выборки радиоисточников, включающей достаточно слабые объекты.

Кроме подсчетов радиоисточников из полных выборок получают распределение спектральных индексов (см. главу 1). Распределение спектральных индексов на данной частоте — это число источников, имеющих спектральный индекс в интервале от α до $\alpha + \Delta\alpha$. Часто эту функцию используют в нормированном виде. Распределение $P(\alpha)$ отражает распределение релятивистских электронов, ответственных за радиоизлучение, а также количество источников с самопоглощением на разных частотах.

На рис. 7.7 показано типичное распределение $P(\alpha)$ на частоте 5 ГГц для источников с потоками больше 200 мЯн. Часть распределения с индексами $\alpha > -0.5$ состоит из спектров с самопоглощением. Из-за дисперсии спектральных индексов форма связи “чис-

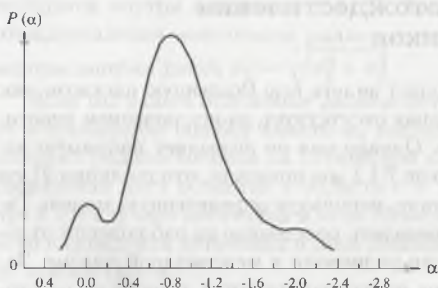


Рис. 7.7. Типичное распределение $P(\alpha)$ на частоте 5 ГГц

ло источников–поток” в основном зависит от частоты. Пусть $P_1(\alpha)$ — распределение спектральных индексов для источников с потоком больше, чем S_1 на частоте ν_1 , а P_2 — распределение для источников ярче S_2 на частоте ν_2 . Однако это не те же самые источники, которые наблюдаются на частоте ν_1 . Этот эффект должен быть отделен от изменения в распределении спектральных индексов, когда мы наблюдаем одну и ту же группу источников на разных диапазонах частот.

Если мы знаем из наблюдений распределение спектральных индексов $P(\alpha)$ на частотах ν_1 и ν_2 и подсчет источников на одной из этих частот, например на ν_1 , то можно получить подсчет на другой

частоте ν_2 с потоком более S_2 по формуле Келлермана:

$$N(S_2, \nu_2) = \int_{-\infty}^{\infty} N \left[\left(\frac{\nu_2}{\nu_1} \right)^{-\alpha} \cdot S_2, \nu_1 \right] \cdot P_1(\alpha) d\alpha. \quad (11)$$

При этом предполагается, что $P_1(\alpha)$ не зависит от плотности потока S_1 .

И, наоборот, если известны подсчеты на двух частотах и распределение спектральных индексов на одной из частот, то можно получить распределение индексов $P(\alpha)$ на другой частоте по формуле:

$$P_2(\alpha) = \frac{N \left[\left(\frac{\nu_2}{\nu_1} \right)^{-\alpha} \cdot S_2, \nu_1 \right]}{N(S_2, \nu_2)} \cdot P_1(\alpha). \quad (12)$$

7.5. Оптические отождествления радиоисточников

Радиоастрономия позволяет видеть всю Вселенную насквозь, так как поглощение в радиоволнах отсутствует, за исключением некоторых областей в Галактике. Однако она не позволяет напрямую измерять расстояния. В разделе 7.1.1 мы показали, что по линии 21 см можно определить расстояние, используя определенную модель Галактики. Также можно определять расстояние из наблюдений пульсаров по величине дисперсии радиоволн в межзвездной плазме. Запозывание радиоимпульсов на разных частотах зависит от расстояния. Если дисперсия большая, то источник находится далеко, если низкая – источник близко. Но естественно, поскольку распределение плазмы неоднородно, это определение дает среднюю величину с достаточно большой ошибкой.

Для получения красных смещений радиоисточник отождествляется с соответствующим оптическим объектом и затем получается оптический спектр, по которому определяются тип объекта и красное смещение.

Несмотря на большое количество работ в этой области, на сегодняшний день только для одной полной выборки радиоисточников получены практически 100% красных смещений – для источ-

ников 3-го кембриджского обзора. К сожалению, большинство источников этого обзора – близкие яркие объекты, поэтому для целей космологии выборка не самая лучшая. При проведении оптических отождествлений важно знать, в какой области сравнивать источники разных каталогов, и какая вероятность случайного совпадения двух объектов.

1. Поле ошибок – область, в которой мы ищем совпадение двух объектов. Как оптические, так и радиокоординаты известны с определенной ошибкой σ , поэтому при отождествлении источников разных каталогов важно понимать, в какой области относительно приводимых координат искать отождествление.

При случайном (гауссовом) распределении ошибок координат вероятность, что истинное положение источника внутри интервала $\pm \sigma$, равна 63%, внутри интервала $\pm 2\sigma$ равна 95%, внутри интервала $\pm 3\sigma$ – 99.8%. Или, что то же самое, из 100 источников только 63 реально находятся внутри интервала $\pm \sigma$, 95 объектов – внутри $\pm 2\sigma$. При отождествлении источников радио- и оптического каталогов суммарная ошибка равна $\sigma_{\Sigma} = \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_0^2}$.

Если мы нашли положение радиоисточника на оптической карте, то в суммарную ошибку вместо σ_0 войдет ошибка определения положения радиоисточника на оптической карте. Итак, если мы ищем совпадения двух объектов в области $r < 2\sigma$, следует иметь в виду, что в 5% случаев источника в этой области нет. Вероятность реального нахождения источника в поле ошибок падает от центра к краю по закону Гаусса.

2. Вероятность случайного совпадения объектов в разных каталогах (радио-радио или оптика-радио) зависит от размеров принятого поля ошибок и от плотности объектов M на карте или в каталоге. Предположим, что мы нашли положение радиоисточника на оптической карте с некоторой средней плотностью объектов. Обозначим среднюю плотность объектов на площадке, равной полю ошибок μ (число объектов на данной площадке). Тогда вероятность случайного попадания нашего радиоисточника в поле ошибок определяется распределением Пуассона:

$$P = \frac{\mu^r}{r!} e^{-\mu}.$$

Возьмем, например, Паломарские карты до 21-й звездной величины, средняя плотность которых равна одному объекту на квадратную угловую минуту. Если поле ошибок равно 0.1 квадратной угловой минуты, то вероятность случайного попадания (т.е. реально это разные объекты) одного объекта в это поле равна 0.09, двух – 0.005 и т.д. На рис. 7.8 приведён график вероятности случайного совпадения объектов. При недостаточно точных измерениях координат

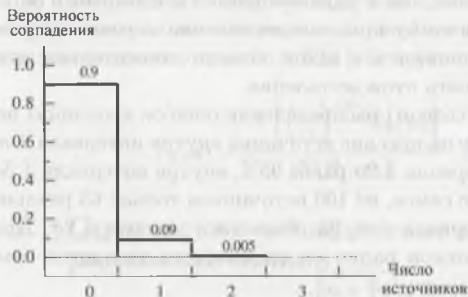


Рис. 7.8. Вероятность случайного совпадения объектов

радиотелескопом или при больших плотностях каталогов возможно попадание в поле ошибок нескольких объектов. Для успешного отождествления приходится привлекать всю имеющуюся информацию по объектам: наличие или отсутствие переменности потоков и звездных величин, спектры радиоисточников, цвета оптических объектов и т.д.

7.6. Наиболее известные и полные обзоры неба

За всю историю радиоастрономии обзоров было выполнено очень много. Имеются также обзоры больших площадей: например, обзор NVSS с чувствительностью 5 мЯн и обзор FIRST с чувствительностью 2.5 мЯн.

Каталогов как галактических, так и внегалактических источников много (см. табл. 7.1). Их список можно посмотреть в Интернете: <http://cats.sao.ru>.

Таблица 7.1

Характеристики наиболее известных обзоров неба

ЧАСТОТА	МЕСТО, ИМЯ	ОБЛАСТЬ НЕБА	МИНИ-МАЛЬНЫЙ ПОТОК	ЧИСЛО ОБЪЕКТОВ
25 МГц	Украина, ИРЭ	$-13^\circ < \delta < 20^\circ$ $52^\circ < \alpha < 60^\circ$	20 Ян	
178 МГц	Англия, Кембридж, ЗС	0.5	9 Ян	328
178 МГц	Англия, параб. цилиндр, 4С		2 Ян	4843
365 МГц	США, Техас 4 эл. интерферометр, TR	$-35^\circ < \delta < 71^\circ$	0.25	67551
408 МГц	Австралия 64м параболоид, PKS	$\delta < 27^\circ$	0.5 4 Ян	2133
1415 МГц	США, Огайо ОА – ОЗ	$-36^\circ < \delta < 63^\circ$	0.18 Ян	17110
1400 МГц	США, GB	$5^\circ < \delta < 82^\circ$	0.10	30239
2700 МГц	Австралия, PKS	$25^\circ > \delta > 75^\circ$	0.25 – 0.45	
3900 МГц	Россия, ГАИШ РАТАН-600, Z	$0^\circ < \delta < 20^\circ$	0.05 Ян	$\approx 12\,000$
4850 МГц	США, НРАО, 92 м параболоид, MG	$0^\circ < \delta < 75^\circ$ $0^\circ > \alpha > -87.5^\circ$	0.025 Ян	54579
1400 МГц	США, VLA	Новый обзор с чувствительностью до 2.5 мЯн – NVSS. Ожидается около 2 миллионов объектов		

Глубокие обзоры малых площадок с потоками до микрояньских проводились почти на всех частотах. Предел глубоких обзоров обычно определяет путаница.

Данные по радиоисточникам можно найти в базах данных; самые крупные из них:

<http://cats.sao.ru> – данные по радио, оптическому, инфракрасному и рентгеновскому излучениям.

База данных по внегалактическим источникам:

<http://nedwww.ipac.caltech.edu>

Существует база данных, где можно выбрать и получить статьи по нужным направлениям и по авторам:

<http://adswwww.harvard.edu>

Для оптического отождествления радиисточников используются астрометрический обзор неба USNO (координаты, U, B, R – фотометрия, звездные величины) и данные паломарского обзора, представленные в цифровом виде. Звездные величины можно найти в сайте:

<http://www.nofs.navy.mil> , а цифровые данные паломарского каталога в <http://www.aao.gov.au/>

Литература

Галактическая и внегалактическая радиоастрономия / Под ред. Г. Л. Верскера и К. И. Келлермана. Москва, 1976.

Двайт Г. Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. Москва, 1966.

Дубинский Б. А. Слыш В. И. Радиоастрономия. Москва, 1973.

Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н. Радиометры и радиотелескопы. Москва, 1973.

Кисляков А. Г., Разин В. А., Цейтлин Н. М. Введение в радиоастрономию. Нижний Новгород. т. 1, 2, 1996.

Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. Москва, 1973.

Краус Д. Д. Радиоастрономия. Москва, 1973.

Куликов К. А. Курс сферической астрономии. Москва, 1974.

Куликовский П. Г. Справочник любителя астрономии. Москва, 2002.

Рудницкий Г. М. Конспект лекций по курсу «Радиоастрономия». Нижний Архыз, 2001.

Томпсон А. П. Моран Д. М., Свенсон Д. У. Интерферометрия и синтез в радиоастрономии. Москва, 2003.

Харкевич А. А. Спектры и анализ. Москва, 1957.

Христиансен Г., Хегбом И. Радиотелескопы. Москва, 1988.

Худсон Д. Статистика для физиков. Москва, 1967.

Цейтлин Н. М. Антенная техника и радиоастрономия. Москва, 1976.

Приложение А

Основные формулы

А.1. Ряд Фурье

Любое периодическое колебание можно выразить в виде суммы гармонических колебаний. Пусть физическая величина $f(t)$ периодична, т.е. $f(t + nT) = f(t)$, где n – целое положительное или отрицательное число. Функцию $f(t)$ можно представить в виде ряда Фурье:

$$f(t) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_n \cos \frac{2\pi n}{T} t + B_n \sin \frac{2\pi n}{T} t \right]. \quad (1)$$

Начало отсчета времени t всегда можно принять в середине периода T . Тогда формулы для коэффициентов Фурье A_n и B_n ($n = 0, 1, 2, \dots$) имеют наиболее простой вид:

$$A_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \cos \frac{2\pi n}{T} t dt, \quad B_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \sin \frac{2\pi n}{T} t dt. \quad (2)$$

Коэффициент A_0 имеет смысл удвоенного среднего значения величины $f(t)$ за время одного периода. Если $f(t)$ имеет в точках t_1, t_2, \dots, t_N конечные разрывы, например $f(t_1 - 0) = C_-$, $f(t_1 + 0) = C_+$, то ряд Фурье (1) приводит в этих точках к значению для $f(t)$, равному полусумме $(C_- + C_+)/2$ значений разрывов в этой точке.

Значения коэффициентов A_n и B_n определяют спектр периодической функции $f(t)$ (см., например, спектр меандра в главе 5).

А.2. Преобразование Фурье

Если функция $f(t)$ непериодическая и стремится к нулю при $t \rightarrow \pm\infty$, то она может быть представлена в виде комплексного интеграла Фурье:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} \tilde{f}(\omega) d\omega, \quad (3)$$

причем функция $\tilde{f}(\omega)$ вычисляется по обратному преобразованию Фурье:

$$\tilde{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} f(t) dt. \quad (4)$$

Напомним, что $\exp(i\omega t) = \cos \omega t + i \sin \omega t$ (формула Эйлера). Для вещественных функций $f(t)$, ($f^*(t) = f(t)$) комплексная функция $\tilde{f}(\omega)$ обладает свойством

$$\tilde{f}^*(\omega) = \tilde{f}(-\omega). \quad (5)$$

Функция $\tilde{f}(\omega)$ определяет спектр зависящей от времени функции $f(t)$. Переменная ω имеет смысл круговой частоты, т. е. числа колебаний за время 2π . Обычная частота ν (число колебаний за единицу времени) равна $\omega/2\pi$ ($\omega = 2\pi\nu$).

Обычно наблюдаемая величина (интенсивность излучения, мощность выделяемой энергии в электрической цепи и т. п.) квадратична по значениям $f(t)$ (напряженность электрического поля $E(t)$ электромагнитной волны, напряжение или ток в электрической цепи и т. п.). Как связан наблюдаемый процесс $f^2(t)$ с Фурье-компонентой $\tilde{f}(\omega)$? Имеет место равенство (соотношение Рэлея):

$$\int_{-\infty}^{\infty} f^2(t) dt = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |\tilde{f}(\omega)|^2 d\omega. \quad (6)$$

Выражение $|\tilde{f}(\omega)|^2/\pi$ определяет спектральную плотность соответствующей измеряемой величины $f^2(t)$, например может означать количество энергии внутри единичного интервала частот.

Функция $f(t)$ может быть векторной величиной, например это вектор электрической напряженности электромагнитной волны. Наблюдаемый поток электромагнитного излучения (эрг/см²с) выражается известным вектором Пойнтинга

$$\mathbf{S}(\mathbf{n}, t) = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E}(t) \times \mathbf{H}(t) = \frac{c}{4\pi} E^2(t) \mathbf{n}, \quad (7)$$

где \mathbf{n} – направление на телескоп, $E^2(t) = E_x^2(t) + E_y^2(t) + E_z^2(t)$. В этом случае частотный спектр измеряемого потока выражается формулой

$$\bar{S}(\omega) = \frac{c}{4\pi^2} |\bar{E}(\omega)|^2. \quad (8)$$

Часто выражение (3) записывают без множителя $1/2\pi$. В этом случае этот множитель появляется в выражении (4) для функции $\bar{f}(\omega)$ и предыдущие формулы записываются с другими коэффициентами (в них надо заменить $\bar{f}(\omega)$ на $2\pi f(\omega)$).

Из формул (3) и (4) следует, что характерные ширины функций $f(t)$ и $\bar{f}(\omega)$ связаны соотношением $\Delta t \cdot \Delta \omega \approx 1$, т. е. спектр широкой $f(t)$ узок и наоборот. Это общее соотношение подтверждается на простом примере гауссовской функции:

$$f(t) = \exp \left[- \left(\frac{t}{a} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Спектр этой функции также имеет гауссовскую форму:

$$\bar{f}(\omega) = \sqrt{2}a \exp \left[- \left(\frac{\omega a}{2} \right)^2 \right]. \quad (10)$$

Действительно, из выражений (9) и (10) видно, что $\Delta t \approx a$ и $\Delta \omega \approx 1/a$. Произведение этих величин $\Delta t \cdot \Delta \omega \approx 1$.

При вычислении выражения (10) мы использовали известный интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} e^{-a^2 t^2} dt = \frac{\sqrt{\pi}}{a} e^{-(\frac{\omega}{2a})^2}. \quad (11)$$

А.3. Дельта-функция

При выводе результатов предыдущего параграфа мы использовали понятие сингулярной δ -функции Дирака. Функция $\delta(t)$ равна нулю при всех значениях переменной t , кроме $t = 0$, где она равна бесконечности, но так, что интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) f(t) dt = f(0) \quad (12)$$

существует и равен значению функции $f(t)$ при $t = 0$. Основные свойства δ -функции – четность ($\delta(t) = \delta(-t)$) и вынос постоянной из под знака δ -функции ($\delta(at) = \delta(t)/|a|$). В ряде случаев δ -функцию можно рассматри-

вать как предел обычной функции при стремлении некоторого параметра к определенному пределу. Можно привести ряд таких выражений:

$$\delta(t) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{e^{-\frac{t^2}{\epsilon}}}{\sqrt{\pi \epsilon}},$$

$$\delta(t) = \lim_{A \rightarrow \infty} \frac{\sin At}{\pi t},$$

$$\delta(t) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} \frac{\epsilon}{t^2 + \epsilon}. \quad (13)$$

Для нас наиболее важно, что Фурье-интеграл (3) при $\bar{f}(\omega) = 1$ является одним из представлений δ -функции:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} d\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos \omega t d\omega = \delta(t). \quad (14)$$

А.4. Свертка

В наблюдениях часто измеряется произведение двух функций в разные времена, сдвинутые друг относительно друга. Эти случаи описываются понятиями свертка и корреляция.

Сверткой $f(t)$ двух функций $f_1(t)$ и $f_2(t)$ называется интеграл

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\tau) f_2(t - \tau) d\tau \equiv f_1(t) * f_2(t). \quad (15)$$

В правой стороне мы использовали сокращенное обозначение для свертки $f(t) = f_1(t) * f_2(t)$, часто используют и более простое обозначение $f = f_1 * f_2$.

Из определения (15) следуют свойства:

коммутативное $f_1 * f_2 = f_2 * f_1$

ассоциативное $f_1 * (f_2 * f_3) = (f_1 * f_2) * f_3$

а также дистрибутивное $(f_1 + f_2) * f_3 = f_1 * f_3 + f_2 * f_3$.

Выражение для свертки также определяют в виде суммы

$$f(t) = \sum_{\tau=-\infty}^{\infty} f_1(t - \tau) \cdot f_2(\tau). \quad (16)$$

Фурье-преобразование (3) от свертки (15) равно произведению преобразований от функций $f_1(t)$ и $f_2(t)$:

$$\bar{f}(\omega) = \bar{f}_1(\omega) \cdot \bar{f}_2(\omega). \quad (17)$$

Важным свойством является соотношение

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_1(t)f_2(t)e^{-i\omega t} dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}_1(\omega')\tilde{f}_2(\omega - \omega')d\omega' \equiv \frac{1}{2\pi} \tilde{f}_1(\omega) * \tilde{f}_2(\omega'), \quad (18)$$

т. е. Фурье-преобразование от произведения $f_1(t)f_2(t)$ равно свертке от преобразованных функций $\tilde{f}_1(\omega)$ и $\tilde{f}_2(\omega)$, поделенной на 2π . При $\omega = 0$ выражение (18) приводит к формуле

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_1(t)f_2(t)dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}_1(\omega)\tilde{f}_2(-\omega) d\omega, \quad (19)$$

которое является обобщением формулы Рэлея (6). Действительно, для вещественных $f_1(t) = f_2(t) \equiv f(t)$ выражение (18) переходит в формулу (6), если учесть, что в этом случае $|\tilde{f}(\omega)|^2$ — четная функция частоты ω .

А.5. Корреляция

Корреляция двух функций (вообще говоря комплексных) определяется выражением

$$f_{12}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\tau)f_2^*(t + \tau) d\tau. \quad (20)$$

При $f_1(t) = f_2(t)$ это выражение называется автокорреляцией. Если функции $f_1(t)$ и $f_2(t)$ обладают свойством $f_{1,2}(t) = \tilde{f}_{1,2}^*(-t)$, то корреляция (20) совпадает со сверткой (15).

А.6. Некоторые математические формулы

При оценках в случаях малых значений аргумента часто используются первые члены разложения в ряд функций:

$$\sin x \approx x - \frac{x^3}{6} + \frac{x^5}{120} + \dots$$

$$\cos x \approx 1 - \frac{x^2}{2} + \frac{x^4}{24} + \dots$$

$$\tan x \approx x + \frac{x^3}{3} + \frac{2}{15}x^5 + \dots$$

$$\exp^x \approx 1 + x + \frac{x^2}{2} + \dots$$

$$\ln(1-x) \approx -\left[x + \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} + \dots\right]$$

$$\ln \frac{1+x}{1-x} \approx 2\left[x + \frac{x^3}{3} + \frac{x^5}{5} + \dots\right] \quad (21)$$

При $|x| \ll 1$, т.е. когда значение x близко к нулю, часто используют только первые два члена в формулах (21).

При гауссовском распределении вероятностей часто приходится использовать интеграл вероятностей

$$\Phi(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x e^{-t^2/2} dt. \quad (22)$$

При малых $|x|$ удобно использовать ряд

$$\Phi(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} x \left(1 - \frac{x^2}{6} + \frac{x^4}{40} - \dots\right). \quad (23)$$

При больших $|x|$

$$\Phi(x) \approx 1 - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{-x^2/2}}{x} \left(1 - \frac{1}{x^2} + \frac{3}{x^4} - \dots\right). \quad (24)$$

Приложение В

Основные постоянные

Для удобства читателей мы приводим ряд физических и астрономических постоянных, часто используемых в различных оценках наблюдаемых величин. Мы приводим округленные значения постоянных, которые вполне достаточны для оценок.

В.1. Физические постоянные

Скорость света в вакууме $c = 2.998 \cdot 10^{10}$ см/с

Гравитационная постоянная $G = 6.674 \cdot 10^{-8}$ см³/г·с²

Постоянная Планка $h = 6.6261 \cdot 10^{-27}$ эрг·с

Постоянная Больцмана $k = 1.3806 \cdot 10^{-16}$ эрг/К = $1.3806 \cdot 10^{-23}$ Вт·сек/Гц

Постоянная Стефана-Больцмана $\sigma = 5.6696 \cdot 10^{-5}$ эрг/см²/К⁴с

Постоянная в законе смещения Вина $\lambda_{\max} T = 0.2898$ см·К

Масса электрона $m_e = 9.1094 \cdot 10^{-28}$ г

Масса протона $m_p = 1.6726 \cdot 10^{-24}$ г

Масса атома водорода $m_H = 1.6735 \cdot 10^{-24}$ г

Заряд электрона $e = 4.803 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЕ,

$e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ кулон

Число Авогадро $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ 1/моль

Газовая постоянная $R = N_A \cdot k = 8.3145 \cdot 10^7$ эрг/К·моль

Единица энергии 1 эВ $1 \text{ eV} = 1.60 \cdot 10^{-12}$ эрг

В.2. Астрономические постоянные

Астрономическая единица $1 \text{ а.е.} = 1.496 \cdot 10^{13} \text{ см}$

Парсек $1 \text{ пс} = 3.086 \cdot 10^{18} \text{ см} \approx 3.26 \text{ св.год}$

Световой год $1 \text{ св. год} = 9.4605 \cdot 10^{17} \text{ см}$

Число секунд в году $3.16 \cdot 10^7 \text{ с}$

Экваториальный радиус Земли $R_{\oplus} = 6378 \text{ км}$

Сжатие Земли $1/30$

Масса Земли $M_{\oplus} = 5.983 \cdot 10^{27} \text{ г}$

Наклон эклиптики к экватору $23^{\circ}26'$

Годичная прецессия по долготе $50.3''$

Постоянная аберрации $20.5''$

Радиус Солнца $R_{\odot} = 696000 \text{ км}$

Масса Солнца $M_{\odot} = 1.992 \cdot 10^{33} \text{ г}$

Светимость Солнца $L_{\odot} = 3.827 \cdot 10^{33} \text{ эрг/с}$

Масса Галактики $> 2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$

Диаметр диска Галактики 30 кпс

Толщина диска Галактики 1 кпс

Постоянная Хаббла $H_0 \approx 75\text{--}100 \text{ км/с}\cdot\text{Мпс}$

В.3. Перевод единиц из системы СГС в систему СИ

В системе СИ основными единицами являются: метр (м), килограмм (кг), секунда (с), ампер (А) (электрический ток), кельвин (К) (температура), моль (количество вещества), кандела (светимость). Ниже мы приводим наиболее часто встречающиеся величины в обеих системах.

$1 \text{ м} = 10^2 \text{ см}$

$1 \text{ кг} = 10^3 \text{ г}$

$1 \text{ Н} = 10^5 \text{ дин}$

$1 \text{ Дж} = 10^7 \text{ эрг}$

$1 \text{ Вт} = 10^7 \text{ эрг/с}$

$1 \text{ Т} = 10^4 \text{ Гс}$

$1 \text{ А/м} = 1 \text{ Э}$

$1 \text{ К} = 1^{\circ} \text{ С}$

В.4. Названия степеней десяти

В скобках даны сокращенные латинские обозначения

10^{-12} пико (p)

10^2 гекто (h)

10^{-9} нано (n)

10^3 кило (k)

10^{-6} микро (μ)	10^6 Мега (M)
10^{-3} мили (m)	10^9 Гига (G)
10^{-2} санти (с)	10^{12} Тера (T)
10^{-1} деци (d)	10^{15} Пета (P)
10^1 дека (da)	

Некоторые часто встречающиеся величины

1 ангстрем (1 \AA) = 10^{-8} см

1 микрон ($\mu\text{м}$) = 10^{-4} см

$\pi = 3.1415926536$

$e = 2.7182818285$

1 Ян = 10^{-26} Вт·м⁻² Гц⁻¹

1 радиан = $180/\pi = 57.2957795^\circ = 206264.8''$

1 градус (1°) = 0.01745329 радиан

В.5. Радиотехнические единицы

Сопротивление – ом

Емкость – фарада

Индуктивность – Генри

Мощность Вт (Ватт)

Сила тока – А (Ампер)

Напряжение – В (Вольт)

Затухание (усиление) – дБ (децибел)

Приложение С

Системы координат

С.1. Горизонтальная система

На каждой местности существует своя система координат источника – горизонтальная. Положение источника определяется двумя параметрами – азимутом и углом места.

A – азимут, отсчитывается от точки юга вдоль горизонта против часовой стрелки;

h – угол места, отсчитывается от точки юга вверх вдоль южного меридиана (иначе говоря, это высота источника над горизонтом);

$z = 90^\circ - h$ – зенитное расстояние.

Сама местность также имеет координаты на поверхности Земли, которые связаны с географическим полюсом Земли, т.е. с ее осью вращения

φ – географическая широта;

l – географическая долгота.

С.2. Экваториальная система

Есть система координат, которая не зависит от конкретной местности, а связана только с небесной сферой:

α – прямое восхождение;

δ – склонение;

t – часовой угол;

q – параллактический угол;

S – звездное время.

Координаты источника в двух системах связаны между собой следующими соотношениями:

$$\sin q = \frac{\sin A \cdot \cos \varphi}{\cos \delta},$$

$$\sin h = \sin \varphi \cdot \sin \delta \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t;$$

$$\cos h \cdot \sin A = \cos \delta \cdot \sin t,$$

$$\cos h \cdot \cos A = -\cos \varphi \cdot \sin \delta + \sin \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos t.$$

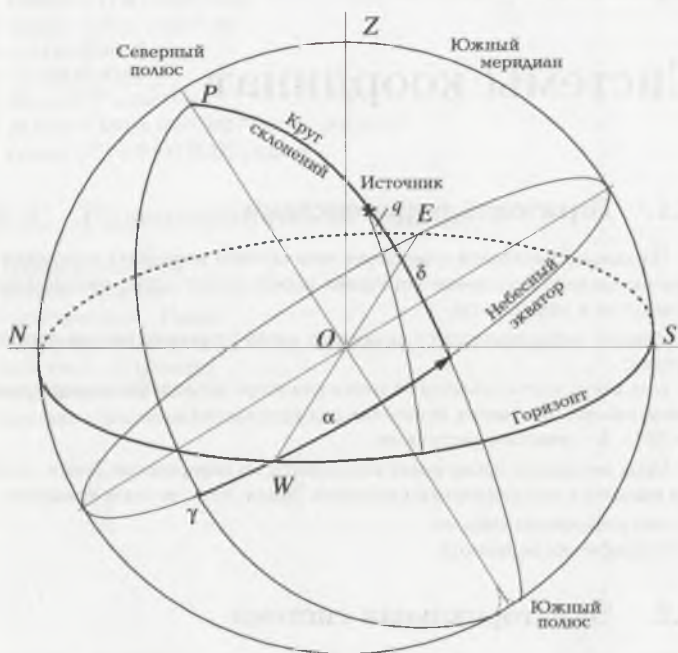


Рис. С.1. Экваториальная и горизонтальные системы координат

С.3. Прецессия

Координаты источников α и δ не остаются постоянным из-за прецессии земной оси. Земля представляет собой волчок, ось вращения которого из-за сплюснутости Земли у полюсов прецессирует с периодом 26 тыс. лет.

Угол наклона оси вращения Земли к плоскости ее движения вокруг Солнца составляет $64^{\circ}34'$. Вследствие этого полюсы мира (северный и южный) описывают вокруг полюсов эклиптики малые круги радиусом около $23^{\circ}26'$, а точка весеннего равноденствия γ перемещается относительно звезд.

Скорость этого перемещения за один год $l = 360^{\circ}/26\,000 = 50''.26$ называется общей годовой прецессией в эклиптике.

Общая годовая прецессия в экваторе $m = 50''.26 \cdot \cos \varepsilon$, где ε – наклонение эклиптики к экватору.

Учебное издание

КОНШИКОВА Валентина Константиновна

ЛЕХТ Евгений Евгеньевич

СИЛАНТЬЕВ Николай Алексеевич

ПРАКТИЧЕСКАЯ РАДИОАСТРОНОМИЯ

Редактор *Е.А. Пермякова*

Художественный редактор *Г.Д. Колоскова*

Художник *Н.Н. Аникушин*

Технический редактор *З.С. Кондрашова*

Корректор *В.В. Конкина*

Подписано в печать 18.01.2011

Формат 60х90/16. Бумага офс. № 1. Гарнитура Таймс.

Усл. печ. л. 19,0. Тираж 300 экз. Заказ № 6584. Изд. № 9304.

Ордена «Знак Почета»

Издательство Московского университета.

125009, Москва, ул. Б. Никитская, 5/7.

Тел.: (495)629-50-91. Факс: (495)697-66-71

(495)939-33-23 (*отдел реализации*)

E-mail: secretary-msu-press@yandex.ru

Сайт Издательства МГУ:

www.msu.ru/depts/MSUPubl2005

Интернет-магазин:

<http://msupublishing.ru>

Отпечатано в ФГУП «ПИК ВИНТИ»,

140010, г. Люберцы Московской обл., Октябрьский пр-т, 403.

Тел. 554-21-86

ПРАКТИЧЕСКАЯ РАДИОАСТРОНОМИЯ

Издательство
Московского
университета

