

Е. А. ШАРКОВ

**РАДИОТЕПЛОВОЕ
ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ЗЕМЛИ:
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ**

В 2 томах

ТОМ 1

МЕХАНИКА, УПРАВЛЕНИЕ И ИНФОРМАТИКА

**Москва
2014**

УДК 551.465

ББК Д221.3

Шарков, Е. А.

Ш26 Радиотепловое дистанционное зондирование Земли: физические основы : в 2 т. / Евгений Шарков.— Т. 1.— М. : ИКИ РАН, 2014.— 544 с. : ил. ; +2 л. цв. вкл.

ISBN 978-5-9903101-8-6

Книга представляет собой первое в отечественной научной литературе детальное рассмотрение физических основ радиотеплового дистанционного зондирования Земли. Том 1 посвящен рассмотрению вопросов роли микроволновых методов и средств в общей системе многоволнового дистанционного зондирования, описанию случайных сигналов и полей, методологии построения высокочувствительных микроволновых приемников шумовых сигналов, а также основных характеристик полей собственного излучения и антенных систем. Представлены фундаментальные основы тепловых флуктуаций электромагнитного поля, включая законы чёрнотельного излучения и радиоизлучения серых тел, а также основные релаксационные модели диэлектрических свойств и излучательные характеристики водных сред и земных покровов. Рассмотрены феноменологические основы теории переноса излучения (макромодель) для полидисперсных систем различных классов в атмосфере Земли и в приводном слое над морской поверхностью, а также основы квантово-механической модели теории переноса для селективных излучений газовых компонент земной атмосферы. Книга является обобщением и развитием научно-исследовательских работ, выполненных в рамках проектов РФФИ № 05-02-16384-а, 05-05-64451-а, 05-05-08033-офи, 05-05-79113к, 05-02-31011к, 06-05-64600, а также Программы фундаментальных исследований РАН ОФН-13.

Для специалистов, занимающихся проблемами микроволновой дистанционной диагностики земных покровов, океанической поверхности, газовых и полидисперсных компонент в системе океан – атмосфера, атмосферных катастроф. Может быть использована студентами и аспирантами соответствующих специальностей.

Ключевые слова: дистанционное зондирование, электромагнитные волны, случайные сигналы и поля, микроволновые радиометры, бортовые антенные системы, тепловые флуктуации, собственное излучение, законы чёрнотельного излучения, излучение серых тел, диэлектрические свойства пресной и солёной воды, теория переноса излучения, теория рассеяния Ми, излучение полидисперсных сред, селективное излучение, излучение земной атмосферы.

Редактор: *Корниленко В. С.*

Компьютерная вёрстка: *Комарова Н. Ю.*

Дизайн обложки: *Кораблёва Е. О.*

ISBN 978-5-9903101-8-6

© Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт космических исследований Российской академии наук
(ИКИ РАН), 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	7
Глава 1. Научные и прикладные аспекты дистанционного зондирования ..	15
§ 1.1. Что такое дистанционное зондирование?	15
§ 1.2. Волновая природа и спектр электромагнитного излучения	17
§ 1.3. Пассивное и активное зондирование	24
§ 1.4. Тепловое излучение: роль и источники	26
§ 1.5. Распознавание и понимание микроволновых сигнатур	32
§ 1.6. Основные положения волновой электромагнитной теории....	36
Глава 2. Случайные сигналы и поля	50
§ 2.1. Детерминированное и стохастическое описание природных процессов.....	50
§ 2.2. Основные характеристики случайных процессов.....	52
§ 2.3. Основы корреляционной теории случайных процессов	63
§ 2.4. Квазиэргодические процессы	70
§ 2.5. Виды спектров.....	71
§ 2.6. Линейные и нелинейные системы и среды	80
§ 2.7. Нелинейные преобразования случайных процессов	86
§ 2.8. Измерение интенсивности шумового сигнала	92
Глава 3. Микроволновые радиометры: функции, схемы построения, характеристики	96
§ 3.1. Основные типы пассивных микроволновых устройств.....	96
§ 3.2. Основные элементы пассивного микроволнового радиометра и их функции.....	102
§ 3.3. Язык эквивалентных схем: антенная, радиояркая и шумовая температуры.....	105
§ 3.4. Компенсационная схема измерения шумового сигнала	107
§ 3.5. Флуктуационный порог чувствительности радиометрических систем.....	111

§ 3.6.	Модуляционный метод измерения шумового сигнала	116
§ 3.7.	Экспериментальные методы измерения порога чувствительности	129
§ 3.8.	Измерения частотных характеристик радиометрических систем методами фурье-спектрологии	133
§ 3.9.	Основные схемы усилительных устройств	141
§ 3.10.	Предельные чувствительности радиометрических систем	143
Глава 4.	Тепловые флуктуации и их фундаментальные закономерности	146
§ 4.1.	Тепловое излучение и тепловые флуктуации: исторический аспект	146
§ 4.2.	Флуктуационно-диссипационная теорема: качественный подход	151
§ 4.3.	Тепловые флуктуации в электродинамике	155
§ 4.4.	Локальное термодинамическое равновесие	160
Глава 5.	Поля излучения и антенные системы	164
§ 5.1.	Основные характеристики поля излучения	164
§ 5.2.	Микроволновые антенны и их характеристики	170
§ 5.3.	Связь антенной и яркостной температуры в поле излучения	177
§ 5.4.	Коэффициент рассеяния антенн	183
§ 5.5.	Антенная температура с потерями	187
§ 5.6.	Пространственно-временная динамика при пассивном дистанционном зондировании	189
§ 5.7.	Уравнение антенного сглаживания	192
§ 5.8.	Внешняя калибровка радиотепловых комплексов: метод контрастных полупространств	203
§ 5.9.	Антенные параметры радиотеплового самолётного комплекса	220
§ 5.10.	Антенные параметры радиотепловых космических комплексов	221
Глава 6.	Законы чёрнотельного излучения	227
§ 6.1.	Модель абсолютно чёрного тела. Исторические аспекты	227
§ 6.2.	Законы чёрнотельного излучения	233
§ 6.3.	Закон Кирхгофа	242
Глава 7.	Радиоизлучение серых тел	247
§ 7.1.	Отражательная способность поверхности	247
§ 7.2.	Эффективное излучение отражающей поверхности	251
§ 7.3.	Отражение и преломление плоских волн на плоской границе раздела	258
§ 7.4.	Поляризационные особенности излучения серого полупространства с гладкой границей	262

§ 7.5.	Особенности излучения двухслойной структуры в монохроматическом приближении	271
§ 7.6.	Свойства квазикогерентности в тепловом излучении и границы её применимости.	279
§ 7.7.	Собственное излучение многослойных неизотермических структур	285
Глава 8.	Диэлектрические и излучательные свойства земных покровов . . .	306
§ 8.1.	Частотная дисперсия электромагнитных свойств диэлектриков.	306
§ 8.2.	Физические механизмы поляризации диэлектриков.	312
§ 8.3.	Модели релаксационной поляризации	319
§ 8.4.	Диэлектрические свойства пресной воды	329
§ 8.5.	Диэлектрические свойства солёной воды	346
§ 8.6.	Спектральные и температурные характеристики излучательных свойств водных бассейнов	363
§ 8.7.	Излучательные свойства ледовых покровов	369
§ 8.8.	Излучательные свойства земных покровов	375
Глава 9.	Основы теории переноса излучения.	390
§ 9.1.	Феноменология теории переноса излучения.	390
§ 9.2.	Преобразование энергии элементом объёма вещества	393
§ 9.3.	Уравнение переноса излучения	399
§ 9.4.	Частные случаи уравнения переноса излучения	401
§ 9.5.	Уравнение переноса излучения для плоскопараллельного случая	404
§ 9.6.	Граничные условия	408
§ 9.7.	Перенос излучения в излучающей и поглощающей среде	411
§ 9.8.	Особенности излучения полупространства с полупрозрачной атмосферой	413
§ 9.9.	Перенос излучения в излучающей, поглощающей и рассеивающей среде	418
§ 9.10.	Излучение неоднородного и неизотермического полупространства	420
§ 9.11.	Приближенные методы решения полного уравнения переноса.	423
Глава 10.	Электромагнитные свойства дисперсных сред	431
§ 10.1.	Электромагнитные свойства изолированных частиц.	431
§ 10.2.	Основные положения теории Ми	438
§ 10.3.	Особенности рэлеевского рассеяния	444
§ 10.4.	Особенности рассеяния водных частиц	449
§ 10.5.	Электромагнитные свойства полидисперсных сред.	452
§ 10.6.	Особенности переноса излучения в концентрированных средах	464

Глава 11. Селективные излучения	478
§ 11.1. Механизмы селективных излучений.	478
§ 11.2. Принцип детального равновесия.	481
§ 11.3. Фотонная модель и уравнение переноса для квантовых систем.	483
§ 11.4. Механизмы уширения спектральных линий.	486
§ 11.5. Прохождение излучения через слой газа	498
§ 11.6. Перенос микроволнового излучения в земной атмосфере	504
Приложение А	515
Международная система единиц (СИ)	515
Факторы преобразований	519
Приложение Б	521
Основные теоремы и соотношения в фурье-спектральном анализе	521
Литература	523

ПРЕДИСЛОВИЕ

Включение в 60–70-е гг. прошедшего столетия методов и средств микроволновой диагностики в аэрокосмические наблюдения явилось несомненно знаменательной вехой в развитии всего дистанционного зондирования Земли. Изучение и понимание микроволновых образов системы земная поверхность — атмосфера обеспечили принципиально иную (чем при использовании только оптического и инфракрасного диапазонов) физическую информативность микроволнового зондирования при изучении земных объектов. Именно это обстоятельство кардинально изменило как облик потенциальных спутниковых систем, предназначенных для зондирования Земли, так и характер и информативную насыщенность всего дистанционного зондирования. Очевидные достоинства микроволновой диагностики — возможность получения информации в любое время суток, широкий погодный диапазон, независимость от солнечного освещения — привлекли к ним внимание большого числа исследователей и, в первую очередь, российских [Башаринов и др., 1974; Кондратьев, Тимофеев, 1978; Кондратьев и др., 1979; Шарков, Эткин, 1976; Sharkov, 1998, 2003; Staelin, 1969; Ulaby et al., 1986]. Причём в целом ряде случаев именно эти обстоятельства были решающими на первых этапах внедрения радиофизических методов в задачи дистанционного зондирования. Однако дальнейшее развитие этих методов показало, что принципиальная значимость введения радиофизических методов в дистанционное зондирование лежит совсем в другой плоскости, а именно, в дифракционной природе взаимодействия электромагнитных волн микроволнового диапазона с шероховатыми элементами земной поверхности и с дисперсными метеоструктурами в земной атмосфере, с одной стороны, и, с другой стороны, с особенностями квантового излучения и поглощения газовых составляющих земной атмосферы в микроволновом диапазоне в приближении Рэлея-Джинса.

Развитие и эволюция приборного парка и научно-исследовательских проектов и программ микроволнового зондирования происходило, разумеется, весьма неоднородным и неравномерным образом. Первоначально микроволновая радиометрия зарождалась в недрах радиоастрономии как своего рода вспомогательное направление, призванное обеспечивать нужды наземной радиоастрономии, которая в 40–50-е гг. прошлого столетия проходила этап становления и бурного развития. В первую очередь, здесь шла речь об исключении влияния дисперсной (облачной) составляющей (а затем и газовой составляющей) излучения атмосферы в микроволновом диапазоне на

высокоточные радиоастрономические измерения, проводимые с поверхности Земли. На это и были направлены специальные методики проведения радиоастрономических экспериментов (например, метод диаграммной модуляции, метод «искусственной Луны», метод разрезов и другие). По этим причинам первые микроволновые исследования атмосферы Земли базировались целиком на аппаратной базе и на методологической основе радиоастрономии.

Первые микроволновые исследования радиоизлучения атмосферы были выполнены профессором Р. Г. Дикке (Роберт Генри Дикке, *англ.* Robert Henry Dicke) в 1946 г. на длине волны 1,5 см при помощи предложенного им же модуляционного метода измерения шумового сигнала, который позволил получить рекордный (на то время) порог нормированной чувствительности прибора (около 8 К). Указанный метод и способ построения аппаратуры активно стал развиваться и совершенствоваться радиоастрономами в самых различных диапазонах электромагнитного спектра [Есепкина и др., 1973; Троицкий, 1951]. Также в это время (50-е гг. прошлого столетия) были построены отечественными исследователями теория собственного излучения неизотермического и прозрачного полупространства на базе классической теории переноса (теория радиоизлучения Луны) [Троицкий, 1954], а также фундаментальная теория равновесных флуктуаций в электродинамике [Ландау, Лифшиц, 1976; Левин, Рытов, 1967; Рытов, 1953], что явилось принципиальной физической основой для дальнейшего развития теории собственного излучения подстилающих поверхностей и атмосферы Земли.

Дальнейшее развитие и освоение короткосантиметрового и миллиметрового диапазона длин волн поставило на повестку дня проблемы детального спектрального исследования характеристик распространения радиоволн в атмосфере и плазмopodobных средах и собственного излучения геофизических сред (подстилающих поверхностей Земли) в этих диапазонах [Кондрачев, Тимофеев, 1978; Жевакин, Наумов, 1967]. Подвергались серьёзной реконструкции как сама приборная база, заимствованная из радиоастрономии, так и методики измерений. В первую очередь, это было связано с малым временем наблюдения исследуемого объекта (малым временем накопления) при дистанционном зондировании и ярко выраженными поляризационными свойствами геофизических объектов. Стала также на повестку дня проблема создания достаточно малогабаритных приборов и антенных систем, которые должны быть расположены на движущихся платформах, на летательных аппаратах и спутниковых комплексах. Радиоастрономические приборные стационарные комплексы (радиотелескопы) и методики стационарных (наземных) измерений необходимым требованиям явно не удовлетворяли. В конце 1960-х гг. начался трудный и сложный этап формирования микроволнового зондирования как самостоятельного направления — был создан целый ряд радиотепловых комплексов повышенной чувствительности самолётного, аэростатного и наземного базирования для метеорологических, морских и геофизических исследований и военно-технического применения.

Важнейшим шагом этого этапа было создание впервые в СССР много-частотного бортового радиотеплового комплекса трассового типа и установка

его на ИСЗ «Космос-243», который был запущен в 1968 г. Значение этого космического эксперимента трудно переоценить. По существу, была продемонстрирована принципиальная возможность получения физической и геофизической информации при помощи радиотепловых систем из космоса. Кроме того, были описаны серьёзные научные результаты по соотношению глобального интегрального содержания водяного пара и жидкокапельной воды в атмосфере, а также ряд других принципиальных результатов [Башаринов и др., 1974; Гурвич, Кутуза, 2010]. С полным основанием можно считать эту первую космическую миссию своего рода спусковым механизмом при возникновении и формировании космических микроволновых геофизических программ как отечественных, так и зарубежных. Научный результат миссии был, несомненно, важнейшим стимулирующим шагом в исследовании атмосферы и поверхности Земли в микроволновом диапазоне, и также он подтвердил высокую научную информативность микроволнового зондирования в бортовом исполнении по отношению к изучению глобальных геофизических и метеорологических систем Земли.

Дальнейшее изучение и понимание микроволновых пространственно-временных образов (сигнатур) системы земная поверхность — атмосфера кардинально изменило как облик существующих спутниковых систем, предназначенных для зондирования Земли, так и характер и информативную насыщенность всего дистанционного зондирования. Ситуация на сегодняшний день в дистанционном зондировании такова, что ни одна крупная спутниковая миссия по исследованию Земли не обходится без включения в нее пассивных и активных радиофизических приборов в той или иной конфигурации. Интерес к микроволновым методам и средствам космического базирования среди исследователей различных специальностей — метеорологов, океанологов, геофизиков, геологов, почвоведов и др. — в настоящее время огромный, и не является преувеличением. Однако, не владея специфическими знаниями в радиофизике, заинтересованные исследователи интерпретируют подчас микроволновые образы геофизических земных объектов с точки зрения геометрической оптики, характерной для человеческого оптического восприятия окружающей среды. Автор настоящей книги имел многократную возможность убедиться в этом факте при взаимодействии со специалистами различных научных направлений в течение почти 40-летнего периода работы в области микроволнового дистанционного зондирования Земли.

Очевидно, что существует настоятельная необходимость в наличии детальной монографии, которая давала бы систематическое и последовательное представление о фундаментальных основах и об основных принципах теории и экспериментальной практики приёма собственного излучения физических объектов. Кроме того, полезно представить последовательное и систематическое описание современных достижений микроволновой диагностики природной среды, которое было бы достаточно воспринимаемо как студентами старших курсов высших учебных заведений, так и специалистами, профессионально не связанными с проблемами радиофизики. По этим причинам настоящую книгу можно представлять, в отличие от известных монографий

по радиофизическим методам, с одной стороны, как своего рода учебник, курс лекций по радиофизическим дистанционным методам и средствам, и, с другой стороны, как материал, дающий систематизированные идеи по возможностям и современным достижениям микроволновой диагностики природной среды и представляющий интерес для широкого круга специалистов и заинтересованных читателей. В связи с этим содержание настоящей книги сконфигурировано таким образом, чтобы читатель мог получить необходимые фундаментальные знания о квантовом механизме собственного излучения природных сред, о прикладных аспектах современных методов анализа случайных сигналов и полей, об основных методах и схемах измерения естественного электромагнитного флуктуационного излучения. В целом же содержание настоящей книги, разумеется, много шире, чем требования, предъявляемые для стандартных учебников для студентов. Многие главы книги содержат детальную и углублённую информацию, и, таким образом, могут быть использованы в исследовании специфических вопросов микроволнового зондирования.

Структура первого тома книги такова. В главе 1 рассмотрены научные и прикладные аспекты дистанционного зондирования Земли, роль и место радиофизических методов, основные положения электромагнитной теории, физические особенности теплового излучения, возможности пассивных и активных методов микроволновой диагностики.

Цель главы 2 — предоставить читателю краткий обзор современных методов анализа случайных сигналов и полей применительно, в первую очередь, к изучению физических основ формирования собственного излучения, рассмотрению способов и методов приёма флуктуационного сигнала, а также к анализу и интерпретации данных дистанционного микроволнового зондирования. Глава носит в известном смысле справочный характер и не требует от читателя специальных знаний, за исключением знакомства с основными положениями классического спектрального анализа детерминированных сигналов. Однако приведённые в ней сведения будут необходимы для дальнейшего усвоения материала.

В главе 3 рассмотрены основные методы и схемы измерения естественного электромагнитного флуктуационного излучения. Далее с использованием метода эквивалентных схем вводятся важнейшие понятия яркостных и шумовых температур, которые широко используются в теории и практике пассивного микроволнового дистанционного наблюдения. Детально рассмотрены функции и характеристики элементов пассивного дистанционного устройства, а также обсуждены основные схемы построения микроволновых радиометров и методология измерения их основных частотных и энергетических характеристик — флуктуационный порог чувствительности, формы амплитудно-частотных характеристик, радиометрические и энергетические полосы пропускания приёмных систем. Рассмотрен также вопрос о предельной чувствительности микроволнового радиометра.

Предметом изучения в главе 4 является фундаментальный закон природы, связывающий квантовое флуктуационное излучение объекта любой фи-

зической природы с его диссипативными свойствами в макромасштабах и получивший наименование — флуктуационно-диссипационная теорема (ФДТ). Основное внимание уделяется физической стороне проблемы. В главе анализируются важные для дистанционного и аппаратурного применения квазистационарная аппроксимация ФДТ, получившая наименование формулы Найквиста, и геометрико-оптическое приближение — закон Кирхгофа. Кроме того, в главе рассматриваются методические вопросы применения результатов ФДТ в условиях реального дистанционного зондирования.

Цель главы 5 заключается в рассмотрении основных характеристик поля излучения природных объектов и физических особенностей при приёме излучения микроволновыми антенными комплексами. С использованием метода эквивалентных схем вводятся важнейшие понятия яркостной и антенной температур, которые широко используются в теории и практике пассивного микроволнового дистанционного зондирования и в радиоастрономии. Приводятся основные сведения о радиоастрономических приборах и антенных комплексах. На основе пространственно-спектральных представлений вводится уравнение антенного сглаживания, и анализируются процедуры реконструкции (восстановления) радиотепловых изображений. На основе практики пассивного микроволнового дистанционного зондирования вводятся и анализируются основные методы измерения параметров и калибровок бортовых антенных систем.

Принципиальная в теории и практике теплового излучения модель абсолютно чёрного тела и фундаментальные законы излучения такой системы являются предметами рассмотрения главы 6. Рассматриваются природные и искусственные физические объекты, близкие по своим характеристикам к черным телам. Детально анализируются количественные законы чёрнотельного излучения и их следствия. Здесь же вводятся понятия излучательной и поглощательной способности физических тел нечёрнотельного характера. На этой основе анализируются закон Кирхгофа, различные его формы и следствия.

Цель главы 7 заключается в рассмотрении основных характеристик поля излучения одной из важнейших и широко используемых физических моделей природных объектов, а именно, серого полупространства с гладкой границей. Вводятся определения отражательных и поляризационных свойств таких сред. Анализируются физические особенности при приёме поляризованного излучения микроволновыми комплексами. С использованием импедансной формы граничных условий уравнений Максвелла формулируется физическая модель для расчёта плоскостойких сред, которая широко используется в теории и практике пассивного микроволнового дистанционного зондирования. На основе этого метода детально анализируется электродинамическая задача радиоизлучения неоднородных неизотермических сред. Рассматриваются результаты и ограничения квазимонохроматического подхода к расчёту излучательных характеристик стойких сред, и, в частности, свойства квазикогерентности шумового сигнала с ограниченным спектром применительно к задаче излучения двухслойной среды.

Цель главы 8 заключается в рассмотрении основных характеристик поля излучения (интенсивность и спектральные зависимости) физических веществ, имеющих наибольшее распространение на поверхности и в атмосфере Земли. Рассмотрены частотные свойства диэлектрических характеристик диэлектриков с точки зрения феноменологического подхода к изучению релаксационных механизмов (модель Дебая и модели с множественностью времени релаксации). Представлены основные положения теории и практики диэлектрической спектроскопии. Основное внимание в главе уделено изучению диэлектрических и излучательных свойств солёной (морской) и пресной воды и связи этих свойств с физико-химической структурой этих веществ посредством выявления частотной дисперсии электромагнитных свойств диэлектриков. Рассмотрены диэлектрические и излучательные свойства природных объектов, содержащих пресную воду и водные электролитные растворы в различных фазовых состояниях — пресноводный лёд, морской лёд, глетчерный лёд, влажная плодородная почва, солончаки. В главе приведён богатый набор экспериментальных наблюдательных данных по излучательным характеристикам и диэлектрическим свойствам веществ, распространённых как на Земле, так на планетах земной группы.

В главе 9 представлены феноменологическая основа, а также основные энергетические соображения, лежащие в основе теории переноса излучения (ТПИ). В главе дан анализ основных уравнений и фундаментальных положений, необходимых для изучения переноса излучения в поглощающих, излучающих и рассеивающих средах. Формальные и приближенные решения уравнения переноса излучения, приведённые в главе, широко используются в дальнейших главах при рассмотрении переноса излучения в дисперсных средах (гидрометеоры и аэрозоль в атмосфере). Основное внимание уделено анализу решений теории переноса, предназначенных для исследования процессов собственного излучения в микроволновом диапазоне.

Цель главы 10 заключается в рассмотрении основных электромагнитных характеристик дисперсных сред, которые широко распространены в атмосфере Земли. Введены основные понятия для количественных характеристик поглощения и рассеяния как отдельных (изолированных) частиц, так и дисперсных сред в виде облака невзаимодействующих случайно распределённых рассеивателей. Представлены основные положения теории рассеяния Ми и широко используемые в дистанционной практике приближения (рассеяние Рэлея), резонансное рассеяние, приближение геометрической оптики. Введены основные характеристики, описывающие механические дисперсные свойства гетерогенных смесей. Рассмотрены поглощающие и рассеивающие свойства природных полидисперсных сред, содержащих водные капли и водные частицы в различных фазовых состояниях. В главе приведён богатый набор экспериментальных наблюдательных данных по характеристикам поглощения и рассеяния дисперсных сред, распространённых как в атмосфере Земли, так на планетах земной группы. Основное внимание уделено анализу электромагнитных характеристик, предназначенных для исследования процессов рассеяния и поглощения в дисперсных средах преимущественно в микровол-

новом диапазоне. Приведены основные результаты исследования высококонцентрированных дисперсных сред в этом диапазоне.

В главе 11 рассмотрены основные энергетические соображения, включая принцип детального равновесия, и основные механизмы селективных излучений, лежащие в основе квантовой модели теории переноса излучения. В главе дан анализ основных уравнений и фундаментальных положений, необходимых для изучения переноса излучения в газовых средах. Полное решение уравнения переноса излучения, приведённые в главе 11, широко используются при рассмотрении переноса излучения в земной атмосфере. Основное внимание уделено анализу решений теории переноса, предназначенных для исследования процессов собственного излучения газовых сред в микроволновом диапазоне.

Вопросы, связанные с анализом основных результатов исследования радиотеплового излучения взволнованной морской поверхности; с рассмотрением основных элементов проблемы восстановления физических параметров природной среды при проведении микроволнового дистанционного зондирования; специализированные методики построения многолетних глобальных радиотепловых полей и восстановленных глобальных полей интегрального водяного пара, пригодных для научного анализа вклада высокодинамических атмосферных процессов таких как тропические циклоны, в вариации климатической системы Земли; а также исторические аспекты развития микроволновых миссий, современное состояние и планы на будущее будут рассмотрены в томе 2.

К книге прилагается детальная библиография, которая, несомненно, будет полезна как для студентов и аспирантов соответствующих специальностей, так и для научных сотрудников.

Книга представляет интерес для научных работников, преподавателей вузов и университетов, студентов старших курсов, аспирантов в области геофизики, океанологии, радиофизики, атмосферных наук, дистанционного зондирования, географии, наук об окружающей среде.

Большинство экспериментальных и натуральных результатов, использованных при подготовке настоящего издания, были получены автором или при его непосредственном участии в течение многолетней работы в отделе исследования Земли из космоса Института космических исследований Академии наук СССР и Российской академии наук. Отдел был создан по инициативе и возглавлялся в течение длительного времени безвременно ушедшего из жизни профессора В. С. Эткина (1931–1995). Натурные эксперименты, выполненные в период с 1975 по 1983 г. с микроволновой аппаратурой повышенной чувствительности, а также уникальные результаты, полученные с их помощью, определили во многом конфигурацию будущих аэрокосмических микроволновых систем как отечественных, так и зарубежных. Автор благодарит коллег по отделу, чья помощь и поддержка были совершенно незаменимы при выполнении уникальных самолётно-корабельных подспутниковых экспериментов и особенно Покровскую И. В., Раева М. Д., Веселова В. М., Чёрного И. В., Райзера В. Ю. Автор с большим сожалением отмечает, что ушли из

жизни активные участники первого этапа экспериментальных работ — Беспалова Е. А., Милицкий Ю. А., Булатов М. Г., которые внесли существенный вклад в организацию и выполнение лётно-морских экспериментов.

Монография базируется на научных результатах целой серии комплексных лётно-морских экспедиционных исследований, выполненных в процессе проведения Академией наук СССР, а затем Российской Академией наук фундаментальных программ по изучению состояния системы океан-атмосфера в акваториях Баренцева, Каспийского, Чёрного и Японского морей, а также в процессе проведения морских экспедиций в тропических акваториях Тихого и Индийского океанов на научно-исследовательских судах Гидрометеослужбы СССР. Выполнение таких сложных комплексных работ было бы немислимо без благожелательной поддержки со стороны дирекции ИКИ РАН, и, в первую очередь, директора (с 1973 по 1988 г.) ИКИ АН СССР академика Сагдеева Р. З. и директора ИКИ РАН (с 2002 г.) академика Зелёного Л. М.

Эти результаты легли в основу лекционных курсов, которые автор читал и читает в настоящее время студентам физических и геофизических специальностей Московского физико-технического института (МФТИ-ГУ) и Московского университета геодезии и картографии.

В течение всего времени подготовки рукописи автор пользовался советами и рекомендациями своих коллег.

Автор искренне признателен Н. Ю. Комаровой, взявшей на себя кропотливый труд по подготовке рукописи к печати.

Прекрасно понимая всю сложность и ответственность настоящего издательского проекта, автор с признательностью воспримет все конструктивные пожелания и замечания заинтересованных читателей (e-mail: easharkov@iki.rssi.ru).

Глава 1

Научные и прикладные аспекты дистанционного зондирования

В настоящей главе будут рассмотрены научные и прикладные аспекты дистанционного зондирования Земли, роль и место радиофизических методов, основные положения электромагнитной теории, физические особенности теплового излучения, возможности пассивных и активных методов микроволновой диагностики.

§ 1.1. ЧТО ТАКОЕ ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ?

Подавляющее количество информации об окружающем мире человек получает дистанционным образом, т. е. без непосредственного контакта с физическими объектами. Это в равной степени относится как к обыденной жизни человека, так и к получению информации в научных и прикладных целях. Здесь, в первую очередь, надо отметить активно развивающиеся за последние 40 лет аэрокосмические исследования нашей планеты и окружающего космического пространства, проведение которых обеспечило человечеству получение принципиально новых знаний как о космосе, так и нашей планете. Получение информации о физических объектах дальнего космоса каким-либо другим способом, кроме дистанционного, разумеется, в принципе невозможно. Материальным носителем информации о физических объектах в космическом пространстве является дальнедействующее электромагнитное поле. За 100 лет, прошедшие со времени его экспериментального обнаружения, человек научился весьма эффективно управлять электромагнитным полем и понимать информацию, которая может быть заложена («зашифрована») в значениях параметров электромагнитного поля. В плотных средах, таких как воздушная и водная, существуют и другие материальные носители информации — так, в Мировом океане эффективными носителями дистанционной информации являются акустические и температурные поля.

Однако, кроме электромагнитного поля, при взаимодействии между физическими телами существует ещё одно дальнедействующее поле — гравитационное, которое эффективно проявляется в условиях космоса и достаточно больших масс физических тел. Несмотря на понимание общих закономерностей гравитационного поля, исследователи серьёзно расходятся во мнениях по его структуре и основным характеристикам. Попытки обнаружения волновой структуры гравитационного поля (гравитационные волны) пока не дали положительных результатов. Поэтому нельзя (по крайней мере, на данном уровне знаний) считать гравитационное поле полезным материальным носителем дистанционной информации.

Итак, под дистанционным зондированием понимается наука о получении физической информации о физическом объекте на расстоянии от него при помощи целенаправленной обработки принятого электромагнитного поля, которое, в свою очередь, провзаимодействовало с исследуемым объектом. Энергия электромагнитного поля может принадлежать как собственному излучению физического тела, так и быть отражённой от тела энергией постороннего источника (например, Солнца). В реальной наблюдательной практике эти электромагнитные поля находятся в «смешанном» режиме, и подчас возникает достаточно сложная проблема разделения этих излучений, поскольку они «несут» на себе совершенно различную физическую информацию.

Сам процесс дистанционного зондирования обычно разделяется на несколько элементов (или блоков).

1. *Источник электромагнитной энергии* — первый блок в дистанционном зондировании, касается наличия либо источника энергии собственного излучения, либо источника, внешнего по отношению к исследуемому объекту.
2. *Взаимодействие с объектом* — при взаимодействии с объектом его физические и геометрические свойства отображаются («зашифровываются») в значениях параметров электромагнитного поля.
3. *Излучение и среда* — при прохождении электромагнитного излучения от объекта к приёмнику оно может быть дополнительно искажено (например, присутствием атмосферы) и ослаблено.
4. *Приём излучения* осуществляется специальными бортовыми приборами, которые воспринимают электромагнитное излучение из свободного пространства и его обрабатывают, с тем чтобы получить устойчивые характеристики, описывающие физические свойства изучаемых объектов.
5. *Передача, приём и обработка* — информация, полученная бортовым прибором, преобразуется обычно в электронную форму и по специальным каналам связи (при помощи электромагнитных волн уже других диапазонов) транслируется на приёмные станции, где, в свою очередь, подвергается первичной обработке и передаётся на архивные носители.
6. *Интерпретация и анализ* — полученная информация подвергается специализированной обработке («препроцессинг») с целью получения необ-

ходимых физических параметров для научного и тематического анализа и решения конкретных физических или административно-хозяйственных задач.

В настоящей книге коснёмся практически каждого из рассмотренных элементов зондирования применительно к радиотепловому микроволновому дистанционному зондированию.

§ 1.2. ВОЛНОВАЯ ПРИРОДА И СПЕКТР ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Излучение, распространение и взаимодействие электромагнитной энергии с физическими телами может быть рассмотрено и описано с двух тождественных точек зрения: классической электромагнитной волновой теории и квантовой механики. Согласно классической электромагнитной теории Максвелла энергия излучения распространяется в виде электромагнитных волн, а в соответствии с квантово-механическим подходом — в виде отдельных дискретных квантов. Оба этих подхода применяются в задачах дистанционного зондирования в равной мере. Так, результаты электромагнитной теории широко используются для расчёта радиационных свойств физических поверхностей (вода, суша), таких как степень черноты и отражательная способность сред, а также при проектировании и создании радиофизических приборов дистанционного зондирования. Результаты квантовой теории используются при определении энергии излучения, испускаемой физическими телами в данном частотной диапазоне в зависимости от его физической температуры, а также при исследовании радиационных свойств газов, которые можно объяснить и рассчитать только с позиций квантовой механики. При исследовании же природных систем (например, излучение гидрометеоров в земной газовой атмосфере) фундаментальные результаты были получены при использовании смешанных подходов. Важно отметить, что строгое квантово-механическое рассмотрение взаимодействия излучения с веществом приводит в целом ряде важных применений к уравнениям и результатам, которые в значительной степени подобны классическому подходу. По этой причине при решении практических задач дистанционного зондирования исследователи придерживаются волновой теории, так как она имеет несомненные большие преимущества как в наблюдательной практике дистанционного зондирования, так при разработке и эксплуатации дистанционных приборов.

В рамках волновой теории электромагнитное излучение описывается законами, определяющими поведение поперечных волн, в которых синхронные колебания электрического и магнитного полей происходят в направлении, перпендикулярном друг другу и направлению распространения волны. Колебания распространяются в пространстве с конечной скоростью, зависящей от свойств среды. Скорость электромагнитных волн в вакууме равна $c_0 = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$.

Типы электромагнитного излучения можно классифицировать в соответствии с длиной волны в вакууме или частотой колебаний. Эти две характеристики электромагнитного поля особенно важны для понимания физики взаимодействия излучения с физическими объектами, подлежащими исследованию. Под длиной волны понимают длину одного цуга (цикла) колебаний, которая измеряется как расстояние между двумя соседними гребнями волны (λ). Длина волны измеряется в метрах [м], или соответствующих долях метра, таких как нанометры [нм, 10^{-9} м], микрометры [мкм, 10^{-6} м] или сантиметры [см, 10^{-2} м]. Частота соответствует числу цугов колебаний волны, пересекающей фиксированную точку в пространстве в единицу времени, и измеряется обычно в герцах [Гц], что эквивалентно одному цугу колебаний в секунду.

Частота (обозначается как ν или f) колебаний электрического и магнитного полей связана с длиной волны следующим важным соотношением: $c_0 = \lambda\nu$.

Понимание характеристик электромагнитного излучения в терминах длины волны или частоты принципиально для описания информации, получаемой при дистанционном зондировании и в космических исследованиях. Ниже мы детально рассмотрим шкалу электромагнитных волн и её диапазоны в основном применительно к задачам дистанционного зондирования и космических исследований.

На рис. 1.1 приведены шкала электромагнитных волн (электромагнитный спектр) и принятое деление её на диапазоны, а также виды искусственных и естественных излучений и физические механизмы электромагнитных излучений. Следует отметить, что выделение диапазонов электромагнитного спектра имеет длительную историю и определялось оно не только чисто физическими и астрономическими закономерностями (например, наличием на сравнительно недалёком расстоянии от Земли звезды среднего класса — Солнца и физическими свойствами земной атмосферы), но и развитием способов и методов возбуждения, генерации и регистрации электромагнитных волн, а также административно-хозяйственными задачами. Между диапазонами спектра, выделенными и определёнными к настоящему времени, не существует жёстких границ, и давать их в строго зафиксированной форме, по-видимому, невозможно, да и нецелесообразно, учитывая стремительный прогресс в технике дистанционного зондирования и радиосвязи, в приёмной технике в ультрафиолетовой, рентгеновской и гамма-астрофизике.

Спектр электромагнитных волн, используемых в космических и физических исследованиях, чрезвычайно обширен — от очень коротких длин волн гамма- и рентгеновского диапазонов до сверхнизкочастотного (десятки и сотни километров). Непосредственно для дистанционного зондирования Земли используются видимый, инфракрасный и радиодиапазоны. Связано это в первую очередь с тем, что различные виды электромагнитного излучения возникают и формируются под действием совершенно различных физических факторов и совершенно по-разному взаимодействуют с земной атмосферой. Так, если гамма-излучение возникает в ядерных процессах, при радиоактивном распаде и делении ядер, то рентгеновское излучение возникает в атомных процессах при бомбардировке веществ электронами высокой энергии.

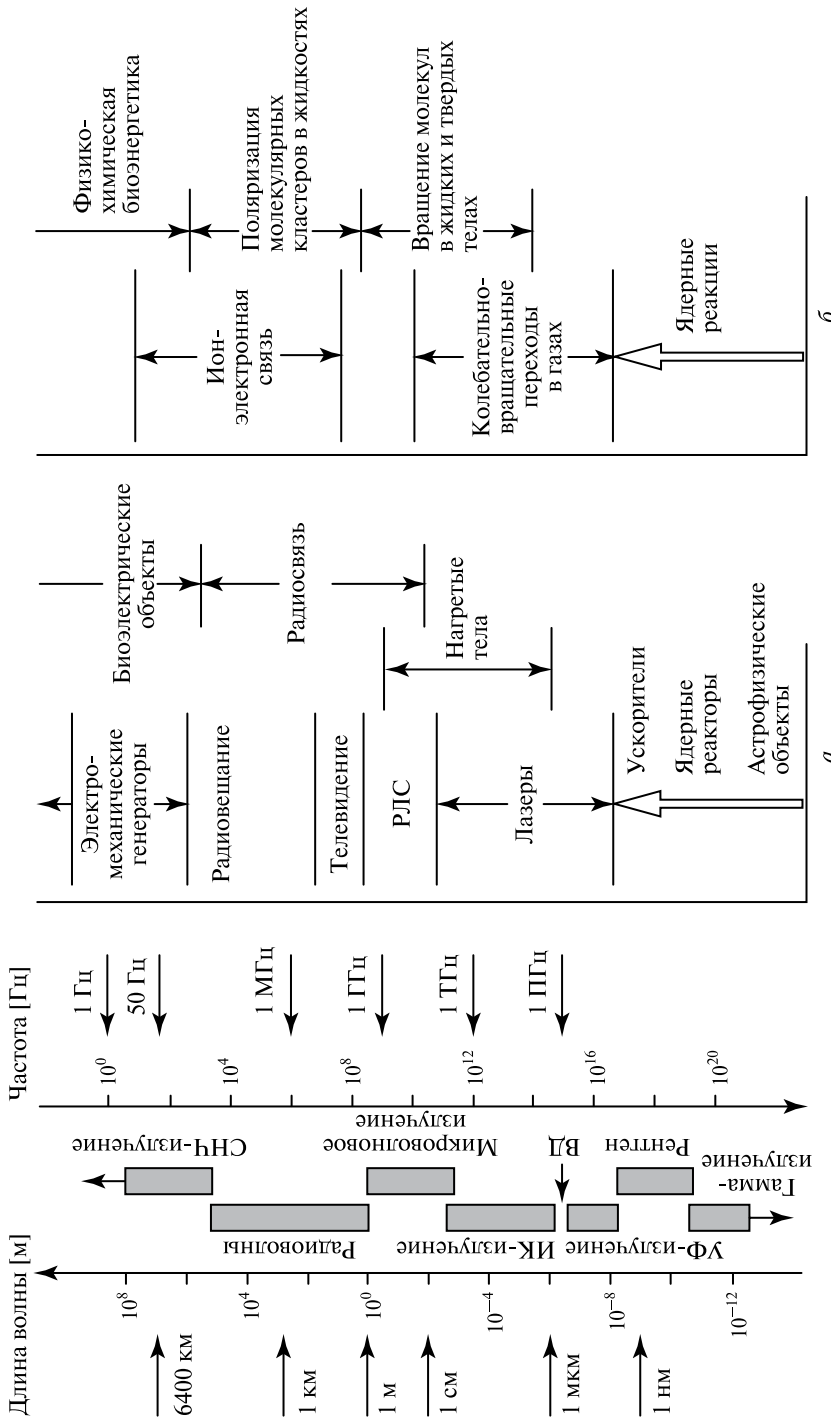


Рис. 1.1. Спектр электромагнитного излучения: *а* — источники излучения (РЛС — радиолокационные системы); *б* — физический механизм электромагнитного излучения. УФ — ультрафиолет; ИК — инфракрасный диапазон; ВД — видимый диапазон; СНЧ — сверхнизкочастотный диапазон

Электромагнитное излучение, формируемое в видимом, ИК- и радиодиапазонах, получило название собственного (или теплового) излучения и возникает вследствие внутренней энергии вещества за счёт переходов между колебательно-вращательными уровнями молекул в газах, колебаний молекул в жидких и твёрдых телах и колебаний решётки в твёрдых телах (см. рис. 1.1*а*, *б*). Таким образом, если при приёме и обработке электромагнитных волн гамма- и рентгеновского диапазонов можно получить информацию о ядерных и атомных процессах, происходящих в исследуемом веществе, то электромагнитные волны видимого, ИК- и радиодиапазонов дают принципиально иную информацию — о макрохарактеристиках вещества: физико-химическом составе, термических свойствах, а также геометрических характеристиках объекта (см. рис. 1.1*а*). Помимо теплового излучения в микроволновом и радиодиапазонах возникает целый ряд электромагнитных излучений, формирующихся в плазменных и плазмоподобных средах, — излучение короны Солнца, магнитосферы и ионосферы Земли и из-за грозовой активности в земной атмосфере (см. рис. 1.1*б*). Хорошо известны и искусственные мощные источники излучения в радиодиапазоне — это радиовещательные и телевизионные станции, радиолокационные системы (РЛС), системы космической и мобильной связи (см. рис. 1.1*а*). Деятельность этих систем создаёт подчас очень серьёзные затруднения для дистанционного зондирования Земли в этих диапазонах и для радиоастрономических исследований дальнего космоса.

Важнейшим для деятельности человека (и исторически первым в его практической деятельности) диапазоном электромагнитного спектра является видимый, охватывающий диапазон приблизительно от 0,4 до 0,7 мкм. Несомненно, следует осознать поразительный факт — сколь мала видимая часть спектра по сравнению со всем диапазоном электромагнитного излучения, которое окружает человека и совершенно не воспринимается его органами чувств (см. рис. 1.1). Выделение внутри этого диапазона шести поддиапазонов лежит в основе образования психофизиологической концепции цветного зрения человека:

- ультрафиолет: 0,40...0,446 мкм;
- синий цвет: 0,446...0,500 мкм;
- зелёный цвет: 0,500...0,578 мкм;
- жёлтый цвет: 0,578...0,592 мкм;
- оранжевый цвет: 0,592...0,620 мкм;
- красный цвет: 0,620...0,7 мкм.

Оптические наблюдения формируются на основе сложной комбинации рассеянного и перерассеянного солнечного излучения физическими телами при его сильной трансформации по интенсивности и по спектральному составу, чем, собственно говоря, и обуславливается яркая и красочная картина окружающей человека природы. Для эффективного дистанционного исследования различного типа земных поверхностей (водная поверхность, горные

породы, минералы, растительность, различные типы почв) специалисты подразделяют полный видимый диапазон на ряд поддиапазонов, которые определяются физическими свойствами веществ и совершенно не соответствуют физиологическому восприятию цветов человеком. Исследованию этих вопросов посвящена большая специальная литература, и в этой книге эти вопросы не рассматриваются.

Следующая часть электромагнитного спектра, активно используемая в дистанционном зондировании и в целом ряде важных прикладных направлений (ракетная техника, ядерная энергетика), простирается от красной границы видимого спектра до длин волн порядка 100 мкм, в котором заключена основная часть энергии теплового излучения (при учёте тех термодинамических температур, которые могут быть достигнуты в земных условиях). Этот диапазон спектра получил наименование инфракрасный. С точки зрения технических применений этот диапазон подразделяли на ближнюю инфракрасную область, простирающуюся от видимого диапазона до длин волн приблизительно 25 мкм, и дальнюю инфракрасную область, соответствующую более длинным волнам вплоть до 1000 мкм (0,1 см). Специалисты по дистанционному зондированию придерживаются, однако, несколько другой концепции, связанной с физическими особенностями дистанционных наблюдений в этих диапазонах. Так, основной ИК-диапазон может быть разделён на два поддиапазона в соответствии со своими радиационными свойствами — диапазон отражённой ИК-радиации и термический ИК-диапазон.

Первый поддиапазон покрывает длины волн от $\sim 0,7$ до 3,0 мкм. Поскольку источником излучения в диапазоне отражённой ИК-радиации является солнечная радиация в этом диапазоне, то и методы наблюдения, используемые для целей дистанционного зондирования, очень близки к методам, применяемым в видимом диапазоне. Термический ИК-диапазон покрывает длины волн от 3 до 100 мкм. Важно отметить, что этот диапазон принципиально отличается от видимой и отражённой части спектра тем, что источником излучения в этом диапазоне является само физическое тело, подлежащее исследованию. Внутри теплового диапазона существует важный поддиапазон, значение которого трудно переоценить, — это диапазон 8...12 мкм, характеризующийся тем, что полученная при его использовании дистанционная информация строго соответствует термодинамической температуре любого физического объекта на Земле. Практически каждая современная оперативная и исследовательская космическая система несёт в своём составе дистанционные приборы этого диапазона. Активно осваивается с точки зрения использования в задачах дистанционного зондирования в настоящее время и диапазон 100...1000 мкм. Радиопизики часто называют его субмиллиметровым диапазоном, имея в виду значения длин волн по отношению к микроволновому диапазону и его миллиметровой части и часто включая его в понятие «радиоволны».

Огромный диапазон длин волн — 10^{-3} ... 10^5 м (и, соответственно, с частотами от $3 \cdot 10^{11}$ Гц до нескольких тысяч герц) — получил название радиоволны. После успешных экспериментов русского физика А. С. Попова

в 1895–1899 гг. и итальянского радиотехника и предпринимателя Г. Маркони (Гульельмо Маркони, *итал.* Guglielmo Marchese Marconi) в 1897–1901 гг. по использованию электромагнитных волн диапазона 1...200 м для осуществления беспроводной связи на расстоянии началось широкое практическое применение электромагнитных волн метрового и декаметрового диапазонов. Экспериментальное обнаружение в 1897 г. А. С. Поповым явления отражения электромагнитных волн от физических тел (военных кораблей) можно считать первым примером использования электромагнитных волн как носителя дистанционной информации. Практическое использование радиоволн с различными частотными поддиапазонами жёстко связано с особенностями распространения радиоволн различной длины, условиями их генерации и направленного излучения. Исходя из этих физических обстоятельств, международным регламентом радиосвязи принято деление радиоволн по диапазонам, строго соответствующим длинам волн (миллиметровые, сантиметровые, дециметровые, метровые, километровые и т. д.), а также по специальным поддиапазонам, выделенным для работы радиостанций, телевизионных станций, связанных систем, мобильной связи, космической связи. Низкочастотные и сверхнизкочастотные электромагнитные волны широко используются в промышленности (наиболее известен в бытовых условиях ток промышленной частоты — 50 Гц с длиной волны 6000 км). Генерируются волны этих диапазонов как в электронных схемах, так и при помощи электромеханических генераторов. На рис. 1.1 специально отмечены длина волны, соответствующая длине радиуса земного шара, а также длины волн, соответствующие пространственным размерам, реально используемым в обыденной жизни человека (1 км, 1 м, 1 см). Ввиду громадной насыщенности радиодиапазона различными видами радиосвязи, телевидения, радиовещания, радиолокации международными организациями (в частности, URSI — Union Radio-Scientifique Internationale) принимаются правила, регламентирующие (и резко ограничивающие) функционирование того и иного вида излучения жёсткими частотными рамками и, соответственно, вводятся новые частотные классификаторы. Аналогичные частотные ограничения вводятся и для радиофизических систем дистанционного зондирования, и для радиоастрономических исследований. По мере развития всего комплекса вопросов, связанных с освоением радиодиапазона, границы частотных диапазонов претерпевают (и, несомненно, будут претерпевать) значительные вариации. Так, ввиду активного освоения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов для исследования содержания и вариаций малых газовых компонент (парниковые газы) в тропосфере и стратосфере, в настоящее время разрабатывается новая частотная классификация этих диапазонов.

С точки зрения упрощённого качественного подхода специалистами по дистанционному зондированию принимается следующее разделение всего радиодиапазона — микроволновый диапазон с длинами волн от 1 мм до 1 м, и радиоволновой диапазон (радиоволны) с длинами волн от 1 м до 1 км. К настоящему времени с точки зрения решения задач дистанционного зондирования хорошо освоены «длинный» миллиметровый, сантиметровый и «корот-

кий» дециметровый диапазоны. Продвижение в метровый и декаметровый диапазоны, однако, связано с рядом принципиальных сложностей и, в первую очередь, с проблемами недостаточного пространственного разрешения и внешними «паразитными» излучениями. При освоении же субмиллиметрового диапазона возникают проблемы недостаточной энергетической чувствительности аппаратуры, которые, впрочем, успешно преодолеваются.

Хотя энергия электромагнитных излучений совершенно разных типов и огромной интенсивности постоянно окружает человека (рис. 1.2), он практически не замечает этого, поскольку органы чувств в состоянии непосредственно обнаружить только очень небольшую часть этой энергии, в первую очередь, в видимом диапазоне и существенно в меньшей степени в ИК-тепловом диапазоне. Для обнаружения остальной части электромагнитного спектра требуется наличие специальных приборов.

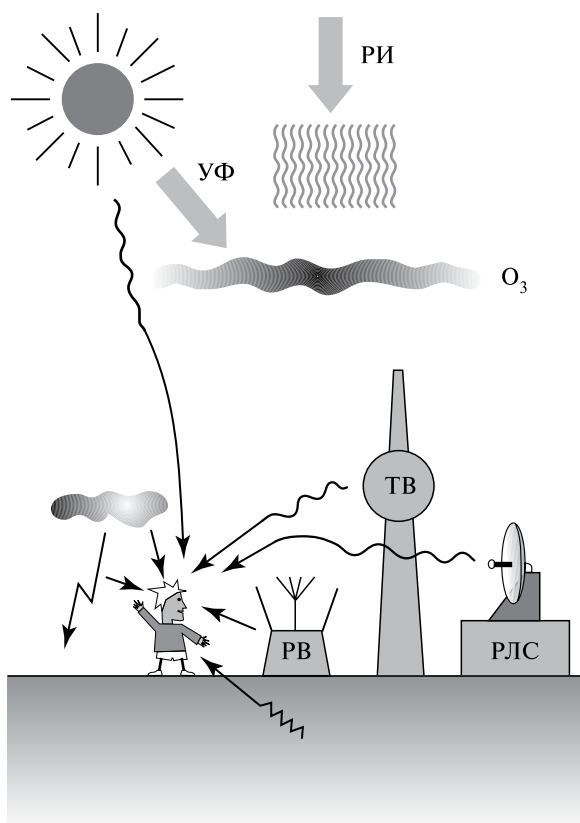


Рис. 1.2. Схематичное представление воздействия на человека окружающего электромагнитного излучения: РИ — рентгеновское излучение Солнца и космоса; УФ — ультрафиолетовое излучение Солнца; O₃ — озоновый слой в стратосфере; РЛС — излучение радиолокационных систем; ТВ — излучение телевизионных систем; РВ — излучение радиовещательных и связных передатчиков

Глаза человека, будучи весьма чувствительными и непосредственными приёмниками электромагнитных волн видимого диапазона, представляют собой совершенный оптический интерферометр со слегка флуктуирующей базой (расстояния между зрачками), формирующий сигнал для дальнейшей обработки в мозгу в виде пространственно-корреляционной функции трёхмерного изображения (по существу голограммы). Мозг человека обладает уникальным свойством обработки и восстановления (с определённой постоянной времени около 0,05 с) принятой голограммы в цветные трёхмерные изображения. С помощью зрения человек получает (по разным оценкам) от 80 до 95 % необходимой ему информации. С другой стороны, ввиду психофизиологического механизма интерпретации изображений, человеческое зрение и его восприятие мозгом имеет целый ряд ограничений: это физическая и физиологическая усталость и оптические иллюзии. Генерализация изображений в человеческом мозгу приобретает подчас фантастические формы, не имеющие ничего общего с реальной действительностью. По этим причинам человеческое зрение далеко не во всех случаях может использоваться в качестве надёжного физического инструмента.

К электромагнитным волнам другого диапазона — ИК-теплого — чувствительна кожа человека, однако явно в недостаточной степени, чтобы быть источником серьёзной дистанционной информации (что хорошо известно по обыденной жизни). Однако ряд биологических видов из животного мира (например, гремучие змеи) ориентируются в пространстве, в основном используя именно этот диапазон электромагнитного излучения.

Человек совершенно не восприимчив к излучению радиодиапазона и это для него большое благо, поскольку эффективное излучение телевизионных и радиостанций, радаров во многие миллионы раз (!) превышает излучение Солнца. Невосприимчивость человека к волнам радиодиапазона, в первую очередь, связана с очень малой величиной кванта радиофотона, который не влияет на физико-химические связи в биологических молекулах человеческого тела. В противном варианте биологическая жизнь человека в современных условиях сверхмощного радиоизлучения, окружающего человека, была бы невозможна.

От очень опасного для биологической жизни рентгеновского и гамма-излучения мощных внеземных источников человека (и вообще все биологическое сообщество на Земле) спасает полное поглощение этих излучений верхними слоями атмосферы. Ультрафиолетовое излучение Солнца в значительной степени гасится в озоновом слое стратосферы.

§ 1.3. ПАССИВНОЕ И АКТИВНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ

По отношению к исследуемым объектам дистанционные методы подразделяются на пассивные, т. е. осуществляющие только приём электромагнитного поля, и на активные, осуществляющие как излучение электромагнитного поля с заданными характеристиками (формой, амплитудой и фазой — коге-

рентный сигнал), так и приём отражённого от исследуемого объекта сигнала с характеристиками, в которых заложена физическая информация об объекте. В первом случае физическая информация об исследуемом объекте заключена в интенсивности флукуационного принимаемого сигнала и в его спектральных характеристиках. Во втором она заложена как в амплитуде и форме отражённого сигнала, так и в его фазовых искажениях. Данные о фазовых особенностях отражённого сигнала качественно меняют получаемую информацию о физических объектах, позволяя определить его кинематические свойства, зафиксировать дальность до объекта и осуществить принципиально новые режимы обработки сигнала (так называемые режимы синтезированной апертуры), повышающие разрешающую способность всей системы (разумеется, после специализированной обработки) в 100–1000 раз по отношению к так называемому дифракционному пределу Рэлея.

Помимо когерентных сигналов в активных режимах используются и так называемые некогерентные (шумовые) источники, у которых из-за очень большого количества используемых частот зафиксировать фазы колебаний и с ними оперировать не представляется возможным. Ярким представителем такого сорта источника является самая ближайшая к Земле звезда — Солнце, которое выполняет для дистанционного зондирования роль достаточно «стандартного» источника «подсвета» в видимом диапазоне для освещаемой части земного шара. Часть электромагнитной энергии Солнца видимого диапазона поглощается системой поверхность — атмосфера, переходит в тепло и затем уже переизлучается, но уже совсем в других диапазонах электромагнитных длин волн — в ИК и микроволновом.

Несомненным преимуществом искусственных активных источников является возможность их использования по мере необходимости проведения эксперимента, независимо от времени суток и сезона. Однако функционирование активных систем в бортовых условиях требует наличия на летательном аппарате значительных источников энергии для генерации электромагнитных волн соответствующего диапазона и мощности, соответствующей орбитальным условиям полёта и отражательным свойствам объекта.

Пассивные методы основаны на приёме так называемого собственного излучения физических объектов за счёт внутренней (термической) энергии вещества, которая обуславливает возможность спонтанных переходов между колебательно-вращательными уровнями молекул в газах, колебаний молекул в жидких и твёрдых телах и колебаний решётки в твёрдых телах. Изучению этого типа излучения будет посвящена основная часть настоящей книги. Приборы, которые осуществляют приём и обработку такого типа излучения, называются радиометрами (соответствующего диапазона длин волн).

К пассивным методам относятся — радиотеплолокация Земли и планет, радиоастрономия, оптическая и ИК-астрономия, рентгеновская астрономия, различные режимы тепловых ИК-съёмки поверхности Земли и планет, к активным — скаттерометрия, радиолокационная съёмка в режимах с реальной и синтезированной апертурой, доплеровская радиолокация, оптические измерения с активным подсветом (Солнце, лидары). Важным направлением

в настоящее время является исследование возможностей радиотеплокационного (пассивного) приёма в режимах интерферометра (типа Майкельсона) и синтезированной апертуры. Осуществление таких режимов типично когерентного типа для шумовых сигналов кажется, на первый взгляд, удивительным. Однако, как это будет показано далее (гл. 2 и 7), любой шумовой сигнал с ограниченной полосой обладает своего рода когерентно-шумовым дуализмом, т. е. при выполнении ряда условий шумовой сигнал ведёт себя как когерентный (например, синусоидальный).

Ещё раз подчеркнём, что принципиальное отличие пассивных способов дистанционного зондирования от активных заключается в том, что в данных, получаемых пассивными системами (радиометрами), заключена информация о термическом состоянии исследуемого объекта, в то время как данные активных систем «несут» информацию о кинематике объекта и поверхностной шероховатости. Так, например, не может быть получено никакой информации (активными способами) о состоянии (физикохимии, давлении, температуре) газов в чистой атмосфере, поскольку рассеяние электромагнитных волн на молекулах газа крайне незначительно (в противоположность рассеянию на гидрометеорах и аэрозолях в земной атмосфере). В то же время тепловое излучение, являющееся чисто квантовым эффектом, обеспечивает поразительные по своей информативности данные о состоянии газовых сред на Земле, планетах (атмосферы) и в космосе (молекулярные облака, звёздные атмосферы). Кроме того, отметим ещё важную особенность — информация о диэлектрических, геометрических и объёмных свойствах и о состоянии поверхности (степени шероховатости) исследуемого объекта в данных пассивного и активного зондирования «заложена» с различной степенью информативности. Именно поэтому эти методы отнюдь не дублируют друг друга (как это иногда трактуют в ряде учебных пособий), а, наоборот, взаимно дополняют и обогащают информацию о физическом объекте. В последние годы наметилась любопытная тенденция к совместной (комплексной) обработке данных активных и пассивных радиофизических дистанционных систем при помощи специализированных восстановительных алгоритмов. Принципиально новые результаты, получаемые с помощью такой обработки, с несомненностью указывают на взаимодополнительность этих двух подходов в радиофизическом зондировании. Аналогичные заключения можно сделать и по отношению к зондированию в других диапазонах (лазерное активное зондирование в видимом и ИК-диапазонах дополняют традиционные методы).

§ 1.4. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ: РОЛЬ И ИСТОЧНИКИ

Одним из фундаментальных факторов, объясняющих принципиальное значение теплового (собственного) излучения в дистанционных и астрофизических приложениях, является его достаточно прозрачная физическая связь с внутренней термической структурой физического объекта и с его физико-хими-

ческими особенностями. Роль теплового излучения также велика и в целом ряде промышленно-технических приложений — энергетика, ракетостроение, металлургия.

Все физические объекты, имеющие физические температуры, отличные от абсолютного нуля, непрерывно излучают флуктуационное электромагнитное поле, возникающее за счёт внутренней энергии, которая обуславливает возможность спонтанных переходов между колебательно-вращательными уровнями молекул в газах, колебаний молекул в жидких и твёрдых телах и колебаний решётки в твёрдых телах с последующим высвечиванием электромагнитных квантов. Излучение имеет типично квантовый характер. Энергия излучения охватывает очень широкий диапазон длин волн, причём имеет (как принято говорить в радиофизике) сплошной (непрерывный) спектр достаточно сложной формы, положение максимума которого зависит от термической температуры вещества. С её повышением возрастает общая энергия испускаемого теплового излучения, а максимум смещается в область малых длин волн. Тепловое излучение испускают как все физические тела в земных условиях (включая и нашу собственную планету), так и расположенные в далёком космосе — звёзды, галактики, туманности, молекулярные облака и даже такие экзотические объекты, как чёрные дыры, одна из которых расположена в центре нашей Галактики (Млечного пути). Разумеется, помимо теплового излучения, из космоса на Землю падает целый спектр других электромагнитных излучений — например, так называемое, мазерное излучение от своеобразных громадных областей около звёзд, состоящих из молекул и атомов газов, находящихся постоянно в возбуждённом состоянии из-за присутствия внешних излучений. Физические связи между интенсивностью и спектром мазерного излучения и квантовой структурой веществ достаточно сложны и не укладываются в рамки теории теплового излучения.

Тепловое излучение возникает в условиях детального равновесия в веществе для всех безызлучательных процессов, т. е. для различных типов столкновений частиц в газах и плазме, для обмена энергиями электронного и колебательных движений в жидкостях и твёрдых телах. При локальном термодинамическом равновесии, при котором тепловое излучение характеризуется значением температуры в данной точке, тепловое излучение не находится в термодинамическом равновесии с веществом, и возможно испускание излучения во внешнее пространство и перераспределение температурного режима внутри тела. Для поддержания стационарного состояния, при котором сохраняется градиентное термическое поле, необходимо восполнение потери тепловой энергии за счёт посторонних источников. Спектр излучения при полном термодинамическом равновесии (равновесное или чёрнотельное излучение) обладает удивительными свойствами — он не зависит от природы вещества и определяется фундаментальным законом природы — законом излучения Планка.

Для нечёрных тел справедлив закон излучения Кирхгофа (или в более общей форме — флуктуационно-диссипационная теорема), связывающий их излучательные и поглотительные способности с излучательной способностью

абсолютно чёрного тела. Применяя указанные законы излучения в условиях локального термодинамического равновесия к испусканию и поглощению теплового излучения в физических телах, можно изучать процессы переноса излучения в рамках так называемой феноменологической теории переноса излучения. Значение этой теории для задач дистанционного зондирования и астрофизических применений трудно переоценить. Практически все полученные к настоящему времени фундаментальные результаты дистанционного зондирования и астрофизики в подавляющей степени базируются на использовании методологии и интерпретации выводов теории переноса излучения (а не на волновой теории электромагнетизма Максвелла, как это не удивительно). В соответствующих главах (гл. 9–11) детально рассматриваются вопросы построения теории переноса излучения и применения результатов теории для практических задач дистанционного зондирования.

При проведении дистанционных исследований в земных условиях можно указать на три основных источника теплового флуктуационного электромагнитного излучения:

- ближайшая к нам звезда — Солнце, представляющая собой чёрнотельное излучение с физической температурой 6000 К;
- собственно наша планета Земля, обладающая излучением, близким к чёрнотельному с физической температурой 287 К;
- реликтовый фон Вселенной, обладающий чёрнотельным излучением с высокой степенью пространственно-угловой изотропии и температурой 2,73 К.

Качественная картина спектров излучения всех трёх источников излучения приведена на рис. 1.3а, причём солнечный спектр представлен в виде отражённого излучения от условного объекта с коэффициентом отражения около 0,05.

Обнаружение последнего типа излучения (микроволновое фоновое излучение) явилось важнейшим экспериментальным свидетельством в пользу представлений о модели горячей Вселенной и об изотропии её расширения и однородности. Чёрнотельный характер фонового излучения сохранился как реликт, как «память» о раннем периоде эволюции Вселенной. Максимум интенсивности реликтового излучения достигается на длине волны 1 мм и затем (на больших частотах) его интенсивность резко падает (рис. 1.3а). Таким образом, вклад реликтового фона в ИК- и видимом диапазоне практически не значим, тогда как при достаточно тонких измерениях в радиодиапазоне (миллиметровые, сантиметровые и дециметровые длины волн) учёт реликтового фона просто необходим. Собственно говоря, при проведении такого сорта экспериментов чисто радиофизического плана (измерение параметров антенной системы) в сантиметровом диапазоне излучение реликтового фона и было открыто в 1965 г. А. А. Пензиасом (Арно Аллан Пензиас, *англ.* Arno Allan Penzias) и Р. В. Вильсоном (Роберт Вудро Вильсон, *англ.* Robert Woodrow Wilson) (Нобелевская премия 1978 г.).

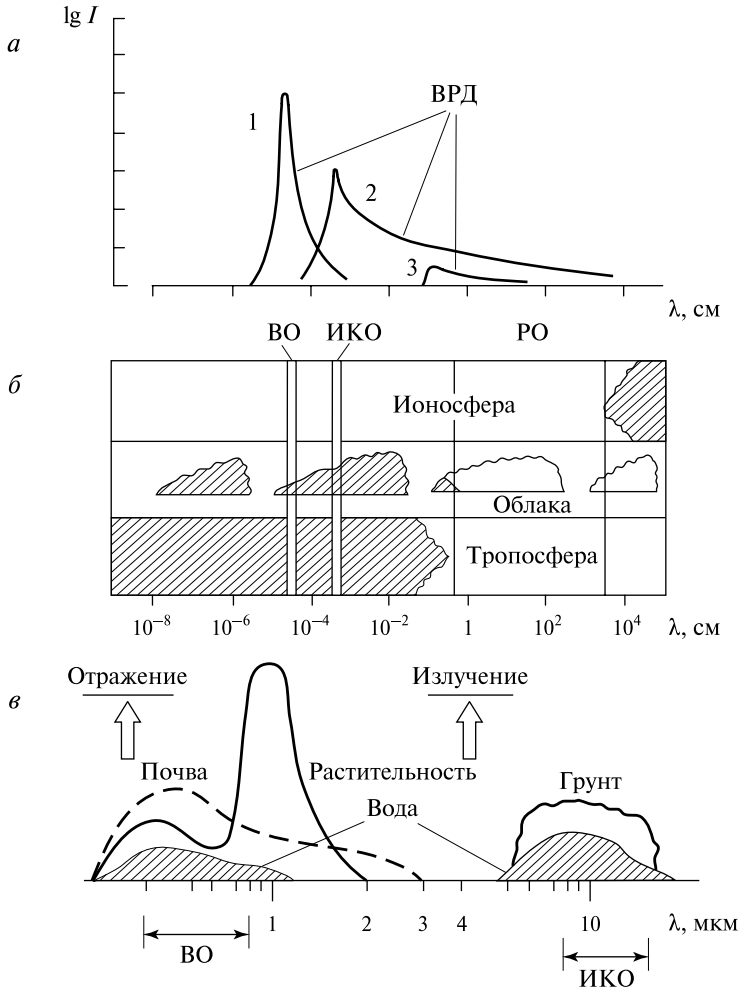


Рис. 1.3. Качественная картина соотношения между главными источниками излучения и особенностями земной атмосферы: *a* — крупномасштабные спектры отражательной солнечной радиации (1), термического излучения Земли (2) и реликтового излучения Вселенной (3); ВРД — ветки Рэлея-Джинса в излучении Планка; *б* — схематизированное представление распространения электромагнитных волн через ионосферу, облачные системы и тропосферу; ВО — видимое окно; ИКО — инфракрасное окно; РО — радиоокно; *в* — детальный спектр (в диапазоне 0,3...14 мкм) солнечной радиации, отражённой от почвы, растительности и водной поверхности, и термическая радиация, излучённая грунтом и водной поверхностью

Излучение ближайшей к нам звезды — Солнца — является необходимым элементом поддержания биологической жизни на нашей планете. Излучение, приходящее от Солнца к внешнему наблюдателю на Земле, возникает в тонком поверхностном слое — фотосфере, и носит характер теплового излучения

(излучения Планка) с температурой 6000 К. В спектре непрерывного излучения обнаружено и отождествлено свыше 30 000 узких линий поглощения (линий Фраунгофера) атомов, расположенных в хромосфере Солнца и поглощающих излучение фотосферы. Однако на общую энергетику излучения фотосферы в оптическом диапазоне их присутствие практически не сказывается. По мере продвижения в дальний ИК- и в радиодиапазоны ситуация меняется кардинально — хромосфера и корона Солнца, прозрачные для видимого диапазона, оказываются непрозрачными для радиоволн, и с увеличением длины волны излучение поступает от все более высоких и более горячих уровней атмосферы Солнца. Так, в сантиметровом диапазоне интенсивность излучения соответствует температуре 10 000 К и монотонно возрастает до 10^6 К в диапазоне от 3 до 100 см. Интенсивность радиоизлучения хромосферы и короны испытывает значительные изменения — как медленные, так и быстрые (вплоть до миллисекундных масштабов). Последние связаны с нетепловыми плазменными процессами в короне Солнца и могут обеспечить всплески и шумовые бури с интенсивностью излучения в метровом диапазоне, соответствующей температуре до $10^9 \dots 10^{11}$ К. Такие мощные излучения могут быть источниками серьёзных помех при дистанционном зондировании в указанных диапазонах.

Третьим и, пожалуй, главным для задач дистанционного зондирования источником является собственное излучение планеты Земля, простирающееся в огромном диапазоне длин волн — от теплового ИК- до метрового радиодиапазона. Принципиальным моментом здесь является то, что отличия собственного излучения планеты от чёрнотельного весьма значительны, особенно в радиодиапазоне. Именно эти отличия и несут важнейшую дистанционную информацию о состоянии и характеристиках системы поверхность — атмосфера. Формирование указанных отличий собственного излучения Земли от чёрнотельного обусловлено наличием у земной атмосферы целого ряда важных физических свойств и, в первую очередь, окон прозрачности (и соответственно полос непрозрачности) для электромагнитных волн. Земная атмосфера имеет три окна прозрачности для электромагнитной радиации (рис. 1.3б):

- видимое и близкое ИК-окно (длины волн 0,3...1,0 мкм),
- тёпловое ИК-окно (8...12 мкм),
- радиоокно (2,5 мм до 20...50 м).

Практически всю свою энергию Земля получает от Солнца в виде электромагнитного излучения, сосредоточенного в спектральном диапазоне 0,3...2 мкм. Примерно 30 % этой энергии отражается системой Земля — атмосфера обратно в космос. Значительная часть энергии (более 51 %) проходит через видимое окно прозрачности и поглощается поверхностью Земли (сушей и океаном). Остальная часть (19 %) поглощается в атмосферных газах. Это излучение часто называют коротковолновой солнечной радиацией. Поглощённая часть коротковолновой энергии переходит в тепло, и затем пере-

распределяется на планете посредством динамических (адвективных) и турбулентно-конвективных процессов и лучистого переноса длинноволновой радиации. Именно эта часть энергии и определяет всё многообразие состояний атмосферы и подстилающей поверхности. Определённая часть длинноволновой радиации высвечивается обратно в космос через ИК- и радиоокна прозрачности, однако большая часть поглощается малыми газовыми составляющими атмосферы (H_2O , CO_2 , O_3 , N_2O , CO , CH_4). И, в первую очередь, здесь надо отметить образование при этом парникового эффекта в системе океан – атмосфера, что обеспечивает среднюю температуру на поверхности планеты около 287 К ($t = +14^\circ\text{C}$) и, соответственно, возможность существования биологической жизни и огромных резервуаров жидкой воды на Земле.

Коротковолновая граница радиоокна определяется поглощением молекул водяного пара и кислорода, длинноволновая же граница — пропусканием ионосферы (плазменные процессы). Радиоокно обладает замечательной особенностью — излучение с длинами волн больше 1 см практически свободно проходит через облачный покров земной атмосферы. Учитывая то, что облака в среднем закрывают 55 % земной поверхности, это окно предоставляет единственную возможность «заглянуть» под облака и фиксировать процессы, происходящие между облаком и поверхностью Земли. С другой стороны, возможность измерения теплового излучения атмосферы и земного ландшафта в микроволновой области может показаться, на первый взгляд, удивительной, поскольку интенсивность излучения длинноволновой радиации стремительно падает как квадрат частоты (ветвь Рэлея-Джинса) и при переходе от длины волны 10 мкм к длине волны 10 см значение интенсивности излучения уменьшится в 10^8 раз (!). Тем не менее, для современных чувствительных измерителей шумового сигнала в радиодиапазоне (микроволновых радиометров) задача измерения таких уровней электромагнитных излучений (и их вариаций) не представляет никаких трудностей.

Отметим ещё одно важное обстоятельство. Если при формировании теплового баланса планеты роль и значение радиоокна, очевидно, незначительны, то для информационного обеспечения дистанционного зондирования принципиальная роль и значение радиоокна в настоящее время не подлежит никакому сомнению. В первую очередь, это связано с тем, что в отличие от ИК-диапазона излучательные свойства земных покровов существенно отличаются от чёрнотельных излучателей, и тем самым обеспечивается высокая распознаваемость элементов земной поверхности по вариациям интенсивности излучения (что, кстати, полностью отсутствует в ИК-тепловом диапазоне). Кроме того, наблюдаются значительные частотные вариации интенсивности излучения при продвижении от миллиметрового до дециметрового диапазона, что даёт возможность использовать спектральные образы объектов в качестве надёжных информационных признаков. Дальнейшее продвижение в метровый диапазон сталкивается с серьёзными трудностями, связанными с внешними мощными излучениями искусственного и естественного происхождения (излучение телевизионных станций, радиопередатчиков, шумовые бури на Солнце, радиоизлучение нашей Галактики).

Несомненно, удивительным (и, кстати, необходимым условием для биологической жизни на Земле) является тот факт, что максимумы спектров основных источников (разумеется, в земных условиях) в точности соответствуют окнам прозрачности земной газовой атмосферы (см. рис. 1.3а, б).

§ 1.5. РАСПОЗНАВАНИЕ И ПОНИМАНИЕ МИКРОВОЛНОВЫХ СИГНАТУР

В настоящем параграфе на конкретном примере рассмотрения данных дистанционного зондирования земной поверхности с растительностью постараемся выявить принципиальные информационные возможности, которые обеспечивает исследование земных объектов активными и пассивными способами в радиодиапазоне.

При помощи измерения электромагнитной энергии, которая отражается (или излучается) физическим объектом в различных диапазонах длин волн, можно сформировать спектральный образ этого объекта. Сопоставляя пространственно-временные особенности спектральных образов, полученных в различных диапазонах, объекты можно распознать и идентифицировать, что подчас невыполнимо при наличии данных только на одной частоте. Так, например, водные поверхности и растительность могут отражать солнечную радиацию очень близким образом в видимом диапазоне и соответственно могут быть практически неразличимыми в оптике, тогда как они принципиально различаются при их распознавании и идентификации в радиодиапазоне. Комплекс спектральных образов и их пространственные особенности получили наименование сигнатур. Для образования географических и геофизических баз данных физических объектов на земной поверхности знание сигнатур и понимание законов их формирования в различных диапазонах принципиально.

Прежде чем рассматривать микроволновые сигнатуры, просуммируем качественные особенности, которые проявляются при наблюдении объектов в различных диапазонах длин волн, приуроченных к окнам прозрачности.

Оптические наблюдения характеризуются приёмом рассеянного и перерассеянного солнечного излучения с очень сильной трансформацией по спектральному составу отражённого излучения и по его интенсивности, чем и обуславливается окружающая человека красочная картина мира. Толщина слоя вещества, формирующего отражённую электромагнитную энергию у физических тел (скин-слой), составляет порядка 1 мкм и поэтому наблюдается очень сильная и неоднозначная зависимость от степени шероховатости поверхности. При отражении от физических поверхностей имеет место довольно сложная картина — смесь зеркальных и диффузных компонент, что определяет сильные спектральные вариации (спектральные образы) внутри видимого диапазона. Наблюдаемая картина очень сильно зависит от времени суток и от сезона, от состояния облачности, от наличия разного

рода аэрозолей естественного и искусственного происхождения, характеризуется быстрой временной изменчивостью. Для определённой унификации результатов спутниковых измерений специальным образом выбирают баллистические параметры космического аппарата с тем, чтобы пересечение экватора происходило на каждой витке в строго определённое местное время (например, 9:30 ч утра). Такой тип орбит получил специальное наименование солнечно-синхронных.

Наблюдения в тепловом ИК-диапазоне характеризуются полной независимостью от солнечного излучения (и, соответственно, от времени суток). Интенсивность собственного излучения практически точно соответствует термодинамической температуре объекта (с точностью 1...2 %); практически не зависит от диэлектрических свойств физических излучающих тел; излучение диффузно; очень слабо зависит от степени шероховатости. Скин-слой излучения твёрдых и жидких тел (т.е. толщина, на которой формируется основная часть излучения) составляет около 10 мкм; скин-слой облачных систем — около 50...200 м. Наблюдаемая картина по существу представляет собой температурное поле системы поверхность — атмосфера и сильно зависит от наличия облачности, которая, в свою очередь, может быть достаточно чётко отселектирована по значениям интенсивности (температура верхней границы облачных систем существенно ниже, чем температура земной поверхности). Специального выбора баллистического обеспечения для спутниковых систем не требуется (если это не связано с проблемами пространственного разрешения).

Наблюдения в радиодиапазоне характеризуются полной независимостью от солнечного освещения (времени суток), практически не зависят от наличия облачности и аэрозолей. Интенсивность радиоизлучения физического объекта строго пропорциональна его термической температуре и излучательным свойствам (следствие аппроксимации Рэлея-Джинса). И как следствие этого обстоятельства, радиоизлучение физических тел сильно зависит от диэлектрических свойств объекта, его физико-химического состава, от внутренней геометрической и фазовой структуры. Важно отметить значительную глубину скин-слоя излучения и рассеяния радиоволн — для песков Сахары скин-слой составляет 6...10 м; для глетчерных ледников Антарктиды и Гренландии скин-слой может достигать 1...3 км (!). Ввиду высокой чувствительности радиоволн к дифракционным взаимодействиям наблюдается в радиодиапазоне сильная (подчас неоднозначная) зависимость от структуры поверхностной шероховатости (на чём и основаны весьма эффективные радиометоды зондирования морской поверхности). Активные методы очень чувствительны к кинематическим характеристикам объекта (доплеровская радиолокация). Кроме того, когерентность излучаемого сигнала (знание фазы сигнала) позволяет осуществить принципиально важные режимы наблюдения, получившие название «синтезация апертуры» и позволившие резко повысить пространственную разрешающую способность спутниковых

радиолокационных комплексов, доведя её в настоящее время до уровня разрешающей способности оптических спутниковых систем. В настоящее время проводится активная исследовательская работа по возможности использования таких режимов при пассивном зондировании.

Специального баллистического обеспечения для спутниковых систем с пассивной микроволновой аппаратурой не требуется (если это не связано с проблемами пространственного разрешения). Для космического аппарата (КА) с активной аппаратурой оптимальное баллистическое обеспечение играет принципиальную роль, поскольку это жёстко связано и с мощностью передатчика (и, соответственно, с энергообеспечением всего космического аппарата), и с чувствительностью приёмной аппаратуры, и с типом исследуемых поверхностей.

Учитывая вышесказанное, вернёмся к рассмотрению качественной картины формирования и распознавания микроволновых сигнатур, получаемых при наблюдении некоторой условной земной поверхности с растительностью. Схематическая (упрощённая) картина формирования сигнала представлена на рис. 1.4, где левая половина рисунка относится к пассивному способу зондирования, а правая — к активному.

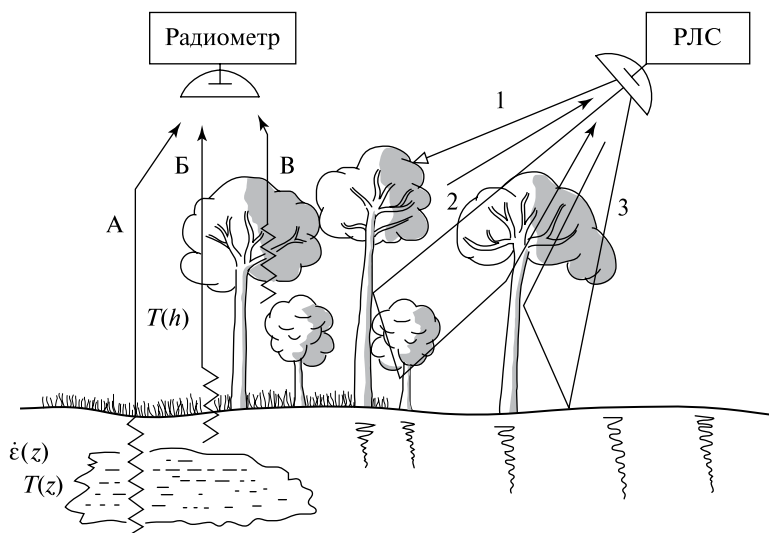


Рис. 1.4. Упрощённая модель для демонстрации возможностей при приёме собственного излучения (радиометр) и обратнорассеянного сигнала от растительного покрова: 1 — отражение сигнала РЛС от кроны деревьев; 2 — отражение сигнала РЛС от стволов деревьев; 3 — сигнал, отражённый от почвы и затем от стволов, попадающий на антенну РЛС; А — сигнал собственного излучения подповерхностных слоёв; Б — сигнал собственного излучения, сформированный элементами поверхности почвы; В — сигнал собственного излучения от объёма кроны растительности; $T(z)$ и $\epsilon(z)$ — температурный и диэлектрический профили (под поверхностью грунта); $T(h)$ — температурный профиль атмосферы (над поверхностью)

Микроволновая аппаратура, располагаемая на космических аппаратах, обладает важным потенциалом для обеспечения информацией о растительности, сельскохозяйственных культурах и состоянии почвенного покрова. Если при наличии облачности космические сенсоры оптического и ИК-диапазонов не пригодны для использования, то информация от микроволновой аппаратуры может не только скомпенсировать эти информационные потери в оптическом диапазоне, но и обеспечить наблюдателей новой, дополнительной информацией. Причина этого заключается в принципиальном различии в процессах взаимодействия электромагнитного поля оптического и микроволнового диапазонов с растительностью и сельскохозяйственными культурами. Если вклад поля растительности в оптическую радиацию определяется структурами на микрометровых масштабах и процессами химического поглощения, то, в противоположность этому, микроволновая радиация проникает внутрь растительного полога и взаимодействует со структурами (листья, стволы, ветки и др.) на масштабах сантиметров и дециметров. Таким образом, микроволновые методы можно рассматривать как индикатор (и самым прямым образом) структурных компонент растительного полога.

При наличии большой мощности излучения (активная радиолокационная аппаратура) определённая часть этой мощности может достигнуть непосредственно почвенного покрова (см. рис. 1.4) и после отражения дать свой вклад в формирование радиолокационного изображения. Пассивные микроволновые приборы регистрируют излучение, сформированное термическими режимами как в почвенных слоях, так и слоях растительности (см. рис. 1.4). Говоря обобщённо, при формировании изображений растительного покрова при помощи активных и пассивных методов возникает возможность в распознавании типов растительности, а также термических и влажностных условий внутри растительного покрова, что является принципиальной основой для сельскохозяйственного производства.

Главными компонентами при микроволновом зондировании являются те объекты, чьи размеры сопоставимы с длиной волны, по крайней мере, больше нескольких миллиметров (листья, ветки, цветы, плоды и др.). Их размеры, формы, ориентации определяют взаимодействие этих индивидуальных изолированных компонент с электромагнитными волнами. Для примера, трепещущий на ветру лист рассеивает микроволны в различных направлениях по отношению к ветви и, кроме того, в рассеянном сигнале будет заложен и флуктуирующий доплеровский сдвиг частоты. Под растительным пологом электромагнитная волна будет отражаться как от зеркальной поверхности, так и от шероховатой. Влажность и физико-химическая структура почвы влияет на диэлектрические свойства среды.

Важно отметить, что вклад этих компонент в пассивные и активные измерения совершенно различен, следовательно, полезная информация, заключённая в пассивных и активных сигнатурах, будет различна.

Понимание взаимодействия электромагнитных волн с индивидуальными растениями и их компонентами является сложной дифракционной задачей. Применяемое в настоящее время электромагнитное моделирование пока

использует достаточно простые модели растительности, которые не могут описать всего структурного многообразия существующей растительности. Более того, по мере роста и видоизменения растений относительный вклад различных типов взаимодействия, таких как однократное и многократное рассеяние, будет значительно меняться и, соответственно, менять всю процедуру распознавания.

Значительный прогресс в компьютерной технике, несомненно, даст возможность создания более реалистичных и точных моделей для рассеивающих структур. Первые работы в 1970—1980 гг. были основаны на эмпирических и полуэмпирических представлениях при рассмотрении рассеяния на отдельных длинах волн. Несмотря на естественные ограничения таких моделей, их использование дало возможность решить обратные задачи по определению параметров растительности по данным микроволнового зондирования.

Следует учитывать ещё один фактор. Известно, что поле рассеяния «несёт в себе» активные сигнатуры самого объекта. Таким образом, как мы уже говорили, микроволновая яркость объекта и обратнорассеянный сигнал от объекта могут эффективно использоваться для восстановления параметров нефрактальных рассеивателей. Однако известно, что любой тип растительности является мультифрактальным объектом [Mandelbrot, 1977, 1982]. И нет сомнений, что пассивные и рассеянные поля растительности несут в себе фрактальные сигнатуры объектов, что необходимо учитывать в модельных экспериментах. И, более того, возникает вопрос об экспериментальном определении фрактальных характеристик из микроволновых сигнатур.

§ 1.6. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ВОЛНОВОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ТЕОРИИ

Как мы уже отмечали, волновой подход к электромагнитным явлениям играет в задачах дистанционного зондирования фундаментальную роль. Ниже остановимся на основных элементах и положениях волновой электромагнитной теории Максвелла, которыми будем пользоваться на всем протяжении изложения материала в данной книге.

Особенности электромагнитных волн, законы их возбуждения и распространения описываются уравнениями Максвелла, являющимися фундаментальным законом природы и прямым следствием (с точки зрения современной геометрии) фундаментальных свойств пространства — времени [Дубровин и др., 1986].

Уравнения были сформулированы в 60-х гг. XIX в. Дж. Максвеллом на основе обобщения эмпирических законов электрических и магнитных явлений и с использованием феноменологических механистических представлений. Современная симметричная форма уравнений была дана Г. Р. Герцем (Генрих Рудольф Герц, *нем.* Heinrich Rudolf Hertz) и О. Хевисайдом (Оливер Хевисайд, *англ.* Oliver Heaviside) [Альперт и др., 1953; Де Бройль, 1948; Круг, 1936; Стреттон, 1948].

Уравнения Максвелла связывают величины, характеризующие электромагнитное поле, с его источниками, т. е. распределением в пространстве электрических зарядов и токов. В вакууме электромагнитное поле характеризуется напряжённостью электрического поля \mathbf{E} и магнитной индукцией \mathbf{B} — векторными величинами, зависящими от пространственных координат и времени. Эти величины определяют силы, действующие со стороны поля на заряды и токи, распределение которых в пространстве задаётся объёмной плотностью заряда ρ и плотностью электрического тока \mathbf{j} . Для описания электромагнитных процессов в материальной среде, кроме \mathbf{E} и \mathbf{B} , вводят вспомогательные векторные величины, зависящие от состояния и свойств среды: электрическую индукцию \mathbf{D} и напряжённость магнитного поля \mathbf{H} .

Уравнения Максвелла позволяют определить основные характеристики поля (\mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{D} и \mathbf{H}) в каждой точке пространства в любой момент времени, если известны источники поля \mathbf{j} и ρ как функции координат и времени.

Если в какой-либо области пространства существуют электрические заряды и токи, то изменение их со временем приводит к излучению и распространению электромагнитных волн в пространстве. На характер распространения электромагнитных волн существенное влияние оказывает среда, в которой они распространяются. В реальных средах они могут испытывать преломление и дисперсию, вблизи неоднородностей наблюдаются дифракция и интерференция волн, полное внутреннее отражение и другие явления, свойственные волнам любой природы.

Уравнения Максвелла могут быть записаны как в интегральной форме, так и в дифференциальной. В интегральной форме уравнения определяют не векторы в отдельных точках, а некоторые интегральные величины, зависящие от распределения этих характеристик поля. В задачах распространения электромагнитных волн и дистанционного зондирования чаще всего используют дифференциальные уравнения Максвелла, характеризующие поля в каждой точке пространства:

$$\operatorname{rot} \bar{\mathbf{H}} = \mathbf{j} + \frac{\partial \bar{\mathbf{D}}}{\partial t}, \quad (1.1a)$$

$$\operatorname{rot} \bar{\mathbf{E}} = -\frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial t}, \quad (1.1б)$$

$$\operatorname{div} \bar{\mathbf{B}} = 0, \quad (1.1в)$$

$$\operatorname{div} \bar{\mathbf{D}} = \rho. \quad (1.1г)$$

Физический смысл первого уравнения заключается в обобщении Дж. Максвеллом на переменные поля эмпирического закона Био-Савара о возбуждении магнитного поля как электрическими токами проводимости, так и токами смещения. Второе уравнение является математической формулировкой закона электромагнитной индукции Фарадея. Третье уравнение отражает опытные данные об отсутствии магнитных зарядов (магнитное поле порождается только электрическими токами). Четвёртое представляет собой

обобщение закона взаимодействия неподвижных электрических зарядов — закона Кулона.

Однако в приведённой форме уравнения Максвелла не образуют полной замкнутой системы, позволяющей рассчитать электромагнитные процессы при наличии материальной среды. Их необходимо дополнить уравнениями состояния, или материальными уравнениями, которые определяют связь между свойствами среды и её состоянием, а именно:

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}(\mathbf{E}), \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{H}), \quad \mathbf{j} = \mathbf{j}(\mathbf{E}). \quad (1.2)$$

Совокупность уравнений поля (1.1) и уравнений состояния (1.2) образуют полную систему уравнений Максвелла.

Уравнения состояния в общем случае очень сложны, так как поля \mathbf{D} , \mathbf{B} и \mathbf{j} в данной точке и в данный момент времени могут зависеть от полей \mathbf{E} и \mathbf{H} во всех точках среды и во все предыдущие моменты времени (эффект послепоследствия). Однако для большинства изотропных природных сред, с которыми имеют дело в задачах дистанционного зондирования, уравнения состояния имеют простую линейную форму (что доказано прямыми экспериментами):

$$\mathbf{D} = \varepsilon(x, y, z)\varepsilon_0\mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu(x, y, z)\mu_0\mathbf{H}, \quad \mathbf{j} = \sigma(x, y, z)\mathbf{E}, \quad (1.3)$$

где $\varepsilon(x, y, z)$ и $\mu(x, y, z)$ — относительные (и безразмерные) диэлектрическая и магнитная проницаемости материальной среды; $\sigma(x, y, z)$ — удельная электропроводность среды. Последнее в (1.3) соотношение есть хорошо известный закон Ома для проводящей среды.

Отметим один принципиальный момент: в соотношениях (1.3) ε_0 и μ_0 — размерные константы, зависящие от выбранной системы единиц и называемые электрической и магнитной постоянными. В отличие от диэлектрической проницаемости, зависящей от типа вещества, его физико-химического состава, от объёмных геометрических свойств, температуры, давления и других параметров, электрическая постоянная зависит только от выбора системы единиц. Аналогичное заключение можно сделать и для соотношения магнитной проницаемости и магнитной постоянной. При этом, однако, следует отметить, что большинство природных сред обладает значением относительной магнитной проницаемости, равным единице. В вакууме значения относительной диэлектрической и магнитной проницаемости равны единице, что является доказанным экспериментальным фактом. В международной системе единиц (СИ), которой мы будем придерживаться (см. прил. А), значения электрической и магнитной постоянных равны:

$$\varepsilon_0 = \left(\mu_0 c_0^2 \right)^{-1} = \frac{10^7}{4\pi c_0^2} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}, \quad (1.4)$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн} \cdot \text{м}^{-1}. \quad (1.5)$$

В симметричной системе единиц Гаусса $\varepsilon_0 = \mu_0 = 1$ (этой системой единиц пользуются в основном в теоретических работах).

В изначальной феноменологической теории Максвелла макроскопические характеристики электромагнитных свойств среды ϵ , μ и σ должны быть найдены экспериментальным путём или рассчитаны, исходя из определённых представлений о строении вещества. Эти представления могут быть либо чисто феноменологическими, либо должны быть получены из уравнений Лоренца-Максвелла, сформулированных для микроскопических полей с последующим усреднением микрополей по пространственно-временным интервалам и выявлением конкретной формы уравнений состояния. Для задач дистанционного зондирования весь комплекс указанных процедур становится очень важным, поскольку с их применением тесно связаны проблемы интерпретации физико-химического состава и геометрических объёмных свойств физических тел по данным измерения их собственного излучения или, другими словами, решения обратных задач дистанционного зондирования.

Уравнения Максвелла справедливы в любой точке пространства, где поля не претерпевают разрывов. На поверхности разрывов (две граничащие среды) поля могут претерпевать разрывы (скачки). В этом случае основные уравнения (1.1) дополняются граничными условиями, которые получаются как предельные переходы основных уравнений к элементу поверхности:

$$[\mathbf{n} \cdot \mathbf{H}]_2 - [\mathbf{n} \cdot \mathbf{H}]_1 = \mathbf{j}_s, \quad (1.6a)$$

$$[\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}]_2 - [\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}]_1 = 0, \quad (1.6б)$$

$$(\mathbf{n} \cdot \mathbf{D})_2 - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{D})_1 = \rho_s, \quad (1.6в)$$

$$(\mathbf{n} \cdot \mathbf{B})_2 - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{B})_1 = 0, \quad (1.6г)$$

где \mathbf{j}_s и ρ_s — плотности поверхностных токов и зарядов, квадратные и круглые скобки соответствуют векторным и скалярным произведениям векторов; \mathbf{n} — единичный вектор нормали поверхности раздела и направления от первой среды ко второй ($1 \rightarrow 2$), индексы относятся к разным сторонам границы раздела. Физический смысл этих условий следующий: тангенциальная компонента электрического поля (1.6б) и нормальная компонента вектора магнитной индукции (1.6г) непрерывны на границе; тангенциальная компонента магнитного поля (1.6а) и нормальная компонента электрической индукции (1.6в) претерпевают разрыв при наличии на поверхности токов и зарядов.

Пространственное распределение электромагнитных полей, временные зависимости электрического и магнитного полей, определяющие тип волны (плоские, сферические, цилиндрические и др.), вид поляризации и другие особенности электромагнитных волн, задаются, с одной стороны, характером источника излучения, с другой — свойствами среды, в которой происходит распространение волн. В случае однородной и изотропной среды вдали от зарядов и токов, создающих собственно электромагнитное поле (в случае $\mathbf{j} = \rho = 0$), уравнения Максвелла приводят к известным волновым уравнениям:

$$\Delta \mathbf{E} - \epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (1.7a)$$

$$\Delta \mathbf{H} - \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0, \quad (1.76)$$

где Δ — оператор Лапласа (Laplace): $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

Уравнения (1.7) показывают, что электромагнитные волны распространяются в среде, характеризуемой постоянными ε и μ , со скоростью $c = c_0 / \sqrt{\varepsilon \mu}$ и, в частности, со скоростью света в вакууме. Этот результат — одно из важнейших достижений теории электромагнитного поля. Общее решение этого уравнения (для большей физической наглядности для одной составляющей электрического поля E_x , распространяющегося в направлении z) имеет вид:

$$E_x = f \left(z - \frac{t}{c} \right) + g \left(z + \frac{t}{c} \right), \quad (1.8)$$

где f и g — любые дифференцируемые функции, при этом первая функция описывает распространение волны в положительном направлении оси z , а вторая — в отрицательном. Для определения скорости (фазовой) волны поместим наблюдателя в систему координат, которая движется с волной, тогда значение аргумента в функции будет фиксированным (постоянным). Взяв производную по времени от аргумента, получим вышеприведённое значение скорости распространения.

В линейных средах, удовлетворяющих соотношениям (1.3), и, в частности, в вакууме, уравнения Максвелла линейны, так что для них справедлив принцип суперпозиции волн. И в этом смысле удобно рассматривать в первую очередь электромагнитные процессы как гармонические во времени, а именно в комплексном обозначении $e^{j\omega t}$. Для гармонических во времени процессов уравнения (1.7) принимают вид:

$$\Delta \mathbf{E} + \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \mathbf{E} = 0, \quad (1.8a)$$

$$\Delta \mathbf{H} + \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \mathbf{H} = 0. \quad (1.8b)$$

В этом случае находится важнейший класс частных решений уравнений Максвелла — плоские монохроматические волны, определяемые следующими соотношениями:

$$E = E_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi), \quad (1.9a)$$

$$H = H_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi), \quad (1.9b)$$

где E_0 и H_0 — амплитуды векторов электрического и магнитного полей; $\omega = 2\pi\nu$ — круговая частота колебаний; \mathbf{r} — радиус-вектор точки наблюдения; φ — произвольный сдвиг фазы; \mathbf{k} — волновой вектор, направление которого совпадает с направлением распространения бегущей электромагнитной волны. Модуль волнового вектора — волновое число — связан с круговой частотой ω , фазовой скоростью волны v_p и её пространственным периодом (длиной волны λ) соотношением:

$$|\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v_p}.$$

Отметим, что в оптике и спектроскопии волновым числом часто называют величину, обратную длине волны — $k = 1/\lambda$. Кроме того, следует отметить, что поток энергии волны направлен вдоль вектора \mathbf{k} , строго говоря, только в изотропных средах (например, в вакууме).

Для определения структуры электромагнитных волн необходимо обратиться к уравнениям Максвелла (при учёте $\mathbf{j} = \rho = 0$). Из соотношений (1.1а, з), следует, что векторы \mathbf{k} , \mathbf{E} и \mathbf{H} связаны следующими соотношениями:

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) = 0, \quad (\mathbf{k} \cdot \mathbf{H}) = 0. \quad (1.10)$$

Первые два уравнения (1.1а, б) для векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} бегущей плоской волны образуют следующее соотношение:

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{|\mathbf{k}|} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}} [\mathbf{k} \cdot \mathbf{H}]. \quad (1.11)$$

Из этого следует, что векторные поля \mathbf{E} и \mathbf{H} — строго поперечные, т. е. оба вектора перпендикулярны направлению распространения и друг другу, и образуют правую ортогональную тройку векторов. В вакууме значения самих полей равны между собой при выражении их с помощью выбранной системы единиц. В свободном пространстве указанная мода электромагнитных волн единственная.

Отношение амплитуд электрического и магнитного полей в плоской волне играет важную роль при рассмотрении распространения волн в различных средах, вот почему этот параметр получил специальное название — характеристического импеданса среды (или волнового сопротивления среды) Z_0 :

$$Z_0 = \frac{E_0}{H_0} = \sqrt{\frac{\mu \mu_0}{\epsilon \epsilon_0}}. \quad (1.12)$$

Из этого соотношения следует, что характеристический импеданс зависит только от свойств среды, где происходит распространение электромагнитной энергии. Для вакуума ($\epsilon = \mu = 1$) это универсальная константа, равная в системе единиц СИ:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi = 376,6 \text{ Ом}. \quad (1.13)$$

Указанное обстоятельство является одним из целого спектра серьёзных причин, которые приводят к важным аналогиям между волновым распространением электромагнитной энергии и её распространением в линиях передач и, в частности, с импедансным подходом (метод импедансов) [Круг, 1936; Стреттон, 1948; Slater, 1942]. Целый ряд задач волнового распространения электромагнитной энергии (и, в частности, преломление волн на границе сред, распространение волн в слоистых средах и в волноводах, а также излучение

слоистых сред) может быть успешно решён в рамках метода импеданса. Таким подходом будем неоднократно пользоваться в разных разделах книги.

Поскольку волны любой формы можно представить в виде суммы гармонических составляющих, то для линейных сред, для которых справедлив принцип суперпозиции волн, все задачи излучения, распространения и поглощения сводятся к решению задач для гармонических электромагнитных волн. Разумеется, это в полной мере относится и к задачам дистанционного зондирования.

Рассмотрим важный вопрос о переносе энергии электромагнитным полем, базируясь на представлениях русского физика Н. А. Умова, впервые (1874) введшего общее понятие о потоке энергии в сплошной среде, а также понятие вектора потока энергии физического поля, численно равного энергии, переносимой в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению потока энергии в данной точке. Закон сохранения энергии может быть записан в следующей дифференциальной форме [Виноградова и др., 1990; Стреттон, 1948]:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{S} = 0, \quad (1.14)$$

где W — объёмная плотность энергии, \mathbf{S} — вектор потока энергии.

Физический смысл выражения заключается в том, что изменение энергии в некотором объёме за единицу времени равно потоку энергии через поверхность, ограничивающую этот объём. С целью нахождения явного вида величин W и \mathbf{S} для электромагнитного поля воспользуемся системой уравнений Максвелла для изотропной среды, в которой $\sigma = 0$. Умножая первое уравнение (1.6a) на \mathbf{E} , а второе — на \mathbf{H} и вычитая одно из другого, получим следующее выражение:

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) + \operatorname{div} [\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}] = 0. \quad (1.15)$$

Сопоставляя (1.15) с (1.14), можно интерпретировать вектор

$$\mathbf{S} = [\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}] \quad (1.16)$$

(который известен как вектор Пойнтинга) как поток энергии электромагнитного поля, а скалярную величину

$$W = \frac{1}{2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) \quad (1.17)$$

— как плотность объёмной энергии электромагнитного поля. Так как в изотропной среде векторы \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{k} образуют правовинтовую систему, то \mathbf{S} совпадает с направлением распространения электромагнитных волн. В анизотропных средах (в том числе вблизи проводящих поверхностей) \mathbf{S} может не совпадать с направлением распространения волн. Кроме того, как видно из выражений (1.16), (1.17), электромагнитное поле всегда обладает энергией, а поток энергии отличен от нуля лишь в случае, когда одновременно существуют и электрическое и магнитное поля, причём их векторы не параллельны друг другу.

Поскольку векторные поля часто используются в комплексном виде, то после несложных преобразований и с учётом того, что среднее значение от квадрата синуса и косинуса равны $1/2$, получим среднее значение вектора Пойнтинга по периоду в следующем виде [Slater, 1942]:

$$\bar{\mathbf{S}} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}^*]. \quad (1.18)$$

Представляет также интерес векторное соотношение между средним значением плотности потока в плоской электромагнитной волне и объёмной плотностью энергии. Используя соотношения (1.11), (1.17) и (1.18), после небольших преобразований получим:

$$\bar{\mathbf{S}} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [\mathbf{E} [\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}^*]] \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\mu \mu_0}} \frac{1}{|\mathbf{k}|} = |\mathbf{c}| W, \quad (1.19)$$

где $|\mathbf{c}| = c_0 / \sqrt{\varepsilon \mu}$, а направление скорости переноса совпадает с направлением распространения волны (вектор \mathbf{k}). Кроме того, используя выражение для импеданса среды (1.12), получим для среднего значения вектора Пойнтинга следующее выражение:

$$\bar{\mathbf{S}} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \frac{|\mathbf{E}|^2}{Z_0}. \quad (1.20)$$

Таким образом, вектор Пойнтинга становится полным аналогом произведения тока на напряжение (т. е. мощности) в линиях передач и в схемах с сосредоточенными элементами (сопротивлениями, ёмкостями и индуктивностями). И, следовательно, мы ещё раз приходим к выводам о возможности использования (разумеется, в ограниченных рамках) импедансного подхода к волновым задачам. Так, например, на поверхности идеального проводника тангенциальная составляющая электрического поля равна нулю (см. граничные условия (1.6)) и, соответственно, импеданс в данной точке поверхности тоже равен нулю, что эквивалентно короткозамкнутой электрической цепи. На идеальной магнитной поверхности тангенциальная составляющая магнитного поля равна нулю и, соответственно, импеданс равен бесконечности, что эквивалентно разомкнутой электрической цепи.

Рассмотрим ещё один аспект, выявляемый при распространении электромагнитных волн в материальных средах, а именно, дисперсионные эффекты, т. е. изменение свойств среды при наложении на него электромагнитного поля разных частот. В задачах микроволнового дистанционного зондирования эти эффекты играют первостепенную роль, обеспечивая возможность получения информации о физико-химических объёмных свойствах физических тел по их собственному радиоизлучению (см. гл. 7, 8), что, кстати, невозможно сделать по непосредственным данным оптического и ИК-диапазонов.

Физическая сущность этих эффектов заключается в следующем. Как уже отмечалось, свойства среды в электродинамике Максвелла должны быть учтены в материальных уравнениях, которые для статических ($\lambda \rightarrow \infty$) и медленно

изменяющихся полей можно записать в линейной форме (1.3). При этом значения \mathbf{D} , \mathbf{V} и \mathbf{j} в некоторой точке среды и в некоторый момент времени определяются значениями \mathbf{E} и \mathbf{H} в той же точке и в тот же момент времени. Однако при более быстром изменении внешнего электромагнитного поля, вследствие инерции внутренних движений и характерной пространственной структуры физического тела (среды), будет наблюдаться зависимость в исследуемой точке среды от полей в других точках среды и в другие (предшествующие) моменты времени. Хотя для газообразных, жидких и твёрдых сред конкретные физические механизмы, вызывающие дисперсионные эффекты в средах, очень сильно различаются между собой (о некоторых из них см. в гл. 8), возможно единое и удобное описание дисперсных свойств сред с помощью комплексной диэлектрической проницаемости (вспомним, что магнитная проницаемость большинства природных сред равна единице). Для этого рассматриваются поля, зависящие от времени синусоидально (фурье-представление), и для описания полей пользуются комплексными величинами.

При учёте только частотной дисперсии в среде материальные уравнения (1.3) имеют следующий вид:

$$\mathbf{D}(\omega, r) = \varepsilon(\omega) \mathbf{E}(\omega, r); \quad \mathbf{j}(\omega, r) = \sigma(\omega) \mathbf{E}(\omega, r). \quad (1.21)$$

Если в недиспергирующей среде диэлектрическая проницаемость — чисто реактивный параметр, а проводимость — чисто активный, то в среде с дисперсией это различие утрачивается (см., например, [Альперт и др., 1953]). С приближением частоты внешнего поля к некоторым собственным частотам в среде отличие в свойствах диэлектриков и проводников вообще исчезает (для пресной воды эта длина волны составляет около 1 см). Так, наличие у среды мнимой части диэлектрической проницаемости с макроскопической точки зрения не отличимо от существования проводимости — и то, и другое приводит к выделению тепла. Таким образом, для высокочастотных монохроматических полей вместо диэлектрической проницаемости и проводимости удобно ввести комплексную диэлектрическую проницаемость, объединяющую оба эти понятия. В эту же характеристику входят так называемые диэлектрические потери, которые определяются той частью внешнего переменного электрического поля, которая преобразуется в теплоту при переполаризации диэлектрика. Все движения частиц в веществе связаны с диссипацией части энергии, сообщённой частицам электрическим полем. В конечном счёте, эта часть энергии превращается в теплоту. Если основную роль в поляризации диэлектрика играют малые смещения электронов и ионов, то диэлектрик можно рассматривать как совокупность гармонических осцилляторов, испытывающих в переменном поле вынужденные колебания. Потери энергии при таких колебаниях максимальны, когда частота внешних воздействий близка к частоте собственных колебаний осцилляторов (резонанс). При выходе из области резонанса амплитуды колебаний и скорости частиц резко уменьшаются и диэлектрические (релаксационные) потери становятся небольшими. При электронном механизме поляризации максимум потерь

попадает на оптические частоты ($\sim 10^{15}$ Гц). При поляризации, обусловленной смещением ионов, максимум диэлектрических потерь смещается в ИК-диапазон ($10^{12} \dots 10^{13}$ Гц). Более низкие частоты (радиодиапазон) соответствуют максимуму потерь при ориентационной поляризации отдельных молекул (пресная вода) или кластеров молекул (солёная вода). В электрически неоднородных средах может наблюдаться межповерхностная поляризация, вызванная движением свободных носителей зарядов, скапливающихся вблизи границ раздела областей с повышенным удельным сопротивлением (межкристаллические прослойки, микротрещины, флуктуации физико-химического состава и др.). Максимумы диэлектрических потерь для таких сред располагаются в широком диапазоне частот ($10^3 \dots 10^9$ Гц). Яркими природными примерами таких сред могут служить различные модификации морского и пресноводного льда, влажная почва со связанными водными электролитами внутри объёма грунта, а также система вода — лёд и снежный покров в момент фазового перехода.

Для того чтобы ввести комплексную диэлектрическую проницаемость, рассмотрим распространение плоской электромагнитной волны в изотропной однородной среде с конечным значением проводимости в направлении z правовинтовой системы координат (x, y, z) . Электрическое поле направим по оси x , а магнитное — по оси y . Уравнения Максвелла волнового уравнения для E_x примут следующий вид:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} - \mu_0 \mu \sigma \frac{\partial E_x}{\partial t} = 0. \quad (1.22)$$

Аналогичное уравнение можно получить и для составляющей магнитного поля H_y . Решение уравнения (1.22) относительно E_x можно записать в следующем компактном комплексном виде:

$$E_x = E_{x0} \exp(j\omega t + j\dot{\psi}), \quad (1.23)$$

где $\dot{\psi}$ — полная комплексная фаза, \dot{n} — комплексный показатель преломления среды для проводящей среды:

$$\dot{\psi} = \frac{\omega}{c_0} \dot{n} z, \quad \dot{n} = n + j\chi. \quad (1.24)$$

Введём комплексную диэлектрическую проницаемость среды как

$$\dot{\varepsilon} = \varepsilon_1 + j\varepsilon_2 = (\dot{n})^2. \quad (1.25)$$

Из этого определения несложно получить прямое соотношение:

$$\operatorname{Re} \dot{\varepsilon} = \varepsilon_1 = n^2 - \chi^2; \quad \operatorname{Im} \dot{\varepsilon} = \varepsilon_2 = 2n\chi, \quad (1.26)$$

и обратное:

$$n^2 = \frac{\varepsilon_1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} \right), \quad (1.27)$$

$$\chi^2 = \frac{\varepsilon_1}{2} \left(\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} - 1 \right), \quad (1.28)$$

где $\operatorname{tg} \delta = \varepsilon_2 / \varepsilon_1$ получил наименование — тангенс угла потерь в среде.

При наличии в среде сложных релаксационных механизмов поляризации введённая комплексная диэлектрическая проницаемость (и соответственно комплексный показатель преломления) может быть достаточно сложной функцией частоты (или длины волны). Пока рассмотрим простейший вариант недиспергирующей (по диэлектрическим свойствам) среды с конечной проводимостью.

Подставляя (1.23) в (1.22), получим искомое решение в виде двух экспонент, из которых первая описывает полное затухание в среде, а аргумент во второй определяет задержку во времени сигнала при прохождении расстояния в среде z :

$$\dot{E}_x = E_{x0} \exp \left(-\frac{\omega}{c_0} \chi z \right) \exp \left(j\omega \left(t - \frac{n}{c_0} z \right) \right), \quad (1.29a)$$

$$\dot{H}_y = \frac{E_{x0}}{Z_c} \exp \left(-\frac{\omega}{c_0} \chi z \right) \exp \left(j\omega \left(t - \frac{n}{c_0} z \right) \right). \quad (1.29б)$$

Волновое сопротивление среды в рассматриваемом случае (конечной проводимости) является комплексной величиной:

$$\dot{Z}_c = \sqrt{\frac{\mu \mu_0}{\dot{\varepsilon} \varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{\mu \mu_0}{\varepsilon_0 \varepsilon_1 (1 + j \operatorname{tg} \delta)}} = |\dot{Z}_c| \exp[j\varphi], \quad (1.30)$$

где $|\dot{Z}_c| = \sqrt{(\mu_0 \mu \cos \delta) / \varepsilon_0 \varepsilon}$; $\varphi = \delta/2$.

Наличие потерь в среде приводит к уменьшению абсолютной величины волнового сопротивления среды, т. е. к увеличению значения магнитного поля при заданном значении электрического поля. Кроме того, между векторами \mathbf{E} и \mathbf{H} появляется фазовый сдвиг, причём вектор магнитного поля опаздывает по фазе относительно вектора \mathbf{E} на угол, равный половине угла потерь ($\delta/2$). Фазовая скорость плоской волны $v_p = c_0/n(\sigma)$ и длина волны в среде $\lambda = \lambda_0/n(\sigma)$ меньше значений в среде без потерь с теми же диэлектрическими параметрами, и при заданной частоте они убывают с увеличением проводимости (см. (1.27)). Комплексный вектор Пойнтинга содержит как вещественную, так и мнимую часть, т. е. существует как активный (перенос), так и реактивный (биения) поток энергии.

Исходя из полученного решения, вводят важные параметры распространения — коэффициент затухания в среде на единицу длины по полю $\gamma_E = (\omega/c_0)\chi$ [Нп·м⁻¹] и задержку по времени сигнала $\Delta t = (n/c_0)z$. В наблюдательной практике эти параметры распространения играют важную роль, поскольку могут быть измерены экспериментально с высокой степенью точности.

Учитывая уравнение (1.28), получим важное соотношение между величиной удельного коэффициента затухания в среде и её диэлектрическими характеристиками:

$$\gamma_E = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} - 1}. \quad (1.31)$$

Для полупрозрачных сред с малым значением тангенса угла потерь, $\operatorname{tg} \delta \ll 1$, соотношение (1.31) трансформируется в известное выражение, часто используемое для экспериментальных оценок в различных диапазонах длин волн (от оптических до радиоволн):

$$\gamma_E = \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \operatorname{tg} \delta. \quad (1.32)$$

Отметим при этом важное обстоятельство: удельный коэффициент затухания в среде зависит как от действительной части диэлектрической проницаемости, так и от мнимой.

Поскольку поток энергии, переносимый электромагнитной волной через единицу поверхности (вектор Пойнтинга), пропорционален квадрату амплитуды напряжённости электрического поля (1.20) и, другими словами, интенсивности излучения, то на основании (1.20) и (1.29) удельное затухание в среде для интенсивности излучения равно: $\gamma_p = 2\gamma_E$.

В экспериментальной практике для удобного согласования полного затухания в среде, выраженного через экспоненту в соотношении (1.29), с удельным коэффициентом затухания в среде принят подход, определяющий характеристики затухания в среде в логарифмическом масштабе (шкале). Физический смысл этого подхода достаточно прозрачен. Выражение для интенсивности излучения, прошедшего в среде расстояние z , можно представить как

$$|S(z)| = |S(0)| \exp(-\gamma_p z).$$

Прологарифмировав обе части равенства, получим выражение для полного затухания в среде, произошедшего на расстоянии z , в логарифмической форме в децибеллах [дБ]:

$$\gamma [\text{дБ}] = 10 \lg \frac{|S(0)|}{|S(z)|} = 20 \lg \frac{|E(0)|}{|E(z)|} = 4,3 \gamma_p z, \quad (1.33)$$

и для полного затухания в среде на единицу длины:

$$\gamma [\text{дБ/м}] = 4,3 \gamma_p [\text{Нп/м}] = 8,69 \gamma_E [\text{Нп/м}]. \quad (1.34)$$

Из (1.33) нетрудно видеть, что полному затуханию в среде в 1 дБ соответствует изменение его интенсивности (мощности) в 1,26 раза (по полю — в 1,12 раза), для 3 дБ — в 2 раза (по полю — в 1,41 раза), 10 дБ соответствует изменению в 10 раз (по полю — в 3,16 раза), 20 дБ — в 100 раз (по полю — в 10 раз) и т. д. При прохождении излучения различных сред с разными затуханиями их полное затухание есть сумма отдельных затуханий, выраженных

в логарифмической шкале. Это обстоятельство очень часто используется как в наблюдательных экспериментах, так и в технических приложениях.

Остановимся ещё на одной важной характеристике, значение которой для различных природных сред достаточно часто будем использовать при анализе дистанционных данных. Речь идёт о расстоянии (глубине), при прохождении которого электромагнитное поле ослабнет в e раз, и соответственно с этого слоя может быть получена информация о физических свойствах вещества по данным собственного излучения. Эту характеристику называют глубиной проникновения поля в среду (скин-слой) и она определяется как величина, обратная коэффициенту затухания:

$$L_S = \frac{1}{\gamma_E} = \frac{\lambda_0}{2\pi} \left[\frac{\varepsilon_1}{2} \left(\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} - 1 \right) \right]^{-1/2}. \quad (1.35)$$

Итак, как мы отмечали, волновые уравнения Максвелла описывают огромную область физических явлений. Уравнения лежат в основе электротехники и радиотехники, играют фундаментальную роль в развитии таких актуальных направлений современной физики и геофизики как дистанционное зондирование Земли, исследование планет и космического пространства, физика плазмы, магнитная гидродинамика, нелинейная оптика, астрофизика и других направлений. Уравнения Максвелла непосредственно не применимы лишь на больших частотах (рентген- и гамма-диапазоны), когда становятся существенными чисто квантовые эффекты. Однако в целом ряде задач квантовые эффекты могут быть существенными и в более низкочастотных диапазонах — оптическом и ИК-диапазонах и даже в микроволновом (собственное излучение газов). Для решения таких задач необходимо привлечение квантовых представлений, таких как поток квазичастиц — фотонов (см. гл. 11).

Полное решение уравнений Максвелла достаточно трудоёмкое и не может быть получено в общем виде. Однако в зависимости от соотношения длины волны (λ) электромагнитного поля, используемого в научных экспериментах или в технических приложениях, и геометрических размеров физических объектов (L) может быть получен ряд важных аппроксимационных приближений. Так, для $\lambda \gg L$ используется квазистационарное приближение — оно характерно тем, что электромагнитные процессы могут быть сосредоточены в отдельных элементах (сопротивления, ёмкости, индуктивности) и с использованием при расчёте метода комплексного импеданса или, другими словами, комплексных правил Кирхгофа для разветвлённых электрических цепей [Круг, 1936]. Подход с успехом используется как в электротехнических и радиотехнических приложениях, так и в физическом эксперименте и в практике радиосвязи и телевидения. При обратном соотношении $\lambda \ll L$ аппроксимационный подход получил название — приближение геометрической оптики, которое использует лучевые представления для распространения электромагнитного излучения, включая такие характерные особенности как прямолинейность лучей света, геометрическая тень, отражение и преломление света,

рефракция света. Все эти особенности хорошо известны из обыденной жизни человека. Благодаря развитию вычислительной математики, методы расчёта электромагнитных процессов в приближении геометрической оптики достигли высокого совершенства. При соотношении $\lambda \ll L$ аппроксимационный подход получил название теория длинных линий, для которой характерно использование идеологии рассредоточенных (распределённых по линии) ёмкостных и индуктивных параметров с использованием при расчётах импедансного подхода. Наиболее сложным случаем является область, в которой соотношение равно $\lambda \approx L$, и таким образом необходимо использование полных дифракционных подходов и полных решений уравнений Максвелла. К настоящему времени получено такое огромное разнообразие модификаций указанных подходов, что дать какую-либо законченную форму при их частотно-пространственном разграничении практически невозможно, да, видимо, и нецелесообразно. Существует целый ряд взаимосвязанных подходов — так, геометрический и волновой подходы формально объединяются в геометрической теории дифракции, в которой, кроме прямолинейных лучей, постулируется существование различного типа дифрагированных (искривлённых) лучей. В настоящее время, практически, решение каждой физической задачи при взаимодействии электромагнитного излучения с физическими телами может быть получено в различных приближениях (или комбинации приближений), и главным при интерпретации решений становится осознание адекватности принятого приближения для данной физической задачи.

Что же касается электромагнитного поля собственного излучения, то, как указывалось выше, этот волновой процесс имеет случайный (хаотизированный) характер как при его развитии во времени, так и распространении в пространстве. По этим причинам определение и измерение потока энергии (по существу его интенсивности) таких случайных процессов и вычленение из получаемых величин детерминированных компонент, которые и несут информационное содержание при дистанционных исследованиях, представляет особую задачу, детальное рассмотрение которой будет проведено в гл. 2 и 3, а результатами решения этой задачи будем пользоваться на протяжении всей книги.

Глава 2

Случайные сигналы и поля

Цель настоящей главы — предоставить читателю краткий обзор современных методов анализа случайных сигналов и полей применительно, в первую очередь, к изучению физических основ формирования собственного излучения, рассмотрению способов и методов приёма флуктуационного сигнала, а также к анализу и интерпретации данных дистанционного микроволнового зондирования. Глава носит в известном смысле справочный характер и не требует от читателя специальных знаний, за исключением знакомства с основными положениями классического спектрального анализа детерминированных сигналов. Однако приведённые в ней сведения будут крайне необходимы для дальнейшего усвоения материала.

§ 2.1. ДЕТЕРМИНИРОВАННОЕ И СТОХАСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРИРОДНЫХ ПРОЦЕССОВ

Идеи о возможности предсказания будущего поведения природных процессов, которые для стороннего наблюдателя выглядят как чисто случайные явления, принадлежат ещё античным философам. Однако все эти процедуры выполнялись на чисто эмоциональном уровне. Последующая математическая формулировка законов природы и несомненные успехи в задачах движения планет (на современном языке — космических исследований) привели к известной детерминистической картине мира Лапласа. Однако практически параллельно развивался и другой, вероятностный, подход, который олицетворяли термодинамика и статистическая физика, а затем и квантовая механика. Речь шла о системах с очень большим количеством взаимодействующих элементов и соответственно степеней свободы у физической системы. С использованием таких подходов в естественные науки вошла концепция необратимости процесса по времени («стрела времени»), и предсказуемость таких

систем (стохастических) могла быть сформулирована только на вероятностном языке. До середины 60-х гг. прошлого века предполагалось, что деление природных объектов (и процессов) на два таких крупных класса вполне естественно и закономерно. Первые — детерминированные процессы с малым числом степеней свободы — описываются в рамках динамических систем, где будущее однозначно определяется прошлым и их поведение полностью предсказуемо. Ко второму классу относятся стохастические процессы с большим количеством степеней свободы или с большим количеством возможных переборов параметров системы, где будущее не зависит от прошлого и их поведение можно описывать на вероятностном языке. Классический (и на первый взгляд достаточно банальный) пример — это бросание кости или монетки большое количество раз. Эта процедура получила название схемы Бернулли, а именно, проведение повторных независимых испытаний с двумя возможными исходами: «успех» и «неудача» [Рытов, 1966; Феллер, 1984]. Более сложные механические вероятностные модели (модификации и обобщения схемы испытаний Бернулли) привели к появлению целого спектра вероятностных распределений, которые широко используются в статистической физике (например, статистика Бозе-Эйнштейна для фотонов и статистика Ферми-Дирака для электронов, нейтронов и протонов). Классическая теория вероятностей (на базе аксиоматики Колмогорова) изучает вероятностные процессы «в статике», рассматривая их как зафиксированный результат выполненных опытов (теория случайных величин). Однако физическая наблюдательная (в том числе и дистанционная) практика даёт не менее замечательные примеры, которые отображают эволюцию случайных явлений природы и в пространстве, и во времени — это и собственное излучение физических объектов, турбулентные движения в атмосфере, реликтовый фон Вселенной, шероховатая поверхность Земли, динамическое морское волнение. Методы классической теории вероятностей случайных величин оказываются в данном случае недостаточными. Подобные задачи изучает особая ветвь математики, получившая название теории случайных процессов. На кратком описании этой теории мы остановимся ниже.

При многократном наблюдении последовательности испытаний случайного процесса (например, типа схемы Бернулли) или при изучении пространственно-временного образа стохастического явления в широком диапазоне пространственно-временных масштабов возможно выявить некоторые закономерности, которые получили название статистических характеристик и при определённом своём наборе могут в каком-то смысле дать возможность управлять случайными процессами и предсказать их будущее поведение (разумеется, в ограниченных рамках).

До 1970-х гг. предполагалось, что эти два фундаментальных класса, предназначенных для описания природных процессов, не имеют между собой каких-либо перекрёстных связей. За последние 30 лет было показано, что существует ещё один важный класс природных явлений, который может быть описан системами так называемого детерминистского хаоса, и что нет жёстко определённой границы между детерминированными и случайными

процессами [Берже и др., 1991; Николис, Пригожин, 1979; Пределы..., 1997; Хакен, 1985; Шустер, 1988; Dubois, 1998; Kadanov, 1993]. Более того, простейшие физические детерминированные системы (типа механического маятника) могут проявлять (при ряде условий) явное стохастическое поведение. И, наоборот, в сугубо стохастических системах возникают вполне конкретные детерминированные (и долго живущие) структуры. Так, при определённых условиях в химически перемешанных растворах рождаются (развиваются и диссипируют) спирали и концентрические окружности (реакция Белоусова-Жаботинского). А в турбулентных условиях тропической атмосферы возникают мощные спиральные долгоживущие вихри — тропические циклоны со сложной топологической и иерархической структурой ветровых потоков. Такие системы и явления обнаружены в гидродинамике, физике лазеров, химической кинетике, астрофизике, геофизике, экологии и биофизике, и, что самое интересное, в социально-экономических системах человеческого общества (банковское дело, фондовый рынок, эволюция численности населения, системы транспортного обслуживания и системы государственного управления). В любой из этих областей знаний возникновение такой устойчивой крупномасштабной структуры (как иногда говорят, процесс самоорганизации) из некоторого «первичного» хаоса представляет собой значительный интерес, и выявлению конкретного физического механизма самоорганизации в конкретной физической, геофизической, социально-экономической или социально-политической системе уделяется очень большое внимание (см., например, [Сеидов, 1989; Dubois, 1998; Rodrigues-Iturbe, Rinaldo, 1997; Saperstein, 1999; Self-organization..., 1997; Sornette, 2000]). Методы исследования таких процессов, разумеется, не могут быть ни чисто детерминированными, ни чисто вероятностными. Для проведения таких исследований разработаны особые методы анализа, которые позволяют рассматривать состояние системы сразу в очень широком диапазоне пространственно-временных масштабов с выявлением возможных межмасштабных взаимодействий. На кратком описании некоторых из них остановимся ниже. А пока вернёмся к вопросу о вероятностном описании случайных процессов.

§ 2.2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ

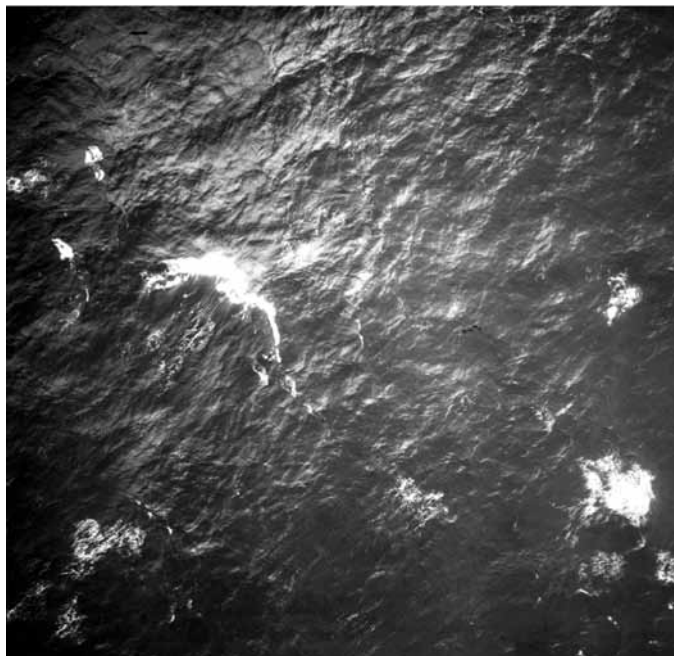
Под случайным процессом $\xi(t)$ будем понимать непрерывную функцию, характеризующуюся тем, что в любой момент времени t принимаемые ею значения являются случайными (т. е. непредсказуемыми) величинами. Если набор времён в испытании дискретен и конечен, то о процессе говорят как о случайной последовательности некоторых событий. Разумеется, это определение имеет эвристическую окраску и не является строго математическим определением. Трактовка случайности как непредсказуемости — лишь один из возможных подходов к понятию случайности. Теоретико-математический подход, составляющий основу современной теории вероятностей, связыва-

ет случайность с существованием вероятностной меры (вероятностных распределений), относя к случайным любые величины, процессы и поля, которые обладают вероятностной мерой (колмогоровская аксиоматика) [Монин, Яглом, 1965; Пределы..., 1997; Рытов, 1966; Рытов и др., 1978; Феллер, 1984; Фриш, 1998]. В экспериментальной физике и геофизике случайность чаще всего связывают с потерей связанности (корреляции) в системе. Подходы между собой достаточно тесно связаны, однако имеются тонкие различия. Так, процесс со сложными внутренними связями может быть отнесён к детерминированному с точки зрения одного подхода (например, с точки зрения подхода, отождествляющего случайность с непредсказуемостью) и к вероятностным — в рамках другого (корреляционного) [Пределы..., 1997]. Ниже будем придерживаться корреляционного подхода, как наиболее адекватно отражающего понятие случайности (стохастичности) при исследовании данных дистанционного зондирования.

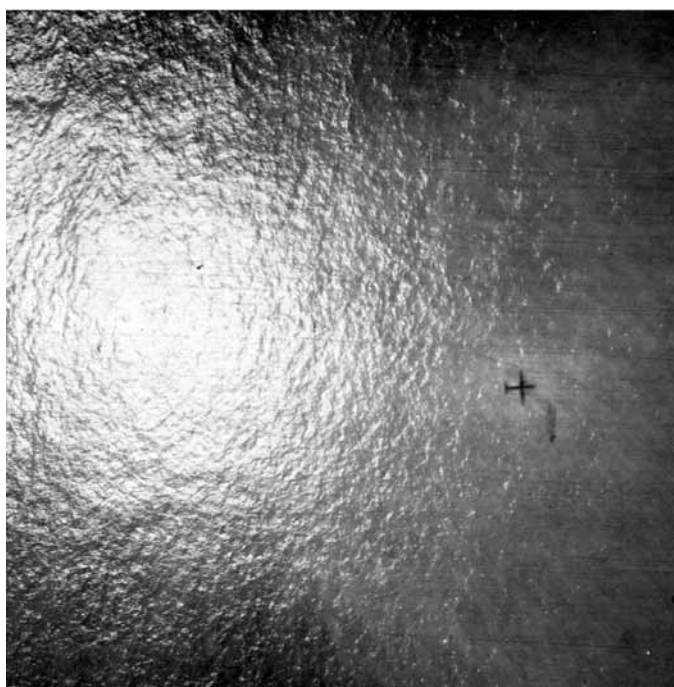
Если речь идёт о процессах, развивающихся и в пространстве, и во времени, $\xi(x, y, t)$, то в этом случае говорят о случайных (или стохастических) полях. Замечательный пример пространственно-временного случайного поля являет всем хорошо известное морское волнение (рис. 2.1а) — непрерывно изменяющееся поле возвышений над средним уровнем. Большое количество серьёзных экспериментов показало, что морское волнение (на разных стадиях своего развития) представляет собой практически идеальный случайный процесс (типа Гаусса) при рассмотрении его как в пространстве (случайное пространственное поле), так и по времени, например, в одной точке измерения (случайный временной сигнал или временная последовательность).

При изменении положения источника освещения — Солнца — по отношению к регистрирующему прибору на авиационном носителе ситуация принципиально меняется. Квиззеркальная стохастическая поверхность превращает изображение почти точечного источника (напомним, что угловой размер Солнца равен 30 угл. мин) во флуктуирующее поле бликов, которое и фиксируется дистанционным прибором в конкретный момент времени (см. рис. 2.1б). При съёмке в другой момент времени поле бликов, разумеется, будет другим, т. е. будет представлена другая (и независимая) реализация поля бликов. Однако при этом некоторые крупномасштабные характеристики поля бликов (эллипсовидность, его характерные размеры — оси эллипса) будут жёстко сохраняться. Характерные размеры (угловые или пространственные) случайного поля бликов тесно связаны со статистическими характеристиками поля возвышений морской поверхности (и, более конкретно, поля уклонов) и, соответственно, с характеристиками волнения (балльностью, скоростью приповерхностного ветра).

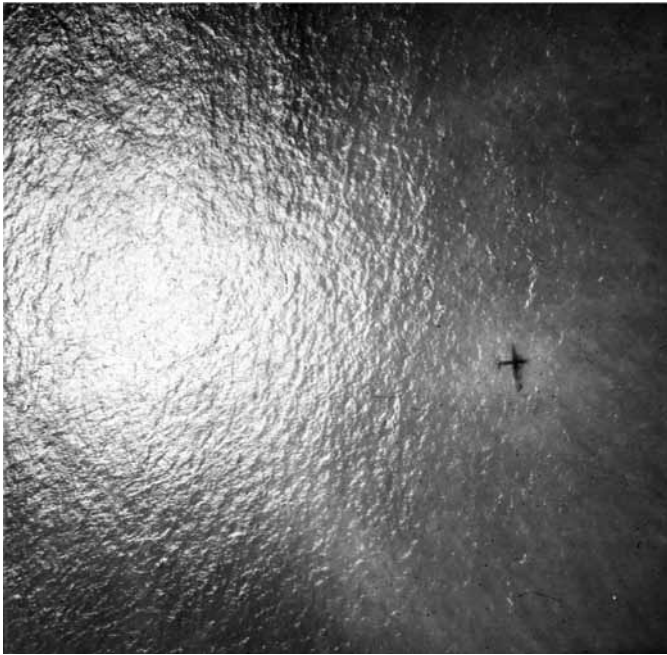
В кадре оптической съёмки, выполненной с низколетящего (500 м) самолёта (см. рис. 2.1а), наблюдается крупное обрушение морской волны в виде пакета гребневой пены. Как показано в работе [Шарков, 2009], поле обрушений гравитационных волн представляет собой тоже в известном смысле идеальный случайный процесс, но совершенно иного точно-пуассоновского типа.



a



б



в

Рис. 2.1. Данные аэрофотосъёмки взволнованной морской поверхности (Тихий океан, Японское море): *a* — высота носителя 500 м; *б, в* — высота носителя 3000 м, пространственное расстояние между кадрами съёмки *б* и *в* — 20 км. На изображениях *б* и *в* на фоне солнечного блика чётко фиксируется тень самолёта, с которого выполнялась аэрофотосъёмка

Ансамбли реализаций. Детерминированные сигналы можно отображать в виде функциональной зависимости от времени, причём одному процессу будет соответствовать *единственная реализация*. Если речь идёт о случайных процессах, то ситуация оказывается гораздо сложнее. Фиксируя на определённом временном интервале мгновенные значения случайного сигнала, получаем *одну из возможных реализаций* этого случайного процесса. Различие с детерминированными сигналами здесь принципиальное. Суть заключается в том, что в полном виде случайный процесс выражается через бесконечную совокупность таких реализаций, которые образуют *статистический ансамбль*. Таким ансамблем может служить набор шумовых сигналов $\{\xi_1(t), \xi_2(t), \dots, \xi_k(t), \dots\}$, которые можно наблюдать одновременно на выходах совершенно идентичных усилителей (без детерминированного входного сигнала). Собственные (и неустранимые ни при каких обстоятельствах) шумы радиоаппаратуры получили название шумов Найквиста. Схематизированный вариант такого модельного эксперимента показан на рис. 2.2*а*. На современном уровне технологии изготовления радиотехнических систем выполнить такой эксперимент не представляет никаких проблем. Так, для одиночного

радиоприбора экспериментальная запись шумового сигнала на выходе представлена на рис. 2.2б.

Другим примером может служить набор данных по измерению высот морского волнения, полученных с сильно разнесённых в пространстве точечных датчиков высот. Такие измерения носят уже вовсе не модельный характер; они действительно проводились с получением серьёзных результатов. Чисто внешне записи высот волнения, полученные в одной точке измерения, выглядят именно так, как они представлены на рис. 2.2б. Шумовой тип сигнала от радиоприборов и морского волнения (как это ни удивительно) представляет собой один и тот же — гауссов процесс (см. ниже).

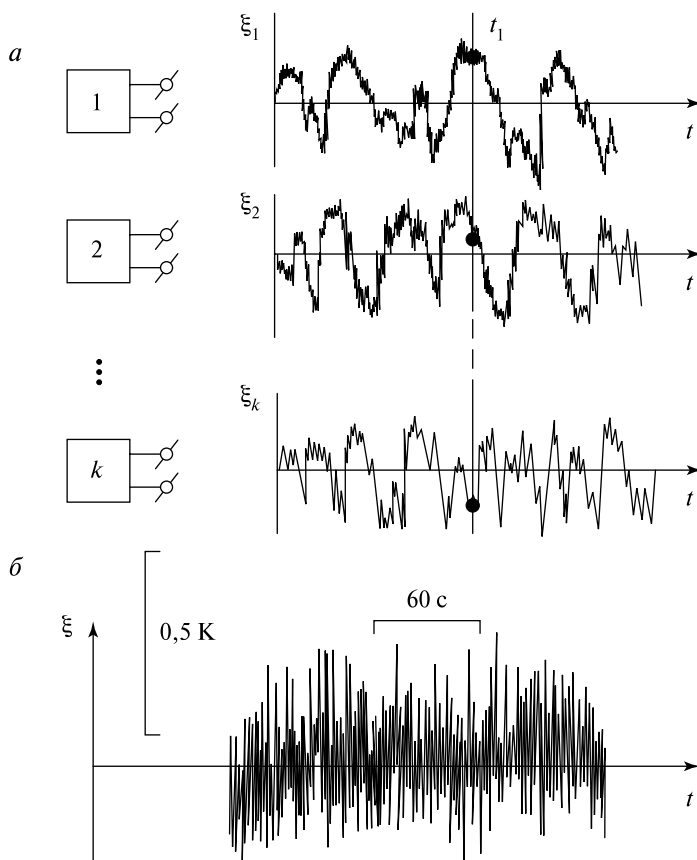


Рис. 2.2. Упрощённая схема формирования статистического ансамбля случайного процесса (пример электрических шумов): *a* — набор идентичных усилителей с выходными шумовыми сигналами (качественное представление); *б* — экспериментальная временная последовательность флуктуационного выходного сигнала с нормальным распределением (гауссов шум) для высокочувствительного микроволнового радиометра. Временная шкала и шкала интенсивности (в [К]) показаны на координатных осях

Примеры реализаций пространственных полей уклонов морской поверхности, полученных в фиксированный момент времени, но при различных условиях освещения (разные высоты носителя), представлены на рис. 2.1а, б.

Плотности вероятности случайных процессов. Пусть $\xi(t)$ — случайный процесс, заданный ансамблем реализаций, а t_1 — некоторый произвольный момент времени. Фиксируя величины случайных процессов в этот момент времени сразу для всего ансамбля $\{\xi_1(t_1), \xi_2(t_1), \dots, \xi_k(t_1), \dots\}$, получим одномерное сечение данного случайного процесса $\xi(t_1)$. При этом вводится важная характеристика $p(\xi, t_1)$, называемая одномерной плотностью вероятности процесса $\xi(t)$ в момент времени t_1 . Физический смысл этой важной характеристики заключается в следующем — величина $P(\xi < \xi(t_1) \leq \xi + d\xi) = p(\xi, t_1) d\xi$ есть вероятность того, что реализации случайного процесса в момент времени t_1 примут значения, лежащие в интервале $(\xi, \xi + d\xi)$. Интегральным аналогом для плотности вероятности является функция распределения случайной величины, которая равна вероятности того, что случайные значения $\xi(t_1)$ будут одинаковы или меньше конкретного ξ :

$$F(\xi, t_1) = P\{\xi(t_1) \leq \xi\}. \quad (2.1)$$

И, соответственно, плотность распределения определяется как производная функции распределения:

$$p(\xi, t_1) = \frac{dF(\xi, t_1)}{d\xi}. \quad (2.2)$$

Плотность вероятности обладает следующими основными свойствами:

- 1) плотность вероятности неотрицательна (условие положительной определённости), т. е. $p_1(\xi) \geq 0$;
- 2) вероятность попадания случайной величины в интервал (ξ_1, ξ_2) равна интегралу от плотности вероятности в этих пределах:

$$P\{\xi_1 \leq \xi < \xi_2\} = \int_{\xi_1}^{\xi_2} p_1(\xi) d\xi = F(\xi_2) - F(\xi_1); \quad (2.3)$$

- 3) интеграл в бесконечных пределах от функции $p_1(\xi)$ равен единице (условие нормировки):

$$\int_{-\infty}^{\infty} p_1(\xi) d\xi = 1. \quad (2.4)$$

В теории и практике случайных процессов (в том числе и для задач дистанционного зондирования) фундаментальное значение имеет гауссова (нормальная) одномерная плотность вероятности:

$$p_1(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(\xi - m)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (2.5)$$

определяемая двумя численными параметрами — m и σ . Соответствующий график представляет собой хорошо известную симметричную колоколо-

образную кривую с единственным максимумом в точке m и экспоненциально спадающими хвостами распределений. При уменьшении параметра σ плотность распределения стремится локализоваться в окрестности точки m . Физический смысл параметров достаточно очевиден — параметр m является средним значением случайной величины, а параметр σ^2 , называемый дисперсией, характеризует степень «разброса» случайных значений исследуемого процесса около среднего значения. При нормальном распределении вероятность попадания случайной величины в заданный интервал (α, β) есть:

$$P(\alpha \leq \xi < \beta) = \Phi\left[\frac{(\beta - m)}{\sigma}\right] - \Phi\left[\frac{(\alpha - m)}{\sigma}\right], \quad (2.6)$$

где

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{-\infty}^z e^{-x^2/2} dx; \quad \Phi(-z) = 1 - \Phi(z) \quad (2.7)$$

— табулированный интеграл вероятности. Отсюда непосредственно следует: вероятность того, что сигнал попадает в интервал между значениями $m - \sigma$ и $m + \sigma$ составляет 0,683, и, с другой стороны, гауссов сигнал практически всегда (с вероятностью 0,9973) находится в интервале $m - 3\sigma$ и $m + 3\sigma$ (так называемое «правило трёх сигм»). Этим обстоятельством часто (и с успехом) пользуются в экспериментальной практике, как мы это увидим ниже (гл. 3). Не следует, однако, думать, что нормальное распределение обладает какой-то уникальной природной универсальностью. Существует целый ряд распределений, которые появляются в самых разнообразных задачах, в том числе и геофизического, гидродинамического и радиофизического типа, и обладают не меньшей универсальностью, чем нормальное, например, распределение Пуассона, распределение Рэлея, биномиальное распределение [Золотарёв, 1983; Рытов, 1966; Феллер, 1984]. Показательным примером в этом отношении является турбулентность в различных физических средах — в атмосфере, океане, в плазменных средах. Несмотря на то, что некоторые свойства турбулентности близки к гауссовым, в целом же турбулентность является существенно не гауссовым процессом, поскольку в противном случае будет отсутствовать внутренний поток (каскад Ричардсона-Колмогорова) энергии по различным масштабам. Именно функционирование такого каскада энергии в достаточно сложном перемежающемся режиме и обеспечивает существование турбулентности как широко распространённого физического явления (см., например, [Монин, Яглом, 1965; Фриш, 1998; Anselmet et al., 2001]). Другим интересным примером может служить исследование статистических свойств временной последовательности интенсивности глобального тропического циклогенеза, а именно, выявление пуассоновского характера ряда его свойств в ограниченном временном масштабе. Однако в целом глобальный процесс циклогенеза принципиально отличается от процесса пуассоновского типа в силу наличия сложных внутренних иерархических корреляционных связей, поскольку в противном случае (т. е. чисто пуассоновского режи-

ма) не будет обеспечена его определённая устойчивость и цикличность его временного функционирования [Sharkov, 2000].

Физический смысл одномерной плотности вероятности достаточно прозрачен — это есть распределение мгновенных амплитуд процесса, полученное при помощи отображения всего статистического ансамбля в фиксированный момент времени. Таким образом, эта характеристика, обеспечивая информацию об амплитудных особенностях процесса, принципиально недостаточна для того, чтобы получить информацию о характере развития процесса во времени (или в пространстве).

Принципиально новую информацию о внутренних временных (или пространственных) взаимосвязях процесса можно получить, выполнив два сечения случайного процесса в несовпадающие моменты времени t_1 и t_2 . Возникающая при таком мысленном эксперименте двумерная случайная величина, извлечённая из ансамбля реализаций, $\{\xi(t_1), \xi(t_2)\}$, представляется двумерной плотностью вероятности $p(\xi_1, \xi_2, t_1, t_2)$. Эта характеристика позволяет вычислить вероятность события, заключающегося в том, что реализация случайного процесса при t_1 проходит в окрестности точки $\xi = \xi_1$, а при $t = t_2$ — в окрестности точки $\xi = \xi_2$. Отсюда следует принципиальное отличие этой двумерной характеристики от одномерной плотности вероятности — а именно, двумерная плотность вероятности содержит информацию о внутренних корреляционных связях процесса.

Естественным дальнейшим обобщением является n -мерное сечение случайного процесса ($n > 2$), приводящее к n -мерной плотности вероятности $p_n(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n; t_1, t_2, \dots, t_n)$. Физический смысл этой характеристики уже достаточно сложен — речь идёт о n -мерных корреляционных внутренних связях в процессе. Многомерная плотность вероятности должна удовлетворять обычным условиям, налагаемым на одномерные плотности, а также условию симметрии, т. е. она не должна изменяться при любой перестановке своих аргументов, и условию согласованности, т. е., зная n -мерную плотность, всегда можно найти m -мерную плотность при $m < n$, интегрируя по «лишним» координатам.

Многомерные плотности вероятности достаточно высокой размерности позволяют весьма подробно описать свойства случайных процессов. Так, случайный процесс $\xi(t)$, зависящий от одного действительного параметра t (времени), считается полностью определённым на интервале $(0, T)$, если при произвольном числе n и для любых моментов времени t_1, t_2, \dots, t_n на этом интервале известна n -мерная плотность распределения вероятности $p_n(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n; t_1, t_2, \dots, t_n)$. Однако экспериментальное получение и исследование многомерной (за исключением одномерной) плотности представляет собой сложную (и зачастую неразрешимую) проблему.

Моментные функции случайных процессов. В целом ряде случаев для решения экспериментальных и практических задач по исследованию случайных процессов оказывается достаточным рассмотрение более простых характеристик интегрального типа, которые получили название моментов случайных

величин, наблюдаемых в сечениях этих процессов. Поскольку в общем случае эти моменты могут зависеть от временных аргументов, они получили название моментных функций. Как и в случае плотностей распределений, можно сформировать n -мерную моментную функцию. Однако, находясь в рамках так называемого спектрально-корреляционного подхода, остановимся на трёх моментных функциях низших порядков, которые, тем не менее, обеспечат (как мы это увидим ниже) существенные продвижение в понимании и количественном описании энергетики случайного процесса.

Одномерная начальная моментная функция первого порядка

$$M \{ \xi(t) \} = m_1(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \xi p_1(\xi; t) d\xi = \overline{\xi(t)} \quad (2.8)$$

называется математическим ожиданием (средним значением) случайного процесса в текущий момент времени. Отметим, что усреднение проводится по всему ансамблю реализаций, и для разных моментов времени это значение, вообще говоря, различно.

Одномерная центральная моментная функция второго порядка определяется как

$$\sigma^2(t) = M \left\{ [\xi(t) - m_1(t)]^2 \right\} = \int_{-\infty}^{\infty} [\xi(t) - m_1(t)]^2 p_1(\xi, t) d\xi \quad (2.9)$$

и получила название дисперсии процесса — параметр, определяющий степень разброса мгновенных значений, принимаемых отдельными реализациями процесса в фиксированном сечении. Раскрыв квадрат в правой части и взяв интеграл, получим важное соотношение, которое будем использовать неоднократно:

$$\sigma^2(t) = M \left\{ \xi^2(t) \right\} - m_1^2(t) = \overline{\xi^2(t)} - \left[\overline{\xi(t)} \right]^2. \quad (2.10)$$

Двумерная начальная моментная функция второго порядка

$$M \{ \xi(t_1), \xi(t_2) \} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \xi_1 \xi_2 p_2(\xi_1, \xi_2; t_1, t_2) d\xi_1 d\xi_2 = B(t_1, t_2) \quad (2.11)$$

называется функцией корреляции случайного процесса $\xi(t)$.

Эта функции характеризует степень статистической связи тех случайных величин, которые наблюдаются при $t = t_1$ и $t = t_2$. Другими словами, интеграл берётся по двум отдельным реализациям случайного процесса в несопадающие моменты времени. Физическую значимость функции корреляции трудно переоценить — она содержит всю необходимую для подавляющего большинства исследований информацию об энергетике процесса. Рассмотрение, базирующееся на использовании корреляционной функции, получило название — спектрально-корреляционный подход (см., например, [Бендат, Пирсол, 1974; Давенпорт, Рут, 1960; Рытов, 1966; Харкевич, 2009; Cressie, 1993]). Разумеется, не все тонкие особенности функционирования случайного процесса охватывает такого вида подход. Так, например, с таким подходом

не удаётся выявить пространственно-временную иерархию взаимодействий в сложных природных процессах, таких как глобальный климат, явление Эль-Ниньо и глобальный тропический циклогенез [Beniston, 1998; El Nino..., 1993; Beyond..., 1998; Sharkov, 2000; Tziperman et al., 1997]. Но, тем не менее, спектрально-корреляционный подход с успехом используется для описания общей энергетики процесса. Для целого ряда задач радиофизики, дистанционного зондирования такого рассмотрения бывает вполне достаточно, и оно выступает как эффективное средство научного анализа.

Стационарные случайные процессы. Важным классом случайных процессов являются стационарные случайные процессы, статистические характеристики которых неизменны во времени. Случайный процесс $\xi(t)$ называется стационарным в узком смысле, если все его плотности распределения вероятностей $p_n(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n; t_1, t_2, \dots, t_n)$ произвольного порядка n не меняются при одновременном сдвиге всех точек t_1, t_2, \dots, t_n вдоль оси времени на любой сдвиг времени τ . Стационарным в широком смысле называется случайный процесс $\xi(t)$, математическое ожидание $M\{\xi(t)\}$ и дисперсия которого не зависят от текущего времени, а корреляционная функция $B(t_1, t_2)$ зависит лишь от разности $\tau = |t_1 - t_2|$ между рассматриваемыми моментами времени, т. е. $B(t_1, t_2) = B(\tau)$. Из стационарности в узком смысле следует стационарность в широком смысле, но не наоборот. Для гауссова процесса оба эти понятия стационарности совпадают, поскольку стационарный гауссов процесс полностью определяется математическим ожиданием и корреляционной функцией процесса. Другими словами, математическое ожидание и функция корреляции позволяют вычислить любую многомерную плотность вероятности стационарного гауссова случайного процесса. Одномерная плотность дана формулой (2.5), а двумерная определяется следующим соотношением:

$$p_2(\xi_1, \xi_2) = \frac{1}{2\pi\sigma^2\sqrt{1-R^2(\tau)}} \times \exp\left\{-\frac{1}{2\pi\sigma^2\sqrt{1-R^2(\tau)}}\left[(\xi_1 - m)^2 - 2R(\tau)(\xi_1 - m) \times (\xi_2 - m) + (\xi_2 - m)^2\right]\right\}, \quad (2.12)$$

где σ^2 — дисперсия процесса; $R(\tau) = [B(\tau) - m^2]/\sigma^2$.

Ещё раз обратим внимание на то, что в отличие от одномерной плотности распределения двумерная плотность содержит принципиально новую информацию о корреляционных (пространственных или временных) свойствах процесса. Таким образом, гауссово одномерное распределение (по амплитуде) могут иметь процессы с совершенно различными внутренними корреляционными свойствами.

Свойство эргодичности. Стационарный случайный процесс называется эргодическим, если при нахождении любых статистических характеристик

усреднение по статистическому ансамблю с вероятностью единица равно среднему по времени, взятому по любой одной реализации процесса. В этом случае операция усреднения выполняется над одной единственной реализацией процесса, протяжённость которой T стремится к бесконечности. Обозначая осреднение по времени чертой сверху, можем записать условие эргодичности в следующем виде:

$$M \{ \xi(t) \} = \overline{\xi(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \right) \int_0^T \xi(t) dt, \quad (2.13)$$

$$B(\tau) = M [\xi(t) \xi(t - \tau)] = \overline{\xi(t) \xi(t - \tau)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \right) \int_0^T \xi(t) \xi(t - \tau) dt. \quad (2.14).$$

Заметим, что

$$B(0) = M [\xi^2(t)] = \overline{\xi^2(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \right) \int_0^T \xi^2(t) dt. \quad (2.15)$$

Таким образом, дисперсия эргодического стационарного процесса равна

$$D(\xi) = \sigma^2 = M(\xi^2) - M^2(\xi) = \overline{\xi^2(t)} - \left[\overline{\xi(t)} \right]^2 = B(0) - M^2(\xi). \quad (2.16)$$

Соотношение (2.16) для эргодических процессов полностью соответствует аналогичному равенству, полученному для характеристик случайных процессов при их усреднении по статистическому ансамблю (2.10).

Для того чтобы случайный процесс был эргодическим, прежде всего он должен быть стационарным в широком смысле (необходимое условие). Достаточным условием эргодичности является стремление к нулю функции корреляции (за вычетом постоянной составляющей) при неограниченном росте временного сдвига (лаг):

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} \left\{ B(\tau) - m^2 \right\} = 0. \quad (2.17)$$

Детальный математический анализ показал, что эти требования могут быть существенно «ослаблены» и класс эргодических процессов может быть расширен (см., например, [Монин, Яглом, 1965; Рытов, 1966; Фриш, 1998]).

Понятие эргодичности может быть перенесено со времени на пространство и на выполнение со случайным процессом любой детерминированной операции [Монин, Яглом, 1965; Рытов и др., 1978; Фриш, 1998]. Так, стационарное поле $\zeta(t, x, y, z) = \zeta(t, \mathbf{r})$, как функция от времени и трёх координат, является эргодическим, если считать, что для произвольной детерминированной функции почти наверное справедливо равенство:

$$\langle f [\zeta(t, \mathbf{r})] \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \right) \int_0^T f [\zeta(t, \mathbf{r})] dt,$$

где большие угловые скобки выражают усреднение по статистическому ансамблю с плотностью распределения, которая будет соответствовать произво-

димому детерминированному преобразованию (см. § 2.5), а время усреднения T по временной реализации должно существенно превышать характерные корреляционные времена процесса (см. § 2.3).

Наряду с эргодичностью по времени можно ввести понятие пространственной и пространственно-временной эргодичности. Так, для однородных пространственно эргодических полей средние по ансамблю в смысле сходимости сопоставимы по вероятности со средними по пространству. Практически это означает, что для произвольной детерминированной функции f можно считать справедливым равенство

$$\langle f[\xi(t, \mathbf{r})] \rangle = \lim_{V \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{V} \right) \int_0^V f[\xi(t, \mathbf{r})] d^3 r,$$

где V — пространственная область, по которой ведётся пространственное усреднение. Предельный переход $V \rightarrow \infty$ может быть приостановлен на пространственных областях, размер которых велик по сравнению с характерными корреляционными особенностями статистического поля (см. § 2.3).

О пространственно-временной эргодичности стационарных и однородных полей говорят тогда, когда имеет место сходимость по ансамблю как при $T \rightarrow \infty$, так и при $V \rightarrow \infty$, т. е. речь идёт об одновременном выполнении вышеприведённых равенств.

§ 2.3. ОСНОВЫ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ТЕОРИИ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ

Наряду с полным описанием свойств случайных процессов с помощью многомерных плотностей вероятности возможен и другой подход, когда случайные процессы характеризуются своими моментными функциями. Теория случайных процессов, основанная на использовании моментных функций не выше второго порядка, получила название *корреляционной теории* (или спектрально-корреляционного подхода). Как мы уже отмечали, несомненные преимущества такого подхода заключаются, во-первых, в достаточно полном описании энергетики стохастического процесса, что в целом ряде приложений бывает вполне достаточно для решения основных задач. И, во-вторых, при таком подходе возможно обеспечить надёжную экспериментальную методологию и аппаратную базу при выполнении измерительных процедур со случайными процессами. Подобное заключение сделать для подхода с использованием многомерных плотностей статистических ансамблей не представляется возможным (по крайней мере, на сегодняшний день).

Основные свойства корреляционной функции. Корреляционные функции стационарных эргодических процессов обладают рядом важных свойств, которые широко используются в экспериментальной и наблюдательной практике:

- 1) как следует из определения стационарного случайного процесса, функция $B(\tau)$ является чётной: $B(\tau) = B(-\tau)$;
- 2) абсолютные значения корреляционной функции стационарного случайного процесса при любом τ не могут превышать её значения при $\tau = 0$:
 $|B(\tau)| \leq B(0) = D(\xi)$;
- 3) при неограниченном увеличении τ функция $[B(\tau) - m^2]$ стремится к нулю (достаточное условие эргодичности), т. е. $\lim_{\tau \rightarrow \infty} [B(\tau) - m^2] = 0$.

Очень важно осознать физический смысл функции корреляции случайного процесса. Для этого представим себе, что рассматриваемый случайный процесс $\xi(t)$ есть некоторое флуктуирующее напряжение, подаваемое на активное сопротивление с численным значением в 1 Ом. Согласно закону Джоуля – Ленца среднее по времени значение квадрата напряжения равно количеству теплоты, которое выделяется в таком проводнике за единицу времени (секунду). Таким образом, по физическому смыслу $B(0) = [\xi^2(t)]$ есть полная мощность флуктуационного процесса, а $[\overline{\xi(t)}]^2$ — мощность постоянной составляющей процесса. Из соотношения (2.16) следует, что дисперсия случайного процесса характеризует мощность флуктуационной компоненты процесса. К такой удобной физической трактовке функции корреляции будем неоднократно возвращаться, поскольку она позволяет в целом ряде сложных ситуаций понять физические особенности явлений.

Коэффициент корреляции. Для исключения амплитудных характеристик процесса и выявления его чисто корреляционных свойств вводят понятие нормированного коэффициента корреляции $R(\tau)$:

$$R(\tau) = \frac{B(\tau) - B(\infty)}{B(0) - B(\infty)} = \frac{B(\tau) - (\overline{\xi})^2}{\sigma^2}. \quad (2.18)$$

В соответствии с перечисленными выше свойствами функции корреляции коэффициент корреляции имеет вид либо монотонно убывающей функции, либо затухающих осциллирующих функций, а при $\tau = 0$ коэффициент корреляции любого случайного процесса всегда равен единице. Отметим, что большое значение имеет выявление, с одной стороны, характера спада коэффициента при больших значениях сдвига, и с другой — характерной формы «носика» коэффициента корреляции при $\tau \rightarrow 0$. Последняя особенность определяет мелкомасштабную (пиксельную) структуру процесса, тогда как крупномасштабные структуры характеризуются видом коэффициента корреляции при больших сдвигах. Ввиду чётности коэффициента корреляции его значения рассматриваются лишь при положительных сдвигах (лагах). Степень коррелированности случайного процесса можно характеризовать следующим числовым параметром — интервалом (или временем) корреляции τ_k , который определяется следующим образом:

$$\tau_k = \int_0^{\infty} |R(\tau)| d\tau. \quad (2.19)$$

Геометрически интервал корреляции равен основанию прямоугольника с высотой, равной единице, площадь которого равна площади, заключённой между кривой $|R(\tau)|$ при $\tau > 0$ и осью абсцисс. В ряде случаев под временем корреляции понимают значение τ , при котором происходит первое пересечение нуля.

Величина τ_k даёт ориентировочное представление о том, на каком интервале времени в среднем имеет место коррелированность между значениями случайного процесса. Несколько упрощая ситуацию, можно сказать, что возможен вероятностный прогноз поведения любой реализации случайного процесса на временах, меньших или порядка времени τ_k , если известна информация о его поведении «в прошлом». Однако любая попытка осуществить прогнозирование на время, существенно превышающее интервал корреляции, окажется безрезультатной — мгновенные значения, разнесённые во времени, существенно больше величины τ_k , практически являются некоррелированными, другими словами, среднее значение произведения $\xi(t)\xi(t + \tau)$ близко к нулю.

Статистический спектр. Хорошо известна спектральная теория детерминированных сигналов. Однако вероятностный характер отдельных реализаций случайного процесса делает невозможным прямое (непосредственное) перенесение методов спектрального анализа детерминированных сигналов в теорию и практику случайных процессов. Если вычислить спектральную плотность случайного процесса $\xi(t)$ по стандартной формуле интеграла Фурье

$$\dot{S}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \xi(t) \exp(-j\omega t) dt, \quad (2.20)$$

то полученная комплексная функция $\dot{S}(\omega)$ будет случайной функцией и, более того, может, вообще говоря, и не существовать. Мы здесь получим то, что можно назвать спектром одной из возможных реализаций случайного процесса. В условиях действительного наблюдения за течением некоторого случайного процесса за время T можно получить *текущий спектр* данной реализации, т. е. комплексную функцию $\dot{S}_T(\omega)$:

$$\dot{S}_T(\omega) = \int_0^T \xi(t) \exp(-j\omega t) dt. \quad (2.21)$$

Однако, если рассматривать различные реализации случайного процесса $\xi(t)$ конечной длительности T , то для них комплексная функция $\dot{S}_T(\omega)$ будет меняться случайным образом от одной реализации к другой, в общем случае не стремясь к какому-либо конечному пределу при $T \rightarrow \infty$.

Таким образом, желательно введение таких спектральных представлений, которые бы привели к неслучайным (детерминированным) функциям

с дальнейшим использованием процедур, близких по методологии к спектральным процедурам Фурье. Для формирования спектральной методологии, пригодной для анализа случайных процессов, принципиальное значение имеет математическая теорема, доказанная известными математиками А. Я. Хинчиным и Н. Винером и имеющая в настоящее время название теоремы Винера-Хинчина. Согласно этой теореме, функция корреляции $B(\tau)$ может быть представлена в виде

$$B(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\omega\tau} dF(\omega), \quad (2.22)$$

где $F(\omega)$ — неубывающая ограниченная функция. Если функция $F(\omega)$ дифференцируемая, то, обозначая

$$\left[\frac{dF(\omega)}{d\omega} \right] = \frac{1}{2} G(\omega),$$

получим вместо (2.22)

$$B(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega. \quad (2.23)$$

Таким образом, введённая новая функция $G(\omega)$ есть не что иное, как обычное преобразование Фурье для функции корреляции:

$$G(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B(\tau) e^{j\omega\tau} d\tau. \quad (2.24)$$

Функция $G(\omega)$ и есть то, что называется статистическим спектром случайного процесса, и формула (2.24) является основным определением этой функции. Следует заметить, что как $B(\tau)$, так и $G(\omega)$ — чётные функции своих аргументов. Вследствие этого соотношения (2.23) и (2.24) могут быть записаны в вещественной форме двух косинус-трансформаций Фурье:

$$B(\tau) = \int_0^{\infty} G(\omega) \cos(\omega\tau) d\omega, \quad (2.25)$$

$$G(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} B(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau. \quad (2.26)$$

Физический смысл функции $\xi(t)$ и $G(\omega)$ легко выяснить, положив в (2.25) $\tau = 0$. Выполнив эту процедуру, получим

$$B(0) = P = \int_0^{\infty} G(\omega) d\omega. \quad (2.27)$$

Вспоминая физический смысл функции корреляции при $\tau = 0$ как полной мощности процесса P , нетрудно понять, что функция $G(\omega)$ выражает мощность процесса $\xi(t)$, приходящуюся на полосу частот $d\omega$ в окрестности

выбранной частоты ω . Другими словами, функция $G(\omega)$ представляет собой спектральную плотность мощности. На этом основании $G(\omega)$ называют энергетическим спектром (спектром Винера) процесса $\xi(t)$. По своему физическому смыслу энергетический спектр вещественен и неотрицателен $G(\omega) \geq 0$. Это свойство, однако, накладывает достаточно жёсткие ограничения на вид допустимых функций корреляции: так, из соотношения (2.25) следует, что корреляционная функция стационарного процесса должна удовлетворять дополнительному (к трём вышеперечисленным) условию

$$\int_0^{\infty} B(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau \geq 0. \quad (2.28)$$

Так, принципиально недопустимо аппроксимационное представление функции корреляции в виде прямоугольника, т. е.

$$B(\tau) = \begin{cases} B_0 & |\tau| < \tau_0, \\ 0 & |\tau| > \tau_0, \end{cases}$$

поскольку в этом случае соответствующий энергетический спектр будет иметь отрицательные значения, а также не удовлетворяется условие (2.28). Интересно отметить, что функции типа $\exp\{\alpha\tau^n\}$ также не пригодны для аппроксимаций $B(\tau)$, за исключением гауссовой кривой и экспоненты ($n = 1, 2$). С этими обстоятельствами столкнёмся ниже при анализе конкретных видов спектров.

Что касается размерности энергетического спектра, то она полностью зависит от физического характера случайного процесса. Так, если случайный процесс является электрическим напряжением, то его энергетический спектр в соответствии с соотношением (2.25) имеет размерность $[(B^2 \cdot c) \cdot \text{рад}^{-1}]$. Если же изучается стохастическое поведение морского волнения, то энергетический спектр флуктуирующих высот имеет размерность $[(m^2 \cdot c) \cdot \text{рад}^{-1}]$. При этом не будем забывать, что круговая частота ω имеет размерность $[\text{рад} \cdot c^{-1}]$ и связана с частотой (f), измеряемой в герцах, соотношением $\omega = 2\pi f$.

В приложениях часто возникает необходимость рассмотреть поведение случайного процесса и, в частности, его энергетические характеристики в ограниченной полосе частот (ω_1, ω_2). В этом случае мощность процесса P_{12} , заключённую в конечной полосе между ω_1 и ω_2 , можно определить интегрированием $G(\omega)$ в соответствующих пределах:

$$P_{12} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} G(\omega) d\omega. \quad (2.29)$$

Кроме того, следует иметь в виду, что измеряемый экспериментально энергетический спектр берётся только по положительным частотам (и не круговым). Таким образом, в экспериментальной практике вводят понятие одностороннего энергетического спектра $G_S(f)$, представляющего собой среднюю мощность процесса, приходящуюся на единичный интервал частот шириной в 1 Гц:

$$G_S(f) = \begin{cases} 2\pi G(2\pi f) & \text{при } f \geq 0, \\ 0 & \text{при } f < 0. \end{cases}$$

Односторонний энергетический спектр имеет размерность, отличающуюся от размерности полного энергетического спектра, — так, для процесса, связанного с электрическим напряжением, размерность спектра $[B^2 \cdot \Gamma \text{ц}^{-1}]$, а для спектра возвышенный морского волнения $[M^2 \cdot \Gamma \text{ц}^{-1}]$.

Таким образом, полная мощность процесса может быть записана

$$B(0) = \int_0^{\infty} G(\omega) d\omega = \int_0^{\infty} G_S(f) df.$$

Для дальнейшего анализа важно выявить соотношение между статистическим спектром и текущим спектром какой-либо реализации. Воспользуемся следующими энергетическими соображениями: полная энергия процесса, выделившаяся за время T , составит следующую величину

$$E_T = \int_0^T \xi^2(t) dt = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |\dot{S}_T(\omega)|^2 d\omega.$$

Это соотношение выражает тождество Парсеваля для конечного промежутка времени T (см. прил. Б). Среднюю за время T мощность процесса P_T получим, поделив значение энергии за интервал T на его величину:

$$P_T = \frac{E_T}{T} = \frac{1}{\pi T} \int_0^{\infty} |\dot{S}_T(\omega)|^2 d\omega. \quad (2.30)$$

Эта величина зависит от величины интервала T , но для стационарного и эргодического процесса стремится с увеличением T к постоянному пределу, который и выражает мощность процесса:

$$P = \lim_{T \rightarrow \infty} P_T = \frac{1}{\pi} \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_0^{\infty} |\dot{S}_T(\omega)|^2 d\omega \right). \quad (2.31)$$

Меняя местами интегральную и предельную процедуры и сопоставляя (2.31) и (2.27), видим, что статистический спектр связан с текущим важным соотношением

$$G(\omega) = \frac{1}{\pi} \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{T} \int_0^{\infty} |\dot{S}_T(\omega)|^2 d\omega \right). \quad (2.32)$$

Анализ указанного соотношения позволяет сделать следующий принципиальный вывод. Энергетический спектр стационарного случайного процесса, будучи всегда вещественным, не несёт никакой информации о фазовых соотношениях между отдельными спектральными компонентами. В силу этого по энергетическому спектру принципиально невозможно восстановить какую-либо отдельно взятую реализацию случайного процесса. Другими словами, известная теорема единственности спектрального анализа детерминированных сигналов («один спектр — одна реализация») не имеет места в при-

нении к анализу стохастических сигналов. Так, можно найти множество различных случайных функций (например, путём трансформации фазового спектра), имеющих одинаковую спектральную плотность и функцию корреляции. Разумеется, имеет место и обратная ситуация — одному энергетическому спектру могут соответствовать, вообще говоря, бесконечное разнообразие временных последовательностей случайных процессов.

В целом ряде приложений возникает необходимость выделения среднего (постоянного) значения из случайного процесса или, другими словами, выполнение процедуры центрирования исходного процесса — $\xi_0(t) = \xi(t) - m$. В таком случае функция корреляции центрированного стационарного процесса $B_0(\tau)$ будет равна:

$$B_0(\tau) = B(\tau) - m^2, \quad (2.33)$$

а спектральная плотность $G_0(\omega)$ центрированного процесса будет иметь вид

$$G_0(\omega) = G(\omega) - m^2\delta(\omega - 0), \quad (2.34)$$

где под знаком $\delta(\omega)$ понимается дельта-функция с её известным формальным представлением (см. прил. Б)

$$\delta(\omega - \omega_0) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[j(\omega - \omega_0)t] dt. \quad (2.35)$$

При таком подходе (который часто используется на практике) постоянная составляющая процесса трактуется как спектральная компонента с длиной волны, равной бесконечности (или с частотой, равной нулю). При $m = 0$ оба представления спектральной плотности совпадают, поэтому в дальнейшем различия в этих характеристиках будем отмечать в случае необходимости.

В физических экспериментах достаточно часто возникает ситуация, когда случайный сигнал функционирует вместе с чисто детерминированным — так, ветровое морское волнение как случайное поле часто развивается на фоне почти гармонической зыби. Если непосредственно на временных реализациях суммарного процесса выделение каждой компоненты весьма затруднительно, то с помощью спектрально-корреляционного подхода выполнить эту процедуру (т. е. отцентрировать случайный процесс на фоне гармонической составляющей) не представляет особого труда. Таким образом, необходимо построить функцию корреляции и энергетический спектр для процесса $\xi_0(t) = \xi(t) - A \cos \omega_0 t$. Используя свойства эргодичности (2.14), получим выражение для искомой функции корреляции $B_0(\tau)$

$$B_0 = B(\tau) - A^2 \cos \omega_0 \tau, \quad (2.36)$$

и соответственно спектральная плотность $G_0(\omega)$ центрированного к гармонической компоненте процесса, учитывая (2.35), равна

$$G_0(\omega) = G(\omega) - A^2\delta(\omega - \omega_0). \quad (2.37)$$

Дальнейшая процедура заключается в полосовой фильтрации (и устранении, если это необходимо) найденной спектральной компоненты.

2.4. КВАЗИЭРГОДИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

В реальной физической практике подавляющее большинство процессов осуществляется в режимах, которые нельзя назвать чисто эргодическими. Связано это с тем обстоятельством, что любые хаотизированные процессы, подлежащие исследованию, физически ограничены как по времени, так и в пространстве. А именно, внутри этого пространственно-временного ограничения и необходимо, как правило, выполнить исследование поведения (или эволюции) системы при помощи выявления изменения характеристик процесса, например, его среднего значения или изменения уровня интенсивности шума в системе (т. е. величины дисперсии). Также часто возможны ситуации, когда пространственно-временное поле является эргодическим только по части пространственных аргументов, например, только на плоскости (x, y) или в части физического трёхмерного пространства. Последняя ситуация часто встречается при исследовании динамических и радиационных свойств земной атмосферы, а также динамического состояния поверхности океана. Кроме того, если пространственное поле периодически по пространственным переменным (координатам), то тогда среднее по пространственной ячейке периодичности даст плохое приближение к среднему по ансамблю, если период не очень велик по сравнению с корреляционным масштабом. Также существуют физические процессы, к которым эргодические представления не могут быть применены непосредственно. Так, важно отметить, что не существует точной эргодической теоремы для групп вращений в пространстве (например, спиральные вихри в атмосфере), поскольку вращение может осуществляться только на конечные углы [Фриш, 1998]. Поэтому в целом ряде случаев при выполнении физического эксперимента важно пользоваться понятием квазиэргодического поля, которое находится, по отношению к эргодическим полям, в таком же положении, как квазиоднородные поля к однородным [Рытов и др., 1978].

Физический смысл такого подхода заключается в том, что такие поля (или временные одномерные процессы) являются эргодическими лишь в объёмах, малых по сравнению с характерными масштабами L изменения статистических характеристик поля (среднего значения, дисперсии и др.). Следует обратить внимание на то, что именно эти изменения параметров поля и несут физическую нагрузку при исследованиях физического состояния и эволюции поля как физического объекта. Таким образом, область пространственного (или временного) усреднения для квазиэргодических процессов должна быть принудительно ограничена сверху масштабом L , но при этом характерные размеры области усреднения должны превышать характерные корреляционные размеры (пространственные или временные) процесса. Следовательно, о квазиэргодичности поля можно говорить лишь при таких условиях, когда вводится объём усреднения V , который удовлетворял бы двухстороннему неравенству

$$L \gg V^{1/3} \gg l_c, \quad (2.38)$$

где l_C — пространственный радиус корреляции. Другими словами, объем усреднения должен быть достаточно большим, чтобы поле испытывало достаточно много пространственных флуктуаций внутри объема V и можно было бы осуществить накопление, а, с другой стороны, достаточно малым, чтобы в его пределах исследуемые поля были достаточно однородными и макрохарактеристики процесса не изменялись. Аналогичные рассуждения можно выполнить для временных процессов, но при этом пространственный радиус корреляции должен быть заменён на интервал корреляции. В феноменологической физике под V понимают обычно «физически бесконечно малый объем», который выполняет по существу те же самые функции, что и рассмотренный выше объем усреднения [Рытов и др., 1978].

Однако следует обратить внимание, что, несмотря на внешне простую форму неравенства (2.38), понимание его физического смысла для каждого конкретного физического эксперимента представляет определённые сложности. Так, при обработке экспериментальных натуральных данных требуются значительные усилия для корректного понимания и выполнения этого неравенства. Непреднамеренное смещение масштабов, представленных в неравенстве (2.38), может повлечь за собой серьёзные артефакты в окончательной научной интерпретации результатов. Все нюансы этой сложной ситуации особенно наглядно проявляются при анализе работ по исследованию пространственно-временных характеристик сложных природных хаотизированных процессов, таких как атмосферная турбулентность [Фриш, 1998; Hussain, 1986; Levich, Tzvetkov, 1985; Tsinober, 1994], поля глобальных и региональных осадков [Andrade et al., 1998; Arkin, Xie, 1994; Chang, Chiu, 1997; Davis et al., 1996; Jameson et al., 1998; Lovejoy, Schertzer, 1985; Lucero, 1998; Olsson, 1996; Sevruk, Niemczynowicz, 1996; Simpson et al., 2000; Smith et al., 1998; Sorooshian et al., 2000], эволюция и стохастическое поведение глобального климата [Монин, Шишков, 2000; Beniston, 1998; Teleconnections..., 1991; Turbulence..., 1985], стохастика глобального тропического циклогенеза [Sharkov, 2000].

В соответствующих разделах книги будем касаться вопроса квазиэргодичности по мере необходимости.

§ 2.5. ВИДЫ СПЕКТРОВ

Спектральные образы стохастических природных объектов и процессов весьма разнообразны. Однако при этом существуют некоторые характерные особенности энергетических спектров (форма спектров, характерная полоса спектра, моменты спектральной плотности), которые позволяют достаточно быстро и надёжно расклассифицировать полученные экспериментальные данные и получить первые модельные физические представления об изучаемых процессах.

В качестве основной количественной характеристики наиболее часто используют эффективную ширину спектра

$$\Delta f \text{ [Гц]} = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{1}{G_{S0}} \int_0^{\infty} G_S(f) df = \frac{1}{G_0} \int_0^{\infty} G(\omega) d\frac{\omega}{2\pi}, \quad (2.39)$$

где индексом «0» обозначены экстремальные значения спектральной плотности. Эта численная характеристика часто используется в экспериментальной практике и инженерных расчётах, позволяя легко находить дисперсию (мощность) случайного сигнала — $\sigma^2 = G_{S0} \Delta f = G_0 \Delta\omega$.

Эффективную ширину спектра случайного процесса можно определить и другими способами, например, из условия уменьшения энергетического спектра на границе этого частотного интервала до уровня $0,1G_{S0}$. В любом случае между интервалом корреляции τ_k и эффективной шириной должно иметь место своего рода соотношение «неопределённости» (термин, заимствованный из квантовой механики)

$$\Delta f \tau_k = \text{const} = 0(1), \quad (2.40)$$

вытекающее из основных свойств преобразования Фурье. Определив эффективную полосу и интервал корреляции исходя из вышеприведённых выражений (2.19) и (2.39), можно получить для симметричных спектров относительно нуля значение константы как $1/4$. Таким образом, чем шире энергетический спектр шума, тем хаотичнее изменяются во времени его временные реализации и тем меньше значение интервала корреляции. Однако знания только этих параметров случайного процесса в целом ряде важных случаев не достаточно для определения физических особенностей и внутренней динамики явлений. Здесь можно указать на уже упоминавшиеся проблемы изучения внутренней структуры турбулентности, стохастики климата и глобального тропического циклогенеза. Значительно более углублённое понимание процессов предоставляет изучение формы энергетического спектра изучаемого явления в широком диапазоне частот. При этом оказалось важным знание не только центральной и максимальной части спектра (как иногда говорят, энергонесущей части спектра), но и далёких (от экстремального значения) ниспадающих хвостов спектра, которые, в свою очередь, могут состоять из нескольких ветвей, сочленённых в определённой последовательности. Именно параметры этих ветвей и их последовательность сочленения, как оказалось, определяют важнейшие процессы трансформации энергии в системе, поступление внешней энергии в систему и её выход из системы (процессы диссипации, например, переход в тепло). Здесь также можно указать в качестве примера на важные особенности спектров флуктуаций скорости в турбулентной атмосфере (колмогоровские и антиколмогоровские ветви), определяющие совершенно различные физические процессы — прямой (распад) и обратный (самоорганизация) каскады переноса энергии в системе по пространственным масштабам.

Ниже рассмотрим некоторые наиболее часто используемые аппроксимации спектральных плотностей и соответствующие им корреляционные функции.

Прямоугольный низкочастотный спектр представляет собой спектр, расположенный непосредственно около нулевой частоты

$$G(\omega) = \begin{cases} G_0 & |\omega| \leq \Delta\omega, \\ 0 & |\omega| > \Delta\omega. \end{cases}$$

Полная мощность такого модельного случайного процесса составит $\sigma^2 = 2G_0\Delta\omega = G_{s0}\Delta f$. Используя формулу (2.23), находим функцию корреляции и затем перейдём к выражению для коэффициента корреляции:

$$R(\tau) = \frac{\sin(\Delta\omega\tau)}{\Delta\omega\tau}. \quad (2.41)$$

Важно отметить, что корреляционная функция данного случайного процесса знакопеременна, причём изменение знака наблюдается при временных сдвигах τ , кратных величине $\pi/\Delta\omega$. С увеличением τ положительная корреляция между двумя значениями сигнала, разнесёнными на τ , быстро падает, проходит через нуль (отсутствие какой-либо корреляции), а затем становится снова значимой, однако уже с другим — отрицательным — знаком. Такое свойство функции корреляции говорит о квазипериодичности любой реализации данного случайного процесса, понимаемой, разумеется, не в абсолютном, а в вероятностном смысле. Интересно отметить, что для других форм спектров, которые, казалось бы, близки к рассматриваемой форме (см. ниже), такой квазипериодичности в корреляционных свойствах не наблюдается.

При аргументе, стремящемся к нулю, значение коэффициента корреляции стремится к единице, поскольку предельное значение функции $\{\sin x/x\}$ при $x \rightarrow 0$ равно единице [Градштейн, Рыжик, 1963]. Под интервалом корреляции в этом случае понимают первое значение аргумента, при котором $R(\tau_k) = 0$. Из (2.41) нетрудно видеть, что $\tau_k = 1/4\Delta f$.

Поскольку величина полосы спектра порядка величины центральной частоты (имеются в виду положительные частоты), то такие процессы получили название широкополосных случайных процессов. Ввиду относительной простоты рассмотренный вид спектра случайного сигнала достаточно часто используется для первого модельного приближения.

Вспомним, однако, что обратная ситуация — прямоугольная аппроксимация корреляционной функции — не имеет места и запрещена правилами перехода между фурье-трансформантами.

Гауссовский спектр. Предположим, что энергетический спектр случайно-го сигнала описывается гауссовой функцией (квадратичной экспонентой)

$$G(\omega) = G_0 \exp(-\beta\omega^2).$$

Для нахождения функции корреляции используем формулу (2.25) и известный определённый интеграл [Градштейн, Рыжик, 1963]

$$R(\tau) = \exp\left\{\frac{-\tau^2}{4\beta}\right\}, \quad (2.42)$$

и полная мощность процесса составит $\sigma^2 = G_0 \sqrt{\pi}/2\sqrt{\beta}$, а эффективная полоса процесса (2.39) — $\Delta f = 1/4\sqrt{\pi\beta}$, и интервал корреляции — $\tau_k = \sqrt{\pi\beta}$. При этом соотношение неопределённости составит, как и следовало ожидать, величину 1/4. Итак, гауссов характер энергетического спектра ведёт к функции корреляции тоже гауссовского вида и при этом отсутствует какая-либо квази-периодичность в корреляционных свойствах.

Лоренцевский спектр. Как будет показано далее, в природных процессах весьма часто встречаются случайные сигналы, которые имеют коэффициент корреляции, спадающий по экспоненциальному закону

$$R(\tau) = \exp\{-\alpha|\tau|\} \quad (2.43)$$

с некоторым вещественным и положительным параметром α . На основании (2.26) и с использованием известных определённых интегралов [Градштейн, Рыжик, 1963] его энергетический спектр будет иметь следующее выражение

$$G(\omega) = \frac{2\sigma^2}{\pi} \int_0^{\infty} \exp(-\alpha\tau) \cos(\omega\tau) d\tau = \frac{2\sigma^2}{\pi} \left[\frac{\alpha}{\alpha^2 + \omega^2} \right]. \quad (2.44)$$

Из полученного выражения следует, что спектр мощности рассматриваемого процесса имеет выраженный низкочастотный характер — максимум спектральной плотности наблюдается на нулевой частоте. Кроме того, форма спектра имеет весьма характерный вид, который получил название — лоренцевский спектр (или лоренцевская линия). Отметим также важную особенность лоренцевского спектра — при увеличении частоты спад спектра (хвост) носит характерный степенной вид — $1/\omega^2$. Значение эффективной полосы спектральной плотности данного процесса составит $\Delta f = \alpha/4$, а интервал корреляции $\tau_k = 1/\alpha$.

Полосовой шум. Весьма часто возникает необходимость аппроксимации достаточно узкого спектра вокруг некоторой центральной частоты f_0 , т. е. при условии, когда эффективная полоса шумового сигнала существенно меньше некоторой центральной частоты — $(\Delta f/f_0) \ll 1$. В зависимости от изучаемых физических процессов значение этого параметра (так называемая относительная полоса частот) может заключаться в очень больших пределах: от 10^{-2} до 10^{-8} и менее. Такого сорта процессы получили название — узкополосные случайные процессы (полосовой шум). Наиболее простую аппроксимацию такого процесса можно представить в виде прямоугольного спектра около центральной частоты

$$G(\omega) = \begin{cases} G_0 & \omega_0 - \Delta\omega \leq |\omega| \leq \omega_0 + \Delta\omega, \\ 0 & \omega_0 - \Delta\omega > |\omega| > \omega_0 + \Delta\omega. \end{cases} \quad (2.45)$$

Отсюда непосредственно следует, что полная мощность процесса составит следующее значение: $\sigma^2 = 4G_0\Delta\omega$, поскольку полная полоса частот около

частоты ω_0 составляет величину $2\Delta\omega$. Однако вид функции корреляции имеет значительно более сложный характер. Используя формулу (2.25) и известные тригонометрические соотношения, получим для коэффициента корреляции следующее выражение:

$$R(\tau) = \frac{\sin(\Delta\omega\tau)}{\Delta\omega\tau} \cos(\omega_0\tau). \quad (2.46)$$

В отличие от вида коэффициента корреляции для широкополосного сигнала узкополосный сигнал обладает внутренней косинусоидальной набивкой, которая отражает тот факт, что шумовой сигнал как бы сконцентрирован около центральной частоты и может не только характеризоваться как случайный процесс, но и обладать квазидетерминированными свойствами. Как и в случае широкополосного сигнала, корреляционные свойства могут быть численно определены по первому нулевому значению огибающей коэффициента корреляции. В этом случае $\tau_k = 1/4\Delta f$, где под Δf понимается абсолютное значение шумовой полосы системы. Это важное обстоятельство, поскольку значение центральной частоты не играет роли в корреляционных свойствах шумового процесса.

Однако при уменьшении полосы частот свойства квазидетерминизма должны подчёркиваться всё детальнее. Для выяснения физической сути такого своего рода дуализма случайных процессов рассмотрим ниже два предельных случая — первый, когда шумовая полоса спектра будет стремиться к нулю, и второй, когда полоса будет расти до бесконечности, и, процесс, другими словами, будет обладать гладким спектром.

Гармонический сигнал. Для получения такой аппроксимации устремим в выражении (2.46) ширину спектра к нулю и выполним предельный переход. В таком случае приходим к модели случайного гармонического сигнала с коэффициентом корреляции

$$R(\tau) = \cos(\omega_0\tau). \quad (2.47)$$

Такой функции соответствует спектр после предельного перехода в (2.45)

$$G(\omega) = G_0\delta(\omega - \omega_0), \quad (2.48)$$

а сам процесс описывается гармонической функцией

$$\xi(t) = a \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (2.49)$$

с постоянной (и неслучайной) амплитудой и случайно распределённой фазой в диапазоне $0 \dots 2\pi$. Следует отметить, что такой процесс является существенно негауссовым.

Белый шум. Представим себе, что шумовая полоса будет занимать всю полосу частот от $-\infty$ до $+\infty$ с постоянным значением G_0 . В таком случае, используя соотношение (2.35), получим выражение для функции корреляции

$$B(\tau) = G_0\pi\delta(\tau - 0)$$

и соответственно $R(\tau) = 1$ при $\tau = 0$ и $R(\tau) = 0$ при $\tau \neq 0$.

Название этой модели шумового сигнала логически противоречиво (как известно, «белый» свет при оптических наблюдениях не обладает гладким постоянным спектром), а сам процесс физически нереализуем, поскольку для него

$$B(0) = \overline{\xi^2(t)} = \int_0^{\infty} G(\omega) d\omega \rightarrow \infty.$$

Тем не менее, этой удобной математической моделью широко пользуются как в теоретических работах, так и в экспериментальной практике. Например, эту модель можно с успехом использовать, когда полоса пропускания исследуемой цепи (или устройства), на которую воздействует внешний случайный сигнал, оказывается существенно уже некоторой эффективной ширины его спектра. Часто указанный процесс носит название «дельта-коррелированный» шум.

Цветные шумы. Как мы уже отмечали, для выявления внутренней динамики и иерархического построения природных стохастических процессов и систем принципиальное значение имеют ситуации, когда энергетический спектр подчиняется степенному закону

$$G(\omega) = C |\omega|^{-n}, \quad C > 0. \quad (2.50)$$

Физическая значимость спектров с конкретным значением показателя степени оказалась столь велика, что спектры такого типа получили не только обобщённое название — «цветные» спектры, но и для конкретных значений n — собственные названия, поскольку отражают различные физические процессы, управляющие трансформацией энергии в системе. Спектр со значением $n = 5/3$ получил название колмогоровского [Монин, Яглом, 1965; Фриш, 1998], а для $n = 1, 2$ соответствующий случайный сигнал называют «красным» шумом и «коричневым» шумом. Как мы уже отмечали, под белым шумом понимают сигнал со спектром при $n = 0$. В последнее время такого сорта широкополосные шумы, возникающие в физических и геофизических системах под воздействием внешних условий, стали именовать менее поэтично — «хрустящие шумы» [Burrighs, Tebbens, 2001; Sethna et al., 2001].

Непосредственное использование спектрально-корреляционного аппарата для исследования случайных процессов с такого вида спектром, однако, не приносит значимых результатов. Нетрудно в этом убедиться, взяв интеграл полной энергии процесса (2.25). Если подставить (2.50) в (2.27), то увидим, что интеграл разойдётся и, таким образом, полная мощность процесса становится бесконечно большой, что физически противоречиво. Расходимость имеет место либо на больших частотах (в теоретических работах этот эффект называют ультрафиолетовой* расходимостью) при $n < 1$, либо при малых ча-

* Указанные наименования (ультрафиолетовая и инфракрасная) чисто условные, и, разумеется, никакого отношения не имеют к диапазонам электромагнитного спектра, которые рассматривались в гл. 1.

стотах (инфракрасная* расходимость) при $n > 1$, либо на обоих пределах при $n = 1$. Это означает, что не может существовать стационарная случайная функция с конечной дисперсией и степенным спектром [Фриш, 1998], и, соответственно, непосредственное использование рассмотренного выше спектрально-корреляционного аппарата для таких процессов имеет достаточно жёсткие ограничения.

Только в последнее время стала ясной физическая причина этой необычной ситуации. Явления природы, обладающие степенными спектрами, действительно существуют и обладают удивительными геометрическими свойствами, а именно — нецелой геометрической размерностью и недифференцируемостью в каждой точке процесса, хотя и сохраняется непрерывность процесса в целом и в каждой точке. У «обычных» же гладких объектов сохраняется и дифференцируемость, и непрерывность. Именно по этим причинам использование вероятностных моментов (средние, дисперсии и т. д.) и спектральных моментов невозможно, поскольку они (моменты) могут вообще не иметь конечных значений и оперировать с такими величинами не представляется возможным.

Поразительно то, что именно с этими природными объектами и процессами (которые получили название самоаффинные фракталы) со своеобразными геометрическими свойствами (как иногда говорят, скейлинговые свойства) оказались тесно связаны проблемы временного предсказания поведения систем и проблемы преобразования структурных свойств систем, например, трансформация хаотизированной системы в более организованную структуру (например, образование в мелкомасштабной турбулентности организованных вихрей) и, наоборот, преобразование детерминированных систем в хаотизированные (превращение маятниковых, почти гармонических колебаний в хаотические дрожания). Многолетние лабораторные, натурные и теоретические исследования показали, что существует большой класс природных объектов и процессов, которые относятся к «детерминистскому» хаосу, т. е. к своего рода пограничным объектам между чисто детерминированными системами и «чистыми» шумовыми процессами. Именно такого сорта объекты и процессы обладают удивительными геометрическими и физическими свойствами [Гласс, Мэки, 1991; Зельдович, Соколов, 1985; Шустер, 1988; Chen, Dong, 1996; Dubois, 1998; Havlin, 1999; Holdom, 1998; Kadanov, 1993; Mandelbrot, 1977, 1982, 1989]. В задачах дистанционного зондирования такими объектами являются шероховатая поверхность почв, геометрическая форма горных массивов, облачные системы, геометрическая форма растительности, поля атмосферных осадков, пространственные поля влажности почв и ландшафтов, пространственные поля обрушения гравитационных волн на морской поверхности, пространственно-иерархическая система речных русел [Васильев, Тюфлин, 1992; Заславский, Шарков, 1987; Шарков, 2009; Arrault et al., 1997; Cahalan, 1989; Davis et al., 1994, 1996; Dubois, 1998; Gaspard, 1997; Hergarten, 2002; Hergarten, Neugebauer, 1998; Kothari, Islam, 1999; Lovejoy, Mandelbrot, 1985; Lovejoy, Schertzer, 1985; Rodrigues-Iturbe, Rinaldo, 1997; Vicsek, 1992; Voss, 1989]. В радиофизических задачах фрактальная идеология используется

при исследовании распространения и рассеяния электромагнитных волн от шероховатых фрактальных поверхностей [Franceschetti et al., 1996, 1999a, b; Shepard, Campbell, 1999; Shepard et al., 1995]. Интересно, что фрактальное построение и соответственно перемежаемое временное поведение характерно также для систем и объектов биологической природы, включая особенности организации человеческого организма, динамику его поведения и даже результаты его творческой деятельности [Иваницкий и др., 1998; Havlin, 1999; Ivanov et al., 1999; Taylor et al., 1999]. Однако в своё время (конец 1980-х гг.) вопрос о распространённости фракталов в природных явлениях и процессах стал предметом достаточно жёсткой полемики [Kirchner, Weil, 1998; Mandelbrot, 1998].

Несколько упрощая ситуацию, можно сказать, что секрет поведения фракталов лежит в степенных законах поведения основных характеристик систем — таких как зависимость массы вещества системы от радиуса, или количества единичных элементов системы от линейного масштаба или энергетический спектр флуктуаций в системе (типа (2.50)). Нетрудно видеть, что степенной закон

$$y = Ax^a \quad (2.51)$$

эквивалентен следующему выражению:

$$y(\lambda x) = \lambda^a y(x) \quad (2.52)$$

для всех $\lambda > 0$. Математически любая функция, удовлетворяющая уравнению (2.52), называется однородной функцией. А однородная функция обладает масштабным инвариантом, т. е. если масштаб измеряемого параметра x меняется так, чтобы $x \rightarrow x' (= \lambda x)$, то новая функция $y'(x')$ [= $y(x)$] будет иметь ту же самую форму, что и старая функция $y(x)$. Этот факт гарантирован тем, что $y(x) = \lambda^{-a} y(x')$ из (2.52) и, следовательно, $y'(x') \approx y(x')$.

Масштабная инвариантность означает, что при увеличении части первоначальной системы до размеров этой же самой первоначальной системы, эта увеличенная часть и сама первоначальная система будут подобны друг другу. Другими словами, в первоначальной системе отсутствует характерный внутренний масштаб. Масштабно-инвариантная система должна обладать свойством самоподобия и наоборот. Таким образом, мы видим, что самоподобие, пространственные законы степенного типа и масштабная инвариантность есть три эквивалентных пути для подтверждения того факта, что в системе отсутствует характерный размер масштаба. Важно отметить, что отсутствие в системе характерного временного масштаба приводит к появлению временных законов степенного типа (например, шум $1/f$ или фликкершум — повсеместно встречающийся феномен в природе). Для объяснения широкого распространения фракталов и масштабно-инвариантного поведения процессов в неравновесных средах была предложена гипотеза самоорганизованной критичности [Bak et al., 1987], которая может быть применима ко многим природным и социальным системам [Henley, 1993; Hergarten, 2002; Kohonen, 1989; Larraza et al., 1985; Leung et al., 1998; Rodrigues-Iturbe,

Rinaldo, 1997; Self-organization..., 1997; Sornette, 2000; Stolum, 1996, 1997; Tziperman et al., 1997]. В подавляющем ряде случаев природные объекты, разумеется, не являются чистыми однородными фракталами, они мультифрактальны, т. е. обладают различными фрактальными свойствами на различных масштабах или же представляют собой достаточно сложные конгломераты чисто детерминированных систем и мультифракталов. В ряде случаев такие системы можно представить в виде так называемых нестационарных мультифракталов [Marshak et al., 1994, 1997]. Разумеется, как уже отмечалось, непосредственное применение стандартного спектрально-корреляционного подхода к изучению таких сложных систем не может дать значимых результатов. Для проведения таких исследований разработаны особые методы анализа, которые позволяют анализировать состояние системы одновременно в очень широком диапазоне пространственно-временных масштабов с выявлением возможных междумасштабных (и, отметим, нелинейных) взаимодействий. В первую очередь, здесь надо отметить сравнительно недавно предложенные и активно разрабатываемые в настоящее время методы вейвлет-преобразования [Multidimensional..., 1997; Bouman, Newell, 1998; Chui, 1992]. В отличие от классического фурье-анализа вейвлет-преобразование обладает «подвижным» частотно-временным окном, что позволяет дать информацию об эволюции относительного вклада компонент разного масштаба при временной эволюции самого исследуемого процесса. Таким образом, результатом вейвлет-преобразования одномерного сигнала является двумерное поле, демонстрирующее как частотно-локальные свойства основного сигнала, так и расположение их во временной эволюции процесса. Отсюда вытекает важнейшая особенность вейвлет-преобразования — возможность анализа временной динамики передачи энергии по различным масштабам. В настоящее время вейвлет-методы широко применяются для анализа сложных физических процессов, где использование классического фурье-анализа не может дать удовлетворительных результатов. Здесь, в первую очередь, надо отметить исследования сложных режимов атмосферной турбулентности, которые включают как каскадные процессы Ричардсона-Колмогорова, так и формирование и существование когерентных структур [Kaspersen, Krogstad, 2001; Terradellas et al., 2001], конвективных облачных систем [Yano et al., 2001a, b] стохастического режима глобального тропического циклогенеза [Sharkov, 2012]; мультимасштабного анализа в задачах распознавания структур на ИК- и оптических изображениях [Carvalho et al., 2001; Frick et al., 2001; Michielsen, De Raedt, 2001]; обнаружение наличия в стохастическом потоке тропического циклогенеза 27-дневных компонент солнечной активности [Шарков, Афонин, 2012]. Наиболее эффективно вейвлет-преобразование может быть использовано при анализе нелинейных систем, где происходят сложные частотные преобразования, включая возникновение новых частот в системе [Ghanem, Romeo, 2001]. Более детальные сведения о возможностях и методике применения вейвлет-метода и близких к нему интегрально-геометрических методов можно почерпнуть в работах [Bouman, Newell, 1998; Frick et al., 2001; Michielsen, De Raedt, 2001].

§ 2.6. ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ СИСТЕМЫ И СРЕДЫ

Природные среды, через которые происходит распространение электромагнитной энергии, и устройства, применяемые для обработки, преобразования и передачи сигналов, могут быть чрезвычайно разнообразны как по принципам внутреннего устройства и физических свойств, так и с точки зрения своих внешних характеристик. Для того чтобы получить возможность сравнивать и классифицировать такие среды и устройства, обычно формулируют понятия с использованием структурной схемы типа «чёрного ящика». Феноменология такого типа достаточно распространена при анализе систем радиофизического и радиотехнического типа [Тихонов, 1982], а также разного рода цифровых систем в компьютерной системотехнике. Физический смысл такого подхода заключается в следующем. Как бы ни различались между собой разнообразные радиотехнические и цифровые системы и устройства, в их структуре всегда можно выделить *вход*, предназначенный для подачи исходных сигналов, и *выход*, откуда преобразованные сигналы поступают для дальнейшего тематического использования. В наиболее простом случае как входной сигнал $u_i(t)$, так и выходной $u_0(t)$, часто называемый откликом системы, представляют собой одиночные функции времени. Более сложным случаем (например, в компьютерной системотехнике) может быть представление входного сигнала в виде m -мерного вектора

$$\mathbf{U}_i(t) = [u_{i1}(t), u_{i2}(t), \dots, u_{im}(t)], \quad (2.53)$$

а выходного сигнала — в виде n -мерного вектора:

$$\mathbf{U}_0(t) = [u_{01}(t), u_{02}(t), \dots, u_{0n}(t)]. \quad (2.54)$$

Следует иметь в виду, что в экспериментальной практике достаточно часто возникают ситуации, когда $n \neq m$.

Закон связи между сигналами $\mathbf{U}_i(t)$ и $\mathbf{U}_0(t)$ задаётся посредством *системного оператора* \mathbf{T} , результатом действия которого на $\mathbf{U}_i(t)$ служит сигнал $\mathbf{U}_0(t)$:

$$\mathbf{U}_0(t) = \mathbf{T} \{ \mathbf{U}_i(t) \}. \quad (2.55)$$

Системный оператор может содержать внутри себя как арифметические преобразования, и так операции дифференцирования и интегрирования в зависимости от свойств системы. Для определённости задачи следует указывать также и области допустимых входных воздействий (а также и выходных сигналов), при которых система сохраняет свои свойства. В простейшем случае речь идёт о характере входных сигналов (непрерывные или дискретные, детерминированные или случайные) и их динамическом диапазоне.

Важнейший принцип классификации систем (или природных сред) основан на том, что различные системы, вообще говоря, по-разному ведут себя при подаче на вход суммы нескольких сигналов. Если оператор системы таков, что справедливы равенства:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{T}\{ \mathbf{U}_{i1} + \mathbf{U}_{i2} \} &= \mathbf{T}\{ \mathbf{U}_{i1} \} + \mathbf{T}\{ \mathbf{U}_{i2} \}, \\ \mathbf{T}\{ \alpha \mathbf{U}_{i1}(t) \} &= \alpha \mathbf{T}\{ \mathbf{U}_{i1}(t) \}, \end{aligned} \right\} \quad (2.56)$$

где α — произвольное число, то данная система называется *линейной*. Условия (2.56) выражают фундаментальный принцип суперпозиции.

Системы (или среды), не подчиняющиеся принципу суперпозиции, называются *нелинейными*. Строго говоря, все физические системы и среды в той или иной степени нелинейны. Нетрудно понять, что нелинейность как физическое свойство значительно более общее, чем линейность. Однако существует огромный класс систем и сред, где линейные модели, которые используются для их описания, дают весьма надёжные результаты. Как показывают многочисленные исследования в этой области, линейные системы замечательны тем, что для них, по крайней мере, теоретически, можно получить решение любой задачи, связанной с преобразованием любого входного сигнала. Разумеется, одна и та же физическая система в зависимости от величины входного сигнала может функционировать и как линейная система, и как нелинейная. В качестве примера можно рассмотреть сигнал разной интенсивности при подаче его на усилитель, у которого функция отклика (системный оператор) имеет нелинейный характер (рис. 2.3). Из рассмотрения рисунка нетрудно видеть, что при малой амплитуде сигнал усиливается линейным образом, тогда как при большой интенсивности вид сигнала (и его спектральный состав) на выходе системы резко искажается.

Можно также рассмотреть простое (но, как увидим в дальнейшем, фундаментальное) чисто нелинейное преобразование $y = ax^2$. Пусть на вход такого устройства поступает чисто гармонический сигнал — $x = \cos \omega_0 t$ с одной

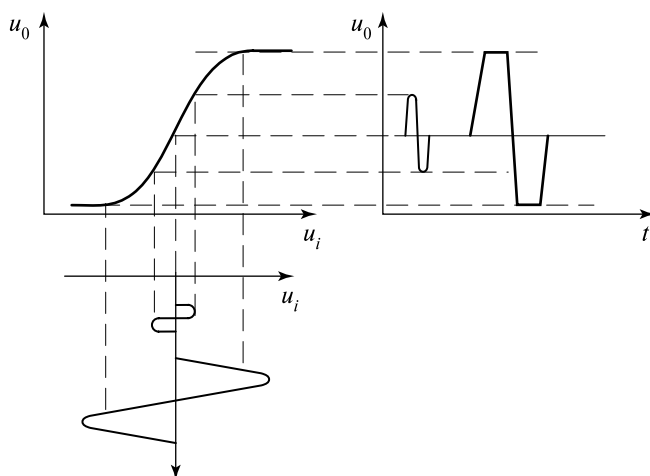


Рис. 2.3. Типичный пример амплитудной нелинейной характеристики для радиоусилителя: u_i — входной сигнал; u_o — выходной сигнал, t — время

спектральной компонентой $\omega_0 = 2\pi f_0$. Используя известные тригонометрические формулы, на выходе нелинейной системы имеем следующий сигнал: $y = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2\omega_0 t$, или, другими словами, — постоянную составляющую (нулевую частоту) и гармонический сигнал, но с удвоенной частотой. Отсюда следует, что на выходе системы исходный сигнал принципиально исказился — изменился спектральный состав, которого вообще не было в исходном сигнале. Другими словами, нелинейная система обогащает спектральный состав сигнала новыми компонентами.

Нарушение для нелинейных систем принципа суперпозиции и искажение спектрального состава, разумеется, — не единственное принципиальное различие между линейными и нелинейными системами. Так, целый ряд нелинейных систем чрезвычайно чувствителен к небольшим вариациям параметров системы и начальных условий. Небольшое их изменение может привести к принципиальным (катастрофическим) последствиям — система может приобрести принципиально иное временное поведение. Выявлению этих вопросов посвящена значительная научная литература (см., например, [Lam, 1998]). В нашем исследовании в дальнейшем будет важен именно спектральный аспект проблемы для систем, устойчивых к изменению параметров.

Рассмотрим вопрос о связи между спектрами Фурье и характеристиками системы. Допустим, что дана некоторая линейная система, описываемая обыкновенным дифференциальным уравнением n -порядка с постоянными коэффициентами:

$$a_n \frac{d^n y}{dt^n} + a_{n-1} \frac{d^{n-1} y}{dt^{n-1}} + \dots + a_1 \frac{dy}{dt} + a_0 y = x(t). \quad (2.57)$$

Применим к обеим частям уравнения преобразование Фурье

$$\dot{S}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt. \quad (2.58)$$

В правой части получится спектр функции входного сигнала $x(t)$, а при интегрировании левой части применим одну из основных формул спектрального анализа (см. прил. Б). Тогда имеем

$$\left[\sum_{k=0}^n a_k (j\omega)^k \right] \dot{S}_y = \dot{S}_x, \quad (2.59)$$

где \dot{S}_x и \dot{S}_y — соответственно спектры функций $x(t)$ и $y(t)$. Для многочлена в квадратных скобках вводят сокращённое обозначение как $\dot{Z}(j\omega)$. Таким образом, спектр выходного сигнала может быть записан как

$$\dot{S}_y(j\omega) = \frac{\dot{S}_x(j\omega)}{\dot{Z}(j\omega)}, \quad (2.60)$$

и соответственно можно записать выражение для выходного сигнала:

$$y(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\dot{S}_x(j\omega)}{\dot{Z}(j\omega)} e^{j\omega t} d\omega. \quad (2.61)$$

Эта формула даёт полное решение уравнения (2.57) по методу интеграла Фурье. При этом вводят ещё одно обозначение:

$$\dot{K}(j\omega) = \frac{1}{\dot{Z}(j\omega)}. \quad (2.62)$$

Эта величина, выражающая отношение комплексных амплитуд на выходе и на входе системы при гармоническом режиме, называют комплексной частотной характеристикой (или комплексным коэффициентом передачи системы). Формулу (2.60) можно записать в виде:

$$\dot{S}_y(j\omega) = \dot{K}(j\omega)\dot{S}_x(j\omega). \quad (2.63)$$

Важно здесь то, что в практическом плане коэффициент передачи может быть достаточно просто получен в большинстве случаев при помощи комплексного закона Ома и правил Кирхгофа для разветвлённых электрических цепей.

Используя теорему о произведении спектров (см. прил. Б), можем получить значение выходного сигнала в форме интеграла свёртки (интеграл Дюамеля)

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)h(t - \tau) d\tau, \quad (2.64)$$

где $h(t)$ — фурье-образ частотной характеристики системы, получившей название импульсной характеристики (импульсной реакции) системы или, другими словами, реакции системы на входной сигнал в виде дельта-импульса. Большим достоинством метода анализа, основанного на интеграле Дюамеля, является то, что после определения импульсной характеристики системы дальнейшие этапы решения сводятся к полностью формализованным процедурам.

Выше были изложены методы, позволяющие решать любые задачи, связанные с прохождением детерминированных сигналов через линейные системы. Ниже рассмотрим способы перенесения этих методов в статистическую область для стохастических сигналов. Пока нас будут интересовать чисто энергетические соотношения. В этом случае, вспомнив соотношение между спектром Винера и текущим спектром Фурье (2.32), можем сразу получить полное решение поставленной задачи в рамках корреляционного подхода, а именно энергетический спектр выходного случайного сигнала связан с аналогичным спектром сигнала на входе с помощью соотношения:

$$G_0(\omega) = \left| \dot{K}(j\omega) \right|^2 G_i(\omega), \quad (2.65)$$

а функция корреляции на выходе системы $B_y(\tau)$ в соответствии с соотношением (2.23) будет равна

$$B_y(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} G_x(\omega) \left| \dot{K}(j\omega) \right|^2 e^{j\omega\tau} d\omega. \quad (2.66)$$

Используя соотношение (2.27), можно найти выражение для дисперсии (или энергии флуктуационной части) выходного сигнала:

$$\sigma_y^2 = B_y(0) = \int_0^{\infty} G_x(\omega) \left| \dot{K}(j\omega) \right|^2 d\omega. \quad (2.67)$$

Что касается плотностей распределения, то нормальные процессы обладают замечательным свойством «устойчивости» по отношению к линейным (но не к нелинейным) преобразованиям. Более того, линейным системам присуще удивительное свойство нормализации выходного случайного сигнала после прохождения через линейное устройство входного ненормального (негауссовского) процесса при естественном условии, что время корреляции входного процесса существенно меньше, чем постоянная времени линейной инерционной цепи.

Ниже рассмотрим важный пример инерционной интегрирующей линейной системы, часто используемой в практических применениях, в частности, при выделении малого постоянного значения сигнала на фоне мощного шума.

Фильтр низких частот (ФНЧ). Экспериментально ФНЧ конструируется в виде цепочки сопротивления и конденсатора (рис. 2.4а). С учётом комплексного закона Ома можно получить выражение для комплексного коэффициента передачи цепи:

$$\dot{K}(j\omega) = \frac{u_0(t)}{u_i(t)} = \frac{1}{1 + j\omega CR}, \quad (2.68)$$

и соответственно коэффициент передачи по мощности

$$\left| \dot{K}(j\omega) \right|^2 = \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (2.69)$$

где τ — постоянная цепи, выражаемая в секундах, $\tau = RC$. При этом нетрудно видеть, максимум коэффициента передачи, равный единице, будет расположен на постоянном токе (нулевая частота), и затем, по мере роста частоты, коэффициент передачи быстро падает и соответственно подавляет исходные высокочастотные компоненты (рис. 2.4б). Именно поэтому данная цепочка получила своё название. Представим себе, что на входе цепи имеется сильный флуктуационный шум $\xi(t)$ с малым постоянным уровнем ξ_0 сигнала, который и надо выделить и затем зарегистрировать (рис. 2.4в). Спектральные характеристики входного сигнала можно записать в следующем, несколько упрощённом виде (рис. 2.4г)

$$G_i(\omega) = \delta(\omega - 0) \xi_0^2 + G_{0i}, \quad (2.70)$$

и соответственно полная мощность на входе цепи будет состоять из мощности постоянной составляющей и мощности флуктуационной компоненты:

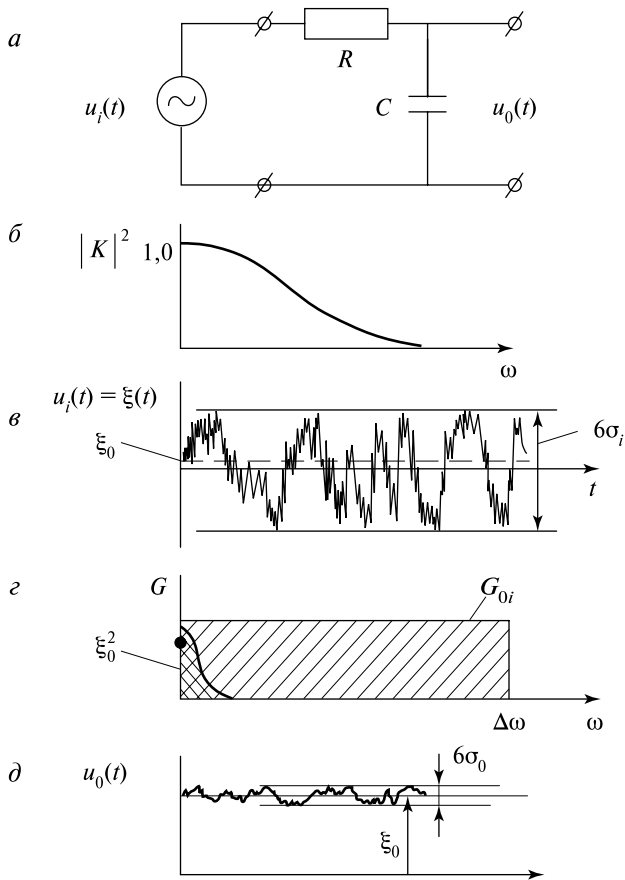


Рис. 2.4. Схематическое представление прохождения сигнала через фильтр низких частот (ФНЧ): *a* — блок-схема ФНЧ; *b* — коэффициент передачи по мощности ФНЧ; *в* — временная регистраграмма входного сигнала (нормальное распределение); ξ_0 — статистическое среднее; σ_i — среднеквадратическое отклонение (СКО) входного сигнала; *г* — спектры Винера входного и выходного сигналов; *д* — временная регистраграмма выходного сигнала; σ_o — СКО выходного сигнала

$$B_i(0) = \xi_0^2 + \sigma_i^2 = \xi_0^2 + G_{0i} \Delta\omega. \tag{2.71}$$

Поскольку коэффициент передачи цепи по постоянному току равен единице, то постоянная компонента входного сигнала останется без изменения. Однако с флуктуационной компонентой произойдут качественные изменения. Если на входе имеется широкополосная шумовая компонента с коэффициентом корреляции вида (2.41) и временем корреляции $\tau_k = 1/4\Delta f$, то на выходе линейной инерционной системы спектральные характеристики сигнала могут быть описаны, как нетрудно видеть, спектром лоренцевского типа

(2.44) и корреляционными свойствами, определяемыми выражением (2.43), т. е. спадающей экспонентой, и со временем корреляции, равным постоянной интегрирования цепочки $\tau_k = RC$, что, собственно говоря, и следовало ожидать. Величину дисперсии выходного сигнала можно найти, используя соотношение (2.67), подставив туда значения коэффициента передачи по мощности (2.69). Итак, с использованием значения известного интеграла имеем:

$$\sigma_y^2 = G_{0i} \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{1 + \omega^2 \tau^2} = \frac{G_{0i}}{\tau} \frac{\pi}{2} = G_{0i} \Delta\Omega, \quad (2.72)$$

где под $\Delta\Omega$ понимается эффективная полоса пропускания ФНЧ, которая соответственно может быть переписана как $\Delta F = 1/4RC = 1/4\tau$. Как и следовало ожидать, дисперсия шумовой компоненты выходного сигнала резко уменьшилась, поскольку при этом сократилась полоса частот, эффективно пропускаемая цепью (см. рис. 2.4з, д). Эффективность выделения постоянной составляющей ФНЧ может быть оценена естественным образом как соотношение дисперсий шумовых компонент на выходе и входе цепи или чаще при такой оценке используется отношение среднеквадратических отклонений (СКО):

$$\frac{\sigma_0}{\sigma_i} = \sqrt{\frac{\Delta\Omega}{\Delta\omega}} = \frac{1}{2\sqrt{\Delta f \cdot \tau}}. \quad (2.73)$$

Графически это наглядно видно из сопоставления шумовых «дорожек» сигнала на входе системы (см. рис. 2.4е) и на выходе (см. рис. 2.4д) по правилу «трёх сигм». Таким образом, эффективность выделения постоянной составляющей определяется отношением шумовых полос входного и выходного сигналов и временем накопления сигнала. В зависимости от физических особенностей наблюдения время накопления может колебаться в очень широких пределах — от десятых долей секунды до суток. Как мы скоро увидим, указанный фильтр является непременным участником обработки шумового сигнала в микроволновых системах приёма излучения.

В настоящее время рассмотренную операцию обычно выполняют непосредственно при помощи компьютерных процедур.

§ 2.7. НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ

Нелинейные преобразования, и, в первую очередь, квадратичное преобразование, играют фундаментальную роль в процессе измерения интенсивности стохастического сигнала. Дело в том, что никакими мыслимыми комбинациями линейных систем и цепей невозможно сформировать процедуру измерения спектральной мощности шумового сигнала (более детально этот вопрос рассмотрен ниже в § 2.8). Квадратичное преобразование шумового сигнала

ла происходит везде, где необходимо измерить мощность флуктуационного сигнала. Это в равной степени относится к приёмникам электромагнитного флуктуационного излучения в оптическом, ИК- и радиодиапазонах, как например, сетчатка человеческого глаза, фотоприборы, ИК- и микроволновые радиометры.

При анализе преобразования случайных процессов нелинейными системами задача ставится следующим образом: предполагая известными параметры системы и статистические характеристики входного процесса $\xi(t)$, требуется найти статистические характеристики преобразованного процесса на выходе $\eta(t)$. Как уже отмечалось, нелинейное преобразование резко меняет как внешний временной облик исходного сигнала, так и его спектральное наполнение, и, следовательно, изменяются как плотности распределения, так и функция корреляции и спектральная плотность исходного сигнала. В целом общая задача преобразования случайных сигналов нелинейными системами является очень сложной, однако, находясь в рамках спектрально-корреляционного подхода, можно получить определённые результаты.

Положим, что η — случайная величина, связанная с ξ однозначной функциональной зависимостью вида $y = f(x)$. Поскольку случайные величины связаны однозначной детерминированной зависимостью, то можно полагать следующее: из факта, что ξ заключено в достаточно малом интервале $[\xi_0, \xi_0 + d\xi]$, достоверно следует, что величина η будет находиться в интервале $[\eta_0, \eta_0 + d\eta]$, где $\eta_0 = f(\xi_0)$. Отсюда следует, что вероятности этих двух событий равны (свойство инвариантности дифференциала вероятности): $p(\xi) d\xi = p(\eta) d\eta$ (модуль появился в выражении вследствие того, что плотность вероятности не может быть отрицательной величиной). Таким образом, плотность вероятности преобразованного сигнала будет равна:

$$p_1(\eta) = p_1(\xi) \left| \frac{d\xi}{d\eta} \right| = p_1 \{ g(\eta) \} \left| \frac{dg}{d\eta} \right|, \quad (2.74)$$

где $g(y) = x$ функция, обратная $f(x) = y$.

Если функциональная связь между величинами y и x неоднозначна, так что имеется несколько обратных функций (как, например, в случае преобразования $y = ax^2$), то выражение (2.74) обобщается следующим образом:

$$p_1(\eta) = \sum_{i=1}^N p_1(\xi_i) \left| \frac{d\xi_i}{d\eta} \right|, \quad (2.75)$$

где N — число обратных ветвей.

Используя аналогичные вероятностные построения, а именно, свойство инвариантности дифференциала вероятности, для двумерной плотности вероятности $p(\xi_1, \xi_2)$ можно получить следующее выражение:

$$p_2(\eta_1, \eta_2) = p_2 \{ g_1(\eta_1, \eta_2); g_2(\eta_1, \eta_2) \} \left| D_2 \right|, \quad (2.76)$$

где D_2 — якобиан преобразования от случайных величин ξ_1, ξ_2 к случайным величинам η_1, η_2 :

$$D_2 = \frac{\partial(\xi_1, \xi_2)}{\partial(\eta_1, \eta_2)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial \xi_1}{\partial \eta_1} & \frac{\partial \xi_1}{\partial \eta_2} \\ \frac{\partial \xi_2}{\partial \eta_1} & \frac{\partial \xi_2}{\partial \eta_2} \end{vmatrix}. \quad (2.77)$$

Если рассматривать простой случай безынерционного (без внутренних временных задержек) преобразования, т. е. отсутствия перекрёстных связей между ξ_1 и η_2 и ξ_2 и η_1 , то якобиан распадется на произведение производных.

И, наконец, в соответствии с основными определениями теории вероятности будем иметь выражения для математического ожидания и второго смешанного момента (функции корреляции) преобразованного процесса:

$$M_1(\eta) = \int_{-\infty}^{\infty} \eta p_1(\eta) d\eta = \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) p_1(\xi) d\xi, \quad (2.78)$$

$$\begin{aligned} M_2(\eta_1, \eta_2) &= B(\eta_1, \eta_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \eta_1 \eta_2 p_2(\eta_1, \eta_2) d\eta_1 d\eta_2 = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi_1) f(\xi_2) p_2(\xi_1, \xi_2) d\xi_1 d\xi_2. \end{aligned} \quad (2.79)$$

Далее, воспользовавшись основным соотношением (2.24), можно перейти к спектральным характеристикам преобразованного сигнала.

Рассмотрим ниже важный пример безынерционного квадратичного преобразования $y = ax^2$ ($a = 1$), когда на вход цепи действует нормальный стационарный шумовой сигнал со средним значением m , равным нулю. Схематически весь процесс преобразования временных и вероятностных характеристик представлен на рис. 2.5. Поскольку функция для исследуемого преобразования двузвучна, то, воспользовавшись соотношением (2.75), имеем для плотности преобразованного сигнала следующее общее выражение:

$$p_1(\eta) = \begin{cases} \frac{p_1(\sqrt{\eta}) + p_1(-\sqrt{\eta})}{2\sqrt{\eta}} & \eta \geq 0, \\ 0 & \eta < 0 \end{cases} \quad (2.80)$$

и при $m = 0$ получим:

$$p_1(\eta) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2 y}} \exp\left(-\frac{y}{2\sigma^2}\right) & \eta \geq 0, \\ 0 & \eta < 0. \end{cases} \quad (2.81)$$

Из рассмотрения (2.81) и рис. 2.5б, в видно, что временной характер преобразованного сигнала в корне изменился — значения сигнала только поло-

жительные; амплитудные зависимости по отношению к исходному сигналу также резко исказились — значения сигнала с малыми амплитудами в значительной степени подавлены, а значения сигнала с большими амплитудами приобрели вид резких пиков. И, самое главное, при квадратичном преобразовании шумового сигнала появилась постоянная составляющая, которая и несёт основную информацию о мощности исходного шумового сигнала. Все сказанное заложено в амплитудной зависимости плотности распределения преобразованного сигнала (см. рис. 2.5в). Отметим, что необходимая для плотностей распределений нормировка в (2.81) соблюдена, т. е. с использованием определённых интегралов [Градштейн, Рыжик, 1963] имеем:

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_0^{\infty} \frac{\exp\left\{-\frac{y}{2\sigma^2}\right\}}{\sqrt{y}} dy = 1. \quad (2.82)$$

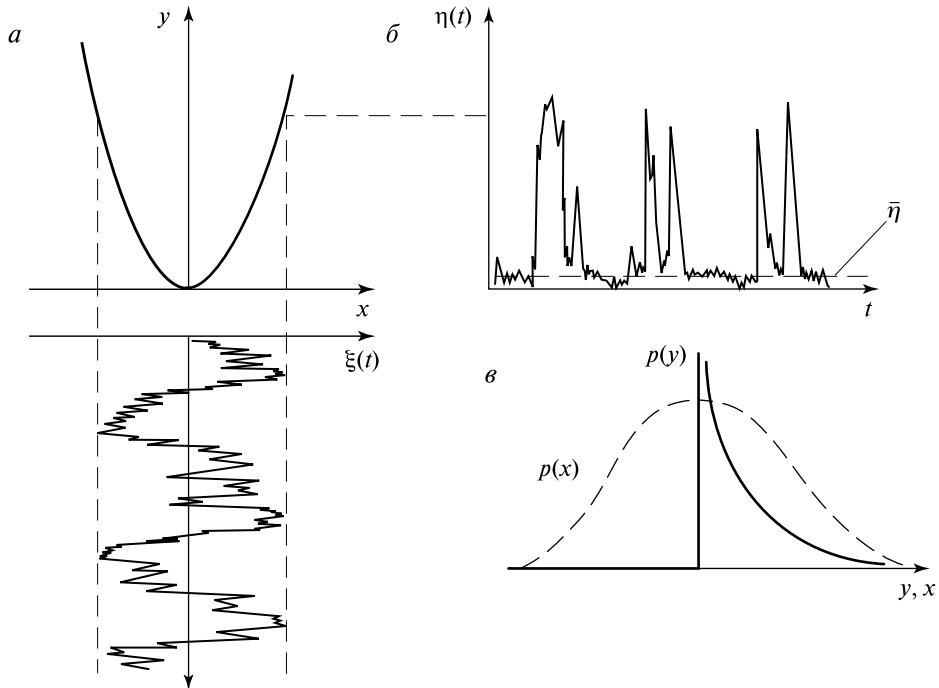


Рис. 2.5. Схематическое представление прохождения стохастического сигнала с нормальным распределением через схему квадратичного детектирования: *a* — квадратичное преобразование и временная регистраграмма входного сигнала; *б* — временная регистраграмма выходного сигнала; *в* — плотности распределения входного сигнала (с нормальным распределением) и выходного сигнала (после квадратичного преобразования)

Для выявления среднего значения выходного сигнала используем выражение (2.78) и значения определённых интегралов [Градштейн, Рыжик, 1963]. После небольших вычислений получаем важный результат, которым будем в дальнейшем неоднократно пользоваться:

$$M_1(\eta) = \bar{\eta} = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_x^2}} \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right] dx = \sigma_{\xi}^2, \quad (2.83)$$

а, именно, среднее значение (на нулевой частоте) преобразованного сигнала в точности равно полной мощности входного шумового сигнала.

Однако, помимо чисто амплитудных характеристик, для целого ряда применений необходимо знать и детальные спектральные свойства преобразованного сигнала. Для этого следует уточнить спектральный характер исходного сигнала. Будем считать, что входной сигнал представляет собой узкополосный нормальный процесс со спектрально-корреляционными свойствами, представленными соотношениями (2.45) и (2.46), а двумерная плотность распределения определяется как (2.12). В этом случае функция корреляции выходного преобразованного сигнала запишется в виде следующего интеграла:

$$B(\tau)_{\eta} = \frac{1}{2\pi\sigma^2\sqrt{1-R^2(\tau)}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x_1^2 x_2^2 \exp\left\{-\frac{x_1^2 + x_2^2 - 2Rx_1x_2}{2\sigma^2(1-R^2)}\right\} dx_1 dx_2. \quad (2.84)$$

Интеграл достаточно сложен. Однако существует весьма изящная (и нетривиальная) подстановка, позволяющая достаточно быстро преобразовать интеграл к удобной форме. Заменяя $R(\tau) = \cos\alpha$ (так как $-1 < R(\tau) < 1$, то $0 < \alpha < \pi$), а также делая следующую подстановку:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \sigma r \cos\left(\frac{\alpha}{2} + \varphi\right), \\ x_2 &= \sigma r \cos\left(\frac{\alpha}{2} - \varphi\right), \end{aligned} \right\} \quad (2.85)$$

имеем с помощью якобиана преобразования координат

$$\left. \begin{aligned} dx_1 dx_2 &= D_2 dr d\varphi = \sigma \sin\alpha \cdot r dr d\varphi, \\ \frac{x_1^2 + x_2^2 - 2Rx_1x_2}{\sigma^2(1-R^2)} &= r^2. \end{aligned} \right\} \quad (2.86)$$

В этом случае переменные интегрирования разделяются, и исходный интеграл имеет следующий вид:

$$B_{\eta}(\tau) = \frac{\sigma^4}{\pi} \int_0^{\infty} r^5 e^{-r^2/2} dr \int_0^{\pi} \cos^2\left(\frac{\alpha}{2} + \varphi\right) \cos^2\left(\frac{\alpha}{2} - \varphi\right) d\varphi; \quad (2.87)$$

в окончательной форме выражение для функции корреляции преобразованного процесса приобретает следующую изящную форму:

$$B_{\eta}(\tau) = \sigma^4(1 + 2R^2(\tau)). \quad (2.88)$$

Из этого выражения следует ряд важных выводов. Подставив в (2.88) значение $\tau = 0$, имеем выражение для полной мощности преобразованного сигнала:

$$B_{\eta}(0) = 3\sigma^4 = 3(\bar{\eta})^2, \quad (2.89)$$

и при этом мощность флуктуационной компоненты (дисперсия преобразованного сигнала) равна

$$\sigma_{\eta}^2 = B_{\eta}(0) - B_{\eta}(\infty) = 2\sigma^4 = 2(\bar{\eta})^2. \quad (2.90)$$

Интересно также отметить, что если исходный сигнал обладает корреляционными свойствами в виде симметричной функции, т. е. $R(\tau) = A(\tau) \cos \omega_0 \tau$, то функция корреляции преобразованного сигнала (2.88) примет следующий вид:

$$B_{\eta}(\tau) = \sigma^4 \left[1 + A^2(\tau) + A^2(\tau) \cos 2\omega_0 \tau \right]. \quad (2.91)$$

Отсюда видно, что, кроме постоянной составляющей, имеется две полосы — низкочастотная, приуроченная к постоянному току (нулевая частота), и высокочастотная полоса, отнесённая к частоте $2\omega_0$. Интересно отметить, что из (2.91) непосредственно следует, что интенсивности шумовых полос и значение постоянной составляющей преобразованного сигнала равны. Это следствие симметрии исходной задачи. Однако полная картина распределения спектральной плотности может быть получена лишь после выполнения соответствующего фурье-преобразования (2.24) и (2.26).

Используя выражение для функции корреляции для узкополосного входного шумового сигнала (2.46) и выражения для определённых интегралов [Градштейн, Рыжик, 1963] и для дельта-функции (см. прил. Б, формула (Б11)), после некоторых преобразований получим выражение для спектральной плотности шумового преобразованного сигнала:

$$G_{\eta}(\omega) = \sigma^4 \left\{ \begin{array}{l} \delta(\omega - 0) + \frac{2}{(2\Delta\omega)^2} (2\Delta\omega - \omega) + \\ + \frac{1}{(2\Delta\omega)^2} [(2\Delta\omega - 2\omega_0 + \omega) + (2\Delta\omega - 2\omega_0 - \omega)] \end{array} \right\}. \quad (2.92)$$

Отметим, во-первых, что под $\Delta\omega$, как и в (2.46), понимается половина полной полосы входного шумового сигнала. Во-вторых, разные члены выражения (2.92) имеют разные области существования — второй член справедлив при $2\Delta\omega > \omega > 0$, третий член — при $2\omega_0 - 2\Delta\omega < \omega < 2\omega_0$, а четвёртый член — при $2\omega_0 < \omega < 2\omega_0 + 2\Delta\omega$. Полученный результат (графически он представлен на рис. 2.6) является принципиально важным.

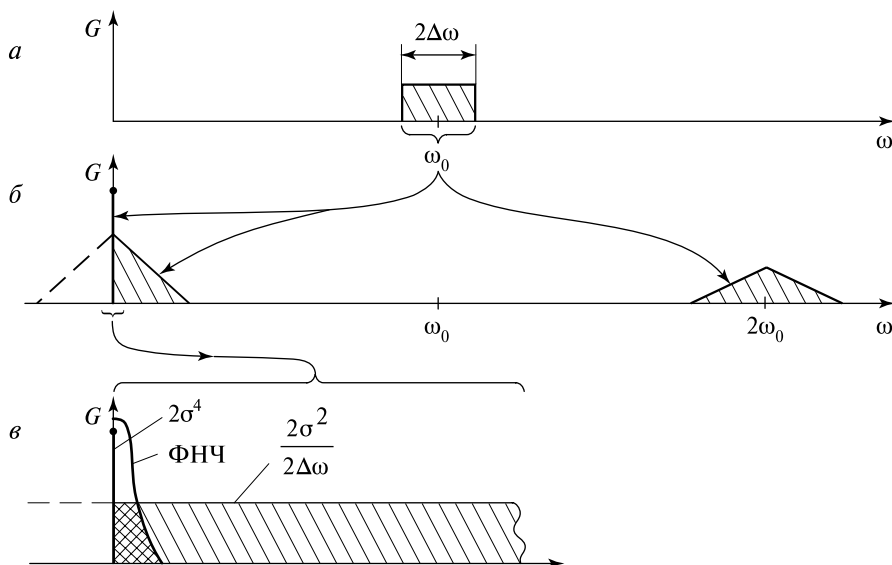


Рис. 2.6. Преобразование узкополосного спектра при помощи квадратичного детектирования. Спектр Винера: *a* — входного сигнала; *б* — преобразованного сигнала; *в* — преобразованного сигнала после прохождения ФНЧ (см. объяснения в тексте)

Физическая суть квадратичного преобразования полосового шума заключается в том, что вместо одиночной полосы, приуроченной к частоте ω_0 , спектральная плотность выходного сигнала состоит из трёх компонент — компоненты на нулевой частоте и равной интенсивности исходного шумового процесса; спектра треугольного типа, приуроченного к нулевой частоте, и спектра в виде равностороннего треугольника, приуроченного к частоте $2\omega_0$.

Важно отметить, что полностью отсутствуют спектральные компоненты, приуроченные к частоте ω_0 . Если компонента на нулевой частоте несёт полезную информацию, а именно, о величине интенсивности шума входного сигнала, то две другие являются в известном смысле «паразитными» и отвечают за интенсивность шума выходного сигнала и, подчеркнём, явно негауссовского типа (см. (2.81)). Все эти особенности играют важную роль в процессе измерения интенсивности исходного шумового сигнала.

§ 2.8. ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ШУМОВОГО СИГНАЛА

Рассмотрим важнейший вопрос об экспериментальной методике измерения мощности шумового сигнала. Для определённости будем считать, что исходный сигнал электромагнитной природы (например, шумовое напряжение). Хотя это, разумеется, совершенно не обязательно — сигнал может быть лю-

бой физической природы. Рассмотренная ниже методология остаётся той же самой. Исходный сигнал считается стационарным и эргодическим. В связи с этим можно воспользоваться важным соотношением для стационарных, эргодических процессов, определяющих мощность в ограниченной полосе частот. Используя комбинацию соотношений (2.15) и (2.27), имеем

$$\int_{\omega_1}^{\omega_2} G(\omega) d\omega = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \xi^2(t) dt. \quad (2.93)$$

Применив известную теорему о среднем для интеграла в левой части равенства, имеем выражение для оценки значения спектральной плотности $\hat{G}(\omega_i)$ внутри частотного диапазона $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ на частоте ω_i и при ограниченном времени наблюдения T :

$$\hat{G}(\omega_i) = \frac{1}{\Delta\omega} \left[\frac{1}{T} \int_0^T \xi^2(t) dt \right]. \quad (2.94)$$

Отсюда следует, что экспериментальная оценка спектральной плотности шумового сигнала любой физической природы будет состоять из трёх важнейших элементов:

- линейная фильтрация, параметры которой задаются физическими особенностями исследуемой задачи;
- нелинейное квадратичное преобразование сигнала;
- временное усреднение (или накопление сигнала), предназначенное для выделения постоянной составляющей преобразованного сигнала, значение которой пропорционально мощности исходного анализируемого сигнала.

На рис. 2.7 изображено схематизированное представление электрического аналога указанной процедуры без накопления сигнала (см. рис. 2.7а) и с накоплением (см. рис. 2.7б). На вход системы подаётся шумовой сигнал (шумовое напряжение), принятый, например, некоторой антенной системой. Затем он подвергается значительному усилению (поскольку чаще всего сигнал бывает достаточно «слаб» для дальнейшей обработки) и частотной фильтрации в соответствии с поставленной физической задачей. Затем усиленный и отфильтрованный сигнал подаётся на квадратичное устройство, которое часто называют квадратичным детектором. Это устройство обладает замечательным свойством — ток на выходе устройства пропорционален квадрату напряжения на его входе (см. рис. 2.7а). Таким образом, на выходном, как говорят, нагрузочном сопротивлении будет развиваться напряжение (напомним, само тоже флуктуационное), пропорциональное квадрату исходного шумового напряжения, т. е. $V(t) = \beta U^2(t)$, где в постоянную β будут включены все линейные элементы преобразования, усиления и фильтрации. Как уже отмечалось,

Учитывая значение низкочастотной компоненты на постоянном токе (2.92), эффективную полосу пропускания фильтра (2.72), получим выражение для постоянной составляющей и дисперсии остаточных шумов на выходе фильтра НЧ:

$$\overline{V_F^2} = \beta^2 \sigma^4 + 2\beta^2 \frac{\sigma^4}{(2\Delta\omega)} \Delta\Omega. \quad (2.96)$$

Эффективность такой схемы измерения спектральной интенсивности может быть оценена как отношение шум/сигнал (N/S), определяемая как корень квадратный из отношения величины остаточных шумов к полезному сигналу — постоянной составляющей:

$$\frac{N}{S} = \sqrt{\frac{\sigma_F^2}{\overline{V_F^2}}} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{\Delta\Omega}{2\Delta\omega}} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{\Delta F}{2\Delta f}}. \quad (2.97)$$

Принципиальным здесь является то, что эффективность схемы определяется только соотношением частотных полос исходного сигнала и выходного фильтра. Также следует отметить, что ввиду существенного различия в значениях частотных полос происходит резкая «нормализация» выходного процесса, и он представляет собой практически чистый гауссов процесс. Экспериментальная временная запись такого нормализованного после низкочастотного фильтра процесса представлена ранее на рис. 2.2б. Отметим также, что сравнительно простыми методами и средствами удаётся получить значительный выигрыш в соотношении сигнал/шум при измерении спектральной плотности. Так, в ряде микроволновых наблюдений характерными являются следующие значения частотных полос: $\Delta F = 0,1 \dots 1$ Гц, $2\Delta f = 10^8 \dots 10^9$ Гц, и, следовательно, выигрыш в соотношении сигнал/шум может составить четыре-пять порядков, тогда как без низкочастотной фильтрации это соотношение составляло бы $1/\sqrt{2}$.

Рассмотренная схема измерения спектральной плотности случайного сигнала используется чрезвычайно широко для нахождения как флуктуационного электромагнитного излучения, так и стохастических процессов другой физической природы. Различным аспектам подобного сорта исследовательских процедур посвящена достаточно богатая литература, особенно в радиофизической области. Материалы, изложенные в данной главе, в первую очередь будут применимы к изучению физических основ формирования собственного излучения и к рассмотрению способов и методов приёма флуктуационного сигнала (см. гл. 3–6), а также они будут использоваться при анализе и интерпретации данных дистанционного микроволнового зондирования.

Глава 3

Микроволновые радиометры: функции, схемы построения, характеристики

Цель настоящей главы — рассмотреть основные методы и схемы измерения естественного электромагнитного флуктуационного излучения. Далее с использованием метода эквивалентных схем вводятся важнейшие понятия яркостных и шумовых температур, которые широко используются в теории и практике пассивного микроволнового дистанционного наблюдения. Детально рассмотрены функции и характеристики элементов пассивного дистанционного устройства, а также обсуждены основные схемы построения микроволновых радиометров и методология измерения их основных частотных и энергетических характеристик — флуктуационный порог чувствительности, формы амплитудно-частотных характеристик, радиометрические и энергетические полосы пропускания приёмных систем. Рассмотрен также вопрос о предельной чувствительности микроволнового радиометра.

§ 3.1. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ПАССИВНЫХ МИКРОВОЛНОВЫХ УСТРОЙСТВ

Как уже отмечалось выше, процедура, предназначенная для экспериментального измерения спектральной плотности стохастического сигнала любой физической природы, в том числе и флуктуирующего электромагнитного поля, будет состоять из трёх важнейших элементов:

- линейная частотная фильтрация, параметры которой задаются физическими особенностями исследуемой задачи;
- нелинейное квадратичное преобразование сигнала;
- временное накопление сигнала, предназначенное для выделения постоянной составляющей преобразованного сигнала, значение которой пропорционально мощности исходного анализируемого сигнала.

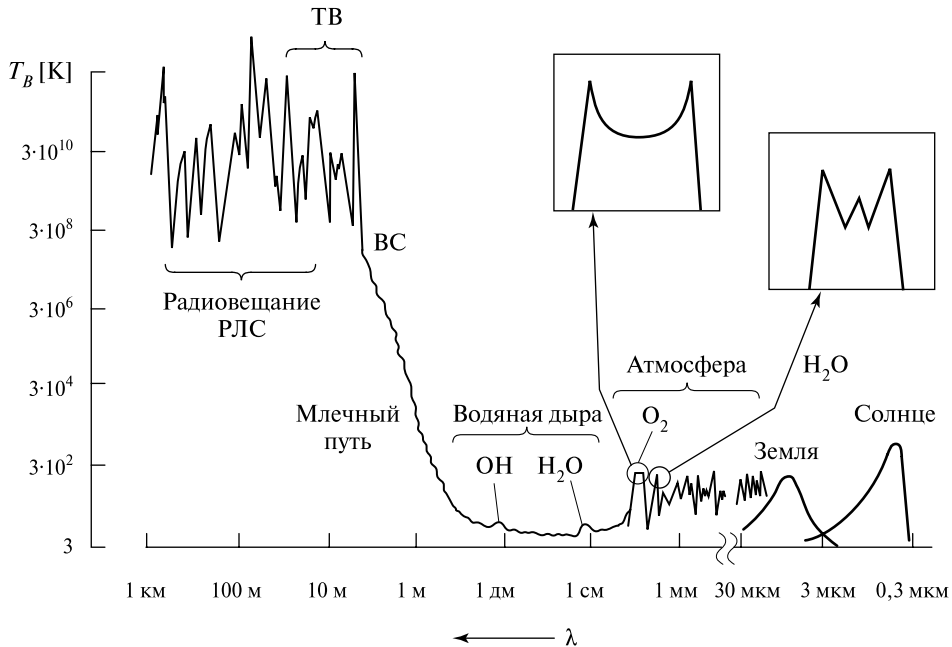


Рис. 3.1. Качественная картина крупномасштабного спектра (в единицах радиояростной температуры — градусах Кельвина [K]) электромагнитного излучения от природных сред и космических источников: OH — излучение молекул гидроксила в космических источниках (в полосе частот 18 см); H₂O — излучение молекул воды в космических источниках и паров воды в земной атмосфере (в линиях 1,35 см и 1,63 мм); O₂ — излучение молекул кислорода в земной атмосфере (в 5-мм полосе); ТВ — телевидение; ВС — радиоизлучение возмущённого Солнца

Остановимся, в первую очередь, на рассмотрении первого элемента измерительной процедуры. Окружающее нас физическое пространство обладает огромным разнообразием форм спектров собственного излучения, начиная от почти «белого» шума до сложнейших форм спектров излучения газовых сред. При этом не только интенсивность шумового сигнала, а чаще всего именно форма спектра (как иногда говорят, форма линии) несут полезную физическую информацию. Для того чтобы представить себе качественную картину собственного теплового излучения, а также искусственных электромагнитных излучений, окружающих человека (см. рис. 1.2), обратимся к рис. 3.1, где в температурной яркостной шкале (см. ниже) показаны спектры электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн — от оптического до километрового. Если двигаться от оптических частот в более длинноволновые диапазоны, то здесь, в первую очередь, следует отметить чёрнотельное излучение ближайшей к Земле звезды — Солнца, вследствие излучения которой и существует биологическая жизнь на нашей планете. Затем следует почти чёрнотельное излучение нашей собственной планеты — Земли, и далее

почти весь диапазон ИК-излучения, вплоть до длины волны 1 см, занимает собственное излучение газов атмосферы Земли в виде огромного числа резко обострённых спектров (по существу, своеобразный частокол линий). Форма этих линий обусловлена квантовым характером поглощения электромагнитной энергии в газовой среде, а также зависит от соотношения вкладов в интенсивность излучения вертикальных профилей температуры и концентрации соответствующего газа. В связи с этим форма конкретной линии может быть весьма своеобразна. Так, на вставках рис. 3.1 приведены формы сильных линий поглощения атмосферного кислорода (их насчитывается в диапазоне 55...65 ГГц около 100 индивидуальных линий), слившихся в мощную единую линию в виде «двузубца». Форма линии кислорода в диапазоне 118 ГГц напоминает форму башни московского Кремля. Все тонкие особенности форм таких линий играют важную роль при восстановлении физических параметров газовой среды, и поэтому не должны быть «потеряны» при осуществлении приёма и обработки исходного сигнала.

В сантиметровых и дециметровых диапазонах длин волн имеет место своеобразный минимум общего излучения, который получил название у радиоастрономов «водяная дыра» в связи с тем, что в этом диапазоне располагаются достаточно слабые (но очень важные в научном отношении) линии поглощения водяного пара (длина волны 1,35 см) и гидроксила (ОН) (длина волны 18 см). Именно в этом диапазоне проводились в течение длительного времени наземные радиоастрономические исследования, в том числе и радиоастрономические поиски внеземных цивилизаций.

Начиная с диапазона длинных дециметровых волн шумовой электромагнитный фон резко усиливается из-за сильного радиоизлучения Солнца и излучения нашей Галактики (Млечный путь). Излучение имеет сильные пространственную анизотропию и суточные вариации и тем самым значительно затрудняются радиотепловые исследования поверхности Земли.

Как уже отмечалось, метровый, декаметровый и более длинноволновый диапазоны насыщены огромным числом искусственных излучений, которые в подавляющем большинстве случаев можно рассматривать как квазихаотические с очень сложными законами распределения амплитудных флуктуаций. Разумеется, к ним тоже можно применить статистические методы, которые рассматривались в гл. 2, и, например, оценить интенсивность квазихаотического излучения. Выполненные оценки демонстрируют поразительные результаты — интенсивность искусственных источников электромагнитного излучения в миллионы раз сильнее (в сопоставимых единицах), чем излучение Солнца в оптическом диапазоне. Искусственные излучения отличаются сильной пространственно-временной изменчивостью, и дать законченную спектральную картину этих излучений практически невозможно.

Из этого качественного обзора нетрудно понять принципиальную важность для решения дистанционных задач процедуры первичной фильтрации исходного сигнала. Ввиду огромного разнообразия частотных форм естественных излучений весь спектр естественных электромагнитных излучений обычно разделяют на два крупных класса излучений — крупномасштабная

часть сплошного спектра и спектр узкополосных линий поглощения. Соответственно радиометрические приёмные устройства с этой точки зрения разделяются на два крупных класса — радиометрические приёмные устройства с достаточно широкой полосой приёма (эти устройства называются радиометрами сплошного спектра) и многоканальные радиометры-спектрометры, предназначенные для исследования узкополосных излучений (линий излучений). Разумеется, это разделение достаточно условно. В последнее время появились радиометрические системы комбинированного типа, предназначенные для исследования как крупномасштабных частотных особенностей сплошного спектра, так и линий излучения, «встроенных» в фундамент сплошного спектра. Показательным примером такой системы может служить радиотепловой комплекс МТВЗА (микроволновый сканирующий радиометр температурного и влажностного зондирования атмосферы), предназначенный для работы на российском ИСЗ «Метеор-3М». С другой стороны, многоканальные радиометры сплошного спектра, несомненно, приобретают черты, свойственные спектральным приборам. Примером такой системы может служить радиотепловой комплекс AMSR (Advanced Microwave Scanning Radiometer), успешно работавший на космических аппаратах ADEOS-2 (Японское космическое агентство) и Aqua (NASA).

В соответствии со спектрально-корреляционным подходом принципиальная схема радиометрического приёмного комплекса может быть осуществлена в двух видах: а) как аналоговая многоканальная фильтровая система (фильтровой анализатор) и б) как автокорреляционный приёмник, обеспечивающий формирование автокорреляционной функции измеряемого процесса с последующей фурье-трансформацией в его частотный спектр (рис. 3.2а, б). Принципиальная схема аналоговой фильтровой усилительной системы и положение фильтрующих узкополосных каналов представлены на рис. 3.2а, в. Поскольку в подавляющем большинстве случаев в измерительной практике исходный (внешний) сигнал слишком слаб для специализированной обработки, для решения физических задач сигнал в соответствующем (рабочем) диапазоне частот подвергается значительному усилению при помощи специализированных широкополосных усилителей. Далее производится многоканальная узкополосная фильтрация в рабочей полосе частот при помощи определённого числа узкополосных фильтров (рис. 3.2в). Их количество и расположение в рабочей полосе частот определяется как особенностями физической задачи, так и тактико-техническими требованиями, предъявляемыми к измерительному бортовому комплексу. Если для восстановления атмосферных параметров в тропосфере космические радиотепловые комплексы обычно имеют от трёх до десяти узкополосных каналов, то для радиоастрономических наземных комплексов число каналов достигает 1024 и более. Далее в каждом канале производится квадратичное преобразование и низкочастотная фильтрация. Дальнейшее накопление, регистрация, хранение и представление конечной информации обычно производится в специализированных цифровых блоках на базе компьютеров. В оптике аналогичные типы многоканальных приборов получили название полихроматоров.

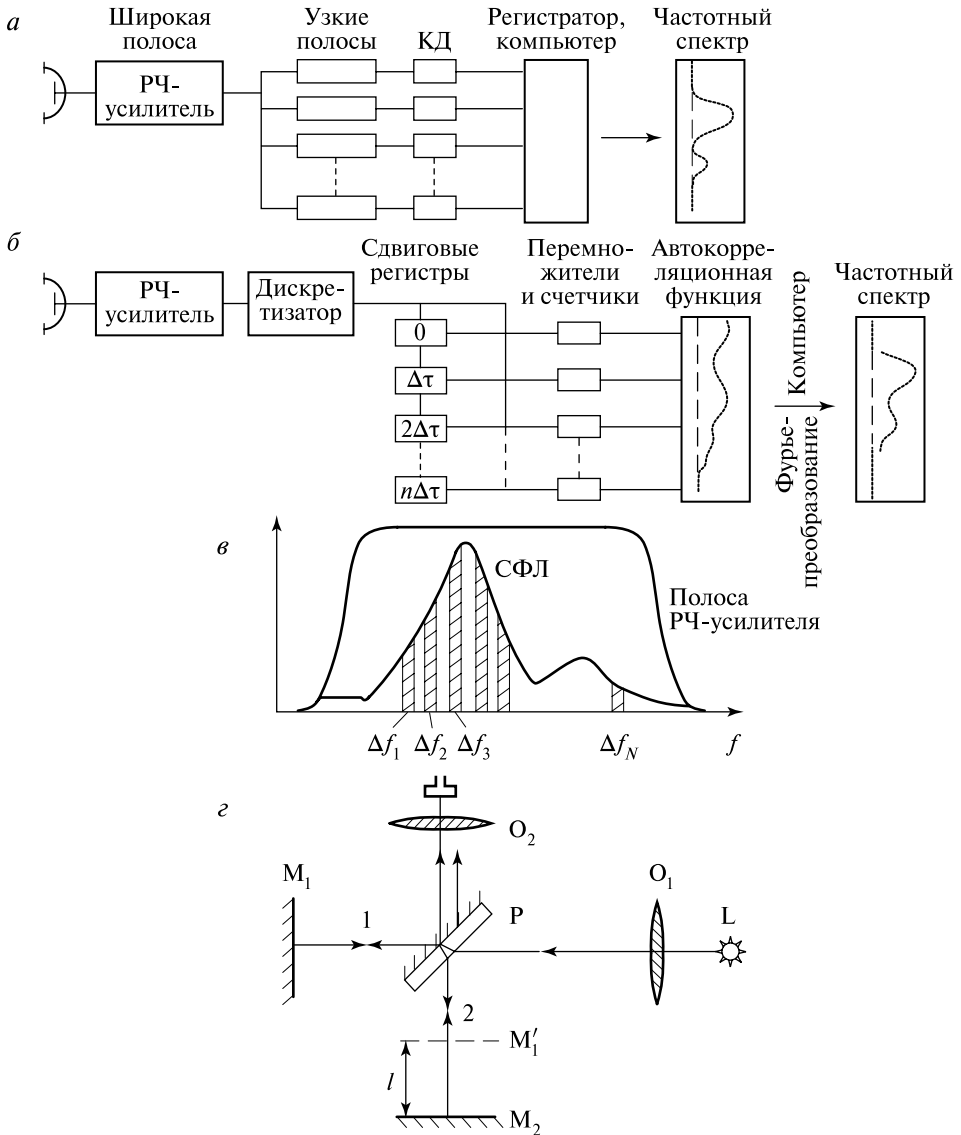


Рис. 3.2. Микроволновые радиометры для спектральных наблюдений: *а* — схема спектрометра с аналоговой фильтрацией (КД — квадратичные детекторы); *б* — схема корреляционного спектрометра; *в* — схематическое представление между спектральной формой линии (СФЛ), подлежащей изучению, узкополосными фильтрами и широкой полосой радиочастотного (РЧ) усилителя; *г* — оптическая схема интерферометра Майкельсона (аналог корреляционного спектрометра): 1 и 2 — две когерентные волны; L — источник когерентного света; O_1 и O_2 — оптические линзы; P — полупрозрачная картина; M_1 и M_2 — плоские зеркала; M'_1 — отражённое зеркало M_1 ; $2l$ — различие в оптическом пути (корреляционный лаг)

Автокорреляционный приём основан на разложении временной последовательности основного сигнала по многоканальной схеме, причём в каждый канал вводится нарастающая временная задержка с последующим перемножением сигналов — основного и задержанного (рис. 3.2б) и накоплением сигнала (временным усреднением). Регистрирующее устройство формирует дискретные значения (по числу каналов) автокорреляционной функции и затем с использованием фурье-преобразования трансформирует их в спектральную плотность исходного сигнала. Далее производится процедура статистического оценивания доверительных интервалов полученной спектральной плотности.

С теоретической точки зрения оба эти подхода равноценны. Однако в приборном парке для дистанционного зондирования в микроволновом диапазоне по целому ряду технологических причин длительное время преобладали фильтровые анализаторы разного типа. Однако в последнее время научные задачи современной радиоастрономии поставили на повестку дня создание широкополосных спектроанализаторов с высоким спектральным разрешением, работающих в реальном масштабе времени. Решению этих задач способствует создание гибридных оптико-цифровых процессоров, состоящих из акустооптических анализаторов и цифровых устройств. Оптимальное распределение функций обработки между оптической и цифровой частями оптико-цифрового процессора позволяет существенно увеличить быстродействие процесса обработки и увеличить разрешающую способность. В такого сорта гибридных процессорах оптические устройства обеспечивают высокое быстродействие интегральных преобразований над множеством данных, а цифровые — надёжную и долговременную память, необходимую точность и гибкость алгоритмов последующей обработки данных. Физическая основа акустооптического фурье-процессора основана на хорошо известном в оптике методе пространственного разделения длин волн с помощью диспергирующего элемента (например, дифракционной решётки или призмы). В выходной плоскости оптического процессора расположен многоэлементный линейный матричный фотоприёмник, который выполняет функции полихроматора, накопителя полезного сигнала и быстродействующего коммутатора. Ряд крупнейших радиотелескопов в настоящее время оснащён оптико-цифровыми радиоспектрометрами, которые обеспечили значительный прогресс в спектральных измерениях радиоизлучения как удалённых объектов (галактик) с большим временем накопления сигнала, так и ближайшей звезды — Солнца с миллисекундным временем накопления [Есепкина и др., 1997, 2000; Sorai et al., 1998].

С другой стороны, в длинноволновой части субмиллиметрового диапазона активно разрабатываются и функционируют приёмники типа фурье-спектрометров, осуществляющие непрерывное кодирование длин волн с помощью интерференционной модуляции, возникающей в двухлучевом интерферометре при изменении оптической разности хода (простейшая схема интерферометра Майкельсона представлена на рис. 3.2г). Приёмник излучения на выходе интерферометра даёт во времени сигнал — интерферограмму (или, другими словами, непрерывную автокорреляционную функцию

внешнего исследуемого процесса), которая для получения искомого спектра подвергается фурье-преобразованию на компьютере или специальном процессоре [Мандель, Вольф, 2000; Физический..., 1984; Bell, 1972]. Фурье-спектрометры наиболее эффективны для исследований спектров достаточно слабых источников (земная атмосфера, планеты) в ИК- и субмиллиметровом диапазонах, а также для решения задач сверхвысокого разрешения. Активное продвижение методов фурье-спектроскопии в более длинноволновую область показывает, что в ближайшем будущем корреляционные приёмники типа фурье-спектрометров в микроволновом диапазоне будут активно соперничать с фильтровыми анализаторами.

Следует отметить, что в историческом плане первые дистанционные микроволновые системы практически полностью базировались на использовании приборов из радиоастрономической практики, постепенно формируясь в самостоятельное направление.

§ 3.2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ПАССИВНОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАДИОМЕТРА И ИХ ФУНКЦИИ

В самом общем виде схема исследования физического объекта пассивным радиотепловым методом может быть представлена в виде системы, изображённой на рис. 3.3а. Радиотепловой комплекс представляет собой функционально совмещённые антенную систему, микроволновый радиотепловой приёмник, регистрирующее и запоминающее устройство и радиотехническую систему передачи полученных данных на пункты обработки информации. Радиотепловой комплекс должен обладать следующими свойствами:

- принимать шумовое электромагнитное излучение в определённой полосе частот с определённого пространственного направления и в определённом телесном угле;
- обладать высокой чувствительностью, позволяющей надёжно регистрировать вариации собственного излучения физических объектов;
- обеспечить возможность однозначной привязки измеряемого потока излучения к пространственным координатам соответствующих излучающих объектов.

В связи с этим радиотепловой комплекс, предназначенный для дистанционных измерений, должен содержать по крайней мере четыре принципиально необходимые составляющие:

- 1) антенную систему, необходимую для обеспечения обзора исследуемой поверхности и преобразования электромагнитной волны из свободного пространства в измеряемый сигнал;
- 2) радиотепловой приёмник, позволяющий зарегистрировать и измерить полезный сигнал с необходимой точностью;

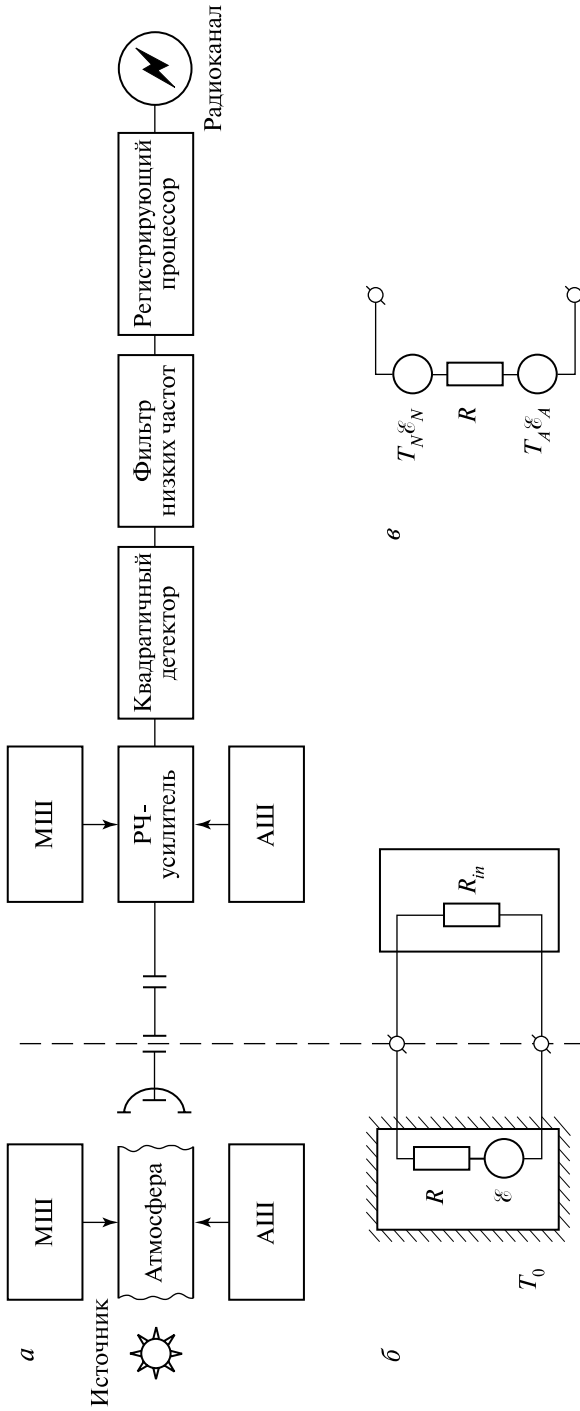


Рис. 3.3. Схематическое и эквивалентное представление прохождения и обработки информации от природных объектов: *a* — физическая схема прохождения информации (МШ — мультипликативный усилитель); *б* — эквивалентная схема процесса приема излучения (ϵ — ЭДС эквивалентного шумового источника; R — эквивалентное активное сопротивление; T_0 — температура термостага; R_{in} — входное сопротивление усилителя); ϵ_A и ϵ_N — шумовые источники объекта, подлежащего изучению, и усилителя; T_N — антенная температура; T_A — шумовая температура усилителя)

- 3) устройство предварительной обработки, осуществляющее управление антенной системой, сбор информации, её предварительную обработку и калибровку и запись в запоминающее устройство;
- 4) устройство, обеспечивающее формирование полученной информации в виде, необходимом для передачи по линиям связи с последующей тематической обработкой и отображением средствами наземного комплекса (наземный сегмент).

Более детально рассмотрим функции первых двух составляющих.

Антенная система предназначена, во-первых, для преобразования электромагнитной волны, распространяющейся в свободном пространстве, в сложные моды колебаний электромагнитных волн, распространяющихся в направляющих линиях передач (волноводы, коаксиальные кабели). В свободном пространстве векторные поля (см. § 1.6) **E** и **H** — строго поперечные, т. е. оба вектора перпендикулярны направлению распространения и друг другу, и образуют правую ортогональную тройку векторов (тип ТЕМ). Отношение амплитуд электрического и магнитного полей в плоской волне (волновое сопротивление), распространяющейся в свободном пространстве, строго фиксировано и составляет значение (в системе СИ) 376,6 Ом. Однако в направляющих системах структура (или мода) распространяющихся электромагнитных волн принципиально иная — у этих волн могут существовать компоненты как продольные, так и поперечные. Количество мод колебаний может быть бесконечно велико. Характеристики распространения волны (фазовая скорость, длина волны, волновое сопротивление) в направляющих системах зависит от соотношения рабочей длины волны и физических размеров направляющей системы. Так, в коаксиальных кабелях обычно волновое сопротивление составляет фиксированные величины 50 или 75 Ом, тогда как в волноводах волновое сопротивление может колебаться в широких пределах от 100 до 500 Ом в зависимости от типа волны и геометрических размеров волноводной системы. Таким образом, антенная система должна преобразовать колебания типа ТЕМ в тот тип колебаний, который распространяется в дальнейшей антенно-фидерной системе и непосредственно в приёмном комплексе. При этом в соответствии с методом импедансов антенная система должна согласовать волновые сопротивления свободного пространства и направляющих систем (см. ниже).

Вторая задача антенных систем — пространственно-угловая селекция сигнала с определённым угловым разрешением, необходимым для решения поставленной задачи и осуществления пространственно-углового сканирования для формирования полосы обзора (или кадра обзора). Кроме того, в каждом элементе разрешения антенная система должна принять сигнал с определённой поляризацией, т. е. с определённым векторным характером представления напряжённости электрического и магнитного полей по отношению к геометрии исследуемого объекта (например, к плоской поверхности).

Ввиду выраженных дисперсионных свойств антенная система должна обладать достаточно однородными частотными свойствами основных своих характеристик во всей рабочей полосе частот.

Радиометрическое приёмное устройство состоит из высокочастотного усилителя, квадратичного устройства и фильтра низких частот. Функции и свойства последних двух функциональных элементов рассмотрены выше (см. § 2.7 и 2.8). Функция высокочастотного усилителя заключается в усилении принятого антенной сигнала в строго определённой физической задаче полосе частот для последующего квадратичного преобразования.

Отметим, что при прохождении полезного сигнала через атмосферу и через усилительное устройство внешние помехи могут быть двух видов — аддитивные и мультипликативные (рис. 3.3а). Физический смысл в их разделении достаточно прозрачен. Если первый тип помех (или шумов) является независимым процессом по отношению к полезному сигналу (например, тепловое излучение атмосферы или усилителя), их интенсивности складываются (откуда и происходит название этого типа помех — аддитивные). Второй тип помех связан с искажением атмосферной средой (или усилителем) полезного сигнала через воздействие на амплитуду и фазу сигнала, и обычно оно представляется в виде произведения значения полезного сигнала и искажающего фактора (откуда и происходит название этого типа помех — мультипликативные).

Разделение, разумеется, весьма условно, но, тем не менее, вполне удобно в практическом и экспериментальном плане. Ниже покажем это на примерах и неоднократно будем пользоваться таким подходом в дальнейшем.

§ 3.3. ЯЗЫК ЭКВИВАЛЕНТНЫХ СХЕМ: АНТЕННАЯ, РАДИОЯРКОСТНАЯ И ШУМОВАЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

Ввиду огромного разнообразия технического исполнения антенных систем и высокочастотных усилителей в микроволновом диапазоне и для введения физического единообразия в измерительный процесс признано целесообразным использование упрощённых эквивалентных схем на базе метода импеданса (см. § 1.6). Всю входную часть в измерительном процессе представим в виде некоего шумового источника электродвижущей силы (ЭДС) со своим внутренним сопротивлением, интенсивность которого будет соответствовать энергии сигнала, принятого антенной системой, и входным сопротивлением усилителя, на котором, в свою очередь, должна выделиться переданная с антенной системы мощность внешнего сигнала (рис. 3.3б). Характер сигнала, принятого антенной системой, представляет собой гауссовский случайный процесс с величиной дисперсии, соответствующей интенсивности внешнего сигнала, подлежащего измерению (см. § 2.2). В соответствии с теоремой Найквиста (см. гл. 4) аналогичной статистической структурой обладает и шумовой сигнал, создаваемый на комплексном сопротивлении $Z(f)$ и формирующий спектральную плотность (по положительным частотам) шумового сигнала $G^+(f)$ в следующем виде

$$G^+(f) = 4k T_0 \operatorname{Re} \dot{Z}(j2\pi f), \quad (3.1)$$

где T_0 — термодинамическая температура термостата, куда помещено комплексное сопротивление, и k — постоянная Больцмана (см. прил. А,

табл. А4). Если комплексное сопротивление представим в виде чисто активного сопротивления R и исследуемую полосу частот возьмём в виде полосового фильтра с полосой Δf , то дисперсия шумового сигнала или средний квадрат шумовой ЭДС $\overline{\mathcal{E}^2}$ составит

$$\sigma^2 = \overline{\mathcal{E}^2} = 4kT_0 R \Delta f. \quad (3.2)$$

Поскольку входное сопротивление приёмника представляет собой нагрузочное сопротивление антенны, куда направляется полезный сигнал, то важно определить условия, при которых может быть передана максимальная мощность с источника (его роль выполняет ЭДС) в приёмное устройство. Эта процедура получила название согласования. Нетрудно получить условия, накладываемые на величины сопротивлений источника (R) и входного сопротивления усилителя (R_{in}), для получения значения максимальной мощности, выделяемой на входном сопротивлении. Для этого запишем выражение для мощности P , выделяемой на входном сопротивлении, с учётом закона Джоуля-Ленца в следующем виде:

$$P = I^2 R_{in} = \frac{\mathcal{E}^2}{(R + R_{in})^2} R_{in}. \quad (3.3)$$

Приравняв производную этого выражения по R нулю, можем получить важное соотношение, а именно, $R = R_{in}$. Другими словами, для обеспечения передачи максимальной мощности на вход приёмника необходимо выполнить условия (условия согласования) равенства сопротивления источника и входного сопротивления усилителя. В этом случае средняя по времени величина максимальной мощности, выделенной на входном сопротивлении, составит с учётом формулы Найквиста

$$P_{\max} = \frac{\overline{\mathcal{E}^2}}{4R} = kT_0 \Delta f. \quad (3.4)$$

Полученное выражение является методологически очень важным, поскольку обеспечивает целесообразность введения температурной системы единиц для характеристики спектральной плотности шумовой мощности, выделяемой на согласованной нагрузке антенны при приёме внешнего шумового электромагнитного излучения. С этой целью вводится определение антенной температуры как эквивалента термодинамической температуры шумящего сопротивления, равного входному сопротивлению усилителя, и спектральная плотность мощности которого равна спектральной мощности принятого внешнего сигнала. Таким образом, приравняв интенсивность (величину дисперсии) внешнего шумового сигнала интенсивности введённого искусственного источника, получим значение антенной температуры (в градусах Кельвина), выраженное через спектральную плотность сигнала (спектр Винера), принятого от внешнего источника $G(f)$, как

$$T_A(f) = \frac{G(f)}{k}. \quad (3.5)$$

Если антенная система работает в таком режиме, при котором спектральная плотность мощности принятого сигнала соответствует спектральной плотности мощности самого физического излучающего объекта, то в таком случае температура искусственного источника называется яркостной (или радиояркостной) температурой. Соотношение между радиояркостной и антенной температурой в общем виде будет рассмотрено в гл. 5.

Отметим здесь следующий важный момент. Любой усилительный прибор, как физический объект при определённой термодинамической температуре, обладает собственным флуктуационным электромагнитным излучением именно в том частотном диапазоне, в котором и происходит усиление внешнего сигнала. Поскольку эти два источника (внешний и внутренний) являются статистически независимыми, то в энергетическом смысле их взаимодействие может быть сведено к сумме дисперсий на выходе усилителя. Однако в практическом и экспериментальном планах гораздо удобнее рассматривать их соотношение, приведённое во входу усилителя с учётом линейного коэффициента усиления системы. Таким образом, на входе усилительной системы будем иметь как бы два статистически независимых источника шумового сигнала — от внешнего изучаемого объекта и от внутренних шумов усилителя. Температура последнего источника получила естественное название шумовой температуры усилительной системы. Полная температура на входе усилительной системы в таком случае будет равна сумме антенной температуры, обусловленной энергией от изучаемого источника, и шумовой температуры усилителя (рис. 3.3 ϑ). Разумеется, значения этих температур могут существенно различаться. Так, для исследования важных волновых эффектов на морской поверхности необходима надёжная регистрация радиотепловых сигналов в диапазоне от 0,1 до 10...15 К, тогда как лучшие усилительные системы обладают шумовыми температурами от 300 до 1000 К. Используемые в бытовых условиях усилители (радиоприёмники, телевизоры) обладают шумовыми температурами, исчисляемыми миллионами и сотнями миллионов градусов Кельвина, и для исследования естественных излучений непосредственно не используются.

Несмотря на, казалось бы, искусственность введения температурной идеологии в измерительный процесс, ниже обнаружим серьёзный физический смысл такого подхода (см. гл. 4 и 5). Связано это, в первую очередь, с особенностями чёрнотельного излучения в микроволновой области электромагнитного спектра.

§ 3.4. КОМПЕНСАЦИОННАЯ СХЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ШУМОВОГО СИГНАЛА

Как уже отмечалось, идеальным (и, отметим, оптимальным) устройством для приёма шумоподобных сигналов различной физической природы, в том числе и электромагнитных излучений, является устройство, состоящее из идеального (нешумящего) усилителя, квадратичного детектора и интегратора

(фильтра низких частот), формирующего накопление сигнала. Настоящая измерительная схема осуществляется во всех диапазонах электромагнитного спектра, начиная от оптического и до микроволнового и более низкочастотных диапазонов. Разумеется, в каждом диапазоне в соответствии со значениями рабочих длин волн существуют свои особенности как в приёмниках излучения, так и в общей схемотехнике всего устройства.

Однако присутствие принципиально неустранимого собственного шумового излучения усилительного устройства, а также флуктуационные изменения коэффициента усиления существенно меняют приведённую выше основную измерительную схему. Это можно продемонстрировать на следующем примере, взятом из сравнительно недавней радиоастрономической практики.

Величина радиотеплового сигнала, зарегистрированного на радиотелескопе РТ-22 (Научно-исследовательского института «Крымская астрофизическая обсерватория») от собственного излучения Крабовидной туманности, составила 2,5 К [Матвеевко и др., 1983], тогда как шумовая температура приёмного устройства была 300 К с полосой пропускания 1 МГц. Воспользовавшись соотношениями (2.96) и (2.97), имеем сигнал на выходе радиометра в следующем виде — постоянная составляющая пропорциональна сумме шумовой температуры приёмного устройства и принятого сигнала, а также остаточного после преобразования шума с величиной дисперсии, равной

$$\sigma_F^2 = (\bar{V})^2 \frac{1}{2\Delta f \tau}. \quad (3.6)$$

Здесь учтено, что эффективная полоса пропускания фильтра низких частот $\Delta F = 1/4\tau$ (см. соотношение (2.72)), а под Δf понимается полная полоса пропускания высокочастотного тракта. Как уже отмечалось, при помощи соответствующих калибровок соотношение (3.6) удобно привести ко входу всей приёмной системы и рассматривать соотношение между сигналом, определяющим интенсивность исследуемого излучения, и остаточной шумовой компонентой от того же излучения именно на входе приёмной системы. В этом случае среднее квадратичное отклонение шумовой компоненты после ФНЧ σ_F будет равно

$$\sqrt{\sigma_F^2} = (T_N + T_S) \frac{1}{\sqrt{2\Delta f \tau}}, \quad (3.7)$$

где T_N — шумовая температура усилителя; T_S — радиояростная температура сигнала, и соответственно шумовая «дорожка» гауссовского шума составит $6\sqrt{\sigma_F^2}$. Подставив в (3.7) указанные выше значения параметров приёмной системы (при $\tau = 1$ с), получим значение среднее квадратичное отклонения как 0,2 К, а величину «дорожки» — 1,2 К. На рис. 3.4а показана временная запись выходного сигнала на выходе приёмной системы радиотелескопа при прохождении исследуемого источника через диаграмму направленности антенны ($T_N + T_S$) и запись — без присутствия источника (T_N). Нетрудно видеть, в чём заключается сложность измерительной ситуации — на фоне большого сигнала (300 К) нужно уверенно зарегистрировать существенно меньший по амплитуде

полезный сигнал (более чем в 100–200 раз) и, следовательно, обладать ещё более чувствительной (по крайней мере, на порядок) измерительной системой (по постоянному сигналу). Для того чтобы зарегистрировать маленькую добавку выходного сигнала, обусловленную полезным сигналом, предложено на выходе приёмной системы с помощью специального источника постоянного напряжения компенсировать постоянное напряжение, вызванное собственными шумами приёмного устройства. Таким образом, получаем так называемую компенсационную схему измерения шумового сигнала, изображённую на рис. 3.5*a*. Это — наиболее простая измерительная схема шумового сигнала. Однако её принципиальная чувствительность выше, чем у любых других схем. В качестве иллюстрации на рис. 3.4*б* продемонстрирована ситуация при отсутствии на выходе фильтра низких частот (интегратора). Из рис. 3.4*б* нетрудно видеть преимущества использования фильтра низких частот, о которых неоднократно упоминалось (см. § 2.8).

Физическая суть работы компенсационной схемы заключается в следующем. Согласно (2.95) и (2.96) и рис. 3.4*a*, выходной сигнал состоит из постоянной компоненты, пропорциональной интенсивности шумового сигнала, сформированного из внутренних шумов усилительной системы, и равной

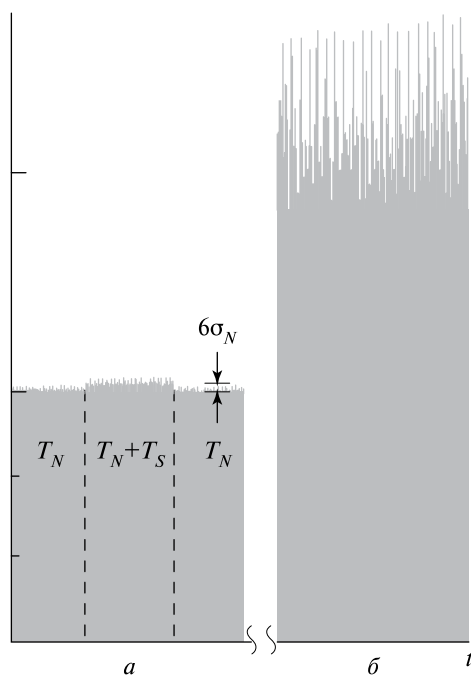


Рис. 3.4. Регистрограммы выходного сигнала радиометра (в произвольных единицах): *a* — после квадратичного детектора и фильтра низких частот (интегратора) (T_N и T_S — шумовая температура усилителя и антенная температура сигнала); *б* — без фильтра низких частот

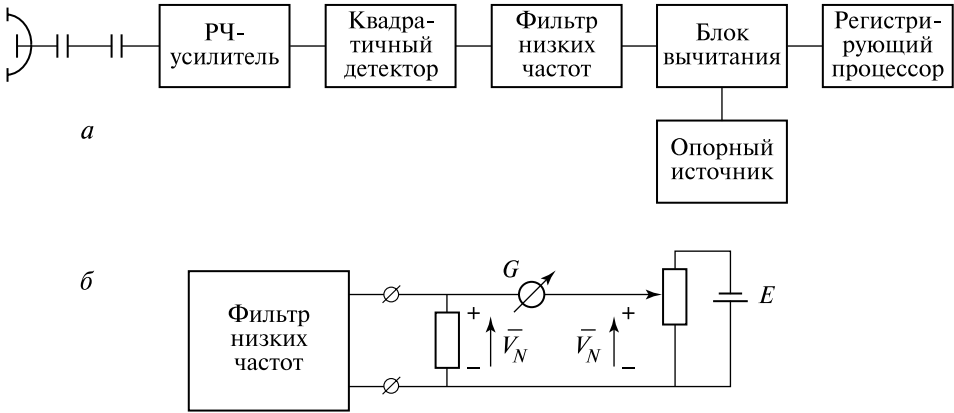


Рис. 3.5. Функциональная схема компенсационного радиометра: *a* — блок-схема; *б* — упрощённый вариант блока вычитания (*G* — гальванометр; *E* — источник постоянного напряжения)

$$\bar{V}_N = \beta \sigma_N^2 = \beta G_N(f) \Delta f = \beta T_N k \Delta f = k_1 G_A(f) T_N k \Delta f, \quad (3.8)$$

где $G_A(f)$ — линейный коэффициент усиления по мощности усилительной системы. Поскольку этот параметр обуславливает прохождение и усиление энергетического спектра Винера исходного сигнала, то в экспериментальной практике эту функцию называют энергетической частотной характеристикой усилительной системы. Она равна квадрату модуля амплитудного коэффициента передачи высокочастотной части приёмника. Параметр k_1 — линейный коэффициент преобразования остальных элементов усилительной и регистрирующей системы. Вторая постоянная (или медленно изменяющаяся) компонента будет определяться интенсивностью шумового внешнего сигнала, подлежащего измерению, и она равна

$$\bar{V}_S(t) = \beta \sigma_S^2 = k_1 G_A(f) T_S(t) k \Delta f. \quad (3.9)$$

Флуктуационная компонента на выходе будет определяться в основном шумами прибора, и её СКО может быть найдено в соответствии с (3.7).

Для компенсации постоянной составляющей выходного сигнала, обусловленной шумами усилителя (3.8), в схему вводится вычитающее устройство и источник компенсирующего (опорного) постоянного сигнала (см. рис. 3.5*a*). Простейший вариант такого устройства представлен на рис. 3.5*б*, компенсация производится напряжением от внешнего источника постоянного напряжения.

Именно такие компенсационные устройства были исторически первыми при создании первых компенсационных радиометров. Компенсирующее напряжение устанавливается для проведения конкретного типа измерения и обычно не меняется в течение цикла измерений. Так, например, рассматриваемая схема с успехом используется при радиоастрономических исследова-

ниях Солнца и других мощных источников радиоизлучения. Важно отметить, что в этом случае компенсируются не только шумы приёмного устройства по соотношению (3.8), но и сигнал, обусловленный средним значением интенсивности радиоизлучения самого источника (для Солнца — 6000 К) по соотношению (3.9), а вариации радиоизлучения исследуются на фоне мощного собственного излучения источника.

В условиях же бортовых наблюдений сильно пространственно переменных источников, каковым является глобальное поле радиоизлучения Земли, используемые выше методы компенсации становятся весьма неудобными с точки зрения экспериментальной реализации. Однако главным ограничивающим фактором использования компенсационных приборов, как выясняется, является флуктуационный режим вариаций коэффициента усиления системы (или, как говорилось выше, мультипликативные помехи). В целом ряде случаев такие помехи сводят преимущества компенсационных приборов на нет. Более детально эта ситуация будет описана в следующем параграфе.

§ 3.5. ФЛУКТУАЦИОННЫЙ ПОРОГ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В настоящем параграфе рассмотрим важнейшую для радиотепловых систем характеристику, а именно, чувствительность. Эта характеристика имеет целый ряд равноценных наименований — энергетический порог чувствительности, пороговый сигнал, пороговая чувствительность, флуктуационный порог чувствительности. Принципиальная сложность введения этой характеристики заключается в том, что на выходе радиометрического комплекса имеем разнопорядковые величины — медленно меняющийся сигнал от полезного излучения, подлежащего измерению, и флуктуационный сигнал, являющийся «остатком» шумовой компоненты после квадратичного преобразования как основного сигнала, так и аддитивного шума усилителя (см. § 2.8 и уравнения (2.95), (2.96), а также § 3.4 и уравнения (3.8), (3.9)). На основе богатого наблюдательного опыта радиоастрономов и радиофизиков признано целесообразным введение следующего определения чувствительности радиометрического приёмника [Ахманов и др., 1981; Бунимович, 1951; Есепкина и др., 1973; Троицкий, 1951]. Под порогом чувствительности приборов для измерения интенсивности флуктуационного электромагнитного излучения понимается шумовой сигнал на входе приёмной системы, равный по своей амплитуде на выходе системы среднеквадратическому отклонению флуктуационного сигнала, обусловленного собственными шумами усилительного тракта.

Для пояснения введённого определения рассмотрим пример записи на выходе компенсационного прибора (рис. 3.6). Поскольку среднее значение сигнала, обусловленное шумами прибора, скомпенсировано, то на выходе системы имеем только флуктуационный гауссов случайный процесс, обусловленный остаточными преобразованными шумами прибора со среднеквадратичным отклонением по соотношению (3.7).

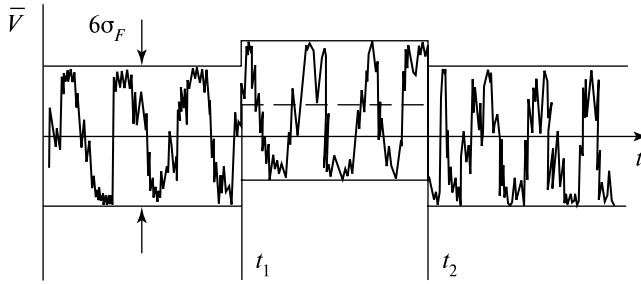


Рис. 3.6. Регистрограмма выходного сигнала (гауссов случайный процесс) компенсационного радиометра. Входной шумовой сигнал, равный флуктуационному порогу чувствительности, подаётся в течение временного периода $t_1 - t_2$. σ_F — СКО выходного сигнала после фильтра низких частот (см. уравнение (3.7))

Во временной период $t_2 - t_1$ поступил внешний шумовой сигнал интенсивности ΔT , который вызвал отклонение постоянного уровня на выходе системы, равное $1/6$ полной шумовой «дорожки» и соответственно значению среднеквадратичного отклонения флуктуационной компоненты на выходе системы. Именно сигнал такой интенсивности и есть порог чувствительности системы. Теперь обратимся к количественной стороне дела.

Воспользуемся выражением для полной интенсивности случайного сигнала на выходе фильтра низких частот (см. § 2.8 и соотношение (2.96)). Однако, в отличие от соотношения (2.96), следует помнить, что среднее значение сигнала (V_F) будет обусловлено только внешним шумовым сигналом ΔT , а дисперсия флуктуационной составляющей (σ_F^2) — как шумами прибора, так и сигналом (при этом подразумевается, что значение $\Delta T \ll T_N$). Таким образом, приравнявая $V_F = \sigma_F$, будем иметь для выражения пороговой чувствительности следующее важное соотношение:

$$\Delta T = \sqrt{2} T_N \sqrt{\frac{\Delta F}{\Delta f}} = \frac{T_N}{\sqrt{2 \Delta f \tau}}. \quad (3.10)$$

Если постоянная времени системы равна 1 с, то порог чувствительности называют нормированным.

Обратим внимание на то, что в основе введения определения порога чувствительности лежали, в первую очередь, практические соображения экспериментаторов-радиоастрономов о выделении слабого сигнала на фоне гауссовых флуктуаций при помощи визуального усреднения временных записей. Последующие исследования в области распознавания сигналов и образов показали, что система глаз — мозг человека является весьма совершенным аппаратом для выделения очень слабых сигналов на флуктуирующем фоне.

Теперь сделаем оценку нормированного порога чувствительности радиометрической системы для исследования сплошного спектра со следующими характеристиками — $T_N = 300$ К и полной полосой пропускания 10^9 Гц.

Нетрудно видеть, что порог чувствительности составит $7 \cdot 10^{-3}$ К, что является весьма высоким значением. При этом следует осознать тот факт, что приёмная система может выделить полезный шумовой сигнал на фоне шумового сигнала прибора с теми же статистическими характеристиками и превышающего полезный сигнал в $4 \cdot 10^4$ раз (!).

Специальные исследования в области высокочувствительной схемотехники показали, что компенсационная схема измерения случайного сигнала является оптимальной и имеет в принципе порог чувствительности выше, чем у любых других типов радиометрических приёмников. Однако дальнейшее использование такого типа приёмных устройств достаточно быстро обнаружило серьёзный недостаток таких схем, связанных с неустранимыми флуктуациями коэффициента усиления приёмной системы. Физический смысл возникающих помех нетрудно понять, рассматривая выражение (3.9), где постоянная составляющая полезного сигнала пропорциональна коэффициенту усиления системы. И, таким образом, отсюда видно, что достаточно медленные уходы величины коэффициента усиления, т. е. $G_A(t)$ (или мультипликативные помехи), будут не отделимы от вариаций полезного сигнала $T_C(t)$.

Возникновение флуктуирующего режима мультипликативного типа в усилительных системах имеет совершенно фундаментальное свойство и связано с физическими свойствами приборов, из которых формируется усилительная система (электронные приборы, твёрдотельные приборы). Этот неустранимый флуктуационный режим, рассматриваемый как случайный процесс (или как неустранимый шум усилителя), обладает специфической спектральной плотностью (спектром Винера), а именно — $G_{FN} \propto A/f^\alpha$ ($\alpha \approx 1$; A — константа, зависящая от типа усилителя), и называется фликкер-шумом, а сам физический эффект — фликкер-эффектом.

Радиотехническим и твёрдотельным аспектам изучения фликкер-эффекта посвящена большая специальная научно-техническая литература, поэтому не будем касаться этого аспекта. Важно другое — этот тип флуктуационного сигнала принадлежит к так называемым «цветным» шумам (см. § 2.5) и его вклад на очень низких частотах может быть очень большим из-за логарифмической расходимости интеграла для вычисления дисперсии шума (см. § 2.5). Другими словами, по мере увеличения длительности процесса наблюдения (и, соответственно, уменьшения низкочастотного предела в интеграле для вычисления дисперсии) вклад фликкер-шума будет резко увеличиваться и может существенно перекрыть вариации полезного сигнала. Качественная картина соотношения частотных полос фликкер-шума, фильтра низких частот, медленных вариаций полезного сигнала (V_S), низкочастотной границы интеграла дисперсии (равной обратной величине времени проведения полного эксперимента) представлена на рис. 3.7. В зависимости от типа усилительного устройства (константа A в выражении для спектра Винера для фликкер-шума) детальная картина соотношения полос, разумеется, может сильно меняться. При ограниченном времени проведения эксперимента дисперсия фликкер-шума σ_{FN}^2 , вообще говоря, ограничена, т. е.

$$\sigma_{FN}^2 = \int_F^{F_0} G_{FN}(f) df < M, \quad (3.11)$$

где $\Delta t = 1/F$ — время накопления сигнала; F — низкочастотная граница интеграла дисперсии и F_0 — верхняя граница интеграла и верхняя граница фильтра низких частот. Отметим, что в частотном интервале $[F_0, F]$ заключаются все частотные вариации полезного сигнала и фликкер-шума, которые могут быть зарегистрированы радиометрическим прибором с данными характеристиками. Если указанный частотный интервал достаточно широк (отношение F_0/F составляет два или три порядка), то существует определённая возможность выделения быстрых вариаций сигнала на фоне медленных изменений коэффициента усиления (например, дополнительной частотной фильтрацией). Однако, если сигнал изменяется во всем рассматриваемом частотном диапазоне, то разделение этих компонент практически невозможно.

Для количественной оценки воздействия фликкер-шумов усилителя на значение порога чувствительности приёмной системы рассмотрим выражение (3.9), где связь между выходным сигналом после квадратичного преобразования и значением коэффициента усиления системы выражается линейным образом.

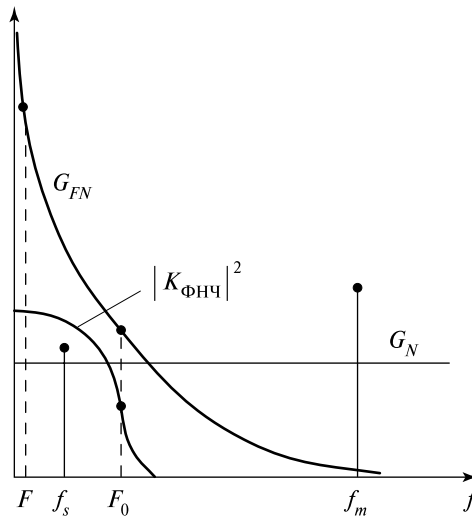


Рис. 3.7. Соотношение между компонентами спектра выходного сигнала модуляционного радиометра (в произвольных единицах): G_{FN} — спектр фликкер-шума; G_N — компонента шумового сигнала как результат квадратичного преобразования входного шумового сигнала; f_s — спектральная компонента сигнала, подлежащего изучению; $|K_{\text{ФНЧ}}|^2$ — коэффициент передачи по мощности фильтра низких частот (интегратор); F и F_0 — частоты, соответствующие нижней и верхней границам интеграла (см. уравнение (3.11)); f_m — частота модуляции для модуляционного радиометра

Ввиду этого воспользуемся процедурой нахождения функции корреляции при линейном преобразовании процесса (см. § 2.6). Так, для значения дисперсии сигнала после линейного преобразования (2.67) имеем с учетом (3.8) и (3.11) и последующего фильтра низких частот

$$B_{LF}^{FN}(0) = \sigma_{LF}^2 = \int_F^{F_0} G_{FN}(f) (k_1 T_N k \Delta f)^2 |K(j2\pi f)|^2 df. \quad (3.12)$$

Полагая, что в полосе фильтра $|K(j2\pi f)|^2 = 1$, получим оценку для дисперсии сигнала, обусловленного флуктуационным режимом коэффициента усиления (фликкер-шум):

$$\sigma_{LF}^2 \approx (k_1 k T_N \Delta f)^2 \sigma_{FN}^2. \quad (3.13)$$

Используя тот же методический подход, что и применённый выше для определения порога чувствительности, оценим порог чувствительности, формируемый только фликкер-шумом. Для этого приравняем значение сигнала, который обусловлен пороговым сигналом на входе системы (3.9), величине среднеквадратичного отклонения сигнала, обусловленного только фликкер-шумом (3.13). Таким образом, значение порога чувствительности, обусловленное только фликкер-шумом ΔT_{FN} , равно

$$\Delta T_{FN} = T_N \frac{\sqrt{\sigma_{FN}^2}}{G_A}. \quad (3.14)$$

Эксперименты показали [Есепкина и др., 1973], что в реальных усилителях СКО фликкер-шума составляет $\sigma_{FN} \approx 10^{-2} \dots 10^{-3} G_A$. Поскольку флуктуации выходного сигнала, обусловленные собственными шумами усилителя, и флуктуации, вызванные мультипликативными вариациями коэффициента усиления, можно рассматривать как независимые случайные процессы, выражение для чувствительности компенсационного радиометра с учётом флуктуаций усиления можно записать следующим образом:

$$\Delta T = \sqrt{\Delta T_N^2 + \Delta T_{FN}^2} = T_N \sqrt{\frac{1}{2\Delta f \tau} + \left(\frac{\sigma_{FN}}{G_A}\right)^2}. \quad (3.15)$$

Подставив в (3.15) все вышеприведённые значения параметров, нетрудно видеть, что порог чувствительности составляет ~ 3 К, а это означает ухудшение чувствительности по отношению к идеальному варианту прибора почти в 400 раз.

Такая значительная потеря в чувствительности аппаратуры требует рассмотрения принципиально новых схем наблюдательных приборов с целью устранения влияния нестабильности коэффициента усиления. Возникает идея о некотором стабильном пилот-сигнале, который проходил бы весь тракт усиления вместе с основным сигналом, и по изменению пилот-сигнала можно было бы отслеживать уходы коэффициента усиления и проводить его достаточно быструю компенсацию. Такой тип приборов и методика были

предложены в 1946 г. профессором Робертом Генри Дикке (Robert H. Dicke). Измерительная методика получила название модуляционного способа измерения шумового сигнала, а сам прибор — модуляционный радиометр Дикке.

§ 3.6. МОДУЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ШУМОВОГО СИГНАЛА

Идея о стабильном пилот-сигнале, который вместе с основным (рабочим) сигналом проходил бы все этапы преобразования в приёмном устройстве и, естественно, «нёс» на себе все «паразитные» особенности процесса усиления с последующей их компенсацией, оказалась настолько привлекательной в экспериментальном плане, что в настоящее время ею пользуются в подавляющем большинстве устройств, призванных выделять и распознавать слабый сигнал на фоне разного рода паразитных вариаций, возникающих в регистрирующем приборе. Так, эта методология широко используется при приёме и регистрации электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн, начиная от оптического вплоть до сверхнизкочастотного. Широко используется эта методика при приёме акустических сигналов и в механических системах (регистрация малых колебаний и вибраций). Конкретное техническое исполнение прибора, построенное по этому принципу, в целом ряде случаев может быть весьма своеобразным (например, гибридного типа — оптико-механические устройства в ИК-технике и интерферометрах Майкельсона [Bell, 1972; Persky, 1995]), и не всегда возможно непосредственно вычленить при такой сложной технической реализации все принципиальные составляющие этой методики. Вопросам прикладного использования модуляционных методов (или их модернизаций) посвящена достаточно богатая техническая литература. Здесь же нас будет интересовать использование этого метода в радиотепловых микроволновых приёмниках слабых электромагнитных излучений.

Блок-схема модуляционного радиометра. Для осуществления основной идеи модуляционного метода производят селекцию основного сигнала и стабильного пилот-сигнала по времени, коммутируя поочерёдно соответствующие источники. Для этого перед радиочастотным усилителем высокой частоты устанавливают новое дополнительное устройство — модулятор (или коммутатор), обеспечивающий попеременное подключение входа усилителя на антенну и на специальный эталонный шумовой источник (рис. 3.8). Эталонный источник генерирует стабильный шумовой сигнал во всей полосе приёма усилительной системы, который по своим статистическим характеристикам является идентичным шумовому сигналу исследуемого источника.

Наиболее простым и надёжным шумовым источником является радиофизическое устройство под названием согласованная нагрузка, т. е. устройство волноводного или коаксиального типа, которое поглощает всю падающую на него электромагнитную энергию.

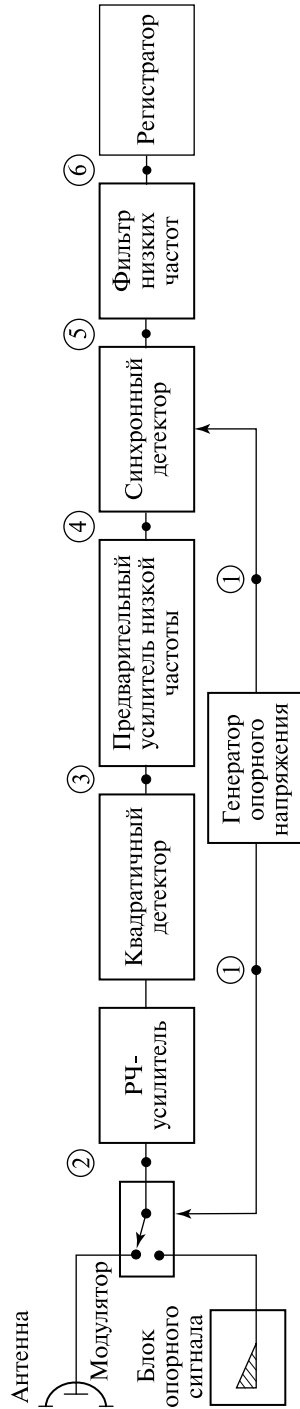


Рис. 3.8. Функциональная схема (блок-диаграмма) модуляционного радиометра. Цифрами отмечены места, в которых временные и спектральные особенности этого типа прибора будут рассмотрены детально

Нетрудно видеть, что это устройство есть полный аналог чёрного тела в оптике, и интенсивность его излучения соответствует излучению абсолютно чёрного тела (функции Планка). С учётом приближения Рэлея-Джинса в микроволновом диапазоне его яркостная температура равна термодинамической температуре. И, таким образом, согласованная нагрузка, помещённая в термостат, представляет собой идеальный эталонный шумовой источник.

В результате переключений входа приёмника усиливается излучение модулируется со специальной частотой, получившей название частоты модуляции. Выбор этой частоты является, разумеется, принципиальным, поскольку от правильного выбора зависит эффективность работы всего прибора. Частота переключения модулятора выбирается достаточно высокой, так, чтобы за один период переключения коэффициент усиления не мог значительно измениться (см. рис. 3.7). Аппаратурные исследования показали, что оптимальной для большинства типов усилителей является частота 1 кГц. Глубина модуляции зависит от разности принимаемого и эталонного сигнала. Эта низкочастотная модуляция сигнала сохраняется и после квадратичного детектирования. Специальный усилитель после детектирования выделяет полезный сигнал с частотой модуляции и гасит шумовые составляющие, обусловленные фликкер-шумом и появляющиеся после квадратичного преобразования (см. рис. 3.7). Затем сигнал на частоте модуляции подаётся на специальный детектор, обладающий фазовыми свойствами (синхронный детектор) и управляемый опорным напряжением от генератора опорного напряжения, который, в свою очередь, управляет работой модулятора на входе системы. На выходе синхронного детектора создаётся напряжение, пропорциональное разности сигналов от антенны и эталона, но без присутствия фликкер-шумов высокочастотного усилителя. В качестве окончательного интегратора используется фильтр низких частот, определяющий конечную полосу пропускания (или постоянную времени). В модуляционных радиометрах полезный сигнал с антенны поступает на вход усилителя в течение полупериода модуляции, поэтому эффективная чувствительность радиометра такого типа в два раза хуже чувствительности компенсационного радиометра (см. ниже). Однако получаемые значительные технологические преимущества при работе с этим типом прибора вполне окупают небольшую потерю в чувствительности.

Частотные и временные преобразования сигналов в данном типе прибора достаточно сложны. Поэтому используем ниже как временную, так и спектральную циклограммы работы устройства для рассмотрения принципов функционирования модуляционной схемы.

Временная и спектральная циклограммы. На блок-схеме рис. 3.8 отмечены шесть точек, в которых рассмотрим временное и частотное преобразование сигналов. В точке 1 (рис. 3.9а) показана временная последовательность обычно импульсного сигнала с частотой 1 кГц для управления модулятором и синхронного детектора. Разложение в ряд Фурье этого сигнала даёт следующее известное выражение [Градштейн, Рыжик, 1963] для амплитудно-фазового спектра импульсного сигнала:

$$\dot{S}(\omega) = U \frac{4}{\pi} \left(\cos \Omega t - \frac{1}{3} \cos 3\Omega t + \frac{1}{5} \cos 5\Omega t - \dots \right), \quad (3.16)$$

где U — амплитуда импульсного сигнала; $\Omega = 2\pi f_M$; f_M — частота модуляции. Модуль спектра мощности сигнала представлен на рис. 3.9б (точка 1). Из соотношения (3.16) видно, что амплитуды спектра симметричной импульсной последовательности спадают как $1/(2N+1)$ ($N = 0, 1, 2, \dots$), а амплитуды спектра мощности — как $1/(2N+1)^2$. В результате переключения на входе усилителя формируется высокочастотный импульсный сигнал с переменной интенсивностью — в один полупериод частоты модуляции его интенсивность (но не амплитуда) будет равна сумме антенной температуры полезного (исследуемого) сигнала T_A и шумовой температуры усилителя T_N ($T_1 = T_A + T_N$). В другой полупериод — сумме температуры эталона T_R и шумовой температуры усилителя ($T_2 = T_R + T_N$). На диаграмме рис. 3.9а (точка 2) представлен качественный вид флуктуирующей амплитуды излучений, интенсивности которых соответственно равны T_1 и T_2 . Спектральный вид (следует иметь в виду, что здесь идёт речь о спектрах Винера) этого сигнала представлен на рис. 3.9б (точка 2). Высокочастотный усилитель не меняет качественную картину (точка 2) и лишь увеличивает амплитуду (и соответственно, мощность) сигнала (обычно в миллионы раз).

Для наглядности рассмотрим каждый полупериод модуляции после квадратичного детектирования отдельно. Каждый временной полупериод будет содержать постоянную составляющую сигнала, пропорциональную интенсивности сигнала в данном полупериоде, а также компоненты преобразованного сигнала и фликкер-шума, одинаковые для каждого полупериода (см. рис. 3.9а, б, точка 3). Рассматривая оба полупериода одновременно, можно представить полученный сигнал как единый шумовой сигнал, но с импульсно меняющейся подставкой, которая будет иметь среднее значение и условный нуль. Рассматривая рис. 3.9б (точка 3), нетрудно видеть важную функцию, которую должен выполнить промежуточный усилитель низкой частоты (ПУНЧ) — он должен подавить фликкер-компоненты, оставив нетронутыми компоненты импульсного сигнала, амплитуда которого равна разности $T_1 - T_2$ (или, соответственно, $T_S - T_R$). Технически это делается следующим образом — ПУНЧ вырезает в узкой полосе $\Delta f_{\text{ПУНЧ}}$ частотные компоненты, соответствующие спектру импульса, и усиливает их, подавляя все остальные частотные компоненты, в том числе и от фликкер-шума (см. рис. 3.9а, б, точка 4). Такой вид фильтра-усилителя получил название гребенчатого фильтра.

Следующий важный элемент схемы — синхронный детектор. Функции этого элемента достаточно важны для осуществления всей процедуры обработки сигнала, поэтому ниже подробно остановимся на его свойствах.

Здесь же укажем, что синхронный детектор формирует сигнал постоянного тока, пропорциональный амплитуде импульса, с небольшими остаточными шумами в своей полосе пропускания. Качественно эта процедура показана на рис. 3.9а, б (точка 4).

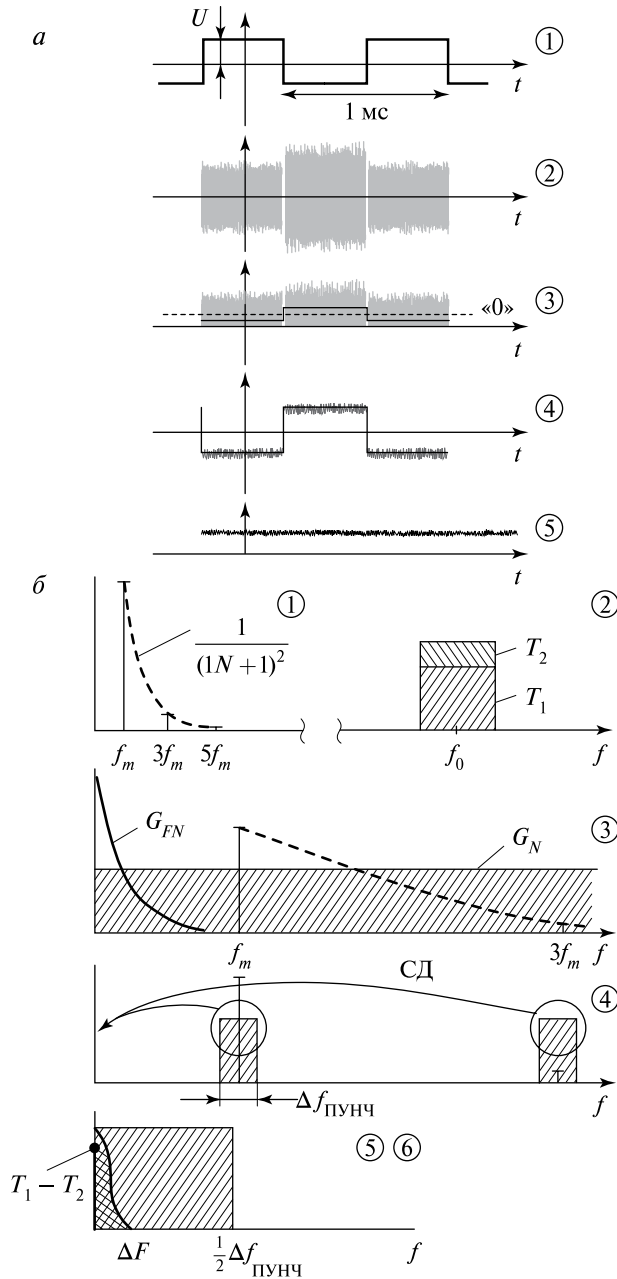


Рис. 3.9. Циклограммы функционирования модуляционного радиометра: *a* — временная; *b* — спектральная (СД — синхронный детектор). Цифры на циклограммах соответствуют местам, отмеченным на схеме рис. 3.8

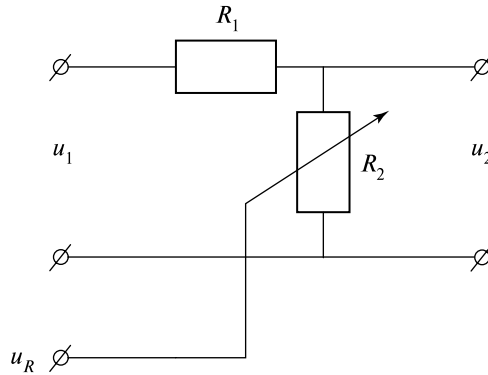


Рис. 3.10. Физическое объяснение принципа работы синхронного детектора: u_1 — входное напряжение; u_2 — выходное напряжение; u_R — опорное напряжение

Окончательно сигнал в виде разности $T_1 - T_2$ формируется путём его прохождения через фильтр низких частот (интегратор) (см. рис. 3.9а, б, точки 5, 6). Из физических соображений нетрудно видеть, что полоса пропускания ПУНЧ имеет вспомогательный характер в процессе обработки сигналов, и в окончательном результате, очевидно, она должна исчезнуть. Детальные расчёты показывают, что так это в действительности и происходит.

Синхронный детектор. Это устройство — достаточно ответственный элемент всего модуляционного прибора, поэтому целесообразно рассмотреть основные принципы его работы. Синхронный детектор является устройством, в котором активный параметр пульсирует с частотой, равной частоте подаваемого внешнего сигнала, но с произвольной фазой. Упрощённая принципиальная схема представлена на рис. 3.10 в виде последовательного соединения двух активных сопротивлений R_1 и R_2 , одно из которых переменное и управляется опорным сигналом. Для простоты рассмотрим управление гармоническим сигналом:

$$R_2 = R_0 [1 + A \cos(\Omega t + \varphi_2)], \quad (3.17)$$

и входное напряжение также рассмотрим как гармоническое:

$$u_1 = u_0 \cos(\Omega t + \varphi_1). \quad (3.18)$$

Используя закон Ома и с учётом упрощающего неравенства $R_1 \ll R_2$, получим выходное напряжение устройства в виде:

$$u_2 = B \frac{1}{2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \frac{B}{A} \cos(\Omega t + \varphi_1) + \frac{B}{2} \cos(2\Omega t + \varphi_1 + \varphi_2), \quad (3.19)$$

где $B = Au_0(R_0/R_1)$.

Принципиальным важным здесь становится появление значения исходного сигнала на постоянном токе (нулевая частота), или, другими словами, осуществления процедуры строго линейного детектирования. При этом, однако выходной сигнал будет зависеть также от разности фаз исходного

и управляющего сигналов. При этом из (3.19) нетрудно видеть, что максимум сигнала будет при нулевой разности фаз, отрицательным — при разности фаз в π , и при разности фаз в $\pi/2$ сигнал на выходе устройства будет отсутствовать. Таким образом, устройство является фазочувствительным. Это свойство синхронного детектора активно используется в модуляционных устройствах как для наладочных работ, так и для целей внешней калибровки (см. § 3.7).

Теперь рассмотрим работу схемы при прямоугольном синхронном пульсировании как самого входного сигнала, так и управляющего. Для этого воспользуемся вышеприведённым в (3.16) фурье-разложением прямоугольного импульса и выполним процедуру, аналогичную (3.19). При этом постоянную составляющую выходного сигнала можно записать в виде:

$$u_2 = B \frac{16}{\pi^2} \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{9} + \frac{1}{25} + \dots \right). \quad (3.20)$$

Выражение в скобках представляет собой известный сходящийся ряд, сумма которого равна $\pi^2/8$ [Градштейн, Рыжик, 1963]. Таким образом, значение численного коэффициента при постоянной составляющей составит единицу, что в два раза больше, чем для гармонических сигналов. Если один из сигналов будет гармоническим, а второй — импульсным, то, используя эту же методологию, нетрудно показать, что численный коэффициент составит $2/\pi$, т. е. промежуточное значение, как и следовало ожидать. По указанной причине, а также по целому ряду чисто технологических обстоятельств в модуляционных системах используют чисто импульсные режимы как для модуляции основного входного сигнала, так и при его обработке при синхронном детектировании.

Особенности модуляционного приёма. Использование в модуляционных приборах для устранения паразитного влияния фликкер-шума модулированного излучения эталонного источника приводит, однако, к целому ряду особенностей в практической наблюдательной работе. Для рассмотрения этих особенностей вернёмся к более детальному анализу сигнала в точке 3 (рис. 3.11) на временной диаграмме. После квадратичного детектора каждый полупериод содержит постоянную составляющую, пропорциональную T_1 и T_2 , а также интенсивные шумовые компоненты, в том числе и от фликкер-шума. Постоянное значение сигнала в каждом полупериоде можно записать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \bar{V}_2 &= \beta \left(\overline{u_2^2} \right) = \beta k (T_N + T_S) \Delta f, \\ \bar{V}_1 &= \beta \left(\overline{u_1^2} \right) = \beta k (T_N + T_0) \Delta f. \end{aligned} \right\} \quad (3.21)$$

Из графического построения рис. 3.11 следует, что среднее же значение сигнала по всему периоду модуляции можно записать как

$$\bar{T} = T_2 + \frac{T_1 - T_2}{2} = T_N + \frac{T_S + T_0}{2}. \quad (3.22)$$

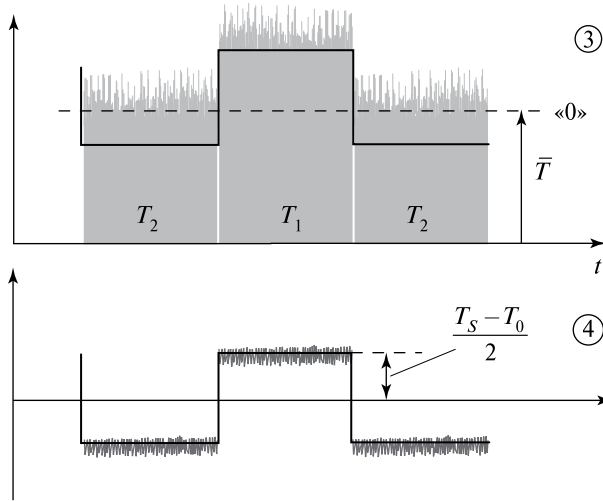


Рис. 3.11. Детализированная временная циклограмма (в произвольных единицах) на выходе квадратичного детектора (точка 3) и на выходе предварительного усилителя низкой частоты (ПУНЧ) (точка 4)

Как уже отмечалось, важнейшей функцией ПУНЧ является устранение этой постоянной составляющей сигнала вместе с компонентами фликкер-шума, которые примыкают к постоянной составляющей (см. частотные диаграммы на рис. 3.7 и 3.9б). На выходе ПУНЧ имеем симметричный импульсный сигнал с амплитудой, пропорциональной $(T_1 - T_2)/2$ или $(T_S - T_0)/2$, и флуктуационные компоненты, прошедшие через полосу пропускания ПУНЧ. Разложив импульсный сигнал в ряд Фурье, получим аналитическое выражение для сигнала на выходе ПУНЧ:

$$V_{\text{Пунч}} = \beta k \frac{T_S - T_0}{2} \Delta f \frac{4}{\pi} \left(\begin{aligned} &\cos 2\pi f_M t - \frac{1}{3} \cos 3 \cdot 2\pi f_M t + \\ &+ \frac{1}{5} \cos 5 \cdot 2\pi f_M t - \dots \end{aligned} \right) + A(t), \quad (3.23)$$

где под $A(t)$ понимают все флуктуационные компоненты, прошедшие через полосу пропускания ПУНЧ. Дальнейшее преобразование происходит в синхронном детекторе путём перемножения сигнала (3.23) с импульсным сигналом и выделения постоянной составляющей (см. выше). Воспользовавшись соотношением (3.20), получим окончательный вид сигнала на выходе фильтра низких частот:

$$V_{\text{Фнч}} = \frac{1}{2} \beta k (T_S - T_0) \Delta f + A_1(t), \quad (3.24)$$

где под $A_1(t)$ понимаются все флуктуационные компоненты, прошедшие через фильтр низких частот. Из анализа конечного соотношения (3.24) для модуляционного прибора следует ряд важных особенностей этого вида измерителей.

Во-первых, на выходе системы регистрируется сигнал в виде разности между исследуемым и эталонным сигналами. В случае их равенства на выходе системы регистрируется нулевое показание, хотя на входе системы присутствует исследуемый сигнал. Такой «относительный нуль» в показаниях приёмной системы связан с методологией построения модуляционной схемы. В связи с этим в такого вида приёмных системах требуется особый вид внешней калибровки.

Во-вторых, выходной сигнал радиометрических приёмных систем калибруется и нормируется в виде шкалы абсолютной температуры в градусах Кельвина, приведённой ко входу приёмной системы.

В-третьих, ввиду присутствия внутри системы фазочувствительных элементов (модулятор и синхронный детектор) выходной сигнал также является фазочувствительным по отношению к фазе управляющего сигнала для синхронного детектора. Если сигналы для модулятора и синхронного детектора сфазированы, выходной сигнал положителен по отношению к «относительному нулю». Если разность фаз составляет π (т. е. сигналы в антифазе), сигнал отрицателен по отношению к «относительному нулю». Если же разность фаз составляет $\pi/2$, то полезный сигнал на выходе системы отсутствует («абсолютный нуль»). В следующем параграфе покажем эти особенности на примере калибровки радиометра.

Порог чувствительности. Как уже отмечалось, порог чувствительности приёмной системы определяется теми шумовыми составляющими, которые прошли через всю систему после квадратичного преобразования. Спектр шумовых компонент после квадратичного преобразования имеет достаточно сложный характер — это и компоненты от шумов прибора, и компоненты от фликкер-шума (см. рис. 3.9б, точка 3). ПУНЧ пропускает только компоненты от шумов усилителя, отнесённые к гармоническим составляющим импульсного сигнала модуляции. Поскольку рассматриваемая система линейна, для вычисления интенсивности выходных (по отношению к ПУНЧ) флуктуаций рассмотрим функцию корреляции сигнала на выходе ПУНЧ с учётом того, что амплитудно-спектральная характеристика ПУНЧ (по мощности) представляет собой гребенчатый фильтр (см. рис. 3.9б, точка 4), в виде:

$$B_{\text{ПУНЧ}}(\tau) = \sum_{N=0}^{\infty} \int_{(2N+1)\omega_M}^{(2N+1)\omega_M + \Delta\omega_M/2} G_N(\omega) \cos(2N+1)\omega\tau \, d\omega, \quad (3.25)$$

где $G_N(\omega)$ — низкочастотная компонента квадратичного преобразования (см. § 2.8 и соотношение (2.92)), $\omega_M = 2\pi F_M$, $\Delta\omega_M = 2\pi\Delta f_M$. Как уже отмечалось, соотношение между частотой модуляции и высокочастотной полосой усилителя таково, что $f_M \ll \Delta f$, можно положить $G_N(\omega) = G_N(0)$ (см. рис. 3.9б, точки 3, 4). Кроме того, для того чтобы почти полностью воспроизвести импульсный сигнал, достаточно пропустить, например, N его гармоник ($N = 5 \dots 7$). Таким образом, не при слишком больших N и f_M для самой высокой гармоники сохраняется условие $Nf_M \ll \Delta f$ и в соотношении (3.25) можно

сохранить условие $G_N(\omega) = G_N(0)$. После выполнения интегрирования можем получить

$$B_{\text{ПУНЧ}}(\tau) = 2\beta^2 \frac{\sigma^4}{\Delta\omega} \frac{\sin \frac{\Delta\omega_M \tau}{2}}{\frac{\Delta\omega_M \tau}{2}} \sum_{N=0}^{\infty} \cos(2N+1)\omega_M \tau. \quad (3.26)$$

Из этого соотношения следует, что дисперсия (интенсивность) флуктуационного сигнала $V_{\text{ПУНЧ}}(t)$ на выходе ПУНЧ: $\sigma_{\text{ПУНЧ}}^2 = \overline{V_{\text{ПУНЧ}}^2} = 2\beta^2 \frac{\sigma^4}{\Delta\omega} \Delta\omega_M$. Сигнал, сформированный на выходе ПУНЧ, поступает на вход синхронного детектора (СД) и умножается на опорный сигнал, имеющий симметрично прямоугольную форму:

$$V_{\text{СД}}(t) = V_{\text{ПУНЧ}}(t) \frac{4}{\pi} \left[\cos \omega_M t - \frac{1}{3} \cos 3\omega_M t + \frac{1}{5} \cos 5\omega_M t - \dots \right]. \quad (3.27)$$

Теперь определим функцию корреляции сигнала на выходе синхронного детектора, воспользовавшись эргодическими свойствами рассматриваемого процесса (см. § 2.2):

$$B_{\text{СД}}(\tau) = \overline{V_{\text{СД}}(t)V_{\text{СД}}(t+\tau)} = \overline{V_{\text{ПУНЧ}}(t)V_{\text{ПУНЧ}}(t+\tau)} \times \times \frac{16}{\pi^2} \left[\cos \omega_M t - \frac{1}{3} \cos 3\omega_M t + \dots \right] \left[\cos \omega_M (t+\tau) - \frac{1}{3} \cos 3\omega_M (t+\tau) + \dots \right]. \quad (3.28)$$

Среднее значение двух последних перемножаемых рядов может быть записано как

$$\sum_{N=0}^{\infty} \frac{1}{(2N+1)^2} \cos(2N+1)\omega_M \tau. \quad (3.29)$$

Полное выражение функции корреляции сложно. Для наших исследований достаточно выделить наиболее крупномасштабную компоненту, которая определится как постоянная составляющая при временном усреднении произведения двух рядов:

$$\sum_{N=0}^{\infty} \cos(2N+1)\omega_M \tau \sum_{N=0}^{\infty} \frac{1}{(2N+1)^2} \cos(2N+1)\omega_M \tau. \quad (3.30)$$

Выполнив необходимые тригонометрические преобразования, получим выражение для постоянной составляющей произведения этих рядов:

$$\frac{1}{4} \left(1 + \frac{1}{3^2} + \frac{1}{5^2} + \dots \right) = \frac{\pi^2}{32}. \quad (3.31)$$

Таким образом, функция корреляции сигнала после синхронного детектора будет содержать крупномасштабную компоненту и мелкомасштабную, которую обозначим через $B(\tau, \omega_M)$:

$$B_{\text{СД}}(\tau) = \frac{1}{2} \frac{V_{\text{ПУНЧ}}^2}{\Delta\omega_M \tau} \frac{\sin \frac{\Delta\omega_M \tau}{2}}{2} + B(\tau, \omega_M). \quad (3.32)$$

Представляет интерес первое слагаемое, которое определяется частью спектра сигнала на выходе синхронного детектора, прилегающего непосредственно к нулевой частоте. Для этого, воспользовавшись соотношением для спектральной плотности при положительных частотах $G^+(f) = 2\pi G(2\pi f)$ и соотношением между функцией корреляции и спектральной плотностью (2.26), получим:

$$G^+(f) = 4 \frac{1}{2} \frac{V_{\text{ПУНЧ}}^2}{\Delta\omega_M \tau} \int_0^\infty \frac{\sin \frac{\Delta\omega_M \tau}{2}}{2} \cos 2\pi f \tau \, d\tau. \quad (3.33)$$

Интеграл может быть взят [Градштейн, Рыжик, 1963] при условии $0 < f < \Delta f_M/2$, что обычно удовлетворяется в конкретных условиях. Таким образом, с учётом (3.26) имеем

$$G^+(f) = 2\beta^2 \frac{\sigma^4}{\Delta f}, \quad (3.34)$$

здесь Δf — полоса пропускания основного высокочастотного усилителя. Дисперсия флуктуационного сигнала на выходе фильтра низких частот тогда будет равна

$$\sigma_{\text{ФНЧ}}^2 = \int_0^{\Delta F} G^+(f) \, df = 2\beta^2 \sigma^4 \frac{\Delta F}{\Delta f}. \quad (3.35)$$

Отсюда, с учётом (3.26), можно найти стандартное отклонение флуктуационного сигнала на выходе всей приёмной системы:

$$\sigma_{\text{ФНЧ}} = \sqrt{2} \cdot \beta k T_N \Delta f \sqrt{\frac{\Delta F}{\Delta f}}. \quad (3.36)$$

И, наконец, используя условия определения порога чувствительности приёмной системы (ΔT) и сопоставляя (3.35) и (3.24), где положим $T_S - T_0 = \Delta T$, получим значение порога чувствительности для модуляционного приёмника:

$$\Delta T = 2\sqrt{2} \cdot T_N \sqrt{\frac{\Delta F}{\Delta f}}. \quad (3.37)$$

Как следовало ожидать, значение полосы ПУНЧ из конечного результата выпало, а чувствительность модуляционного радиометра оказалась в два раза хуже, чем для радиометра компенсационной схемы. Это физически объясняется тем, что вследствие модуляции на входе системы исследуемый сигнал присутствует на входе прибора только половину времени наблюдения, т. е.

энергия полезного сигнала вдвое меньше, чем в случае компенсационного радиометра, при одинаковых шумовых свойствах приёмной системы. Однако при этом, как было отмечено, модуляционная схема обладает серьёзными преимуществами перед компенсационной (идеальной) схемой.

При других формах модуляции и демодуляции (синхронное детектирование) порог чувствительности будет несколько хуже, в силу уменьшения коэффициентов преобразования, о которых говорилось выше. Так, при синусоидальной модуляции и демодуляции порог чувствительности ухудшится (по отношению к идеальной схеме) весьма значительно — в 2,82 раза. По этим причинам в большинстве систем для приёма слабого шумового излучения используется прямоугольная модуляция и демодуляция.

Детальный анализ функционирования различных схем приёма флуктуационного излучения, помимо рассмотренных выше — компенсационной и модуляционной [Есепкина и др., 1973], показал, что при одинаковых шумовых и полосовых параметрах приёмной системы схемы радиометрических систем обладают значением порога чувствительности в виде соотношения:

$$\Delta T = \alpha T_N \sqrt{\frac{\Delta F}{\Delta f}} = \frac{\alpha}{2} \frac{T_N}{\sqrt{\Delta f \tau}}, \quad (3.38)$$

где α — коэффициент, определяющий эффективность работы конкретной схемы. Лучшей чувствительностью обладает компенсационная схема ($\alpha = \sqrt{2}$). Все остальные схемы дают значение α от 2 до 4. С детальным анализом различных схем можно ознакомиться в специализированной радиоастрономической и радиофизической литературе (например, [Есепкина и др., 1973]).

Квазиулевой режим. Анализ выражений (3.8) и (3.24) показывает, что содержательная часть выходного сигнала модуляционного радиометра может быть представлена в следующей форме:

$$V_{\text{Фнч}} = \frac{1}{2} k_1 G_A k (T_S - T_0) \Delta f. \quad (3.39)$$

Отсюда видно, что фликкер-шумы могут отражаться на выходном сигнале модуляционного прибора, правда, в сильно подавленном виде. Используя рассмотренную выше методологию по вычислению порога чувствительности радиометрического устройства с учётом фликкер-шумов и в соответствии с (3.39), получим выражение для порога чувствительности модуляционного радиометра:

$$\Delta T = \sqrt{T_N^2 \frac{\Delta F}{\Delta f} + (T_S - T_0)^2 \left(\frac{\sigma_{FN}}{G_A} \right)^2}. \quad (3.40)$$

Отсюда видно, что влияние фликкер-шума будет определяться соотношением $(T_S - T_0)/T_N$. Если в реальных наблюдениях этот параметр будет существенно меньше единицы, то можно надеяться на практически полную компенсацию и исключение влияния фликкер-шума на результаты измерений.

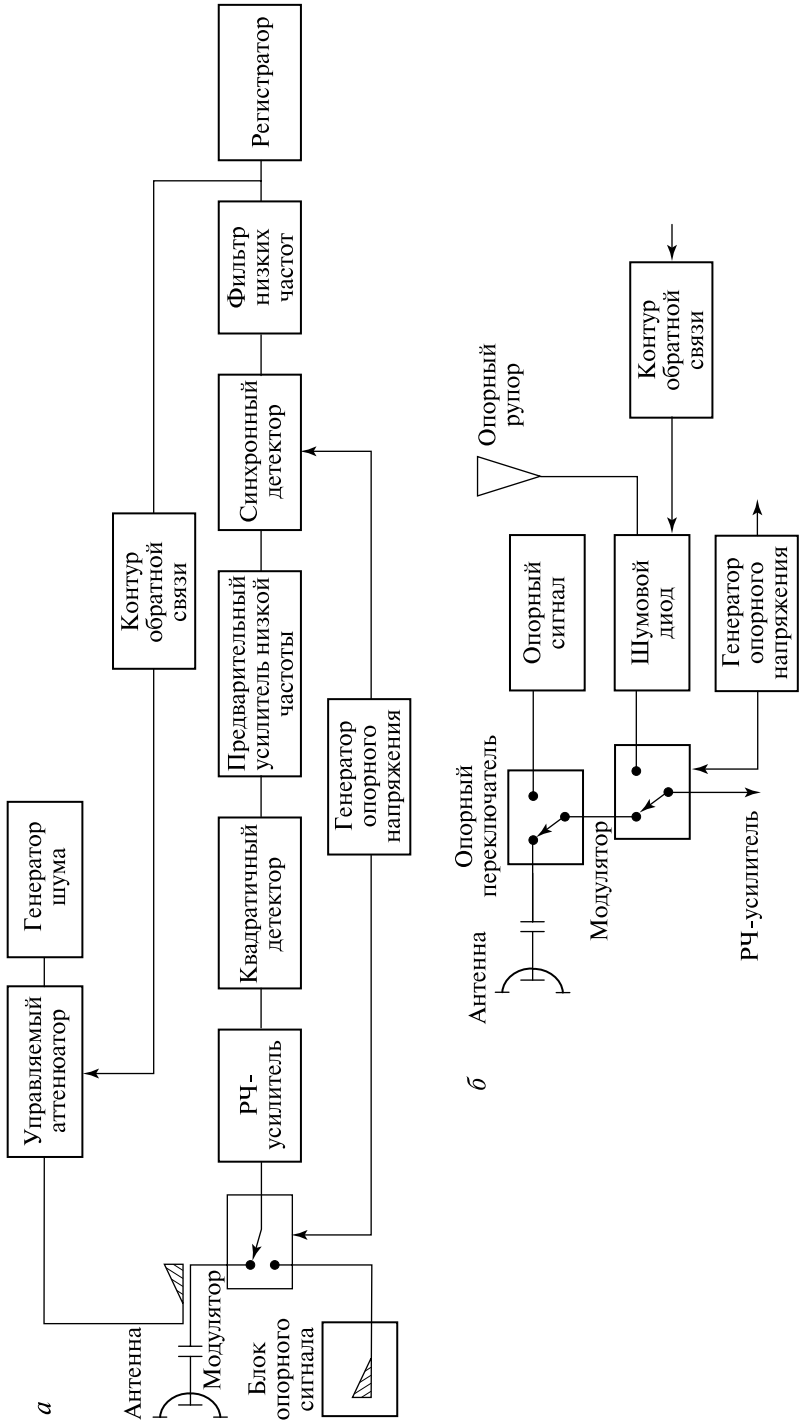


Рис. 3.12. Блок-схема радиометра балансного типа: а — при подаче шума во входную цепь; б — при подаче шума в цепь опорного сигнала

В режиме же бортовых измерений собственного излучения земных покровов, когда естественный фон излучения может колебаться в значительных пределах — от 150 К (водная поверхность) до 300 К (лесные массивы), величина рассмотренного параметра может быть значительной (0,1...0,5). И в этом случае практически неконтролируемый вклад фликкер-шума может уже играть заметную роль. Для исключения этого неприятного эффекта в 1972—1974 гг. были предложены квазиульевые режимы наблюдений в модуляционных радиометрах как для наземных, так и для бортовых наблюдений.

Физическая суть этого метода заключается в дополнительном вводе в сигнальный тракт шумового сигнала, по своим статистическим характеристикам не отличающегося от характеристик сигнала и такой интенсивности, чтобы их сумма точно составляла значение температуры эталона в течение всего цикла измерений. Такой тип измерений получил название квазиульевой режим измерений. Нетрудно видеть из (3.40), что тем самым обеспечивается полный выигрыш по чувствительности для модуляционной схемы измерений. Схематическое представление такого типа измерений показано на рис. 3.12*a*. Практически мгновенный баланс между температурой эталона и антенной температурой достигается при помощи дополнительного источника шума, интенсивность которого регулируется специальной цепью обратной связи, для создания так называемого режима подшумливания в сигнальной цепи. Использование такого режима позволяет достаточно надёжно различать и регистрировать на яркостном фоне водной поверхности (150 К) радиояркостные контрасты до 0,1 К и менее.

Возможны и другие схемные модификации квазиульевого режима. Например, на рис. 3.12*б* показана входная часть модуляционного радиометра с регулируемой шумовой температурой эталона. Рупорная антенна эталонного канала устанавливается в зенит, обеспечивая приём стабильного радиоизлучения атмосферы на уровне десятков градусов Кельвина с последующим добавлением излучения (по необходимости) от регулируемого источника шума для создания квазиульевого режима. Такая схема прибора обычно используется при исследовании малозумящих физических объектов — земная атмосфера в сантиметровом диапазоне длин волн, реликтовый фон Вселенной, водные поверхности с сильной минерализацией воды, металлические искусственные поверхности и подобного типа физические объекты, которые являются очень «холодными» в радиотепловом смысле.

§ 3.7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОРОГА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Из предшествующего изложения следует, что основными параметрами радиометра, определяющими его порог чувствительности, являются шумовые и частотные характеристики основного радиочастотного усилителя и постоянная времени выходного интегратора (фильтра низких частот). Знание этих параметров позволяет рассчитать ожидаемый порог чувствительности

по соотношению (3.38). В процессе разработки и настройки радиотепловых комплексов необходимо проведение целого ряда измерительных процедур — измерение потерь во входном тракте и в отдельных элементах тракта, вклад отдельных каскадов в общую шумовую температуру, частотных характеристик отдельных каскадов и совместимости их частотных свойств. Теории и практике таких достаточно тонких измерений посвящена богатая специальная радиотехническая литература. Здесь же остановимся на некоторых практических рекомендациях по измерению и оценке основных параметров радиометрического комплекса и, в первую очередь, порога чувствительности.

В наблюдательной практике достаточно часто возникает целый ряд технических проблем, при которых существует необходимость быстрой и достаточно надёжной проверки порога чувствительности радиотепловой системы. Как уже отмечалось, общепринятым критерием определения порога чувствительности радиометрической системы является равенство минимального шумового сигнала на входе системы стандартному отклонению выходных флуктуаций системы (см. соотношения (3.10) и (3.38)). Таким образом, для экспериментального определения порога чувствительности необходимо записать с помощью самопишущего или цифрового регистратора выходной сигнал радиометрической системы при отсутствии сигнала на входе. Запись надо произвести в достаточно большом масштабе по обеим осям — сигнала и времени с тем, чтобы явно был виден флуктуационный характер (гауссов шум) выходного сигнала, и затем подать на вход всей приёмной системы известной величины калибровочный шумовой сигнал. В результате получим на ленте самописца запись в виде характерной «шумовой дорожки» нормального случайного процесса (см. гл. 2) с калибровочным ступенчатым сигналом, тем самым вся приёмная система и её регистрирующая часть будут откалиброваны и приведены ко входу приёмной системы. В качестве показательного примера на рис. 3.13 приведена регистрационная запись выходного флуктуационного сигнала с калибровочными сигналами высокочувствительного модуляционного бортового радиометра 8-миллиметрового диапазона длин волн [Милицкий и др., 1975]. Все калибровочные процедуры, которые продемонстрируем ниже, выполнены в условиях полёта на борту российского самолёта-лаборатории Ил-18 в 1975 г.

В соответствии со статистическими процедурами [Бендат, Пирсол, 1974; Есепкина и др., 1973; Cressie, 1993] стандартное отклонение может быть определено по экспериментальным данным следующим образом. От некоторого условного нуля через равные промежутки времени Δt снимаются отсчёты выходного сигнала a_i . Важно, чтобы интервалы были больше (в 4–5 раз) постоянной времени выходного интегратора (τ), поскольку в противном случае соседние значения отсчётов не будут независимыми, и это обстоятельство может существенно исказить искомый результат. Важно также убедиться в том, что на выходе системы имеется «чистый» гауссов случайный сигнал приёмной системы, поскольку широко распространённое в настоящее время использование аналого-цифровых преобразователей серьёзно искажает исходную статистику сигнала [Бендат, Пирсол, 1974].

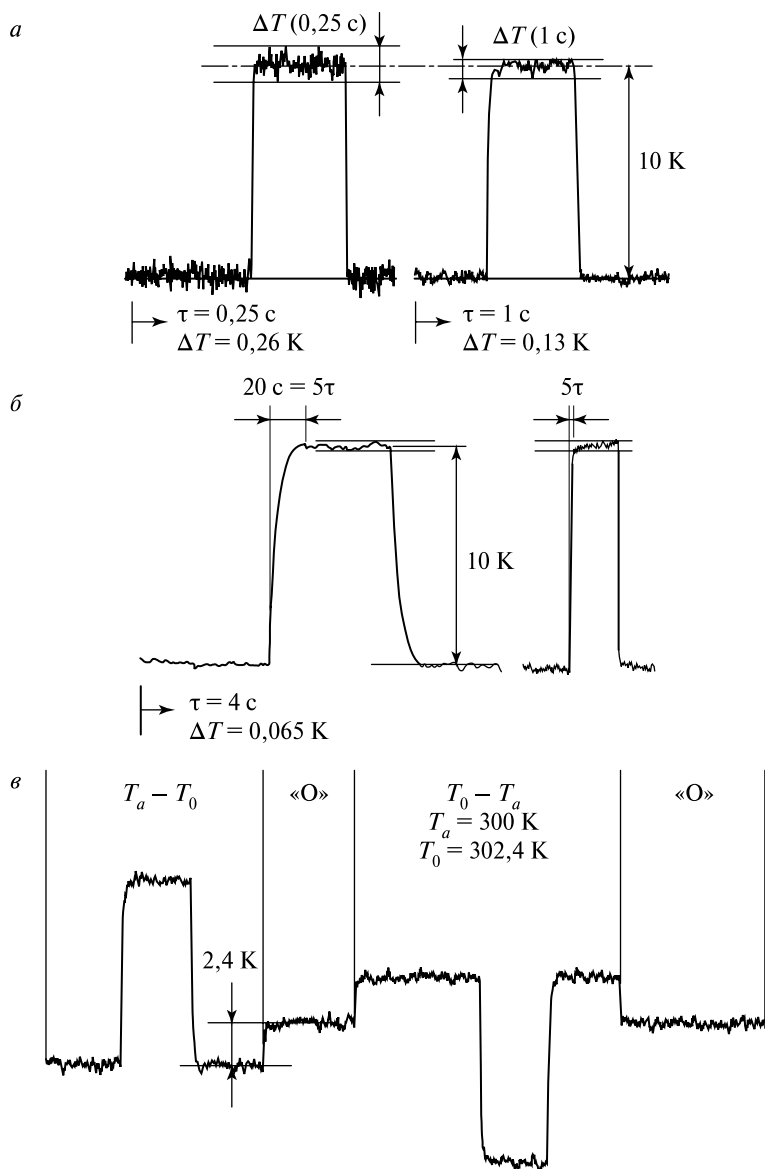


Рис. 3.13. Экспериментальные регистрограммы выходного шумового сигнала гауссового типа для процедуры вычисления флуктуационного порога чувствительности с использованием входного шумового сигнала ступенчатого типа с интенсивностью 10 K: а — для двух постоянных времени ФНЧ — 0,25 и 1 с; б — для постоянной времени 4 с и двух скоростей записи — $1800 \text{ мм} \cdot \text{ч}^{-1}$ (левая) и $240 \text{ мм} \cdot \text{ч}^{-1}$ (правая); в — регистрограмма ступенчатого входного сигнала для двух различных фаз опорного напряжения, поданного на синхронный детектор. Детали процедуры и система обозначений объясняются в тексте

Опытный экспериментатор обычно по форме записи шумового сигнала может определить его «чистоту» как гауссова сигнала. Далее из n отсчётов находят среднее значение, квадраты отклонения от среднего и, наконец, стандартное (несмещённое) отклонение [Бендат, Пирсол, 1974]:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{a} - a_i)^2}{n-1}}, \quad (3.41)$$

где \bar{a} — среднее значение. Далее, используя известный калибровочный сигнал, находим цену выходной шкалы $k = T_k/a_k$ и затем — значение стандартного отклонения (порога чувствительности) в градусах Кельвина, приведённого ко входу приёмной системы, $\Delta T = k\sigma$. Процедура в целом достаточно длительная, поскольку требует оцифровки большого количества отсчётов. При наличии в комплексе цифрового процессора указанная процедура может выполняться автоматически и регулярно в соответствии с программой наблюдений.

Как уже отмечалось, измеренная по ограниченной реализации (значение n) величина стандартного отклонения может заметно отличаться от предельного (истинного) значения стандартного отклонения. При этом экспериментаторы используют часто (и с успехом) другой приём, связанный с «правилом трёх сигм» для нормального распределения (см. § 2.2). Полная ширина записи шумового сигнала за значительный промежуток времени, по существу, определяется вероятностью выхода случайного сигнала за установленный интервал. Таким образом, сопоставляя полную ширину дорожки с ценой шкалы выходного сигнала и вычисляя 1/6 от этой величины, получаем достаточно (для практических целей) достоверное (с удовлетворительной точностью 15...20 %) значение порога чувствительности радиометрической системы. На рис. 3.13а продемонстрирована эта процедура при двух постоянных времени — 0,25 и 1 с. Порог чувствительности изменился (улучшился), как и следовало ожидать, в два раза. На рис. 3.13б представлена регистрограмма выходного сигнала этого же прибора, но с постоянной 4 с и двумя скоростями движения ленты самопишущего прибора — левая часть со скоростью 1800 мм·ч⁻¹, а правая — 240 мм·ч⁻¹. Выполнена эта процедура специально для того, чтобы продемонстрировать характерный вид переходного экспоненциального процесса выходного интегратора, полное время которого, как известно, составляет порядка 5τ или для данного варианта схемы 20 с (левая половина рис. 3.13б).

На шумовой дорожке также выявляется характерная скоррелированность флуктуаций сигнала («гладкий» сигнал) на масштабах времени, меньших 5τ. При уменьшении скорости движения ленты (или увеличения временного накопления сигнала) характер записи сигнала становится близким к случайному гауссовому сигналу (правая часть рис. 3.13б). Порог чувствительности прибора понижается ещё в два раза.

На рис. 3.13в продемонстрированы на этом же приборе процедуры нахождения «относительного нуля» выходной шкалы прибора и смены фазы

(на π) управляющего сигнала синхронным детектором. Для этого к основному сигнальному каналу был подключён калиброванный источник шумового сигнала — согласованная нагрузка с фиксированной термодинамической температурой 300 К и была произведена запись сигнала с калибровочной ступенькой 10 К (эта часть регистрограммы обозначена как $T_A - T_0$). Для проверки точности величины эталонной температуры и правильности выставления «относительного» нуля была выполнена следующая процедура — при работающем синхронном детекторе модулятор был установлен в фиксированное положение (на сигнальный канал) и произведена запись сигнала, который представлял собой разность двух идентичных величин (T_A) и соответственно был (разумеется, условно говоря) «абсолютным» нулем для шкалы выходного сигнала. Эта часть регистрограммы обозначена на рис. 3.13в как «О». Из анализа регистрограммы нетрудно видеть, что произошло смещение двух «нулевых» записей на 2,4 К (по данным калибровочной ступеньки). Поскольку входной сигнал (согласованная нагрузка) был предварительно тщательно откалиброван ($300 \pm 0,1$ К), то указанный эффект обусловлен тем, что величина сигнала эталонного источника составила 302,4 К (а не 300 К, как предполагалось прежде). Следующая часть записи, обозначенная как $T_0 - T_A$, произведена при смене фазы (на π) управляющего сигнала на синхронном детекторе и прежней фазе управляющего напряжения на модуляторе. Нетрудно видеть, что по отношению к «абсолютному» нулю эта запись зеркально симметрична записи $T_A - T_0$, что, собственно говоря, и следовало ожидать.

Таким образом, на указанном примере продемонстрированы экспериментальные (в бортовых условиях) возможности определения порога чувствительности радиометрического прибора, его постоянной времени, калибровки и установки шкал выходного сигнала, уточнения значения величины эталонного сигнала.

§ 3.8. ИЗМЕРЕНИЯ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ МЕТОДАМИ ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИИ

Измерения частотных характеристик линейных усилительных систем выполняются хорошо известными радиотехническими измерительными процедурами. Однако, в отличие от детерминированных сигналов, флуктуационное электромагнитное излучение, обладая очень широким спектром собственного излучения, занимает всю полосу пропускания приёмной системы, включая далёкие её крылья. Эту характеристику приёмной системы часто называют амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ). Сигнал, сформированный во всей этой полосе, и подвергается квадратичному преобразованию. Поэтому эффективный сигнал на выходе квадратичного преобразователя будет пропорционален интегралу от квадрата энергетической частотной характеристики усилительного каскада. Для того чтобы это показать для частотной характеристики произвольной формы $G_A(\omega)$, запишем выражение для спектральной

плотности шумового сигнала на выходе усилителя $G_N(\omega)$ с учётом условия согласования на его входе (см. § 3.3, соотношения (3.8), (3.9)) в следующем виде:

$$G_N(\omega) = kT_N G_A(\omega). \quad (3.42)$$

В соответствии с (2.23) и (2.27) получим выражения для функции корреляции и значения дисперсии шумового сигнала на выходе усилителя:

$$B_N(\tau) = \frac{1}{2} kT_N \int_{-\infty}^{\infty} G_A(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega, \quad (3.43)$$

$$\sigma_N^2 = B_N(0) = \frac{1}{2} kT_N \int_{-\infty}^{\infty} G_A(\omega) d\omega. \quad (3.44)$$

На основе этих соотношений можем получить выражение для коэффициента корреляции шумового сигнала на выходе, представленное с использованием частотных характеристик усилителя, в следующем виде:

$$R_N(\tau) = \frac{B_N(\tau)}{\sigma_N^2} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} G_A(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} G_A(\omega) d\omega}. \quad (3.45)$$

Разумеется, все полученные соотношения можно представить и с использованием только положительных частот и соответствующей частотной характеристики $G_A^+(f)$. Так, выражение для коэффициента корреляции будет иметь вид:

$$R_N(\tau) = \frac{\int_0^{\infty} G_A^+(f) \cos 2\pi f \tau df}{\int_0^{\infty} G_A^+(f) df}. \quad (3.46)$$

Функцию корреляции сигнала после квадратичного преобразования (КП) (2.88) запишем в виде, более удобном для дальнейшего анализа:

$$B_{\text{КП}}(\tau) = \sigma_N^4 + 2B_N^2(\tau). \quad (3.47)$$

(Для простоты записи в этом соотношении положено значение $\beta = 1$.)

Как отмечалось, спектральный состав сигнала после квадратичного преобразования состоит из двух компонент — информационной, расположенной на постоянном токе (нулевая частота), и компоненты, отвечающей за шумовые составляющие сигнала. Спектральную плотность шумовых компонент

$G_{\text{КП}}(\omega)$ можно выразить через функцию корреляции сигнала на выходе усилителя следующим образом:

$$G_{\text{КП}}(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B_N^2(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau. \quad (3.48)$$

Воспользовавшись соотношениями (2.23) и (2.24), распишем интеграл в уравнении (3.48) следующим образом:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} B_N^2(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau &= \frac{kT_N}{2} \int_{-\infty}^{\infty} G_A(\omega') d\omega' \int_{-\infty}^{\infty} B_N(\tau) e^{-j\tau(\omega-\omega')} d\tau = \\ &= \frac{(kT_N)^2 \pi}{2} \int_{-\infty}^{\infty} G_A(\omega') G_A(\omega - \omega') d\omega'. \end{aligned} \quad (3.49)$$

Подставив это соотношение в (3.48), получим принципиальное выражение, связывающее спектральную плотность шумовых компонент сигнала на выходе квадратичного детектора с интегралом свёртки амплитудно-частотной характеристики усилителя произвольной формы:

$$G_{\text{КП}}(\omega) = (kT_N)^2 \int_{-\infty}^{\infty} G_A(\omega') G_A(\omega - \omega') d\omega'. \quad (3.50)$$

При этом максимальное значение спектральной плотности, определяющей шумовые компоненты протектированного сигнала, будет равно (при $\omega = 0$):

$$G_{\text{КП}}(0) = (kT_N)^2 \int_{-\infty}^{\infty} G_A^2(\omega) d\omega. \quad (3.51)$$

Ещё раз заметим, что максимальная величина спектральной плотности протектированного сигнала пропорциональна интегралу от квадрата амплитудно-частотной характеристики усилителя по мощности. Ранее получено выражение для спектральной плотности прямоугольной полосовой характеристики (2.92) другим способом, а именно, с использованием фурье-преобразования вычисленной функции корреляции. Следует отметить, что, поскольку прямоугольная полосовая характеристика физически не может быть реализована, указанные результаты обычно рассматриваются как важный модельный предельный случай. В случае же реальных усилительных устройств выражения (3.50) и (3.51) могут быть весьма сложны. По этой причине принято целесообразным ввести [Бунимович, 1951; Есепкина и др., 1973] понятие эквивалентной низкочастотной полосы протектированных шумов (или радиометрической полосы прибора) ($\Delta f_{\text{рад}}$) как отношение полной мощности шумовых компонент (на выходе детектора) к максимальному значению спектральной плотности. Переходя к положительным частотам и к реальным амплитудно-частотным характеристикам прибора $G^+(f)$, будем иметь:

$$\Delta f_{\text{рад}} = \frac{2\sigma^4}{G^+(0)} = \frac{\left[\int_0^{\infty} G^+(f) df \right]^2}{\int_0^{\infty} [G^+(f)]^2 df}. \quad (3.52)$$

Из (3.52) нетрудно видеть, что для прямоугольной полосы АЧХ значение радиометрической полосы будет равно полному абсолютному значению полосы. В случае же других форм амплитудно-частотных характеристик ситуация может в корне отличаться от такого идеализированного (и нереализуемого) случая [Булатов и др., 1980].

Вспомнив процедуру определения порога чувствительности (см. § 3.5), приравняем значение квадрата постоянной составляющей на выходе детектора, определяемого входным сигналом, равным порогу чувствительности, значению дисперсии шумового сигнала на выходе фильтра низких частот с эффективной полосой ΔF :

$$\sigma^4(\Delta T) = G^+(0)\Delta F. \quad (3.53)$$

После небольших преобразований имеем значение порога чувствительности, выраженного через радиометрическую полосу высокочастотного усилителя и эффективную полосу фильтра низких частот:

$$\Delta T = \sqrt{2} \cdot T_N \sqrt{\frac{\Delta F}{\Delta f_{\text{рад}}}}. \quad (3.54)$$

Ввиду того, что реальные усилительные устройства обладают подчас весьма сложными амплитудно-частотными характеристиками, возникает необходимость в детальной, но достаточно простой в аппаратурном плане методике исследования. Приведённый ниже материал базируется на результатах экспериментальных работ, выполненных в Институте космических исследований под руководством автора настоящей книги в 1976–1981 и 2002–2003 гг. [Булатов и др., 1980, 2003]. Физическая суть этих методик заключается в создании искусственной интерференции широкополосных шумовых потоков на входе испытуемой радиометрической системы, регистрации интерференционного сигнала (по существу, фурье-спектрограммы) на выходе радиометрического устройства, и затем восстановления полного вида и формы амплитудно-частотной характеристики прибора.

Принципиальная схема эксперимента и радиометрического прибора представлена на рис. 3.14. Широкополосный шумовой сигнал от генератора шума (условно — дельта-коррелированный) делится пополам и подаётся на вход радиометра по цепям различной электрической длины.

На входе радиометра два шумовых потока, сдвинутых по времени относительно друг друга, смешиваются и поступают на вход непосредственно усилителя со сложной формой ограниченной амплитудно-частотной характеристики, которая и «наложит» на входной сигнал корреляционные связи.

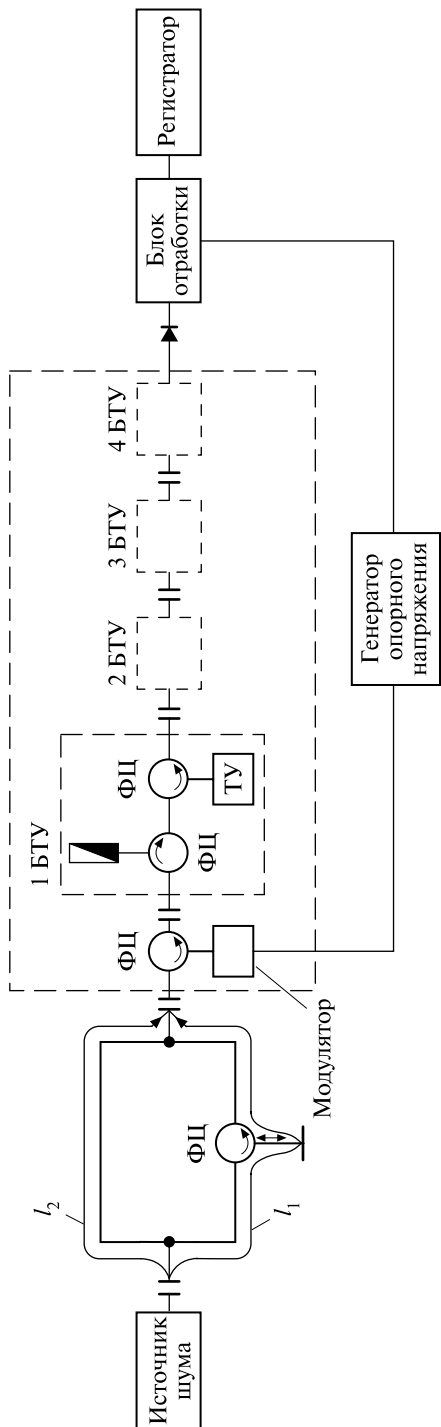


Рис. 3.14. Блок-диаграмма измерительной схемы и модуляционного радиометра: БТУ — блок туннельного усилителя; ФЦ — ферритовый циркулятор; ТУ — туннельный усилитель [Булатов и др., 1980]

Из сопоставления рис. 3.2г и 3.14 нетрудно видеть, что используемая экспериментальная схема является, по существу, аналогом схемы интерферометра Майкельсона и может быть использована для целей фурье-спектрометрии.

Несколько упрощая ситуацию, рассмотрим интерференцию шумовых потоков в так называемом «квазимонохроматическом» приближении. Это существенно упростит все выкладки без потери физического существа проблемы. При изменении разности плеч $l = l_1 - l_2$ на входе радиометра происходит интерференция гармонических сигналов E и Ee^{-jkl} , где $k = 2\pi/\lambda$. Сумма полей на входе равна $E_{in} = E(1 + e^{-jkl})$, а мощность в узкой полосе частот df (другими словами, спектральная плотность) составляет

$$dP \approx E_{in} E_{in}^* df = 2E^2(1 + \cos kl) df \quad (3.55)$$

и, в соответствии с (3.5), пропорциональна входной антенной температуре, рассматриваемой в монохроматическом приближении. В таком случае отклик радиометрического устройства, рассматриваемый во всей полосе прибора и приведённый ко входу радиометра, может быть представлен в виде:

$$T_{\Sigma} = \frac{\int_0^{\infty} T_N(f) G^+(f) df}{\int_0^{\infty} G^+(f) df}, \quad (3.56)$$

где $T_N(f) = a_0/2 + a_1 \cos 2\pi f \tau$. Подставив это выражение в (3.56), получим уравнение для отклика системы:

$$T_{\Sigma}(\tau) = \frac{a_0}{2} + a_1 \frac{Q(\tau)}{\int_0^{\infty} G^+(f) df}, \quad (3.57)$$

где $Q(\tau)$ может быть представлено в виде

$$Q(\tau) = \int_0^{\infty} G^+(f) \cos(2\pi f \tau) df. \quad (3.58)$$

Отсюда нетрудно заключить, что при непрерывном изменении задержки между шумовыми потоками получаем экспериментальную регистрограмму функции корреляции от амплитудно-частотной характеристики усилителя системы. Имея в виду, что полоса пропускания приёмного устройства достаточно узкополосна, можно функцию $Q(\tau)$ представить в виде медленно меняющейся огибающей, определяющей форму АЧХ, и гармонического наполнения, определяющего центральную частоту АЧХ (см. § 2.5):

$$Q(\tau) = q(\tau) \cos 2\pi f_0 \tau. \quad (3.59)$$

Такое разделение экспериментальной функции $Q(\tau)$ на высокочастотное наполнение и форму огибающей является очень удобным (и распространён-

ным) подходом, который часто используется при экспериментальной обработке. Этот подход позволяет существенно упростить дальнейшие вычисления. Для симметричной полосы пропускания форма АЧХ по мощности может быть представлена (для положительных частот) в следующем виде :

$$G^+(F) = 4 \int_0^{\infty} q(\tau) \cos(2\pi F\tau) d\tau, \quad (3.60)$$

где $F = f - f_0 > 0$.

Теперь выполним эти процедуры для обработки интерференционных данных радиометра прямого усиления (рис. 3.14 и 3.15а). Для того чтобы восстановить АЧХ и определить её параметры, экспериментальные величины огибающей были аппроксимированы методом наименьших квадратов при помощи функции в виде:

$$q(\tau) = K(1 + M\tau)e^{-m\tau}, \quad (3.61)$$

где M и m в исследуемом случае оказались равны $(7,5 + 0,3) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ и $(12,3 + 0,4) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, соответственно. Используя выражение (3.60), мы получим после интегральных преобразований аналитическую форму исследуемой АЧХ в виде:

$$G^+(f - f_0) = 4K \left\{ \frac{m}{m^2 + 4\pi^2(f - f_0)^2} + M \frac{m^2 - 4\pi^2(f - f_0)^2}{[m^2 + 4\pi^2(f - f_0)^2]^2} \right\}. \quad (3.62)$$

По форме полученной АЧХ (положительные частоты), представленной на рис. 3.15б, можно найти величину полной полосы пропускания усилительной системы по уровню 3 дБ — $\Delta f_{1/2} = 272 \pm 8 \text{ МГц}$, которая полностью согласуется (в пределах ошибок эксперимента) с полосой, полученной независимо по данным свип-генератора ($265 \pm 10 \text{ МГц}$). Отсюда следует, что форма АЧХ усилительной системы принципиально отличается от прямоугольной формы АЧХ (часто используемой в теоретических расчётах) и, соответственно, в экспериментальной интерферограмме отсутствует нулевое значение интерференционной функции (см. вставку на рис. 3.15а). Нулевое значение в интерференционной функции есть характерный признак идеализированной прямоугольной полосы пропускания, которая, как уже отмечалось, не может проявиться в реальном физическом эксперименте. Форма изучаемой АЧХ (см. рис. 3.15б) занимает промежуточное место между гауссовской и лоренцевской формами полосы пропускания (см. § 2.5). Значения параметров АЧХ могут быть получены с использованием соотношений, которые уже известны:

$$q(\tau) = \int_0^{\infty} G^+(F) \cos(2\pi F\tau) dF, \quad (3.63)$$

и, как следствие соотношений (3.49) и (3.52), имеем

$$4 \int_0^{\infty} q^2(\tau) d\tau = \int_0^{\infty} [G^+(F)]^2 dF. \quad (3.64)$$

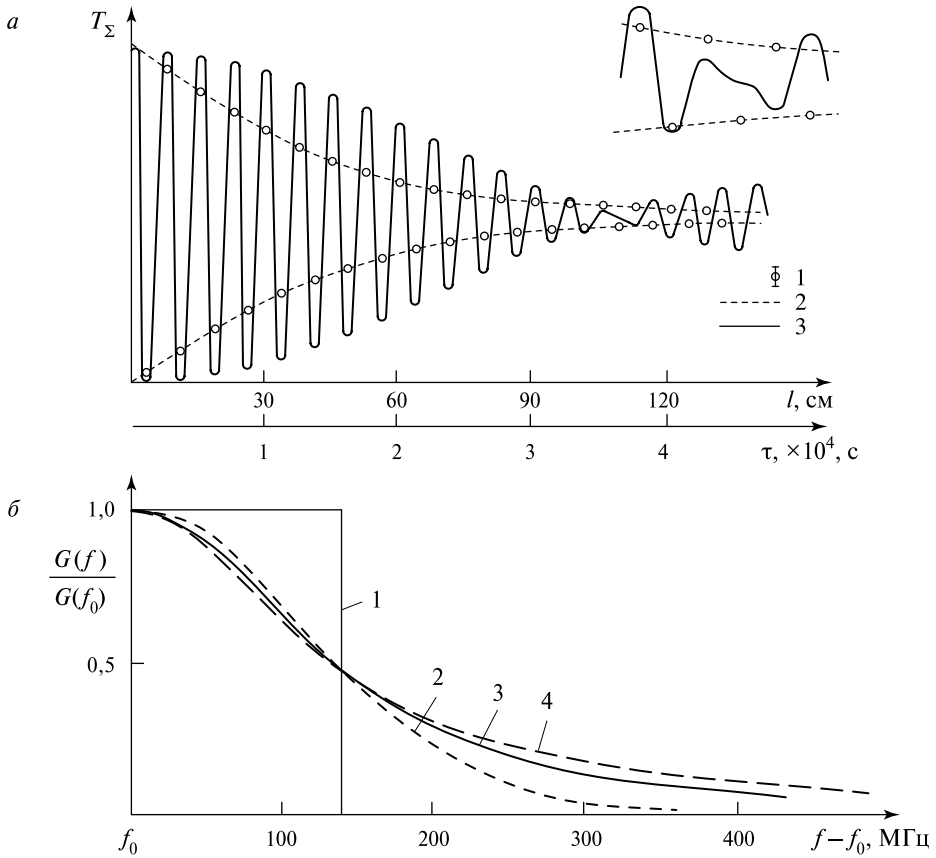


Рис. 3.15. Экспериментальные результаты метода фурье-спектроскопии: *a* — интерферограмма (1 — экспериментальные точки (с СКО-ошибками); 2 — теоретическая огибающая интерферограммы (см. уравнение (3.61); 3 — интерферограмма прямоугольной полосы пропускания при значении $\Delta f_{1/2} = 272$ МГц); *b* — амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) с тем же значением полосы пропускания на уровне 3 дБ, но разной формы (1 — прямоугольная; 2 — гауссовская; 3 — восстановленная по экспериментальным результатам; 4 — лоренцевская)

Таким образом, оценка полной мощностной полосы пропускания (МПП) $\Delta f_{\text{МПП}}$ может быть найдена как

$$\Delta f_{\text{МПП}} = \frac{\int_0^{\infty} G^+(F) dF}{G^+(0)} = \frac{q(0)}{2 \int_0^{\infty} q(\tau) d\tau}, \quad (3.65)$$

и для радиометрической полосы пропускания $\Delta f_{\text{рад}}$ (в соответствии с определениями, данными в работах [Бунимович, 1951; Есепкина и др., 1973]) — как

$$\Delta f_{\text{рад}} = \frac{q^2(0)}{2 \int_0^{\infty} q^2(\tau) d\tau}. \quad (3.66)$$

Используя выражения для $q(\tau)$ и найденные параметры, получим следующие величины полос пропускания: $\Delta f_{\text{МПП}} = 382 \pm 19$ МГц и $\Delta f_{\text{рад}} = 695 \pm 48$ МГц. Сопоставление величин этих параметров с величиной полосы пропускания $\Delta f_{1/2}$, полученной из восстановленных значений АЧХ, показывает, что мощностная и радиометрическая полосы существенно отличаются от величины $\Delta f_{1/2}$ ввиду того, что мощный вклад компонент шумового сигнала проходит через «крылья» АЧХ, т. е. через те особенности АЧХ, которые неудовлетворительно определяются на основе стандартных измерений (например, при помощи свип-генераторов). Отметим, что в большинстве аппаратурных работ оценка флуктуационного порога чувствительности радиотеплового прибора производится с использованием стандартной полосы пропускания $\Delta f_{1/2}$, что приводит к своего рода недооценке флуктуационного порога чувствительности исследуемого прибора.

При достаточно сложных частотных преобразованиях в усилительной системе (например, в случае так называемого супергетеродинного приёма, см. § 3.9) форма фурье-интерферограммы может быть аппроксимирована достаточно нетривиальной функцией, и восстановление полной формы АЧХ и получение её параметров может превратиться в достаточно сложную проблему.

Таким образом, метод фурье-спектроскопии при наличии достаточно простой и доступной экспериментальной техники позволяет получить надёжные значения радиометрических и энергетических полос, а также воссоздать в полном объёме аналитический вид сложных амплитудно-частотных характеристик усилительных микроволновых устройств.

§ 3.9. ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ УСИЛИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ

Прежде чем рассматривать радиометрические системы с предельными чувствительностями, кратко остановимся на основных схемах микроволновых усилительных приёмников, используемых в бортовых радиотепловых и радиоастрономических измерениях. Разумеется, этим вопросам посвящена значительная радиотехническая литература. Здесь же нас будет интересовать качественная ситуация. Уточним, что приёмным устройством называем собственно микроволновый усилитель (до квадратичного устройства). Многообразие используемых усилительных устройств, по существу, делится на три крупных класса — детекторные приёмники, приёмники прямого усиления и супергетеродинного типа.

Детекторные приёмники. Наиболее простым типом радиометрического устройства является детекторный приёмник, в котором принимаемое микроволновое флуктуационное электромагнитное излучение непосредственно направляется на квадратичное устройство, и входная полоса пропускания устройства определяется частотными свойствами антенных систем. Такие приёмники нашли применение в радиоастрономии для исследования интенсивных источников (например, Солнца), в первых бортовых радиотепловых наблюдениях (исследование Венеры на аппарате «Маринер-2» (Mariner 2)), а также в приёмных системах субмиллиметрового диапазона. В этих типах приёмников, несмотря на собственные высокие шумовые характеристики, благодаря очень широкой полосе частот (более 25 %), можно добиться порога чувствительности (порядка 2...3 К), достаточного для целого ряда очень важных качественных исследований (например, исследования присутствия водяного пара в облачном слое Венеры на аппарате «Маринер-2» при помощи микроволновых методов или поиски сигналов внеземных цивилизаций микроволновыми методами в частотном диапазоне «водяной дыры»). Такого типа радиометрические приборы относятся к радиометрам сплошного спектра и не могут быть использованы для тонких исследований селективных излучений.

Приёмники прямого усиления. Такая схема приёма подразумевает значительное усиление исследуемого сигнала в его собственном частотном диапазоне при помощи малошумящих приёмников. В первых радиометрах, построенных по этой схеме в 1957–1965 гг. для радиоастрономических целей, были использованы лампы бегущей волны, туннельные усилители и затем (в 1974–1977 гг.) — малошумящие параметрические усилители. Успехи твёрдотельной электроники позволили создать достаточно малошумящие (с шумовой температурой несколько сотен градусов Кельвина), малогабаритные и с незначительным энергопотреблением твёрдотельные усилители на базе полевых транзисторов и туннельных усилителей. Опыт проектирования и применения радиометрических бортовых комплексов показал, что такие схемные решения целесообразно в настоящее время использовать до частот 50...60 ГГц.

Приёмники супергетеродинного типа. Наиболее распространёнными в микроволновом диапазоне являются приёмники супергетеродинного типа, поскольку они значительно более чувствительные, чем детекторные, и вместе с тем относительно простые при технической реализации. Физический принцип работы супергетеродинного приёмника был предложен на заре развития радиотехники и активно применялся и применяется в приёмных устройствах различных диапазонов электромагнитных длин волн.

Принцип действия заключается в следующем. На нелинейный активный элемент, называемый смесителем (или преобразователем частоты), подаётся достаточно мощное электромагнитное гармоническое излучение от внутреннего стабильного генератора (гетеродина) на частоте, близкой к рабочей частоте сигнала. По отношению к слабому входному сигналу смеситель представляет собой линейный элемент с гармонически изменяющимися

активными параметрами. Нетрудно видеть, что в результате такого взаимодействия на выходе устройства будем иметь сигналы разностной (промежуточной) и суммарной частот. При этом вся информационная нагрузка, заключённая в модуляции амплитуды входного сигнала, будет «перенесена» на эти частоты без искажения. Дальнейший процесс усиления происходит на промежуточной частоте при помощи усилителей промежуточной частоты. При этом сигнал суммарной частоты подавляется. Значение промежуточной частоты выбирается в том частотном диапазоне, где существуют малошумящие стабильные усилители с соответствующей физической задаче полосой частот. Так, для задач исследования селективных излучений эта относительная (по отношению к частоте входного сигнала) полоса может составить $10^{-5} \dots 10^{-8}$, а задач исследования сплошного спектра — $10^{-2} \dots 10^{-1}$. Развитием этой схемы является супергетеродинный приёмник с малошумящим усилителем высокой частоты на входе системы. Такая схема позволила получить в бортовых радиометрических системах рекордную нормированную чувствительность, порядка $0,05 \dots 0,1$ К.

Продвижение исследований в миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны привело к созданию эффективных волноводных смесителей на диодах с барьером Шоттки, а также использованию квазиоптических схем смесителей с включением как оптических (линз и зеркальных отражателей), так и радиофизических элементов (рупоры, усилители). При этом используется как одиночное преобразование частоты, так и повторное (каскадное).

В заключение этого параграфа отметим, что прогресс в проектировании и создании малошумящих приёмных систем идёт с поразительной динамикой, и в ближайшем будущем, по-видимому, будут получены бортовые радиотепловые приёмные системы с использованием гибридных оптико-радиофизических схем построения как непосредственно для приёмной части, так и для информационно-вычислительной системы радиотепловых бортовых комплексов.

§ 3.10. ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Как уже было отмечено, предельная чувствительность радиометрических систем определяется тремя факторами: а) суммой шумовой температуры приёмного устройства и яркостной температуры фона, на котором производится наблюдения; б) частотной полосой пропускания приёмной системы; в) постоянной времени выходного интегратора приёмной системы. Разумеется, все эти параметры сильно варьируются в зависимости от типа физических задач и предлагаемой для их выполнения аппаратуры.

По существу, процедура оптимизации всех этих параметров для конкретной задачи и составляет суть наблюдательной стратегии эксперимента.

Не претендуя на анализ всего многообразия возможных физических задач, рассмотрим некоторые количественные оценки ряда наиболее контрастных

наблюдательных ситуаций, которые будут полезны при постановке уже конкретных экспериментов.

Разумеется, часть факторов, определяющих чувствительность радиометрической системы, совершенно не подвластна постановщику эксперимента — это, в первую очередь, фоновое тепловое излучение, на котором производятся целенаправленные наблюдения, а также фоновое космическое излучение (условно, «подсвет» или «шумы небосвода») и излучение атмосферы. Как будет показано при дальнейшем изложении, практически неустраняемое излучение поступает через так называемые боковые лепестки антенных систем. Если представить возможность использования идеального (нешумящего) усилителя, то в этом случае шумовая температура в формуле для вычисления порога чувствительности (3.38) будет определяться только шумовой температурой фона измерений. В реальном космическом эксперименте имеется два (исключая Солнце) контрастных варианта — реликтовый фон Вселенной с яркостной температурой 2,7 К и «горячие» (разумеется, в смысле собственного излучения) покровы на поверхности Земли с яркостной температурой около 300 К (тропические леса, пустыни, ледники). Нетрудно понять, что из соотношения (3.38) следует поразительный результат — при прочих равных условиях (постоянная времени и полоса пропускания) пороги чувствительности систем будут различаться в 100 раз (и при исследовании Солнца — в 2000 раз). Исходя из этого специалисты обычно считают [Есепкина и др., 1973; Струков, Скулачёв, 1984; 1986] разумным требование, чтобы шумы приёмной аппаратуры были не больше фоновых шумов антенны в конкретном эксперименте. Таким образом, при проектировании шумовых характеристик радиометрических систем, в первую очередь, принимаются во внимание излучательные свойства потенциальных физических объектов изучения.

Вторым важным фактором является выбор и установка постоянной времени интегратора (или времени накопления сигнала). Контрастными и показательными здесь могут служить значения, используемые в задачах исследования тонких особенностей радиотепловой пространственной структуры реликтового фона Вселенной и, например, в задачах исследования пространственных полей осадков в земной атмосфере. Если в первом типе задач необходимо достижение рекордной чувствительности порядка милликельвина (0,001 К), что диктуется требованиями самой физической задачи [Barreiro, 2000], то для достижения таких характеристик экспериментаторы прибегают к накоплению сигнала порядка суток ($\tau = 10^4 \dots 10^5$ с) при помощи достаточно сложной процедуры обработки сигнала [Струков, Скулачёв, 1986; Скулачёв, 2010].

Другой же тип задач — пространственное поле осадков — требует максимального пространственного разрешения вплоть до мгновенного поля зрения (одного пиксела разрешения). При этом просмотр пиксела разрешения с движущегося аппарата (самолёта или спутника) может составить незначительное время, например, порядка 0,1 с. Таким образом, нормированная уже ко времени просмотра пиксела, чувствительность радиометрической системы

(чувствительность в пикселе) ухудшится по сравнению с нормированной на 1 с в 3,3 раза. Именно это значение часто приводится в конструкторских данных аппаратуры [Colton, Poe, 1999]. Однако при изучении пространственных характеристик земных покровов часто возникает необходимость сопоставления излучательных свойств квазиоднородных протяжённых объектов, содержащих тысячи и десятки тысяч мгновенных пикселей. В этом случае речь идёт о пространственно-контрастной чувствительности, которая будет эквивалентна накоплению сигнала в количестве пикселей, содержащихся в изображении областей. Разумеется, эта характеристика может быть существенно лучше, чем чувствительность в пикселе разрешения.

Третьим фактором, определяющим порог чувствительности радиометрической системы, является полоса пропускания высокочастотного усилителя. Как уже отмечалось, этот параметр в значительной степени определяется требованиями постановки физической задачи. Так, для исследования тонких особенностей линейчатых спектров (см. гл. 11) необходимо частотное разрешение в радиометрах-спектрометрах, достигающее $10^{-7} \dots 10^{-8}$ от центральной несущей частоты. Величина полосы для таких наблюдений весьма критична, так как даже небольшое расширение этой полосы для улучшения порога чувствительности может пагубно сказаться на выполнении самого эксперимента. Для исследования излучательных характеристик земных покровов (см. гл. 8) значение полосы пропускания значительно менее критично, и в радиометрах сплошного спектра она может варьироваться в значительных пределах, практически не влияя на конечный результат. Нетрудно видеть, что при прочих равных условиях порог чувствительности спектральных приборов существенно хуже (почти в 10^3), чем в радиометрах сплошного спектра. Проблема получения достаточной чувствительности для спектральных приборов является весьма актуальной.

Таким образом, следует ещё раз подчеркнуть, что само по себе значение нормированного порога чувствительности, разумеется, характеризует радиофизические свойства прибора в целом, но при этом ещё не определяет в полной мере эффективность использования радиотеплового прибора в той или иной дистанционной задаче. С точки зрения наблюдательной практики важны также параметры накопления и полосы пропускания (амплитудно-частотная характеристика) и их соотношение между собой. Окончательная эффективность дистанционного прибора может быть определена лишь после детального совместного анализа параметров аппаратуры и пространственно-временных и излучательных свойств изучаемого физического объекта. В подавляющем большинстве случаев разработчикам бортовой аппаратуры приходится идти на определённые компромиссные варианты при построении бортовых радиометрических комплексов. Соответствующие примеры будут рассмотрены при анализе разного типа задач микроволнового зондирования в последующих главах (см. гл. 8, 11).

Глава 4

Тепловые флуктуации и их фундаментальные закономерности

Предметом изучения в гл. 4 является фундаментальный закон природы, связывающий квантовое флуктуационное излучение объекта любой физической природы с его диссипативными свойствами в макромасштабах и получивший наименование — флуктуационно-диссипационная теорема (ФДТ). Основное внимание уделяется физической стороне проблемы. Анализируются важные для дистанционных и аппаратурных применений квазистационарная аппроксимация ФДТ, получившая наименование формулы Найквиста, и геометро-оптическое приближение — закон Кирхгофа. Кроме того, рассматриваются методические вопросы применения результатов ФДТ в условиях реального дистанционного зондирования.

§ 4.1. ТЕПЛОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ТЕПЛОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ: ИСТОРИЧЕСКИЙ АСПЕКТ

Одним из фундаментальных факторов, объясняющих принципиальное значение теплового излучения (или, как иногда говорят, тепловых электрических флуктуаций) в дистанционных и астрофизических приложениях, является достаточно прозрачная физическая связь зарегистрированного излучения с внутренней термической структурой физического объекта и с его физико-химическими и физико-геометрическими особенностями. Практически все полученные к настоящему времени фундаментальные результаты дистанционного зондирования (Земля и планеты) и астрофизики в значительной степени базируются на использовании данных дистанционного наблюдения теплового излучения (тепловых флуктуаций), формирующегося и проявляющего себя в наблюдательном плане, разумеется, различными способами в разных областях электромагнитного спектра в зависимости от термодинамической температуры и физических свойств изучаемого объекта. Разумеется,

помимо теплового излучения, попадает из космоса на Землю и формируется непосредственно в земных условиях целый спектр других электромагнитных излучений, тоже носящих флуктуационный характер, однако не имеющих отношения к физике теплового излучения. Разделение или вычленение из экспериментальных данных излучений различного типа само по себе подчас представляет сложную научную проблему. В этой книге, как уже отмечалось, рассматриваются только вопросы теплового излучения.

Все физические объекты, имеющие физические температуры, отличные от абсолютного нуля, непрерывно излучают флуктуационное электромагнитное поле, возникающее из-за внутренней энергии, которая обуславливает возможность спонтанных переходов между колебательно-вращательными уровнями молекул в газовой среде, колебаний молекул в жидких и твёрдых телах и колебаний решётки в твёрдых телах с последующим высвечиванием электромагнитных квантов. Излучение имеет типично квантовый характер и не может быть описано в рамках классической теории электромагнетизма Максвелла. Энергия излучения охватывает очень широкий диапазон длин волн, причём имеет (как принято говорить в радиофизике и оптике) сплошной (непрерывный) спектр достаточно сложной формы, положение максимума которого зависит от термодинамической температуры вещества. Что касается терминологических подходов, то в научной литературе имеется целый спектр наименований этого излучения — собственное излучение, планковское излучение, равновесное излучение, тепловое излучение, радиотепловое излучение, радиоизлучение, серотельное излучение, эффективное излучение.

Исследование разных частей электромагнитного спектра теплового излучения и, вообще, тепловых флуктуаций шло в историческом плане весьма неравномерно [Левин, Рытов, 1967; Планк, 2006; Рытов, 1953; Шёпф, 1981]. В изучении тепловых электрических флуктуаций и теплового излучения имеется два круга вопросов, связь между которыми выяснилась сравнительно давно, но получила математическое оформление в виде единой теории, получившей наименование флуктуационно-диссипационной теоремы (ФДТ), только в начале 50-х гг. XX столетия [Ландау, Лифшиц, 1982; Левин, Рытов, 1967].

Одна из областей, о которых идёт речь, по времени значительно более ранняя, — это вопросы, касающиеся теплового излучения нагретых тел, рассматриваемого в оптическом диапазоне длин волн. Соотношение между излучающим телом и окружающей средой интересовало исследователей П. Прево (Пьер Прево, *англ.* Pierre Prevost), Б. Стюарт (Бальфур Стюарт, *англ.* Balfour Stewart), А. Й. Ангстрем (Андерс Йонас Ангстрем (Онгстрём), *швед.* Anders Jonas Ångström) ещё с начала XIX в. Но только Г. Р. Кирхгофу (Густав Роберт Кирхгоф, *нем.* Gustav Robert Kirchhoff) принадлежит заслуга (в 1860 г.) в раскрытии тонкого и глубокого физического смысла, скрывающегося за первичными представлениями о «лучеиспускании» (излучении) и поглощении. Основанием для работы Кирхгофа послужило открытие, сделанное за несколько месяцев перед этим Кирхгофом и Р. В. Бунзеном (Роберт Вильгельм Бунзен, *нем.* Robert Wilhelm Bunsen): они обнаружили, что фраунгоферовы линии поглощения в солнечном спектре совпадают с линиями испускания известных

на Земле паров и газов. Кирхгоф сам расценил своё открытие как доказательство того факта, что материя и вне Земли представлена известными нам химическими элементами. Несомненно, это было одно из первых выдающихся открытий в астрофизике и вообще в космических исследованиях (более подробно см. [Шёпф, 1981]).

Одним из фундаментальных результатов, установленных Кирхгофом на основе применения к равновесному тепловому излучению законов термодинамики, было доказательство того, что спектральная плотность этого излучения есть универсальная функция частоты и температуры. Полное установление вида универсальной функции составило задачу дальнейшего этапа развития теории теплового излучения. Окончательное решение вопроса, основанное на квантовой гипотезе и приводящее к выражению спектральной плотности равновесного (абсолютно чёрного) излучения, справедливому для любой частоты, было дано, как известно, Максом Планком (Макс Карл Эрнст Людвиг Планк, *нем.* Max Karl Ernst Ludwig Planck). Детальное и увлекательное изложение истории этого открытия представлено в книге Х.-Г. Шёпфа [Шёпф, 1981].

Другим, не менее важным результатом, имеющим большое значение в практике дистанционного зондирования и астрофизических исследований, было теоретическое доказательство в геометро-оптическом приближении закона, получившего название закона Кирхгофа и утверждающего, что отношение между «испускающей» способностью (или, как теперь принято говорить, излучательной способностью физических тел), или интенсивностью собственного излучения и поглощательной способностью для всех тел (независимо от их формы, химического состава, агрегатного состояния, свойств поверхности и т. д.) при данной температуре и для данной частоты одинаково. Последующие исследования показали, что универсальная постоянная в законе Кирхгофа тесно связана со спектральной интенсивностью равновесного излучения внутри замкнутого объёма термостата (излучение «чёрного» тела). В настоящее время в теории и практике дистанционного зондирования и астрофизических исследований используются несколько форм представления закона Кирхгофа, физический смысл которых, разумеется, одинаков. На описании некоторых из них остановимся в гл. 6.

Другая область, где много позднее пришлось вновь столкнуться с тепловыми флуктуациями, это так называемые шумы в электрических цепях, и, в первую очередь, в усилительных устройствах, о шумовых свойствах которых уже не раз упоминалось (см. гл. 3). Тесная связь между электрическими шумами и тепловым излучением состоит в том, что это излучение представляет собой волновое электромагнитное поле, создаваемое тепловыми электрическими флуктуациями в физических телах различной природы. Физическая причина того, что единый и достаточно общий теоретический подход к столь тесно связанным физическим явлениям долгое время отсутствовал, лежит в огромном различии частот электромагнитных колебаний, представлявших интерес в каждой из указанных областей. Вопросы, относящиеся к тепловому излучению, возникли и изучались как проблемы оптики с помощью методов геометриче-

ской оптики (см. § 1.6). Электрические же шумы, напротив, были экспериментально обнаружены в диапазоне низких радиочастот, что позволяло ограничиться при их рассмотрении теорией квазистационарных токов (см. § 1.6).

Однако, как указывалось в работах [Справочник..., 1976; Brown, 1999], уже в 40-х гг. XX в. существенное повышение чувствительности приёмной радиоаппаратуры, обязанный бурному развитию радиолокационной техники, позволило уверенно регистрировать тепловое электромагнитное излучение в дециметровом и сантиметровом диапазонах от реальных физических объектов, расположенных как на земной поверхности, так и космосе. Именно на этой технической основе возникла и активно функционирует новая наука — радиоастрономия [Есепкина и др., 1973; Кардашев, 2000; Barreiro, 2000; Ruf, 1999]. Несколько позднее возникает и активно развивается в настоящее время аэрокосмическая радиотеплолокация и скаттерометрия земной поверхности [Башаринов и др., 1974; Carver et al., 1985; Kalmykov, 1996; Massonnet, 1996; Ranev, 1983; Sharkov, 1998, 2003]. Таким образом, области теплового излучения и электрических шумов непосредственно «соприкоснулись» в микроволновом диапазоне.

Хотя существование электрических флуктуаций теплового происхождения в радиотехнических схемах и приёмниках было уже очевидно с первых шагов развития теории броуновского движения (Brownian motion) в статистической физике в начале двадцатого века, экспериментальное их обнаружение стало возможным в результате принципиального усовершенствования в конце 1920-х гг. радиотехнических устройств и, в первую очередь, усилительной техники. В 1927 г. Дж. Б. Джонсон (Джон Бертран «Берт» Джонсон, *швед.* John Bertrand “Bert” Johnson) обнаружил [Johnson, 1928], что на выходе усилителя, ко входу которого подключено активное сопротивление, наблюдается добавочный шум- хаотическое напряжение (как потом оказалось, чисто гауссового типа), интенсивность (средний квадрат — дисперсия) которого растёт линейно с увеличением сопротивления R на входе и с повышением его физической температуры. Практически одновременно с этими экспериментами Х. Найквист (Гарри Найквист (Никвист), *англ.* Harry Nyquist), используя введённые ранее физические представления о локализованной в активной цепи случайной электродвижущей силе (ЭДС), показал [Nyquist, 1928], что спектральная интенсивность $G^+(f)$ (спектр Винера) флуктуационной ЭДС, локализованной в произвольном пассивном двухполюснике с импедансом $\dot{Z}(j2\pi f)$, есть

$$G^+(f) = 4kT \operatorname{Re} \dot{Z}(j2\pi f), \quad (4.1)$$

где k — постоянная Больцмана (см. прил. А); T — абсолютная температура. В таком виде эта формула, получившая название формулы Найквиста (или теоремы Найквиста), даёт спектральную интенсивность в единичном интервале положительных частот и справедлива в некантовой области частот и температур, т. е. при $hf \ll kT$ (h — постоянная Планка) (см. прил. А). Эти подходы стали фундаментом в исследовании флуктуационных шумов в различных элементах радиотехнических устройств (см., например, [Тихонов, 1982]).

Квантово-механическое строгое обобщение формулы, на необходимость которого обратил внимание сам Найквист, однако, было выполнено значительно позднее в результате квантово-механического вывода флуктуационно-диссипационной теоремы [Левин, Рытов, 1967]. Полный вид спектральной плотности, справедливый как для низких температур, так и для достаточно высоких частот $\hbar f > kT$, таков:

$$G^+(f) = 2\hbar f \coth\left(\frac{\hbar f}{2kT}\right) \operatorname{Re} \dot{Z}(j2\pi f), \quad (4.2)$$

где $\coth x = (e^{2x} + 1)/(e^{2x} - 1)$ — гиперболический котангенс. Из квантовой механики известно выражение для средней энергии так называемого квантового осциллятора:

$$\Theta(\omega, T) = \Theta(f, T) = \frac{\hbar f}{2} + \frac{\hbar f}{e^{\hbar f/kT} - 1} = \frac{\hbar f}{2} \coth\left(\frac{\hbar f}{2kT}\right), \quad (4.3)$$

где $\hbar f = \hbar\omega = \frac{h}{2\pi}\omega$.

В таком случае формула Найквиста может иметь более компактную квантовую форму:

$$G^+(f) = 4\Theta(f, T) \operatorname{Re} \dot{Z}(j2\pi f). \quad (4.4)$$

Дальнейшее развитие теории тепловых флуктуаций привело к появлению множества разнообразных выводов этой формулы и к далеко идущим обобщениям, из которых она вытекает как простейший частный случай. В первую очередь, здесь надо отметить переход от сосредоточенных флуктуационных сил к сторонним случайным полям (в общем случае как электрическим, так и магнитным) и построение пространственных корреляционных функций для спектральных амплитуд сторонних полей в частотных диапазонах, не ограниченных условием квазистационарности (см. § 1.6) [Рытов, 1953]. Тогда же, в начале 1950-х гг., в работах Х. Каллена (Н. В. Callen) с соавторами была доказана флуктуационно-диссипационная теорема, обобщившая результат Найквиста, во-первых, на диссипативные системы произвольной физической природы, во-вторых, на квантовую область частот и температур, и, в третьих, на термодинамические флуктуации, описываемые любым числом дискретных функций времени. Таким образом, была открыта возможность регулярного применения ФДТ к распределённым физическим системам, что и было несколько позднее сделано применительно к уравнениям Максвелла [Ландау, Лифшиц, 1982] и установлена общая формулировка ФДТ для случая распределённых диссипативных систем [Левин, Рытов, 1967].

Таким образом, в результате «слияния» двух указанных направлений теория тепловых флуктуаций (теплового излучения) в электродинамике представляет собой одно из важнейших приложений общей теории тепловых флуктуаций в произвольных макроскопических системах. В первую очередь, укажем на принципиальную важность использования этой теории в наблюдательной практике микроволнового дистанционного зондирования именно

тогда, когда размеры физических тел одного порядка с рабочей длиной волны (см. § 1.6), и дифракционные явления в задачах взаимодействия составляют заметный, а иногда (как в задачах излучения и рассеяния от взволнованной морской поверхности) и подавляющий вклад.

Прежде чем рассматривать результаты применения теории тепловых флуктуаций в дистанционном зондировании, кратко и в основном на качественном уровне остановимся на физической сути флуктуационно-диссипационной теоремы.

§ 4.2. ФЛУКТУАЦИОННО-ДИССИПАЦИОННАЯ ТЕОРЕМА: КАЧЕСТВЕННЫЙ ПОДХОД

Флуктуационно-диссипационная теорема является одним из фундаментальных законов статистической физики. Она устанавливает для произвольной диссипативной физической системы связь между спектральной плотностью спонтанных равновесных флуктуаций и её неравновесными свойствами и, в частности, диссипацией энергии в системе. Подробный квантово-механический вывод теоремы можно найти как в оригинальных работах Х. Каллена с соавторами [Callen, Green, 1952; Callen, Welton, 1951], так и в ряде учебников и монографий по статистической физике [Ландау, Лифшиц, 1976; Левин, Рытов, 1967; Рытов, 1953, 1966].

Для выяснения качественных физических вопросов достаточно рассмотреть частный случай флуктуации в системе с одной случайной величиной. Обозначим её через ξ и примем, что в состоянии равновесия её среднее значение равно нулю. Положим также, что система находится в термостате и соответственно подчиняется каноническому распределению Гиббса (Джозайя Уиллард Гиббс, *англ.* Josiah Willard Gibbs), далее предполагается слабое взаимодействие с термостатом, такое, что можно ввести энергию системы, однозначно определяемую состоянием самой системы. Используя квантово-механические подходы, можно показать, что спектральная плотность равновесных флуктуаций величины ξ выражается через уровни энергии E_n рассматриваемой системы и модули матричных элементов ξ_{nm} . Однако фактическое вычисление E_n и ξ_{nm} для реальной макроскопической системы требует рассмотрения микромеханизма флуктуаций, и в общем случае для реальных физических тел задача представляется практически безнадёжной. Отметим, что с помощью E_n и ξ_{nm} описывается интенсивность спонтанных внутренних тепловых флуктуаций. Макроскопическая динамика системы, разумеется, вообще никак в конструкции квантово-механической задачи не отражена, поскольку макроскопический процесс в системе, под которым понимается среднее изменение параметров системы $\bar{\xi}$, может быть вызван в диссипативной системе только внешним воздействием макроскопических сил.

Теоретическая и практическая ценность ФДТ состоит, в частности, в том, что для термодинамически равновесных систем она избавляет от необходимости находить непосредственно E_n и ξ_{nm} для реального физического

тела, выражая спектральную плотность флуктуаций через определённую макроскопическую характеристику системы — её обобщённую восприимчивость.

Положим, что рассматриваемая система возмущена действием внешней силы $f(t)$. Пусть, далее, эта сила достаточно мала, чтобы макроскопический отклик можно было находить из линеаризованного уравнения движения, и соответственно спектральная амплитуда $\bar{\xi}$ линейно связана со спектральной амплитудой возмущающей силы $f(\omega)$:

$$\bar{\xi}(\omega) = \dot{\alpha}(j\omega) f(\omega). \quad (4.5)$$

Определяемая соотношением (4.5) величина $\dot{\alpha}(j\omega) = \alpha'(\omega) - j\alpha''(\omega)$, называемая обобщённой восприимчивостью, вводится для слабых воздействий, допускающих линеаризацию макроскопических уравнений движения для рассматриваемой физической системы. Так как при вещественном $f(t)$ должно быть вещественным и $\bar{\xi}(t)$, имеем $\dot{\alpha}(-j\omega) = \dot{\alpha}(j\omega)$, т.е. $\alpha'(\omega)$ — чётная функция, а $\alpha''(\omega)$ — нечётная.

Часто в физической практике используют основное уравнение для системы в форме макроскопического отклика для скорости изменения во времени основного параметра системы, и тогда соотношение для спектральных амплитуд скорости $\dot{\bar{\xi}}(t)$ и внешней силы $f(t)$ представляется в виде:

$$\dot{\bar{\xi}}(\omega) = \dot{Y}(j\omega) f(\omega), \quad (4.6)$$

где коэффициент $\dot{Y}(j\omega)$ называется адмитансом системы. Обобщённая восприимчивость $\dot{\alpha}(j\omega)$ связана с адмитансом системы соотношением $\dot{Y}(j\omega) = j\omega \dot{\alpha}(j\omega)$ (см. прил. Б, соотношение (Б7)). Обратная величина адмитанса называется импедансом системы $\dot{Z}(j\omega) = 1/\dot{Y}(j\omega)$. Если обратимся к теории электрических цепей (см. § 1.6, 2.6), то обнаружим, что аналогичные параметры вводятся и для описания процессов в электрических цепях.

Квантово-механическое рассмотрение диссипации энергии в системе приводит в итоге к следующему важному соотношению между спектральной плотностью флуктуаций $G_{\xi}(\omega)$ и обобщённой восприимчивостью, которое и составляет физическую суть ФДТ:

$$G_{\xi}(\omega) = \frac{\Theta(\omega, T)}{\pi\omega} \alpha''(\omega). \quad (4.7)$$

Здесь $\Theta(\omega, T)$ есть средняя энергия квантового осциллятора (4.3), при этом частоты рассматриваются во всем диапазоне (положительные и отрицательные).

Фундаментальное соотношение (4.7) показывает, что спектральная интенсивность равновесных флуктуаций определяется мнимой частью восприимчивости системы вне какой-либо связи с флуктуациями динамического поведения линеаризованной макроскопической системы. Отметим здесь следующий важный момент — динамика системы при сильных внешних воз-

действиях, когда макроскопические уравнения движения могут быть и нелинейными, не имеет отношения к термодинамическим флуктуациям. Так, макроскопическая нелинейность (отступление от закона Ома в электрических цепях) может проявляться лишь при существенно неравновесном распределении носителей тока в проводниках, или, другими словами, вне рамок действия ФДТ [Левин, Рытов, 1967].

Согласно (4.7) полная интенсивность (дисперсия) флуктуаций в системе есть:

$$\overline{\xi^2} = \int_{-\infty}^{\infty} G_{\xi}(\omega) d\omega = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Theta(\omega, T)}{\omega} \alpha''(\omega) d\omega. \quad (4.8)$$

Остановимся ниже на другой часто используемой форме ФДТ, основанной на так называемом ланжевеновском представлении о флуктуационных силах. (Именно это представление и было использовано Найквистом для вывода своей формулы (4.1).) Эти эквивалентные случайные силы вводятся в линеаризованные макроскопические уравнения движения системы в качестве «причины» флуктуаций, т. е. вводятся наравне с истинными внешними силами. Таким образом, можно понимать под $f(\omega)$ в уравнении (4.5) спектральную амплитуду случайной эквивалентной силы и понимать соотношение (4.5) как уравнение, связывающее спектральные амплитуды макроскопических случайных процессов $\xi(t)$ и $f(t)$. Согласно соотношению между спектрами линейно связанных процессов (2.65), из соотношений (4.5) и (4.7) вытекает формула для спектральной интенсивности G^f флуктуационной силы $f(t)$:

$$G^f(\omega) = \frac{G_{\xi}(\omega)}{|\dot{\alpha}(j\omega)|^2} = \frac{\Theta(\omega, T)}{\pi\omega} \frac{\alpha''(\omega)}{|\dot{\alpha}(j\omega)|^2}. \quad (4.9)$$

В качестве примера используем указанную формулу для получения соотношения Найквиста. Как уже отмечалось (см. § 1.6), в общем случае для линейных сосредоточенных цепей обобщёнными координатами являются заряды q_j и обобщёнными скоростями — токи $\dot{q}_j = I_j$. Спектральные амплитуды токов I_g и ЭДС \mathcal{E}_j задаются обобщёнными уравнениями Кирхгофа [Круг, 1936; Рытов, 1966]

$$\left. \begin{aligned} I_g &= \sum_k \dot{Y}_{jk}(j\omega) \mathcal{E}_k, \\ \mathcal{E}_j &= \sum_k \dot{Z}_{jk}(j\omega) I_k. \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

Здесь $\dot{Y}_{jk}(j\omega)$ и $\dot{Z}_{jk}(j\omega)$ — взаимно обратные матрицы адмитанса и импеданса k электрических цепей. Если речь идёт об одном активном сопротивлении R , то его адмитанс есть $1/R$ и, соответственно, обобщённая восприимчивость $\dot{\alpha}(j\omega) = 1/j\omega R$ и её мнимая часть $\alpha''(\omega) = 1/\omega R$. Таким образом, интенсивность флуктуаций в соответствии с соотношением (4.9) будет равна:

$$\sigma^2 = \overline{\varepsilon^2} = \frac{2}{\pi} R \int_0^{\infty} \Theta(\omega, T) d\omega. \quad (4.11)$$

В классическом приближении, т. е. когда $\hbar\omega \ll kT$ и при этом $\Theta(\omega, T) = kT$, и пользуясь ланжевеновским представлением (4.9), получаем известное соотношение Найквиста (переходя к нормальным частотам), которым уже неоднократно пользовались:

$$\sigma^2 = \overline{\varepsilon^2} = 4kTR\Delta f. \quad (4.12)$$

При исследовании предельной чувствительности механических систем (например, механические детекторы гравитационных волн) [Yamamoto et al., 2001] эта же формула Найквиста используется несколько в иной форме (разумеется, без изменения физической сути явления), а именно, в форме соотношения между спектром термического шума и механическими характеристиками системы:

$$G(\omega) = -\frac{4kT}{\omega} \text{Im} \dot{H}(j\omega). \quad (4.13)$$

Передаточная функция $\dot{H}(j\omega)$ записывается как:

$$\dot{H}(j\omega) = \frac{\dot{X}(j\omega)}{\dot{F}(j\omega)}, \quad (4.14)$$

где $\dot{F}(j\omega)$, $\dot{X}(j\omega)$ — фурье-компоненты внешней механической силы и отклонения в точке наблюдения. Мнимая часть передаточной функции представляет собой фазовый сдвиг между внешней силой и вызванным ею отклонением, что собственно и связано с диссипацией в системе.

Ниже просуммируем основные качественные элементы ФДТ.

1. Любая диссипативная система произвольной физической природы обладает спонтанными равновесными флуктуациями, интенсивность которых определяется макроскопическими диссипативными свойствами системы. В качестве примеров различных применений ФДТ к сосредоточенным и распределённым системам укажем на исследования тепловых флуктуаций в жидкостях [Ландау, Лифшиц, 1982], в механических системах, в плазме, в электронном газе, в гидродинамике, и, что нам наиболее близко по тематике, в исследованиях тепловых флуктуаций электромагнитного поля [Левин, Рытов, 1967].
2. Действие ФДТ распространяется на любое соотношение частот и температур как в классическом пределе — $\hbar f \ll kT$, так и для низких температур и высоких частот $\hbar f \gg kT$.
3. При применении ФДТ к электродинамике действие ФДТ распространяется на любое соотношение между геометрическими размерами системы и рабочими длинами волн флуктуационного электромагнитного поля излучения. В случае геометрической оптики $L \gg \lambda$ ФДТ асимптотически «переходит» в форму закона Кирхгофа, в квазистационарном случае

$L \ll \lambda$ — в формулу Найквиста (4.1). Удивительно то, что и в промежуточном, наиболее сложном (дифракционном) случае $L \approx \lambda$ удалось установить в самом общем случае [Левин, Рытов, 1967] достаточно прозрачную связь между излучательными и поглощательными свойствами сред (формула Рытова).

§ 4.3. ТЕПЛОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Как уже указывалось, важнейшим приложением общей теории тепловых флуктуаций в произвольных макроскопических системах является теория тепловых флуктуаций (излучения) в электродинамике Максвелла и, в первую очередь, применительно к задачам микроволнового зондирования. При этом имеются два важных аспекта.

Первый аспект связан с тем, что на подобный подход будут распространяться общие условия применимости макроскопической электродинамики [Ландау, Лифшиц, 1982; Левин, Рытов, 1967; Стреттон, 1948]. Во-первых, необходимо, чтобы неоднородности макрополей (рабочая длина волны электромагнитного излучения) были гораздо больше микронеоднородностей, обусловленных молекулярной структурой излучающих тел. Это требование выполняется для широкого диапазона электромагнитного излучения, включая диапазон оптических частот. Кроме того, феноменологические представления о веществе как о диэлектрическом континууме (условия диэлектрического формализма) (см. § 1.6) в теории Максвелла означают отказ от статистической электроники, т. е. от учёта таких параметров как элементарный заряд, число элементарных зарядов в единице объёма, тепловые скорости микрочарядов, их свободный пробег и т. п. Тем не менее, поскольку электродинамическая часть задачи при этом решается с помощью общих уравнений Максвелла, получаемые результаты охватывают все дифракционные явления, происходящие при данных физических и геометрических условиях, включая, естественно, и предельные случаи — квазистационарное приближение и геометрическую оптику.

Второй аспект касается следующего обстоятельства. Как уже отмечалось, тепловое излучение имеет типично квантовый характер и не может быть непосредственно описано в рамках классической теории электромагнетизма Максвелла. В рамках феноменологической теории флуктуационное электромагнитное поле представляют как поле, создаваемое распределёнными в объёме исследуемой среды случайными «сторонними» источниками ланжевеновского типа [Ландау, Лифшиц, 1982; Левин, Рытов, 1967]. Несмотря на использование достаточно искусственного приёма — введение сторонних флуктуационных полей, — такой подход позволяет ставить любую задачу о равновесных тепловых флуктуациях электромагнитных величин как обычную краевую задачу электродинамики, и тем самым использовать в задачах теплового излучения всю мощь дифракционной электродинамики. И самое

поразительное заключается в том, что строгая (дифракционная) теория флуктуационных полей в электродинамике может быть в самом общем виде приведена к простой и изящной форме связи между флуктуационными (излучательными) и диссипативными характеристиками физических сред [Левин, Рытов, 1967]. Следуя указанным авторам, рассмотрим сначала содержание электродинамической ФДТ в применении к электромагнитному полю и затем дифракционное обобщение закона Кирхгофа.

Итак, уже отмечалось, что в рамках феноменологической теории флуктуационное электромагнитное поле можно рассматривать как поле, создаваемое распределёнными в среде случайными сторонними токами. Для вычисления энергетических характеристик флуктуационного поля, в том числе и пространственных характеристик флуктуационного высвечиваемого излучения, необходимо знать пространственную корреляцию спектральных амплитуд этих случайных токов, что, собственно говоря, и составляет содержание электродинамической ФДТ. Как в распределённых системах, так и в дискретных, ФДТ позволяет связать корреляционные функции сторонних полей (токов) с диссипативными свойствами системы, которые заложены в макроскопических (линеаризованных) уравнениях самой системы. Если это уравнения Максвелла (см. § 1.6), то ими и определяется пространственная корреляция сторонних электрических и магнитных полей, и при этом диссипативные свойства среды будут описываться макроскопическими материальными уравнениями среды (см. § 1.6).

При применении общей теории тепловых флуктуаций к электромагнитному полю пользуются обычной формой уравнений поля (см. § 1.6, соотношения (1.1)), при этом ток проводимости и свободные заряды не выделены из поляризованного тока и поляризации (т.е. в соотношениях (1.1) j и ρ полагают равными нулю). Что же касается флуктуационных «сил», то они могут быть выражены различными способами — или как сторонние индукции, или как сторонние напряжённости, или как сторонние токи. Если воспользоваться последним подходом, то макроскопические уравнения электромагнитного поля, к которым надлежит применять ФДТ, это уравнения Максвелла в виде:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_e, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_m, \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

где \mathbf{j}_e и \mathbf{j}_m — сторонние флуктуационные токи (электрические и магнитные), которые «вызывают» тепловые флуктуации всех электродинамических величин. Целым рядом авторов были использованы различные физические подходы при применении ФДТ к электромагнитной теории — использование дискретной и непрерывной форм ФДТ, включение принципа детального равновесия, а также целый ряд косвенных физических соображений. Использование различных физических подходов приводит к следующему выражению для пространственной спектральной амплитуды флуктуирующего тока в изотропной среде:

$$\overline{\mathbf{j}_{ej}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{j}_{ek}^*(\mathbf{r}') = -\frac{j\omega\Theta(\omega, T)}{8\pi^2} [\dot{\epsilon}^*(\mathbf{r}) - \dot{\epsilon}(\mathbf{r}')] \delta_{jk} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (4.16)$$

где индексами j и k отмечены пространственные компоненты ($j = k = 1, 2, 3$). Используя выражение для диэлектрической постоянной среды, это соотношение можно упростить, приведя его к следующей форме:

$$\overline{|\mathbf{j}_e(\mathbf{r})|^2} = \frac{\omega\Theta(\omega, T)}{4\pi^2} \epsilon''(\mathbf{r}). \quad (4.17)$$

Соотношения (4.16) и (4.17) представляют собой электродинамическую форму ФДТ, выведенную для непрерывных диссипативных систем, в применении к электромагнитному полю. Физический смысл этих выражений полностью соответствует основному содержанию ФДТ, а именно, интенсивность электромагнитных флуктуаций (электромагнитное излучение) в физической диссипативной среде непосредственно связана с макроскопическими диссипативными свойствами среды, которые, в свою очередь, связаны с физико-химическими свойствами излучающей среды (см. § 1.6). Разумеется, все пространственные особенности изучаемой среды, отражаемые в соотношениях (4.16) (неоднородность и анизотропия среды), будут непосредственно обуславливать корреляционные свойства интенсивности введённых источников и, соответственно, отражаться в поле собственного излучения, которое и будет принимать и фиксировать внешний наблюдатель. Развитые подходы справедливы для однородных сред только при условии сохранения необходимых условий для феноменологического описания сред с максвелловским электромагнетизмом. Другими словами, в этом случае среда может быть разбита на физически малые объёмы, которые достаточно малы по сравнению с макроскопической неоднородностью среды, при этом содержит достаточное количество микрочастиц. При этих условиях сохраняется возможность статистического подхода к описанию состояния среды, состоящей из физически малых объёмчиков. Если условия распределения микрочастиц в физических объёмчиках близки к равновесным (см. § 4.4), то дифференциальные соотношения (4.16) и (4.17) могут быть распространены на неоднородно нагретую (неравновесную) среду при обеспечении условия, что значение термодинамической температуры в соотношении $\Theta(\omega, T)$ определяется как функция в точке.

Однако с точки зрения наблюдательной дистанционной практики полученные выражения не являются удовлетворительными, поскольку они определяют условия внутри тела (среды), в то время как дистанционная аппаратура регистрирует электромагнитное излучение, вышедшее из среды в свободное пространство, где дистанционные приборы и размещаются. Поскольку сторонние флуктуирующие токи распределены по всему объёму излучающего тела, то очевидный метод для вычисления внешнего («излучённого») электромагнитного поля может состоять в использовании регулярных методов электромагнетизма для объёма, определённого формой излучающего тела. Однако, поскольку исследуется пространственное распределение

сторонних токов в объёме среды, для подавляющего большинства реальных сред (или физических объектов) полная формулировка электродинамической задачи может быть очень сложна и даже не выполнима. Как отмечалось выше (см. § 4.1), интенсивность поля, излучённого из среды (которое и представляет интерес с точки зрения дистанционного зондирования), может быть найдена с помощью достаточно простого и физически прозрачного метода, предложенного в работе [Левин, Рытов, 1967].

Суть метода заключается в следующем. Вводятся и сопоставляются два поля: поле излучения, которое регистрируется приёмным инструментом во внешнем (по отношению к излучающей среде) поле, и дополнительное электромагнитное плоское поле, которое приходит из направления, по которому и регистрируется излучаемое объектом поле. Это дифракционное поле должно рассматриваться как дополнительное поле, которое должно взаимодействовать с излучаемой средой, излучается от элементарного дипольного источника, который помещён во внешнем пространстве в ту точку, где находится приёмник излучения от среды. Использование электродинамической теоремы взаимности в комбинации с ФДТ приводит к универсальным соотношениям между пространственными корреляционными функциями для спектральных амплитуд поля излучения для данного излучающего пространства, с одной стороны, и, с другой, термическими потерями дифракционного вспомогательного плоского поля, генерируемого диполем, помещённым в точку наблюдения. Рассматриваемый подход не связан с какими-то ограничениями между характерными масштабами излучающего тела L и рабочей длиной волны электромагнитного излучения (как это происходит в случае закона Кирхгофа и формулы Найквиста) и позволяет найти любые спектральные характеристики поля излучения на любом удалении от излучающего тела.

Если через $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ обозначим любые из шести компонент электромагнитного поля \mathbf{E} и \mathbf{H} теплового излучения, при этом рассматривая их на двух различных расстояниях \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 от объекта, то среднее значение билинейной комбинации компонент поля излучения будет связано с потерями полного дифракционного поля, излучённого от точек дипольных источников $Q_{AB}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, следующим образом:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}_1) \cdot \mathbf{B}^*(\mathbf{r}_2) = \frac{2}{\pi} \Theta(\omega, T) Q_{AB}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2). \quad (4.18)$$

И, если вопрос заключается в нахождении интенсивности излучения от полного объёма объекта в одной точке внешнего пространства и при определённой поляризации, тогда (4.18) может быть преобразовано в интегральную форму

$$\overline{|E_p(\mathbf{r})|^2} = \frac{2}{\pi} \int_V \Theta[\omega, T(\mathbf{r}_1)] dQ_{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1). \quad (4.19)$$

где интеграл берётся по всему объёму излучающего объекта (или среды) с учётом поля термодинамической температуры $T(\mathbf{r}_1)$, вообще говоря, неоднородным и неизотропным способом распределённой внутри тела.

Здесь $E_p(\mathbf{r})$ есть проекция электрического вектора к точке наблюдения P во внешнем пространстве с текущим радиус-вектором \mathbf{r}_1 на направления дипольного момента и \mathbf{r} — текущий радиус-вектор, определяющий положение стороннего тока внутри излучающего тела. Решение содержит как волновое (дальнее) поле, уносящее энергию от тела, так и квазистационарное (ближнее) поле, которое концентрируется вблизи поверхности объекта, быстро уменьшается с расстоянием от тела. Квазистационарное поле не участвует в переносе энергии (см. гл. 5), но может внести свой вклад в объёмную плотность энергии флуктуационного поля. Дифракционные эффекты, а также обнаружение и вычисление квазистационарного поля представляют собой принципиально новые особенности флуктуационной электродинамики по сравнению с выводами классической теории собственного излучения (например, законы Кирхгофа, изотропия излучения и т. п.).

Соотношения (4.18) и (4.19) представляют, по существу, основные уравнения полной теории электромагнетизма собственного излучения. Эти соотношения (иногда называемые формулами Рытова), которые связывают вторые моменты спектральных амплитуд поля собственного излучения с потерями дифракционных полей от точечного источника, могут рассматриваться как генерализация (обобщение) классических выражений закона Кирхгофа в дифракционную область [Рытов, 1966; Левин, Рытов, 1967]. Конечно, для того чтобы найти дифракционные полевые потери, необходимо решить соответствующие электродинамические проблемы регулярным образом. Однако эти проблемы значительно проще, чем упомянутые выше, где необходимо решать задачу о пространственно-распределённых сторонних токах, имеющих, к тому же, сложный характер распределения в объёме излучающего тела. В ряде случаев для этих целей можно использовать уже готовые решения ряда классических задач электродинамики или приближенные методы (метод геометрической оптики, локальные масштабы поверхностной шероховатости и т. п.).

В качестве примера рассмотрим результаты решения вышеприведённой задачи для ситуации, которая часто встречается в практике дистанционного зондирования. Имеется в виду случай, когда необходимо измерить интенсивность собственного излучения поглощающего полупространства с гладкой границей при помощи дистанционной аппаратуры, находящейся вне этого полупространства. Такая модельная ситуация является в известном смысле фундаментальной основой при анализе любых экспериментальных данных, получаемых при зондировании любых типов поверхностей (Земли, планет), и по этой причине в дальнейшем в тексте книги будем неоднократно возвращаться именно к этой модельной ситуации.

Итак, рассмотрим полупространство при $z < 0$, заполненное проводящей поглощающей однородной средой с комплексной диэлектрической постоянной, и в области $z > 0$ пространство изотропное, но полностью прозрачное, т. е. обладающее только реальной частью индекса преломления n (см. § 1.6). Для волнового поля, т. е. поля собственного излучения, которое может быть зафиксировано внешними приборами, решение этой электродинамической

задачи должно привести к закону Кирхгофа. Кроме того, решение будет содержать и квазистатическую компоненту поля, которая, однако, быстро уменьшается с расстоянием от поверхности и не даёт вклада в перенос энергии. Экспериментальная регистрация такого поля — достаточно сложная задача и пока заниматься ею не будем. В соответствии с развитой методологией [Левин, Рытов, 1967] электрический и магнитный диполи помещаются над гладкой границей в прозрачном пространстве и затем необходимо найти дифракционные потери от поля диполей в поглощающем полупространстве.

Эта проблема, известная как задача Зоммерфельда, является классической задачей в теории распространения электромагнитных волн над земной поверхностью [Стреттон, 1948; Альперт и др., 1953].

Полное решение этой задачи приводит к следующему результату: мощностные характеристики поля собственного излучения в дальней зоне (зоне Фраунгофера), в частности, вектор Пойнтинга, не зависят от расстояния до среды и для фиксированного направления векторов (т. е. поляризаций) и фиксированных углов наблюдения могут быть выражены следующим образом (см. более детально в гл. 5):

$$I_{\omega} = I_{\omega 0} n^2 \left(1 - |R|^2 \right), \quad (4.20)$$

где $I_{\omega 0}$ означает равновесную интенсивность излучения, сформированного внутри поглощающего полупространства; R — коэффициент Френеля при отражении плоских электромагнитных волн от плоской границы поглощающего полупространства (с учётом угла наблюдения и поляризации); n — действительная часть индекса преломления.

Представленное выражение, по существу, есть не что иное, как закон Кирхгофа для поглощающего полупространства. Физический смысл этого соотношения достаточно прозрачен: сформированное в поглощающем пространстве собственное излучение отражается от плоской границы полупространства. В этом случае величина энергии, отражённая «назад» в поглощающее пространство, будет равна $I_{\omega 0} |R|^2$.

Величина же энергии, которая выйдет из излучающего и поглощающего полупространства в свободное пространство и будет зарегистрирована дистанционными приборами, соответствует выражению (4.20). Этим выражением будем неоднократно пользоваться в следующих главах этой книги при анализе различных ситуаций в дистанционном зондировании.

§ 4.4. ЛОКАЛЬНОЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ

Как уже отмечалось, ФДТ справедлива для термодинамически равновесных систем. В статистической физике под термодинамическим равновесием понимают физическое состояние, в котором приходит любая замкнутая макроскопическая система по истечении достаточно большого промежутка време-

ни. При термодинамическом равновесии устанавливается детальный баланс, т. е. любой элементарный процесс в системе оказывается уравновешенным соответствующим обратным процессом. Детальный баланс имеет место для процессов, изменяющих как кинетическую энергию и направление движения макроскопических частиц системы, так и состояние элементарных частиц — атомов, молекул, ионов, — состояние их возбуждения, для процессов ионизации и рекомбинации, диссоциации и образования молекул и т. д. В состоянии термодинамического равновесия параметры системы не меняются со временем, однако могут испытывать тепловые флуктуации около своих средних значений. Тепловое излучение возникает в условиях детального равновесия в веществе для всех безызлучательных процессов, т. е. для различных типов столкновений частиц в газовой среде и плазме, для обмена энергиями электронного и колебательных движений в жидкостях и твёрдых телах. Из детального баланса процессов следует целый спектр важных физических следствий, которые оформлены в виде теорем и законов. В первую очередь, ФДТ, закон излучения Планка, закон излучения Кирхгофа, закон излучения Стефана-Больцмана, распределение Больцмана частиц по энергиям, распределение Максвелла частиц по скоростям, закон равнораспределения энергии на степень свободы системы, эргодическая гипотеза. Причём температуры, входящие в формулы, описывающие эти законы и распределения, одинаковы во всех частях равновесной системы и для всех сортов частиц, т. е. при этом говорят о температуре всей системы.

В реальной же физической действительности для большинства физических тел условия сохранения термодинамического равновесия, вообще говоря, отсутствуют, так как любое физическое тело излучает с поверхности определённую часть электромагнитной энергии, возникающей внутри тела вследствие физико-химических реакций, внутренних источников тепла, переноса массы внутри тела и других причин. Существующий в таких случаях поток энергии наружу и, соответственно, градиент (перепад) температур между внутренними и наружными частями системы непосредственно не совместим с понятием полного термодинамического равновесия.

К подобным физическим объектам используют важное предположение (гипотезу) о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР), согласно которому температура в различных элементах исследуемой среды различна, существует поток излучения энергии наружу (поле излучения неизотропно), но при этом сохраняется равновесие в очень малых (элементарных) объёмах среды, содержащих всё же столь большое количество частиц (макрочастиц, молекул, атомов, ионов и др.), что состояние этих физически малых объёмов можно характеризовать локальной температурой и другими термодинамическими параметрами. В свою очередь, эти параметры в макромасштабах не являются постоянными, а зависят от координат и времени, но в каждом элементарном объёме устанавливается детальный баланс, определяемый локальным значением температуры, и в этом локальном масштабе справедливы все физические следствия детального баланса (ФДТ, распределения Больцмана и Максвелла, закон излучения Кирхгофа и др.). При локальном термодинамическом

равновесии элементов среды состояние среды в целом неравновесное. Так, при этих условиях тепловое излучение характеризуется значением температуры в данной точке (локально), но оно не находится в термодинамическом равновесии с веществом в масштабах всего исследуемого тела (или среды), и возможно испускание излучения во внешнее пространство и перераспределение температурного режима внутри тела (или среды). Для поддержания стационарного состояния, при котором сохраняется градиентное термическое поле, необходимо восполнение потери тепловой энергии из посторонних (и, возможно, внутренних) источников.

Основанием для применения гипотезы ЛТР к физическим объектам как на Земле, так и в космосе служит то обстоятельство, что излучение, поглощаемое элементарным объёмом среды, в сильной степени перерабатывается в различные виды энергии, прежде чем покидает (высвечивается) этот объект. Как известно из термодинамики, такая переработка в масштабах элементарного объёма идёт в направлении установления термодинамического равновесия. Так, вся поглощённая доля энергии излучения, падающего на непрозрачное твёрдое тело, быстро перераспределяется по внутренним энергетическим состояниям в соответствии с локальным равновесным распределением внутри твёрдого тела. В газах перераспределение энергии поглощённого излучения осуществляется путём различного рода столкновений между частицами газа: атомами, молекулами, электронами, ионами. В большинстве случаев такое перераспределение происходит достаточно быстро и энергетические уровни газа будут заселены в соответствии с равновесным распределением, соответствующим локальным условиям.

Локальное термодинамическое равновесие является хорошим приближением к реальности для многих физических объектов и их отдельных областей. Примерами таких объектов могут служить земная атмосфера, поверхностные покровы Земли, целый ряд астрофизических объектов. Предположение о ЛТР сильно облегчает расчёт излучательных характеристик такого сорта сред (так называемые LTE-модели). Разумеется, существует целый спектр физических условий, в которых допущение о ЛТР несправедливо. Примерами здесь могут служить очень разреженные газы, у которых частота и эффективность столкновений частиц, приводящих к перераспределению поглощённой энергии, низки; очень быстрые нестационарные процессы с большими градиентами параметров, в течение которых заселённость энергетических уровней не успевает прийти в соответствие с новыми условиями; экстремальные потоки излучения, при которых поглощение энергии и заселённость верхних энергетических уровней столь велика, что вследствие столкновительных процессов равновесная заселённость нижних уровней не будет достигнута. При отказе от предположения ЛТР (в так называемых NLTE-моделях) приходится исследовать соотношения между столкновительными и радиационными процессами и их влияние на распределение энергии между различными уровнями, что представляет собой сложную задачу. Такие исследования проводятся при изучении ударных волн (большие градиенты), ядерных взрывов (нестационарные процессы, большие градиенты, экстремальные потоки), газодинамики полё-

тов на больших высотах и в космическом пространстве (очень низкие плотности). Наиболее сильное отклонение от условий ЛТР наблюдается в лазерных и мазерных источниках, в которых вещество с метастабильным энергетическим уровнем возбуждается внешним источником. Поскольку возбуждённое состояние в таких средах является метастабильным и выбрано оно таким образом, чтобы заселённость достигала величин, существенно отличающихся от равновесных (инверсная заселённость), и затем согласованным (когерентным) образом высвечивалось во внешнее пространство.

Такого сорта задачи представляют специальный интерес и в настоящей книге не рассматриваются. Здесь будет предполагаться, что локальное термодинамическое равновесие существует в подлежащих изучению средах.

Применяя указанные законы излучения в условиях локального термодинамического равновесия к испусканию и поглощению теплового излучения в физических телах, можно изучать процессы переноса излучения как внутри физического тела, так и во вне его в рамках так называемой феноменологической теории переноса излучения (см. гл. 9). Значение этой теории для задач дистанционного зондирования, астрономического и астрофизического применения трудно переоценить. Практически все фундаментальные результаты, полученные к настоящему времени в дистанционном зондировании и в космических исследованиях, в подавляющей степени базируются на использовании методологии и интерпретации выводов теории переноса излучения в условиях локального термодинамического равновесия.

Глава 5

Поля излучения и антенные системы

Цель настоящей главы заключается в рассмотрении основных характеристик поля излучения природных объектов и физических особенностей при приёме излучения микроволновыми антенными комплексами. С использованием метода эквивалентных схем вводятся важнейшие понятия яркостной и антенной температур, которые широко используются в теории и практике пассивного микроволнового дистанционного зондирования и в радиоастрономии. Приводятся основные сведения о радиоастрономических приборах и антенных комплексах. На основе пространственно-спектральных представлений вводится уравнение антенного сглаживания и анализируются процедуры реконструкции (восстановления) радиотепловых изображений. На основе практики пассивного микроволнового дистанционного зондирования вводятся и анализируются основные методы измерения параметров и калибровок бортовых антенных систем.

§ 5.1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Анализ переноса излучения в природных средах, разумеется, существенно отличается от стандартной постановки вопроса о распространении волн в электромагнетизме как плоских волн (см. § 1.6). В первую очередь, это связано с тем, что в каждой точке среды (или поверхности среды) распространение излучения не может быть представлено одним вектором. Для характеристики излучения, падающего в данную точку, необходимо знать излучение со всех направлений и, кроме того, важен учёт телесного угла, с которого падает на элементарный объём внешнее излучение, и телесного угла, с которого будет вестись наблюдение и регистрация излучения. Поэтому для описания количества энергии излучения, переносимого в данном направлении в единицу времени и внутри бесконечно малого телесного угла, в задачах дистанционного зондирования, астрофизики и теплообмена вводят фундаментальную физическую величину, называемую спектральной (монохроматической) интенсив-

ностью излучения. Вводится она в строго дифференциальной форме, и затем на её основе вводится целый спектр интегральных величин, широко используемых в теории и практике дистанционного зондирования, в астрофизике и радиоастрономии, в задачах сложного теплообмена [Иванов, 1969; Зигель, Хауэлл, 1975; Кондратьев, Тимофеев, 1978; Оцисик, 1976; Соболев, 1956; Троицкий, 1954; Чандрасекар, 1953; Apresyan, Kravtsov, 1996; Sharkov, 1998, 2003; Thomas, Stamnes, 1999].

Спектральная интенсивность излучения. Для определения этой величины рассмотрим элементарную площадку dA вокруг точки пространства с координатой \mathbf{r} , характеризуемую единичным вектором \mathbf{n} в направлении нормали (рис. 5.1). Пусть dE_ν есть количество энергии излучения в интервале частот между ν и $\nu + d\nu$, распространяющегося внутри бесконечно малого телесного угла $d\Omega$ в направлении вектора Ω и проходящего через элементарную площадку dA (имеется в виду полное излучение, т. е. внешнее излучение, проходящее сквозь площадку, собственное излучение объекта, а также излучение, отражённое площадкой) за промежуток времени от t до $t + dt$. Обозначим через θ полярный угол между единичным вектором \mathbf{n} и направлением распространения излучения Ω . Спектральную интенсивность излучения $I(\mathbf{r}, \Omega, t)$ определим как следующий предел

$$I_\nu(\mathbf{r}, \Omega, t) = \lim_{dA, d\Omega, d\nu, dt \rightarrow 0} \left[\frac{dE_\nu}{dA \cos \theta \cdot d\Omega d\nu dt} \right]. \quad (5.1)$$

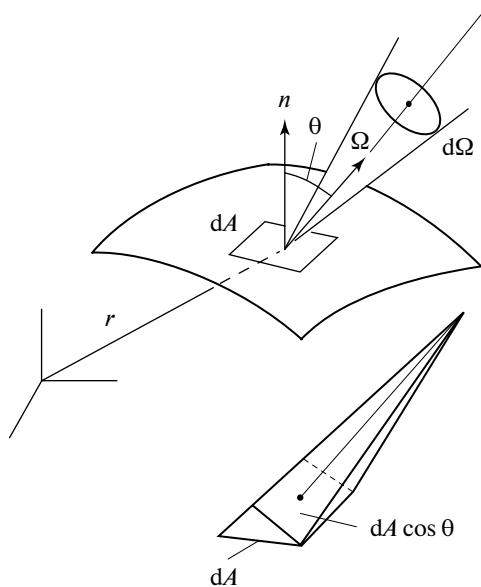


Рис. 5.1. Система координат для результирующей спектральной интенсивности (см. обозначения в тексте)

В этом выражении $dA \cos \theta$ есть проекция поверхности dA на плоскость, перпендикулярную направлению Ω . Отметим, что в данном определении интенсивность выражена через проекцию поверхности на направление наблюдения Ω . Важным физическим преимуществом определения интенсивности излучения относительно площади элемента поверхности, как это сделано здесь, является одинаковая интенсивность излучения абсолютно чёрного тела для всех направлений (см., например, [Зигель, Хауэлл, 1975]). Разумеется, интенсивность естественных природных объектов зависит от направления, и поэтому в определение (5.1) вводится функциональная зависимость от направления наблюдения Ω . Вообще угловые зависимости интенсивности излучения, как скоро увидим, являются важнейшим информационным параметром для выявления физических свойств объектов по данным дистанционных измерений.

В соответствии с выражением (5.1) спектральная интенсивность равна количеству энергии излучения (в соответствующих единицах, — см. прил. А), проходящего через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения Ω , внутри единичного телесного угла, осью которого является направление Ω , в единичном интервале частот, включающем рабочую частоту ν , и в единицу времени. Наименование рассматриваемой величины в системе СИ [Вт·м⁻²·Гц⁻¹·ср⁻¹].

Если интенсивность излучения, испускаемая элементом поверхности или падающая на него, рассматривается в конечном интервале частот, заключённом между ν_1 и ν_2 , и внутри телесного угла, заключённого между $\Omega_1(\theta_1, \varphi_1)$ и $\Omega_2(\theta_2, \varphi_2)$, то величина

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} I_\nu(\mathbf{r}, \theta, \varphi, t) \cos \theta \cdot \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \, d\nu \quad (5.2)$$

представляет собой количество энергии излучения, падающего на единицу площади поверхности или испускаемого ею в единицу времени, в интервале частот от ν_1 до ν_2 внутри телесного угла от Ω_1 до Ω_2 . Элементарный телесный угол $d\Omega$ в полярных координатах равен

$$d\Omega = \sin \theta \, d\theta \, d\varphi, \quad (5.3)$$

где θ — полярный угол между направлением излучения и нормалью к поверхности, а φ есть азимутальный угол вокруг нормали. Тогда выражение (5.2) можно представить в следующей стандартно используемой форме:

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{\mu_1}^{\mu_2} I_\nu(r, \mu, \varphi, t) \mu \, d\mu \, d\varphi \, d\nu, \quad (5.4)$$

где $\mu = \cos \theta$.

В оптике, астрономии и радиоастрономии рассматриваемая характеристика получила наименование яркости физического объекта [Физический..., 1984]. Если эта характеристика рассматривается во всём интервале положительных частот, то она называется интегральной интенсивностью излучения.

Спектральный поток излучения. При определении этой величины большое значение имеет вектор плотности монохроматического потока излучения $\mathbf{q}_\nu(\mathbf{r})$, который получается интегрированием величины $\Omega I_\nu(\mathbf{r}, \Omega)$ по сферическому телесному углу

$$\mathbf{q}_\nu(\mathbf{r}) = \int_{\Omega=4\pi} I_\nu(\mathbf{r}, \Omega) \Omega \, d\Omega. \quad (5.5)$$

При исследовании естественных поверхностей, а также при выполнении разного рода антенных измерений большое значение имеет знание составляющей этого вектора в определённом заданном направлении \mathbf{n} . Такая величина получила название плотности монохроматического результирующего излучения в заданном направлении \mathbf{n} и определяется в виде скалярного произведения векторов $\mathbf{q}_\nu(\mathbf{r})$ и \mathbf{n} :

$$q_{\nu n}(\mathbf{r}) = \mathbf{n} \cdot \mathbf{q}_\nu(\mathbf{r}) = \int_{\Omega=4\pi} I_\nu(\mathbf{r}, \Omega) (\Omega \cdot \mathbf{n}) \, d\Omega. \quad (5.6)$$

Пусть θ — полярный угол между направлениями Ω и \mathbf{n} (рис. 5.2). Тогда скалярное произведение векторов равно косинусу полярного угла, а выражение (5.6) примет вид:

$$q_{\nu n}(\mathbf{r}) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\mu=-1}^{+1} I_\nu(\mathbf{r}, \mu, \varphi) \mu \, d\mu \, d\varphi. \quad (5.7)$$

Здесь $q_{\nu n}(\mathbf{r})$ представляет собой плотность монохроматического потока результирующего излучения через единицу поверхности, перпендикулярной направлению \mathbf{n} , в единицу времени, в единичном интервале частот, образованного излучением, падающим со всех направлений в пределах сферического телесного угла.

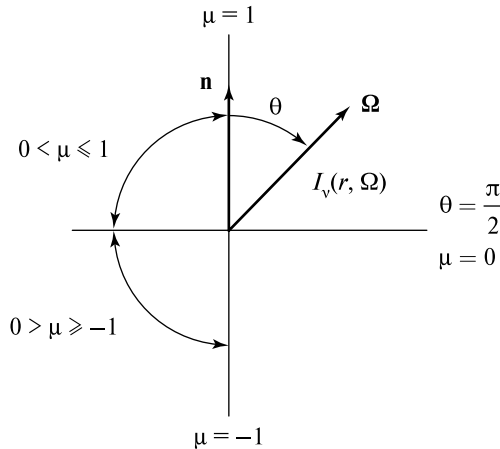


Рис. 5.2. Система координат для результирующей спектральной интенсивности (см. обозначения в тексте)

Согласно физической интерпретации вектора Пойнтинга ([Стреттон, 1948], см. также § 1.6) как плотности потока энергии в какой-либо точке поля, пересекающего единичную площадку, нормаль которой ориентирована по направлению вектора $[\mathbf{E}\mathbf{H}]$, величину $q_{vn}(\mathbf{r})$ можно интерпретировать как модуль вектора Пойнтинга результирующего излучения, пересекающего единичную площадку с нормалью \mathbf{n} .

При исследовании излучения естественных поверхностей, а также разного вида радиоисточников термин поток излучения часто используют для характеристики однонаправленного потока электромагнитной энергии и соответствует выражению (5.7), интеграл в котором берётся по направлениям, находящимся по одну сторону от площадки. В астрономии такую величину называют яркостью объекта в единичном интервале частот, и полный поток через площадку есть разность яркостей с двух сторон площадки.

Размерность рассматриваемой величины $[\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{Гц}^{-1}]$. В радиоастрономии величина, равная $10^{-26} \text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{Гц}^{-1}$, получила в системе СИ наименование единицы потока или янский (Ян) (см. прил. А).

В поле равновесного излучения (например, внутри термостата) полный поток излучения через любую поверхность равен нулю. Это нетрудно получить из выражения (5.7), если подставить в него значение интенсивности, не зависящее от направления.

Если речь идёт об однонаправленном потоке равновесного излучения в свободное пространство с единичной поверхности, то выражение для потока запишется как

$$q_{vn}(\mathbf{r}) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\mu=0}^{+1} I_v(\mathbf{r}, \mu, \varphi) \mu \, d\mu \, d\varphi, \quad (5.8)$$

и в случае независимости излучения от направления, т. е. $I(\mathbf{r}, \Omega, t) = I_{v0}$, выражение для однонаправленного потока будет иметь вид:

$$q_{vn}(\mathbf{r}) = \pi I_{v0}(\mathbf{r}). \quad (5.9)$$

Такое соотношение, получившее название закона Ламберта, находит широкое применение как в теоретических работах (схемы идеального рассеяния света и идеального чёрнотельного излучения), так и в практике дистанционного микроволнового зондирования при калибровочных работах как характеристика идеального чёрного излучателя.

Обратим внимание ещё на одно важное обстоятельство. На основе теоремы взаимности, доказываемой в электромагнетизме Максвелла [Альперт и др., 1953; Стреттон, 1948; Slater, 1942], можно показать, что электромагнитные характеристики излучающих объектов имеют ту же форму и количественные значения, если бы те же объекты поглощали электромагнитную энергию. Таким образом, рассмотренные выше характеристики в равной мере можно отнести как к излучающим объектам (поверхностные земные покровы и радиоисточники на небосводе), так и к объектам, поглощающим внешнюю электромагнитную энергию (например, антенные системы, защитные покрытия и т. п.).

Если эта характеристика рассматривается во всем интервале положительных частот, то она называется интегральным потоком излучения.

Спектральная объёмная плотность энергии излучения. Элемент объёма среды, в которой происходят сложные процессы излучения, содержит в каждый момент времени определённое количество энергии излучения, которое падает на него со всех направлений в пределах сферического телесного угла. Количество энергии электромагнитного излучения, заключённое в единице объёма, в единичном интервале частот, называется спектральной объёмной плотностью энергии излучения и обозначается символом $u_v(\mathbf{r})$.

Для режима плоских волн соотношение между объёмной плотностью электромагнитного поля и вектором Пойнтинга было уже представлено в форме (1.19). Пользуясь этим соотношением и учитывая то обстоятельство, что на элемент объёма падает со всех направлений излучение интенсивностью $I(\mathbf{r}, \Omega)$, спектральную объёмную плотность энергии излучения определим следующим выражением:

$$u_v(\mathbf{r}) = \frac{1}{c} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \int_{\mu'=-1}^{+1} I_v(\mathbf{r}, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi', \quad (5.10)$$

где c — скорость распространения излучения в среде. Для диэлектрической прозрачной среды с коэффициентом преломления n выражение (5.10) примет вид:

$$u_v(\mathbf{r}) = \frac{n}{c_0} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \int_{\mu'=-1}^{+1} I_v(\mathbf{r}, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi'. \quad (5.11)$$

В поле равновесного излучения (например, излучение внутри термостата) выражение (5.11) сводится к известному виду:

$$u_v(\mathbf{r}) = \frac{4\pi n}{c_0} I_v(\mathbf{r}). \quad (5.12)$$

Будем неоднократно пользоваться этим выражением в дальнейшем при рассмотрении законов теплового излучения (формула Планка и закон Кирхгофа) (см. гл. 6).

Интегральная объёмная плотность энергии излучения $u(\mathbf{r})$ получается интегрированием $u_v(\mathbf{r})$ по положительным частотам:

$$u(\mathbf{r}) = \int_0^{\infty} u_v(\mathbf{r}) dv. \quad (5.13)$$

В целом отметим, что процессы рассеяния, поглощения и излучения элементом объёма и элементом поверхности естественных сред являются очень сложными. Поэтому в научной и технической литературе используются различные подходы и определения для описания процессов взаимодействия

электромагнитных волн с объёмными и поверхностными элементами изучаемой среды. Обсуждение этих концепций выходит за рамки настоящей книги. Будем вводить и рассматривать некоторые дополнительные определения по мере необходимости. Детальный анализ основных концепций можно найти в ряде фундаментальных работ [Зигель, Хауэлл, 1975; Оцисик, 1976; Соболев, 1956; Чандрасекар, 1953].

§ 5.2. МИКРОВОЛНОВЫЕ АНТЕННЫ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Как уже отмечалось, важнейшая функция антенной системы состоит в формировании излучения с чётко определёнными и заранее заданными характеристиками. В соответствии с теоремой взаимности в электродинамике любая антенная система может быть использована как для приёма электромагнитного сигнала, так и для его излучения с теми же самыми пространственно-угловыми характеристиками. Этим обстоятельством будем достаточно часто пользоваться без дополнительного разъяснения.

Излучение радиоволн. Излучение электромагнитных волн связано с процессом излучения осциллирующими электрическими зарядами, при этом простейшим излучателем в электромагнетизме является электрический (или магнитный) диполь длиной $l \ll \lambda$ и частотой колебания ω .

На расстояниях $r < \lambda$ поле можно считать квазистатическим, быстро убывающим с расстоянием как r^{-2} и r^{-3} (поля индукции). С такими полями не может быть связано излучение энергии. Поток энергии, протекающей через единичную площадку в единицу времени, выражается составляющей вектора Пойнтинга, перпендикулярной этой площадке. В квазистатических полях \mathbf{E} и \mathbf{H} сдвинуты по фазе на $\pi/2$ (как в стоячих волнах), поэтому вектор Пойнтинга, осциллируя с удвоенной частотой, в среднем по времени за период точно равен нулю. Как уже отмечалось (см. § 1.6) отличие вектора Пойнтинга от нуля может быть обусловлено лишь полями \mathbf{E} и \mathbf{H} , колеблющимися с одинаковой фазой (как в бегущих волнах) и убывающими пропорционально $1/r$ (и, соответственно, модуль вектора Пойнтинга убывает как $1/r^2$). Интересно отметить, что последнее заключение непосредственно следует из закона сохранения энергии, так как при отсутствии потерь в среде полный поток энергии в пространстве (мощность источника) не должен изменяться с расстоянием, а, поскольку площадь охватывающего источник электромагнитного излучения замкнутых поверхностей растёт как r^2 , необходимо, чтобы модуль вектора Пойнтинга был пропорционален r^{-2} . Таким образом, поле источника в ближней зоне является своего рода подготовительной фазой для формирования бегущих составляющих полей, ответственных за излучение и несущих дистанционную информацию о физическом объекте.

Ещё один важный момент связан с представлением полной мощности, которую антенный элемент поглощает из падающего на него излучения.

С использованием метода импеданса (см. § 1.6) полную мощность, принятую антенным элементом, можно представить как мощность, поглощённую в некотором активном сопротивлении, которое называется сопротивлением излучения. Как уже отмечалось, повышение эффективности работы антенны и, соответственно, максимальная мощность излучения, принятого из окружающего пространства, могут быть обеспечены при наличии режима «согласования» между волновым сопротивлением пространства и входным сопротивлением измерительного прибора. Именно эту процедуру и выполняет антенная система.

Диаграмма направленности. Важная функция антенной системы состоит в формировании излучения с определёнными и наперёд заданными характеристиками, и в первую очередь, с заданной диаграммой направленности антенны (ДНА), т. е. угловым распределением (в трёхмерном пространстве) амплитуды поля излучения. Кроме амплитудной диаграммы, часто используют диаграмму направленности по мощности, т. е. угловое распределение плотности потока энергии излучения (модуль вектора Пойнтинга или интенсивность излучения по данному направлению) антенны в дальней зоне (зоне излучения). Обе эти диаграммы направленности у сложных антенн имеют многолепестковую структуру, обусловленную интерференцией волн, излучаемых и рассеиваемых различными элементами антенны. Если синфазно складываются поля всех элементов, то соответствующий им максимум называется главным лепестком. Диаграмму направленности изображают в различных видах — в виде объёмной, рельефной картины, контурной карты с линиями равных уровней, либо с помощью отдельных плоских сечений, чаще двух ортогональных сечений, проходящих через направление главного максимума и векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} . Так как основная часть мощности, излучаемой или принимаемой антенной, локализуется в главном лепестке, направленность излучения антенны характеризуют шириной главного лепестка на уровне половинной мощности $\theta_{0,5}$ или нулевом уровне θ_0 . Показано, что у большинства остронаправленных антенн имеет место соотношение $\theta_0 \cong 2,5\theta_{0,5}$, которым часто пользуются в наблюдательной практике. Величина $\theta_{0,5}$ (или $\theta_{3\text{дБ}}$) определяет линейное угловое разрешение антенны и может быть приближённо оценена по следующей формуле (в [рад]):

$$\theta_{3\text{дБ}} \approx 1,22 \frac{\lambda}{D}, \quad (5.14)$$

где D — геометрический размер (апертура) антенны в данном сечении диаграммы направленности. Это соотношение совпадает с критерием Рэлея, используемым в оптике для оценки разрешающей способности оптических систем [Борн, Вольф, 1973; Мандель, Вольф, 2000]. Этот критерий позволяет численно определить разрешающую способность инструмента с помощью пробного двойного источника — при угловом расстоянии между компонентами, меньшими $\theta_{0,5}$, дифракционные изображения компонент сливаются в один максимум. Рассматриваемая количественная характеристика является

чисто геометрической и свидетельствует лишь о возможности получения соответствующей детальности изображения. Однако возможность восстановления истинного распределения яркости по исследуемому объекту из полученного антенной сглаженного изображения представляет собой особую задачу, в первую очередь, обусловленную соотношением между полезным сигналом и шумовыми компонентами. В так называемых сверхнаправленных антеннах это ограничение преодолевают либо созданием специального резко осциллирующего фонового распределения в апертуре (неустойчивого к малейшим флуктуациям), либо введением в процедуру восстановления дополнительных модельных представлений об изучаемом объекте. При уменьшении отношения D/λ диаграмма направленности антенны расширяется. Однако даже у предельно малой антенны (элементарный излучатель) диаграмма направленности не является полностью изотропной (в отличие от элементарных акустических излучателей). Например, диаграмма направленности электрического и магнитного диполей имеет вид тороида, ось которого совпадает с осью диполя [Борн, Вольф, 1973].

Для того чтобы количественно понять ситуацию с угловым разрешением в микроволновом диапазоне, оценим диаметр апертуры антенны (на рабочей длине волны 1 см) для получения с её помощью разрешения, равного разрешению человеческого глаза (1 угл. мин). Подставив эти значения в формулу (5.14), получим, что диаметр апертуры должен составить очень большую величину, а именно, 42 м. Конструирование и создание антенн таких размеров является очень сложной и дорогостоящей процедурой.

При необходимости получения более высокого (чем определяемое критерием Рэлея) разрешения прибегают к принципиально иному пути, чем механическое увеличение размера апертуры, — а именно, создание комплекса сильно разнесённых отдельных антенных апертур со специализированной системой обработки. Такие системы получили название радиоинтерферометров, которые могут быть выполнены в наземном и бортовом вариантах, как около Земли, так и в ближнем космосе [Есепкина и др., 1973; Кардашев, 2000, 2009; Матвеев и др., 1983; Milman, 1988; Ruf, 1999]. В наземных условиях также прибегают к созданию комплекса большого количества близко расположенных малых антенн со сложной (и жёсткой) системой электрической связи между ними. Такие системы получили название фазированных антенных решёток и являются, по-видимому, магистральным путём современного развития наземной радиоастрономии [Feder, 2000; Parfitt et al., 2000], хотя и существуют единичные попытки создания очень больших (до 500 м в диаметре) механических зеркал, расположенных в геологических складках земной поверхности (так называемые зеркала типа Аресибо) [Peng, Nan, 2002]. Что же касается бортовых систем, то учёт движения летального аппарата над исследуемой поверхностью также даёт возможность резко повысить разрешающую способность с помощью накопления принятого теплового сигнала, т. е. образовать своего рода синтезированную апертуру для микроволнового зондирования [Dong et al., 2000a, b; Goutoule, De Boer, 2000; Milman, 1988; Ruf et al., 1988].

Структура поля систем излучателей зависит от их взаимного расположения, общей конфигурации системы, фазовых и амплитудных соотношений между токами в элементарных излучателях, наличия и расположения неизлучающих (пассивных, конструктивных) элементов и т. д. Однако общим является то обстоятельство, что на расстоянии от плоскости апертуры, равном нескольким длинам волн (в волновой зоне), быстро спадающие поля индукции становятся несущественными, а поле излучения определяется суперпозицией полей, возбуждаемых излучателями. Важно отметить, что наличие конструктивных элементов в поле излучения антенных систем в значительной степени влияет на зону боковых лепестков, в то время как форма главного лепестка не чувствительна к форме основной апертуры и к наличию разного рода конструктивных элементов. Физически это связано с тем, что формирование боковых лепестков есть результат интерференции краевых волн (в соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля) по направлениям, которые являются линиями постоянного значения разности фаз краевых волн (гиперболы). Важно также отметить, что образование боковых лепестков происходит уже в ближнем поле излучения антенны (зона Френеля), тогда как главный лепесток образуется только в дальней зоне (зона Фраунгофера). Качественно эта картина продемонстрирована на рис. 5.3.

Пространственная эволюция, которую претерпевает поле излучения антенны, создаваемое широким синфазным раскрытием, условно показана на рис. 5.3 в предположении достаточной угловой «узости» диаграммы направленности. На близких расстояниях (практически в пределах $\lambda < r \leq 2D^2/\lambda$, где $n > 10 \dots 20$ — целое число) синфазность фронта ещё не нарушается, и волна ведёт себя почти как плоская. Это зона геометрической оптики (или так называемая зона прожекторного луча), в которой сосредоточена практически вся мощность, излучаемая антенной. Затем в интервале расстояний $r \cong D^2/n\lambda$ ($10 > n > 1$) происходит существенное нарушение синфазности, сопровождаемое сильными осцилляциями амплитуд поля (и, соответственно, вектора Пойнтинга), в том числе в направлении распространения. Это зона дифракции Френеля. И, наконец, при $r \gg D^2/\lambda$ (условно принято при $r > 2D^2/\lambda$) волновой фронт становится сферическим, поле убывает как $1/r$ (и, соответственно, модуль вектора Пойнтинга как $1/r^2$), и осцилляции амплитуд в направлении распространения практически исчезают. Это — дальняя зона антенны (зона Фраунгофера), где уже можно оперировать понятием диаграммы направленности, т. е. зависимостью амплитуды поля только от угловых координат.

Вопрос о соотношении мощности сигнала, принятого главным и боковыми лепестками (или, другими словами, об эффективности антенной системы), становится для микроволновых систем по целому ряду причин настолько важным, что рассмотрим его в отдельном параграфе.

Ещё раз отметим одно из важных следствий теоремы взаимности в электродинамике — полное совпадение диаграмм направленности антенны при её работе как в режимах приёма, так и в режиме излучения.

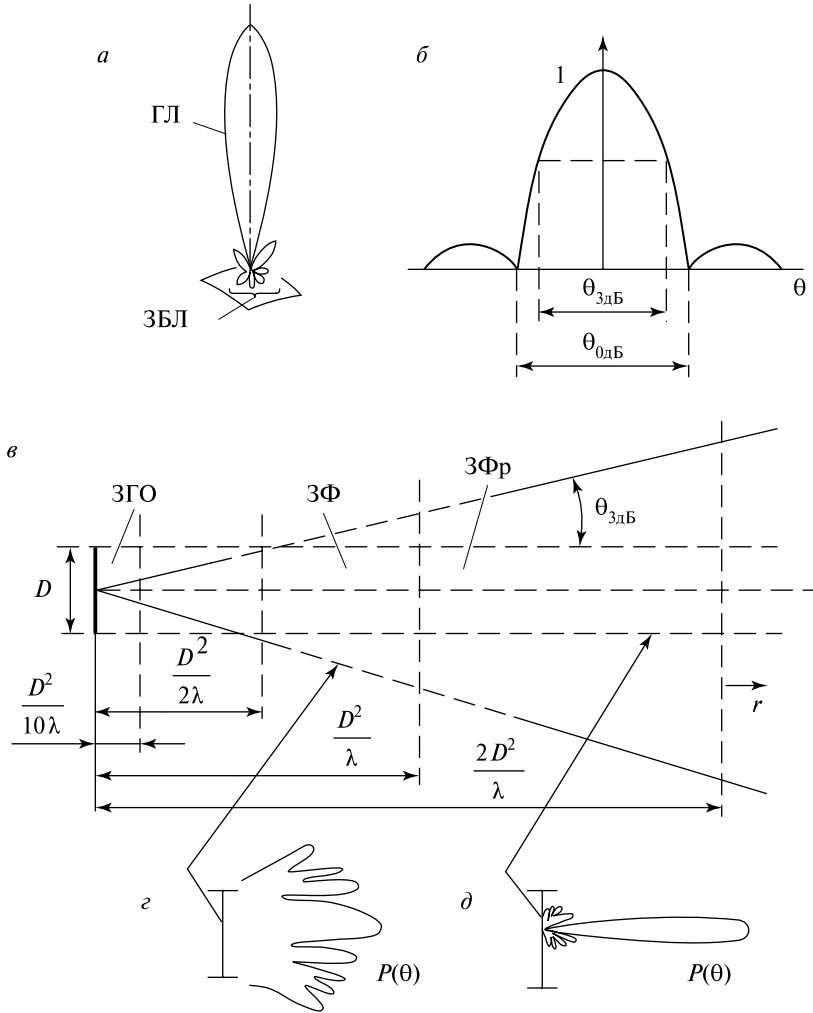


Рис. 5.3. Схематическое представление пространственной эволюции волнового поля при формировании диаграммы направленности антенны (ДНА): *a* — ДНА в полярной системе координат (ГЛ — главный лепесток; ЗБЛ — зона боковых лепестков); *б* — ДНА в декартовой системе координат; *в* — эволюция формирующейся ДНА (ЗГО — зона геометрической оптики; ЗФ — зона Френеля; ЗФр — зона Фраунгофера (дальняя зона) (см. остальные обозначения в тексте)

Эффективная поверхность. Для приёмных антенн, кроме угловых характеристик, большое значение имеют параметры, определяющие полную мощность принятого сигнала. В соответствии с определением ДНА как характеристики антенны, осуществляющей приём сигнала от плоской электромагнитной волны с данного направления, и с учётом (5.2) и (5.8) можем записать принятый антенной сигнал от внешнего источника как

$$W_v dv = \frac{1}{2} A dv \int_{4\pi} I_v(\theta, \varphi) P(\theta, \varphi) d\varphi \sin \theta d\theta, \quad (5.15)$$

где коэффициент A будет характеризовать степень эффективности антенны как прибора по приёму мощности принятого сигнала. Этот параметр получил название эффективная площадь (поверхность) антенной системы (размерность $[m^2]$).

Таким образом, выражение (5.15) представляет собой мощность монохроматического потока, принятого антенной от внешнего излучения через всю её физическую поверхность в единичном интервале частот. При этом отметим, что внешнее излучение падает на антенную систему со всех направлений в пределах сферического телесного угла.

Если бы вся мощность, попадающая на раскрыв (апертуру) антенны, поглощалась бы ею, то эффективная поверхность равнялась бы геометрической площади её раскрыва. Поскольку, однако, часть мощности рассеивается элементами конструкции, а часть теряется в виде тепловых и дифракционных потерь, то эффективная поверхность реальной антенны всегда меньше геометрической поверхности раскрыва.

Если речь идёт о плоской поверхности, то в соответствии с (5.2) под обобщённым откликом на плоскую электромагнитную волну такой простой конструкции (своего рода ДНА) можно понимать $P(\theta) = \cos \theta$. Разумеется, в качестве реальной антенны такая конструкция не используется.

Если у падающего внешнего излучения $I(\theta, \varphi) = \text{const}$, т. е., другими словами, речь идёт о широкоугольном (по отношению к ДНА) источнике, то в этом случае (5.15) преобразуется к следующему виду:

$$W_v dv = \frac{1}{2} A dv I_v \Omega_A, \quad (5.16)$$

где под Ω_A понимаются величину, получившую название телесный угол ДНА:

$$\Omega_A = \int_{4\pi} P(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (5.17)$$

Нетрудно установить связь этой характеристики с линейными угловыми характеристиками. Представим (для наглядности), что ДНА представляет собой симметричный сферический конус с линейным угловым раскрывом $\theta_{0,5}$ и $P(\theta, \varphi) = 1$. Используя известное определение телесного угла как отношение площади сферы, им ограниченной, к квадрату радиуса сферы, имеем

$$\Omega = \frac{S(\theta)}{R^2} = 2\pi(1 - \cos \theta). \quad (5.18)$$

Ограничиваясь рассмотрением малых линейных углов (остронаправленные антенны), после небольших преобразований имеем:

$$\Omega_A = \frac{\pi}{4} \theta_{3дБ}^2. \quad (5.19)$$

Из этого соотношения следует часто используемое в наблюдательной практике наименование телесных углов как квадратных градусов. При этом следует иметь в виду, что 1 ср содержит 3282 квадратных градуса (см. прил. А).

Если же наблюдается очень компактный источник (по отношению к угловым размерам ДНА), то нетрудно видеть, что соотношение (5.15) приведётся к виду (если источник направлен строго на главный лепесток):

$$W_v dv = \frac{1}{2} A dv I_s \Omega_s, \quad (5.20)$$

где I_s и Ω_s — интенсивность и угловые размеры (телесный угол) компактного источника.

Направленность антенны. Под этим числовым (безразмерным) параметром (D) понимается величина, которая показывает, насколько направленные свойства данной антенны отличаются от свойств идеального сферического излучателя, т. е. излучателя, имеющего диаграмму направленности по мощности, равной единице вне зависимости от сферических координат. Таким образом, направленность антенны равна:

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A}. \quad (5.21)$$

Для остронаправленных антенн эта величина может составлять десятки и сотни тысяч единиц.

Коэффициент усиления антенны. Под этим численным параметром $G(\theta, \varphi)$ понимают произведение направленности антенны и её нормированной ДНА по мощности, т. е.

$$G(\theta, \varphi) = DP(\theta, \varphi). \quad (5.22)$$

Из физических соображений понятно, что антенные параметры, рассмотренные выше (эффективная площадь, телесный угол и направленность антенны), тесным образом между собой связаны. Так, в теории антенн (см., например, [Цейтлин, 1966, 1975]) строго показывается, что имеет место следующее соотношение:

$$A\Omega_A = \lambda^2, \quad (5.23)$$

где λ — рабочая длина волны. Отсюда следует, что направленность антенны связана с её эффективной площадью следующим образом:

$$D = \left\{ 4\pi/\lambda^2 \right\} A. \quad (5.24)$$

Полученными соотношениями будем в дальнейшем пользоваться неоднократно.

Перечисленные выше характеристики антенных систем, разумеется, зависят от частоты. Диапазон частот, в котором характеристики можно считать неизменными, называют полосой пропускания антенны. В целом ряде слу-

чаев, однако, удаётся создать антенные системы, у которых параметры незначительно меняются в очень широком диапазоне частот, и таким образом, частотные ограничения во всей приёмной системе будут обуславливаться входными элементами усилительных устройств (см. гл. 3).

Огромный диапазон длин волн, излучаемых или принимаемых антеннами, и многообразие областей использования (связь, телевидение, радиолокация, дистанционное зондирование, радиоастрономия) обусловили появление большего количества типов и конструкций антенных систем, описание которых приводится в целом ряде специализированных изданий.

Задачи построения антенн с заданными характеристиками для соответствующей области использования являются в целом очень сложными и составляют предмет специальных научных и конструкторских разработок. При этом для различных областей применения (радиосвязь, радиолокация, микроволновое зондирование) требуется удовлетворение совершенно специфических требований, которые для других областей применения не являются сколько-нибудь существенными. Ниже рассмотрим основные требования, предъявляемые к антенным системам, предназначенным для микроволнового зондирования.

§ 5.3. СВЯЗЬ АНТЕННОЙ И ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Прежде чем формулировать основные требования к антенным системам для микроволнового зондирования, более детально рассмотрим важный вопрос (который уже кратко затрагивали) об определении и соотношении антенных и яркостных температур в микроволновом зондировании.

Одним из важных параметров, характеризующим мощность сигнала, принятого антенной и переданного непосредственно в приёмное устройство, является антенная температура. Вводят это определение исходя из следующей эквивалентной схемы измерений (рис. 5.4). Часть электромагнитной энергии источника, выделенная в зоне телесного угла ДНА, проходит антенную систему, преобразуясь в моду электромагнитной волны, распространяющейся в линии передач. Условия трансформации энергии принятого электромагнитного сигнала, которые включают в себя и преобразование мод колебаний, специально подбираются таковыми, чтобы осуществлялась максимальная передача мощности сигнала, принятого антенной, в приёмное устройство. Конструктивные особенности этой трансформации в конкретной антенне и антенно-фидерном тракте (АФТ) могут быть очень сложными. Поэтому для физического понимания этого процесса прибегают к помощи эквивалентных схем (см. § 3.3). Весь процесс приёма и трансформации сигнала антенной системой представим в виде источника ЭДС и активного сопротивления (R_A), являющегося своего рода эквивалентом антенны и находящегося в термостате с физической температурой T_A . Усилительное устройство представим в виде входного активного сопротивления (R_i) (см. рис. 5.4).

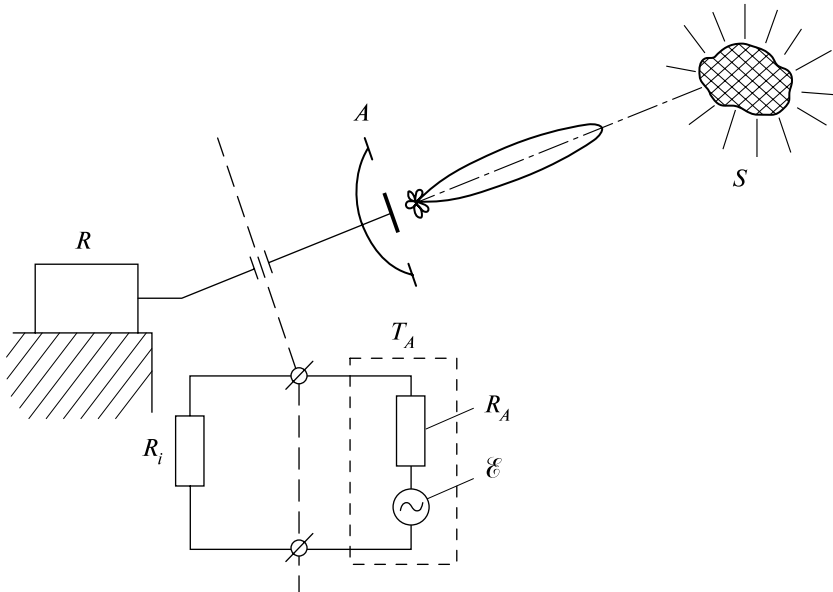


Рис. 5.4. Эквивалентное представление процедуры приёма шумового сигнала для определения антенной температуры: S — внешний источник шумового сигнала; A — антенна; R — радиометр; T_A — температура термостата (антенная температура); R_A — волновое сопротивление антенны; \mathcal{E} — эффективная ЭДС принятого антенной части внешнего шумового сигнала; R_i — входное сопротивление приёмной части радиометра

Как уже было показано (см. § 3.3), максимальная передача мощности из антенной системы в усилительное устройство возможно лишь при условии согласования, т. е. равенстве $R_A = R_i$. При этом условии вся мощность, принятая антенной в единице частотного интервала, $W_\nu d\nu$ попадает непосредственно в приёмное устройство и в соответствии с (3.4) можно записать

$$W_\nu d\nu = kT_A d\nu. \quad (5.25)$$

Под W_ν здесь, по существу, понимается спектральная плотность сигнала, принятого антенной от внешнего источника (см. соотношение (3.5)).

Таким образом, антенную температуру T_A (приведённую к единице частотного интервала) можно определить (и измерить) как физическую температуру условного термостата с согласованным сопротивлением, в котором вследствие теплового движения (флуктуаций) выделяется флуктуационная мощность, равная мощности флуктуационного сигнала, принятого антенной системой. Важно отметить, что, согласно введённому определению, антенная температура приведена к единице частотного интервала и, соответственно, пропорциональна спектральной плотности сигнала, принятого антенной.

Для того чтобы установить связь между антенной температурой и излучательными свойствами источника, запишем выражение для преобразованной антенной мощности в другой форме, а, именно, с позиции того, сколько энергии сигнала антенна получила из свободного пространства. Согласно выражению (5.15) имеем:

$$W_\nu \, d\nu = \frac{1}{2} A \, d\nu \int\int_{4\pi} I_\nu(\theta, \varphi, \nu) P(\theta, \varphi) \, d\Omega. \quad (5.26)$$

Далее, не уточняя физической природы внешнего источника, используем (пока формальным образом) для интенсивности источника выражение, следующее из закона Рэлея-Джинса (см. подробнее гл. 6), а именно:

$$I_\nu(\theta, \varphi, \nu) = \frac{2k}{\lambda^2} T_B(\theta, \varphi, \nu). \quad (5.27)$$

Здесь под $T_B(\theta, \varphi)$ будем понимать яркостную температуру источника (или поверхности излучающей среды). Отметим, что, согласно введённому определению, яркостная температура собственно источника (как и антенная температура этого же источника) приведена к единице частотного интервала и, соответственно, пропорциональна спектральной плотности флуктуационного сигнала источника (см. (3.5)). Ещё раз отметим, что введённое определение яркостной температуры никак не связано с физикой излучения. Оно в равной степени используется как для физических объектов с тепловым излучением (например, земная поверхность), так и для объектов с нетепловым характером излучения (например, искусственные источники псевдошумового излучения в радиолокации, радиоизлучение ионосферы и магнитосферы, астрофизические объекты мазерного излучения).

Подставляя выражения (5.23), (5.25) и (5.27) в (5.26) и проводя несложные преобразования, получим для выражения антенной температуры следующее важное соотношение:

$$T_A(\nu) = \frac{\int\int_{4\pi} T_B(\theta, \varphi, \nu) P(\theta, \varphi) \, d\Omega}{\int\int_{4\pi} P(\theta, \varphi) \, d\Omega}. \quad (5.28)$$

Поскольку антенная температура пропорциональна спектральной плотности сигнала, то полная мощность сигнала (W), принятая антенной системой и приведённая ко входу усилительной системы, будет равна:

$$W = k \frac{1}{G_{\max \Delta\nu}} \int G(\nu) T_A(\nu) \, d\nu, \quad (5.29)$$

где $G(\nu)$ — амплитудно-частотная характеристика (по мощности) тракта приёмного устройства. Если значение антенной температуры не изменяется в пределах полосы пропускания тракта усилителя, то выражение (5.29)

упрощается до вида, который часто используется в практических оценочных расчётах:

$$W = kT_A \Delta\nu = kT_A \Delta f, \quad (5.30)$$

где $\Delta\nu = \Delta f$ — энергетическая полоса пропускания тракта усилителя (см. § 3.8).

Вернёмся к анализу выражения для антенной температуры (5.28). Нетрудно видеть, что в зависимости от соотношения эффективных угловых размеров источника и антенны и от значения интенсивности источника величина антенной температуры может колебаться в широких пределах. Рассмотрим два предельных случая — первый, когда угловые размеры источника существенно больше угловых размеров ДНА (так называемый распределённый источник), и второй случай, когда угловые размеры источника существенно меньше угловых характеристик ДНА (так называемый дискретный источник или «горячие точки»).

Распределённый источник. К рассматриваемому типу источника относятся излучающие поверхности типа земных покровов (морская поверхность, суша) при наблюдении с низкоорбитальных объектов и с аэроносителей, а также детальные исследования излучения поверхности Солнца, Луны и планет с помощью остронаправленных антенных систем. Поскольку для этого типа источника его угловые размеры $\Omega_S \gg \Omega_A$, можно считать T_B постоянной величиной в пределах угловых размеров ДНА и вынести за знак интеграла. В этом случае (5.28) приобретает следующий вид:

$$T_A(\theta, \varphi) = T_B(\theta, \varphi). \quad (5.31)$$

На первый взгляд полученное выражение для антенной температуры парадоксально, поскольку мощность, принимаемая от источника, не зависит ни от дальности до источника, ни от параметров антенной системы. Однако парадокс чисто внешний, поскольку при увеличении дальности r (или высоты над излучаемой поверхностью) в условиях остронаправленной антенны излучающая площадь в пределах углового разрешения ДНА увеличивается как r^2 , тогда как модуль вектора Пойнтинга уменьшается как r^{-2} и, таким образом, полная мощность, собираемая от участка площади, высвечиваемой ДНА, остаётся неизменной.

Дискретный источник. К такому типу источников относятся резкие и интенсивные неоднородности на земной поверхности (лесные пожары, извергающиеся вулканы, обрушающиеся морские волны), а также многочисленные удалённые радиоастрономические объекты (кварзары, пульсары, радиогалактики, мазерные источники).

Поскольку для этого типа источника его угловые размеры $\Omega_S \ll \Omega_A$, то можно считать $P(\theta, \varphi)$ постоянной величиной, равной единице, в пределах угловых размеров источника, и при этом к верхнему интегралу применим тео-

рему о среднем. В таком случае выражение для антенной температуры преобразуется следующим образом:

$$T_A = \frac{\iint_{4\pi} T_B d\Omega}{\iint_{4\pi} P d\Omega} = T_{BS} \frac{\iint d\Omega}{\iint_{4\pi} P d\Omega} = T_{BS} \frac{\Omega_S}{\Omega_A}, \quad (5.32)$$

где T_{BS} и Ω_S — усреднённые значения интенсивности источника (в пределах его телесного размера) и его угловые размеры.

Нетрудно видеть, что полученное выражение принципиально отличается от выражения для протяжённого источника. Значение антенной температуры зависит как от дальности от источника (через значение его телесного размера), его интенсивности, так и от параметров антенной системы.

Используя эти два предельных случая, нетрудно записать выражение для антенной температуры контрастного дискретного источника с интенсивностью T_S с телесным угловым размером Ω_S на распределённом тепловом фоне T_{BG} :

$$T_A = T_S \frac{\Omega_S}{\Omega_A} + T_{BG} \left(1 - \frac{\Omega_S}{\Omega_A} \right), \quad (5.33)$$

На рис. 5.5 приведена зависимость антенной температуры от угловых (в телесном измерении) размеров «горячего» источника на «холодном» фоне ($T_S > T_{BG}$). Отметим, что с увеличением площади источника его вклад в общую температуру (как иногда говорят, радиоконтраст) увеличивается линейно и, достигнув размеров высвечиваемого ДНА площади, становится равным радиояркостной температуре «горячего» источника.

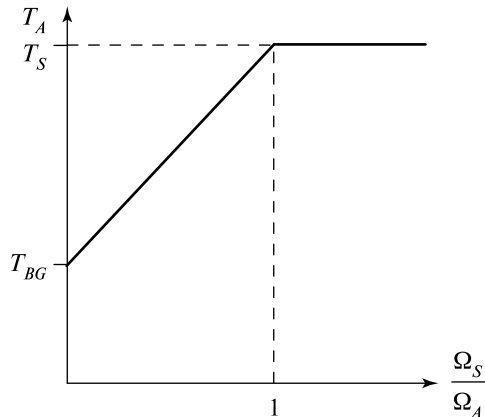


Рис. 5.5. Зависимость антенной температуры от величины телесного угла внешнего источника (Ω_S): Ω_A — телесный угол главного лепестка антенны; T_{BG} и T_S — яркостная температура радиотеплового фона небосвода и «тёплого» источника (см. соотношение (5.33))

Разумеется, возможна и обратная ситуация — «холодный» источник на «теплом» фоне. Типичным геофизическим примером этой ситуации является присутствие водной полыньи («холодный» источник) в массиве сплочённого морского льда («тёплый» фон) (см. гл. 8).

Для описания дискретных источников, которые не могут быть по каким-либо причинам детально разрешены, в радиоастрономии вводится понятие величины потока энергии от источника. В ряде случаев это определение начинает использоваться и в микроволновом зондировании. Под потоком источника понимают следующую величину:

$$F_v = \iint_{4\pi} I_v(\theta, \varphi, \nu) P(\theta, \varphi) d\Omega. \quad (5.34)$$

Используя выражение для закона Рэлея-Джинса, теорему о среднем и учитывая малые угловые размеры источника, (5.34) перепишем в виде:

$$F_v = \frac{2k}{\lambda^2} \iint_{4\pi} T_B d\Omega = \frac{2k}{\lambda^2} T_{BS} \Omega_S. \quad (5.35)$$

Таким образом, антенная температура от дискретного источника может быть представлена в трёх эквивалентных видах:

$$T_A = T_{BS} \frac{\Omega_S}{\Omega_A} = \frac{1}{2k} A F_v = \frac{A}{\lambda^2} T_{BS} \Omega_S. \quad (5.36)$$

Отсюда следует, что чувствительность радиотеплового комплекса может быть установлена как чувствительность по антенной температуре, так и как чувствительность по минимально обнаружимым потокам от точечных (дискретных) объектов исследования. Как уже отмечалось, в радиоастрономии единицей измерения потока принимается янский (Ян), и для оценок при калибровочных работах часто используют радиоисточник — квазар 3С 273 с потоком излучения в 30 Ян. В качестве примера укажем на эксплуатационные характеристики и данные по потоковой чувствительности ряда радиотелескопов (табл. 5.1) [Матвеевко и др., 1983].

Таблица 5.1. Основные характеристики радиотелескопов (Крым, Пушино)

Местоположение радиотелескопа	Диаметр антенны [м]	Ширина диаграммы направленности [угл. мин]	Эффективная площадь [м ²]	Шумовая температура [К]	Чувствительность радиотелескопа [Ян]
Симеиз (Крым)	22	2,5	150	80	0,4
Евпатория (Крым)	70	0,7	1500	60	0,03
Пушино	22	2,5	110	120	0,8

§ 5.4. КОЭФФИЦИЕНТ РАССЕЯНИЯ АНТЕНН

Принципиальная особенность радиотепловых наблюдений (в отличие от радиосвязи или приёма радио и телевизионных программ) заключается в том, что статистические свойства сигнала, принимаемого по главному лепестку (условно «полезный» сигнал) и по боковым лепесткам («паразитный» сигнал), одинаковы (гауссов шум), и также важно то, что вклад этих компонент сопоставим по своей интенсивности. Таким образом, распознавание и выявление этих компонент по чисто статистическим признакам невозможно. Более того, в целом ряде случаев полезный сигнал (или его пространственно-временная вариация) составляет величину, существенно меньшую, чем вклад шумового излучения в боковое поле ДНА. Проблема максимального уменьшения вклада в общий сигнал бокового излучения является принципиально важным как для радиоастрономии [Кузьмин, Саломонович, 1964; Есепкина и др., 1973], так и для микроволнового зондирования [Sharkov, 2003].

На рис. 5.6 показаны бортовой радиотепловой комплекс, находящийся на борту летательного аппарата в атмосфере Земли, и основные компоненты принимаемого шумового сигнала.

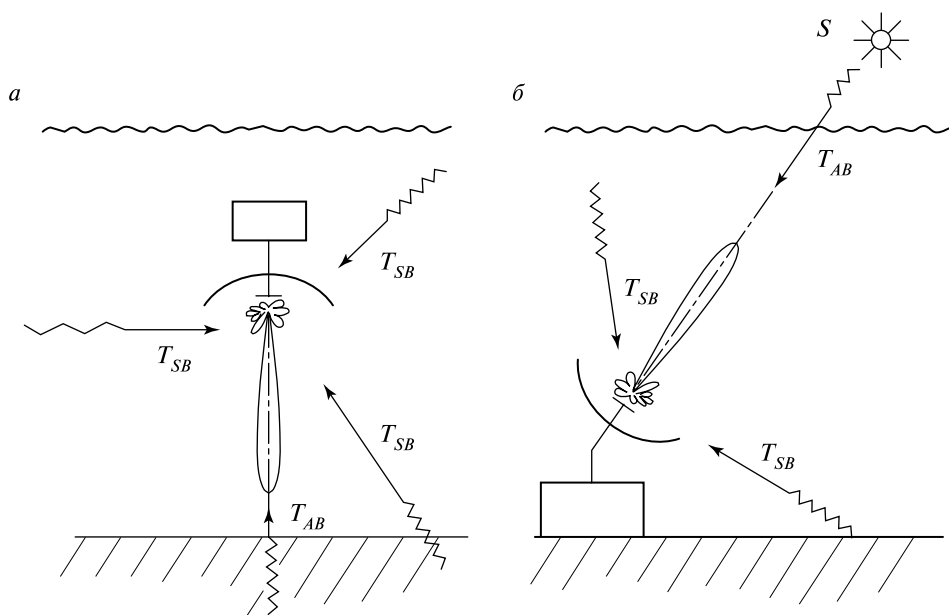


Рис. 5.6. Схематическое представление составляющих антенной температуры: *а* — самолётный вариант наблюдений; *б* — радиоастрономический вариант наблюдений; T_{AB} — радиояростная температура сигнала, поступающего в главный лепесток антенны; T_{SB} — радиояростная температура сигнала, поступающего в зону боковых лепестков; S — внешний источник шумового сигнала

Полный шумовой сигнал может быть разделен на три группы: шумовой сигнал, принимаемый по главному лепестку, и шумовые сигналы, принимаемые в зоне боковых лепестков. Последние будут включать компоненты, принятые от поверхности Земли и от атмосферы. Поскольку все эти шумовые компоненты являются статистически независимыми, то их интенсивности (дисперсии) складываются (см. § 2.2) и таким образом, выражение для антенной температуры можем записать в виде:

$$T_A = \frac{\iint_{4\pi} T_B P \, d\Omega}{\iint_{4\pi} P \, d\Omega} = \frac{\iint_{\Omega_{AB}} T_B P \, d\Omega}{\iint_{4\pi} P \, d\Omega} + \frac{\iint_{\Omega_{SB}} T_B P \, d\Omega}{\iint_{4\pi} P \, d\Omega}. \quad (5.37)$$

Введём следующее важное определение — коэффициент, характеризующий долю энергии, излучаемую (или поглощаемую) антенной в зону боковых лепестков, назовём коэффициентом рассеяния и определим его в соответствии со следующим соотношением:

$$\beta = \frac{1}{\iint_{4\pi} P \, d\Omega} \iint_{\Omega_{SB}} P \, d\Omega. \quad (5.38)$$

Осреднённые температуры излучения по телесным углам главного лепестка и по остальному пространству запишем как:

$$T_{AB} = \frac{\iint_{\Omega_{AB}} TP \, d\Omega}{\iint_{\Omega_{AB}} P \, d\Omega}, \quad T_{SB} = \frac{\iint_{\Omega_{SB}} TP \, d\Omega}{\iint_{\Omega_{SB}} P \, d\Omega}. \quad (5.39)$$

В таком случае нетрудно переписать выражение (5.37) в следующей форме, часто используемой в наблюдательной практике:

$$T_A = T_{AB}(1 - \beta) + T_{SB}\beta. \quad (5.40)$$

Полный сигнал, принятый бортовым радиотепловым комплексом, будет состоять из компонент, принятых прибором по совершенно разным направлениям (из разных телесных углов), но (ещё раз подчеркнём) статистически совершенно неразличимых. Компоненту T_{SB} в большинстве случаев целесообразно разделить на компоненту, определяемую по нижней полусфере, и компоненту, определяемую по верхней полусфере. В нижней полусфере излучение исходит от поверхности Земли, а в верхней полусфере излучение определяется излучением атмосферы и космоса («реликтовый» фон и радиоисточники) (см. рис. 5.6).

В качестве поучительного примера рассмотрим задачу о коэффициенте рассеяния модельной антенны, состоящей из двух конусов — основного лепестка (с ДНА, равной единице) и зоны боковых лепестков с ДНА, равной

$P_1 = -40$ дБ. Этот уровень бокового излучения считается весьма хорошим. Для вычисления значения коэффициента рассеяния выполним следующие преобразования:

$$1 - \beta = \frac{\iint_{4\pi} P \, d\Omega - \iint_{\Omega_{SB}} P \, d\Omega}{\iint_{4\pi} P \, d\Omega} = \frac{\iint_{\Omega_{AB}} P \, d\Omega}{\iint_{\Omega_{AB}} P \, d\Omega + \iint_{\Omega_{SB}} P \, d\Omega} = \frac{1}{1 + P_1 \frac{\Omega_{SB}}{\Omega_{AB}}}. \quad (5.41)$$

Поскольку речь идёт об антенне с высоким разрешением, то телесный угол зоны боковых лепестков можно с хорошим приближением заменить полным телесным углом 4π и затем, используя выражение (5.21), записать коэффициент рассеяния через направленность:

$$1 - \beta = \frac{1}{1 + P_1 G}. \quad (5.42)$$

Положим, что направленность антенны составляет $G = 1000$. В этом случае телесный угол антенны составит $0,012$ ср и соответственно в квадратных градусах его величина будет равна $39,3$. В линейном же измерении ДНА составит $6,2$ лин. град. Антенны с такими угловыми характеристиками часто используются в микроволновой практике. Подставив значения направленности антенны и уровня боковых лепестков в (5.42), получим значение коэффициента рассеяния антенны $0,09$ (или 9%). Обратим внимание, что, несмотря на то, что уровень бокового излучения очень низок, уход энергии в боковое излучение значителен. Разумеется, это следствие большой телесной зоны боковых лепестков.

Нетрудно видеть причины, по которым вклад в зону боковых лепестков может быть критическим для осуществления наблюдательного эксперимента. Представим, что с указанной антенной (как «наземного» радиотелескопа — см. рис. 5.6б) изучается радиоизлучение Луны (яркостная температура 250 К и угловой размер $0,5^\circ$). Используя формулу (5.32), получим значение антенной температуры по главному лепестку

$$T_{AB} = 250 \left(\frac{0,5}{6,2} \right)^2 = 1,6 \text{ К}. \quad (5.43)$$

Окружающее антенну пространство (земная поверхность и атмосфера) имеет (в среднем) значение яркостной температуры около 270 К. Таким образом, полная антенная температура составит:

$$T_A = 1,45 + 24,3 = 25,75 \text{ К}. \quad (5.44)$$

Отсюда следует, что 94% из принятого антенной сигнала составляет «паразитный» сигнал. При изменении угла места главного лепестка антенны (в режиме наведения или слежения) будет изменяться и этот паразитный сигнал практически неконтролируемым образом. Указанный модельный пример

демонстрирует главную проблему наземных радиотелескопов — максимальное уменьшение мощного паразитного сигнала от наземных объектов и атмосферы [Есепкина и др., 1973].

Если речь идёт об изучении протяжённых и достаточно однородных объектов (например, морская поверхность) (см. рис. 5.6a), то ситуация здесь, казалось бы, существенно упрощается, поскольку выражение (5.40) можно переписать в следующем виде:

$$T_A = T_{AB} - (T_{AB} - T_{SB})\beta. \quad (5.45)$$

Детальные бортовые эксперименты в натуральных условиях показали [Веселов и др., 1981], что различие между температурой, измеряемой по главному лепестку и по зоне боковых лепестков, достаточно небольшое (порядка 20...30 К). В таком случае, используя вышеприведённый модельный пример для ситуации с протяжённым источником (см. рис. 5.6a) (с яркостной температурой 200 К), имеем значение полной антенной температуры в виде

$$T_A = 200 - 30 \times 0,09 = 197,3 \text{ К}. \quad (5.46)$$

Отсюда видно, что возможная относительная ошибка (на первый взгляд) весьма невелика (около 1,5 %). Однако современные физические задачи по изучению Мирового океана предъявляют значительно более высокие требования — а именно, измерение радиотепловых контрастов (по главному лепестку) на уровне 0,1...5 К. Таким образом, при постановке этих задач возможные радиотепловые вариации такого же порядка, возникающие от радиотепловых поверхностных контрастов в зоне боковых лепестков (и которые, соответственно, не могут быть контролируемыми по зоне телесного угла 2π), уже могут считаться недопустимыми. Тем более что при установке на летальный аппарат зона боковых лепестков (отметим, не форма и угловой размер главного лепестка) существенно может быть искажена из-за конструктивных особенностей крепления антенной системы на летательный аппарат. Соответствующая экспериментальная методология по детальному измерению бортовых антенных систем и по проведению калибровочных процедур к настоящему времени разработана (см. § 5.8).

В заключение этого параграфа отметим, что при приёме телевизионных и радиопрограмм, в радиосвязи подобные проблемы не возникают, хотя коэффициент рассеяния телевизионных антенн может составлять до 50...70 %. Это объясняется тем, что полезный сигнал, принимаемый по главному лепестку, превышает сигнал, который принимается приёмником от окружающей среды в зоне боковых лепестков, в десятки и сотни миллионов раз (в среднем по порядку величины), и, таким образом, «паразитный» сигнал не различим на фоне полезного сигнала. Однако в случае детальных радиолокационных и скаттерометрических измерений, когда излучается собственный мощный сигнал, проблема уменьшения приёма «паразитных» отражений по зоне боковых лепестков также стоит. Однако в силу специфики активных измерений используемая при этом методология принципиально иная, чем та, что используется при пассивных радиотепловых измерениях.

§ 5.5. АНТЕННАЯ ТЕМПЕРАТУРА С ПОТЕРЯМИ

Вышесказанное относилось к идеальным антенным системам, т. е. приёмным системам, не имеющим собственных (омических) потерь при приёме и прохождении сигнала. Однако реальные антенные системы и антенно-фидерные тракты, соединяющие саму антенну и приёмное устройство, имеют определённые (и неустранимые) омические потери и, соответственно, обладают собственным флуктуационным излучением (см. гл. 4). При выполнении радиотепловых наблюдений (в отличие от радиосвязи или приёма радио- и телевизионных программ) статистические свойства сигналов, принимаемых антенной и возникающих в антенне и антенно-фидерном тракте, одинаковы (гауссов шум), и, разумеется, они не могут быть различимы с помощью чисто статистических процедур. Кроме того, если радиотепловые измерения выполняются при помощи приёмной системы, находящейся в условиях сильных (и не постоянных) температурных градиентов (например, прибор на космическом аппарате без системы терморегулирования), то величины «паразитных» сигналов могут быть сопоставимы с «полезными» и даже превышать последние.

Существует, разумеется, достаточно полная теория расчёта потерь в антенных системах и собственного излучения. Здесь же воспользуемся физическими соображениями для оценки вклада омических потерь в излучательные свойства антенн. Представим себе, что антенная система с коэффициентом передачи по мощности η и само приёмное устройство помещены в условия термостата с температурой T_0 . Антенная температура, получаемая приёмным устройством, будет состоять из двух статистически независимых компонент — принятый непосредственно антенной T_{A0} и частично уменьшенный из-за омических потерь внешний сигнал ηT_{A0} и сигнал, возникший непосредственно в антенно-фидерном тракте T_{ALT} . Поскольку эти сигналы статистически независимы, то можно сложить их интенсивности (дисперсии). В этом случае полный сигнал на входе приёмника примет следующий вид:

$$T_A = \eta T_{A0} + T_{ALT}. \quad (5.47)$$

Поскольку вся система находится внутри термостата, то должны быть выполнены условия полного равновесия, т. е. сигнал, который попадает непосредственно на апертуру антенны, равен T_0 , и полный сигнал, регистрируемый приёмником, тоже должен быть равен T_0 . Подставляя указанные значения в выражение (5.47) и выполняя простейшие преобразования, получаем значение яркостной температуры флуктуационного сигнала, обусловленного омическими потерями в тракте:

$$T_{ALT} = T_0(1 - \eta). \quad (5.48)$$

Это выражение широко используется в практике радиотепловых и радиоастрономических наблюдений. В настоящей работе это соотношение будет также использоваться неоднократно. С точки зрения физики теплового

излучения полученное соотношение есть не что иное, как закон Кирхгофа в такой весьма своеобразной форме.

Таким образом, полный сигнал, поступающий на вход усилителя после прохождения антенно-фидерного тракта, можно записать в виде:

$$T_A = \eta T_{A0} + T_0(1 - \eta). \quad (5.49)$$

Подчеркнём, что здесь под T_0 понимается термодинамическая температура антенны и антенно-фидерного тракта. И отсюда непосредственно следует важность проблемы термостабилизации антенно-фидерного тракта. Так, если по каким-либо физическим соображениям необходимо выполнить радиотепловые измерения с точностью ΔT , то термостабилизация антенно-фидерного тракта за все время выполнения эксперимента должна быть лучше, чем $\Delta T/1 - \eta$. Например, для антенной системы с $\eta = 0,9$ и для точности измерений $0,1$ К термостабилизация антенны и антенного тракта должна быть лучше, чем 1 К. Сама по себе такая конструктивная проблема при размещении антенной системы на летательном аппарате и стабильность этих параметров во времени может быть весьма сложной [Colton, Poe, 1999; Keihm et al., 2000; Njoku et al., 2000; Ruf, 2000].

Полное выражение для антенной температуры с учётом вклада бокового излучения (см. (5.40)) и собственных шумов (см. (5.49)) может быть записано в виде

$$T_A = T_{AB}(1 - \beta)\eta + T_{SB}\beta\eta + T_0(1 - \eta). \quad (5.50)$$

Воспользовавшись модельными примерами из предыдущего параграфа, оценим вклад в общий сигнал от бокового излучения и от собственных шумов. Для примера радиоастрономических наблюдений, учитывая значение «истинного» сигнала как $1,6$ К, яркостной температуры в зоне боковых лепестков как 270 К, значений $\eta = 0,9$ и $\beta = 0,09$ и термодинамической температуры антенны как 300 К, получим значение для полного сигнала:

$$T_A = 1,3 + 21,87 + 30 = 53,17 \text{ К}. \quad (5.51)$$

Отсюда следует, что более 97% интенсивности сигнала относится к «паразитному» сигналу. Таким образом, одна из важнейших конструктивных задач при разработке радиотелескопов — обеспечить минимальные потери при передаче сигнала от антенны к приёмному устройству [Есепкина и др., 1973; Кузьмин, Саломонович, 1964; Цейтлин, 1966; Parfitt et al., 2000; Peng, Nan, 2002].

В случае бортовых наблюдений (см. формулу (5.45)), учитывая те же значения параметров, имеем значение для полного сигнала:

$$T_A = 197,3 \times 0,9 + 30 = 207,6 \text{ К}. \quad (5.52)$$

В отличие от предыдущего случая (см. (5.46)) здесь имеется своего рода перекомпенсация (за счёт внутренних шумов) принятого сигнала, а именно, значение принятого сигнала больше, чем значение «истинного» сигнала (200 К). Как и в случае радиоастрономических наблюдений, при конструи-

ровании радиотепловых бортовых комплексов большое внимание уделяется минимизации потерь в АФТ и стараются, по возможности, обойтись без включения в конструкции элементов АФТ, непосредственно стыкуя антенну к приёмному устройству [Веселов и др., 1981; Струков, Скулачёв, 1984, 1986].

Из этих модельных примеров с очевидностью следует важность тщательного учёта вклада излучения боковых лепестков и собственного излучения антенны в полный сигнал и для дальнейшей процедуры восстановления «истинного» сигнала. В реальной наблюдательной практике ситуация может быть, разумеется, ещё сложнее, чем рассмотренные выше модельные примеры.

При приёме телевизионных и радиопрограмм, в радиосвязи проблемы, подобные рассмотренным выше, практически не встают. Это объясняется тем, что полезный сигнал превышает шумовой сигнал, который возникает в антенном тракте, в десятки и сотни миллионов раз (в среднем по порядку величины), и, таким образом, «паразитный» сигнал не различим на фоне полезного сигнала (как и в случае с приёмом излучения по боковым лепесткам).

§ 5.6. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ПРИ ПАССИВНОМ ДИСТАНЦИОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Методология приёма радиотеплового сигнала, рассмотренная выше, относилась к статическому режиму наблюдения. Реальные радиотепловые наблюдения включают динамический аспект — например, движение летательного аппарата над исследуемой поверхностью и, соответственно, конечное время наблюдения объекта и его особенностей. Как уже отмечалось (см. § 3.5), своеобразии пассивного дистанционного зондирования заключается в том, что основные параметры системы (пороговая чувствительность, постоянная времени наблюдения, мгновенное поле зрения антенны) жёстко связаны между собой. Поэтому пространственно-временная динамика самого процесса измерения накладывает достаточно серьёзные ограничения как на время наблюдения объекта, так и на возможность его распознавания на фоне собственных шумов прибора. Разумеется, подобные проблемы встречаются и в других областях применения радиофизических систем (радиосвязь, телевидение), то там они по целому ряду причин находятся в существенно менее критических соотношениях.

Для того чтобы понять эти взаимосвязи, рассмотрим модельный пример — на движущемся (на высоте H) носителе установлен радиотепловой комплекс с идеальной антенной ($\eta = 1,0$ и $\beta = 0$) с ДНА в виде конуса. Если при движении аппарата встречается контрастный источник с яркостной температурой и площадью (T_S и S), то в соответствии с (5.33) имеем экстремальное значение для антенной температуры в виде:

$$T_A = T_S \frac{S}{S_A} + T_{BG} \left(1 - \frac{S}{S_A} \right), \quad (5.53)$$

где $S_A = H^2 \Omega_A$ — высвечиваемое антенной на исследуемой поверхности мгновенное поле зрения.

В качестве примера оценим значение антенной температуры для водной полыньи («холодный» объект с $T_S = 150$ К), внедрённой в поле морского льда («тёплый» фон с $T_{BG} = 270$ К). Если площадь полыньи составит половину площади мгновенного поля зрения антенны, то минимальное значение антенной температуры составит 210 К, при этом контраст с окружающим фоном будет отрицательным и составит 60 К. Отметим, что только по величине контраста, не прибегая к дополнительным сведениям о геометрии объекта, восстановить значение излучательных характеристик объекта весьма затруднительно.

Теперь рассмотрим эту же ситуацию в динамике, т. е. с учётом движения аппарата и конечной чувствительности радиометра. Если под величиной V будем понимать скорость движения носителя, на котором установлен прибор, то полное время «просмотра» t контрастного объекта в поле зрения антенны составит

$$t = \frac{D_A}{V} = \frac{\theta H}{V}, \quad (5.54)$$

где $D_A = \theta H$ — диаметр поля зрения для остронаправленных антенн.

При этом следует помнить, что радиометрические комплексы принимают и обрабатывают сигнал не мгновенно, а с функцией задержки экспоненциального типа (см. гл. 3) с постоянной времени τ . Таким образом, полный сигнал на выходе прибора устанавливается через 4...5 τ . Поэтому с точки зрения получения на выходе прибора «полного» сигнала от контрастного объекта необходимо соблюсти неравенство $t > 10\tau$. Отсюда следует, что орбитальные особенности аппарата и характеристики антенной системы накладывают на постоянную прибора жёсткие ограничения, а именно:

$$\tau < \frac{\theta H}{10V}. \quad (5.55)$$

Невыполнение этого неравенства приведёт к тому, что контрастные объекты не будут полностью (и по интенсивности, и по своим характерным размерам) представлены в выходном сигнале радиометра.

С другой стороны, постоянная времени входит в выражение для флуктуационной чувствительности радиометра (см. § 3.5), т. е. в выражение для энергетической разрешающей способности. При этом для уверенного распознавания на фоне собственных шумов прибора величина сигнала от контрастного объекта должна составлять не менее $3\Delta T/\sqrt{\tau}$, где ΔT — нормированный флуктуационный порог чувствительности (см. § 3.5). Величина сигнала ΔT_S от контрастного объекта в виде круга диаметром D_S составит

$$\Delta T_S = (T_S - T_{BG}) \frac{\Omega_S}{\Omega_A} = (T_S - T_{BG}) \frac{\pi D_S^2}{16H^2 \theta^2}, \quad (5.56)$$

и, учитывая сказанное о распознавании сигнала от объекта, имеем второе неравенство, которому должна удовлетворять постоянная прибора:

$$\frac{\Delta T}{\sqrt{\tau}} < (T_S - T_{BG}) \frac{D_S^2}{16H^2\theta^2}. \quad (5.57)$$

Нетрудно видеть, что в отличие от неравенства (5.55), это неравенство носит обратный характер, ограничивая «снизу» значение постоянной времени. Комбинируя (5.55) и (5.57), получаем полезный интервал значений постоянных времени, при выполнении которых можно полностью зарегистрировать сигнал на фоне шумовых компонент прибора:

$$\left(\frac{\Delta T}{T_S - T_{BG}} \right)^2 \left(\frac{4H\theta}{D_S} \right)^4 < \tau < \frac{\theta H}{10V}. \quad (5.58)$$

Рассмотрим численный пример о возможности распознавания «холодного» объекта — пылыни — на «теплом» фоне при помощи радиотеплового прибора с нормированной чувствительностью 0,1 К и ДНА, равной $2,8^\circ$ (или $1/20$ рад). Параметры радиотепловой системы близки к существующим в настоящее время. Будем считать, что высота орбиты ИСЗ составит 600 км, а диаметр пылыни круглой формы будет 1 км. Подставляя эти значения в (5.58), получим следующий результат:

$$144 < \tau < 0,4. \quad (5.59)$$

Нетрудно видеть, что требования, представленные в (5.59), взаимоисключающие и, следовательно, прописи полного сигнала при указанных условиях получить не удастся.

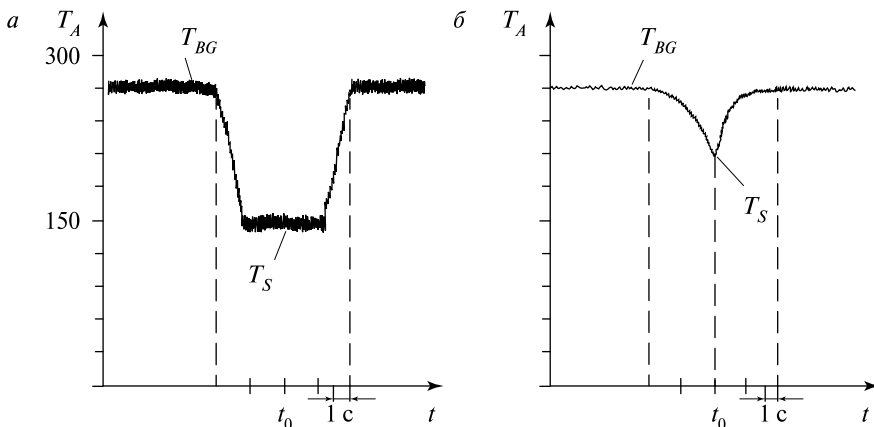


Рис. 5.7. Временная регистраграмма сигнала, принятого радиометром при пролёте носителя над радиотепловым «холодным» источником (T_S) в момент t_0 . Время накопления сигнала в приборе: *a* — 0,05 с; *б* — 1 с. Масштаб временной шкалы (1 с) указан на рисунке

Однако, если объект будет иметь диаметр на порядок больший, а именно, 10 км, то ситуация в корне изменится и неравенство будет иметь следующий вид:

$$0,014 < \tau < 0,4, \quad (5.60)$$

что вполне может быть удовлетворено при постоянной времени 0,05 с. На рис. 5.7 схематически представлены записи выходного сигнала радиометра при регистрации выше рассмотренного объекта при постоянной времени прибора 0,05 с (рис. 5.7*a*) и при 1 с. (см. рис. 5.7*b*) Нетрудно видеть принципиальные различия: в первом случае сигнал полностью зарегистрировал объект, а во втором, несмотря на то, что чувствительность системы повысилась почти в 5 раз, сигнал явно полностью не был зарегистрирован. Сигнал при этом состоит как бы из двух «оборванных» экспонент. Из этого следует важный и надёжный экспериментальный приём, который свидетельствует о полной регистрации сигнала — необходимо получить в форме регистрограммы такого объекта либо «донышко» (если контраст отрицательный), либо «крышечку» (если контраст положительный).

§ 5.7. УРАВНЕНИЕ АНТЕННОГО СГЛАЖИВАНИЯ

Как уже отмечалось (см. гл. 1), пространственная структура объекта является его важнейшей характеристикой. Однако при изучении пространственной структуры объектов в микроволновом диапазоне исследователи находятся в значительно менее выгодном положении (по отношению к оптике и ИК-диапазону) из-за большей длины электромагнитной волны и соответственно более низкой пространственной разрешающей способности. Это обстоятельство вынудило радиоастрономов искать новые методы получения высокого разрешения, позволяющие «синтезировать» изображение при помощи приёма сигнала несколькими разнесёнными радиотелескопами. На этом пути были получены выдающиеся результаты, как, например, тонкая структура области в центре нашей Галактики или тонкая структура удалённых квазаров. При этом разрешающая способность синтезированных радиотелескопов существенно превзошла в настоящее время разрешающую способность, которая может быть получена классическими методами в оптике. В основе теории и практики синтеза изображений лежит пространственно-спектральная методология обобщения свойств радиотелескопа как фильтра пространственных частот [Кардашев, 2009; Томпсон и др., 2003].

Появившийся в последнее время целый спектр дистанционных задач, требующих повышенного пространственного разрешения в микроволновом диапазоне, поставил на повестку дня задачу синтеза пространственных полей при помощи бортовых радиоинтерферометров с учётом движения носителя [Camps, Swift, 2000; Camps et al., 1997; 1998; Dong et al., 2000a, b; Goutoule, De Boer, 2000; Milman, 1988; Ruf et al., 1988]. Несмотря на очевидную необходимость активного внедрения пространственно-спектральной мето-

логии в теорию и практику микроволнового дистанционного зондирования, такие представления пока не являются общепринятыми в микроволновом зондировании. Тем не менее, в настоящем параграфе постараемся рассмотреть основные представления такого подхода, базирующиеся в основном на опыте радиоастрономических наблюдений [Есепкина и др., 1973].

Основная задача бортового радиотеплового комплекса заключается в формировании поля радиояркости исследуемого объекта. Распределение радиояркости на исследуемой поверхности $T_B(x, y, t)$ в общем случае может считаться трёхмерной случайной функцией пространственных координат (x, y) и времени (t) с практически неограниченной детальной структурой. Как и любой оптический прибор [Борн, Вольф, 1973], в радиотеплолокации радиотепловой комплекс играет роль некоторого линейного оператора, воздействующего на функции, описывающие объект исследования. Главный момент при выполнении этой операции (и он интуитивно понятен) заключается в том, что, ввиду ограниченности в угловом разрешении антенны, существенно ухудшается детальность полученного радиоизображения. При этом возникает принципиальный вопрос — можно ли восстановить «истинную» радиокартину и, если да, то насколько близко к оригиналу. Эта очень сложная проблема иногда называется проблемой «сверхразрешения». Но, прежде чем переходить к анализу проблемы восстановления истинного изображения, рассмотрим основные положения пространственно-спектрального подхода.

Фундаментальная формула, которая будет описывать процедуру воздействия линейного оператора на пространственно-энергетические характеристики исследуемого поля радиояркости, может быть получена из выражения для антенной температуры (5.28) с учётом перемещения аппарата над исследуемой поверхностью, т. е. выражение для ДНА должно быть записано в движущейся декартовой системе координат $P(x - x'; y - y')$, где $x = V_x t$ и $y = V_y t$ (V_x и V_y — составляющие скорости перемещения ДНА вдоль соответствующих координат). Интеграл, определяющий значение телесного угла антенны (5.17), является в данном случае постоянной величиной и обычно опускается в основной формуле. Преобразуя выражение для антенной температуры из полярной системы координат, привязанной к антенне летательного аппарата, в систему декартовых координат, привязанную к исследуемой поверхности, получим следующее важное соотношение, получившее название уравнения антенного сглаживания:

$$T_A(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T_B(x'; y') P(x - x'; y - y') dx' dy', \quad (5.61)$$

где под $T_B(x', y')$ понимается «истинное» поле радиояркости объекта. Внимательное рассмотрение соотношения (5.61) указывает на то, что это выражение есть не что иное, как интеграл свёртки, который обычно записывается с учётом переместительного свойства как:

$$T_A = T_B * P = P * T_B. \quad (5.62)$$

Собственно говоря, уже тот факт, что наблюдаемое поле есть результат операции свёртки, говорит о том, что антенная система при наблюдении не обеспечивает получения истинного результата, а даёт некоторый модифицированный результат. Происходит своего рода «сглаживание» мелких деталей основного (или «истинного») радиоизображения, поэтому интегральное преобразование (5.61) получило наименование уравнения антенного сглаживания [Bracewell, Roberts, 1954]. Качественно пояснить смысл этого преобразования поможет рис. 5.8. Над одномерным (для простоты) радиообъектом $T_B(x')$ движется прибор с мгновенным полем зрения $P(x - x')$. В результате сглаживания прибор зарегистрировал сигнал, который, вообще говоря, существенно отличается от «истинного», в первую очередь, отсутствием целого ряда мелких (по масштабу, но не физической значимости) деталей. Разумеется, если представить, что ДНА будет бесконечно узка (например, дельта-функция), то в этом случае все детали будут воспроизведены полностью.

Покажем ещё один разительный пример процедуры сглаживания в одномерном случае для объекта и ДНА, интенсивность и пространственную форму которых можно записать в виде двух равных домиков (рис. 5.9). Подставив эти значения в (5.61), получим результат свёртки в виде:

$$T_A = \int_{-\infty}^{\infty} T_0(x')P_0(x - x') dx' = \frac{T_0 P_0}{\Delta x} \begin{cases} x_0 + \Delta x - x, & x > x_0, \\ -x_0 + \Delta x + x, & x < x_0. \end{cases} \quad (5.63)$$

Важным обстоятельством здесь является то, что полученный сигнал имеет принципиально иную (по отношению к объекту) форму, а именно, он представляет собой треугольник (а не прямоугольник). При этом его зарегистрированный размер в два раза больше, чем исходный сигнал от объекта. Анализ результата этой простой модельной ситуации уже показывает те сложности, с которыми может столкнуться исследователь в реальной наблюдательной практике.

Контрастными примерами могут служить исследования полей яркости очень узкой ДНА, например, дельта-образного типа. В этом случае основное соотношение может быть переписано как:

$$T_A(x) = \int_{-\infty}^{\infty} P(x - x')T_B(x') dx' = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - x')T_B(x') dx' = T_B(x). \quad (5.64)$$

Отсюда следует, что прибор точно воспроизведёт профиль яркости объекта. Возможна и обратная ситуация (часто используемая в радиоастрономии), когда яркий точечный источник используется в качестве вспомогательного для определения антенных характеристик, а именно:

$$T_A(x) = \int_{-\infty}^{\infty} P(x')\delta(x - x') dx' = P(x). \quad (5.65)$$

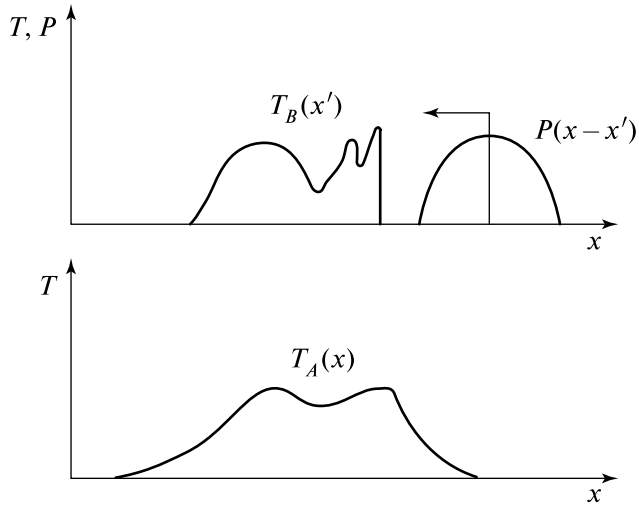


Рис. 5.8. Схематическое представление процедуры сглаживания для исходного сложного одномерного сигнала $T_B(x')$ диаграммой направленности антенны $P(x-x')$; $T_A(x)$ — результат процедуры сглаживания

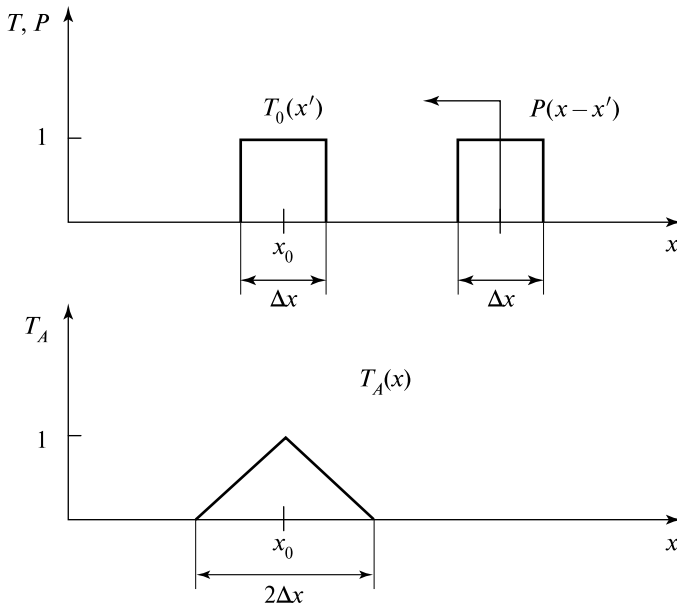


Рис. 5.9. Процедура сглаживания для двух идентичных прямоугольных источников: $T_0(x')$ — источник; $P(x-x')$ — диаграмма направленности антенны; $T_A(x)$ — результат процедуры сглаживания

Введём теперь важные пространственно-спектральные представления для описания процедуры сглаживания. Для этого используем (пока чисто формально) фурье-преобразование для функций, определяющих ДНА и поле источника, в следующей форме:

$$\dot{S}_B(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T_B(x, y) \exp[2\pi j(xu + yv)] dx dy, \quad (5.66)$$

$$\dot{S}_P(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x, y) \exp[2\pi j(xu + yv)] dx dy. \quad (5.67)$$

Полученные функции будем определять: $S_B(u, v)$ как двумерный пространственный спектр распределения яркости источника $T_B(x, y)$, а $S_P(u, v)$ как двумерный пространственный спектр (или пространственная частотная характеристика) антенны. При этом u и v — пространственные частоты в двух ортогональных направлениях x и y . Если вся процедура преобразования происходит на исследуемой поверхности, то размерность пространственных частот будет $[m^{-1}]$. Однако довольно часто (например, в радиоастрономии) процедуру преобразования производят в так называемой картинной плоскости, оставаясь в телесном пространстве (с использованием полярного и азимутального углов). В этом случае наименование пространственных частот будет $[рад^{-1}]$ или $[град^{-1}]$. Если источник обладает азимутальной изотропией, то удобно перейти к другой системе координат — полярного радиуса ρ и волнового числа $k = \sqrt{x^2 + y^2}$. В этом случае внешний вид фурье-преобразования будет совершенно иным [Рытов, 1966]:

$$\dot{S}(k) = \int_0^{\infty} T_B(\rho) J_0(k\rho) \rho d\rho, \quad (5.68)$$

где $J_0(k\rho)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Уравнение (5.61) легко преобразуется в алгебраическое: применяя двумерное преобразование Фурье к обеим его частям, получим (см. прил. Б):

$$\dot{S}_A(u, v) = \dot{S}_B(u, v) \dot{S}_P(u, v). \quad (5.69)$$

где $\dot{S}_A(u, v)$ — пространственный спектр зарегистрированного прибором сигнала. Нетрудно видеть, что полученное соотношение в точности повторяет соотношения, когда анализировалось прохождение электрических сигналов через линейные системы (и в частности, через фильтры) (см. § 2.6). Из наблюдательной практики ясно, что у источника всегда будет более богатый спектр, и антенна, как фильтр пространственных частот, будет удалять высокочастотные компоненты (другими словами, более мелкие детали), т. е. будет действовать как фильтр низких частот. Аналогия с фильтровыми системами является очень важной, поскольку открывает путь использования мощных спектральных методов, развитых в теории связи и оптике, применительно к обобщению свойств преобразования сигнала антенными системами, которые теперь уже

можно рассматривать как фильтры пространственных частот. Объект же, в свою очередь, можно характеризовать спектром пространственных частот. Как было показано в работе [Борн, Вольф, 1973], можно ввести и более общую характеристику поля электромагнитного излучения, которая определяет все его свойства, доступные изучению с помощью прибора, чувствительного к квадратичным по полю величинам. Это есть функция взаимной когерентности, которая включает в себя как пространственную (пространственный спектр), так и временную характеристики поля излучения объекта. Использование такой характеристики требует от исследователя очень серьёзной теоретической подготовки, поэтому в этой книге воздержимся от описания и применения такого подхода.

В качестве примеров пространственных частотных характеристик антенных систем рассмотрим две модельные ситуации. Первый пример заключается в следующем. Представим себе, что антенна высветила на исследуемой поверхности одномерный прямоугольный отрезок Δx (рис. 5.10). С использованием (5.67) запишем выражение для пространственного одномерного спектра высвеченной области:

$$S_p = \int_{-\Delta x/2}^{+\Delta x/2} e^{j2\pi u x} dx. \quad (5.70)$$

После ряда преобразований получим выражение для пространственного спектра области в виде известной функции (см. рис. 5.10):

$$S_p = \Delta x \frac{\sin(u\pi\Delta x)}{u\pi\Delta x}. \quad (5.71)$$

Обращает на себя внимание следующее обстоятельство — наличие в пространственном спектре высвеченной области бесконечно высоких частот (бесконечно мелких деталей), что, разумеется, физически недопустимо. Этот парадокс связан с выбранной моделью для ДНА — вырезка из конуса без присутствия боковых лепестков. Как мы отмечали, такая модель физически нереализуема из-за дифракционных эффектов.

Рассмотрим реалистическую (с включением бокового излучения) модель ДНА, которая часто используется для оценочных расчётов. Но теперь мы её рассмотрим в угловой мере:

$$P(\theta) = \left[\frac{\sin \frac{\pi D}{\lambda} \theta}{\frac{\pi D}{\lambda} \theta} \right]^2, \quad (5.72)$$

где D — диаметр круговой апертуры; θ — полярный угол. Из этого выражения нетрудно получить полную величину ДНА по нулевым значениям, приравняв аргумент $\pm\pi$, тогда $\theta_0 = 2\lambda/D$. Можно решить эту задачу и для нахождения разрешения по половинному уровню, т. е. по уровню 3 дБ (например, графическим методом), тогда $\theta_{3\text{дБ}} = 1,3\lambda/D$. Выполненные оценки относятся

к модельной ДНА только типа (5.72), и для других реалистических форм ДНА оценки, разумеется, будут численно несколько другими.

С использованием (5.67) получим выражение для пространственного одномерного спектра реалистической ДНА, воспользовавшись известными выражениями для определённых интегралов [Градштейн, Рыжик, 1963]:

$$S_p(u) = \begin{cases} \frac{\lambda}{D} \left(1 - \frac{u}{u_B} \right), & u \leq u_B, \\ 0, & u > u_B. \end{cases} \quad (5.73)$$

где $u_B = D/2\lambda$.

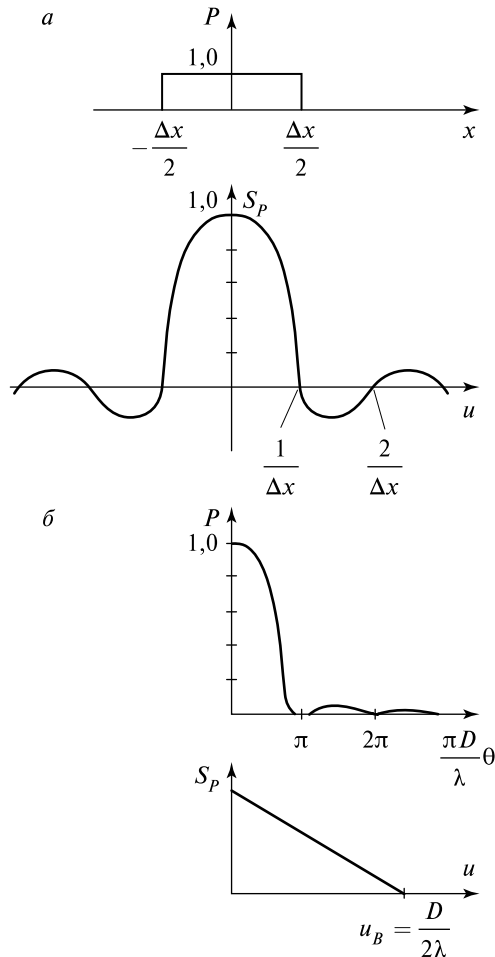


Рис. 5.10. Примеры соотношения между диаграммой направленности антенны и пространственным спектром Фурье: *a* — идеальная ДНА (без зоны боковых лепестков); *б* — реальная ДНА (с учётом зоны боковых лепестков) (см. выражение (5.72))

Здесь важно отметить, что, в отличие от (5.71), выражение для пространственного спектра реалистической ДНА принципиально иное — реальная антенна не пропускает высокочастотные составляющие сигнала, т. е. работает как фильтр низких частот (см. рис. 5.10б). При этом граничная частота равна обратной величине от полной величины ДНА, что и следовало ожидать. Детальный анализ пространственных частотных характеристик различных форм антенных апертур представлен в книге [Есепкина и др., 1973].

В теории антенн доказывается фундаментальное положение, что любая реалистическая антенна всегда ограничена по пространственным частотам и, таким образом, мы всегда теряем тонкую информацию о пространственных свойствах источника. Однако это не означает, что невозможно восстановить определённую часть пространственной информации. К обсуждению этого вопроса приступим ниже. Если рассматривать процедуру пространственного сглаживания в физическом координатном пространстве, то, как мы видели, она может быть описана в интегральной форме (см. соотношение (5.61)). Из этого следует, что достигнуть однозначного восстановления истинного (исходного) профиля сигнала невозможно, поскольку регулярной процедуры получения подынтегральной функции от входного сигнала из выражения для интеграла свёртки не существует. Однако если воспользоваться спектрально-частотным представлением, то из соотношения (5.69) непосредственно следует искомый результат, а именно, пространственный спектр исходного сигнала будет равен:

$$S_B(u, v) = \frac{S_A(u, v)}{S_P(u, v)}. \quad (5.74)$$

И далее, воспользовавшись преобразованием Фурье, мы можем воссоздать (восстановить) сигнал в физическом пространстве:

$$T_B(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S_A(u, v)}{S_P(u, v)} \exp[-j2\pi(ux + yv)] du dv. \quad (5.75)$$

Выражение $[S_P(u, v)]^{-1}$ получило естественное наименование восстанавливающего фильтра.

Экспериментальные исследования и моделирование показали, что наиболее эффективно такая методика работает при восстановлении пространственной структуры источника, когда его пространственные особенности, подлежащие исследованию, близки по своим значениям к пространственным характеристикам антенны. На рис. 5.11 представлен результат модельного примера восстановления ступенчатой и асимметричной модели источника из его свёртки с ДНА, характерный размер которой сопоставим с угловым размером результирующего отклика [Костенко, 1973]. Из анализа рисунка следует поразительная особенность, заключающаяся в том, что из непосредственного анализа пространственного вида свёртки (отклика системы), которая является лишь слегка асимметричной, совершенно не следовало, что исходный источник — двойной и резко асимметричен.

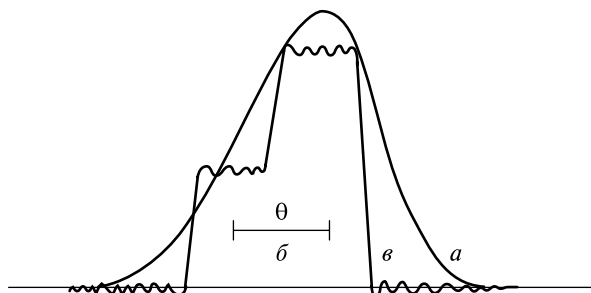


Рис. 5.11. Восстановление модельного ступенчатого источника из результата процедуры свёртки этой модели и идеальной ДНА: *a* — результат свёртки; *b* — ширина диаграммы направленности по уровню 3 дБ; *v* — результат восстановления модельного источника [Костенко, 1973]

Наличие синусоидальных составляющих в восстановленном сигнале обусловлено отсечкой в спектре отклика высокочастотных пространственных гармоник при проведении процедуры фурье-преобразования (5.75). Указанная процедура с успехом была использована при проведении лабораторных тестовых радиотепловых исследований как в скалярном, так и векторном представлении взаимосвязи радиационных характеристик антенны и излучательных свойств изучаемых сред [Holmes et al., 1975; Truman et al., 1977]. Ввиду больших вычислительных затрат рамки использования такого подхода в реальных бортовых наблюдениях существенно ограничены и широкого распространения указанная методика пока не получила.

Рассмотренная выше процедура восстановления, однако, является, по существу, далеко идущей идеализацией реального экспериментального процесса. Связано это с тем, что в реальном эксперименте всегда присутствует неконтролируемый сигнал (шум), происхождение которого обусловлено внутренними шумами прибора и так называемыми пространственными шумами. Статистические свойства этих компонент — гауссовы и не отличаются от статистических свойств исходного (полезного) источника (разумеется, только в случае радиотепловых наблюдений). О внутренних (собственных) шумах прибора и их спектральных характеристиках уже подробно говорилось в гл. 3. Внешние пространственные шумы (условное название) определяются сигналами тех физических объектов, которые не могут быть разрешены антенной системой данного приборного комплекса и поэтому представляются как совокупность дельта-образных источников. Иногда такой тип сигналов называют «шум неразрешённых источников». Прекрасным радиоастрономическим примером такого типа сигнала может служить радиоизображение поля неразрешённых точечных источников, представленное на рис. П1 (см. цв. вклейку после с. 208). Разумеется, аналогичная ситуация может быть обнаружена и при радиотепловых исследованиях земных поверхностных покровов (например, взволнованной морской поверхности). Поскольку измеряемый сигнал и внутренний шум складываются по мощности как независимые сигнала

лы на выходе приёмной системы, иногда формально «переносят» внутренний шум во внешнее пространственное представление, откуда собственно и черпается основная информация.

Поскольку эти обе компоненты обладают свойствами аддитивности по отношению к интенсивности полезного сигнала, то общий результат может быть записан как:

$$T_A(x) = \int_{-\infty}^{\infty} T_B(x')P(x' - x) dx' + N(x). \quad (5.76)$$

Спектральная плотность интенсивности внутренних и внешних (пространственных) шумов прибора обладает весьма широкополосными свойствами, поскольку эти компоненты могут быть представлены как совокупность дельта-образных источников (см. § 2.5). Применение восстанавливающего фильтра $[S_p(u, \nu)]^{-1}$ приводит в этом случае к возникновению (как говорят в математике) сингулярностей в решении и к резкому усилению высокочастотных компонент (гармоник), обусловленных преимущественным вкладом широкополосных шумов. Качественно указанная картина представлена на рис. 5.12.

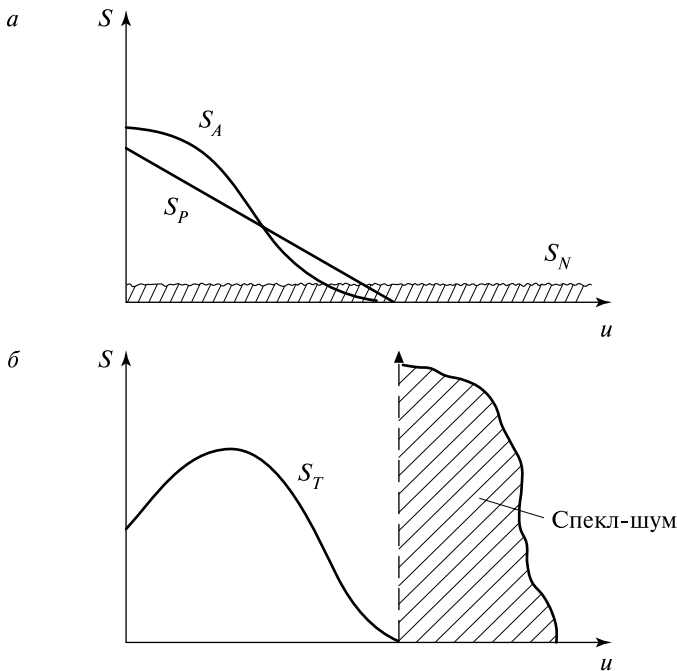


Рис. 5.12. Качественная картина восстановления сигнала в присутствии пространственного шума: *а* — спектры антенной температуры (S_A), ДНА (S_p) и пространственного шума (S_N); *б* — результат восстановления (детальное объяснение см. в тексте)

Результирующее изображение покрывается при этом фоном, состоящим из резко мерцающих пикселей изображения. Такой тип сигнала получил название «спеклообразного» сигнала и хорошо известен в телевидении («снег» на экране телевизора при отсутствии основного сигнала) и при синтезировании изображения в скаттерометрии при приёме обратнорассеянного сигнала. Разумеется, появление такого мешающего (паразитного) сигнала резко подавляет возможности идентификации и распознавания основного (полезного) сигнала.

Рассматриваемая задача относится, таким образом, к классу так называемых некорректно поставленных задач [Тихонов, Арсенин, 1979]. Для её решения предложен целый спектр методов. В данном случае укажем на достаточно эффективный подход, основанный на теории минимального среднеквадратичного предсказания. В этом случае наилучшая оценка (в одномерном случае) $\hat{T}_{B0}(x)$ истинного пространственного сигнала $T_B(x)$ есть

$$\hat{T}_{B0}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} S_A(u) H_0(u) e^{-2\pi jux} du, \quad (5.77)$$

где фильтр $H_0(u)$ определяется выражением

$$H_0(u) = \frac{1}{S_P(u)} \frac{|S_P(u)S_B(u)|}{|S_P(u)S_B(u)|^2 + |S_N|^2}. \quad (5.78)$$

Можно показать, такой фильтр обеспечивает минимум среднеквадратичной ошибки предсказания:

$$\varepsilon^2 = M \left[\hat{T}_{B0}(x) - T_B(x) \right]^2. \quad (5.79)$$

Таким образом, $H_0(u)$ описывает оптимальную характеристику восстанавливающего фильтра пространственных частот. Из выражения (5.78) можно видеть, в числитель и знаменатель входят спектр мощности истинного сигнала, искажённый линейным прибором в отсутствие шума, и спектр мощности собственно шума. Для каждой пространственной гармоники спектра сигнала, получаемого из эксперимента, имеется наложение соответствующей мощности шума и отфильтрованного аппаратной функцией исходного сигнала. Следовательно, фильтр (5.78) можно построить при условии, если удаётся разделить указанные выше спектральные компоненты наблюдаемого результирующего сигнала. Поэтому главная задача программы обработки заключается в нахождении оценок (обычно полиномиального типа) для $|S_N(u)|$ и $|S_P(u)S_B(u)|$ путём их аппроксимации в спектральной области методом наименьших квадратов и с привлечением априорной информации о структуре исходного источника. Успехи восстановления радиоастрономических сигналов указанным методом (и близкими по идеологии процедурами) на сегодняшний день весьма впечатляющие. Нет сомнения, что такого сорта процедуры найдут себе в ближайшее время широкое использование и в области микроволнового дистанционного зондирования.

§ 5.8. ВНЕШНЯЯ КАЛИБРОВКА РАДИОТЕПЛОВЫХ КОМПЛЕКСОВ: МЕТОД КОНТРАСТНЫХ ПОЛУПРОСТРАНСТВ

Как уже отмечалось, процедура приёма и регистрации радиотеплового излучения обладает определённым своеобразием (по отношению к радиосвязи, телевидению, радиолокации), связанным с физическими особенностями радиотеплового излучения изучаемых объектов и собственно приёмной системы.

По этим причинам калибровочные процедуры занимают в микроволновом зондировании особое место. Они подразделяются, по существу, на два направления — калибровка собственно приёмного устройства (определение абсолютных шкал, чувствительности) (см. гл. 3) (условно — внутренняя калибровка) и калибровка антенной системы и антенно-фидерного тракта (внешняя калибровка). Внутренняя калибровка обычно производится при помощи двух калибровочных (внутренних) источников, которые находятся конструктивно непосредственно внутри приёмного бортового комплекса и работают по определённой, заранее заданной программе. Внешняя же калибровка является значительно более сложной процедурой, поскольку конструктивные особенности самого летательного аппарата (самолёта или ИСЗ) и особенности установки антенной системы на летательный аппарат могут существенно изменить характеристики антенного поля в зоне боковых лепестков. Тщательно выполненная внутренняя и внешняя калибровки позволяют обеспечить так называемые абсолютные измерения, т. е. перевести антенную температуру к радиояркостной температуре исследуемого объекта (разумеется, при учёте его геометрических свойств). В ряде же случаев нет необходимости в получении абсолютных значений сигнала. При ряде измерений важно получить контраст в значениях сигнала, при учёте того, что все остальные параметры системы и окружающего пространства остаются практически неизменными. Такой тип измерений получил название относительных. В процессе выполнения реальных натурных исследований используется как первый, так и второй тип измерений в зависимости от конкретной ситуации. В ряде случаев требуется комбинированный подход к решению экспериментальных задач.*

Уже на первом этапе радиотепловых исследований земных покровов (1967—1973), когда нормированная чувствительность бортовых радиометров составляла 1,5...2 К, была в полной мере осознана необходимость детального анализа поля излучения антенной системы с учётом конструктивных особенностей установки её на летательном аппарате [Рабинович и др., 1968]. Создание к середине 1970-х гг. бортовых радиотепловых комплексов повышенной чувствительности (с нормированной чувствительностью до 0,03...0,1 К) [Амирьян и др., 1975] поставило на повестку дня необходимость формирования

* Заметим при этом, что общепринятой трактовки понятий абсолютных и относительных измерений не существует, и ряд авторов вкладывает в эти понятия другой физический смысл.

содержательной методики абсолютных и относительных радиотепловых измерений в режиме непосредственно бортовых наблюдений. На основе многолетнего опыта обработки экспериментального материала бортовых наблюдений автором настоящей книги была предложена в 1975 г. и апробирована в ходе выполнения серии бортовых (самолётных) экспериментальных работ специальная обработка радиотепловых регистрограмм с целью получения оценок важных антенных параметров (коэффициент рассеяния, фоновое излучение в области боковых лепестков, величина главного лепестка) непосредственно в режиме бортовых измерений [Веселов и др., 1981; Sharkov, 2003]. В основе предложенной методики лежит прозрачная физическая идея о том, что регистрограмма радиотеплового сигнала при переходе летательным аппаратом двух резко контрастных (в радиотепловом смысле) полубесконечных поверхностей (например, море – суша) даёт своеобразную картину переходного сигнала, которая может выявить интегральные особенности в поле излучения антенной системы. Этот метод, получивший название метода контрастных полупространств (МКП), затем активно использовался в различных модификациях, например, для восстановления главного лепестка ДНА бортового комплекса [Саворский и др., 2000]. Другим интересным примером использования, по-существу, этого же метода может служить калибровка активно-пассивного комплекса межпланетного аппарата Cassini (International Cassini Mission) при выполнении им гравитационного манёвра около Земли для дальнейшего полёта к Сатурну. Наземный след ДНА прибора проходил по поверхности Тихого океана и по переходу между океаном и сушей (Южная Америка). По радиотепловому и обратнорассеянному контрасту океан – суша была откалибрована радиометрическая и скаттерометрическая части комплекса [West et al., 2000].

На вход радиометрического приёмника поступает весьма сложный сигнал (см. соотношения (5.37) и (5.50)), причём полезная информация содержится, по существу, лишь в одной компоненте (T_{AB}), величина которой обусловлена поступлением энергии сигнала в главный лепесток антенны, поскольку положение в пространстве последнего достаточно хорошо известно. Информацию же, поступающую в зону боковых лепестков T_{SB} , практически трудно использовать, поскольку характеристики излучений антенны в этих зонах ДН практически не известны с достаточной степенью точности (так как боковое излучение чувствительно к конструктивным особенностям конкретного экземпляра антенны и её установки на носителе). Кроме того, трудно добиться однозначной интерпретации сигналов, поступивших в зону боковых лепестков, по их пространственному расположению относительно носителя антенны. Показательной иллюстрацией этого положения может служить регистрограмма радиотеплового сигнала, зарегистрированного при пролёте перехода суша – вода (и обратно) над Ладожским озером при помощи высокочувствительного радиометрического комплекса R-2 (рабочая длина волны 2 см), установленного на самолёте-лаборатории Ил-18 (рис. 5.13). Структура сигнала в зоне 2' фрагмента вода – суша и в зоне 2 фрагмента суша – вода обусловлена одновременным приёмом антенной радиоизлучения

из сильно разнесённых в физическом пространстве фрагментов радиотеплового фона поверхности — плавная составляющая сигнала (на рисунке — пунктир) обусловлена приёмом излучения от суши в зоне боковых лепестков, а сильные отрицательные вариации (на рис. 5.13 обозначены буквой C) обусловлены приемом излучения от элементов суши по главному лепестку. Вклад в общий сигнал от приёма излучения по боковым лепесткам в переднем полупространстве от контраста суша — вода обозначен символом A_1 , и этот же контраст по боковым лепесткам в заднем полупространстве — A_2 .

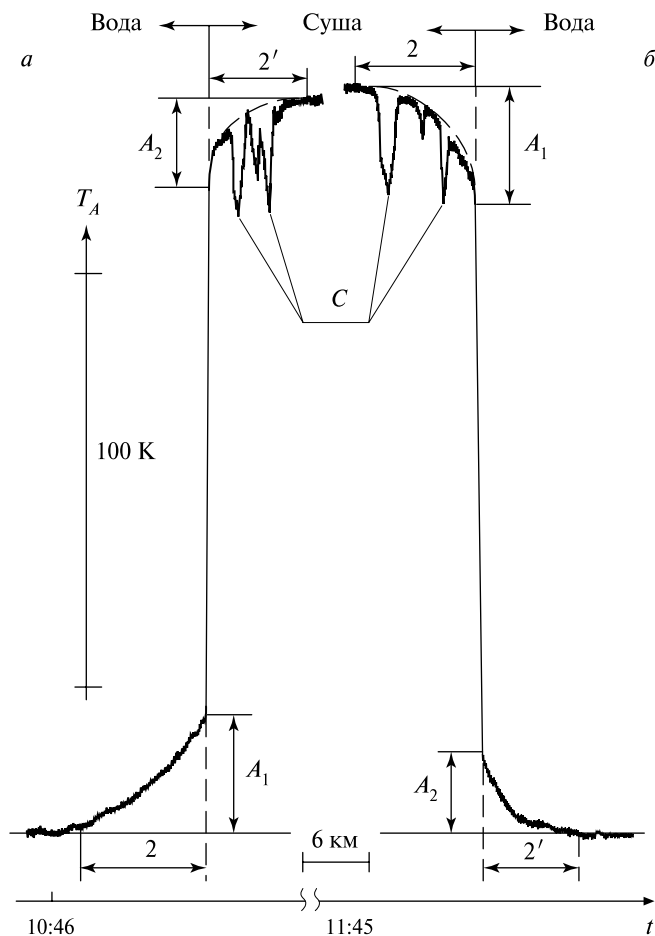


Рис. 5.13. Фрагменты выходного радиотеплового сигнала самолётного (самолёт-лаборатория Ил-18) прибора (радиометр R-2, $\lambda = 2$ см) при пересечении границы вода — суша. Лётные работы выполнялись над Ладожским озером 9 сентября 1975 г., высота полёта 4000 м, время (мск) и пространственный масштаб показаны на оси абсцисс, радиотепловая шкала — на оси ординат (см. остальные обозначения в тексте): a — переход с воды на сушу; b — переход с суши на воду

При обратном пролёте этого же географического места ситуация, разумеется, зеркально отразилась. Нетрудно видеть, что у данной антенной системы комплекса имеется небольшая интегральная асимметрия переднего и заднего полупространств излучения в зоне боковых лепестков.

Таким образом, выполнить полное (по всему наблюдательному полупространству 2π) фурье-восстановление (как это может быть выполнено для лабораторных исследований) в бортовом варианте вообще не представляется возможным. Информационным параметром, подлежащим измерению, служат величина T_{AB} и её вариации, которые надо выделить на фоне вариаций T_{SB} и шумовых сигналов антенны и тракта (с потерями), которые статистически не различимы от основного сигнала. По этой причине проводить полное (и очень трудоёмкое) фурье-восстановление антенных параметров с практической точки зрения нет необходимости.

Таким образом, абсолютные измерения T_{AB} могут быть произведены при помощи знания внутренней калибровки радиометра (например, масштаб шкалы и радиояркостьная температура эквивалента), КПД и температуры антенно-фидерного тракта и коэффициента рассеяния антенны и радиояркостьной температуры подстилающей поверхности, излучение которых принято по боковым лепесткам, т. е. T_{SB} .

Трудности, связанные с учётом КПД и температурного профиля тракта, в экспериментальной практике могут быть либо учтены, либо устранены соответствующими конструктивными решениями. Наиболее радикальный путь для этого — полная термостабилизация АФТ, антенны и ВЧ-части радиометра, использование антенн с максимальным КПД и конструктивное совмещение входной головки радиометра с антенной. Здесь последнее слагаемое постоянно и может быть учтено при обработке или при предварительной калибровке. Отсюда также видно, что при проведении абсолютных измерений даже в этих наиболее благоприятных условиях возникает сложность определения коэффициента рассеяния — сугубо антенного параметра в бортовых условиях — и величины T_{SB} , которая определяется типом поверхности и ДНА в зоне боковых лепестков.

При проведении же относительных (в пределах данной рабочей площадки и с одним типом однородной поверхности) измерений и при условии малых вариаций радиояркости необходимо знание коэффициента рассеяния и КПД АФТ. Иными словами, вариация сигнала по главному лепестку ΔT_{AB} связана с измеренной вариацией антенной температуры ΔT_A следующим образом:

$$\Delta T_{AB} = \frac{\Delta T_A}{(1 - \beta)\eta}. \quad (5.80)$$

Таким образом, для проведения корректных абсолютных и относительных бортовых радиотепловых экспериментов возникает необходимость измерения и регулярной перепроверки с достаточной для практических потребностей точностью следующих параметров:

- а) величины главного лепестка ДНА,

- б) величины коэффициента рассеяния,
- в) значения T_{SB} различных поверхностей для данного экземпляра антенны и её конструктивных особенностей.

Как уже отмечалось, коэффициент рассеяния является характеристикой антенной системы, величина которой зависит как от конкретного экземпляра антенны, так и от целого ряда конструктивных особенностей расположения антенны на летательном аппарате (способ крепления, форма обтекателя и др.). Наземная или лабораторная проверка такого параметра по естественным причинам весьма трудоёмка (хотя в ряде ответственных случаев она проводится на моделях летательных аппаратов), поэтому желательно нахождение способа определения (или оценки с приемлемой точностью) коэффициента рассеяния в бортовых условиях и регулярная перепроверка его в течение длительных лётных экспериментов. Приводимые в литературе данные об эффективности главного лепестка бортовой антенны (т. е. величины $1 - \beta$) радиометрических космических комплексов (например, [Мо, 1999; Njoku et al., 1999]) являются результатом вычислений по данным наземных измерений, а не реальных наблюдений. При современной технологии изготовления антенных устройств предельные значения коэффициентов рассеяния неподвижных антенн составляют 3...10 % (уникальные образцы) и 10...15 % (типовые образцы). Для сканирующих систем с неподвижным облучателем коэффициенты рассеяния возрастают до 10...15 % (уникальные образцы) и 15...20 % (типовые образцы). В целом надо отметить, что вопросы минимизации коэффициента рассеяния различных типов антенн разработаны ещё слабо. Имеющиеся данные в специальной радиотехнической литературе позволяют дать лишь грубую классификацию антенн по усреднённым величинам коэффициента рассеяния. Детальный анализ показывает, что всем сформулированным требованиям наилучшим образом удовлетворяют рупорные и рупорно-параболические антенны, которые имеют минимальное значение коэффициента рассеяния и, соответственно, максимальный КПД (до 98...99 %); они позволяют хорошо согласовать в необходимой полосе и конструктивно объединить их с высокочастотной головкой в единый термостабилизированный блок [Струков, Скулачёв, 1984, 1986; Мо, 1999; Njoku et al., 1999]. Интересно отметить, что вариант фазированной решётки, использованный для микроволнового комплекса ИСЗ Nimbus 5 и Nimbus 6, в настоящее время полностью отвергается для потенциальных космических комплексов из-за малого КПД такого типа антенн, одночастотного режима работы и достаточно большого значения коэффициента рассеяния. Предпочтение отдаётся рупорным и параболическим типам антенн с механическим режимом сканирования конусной геометрии.

Что касается фоновых значений различных поверхностей, то здесь ситуация достаточно сложная. Как показали специальные наземные эксперименты, усреднённая величина радиояркостной температуры, попадающая в боковые лепестки, меньше величины, принятой главным лепестком, приблизительно на 10...30 %. Однако вопрос об измерении этой величины и её статистических характеристик в случае бортовых экспериментов при исследовании

поверхности (в общем случае с неизвестными радиояркими характеристиками) с помощью антенны, у которой также ДНА в боковой зоне известна с большими неопределённостями, остаётся открытым. Правда, экспериментальная практика даёт более утешительные надежды. Связано это с тем, что приём в зоне боковых лепестков осуществляется в достаточно широкий телесный угол (порядка 2π), поэтому усреднённое значение температуры для данного типа поверхности флуктуирует весьма незначительно и для абсолютных измерений можно пользоваться усреднённым значением T_{SB} , а при относительных измерениях в пределах одной площадки над достаточно однородными поверхностями T_{SB} можно считать вообще постоянной величиной. Таким образом, без привлечения априорной информации о радиоизлучении поверхности и специальных методик для определения излучения, принимаемого в зону боковых лепестков, а также контроля величины коэффициента рассеяния выйти за рамки ± 10 К в абсолютных бортовых измерениях, по видимому, не представляется возможным. При проведении наземных лабораторных радиотепловых экспериментов методика калибровки измерительного комплекса по «чёрному» телу, «искусственному зениту» и спокойной водной поверхности позволяет достаточно надёжно определять коэффициент рассеяния антенны и боковое излучение T_{SB} (разумеется, в данных условиях проведения эксперимента). Детальная реализация подобной методики позволяет достичь точности при лабораторных абсолютных измерениях излучения водной поверхности* по сравнению с теоретическим значением радиояркости, вычисленным на основе современных данных о диэлектрических характеристиках воды, до 0,2 К (или 0,3 %) (см. гл. 8).

Ниже рассматривается специальная методика графической обработки регистрограмм при приёме сильно различающихся в радиотепловом смысле поверхностей, позволяющая оценить с приемлемой точностью (~10 %) указанные выше параметры и осуществлять их регулярную перепроверку непосредственно в бортовых условиях без демонтажа антенных систем.

На рис. 5.14 и 5.15 представлены фрагменты регистрограмм канала радиометра R-18 на рабочей длине волны 18 см, установленного на самолёте-лаборатории Ил-18, при переходе двух сильно контрастных радиотепловых зон земной поверхности — пресной воды (оз. Балхаш и Ладожское озеро) и суши. Антенна представляет собой вырезку из параболического цилиндра с вибраторным питанием с величиной главного лепестка (по уровню 3 дБ) 18° . Эксперимент проведён таким образом, что пересечение границы раздела вода — суша происходило на одном и том же географическом месте, но при разных высотах носителя — от 600 до 4000 м. При этом на рис. 5.14 представлены фрагменты регистрограммы перехода суша — вода (в одном направлении) (Ладожское озеро), а на рис. 5.15 — фрагменты регистрограммы вода — суша и обратно в том же географическом месте — суша — вода (оз. Балхаш).

* Высоточные радиотепловые эксперименты были выполнены в 1976 г. под непосредственным руководством автора настоящей книги и описаны в работе [Бордонский и др., 1978].

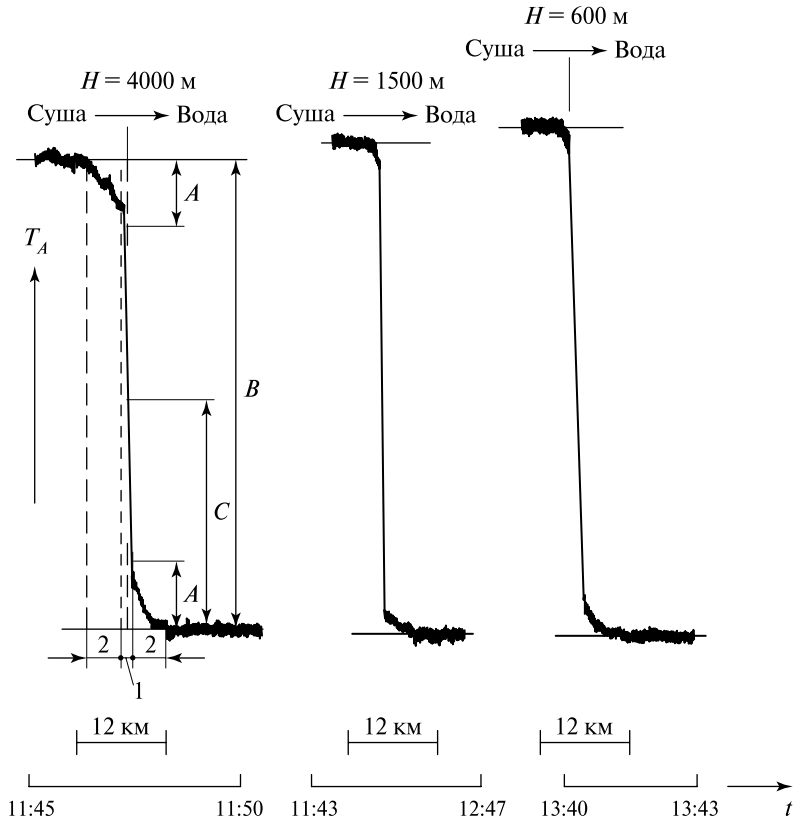


Рис. 5.14. Фрагменты выходного сигнала самолётного (самолёт-лаборатория Ил-18) прибора (радиометр R-18, $\lambda = 18$ см) при пересечении границы суша – вода на разных высотах носителя (4000, 1500 и 600 м). Лётные работы выполнялись над Ладожским озером 9 сентября 1975 г., время (мск) и пространственный масштаб показаны на оси абсцисс (см. остальные обозначения в тексте)

Качественный анализ регистрограмм (рис. 5.13–5.16), полученных в различных географических зонах и различными дистанционными приборами, показывает, тем не менее, что характер радиотеплового сигнала резкого перехода совершенно подобен — это наличие двух зон: медленного и быстрого изменения сигнала. В зависимости от геометрии эксперимента выявление этих зон на регистрограммах, разумеется, различно: чем больше высота полёта аппарата, тем ярче выражены эти зоны. Эта особенность особенно хорошо выявляется на регистрограммах рис. 5.16, где представлены результаты полётов над переходом суша – вода (в одном направлении) на различных высотах (Ладожское озеро, прибор R-2). Для того чтобы разобраться в ситуации, рассмотрим упрощённую геометрию эксперимента, лётная часть которого схематически представлена на рис. 5.17а, где Ω' и Ω'' — телесные углы главного и боковых лепестков антенны, направленных на сушу.

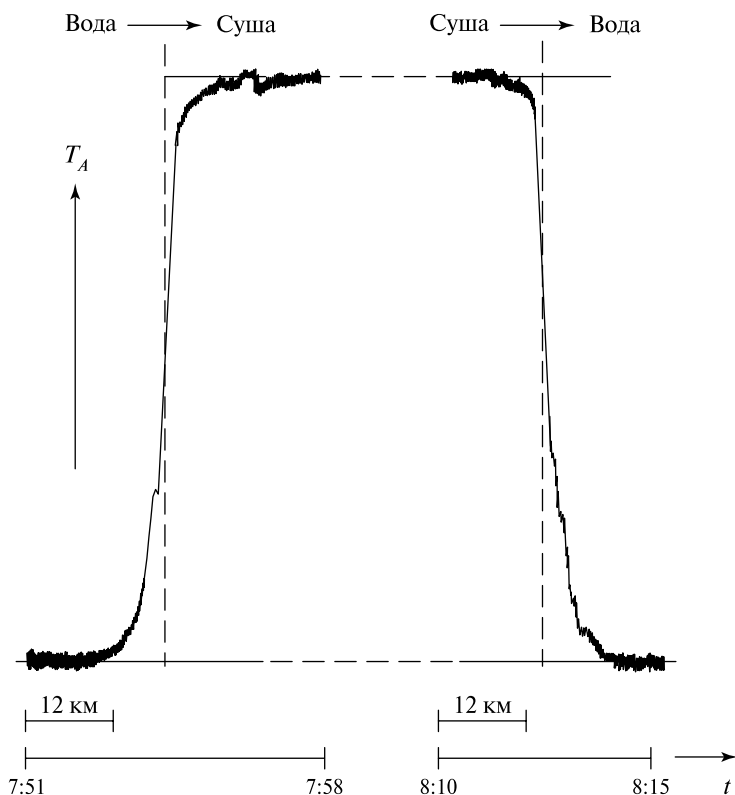


Рис. 5.15. Фрагменты выходного радиотеплового сигнала самолётного (самолёт-лаборатория Ил-18) прибора (радиометр R-18, $\lambda = 18$ см) при пересечении границы вода – суша. Лётные работы выполнялись над озером Балхаш 25 апреля 1975 г., время (мск) и пространственный масштаб показаны на оси абсцисс

На рис. 5.17б, в схематически представлены регистрограммы радиотеплового сигнала перехода суша – вода с выделением ряда характерных зон. Анализ радиотепловых регистрограмм высокочувствительных радиометров, полученных при пролёте перехода двух резкоконтрастных в радиотепловом смысле поверхностей (например, спокойная водная поверхность и однородный скалистый берег), показывает наличие двух чётко выраженных зон (в соответствующем временном масштабе записи): затянутые зоны с плавным изменением сигнала (2 и 2') (рис. 5.17б, в) и зона быстрого (зона 1) и практически линейного перепада. Зоны 2 формируются, когда в телесный угол бокового излучения антенны попадает радиоизлучение контрастного полупространства, зона 1 — когда это же полупространство попадает в телесный угол главного лепестка. На рис. 5.17в схематически представлен случай, когда величина главного лепестка предельно мала (дельта-функция), а боковое излучение остаётся на прежнем уровне (как это и наблюдается в реальном эксперименте, см. рис. 5.16).

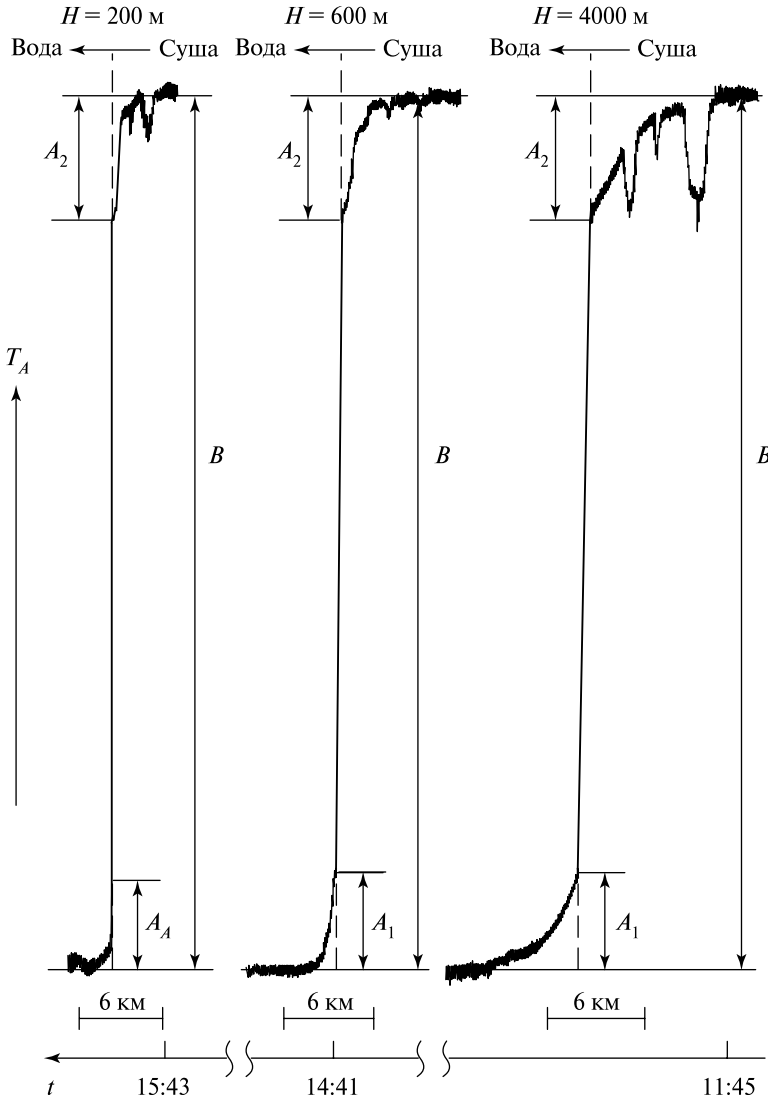


Рис. 5.16. Фрагменты выходного радиотеплового сигнала самолётного (самолёт-лаборатория Ил-18) прибора (радиометр R-2, $\lambda = 2$ см) при пересечении границы суша – вода на разных высотных эшелонах носителя 200, 600 и 4000 м). Лётные работы выполнялись над Ладожским озером 9 сентября 1975 г., время (мск) и пространственный масштаб показаны на оси абсцисс (см. остальные обозначения в тексте)

Как показали эксперименты, для многих использованных типов антенн зоны 2 практически симметричны, а это говорит о том, что боковое излучение антенн, усреднённое в телесных углах в переднее и заднее полупространство, в целом равны.

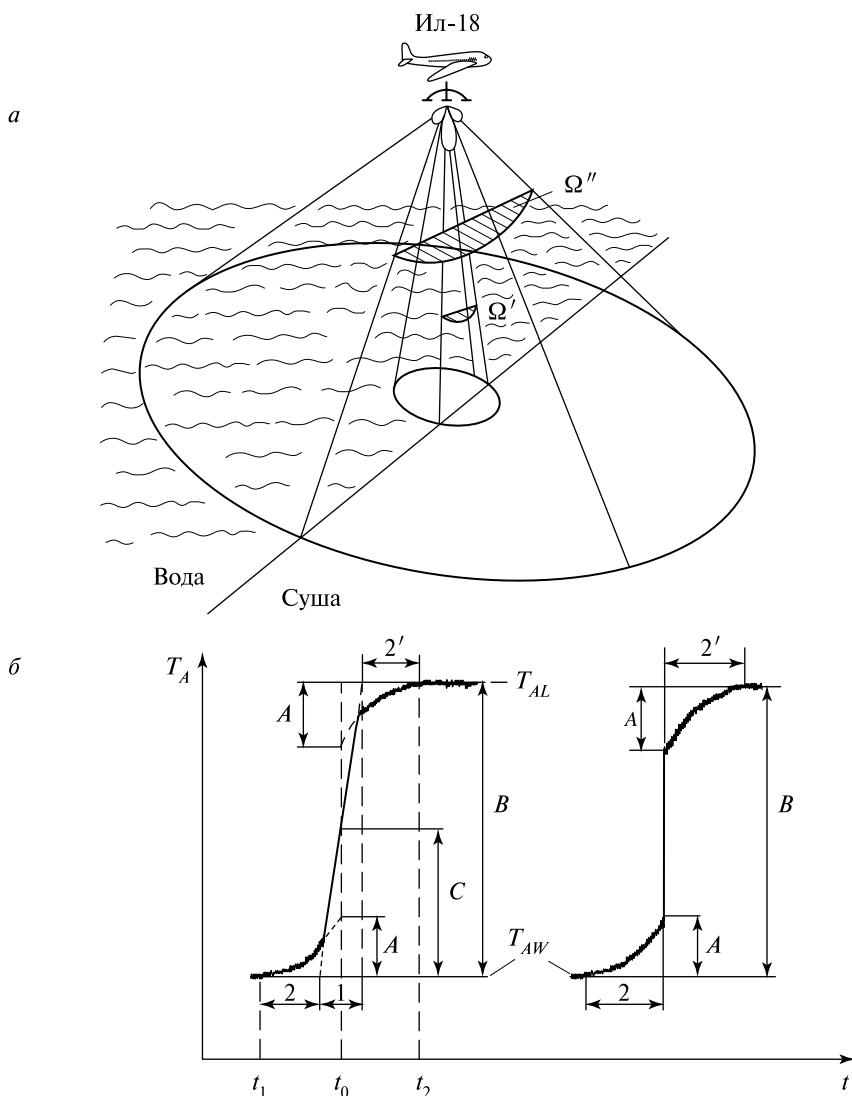


Рис. 5.17. Схематическое представление перехода вода – суша в самолётных экспериментах: *a* — упрощённая геометрия эксперимента; *б* — качественная картина выходного сигнала радиометра (в произвольных единицах). Слева на диаграмме — выходной сигнал при условии, когда размер главного лепестка антенны является дельта-функцией (см. остальные обозначения в тексте)

С учётом ранее полученных выражений (5.37)–(5.40) и (5.50) антенная температура бортового комплекса в момент пересечения летательным аппаратом границы вода – суша может быть записана в виде:

$$T_A = [T_{ABL}\beta' + T_{ABW}(1-\beta')](1-\beta)\eta + T_{SBL}\beta''\eta + T_{SBW}(\beta-\beta'')\eta + T_0(1-\eta), \quad (5.81)$$

где T_{ABL} , T_{ABW} — радиояркость температура, принятая по главному лепестку антенны от поверхности суши и воды соответственно; T_{SBL} и T_{SBW} — радиояркость температура, принятая по зоне боковых лепестков антенны от поверхности суши и воды соответственно. Величины β' и β'' есть коэффициенты рассеяния части главного лепестка и зоны боковых лепестков, направленные на поверхность суши, и они могут быть выражены как

$$\beta' = \frac{\iint_{\Omega'} P d\Omega}{\iint_{\Omega_{AB}} P d\Omega}, \quad \beta'' = \frac{\iint_{\Omega''} P d\Omega}{\iint_{4\pi-\Omega_{AB}} P d\Omega}. \quad (5.82)$$

Из анализа соотношения (5.80) нетрудно видеть, что, независимо от абсолютных значений яркостных температур контрастных полупространств, характер антенной температуры перехода T_A будет симметричным (если боковое излучение антенны интегрально будет симметричным), причём в линейной части регистрограммы (зона 1) основной вклад обеспечивает первый член (5.80), а в зонах 2 — второй член. Выражение для значения антенной температуры для середины перехода T_{AM} (в момент времени t_0 на рис. 5.17б) равно:

$$T_{AM} = \frac{T_{ABL} + T_{ABW}}{2}(1-\beta)\eta + \frac{T_{SBL} + T_{SBW}}{2}\beta\eta + T_0(1-\eta). \quad (5.83)$$

В том случае, когда весь телесный угол антенны направлен на одно из контрастных полупространств (вдали от перехода), выражение для антенной температуры может быть представлено как (T_{AL} при пролёте над сушей и T_{AW} — над водной поверхностью):

$$\left. \begin{aligned} T_{AL} &= T_{ABL}(1-\beta)\eta + T_{SBL}\beta\eta + T_0(1-\eta), \\ T_{AW} &= T_{ABW}(1-\beta)\eta + T_{SBW}\beta\eta + T_0(1-\eta). \end{aligned} \right\} \quad (5.84)$$

Теперь рассмотрим характерные особенности регистрограмм перехода. Таковыми станут (см. рис. 5.13, 5.14, 5.16, 5.17) — величина полного перепада антенной температуры между двумя контрастными поверхностями B и вклад A контраста между поверхностями в переднее и заднее полупространство зоны боковых лепестков (схематически эти зоны представлены на рис. 5.17а). Полный яркостный контраст перехода суша — вода, регистрируемый на выходе прибора, составит:

$$B = T_{AL} - T_{AW} = (T_{ABL} - T_{ABW})(1-\beta)\eta + (T_{SBL} - T_{SBW})\beta\eta. \quad (5.85)$$

Вклад яркостного контраста от поверхностей в зону боковых лепестков (отдельно в переднее и заднее полупространство) будет равен:

$$A = (T_{SBL} - T_{SBW})\frac{\beta}{2}\eta. \quad (5.86)$$

Параметрами, непосредственно измеряемыми на выходе прибора, являются значения антенных температур T_A (соотношения (5.80) и (5.83)), которые могут быть определены с использованием внутренней калибровки радиометра. В свою очередь T_0 и η могут быть получены по данным измерения температуры антенно-фидерного тракта и предварительных (дополётных) измерений, например, методом двух нагрузок (см. гл. 7). Остаются принципиально неизвестными величины коэффициента рассеяния антенны (в конкретных условиях её установки на данный летательный аппарат) и усреднённые значения яркостных температур контрастных поверхностей в зоне боковых лепестков для данной антенны (5.39). Однако как показали детальные исследования этого вопроса [Веселов и др., 1981], ситуация не является безвыходной. Дело в том, что контрасты между яркостными температурами, измеренными по главному лепестку и по зоне боковых лепестков, очень близки:

$$T_{SBL} - T_{SBW} \approx T_{ABL} - T_{ABW}. \quad (5.87)$$

Это равенство соблюдается с точностью лучше 5%. В этом случае можно дать оценку в первом приближении величины β и её составляющих в переднее β_F и заднее β_B полупространство непосредственно исходя из геометрии регистрограммы перехода (см. рис. 5.16, 5.17):

$$\beta = \frac{2A}{B}, \quad \beta_F = \frac{A_1}{B}, \quad \beta_B = \frac{A_2}{B}. \quad (5.88)$$

Важно отметить, что данная оценка не зависит ни от внутреннего масштаба шкалы выходного прибора, ни от значения потерь в тракте антенны.

Процедура метода контрастных полупространств. Для построения корректной процедуры метода контрастных полупространств и дальнейших расчётов параметров приёмной системы необходимо задать исходя из теоретических оценок (см. гл. 8) значение T_{ABW} и, используя предлагаемую итерационную процедуру («кольцо»), выяснить физическую обоснованность теоретического значения. Итак, предлагается следующая процедура.

1. Проводим первичную оценку по регистрограмме перехода β (выражение (5.87)).
2. Задаваясь теоретическим значением T_{ABW} и оценкой β , получаем значение T_{SBW} по следующей формуле:

$$T_{SBW} = \frac{1}{\beta\eta} [T_{AW} - T_0(1-\eta) - T_{ABW}(1-\beta)\eta]. \quad (5.89)$$

3. Используя полученное значение T_{SBW} , находим T_{SBL} , согласно выражению:

$$T_{SBL} = \frac{2A}{\eta\beta} + T_{SBW}, \quad (5.90)$$

здесь значение A берётся по масштабу внутренней калибровки.

4. Используя полученное значение полного перепада (по внутренней шкале) и теоретическое значение T_{ABW} , получаем оценку для T_{ABL} :

$$T_{ABL} = \frac{B - 2A}{\eta(1 - \beta)} + T_{ABW}. \quad (5.91)$$

5. Используя результаты шагов 1 и 2, получаем вторую (улучшенную) оценку для значения β' :

$$\beta' = \frac{2A}{T_{SBL} - T_{SBW}} \frac{1}{\eta}. \quad (5.92)$$

6. Исходя из измеренного значения T_{AW} и полученных значений T_{SBW} и β' вычисляем величину T'_{ABW} по формуле:

$$T'_{ABW} = \frac{1}{\eta(1 - \beta)} [T_{AW} - T_0(1 - \eta) - T_{SBW}\eta\beta] \quad (5.93)$$

для дальнейшего сопоставления с теоретическим значением.

7. Используя вычисленное значение β' , получим коэффициент восстановления для относительных измерений (см. выражение (5.81)):

$$k = \frac{1}{(1 - \beta')\eta}. \quad (5.94)$$

В качестве примера проделаем указанную процедуру с целью оценки параметров внешней калибровки прибора R-18 для двух экспериментальных ситуаций (I, II).

I. Полёт проходил 25 апреля 1975 г. над оз. Балхаш и прилегающими к нему степными районами. Яркостная температура водной поверхности и суши (по внутренней шкале) составила 164 и 267 К, КПД антенно-фидерного тракта был оценён (по наземным измерениям) как 0,66, $T_0 = 280$ К (измерения в полёте) (см. рис. 5.15).

Выполнение указанной процедуры для радиотеплового прибора R-18 (рабочая длина волны 18 см) даёт следующие результаты:

- 1) оценка коэффициента рассеяния — 0,27;
- 2) $T_{SBW} = 95$ К (при теоретическом значении $T_{ABW} = 108$ К).
- 3) $T_{SBL} = 251$ К;
- 4) $T_{ABL} = 264$ К;
- 5) $\beta' = 0,264$;
- 6) $T'_{ABW} = 107,5$ К ;
- 7) $k = 2,04$.

II. Полёт проходил 9 сентября 1976 г. над Ладожским озером и прилегающими к нему скалистыми районами. Яркостные температуры водной поверхности и суши (по внутренней шкале) составили 182 и 272 К, КПД антенно-фидерного тракта был оценен (по наземным измерениям) как 0,57

(с апреля 1975 г. произошли конструктивные изменения в установке антенной системы), $T_0 = 275$ К (измерения в полёте) (см. рис. 5.14).

Выполнение указанной процедуры для того же радиотеплового прибора R-18 даёт следующие результаты:

- 1) оценка коэффициента рассеяния — 0,31;
- 2) $T_{SBW} = 116$ К (при теоретическом значении $T_{ABW} = 110$ К);
- 3) $T_{SBL} = 274$ К;
- 4) $T_{ABL} = 267$ К;
- 5) $\beta' = 0,308$;
- 6) $T'_{ABW} = 111,9$ К ;
- 7) $k = 2,54$.

Сопоставление теоретических значений яркостной температуры водной поверхности и измеренной показывает надёжность процедуры. Кроме того, из полученных данных следует, что основное приближение (5.87) удовлетворяется с точностью менее 2 %.

Следует обратить внимание на то, что необходимо выполнение всех итерационных шагов, их взаимная перепроверка и анализ физического смысла результатов, поскольку в ряде случаев из-за своеобразных исходных данных возможно попадание на расходящуюся ветвь итерационного кольца, что может привести к физическим бессмысленным результатам (например, $\beta > 1$). Указанные процедуры легко осуществить непосредственно на борту летательного аппарата при помощи спецвычислителей.

Оценка величины главного лепестка. Из графического представления радиотеплового сигнала можно получить ещё одну важную характеристику — оценку углового размера главного лепестка непосредственно в бортовых условиях. Нетрудно видеть, что зона 1 (см. рис. 5.17б) в угловой мере характеризует величину полного главного лепестка, и из простых геометрических соображений можно получить удовлетворительную оценку величины главного лепестка (по уровню 0 дБ — т. е. полный лепесток):

$$\theta_{0\text{дБ}} = 2 \arctg \frac{V \Delta t}{2H}, \quad (5.95)$$

где Δt — время прохождения зоны 1 (см. рис. 5.17б); V и H — скорость и высота носителя. И, поскольку для большинства остронаправленных антенн с приемлемой точностью справедливо соотношение $2,3\theta_{3\text{дБ}} = \theta_{0\text{дБ}}$, получаем оценку для величины главного лепестка по уровню 3 дБ:

$$\theta_{3\text{дБ}} = \frac{V \Delta t}{2,3H}. \quad (5.96)$$

Сравнение оценок, проведённых по указанному методу и вычисленных исходя из расчётных данных (табл. 5.2, 5.3), показывает удовлетворительное соответствие.

Таблица 5.2. Антенные характеристики радиотеплового комплекса на борту самолёта-лаборатории Ил-18 (1975–1976)

Радиометр	Рабочая длина волны [см]	Чувствительность $\tau = 1$ с	Тип антенны / размер апертуры [см]	$\theta_{з\text{дб}}$ [град] (расчётные)
R-0,8	0,8	0,08	Параболическая антенна / 30	1,9
R-2	2	0,04	Параболическая антенна со смещённым облучателем / 100	1,4
R-8	8	0,05	Рупорно-параболическая / 65	9,0
R-18	18	0,4	Параболический цилиндр с вибраторным облучателем / 70×70	18

Таблица 5.3. Характеристики антенн радиотеплового комплекса, измеренные при помощи метода МКП

Время, место проведения эксперимента	Радиометр	$\theta_{з\text{дб}}$ [град] (вычисленные)	$\theta_{з\text{дб}}$ [град] (измеренные) и СКО	Коэффициент рассеяния (измеренный) и СКО
25 апреля 1975 г., оз. Балхаш	R-18	18	18±0,5	0,20±0,03
9 сентября 1976 г., Ладожское озеро	R-18	18	18±0,5	0,24±0,03
	R-2	1,4		0,26±0,03
13 июля 1976 г., Баренцево море	R-8	9	9,3±0,3	0,25±0,05
	R-2	1,4	2,2±0,2	0,27±0,05
	R-0,8	1,9	2,5±0,2	0,21±0,05

В заключение остановимся на характерных ошибках. Например, в работе [Виноградов, 1976] за пространственное разрешение на поверхности совершенно произвольно принимается величина, составляющая половину от всего перехода, т. е. $\frac{1}{2}\{(t_2 - t_1)V\}$ (см. рис. 5.17б), которая более чем вдвое превышает расчётное значение пространственного разрешения (половина зоны 1). Оценка же, выполненная нами по предлагаемой методике для КА Nimbus 5 по регистрограммам перехода суша – вода, содержащимся в указанной работе, дают величину 25...27 км, что находится в полном согласии с расчётными значениями пространственного разрешения исходя из измеренных на Земле параметров антенн КА. Таким образом, концепцию о нахождении пространственного разрешения как половины длины перехода следует признать принципиально неверной, а критику Виноградовым разработчиков КА Nimbus 5 — необоснованной. Аналогичные ошибки, тем не менее, неоднократно повторялись, в том числе и в зарубежной литературе.

Геометрия расположения лучей многочастотного комплекса. Точная временная привязка центра регистрограмм перехода для многочастотного комплекса позволяет решить ещё одну важную задачу — о взаимном пространственно-угловом расположении центров диаграмм направленности различных каналов.

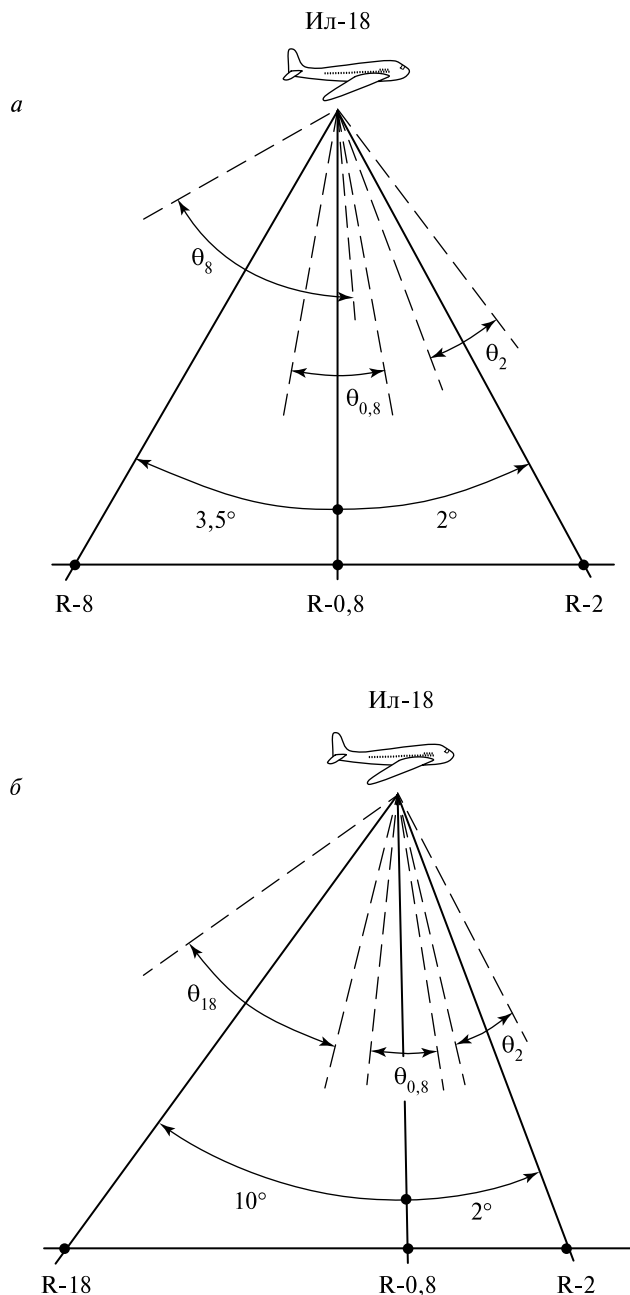


Рис. 5.18. Схематическое представление геометрии (не в масштабе) главных осей и величин главного лепестка ДНА радиотепловых комплексов с борта самолёта-лаборатории Ил-18 (сентябрь 1975 г. — июль 1976 г.) для радиометров: *a* — R-2; R-0,8; R-8; *б* — R-2; R-0,8; R-18

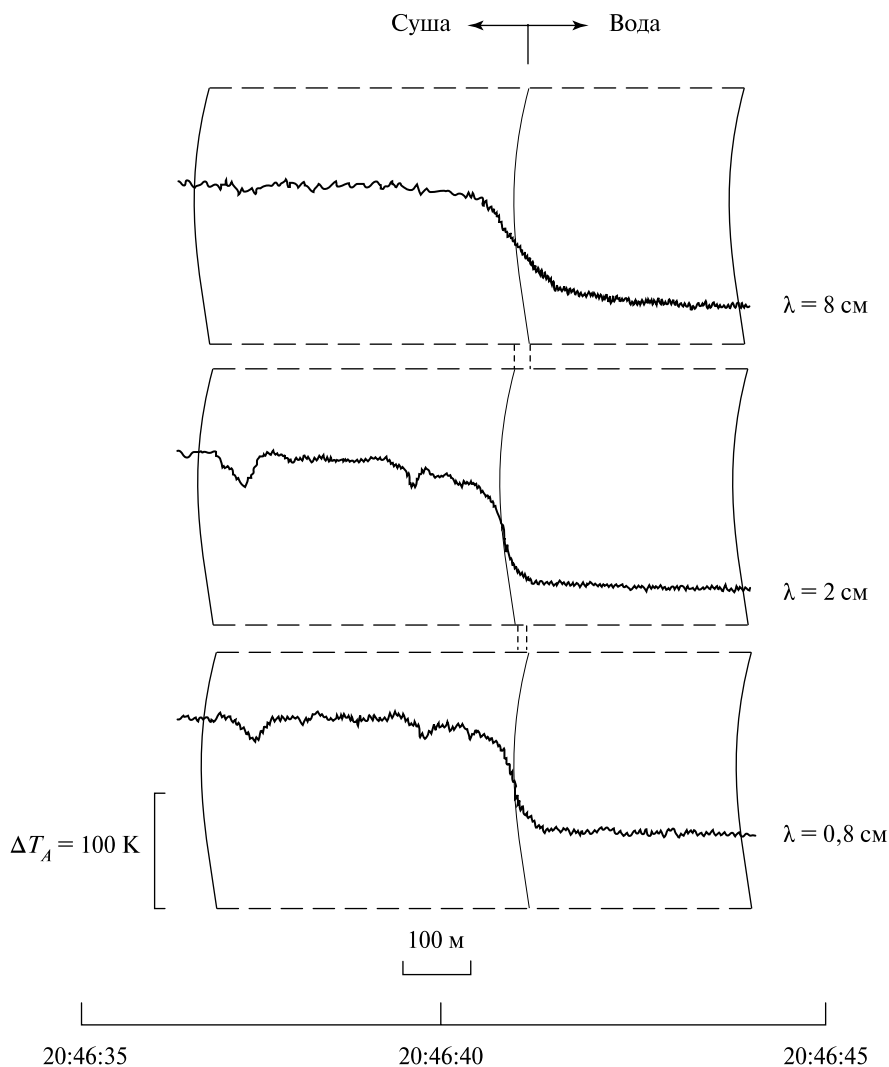


Рис. 5.19. Фрагмент синхронной регистрограммы выходных сигналов самолётных радиометров R-8; R-2 и R-0,8 при пересечении границы суша – море. Рабочий район – Баренцево море, мыс Канин Нос (13 июля 1976 г., $H = 400 \text{ м}$). Время (мск) и внешняя температурная калибровка показаны на осях абсцисс и ординат

Примером решения такой задачи может служить результат следующего эксперимента по изучению взаимного расположения центров ДНА много-частотного радиотеплового комплекса самолёта-лаборатории Ил-18 (см. табл. 5.2). Оси ДНА каналов 0,8; 2; 8 и 18 см представлены на рис. 5.18 и 5.19. Отметим, что выявить эти геометрические особенности каким-либо другим экспериментальным способом вообще не представляется возможным.

§ 5.9. АНТЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ РАДИОТЕПЛОвого САМОЛётНОГО КОМПЛЕКСА

В качестве примера использования предложенной методики рассмотрим оценку (с помощью метода МКП) антенных параметров радиотеплового самолётного комплекса повышенной чувствительности, созданного в ИКИ АН СССР и проходившего лётные испытания в 1975–1976 гг. [Беспалова и др., 1976, 1978, 1979, 1982]. Основные характеристики радиотеплового микро-волнового комплекса самолёта-лаборатории Ил-18 представлены в табл. 5.2. Отметим, что в таблице приведены данные по нормированному флуктуационному порогу чувствительности приборов, измеренному непосредственно в бортовых условиях. Также в таблице имеются численные оценки угловых характеристик главного лепестка ДНА, полученные в соответствии с теоретическими представлениями (см. соотношение (5.14)).

Оценка антенных параметров комплекса была проведена с использованием большого количества лётного материала, полученного в течение 1975–1976 гг. в различных районах России: оз. Балхаш (апрель 1975 г.), Ладожское озеро (сентябрь 1975 г.), Баренцево море (июль 1976 г.).

Примеры фрагментов регистрограмм, полученных при пересечении контрастных поверхностей суша – вода, даны на рис. 5.13, 5.16 (канал R-2, длина волны 2 см) и на рис. 5.14, 5.15 (канал R-18, длина волны 18 см). На рис. 5.19 изображён фрагмент синхронных регистрограмм каналов R-8 (длина волны 8 см), R-2 и R-0,8 (длина волны 0,8 см).

Из анализа регистрограмм следует, что по мере роста высоты носителя (от 200 м до 4000 м) степень выделения деталей регистрограмм возрастает (при заданной скорости носителя и скорости записи регистратора), и наиболее благоприятной высотой с точки зрения выделения деталей регистрограмм и их дальнейшего анализа для самолётного комплекса являются высоты 2000...4000 м. Результаты обработки регистрограмм в соответствии с методом МКП представлены в табл. 5.3. Анализ таблицы показывает хорошее соответствие расчётных и измеренных по предлагаемой методике величин главного лепестка ДНА каналов R-8 и R-18. В то же время наблюдается значительное расхождение (в 1,5 раза) между измеренными значениями величины главного лепестка каналов R-2. Это обстоятельство было связано с конструктивными особенностями при непосредственной установке антенны на самолёт, а именно, механическим смещением облучателя из центра параболы и, как следствие, не полным использованием раскрыва апертуры. Выявить это обстоятельство в наземных условиях перед лётными испытаниями не представлялось возможным.

С использованием синхронных регистрограмм нескольких каналов (см. рис. 5.19), выполнен расчёт геометрии расположения осей главных лепестков (см. рис. 5.18). Довольно заметные сдвиги осей главных лепестков различных каналов связаны с особенностями механической установки антенн на самолёт, и при выполнении тонких пространственных экспериментов эти особенности должны быть учитываемы.

Другая задача обработки состояла в экспериментальной оценке коэффициента рассеяния антенн используемых диапазонов. Как следует из анализа табл. 5.3, антенные системы не отличались высоким значением эффективности — значения коэффициента рассеяния составляли от 0,21 до 0,31 для различных антенн. Следует подчеркнуть, что на этом этапе экспедиционных работ не предпринималось специальных мер по уменьшению бокового излучения стандартных антенных систем. Некоторые изменения величины коэффициента рассеяния антенны канала R-18, измеренные в сезонах 1975—1976 гг., обусловлены имевшими место конструктивными переделками при установке антенны.

Наиболее интересным моментом здесь становятся особенности бокового излучения антенной системы для канала R-2. Бортовые эксперименты выявили явную анизотропию (см. рис. 5.13, 5.16) в зонах излучения этой антенны в переднее и заднее полупространство (по отношению к вектору скорости носителя). С использованием рассматриваемой методики (см. выражение (5.87)) можем получить значения коэффициента рассеяния по переднему (β_F) и заднему (β_B) полупространству для антенны канала R-2:

$$\beta_F = 0,17 \pm 0,01, \quad \beta_B = 0,095 \pm 0,005. \quad (5.97)$$

Физической причиной такой резкой анизотропии бокового излучения является упомянутое выше смещение облучателя из фокуса параболы по конструктивным причинам. Разумеется, выявить такие тонкие особенности бокового излучения в наземных испытаниях не представляется возможным.

§ 5.10. АНТЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ РАДИОТЕПЛОВЫХ КОСМИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ

Представленный в § 5.8 метод МКП определения параметров антенных систем микроволновых комплексов может с успехом быть использован и для измерения указанных параметров космических систем. Единственным дополнительным вопросом в таком применении станет задача учёта сферичности эксперимента, которая в масштабе схематично представлена на рис. 5.20 для высоты орбиты космических аппаратов 300 и 1000 км. Из этого рисунка видно, что отличия плоскопараллельной и сферической геометрий можно характеризовать отношением:

$$\frac{O_1B - O_1C}{O_1C} = \frac{(\varphi - \varphi')R - \varphi R}{\varphi R} = \frac{\varphi'}{\varphi}, \quad (5.98)$$

где R — радиус глобальной сферы.

Из тригонометрических соотношений следует, что

$$\frac{\varphi'}{\varphi} = \frac{2}{\varphi} \arctg \frac{R+H}{2R} \operatorname{tg} \varphi - 1. \quad (5.99)$$

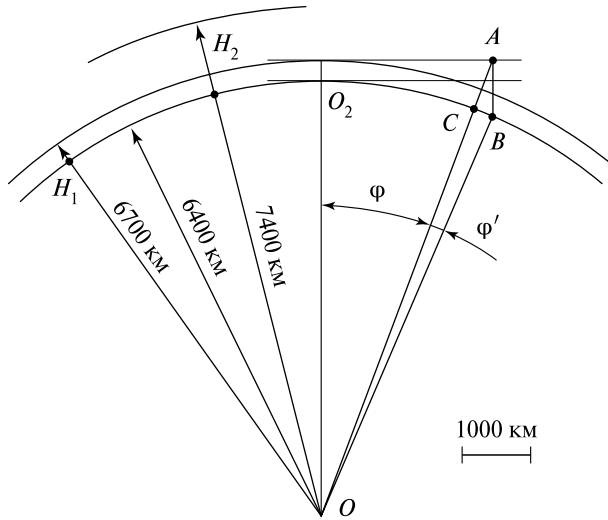


Рис. 5.20. Схема (в масштабе) спутникового эксперимента (долготное сечение в орбитальной плоскости): $H_1 = 300$ км; $H_2 = 1000$ км. O — центр глобальной сферы (см. остальные обозначения в тексте)

При малых значениях угла φ и соответственно расстояний на поверхности Земли (10° изменений угла φ соответствует 1000 км на поверхности Земли) получим:

$$\frac{\varphi'}{\varphi} = \frac{CB}{O_1C} \approx \frac{H}{R}. \quad (5.100)$$

Таким образом, из геометрических соображений ясно, что заметные отличия от плоской геометрии (например, когда CB составит несколько элементов разрешения) могут иметь место при следующих пространственных размерах исследуемой области на поверхности Земли:

$$O_1C = \frac{CB}{H/R} = \frac{200}{H/R}. \quad (5.101)$$

Так, для $H = 300$ км (ИСЗ «Космос-243») O_1C составит 5000 км, а для $H = 1000$ км (ИСЗ Nimbus 5) O_1C — 1300 км.

В пределах же 50...200 км сферичностью задачи можно пренебречь, поскольку искажения будут меньше, чем мгновенное поле разрешения микроволнового комплекса ($CB < 8$ км для ИСЗ «Космос-243» и менее 17 км для ИСЗ Nimbus 5).

Для определения параметров космических антенных систем были использованы имеющиеся в литературе регистрограммы переходов суша — океан микроволновых комплексов ИСЗ «Космос-243» и «Космос-384» [Башаринов и др., 1969, 1971, 1974; Гурвич, Кутуза, 2010] и для ИСЗ Nimbus 5 [Виноградов, 1976]. Некоторые характеристики радиотепловых комплексов

приведены в табл. 5.4. Отметим, что значения коэффициента рассеяния антенн приведены по данным лабораторных (наземных и предполётных) испытаний. Регистрограммы переходов суша – океан с нанесёнными на них характерными областями изменения яркостной температуры (так, как это сделано на рис. 5.17) и географическими координатами представлены на рис. 5.21–5.24.

Результаты обработки регистрограмм по методике МКП суммированы в табл. 5.4. Из анализа табл. 5.4 следует, что точность определения величины главного лепестка по сравнению с измеренными в земных условиях лучше 10 %, а для антенны ИСЗ Nimbus 5 практически точно совпадает. Исключение составляет результат обработки перехода 10 декабря 1970 г. в районе 8° с. ш. и 13° в. д. ($6,0^\circ$ по сравнению с $4,0^\circ$), что объясняется «размазанным» характером радиотеплового фона перехода суша – океан, а не величиной главного лепестка ДНА. Отметим, что, как и следовало ожидать, величины коэффициента рассеяния антенн ИСЗ «Космос-243» и «Космос-384», полученные по результатам обработки переходов суша – океан, почти в 2–2,5 раза больше значений, полученных в лаборатории. В то же время фазированная решётка ИСЗ Nimbus 5 демонстрирует достаточно низкое значение коэффициента рассеяния. Таким образом, ещё раз отметим, что полученные по лабораторным данным значения коэффициента рассеяния (например, [Мо, 1999]) могут совсем не отражать реальную полётную ситуацию.

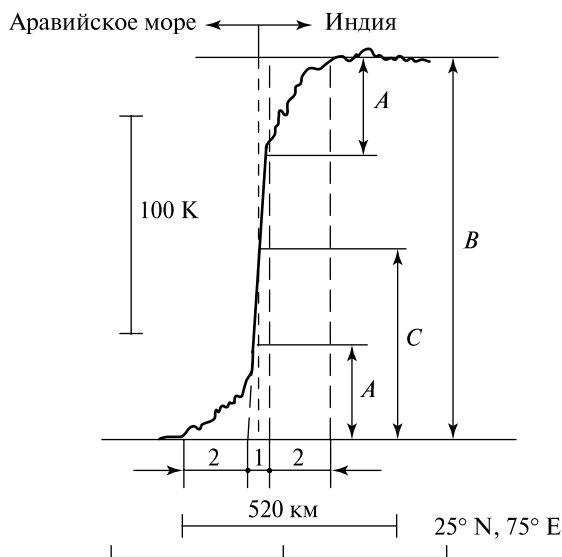


Рис. 5.21. Фрагмент регистрограммы выходного сигнала спутникового радиометра (российский КА «Космос-243»; $\lambda = 3,4$ см) при пересечении границы Аравийское море – Индия (восходящий виток, 24 сентября 1968 г.). Показаны пространственный масштаб и внешняя температурная калибровка прибора (объяснение остальных обозначений даны в тексте)

Таблица 5.4. Антенные параметры космических радиотепловых комплексов

КА (год запуска)	Высота орбиты [км]	Время проведения эксперимента	Ориентировочные координаты перехода суша – вода	Рабочая длина волны [см]	Тип антенны	ΔX [км]	$\theta^*_{з.дб}$ [град]	$\theta_{з.дб}$ [град]	β^*	β
«Космос-243» (1968)	210...319	24 сентября 1968 г.	20° ю. ш., 151° в. д. 25° с. ш., 74° в. д.	8,5 3,4	РП РП	30...50 15...25	8,5 4,0	6,5 4,3	0,2 0,15	0,28±0,05 0,32±0,05
«Космос-384» (1970)	212...314	10 декабря 1970 г.	35° с. ш., 5° з. д. 8° с. ш., 13° з. д.	3,4 3,4	РП РП	15...25 15...25	4,0 4,0	4,5 4,8	0,15 0,15	0,30±0,05 0,25±0,05
Nimbus 5 (1972)	1008...1043	Сентябрь 1973 г.	—	1,55	ФРЭС	25	1,6	1,57	—	0,15 ±0,05

Примечание: РП — рупорно-параболическая антенна; ФРЭС — фазированная решётка с электронным сканированием; β^* и θ^* — лабораторные значения коэффициента рассеяния и величины главного лепестка ДНА; ΔX — пространственное разрешение канала на поверхности Земли.

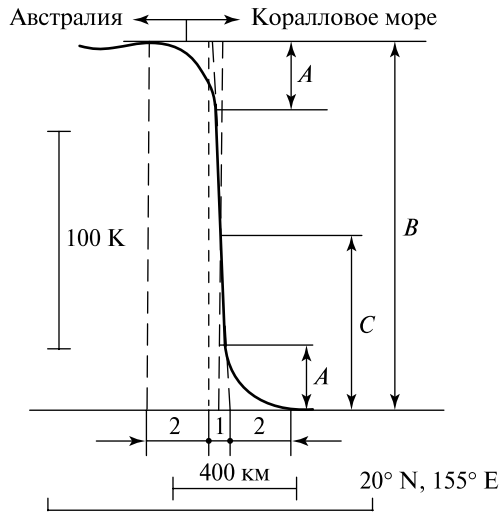


Рис. 5.22. Фрагмент регистрограммы выходного сигнала спутникового радиометра (российский КА «Космос-243»; $\lambda = 8,5$ см) при пересечении границы Австралия – Коралловое море (восходящий виток, 25 сентября 1968 г.). Показаны пространственный масштаб и внешняя температурная калибровка прибора (объяснение остальных обозначений даны в тексте, см. § 5.8)

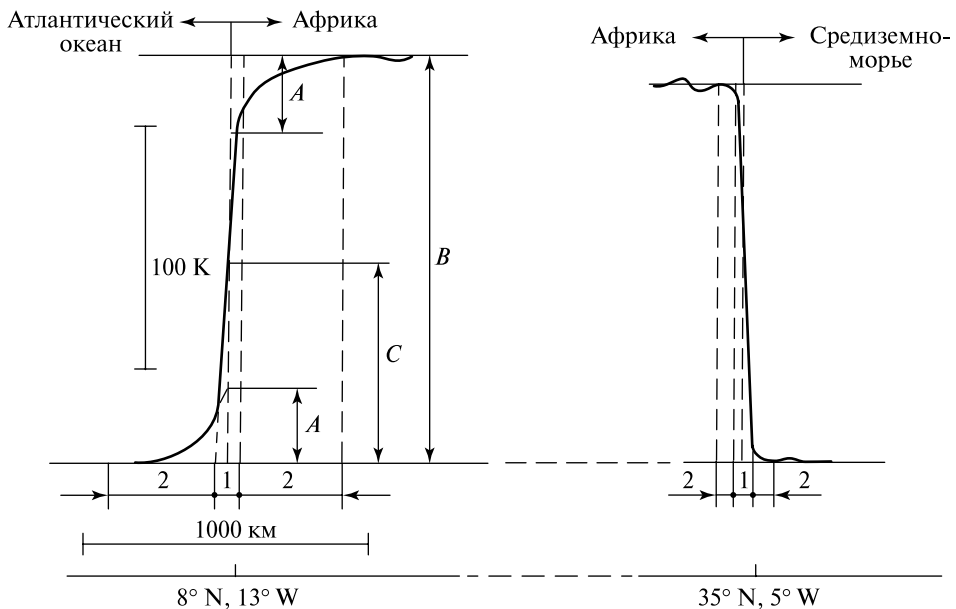


Рис. 5.23. Фрагмент регистрограммы выходного сигнала спутникового радиометра (российский КА «Космос-384»; $\lambda = 3,4$ см) при пересечении границы Африка – Атлантика и Африка – Средиземное море (10 декабря 1970 г.)

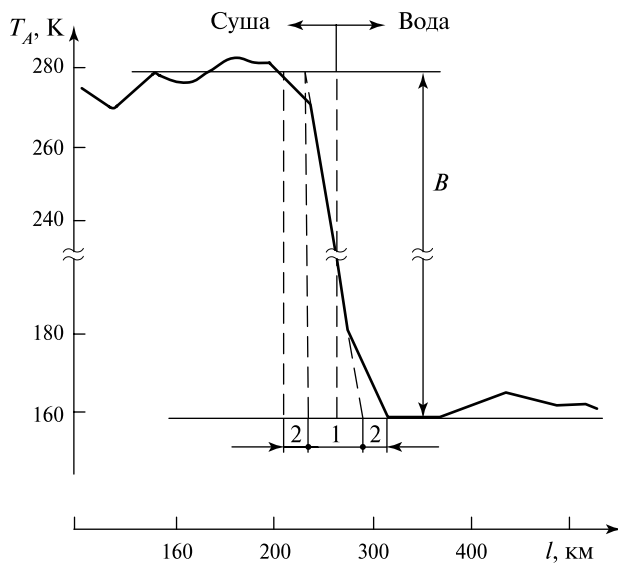


Рис. 5.24. Фрагмент регистрограммы выходного сигнала спутникового радиометра (КА Nimbus 5, США; $\lambda = 1,55$ см) при пересечении границы суша – вода (сентябрь 1973 г.) (объяснение остальных обозначений даны в тексте, см. § 5.8)

Указанные примеры свидетельствуют о возможности использования предложенной методики для определения антенных параметров космических радиотепловых комплексов непосредственно в полётных условиях (при условии детальной регистрации сигнала при пересечении резкой границы контрастных поверхностей).

Глава 6

Законы чёрнотельного излучения

Принципиальная в теории и практике теплового излучения модель абсолютно чёрного тела и фундаментальные законы излучения такой системы являются предметами рассмотрения гл. 6. Рассматриваются природные и искусственные физические объекты, близкие по своим характеристикам к чёрным телам. Детально анализируются количественные законы чёрнотельного излучения и их следствия. Здесь же вводятся понятия излучательной и поглощательной способности физических тел нечёрнотельного характера. На этой основе анализируются закон Кирхгофа, различные его формы и следствия.

§ 6.1. МОДЕЛЬ АБСОЛЮТНО ЧЁРНОГО ТЕЛА. ИСТОРИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

Понятие абсолютно чёрного тела является основным при изучении собственного излучения и переноса электромагнитной энергии излучения во всех диапазонах длин волн. Как идеальный поглотитель излучения абсолютно чёрное тело используется в качестве эталона, с которым сравнивается поглощение реальных физических объектов. Как мы увидим дальше, абсолютно чёрное тело также и испускает максимальное количество собственного излучения и поэтому используется в качестве эталона для сравнения с излучением реальных физических тел. Это понятие, введённое в 1860 г. Г. Р. Кирхгофом, имеет настолько важное значение, что активно используется не только при изучении собственного теплового излучения природных сред, но и для изучения излучений другой физической природы. Более того, это понятие и его характеристики иногда используются при описании и изучении искусственных квазидетерминированных электромагнитных излучений (радио, телевидение, связь). Поскольку собственное излучение физических объектов является строго квантовым эффектом, то излучательные свойства абсолютно чёрного тела в окончательной форме были установлены только с помощью квантовой

теории и подтверждены многочисленными лабораторными и наблюдательными экспериментами.

Своё название чёрное тело получило в связи с тем, что тела, хорошо поглощающие падающий видимый свет, кажутся человеческому глазу чёрными. Название, разумеется, чисто условное, и имеет, в основном, исторические корни. Например, вряд ли можно охарактеризовать наше Солнце, которое является действительно почти идеальным чёрным телом в очень широком диапазоне длин волн электромагнитного излучения, как чёрный физический объект в оптике. Хотя именно ярко-белый солнечный свет и есть равновесное (чёрнотельное) излучение. В этом смысле следует крайне осторожно относиться к субъективному человеческому восприятию цветов. Так, в оптическом диапазоне целый ряд поверхностей действительно приближаются к абсолютно чёрному телу по способности поглощать излучение (сажа, карборунд, платиновая и золотая черни). Однако за пределами области видимого света, в диапазоне длин волн ИК-теплого излучения и в радиодиапазонах, ситуация принципиально иная. Так, большинство земных поверхностей (водная поверхность, лёд, суша) хорошо поглощает инфракрасное излучение, и поэтому в тепловом ИК-диапазоне эти физические объекты являются абсолютно чёрными телами, в то время как в радиодиапазоне поглощающие свойства этих же сред принципиально различаются и от чёрного тела, и друг от друга, что, собственно говоря, и обуславливает высокую информативность микроволновых дистанционных измерений.

Определение абсолютно чёрного тела. Абсолютно чёрным телом называется идеальное тело, которое пропускает внутрь себя всё падающее излучение (не отражая энергии) и поглощает внутри себя все это падающее излучение (не пропуская энергии). Это свойство справедливо для излучения, соответствующего всем длинам волн и всем углам падения. Следовательно, абсолютно чёрное тело является идеальным поглотителем падающего излучения. Все другие качественные характеристики, определяющие поведение абсолютно чёрного тела, вытекают из этого определения (см., например, [Зигель, Хауэлл, 1975; Оцисик, 1976; Планк, 2006; Шёпф, 1981]).

Свойства абсолютно чёрного тела. Абсолютно чёрное тело не только идеально поглощает излучение, но обладает другими важными свойствами, которые будут продемонстрированы ниже.

Рассмотрим абсолютно чёрное тело с постоянной температурой, помещённое внутри полностью изолированной полости произвольной формы, стенки которой также образованы абсолютно чёрными телами с постоянной температурой, отличающейся в начальный момент от температуры заключённого внутри тела. Через некоторое время абсолютно чёрное тело и замкнутая полость будут иметь общую равновесную температуру. В равновесных условиях чёрное тело должно испускать точно такое же количество излучения, как и поглощать. Для доказательства этого рассмотрим, что случилось бы, если бы входящая и выходящая энергии излучения не были бы равны. В этом

случае температура помещённого в полость тела стала бы увеличиваться или уменьшаться, что соответствовало бы передаче тепла от холодного тела к нагретому, а это противоречит второму закону термодинамики (речь, разумеется, идёт о стационарном состоянии объекта и окружающего излучения). Поскольку, по определению, абсолютно чёрное тело поглощает максимально возможное количество излучения, поступающего в любом направлении от замкнутой полости при любой длине волны, то оно должно также испускать максимально возможное количество излучения (*идеальный излучатель*). Это становится ясным при рассмотрении любого менее совершенного поглощающего тела (серое тело), которое должно испускать меньше излучения, чем чёрное тело, чтобы сохранилось равновесие.

Рассмотрим теперь изотермическую замкнутую полость произвольной формы с чёрными стенками, передвинем чёрное тело внутри полости в другое положение и изменим его ориентацию. Тело должно сохранить ту же температуру, так как вся замкнутая система остаётся изотермической. Следовательно, чёрное тело должно испускать то же количество излучения, что и прежде. Находясь в равновесии, оно должно получать такое же количество излучения от стенок полости. Таким образом, интегральное излучение, получаемое абсолютно чёрным телом, не зависит от его ориентации и положения в полости; следовательно, излучение, проходящее через любую точку внутри полости, не зависит от её положения или от направления излучения. Это означает, что равновесное тепловое излучение, заполняющее полость, является изотропным (*свойство изотропии чёрнотельного излучения*). И, таким образом, полный поток излучения (см. соотношение (5.7)), через любую плоскость, размещённую внутри полости любым произвольным образом, будет строго равен нулю.

Рассмотрим элемент поверхности чёрной изотермической замкнутой полости и элементарное абсолютно чёрное тело внутри этой полости. Часть излучения элемента поверхности попадает на чёрное тело под некоторым углом к его поверхности. Все это излучение, по определению, поглощается. Чтобы сохранилось тепловое равновесие и изотропность излучения во всей замкнутой полости, излучение, испускаемое телом в направлении, обратном направлению падающего луча, должно быть равно поглощённому излучению. Так как тело поглощает максимум излучения с любого направления, оно должно испускать максимум излучения в любом направлении. Более того, поскольку равновесное тепловое излучение, заполняющее полость, изотропно, то излучение, поглощаемое или испускаемое в любом направлении абсолютно чёрной поверхностью, заключённой в замкнутую полость, и отнесённое к единице площади проекции поверхности на плоскость, нормальную к направлению луча, должно быть одинаковым.

Рассмотрим систему из абсолютно чёрного тела внутри замкнутой полости, которая находится в тепловом равновесии. Стенка полости обладает особым свойством — она может испускать и поглощать излучение лишь в узком интервале длин волн. Чёрное тело, являющееся идеальным поглотителем энергии, поглощает все падающее излучение в этом интервале длин волн. Чтобы в замкнутой полости поддерживалось тепловое равновесие,

чёрное тело должно испускать излучение в указанном интервале длин волн, которое затем может быть поглощено стенкой полости, поглощающей только в данном интервале длин волн. Так как абсолютно чёрное тело поглощает максимум излучения в определённом интервале длин волн, то оно должно испускать максимум излучения в этом же интервале. Абсолютно чёрное тело должно также испускать максимум излучения на данной длине волны. Таким образом, абсолютно чёрное тело является *идеальным излучателем при любой длине волны*. Однако это никоим образом не означает равномерности в интенсивности излучения чёрного тела на различных длинах волн (так называемое свойство «белого шума»). Именно это обстоятельство не позволяло длительное время решить проблему спектральных характеристик излучения чёрного тела методами классической физики. И только с помощью методов квантовой механики удалось выявить особые спектральные (и, соответственно, корреляционные) свойства чёрнотельного излучения [Планк, 2006; Рытов, 1953; 1966; Шёпф, 1981].

Наделение замкнутой полости особыми свойствами в данном рассуждении не имеет отношения к абсолютно чёрному телу, так как *излучательные свойства тела зависят только от его природы и не зависят от свойств полости*. Стенки полости могут быть даже полностью отражающими (зеркальными).

Если температура замкнутой полости изменится, то соответственно должна измениться и температура заключённого внутри неё абсолютно чёрного тела и стать равной новой температуре полости (т. е. полностью изолированная система должна стремиться к термодинамическому равновесию). Система снова станет изотермической, а энергия излучения, поглощаемого чёрным телом, будет опять равна энергии испускаемого им излучения, но несколько отличаться по величине от энергии, соответствующей прежней температуре. Так как, по определению, тело поглощает (а, следовательно, и испускает) максимум излучения, соответствующий данной температуре, то характеристики окружающей системы не оказывают влияния на излучательные свойства чёрного тела. Следовательно, *интегральная энергия излучения абсолютно чёрного тела является функцией только его температуры*.

Кроме того, согласно второму закону термодинамики, передача энергии от холодной поверхности к горячей невозможна без совершения над системой работы. Если бы энергия излучения, испускаемого абсолютно чёрным телом, увеличивалась с уменьшением температуры, можно легко построить рассуждения (см., например, [Зигель, Хауэлл, 1975]), которые привели бы к нарушению этого закона. В качестве примера обычно рассматривают две бесконечные параллельные абсолютно чёрные пластины. Верхняя пластина поддерживается при температуре, которая выше температуры нижней пластины. Если бы энергия испускаемого излучения уменьшалась при возрастании температуры, то энергия излучения, испускаемого нижней пластиной в единицу времени, была бы больше энергии излучения, испускаемого верхней пластиной в единицу времени. Так как обе пластины чёрные, то каждая из них поглощает все излучение, испускаемое другой пластиной. Для поддержания температур пластин энергия должна быть отведена от верхней пластины

в единицу времени и в равном количестве добавлена нижней пластине. Таким образом, получается, что энергия передаётся от менее нагретой пластины к более нагретой без совершения внешней работы. Согласно второму закону термодинамики, это невозможно. Следовательно, энергия излучения, испускаемого абсолютно чёрным телом, должна увеличиваться с температурой. На основании этих рассуждений приходим к выводу, что *интегральная энергия излучения, испускаемого абсолютно чёрным телом, пропорциональна только монотонно возрастающей функции термодинамической температуры*.

Всё здесь изложенное, исходя из термодинамических соображений, является важными, но, тем не менее, качественными, законами чёрнотельного излучения. Как выяснилось, классическая термодинамика, в принципе, не в состоянии сформулировать количественные законы чёрнотельного излучения.

Исторические аспекты. К середине XIX в. накопилось довольно много разнородных экспериментальных данных об излучении нагретых тел. Настала пора их теоретического осмысления. Два важных шага сделаны Кирхгофом. Первый шаг заключался в установлении Кирхгофом совместно с Бунзеном того факта, что каждому веществу соответствует вполне определённый спектр — набор длин волн (или частот) света, испускаемого и поглощаемого этим веществом. Это открытие послужило основой для спектрального анализа веществ. Второй шаг состоял в нахождении таких условий, при которых спектр излучения нагретых тел зависит только от их температуры и не зависит от химического состава излучающего вещества. Кирхгоф теоретически рассмотрел излучение внутри замкнутой полости в твёрдом теле, стенки которой обладают определённой температурой. В такой полости стенки излучают столько же энергии, сколько поглощают. Оказалось, что в этих условиях распределение энергии в спектре излучения не зависит от материала, из которого изготовлены стенки. Такое излучение было названо «абсолютно чёрным».

Однако длительное время чёрнотельное излучение было как бы «вещью в себе». Лишь спустя 35 лет, в 1895 г., В. Вин (Вильгельм Карл Вернер Отто Фриц Франц Вин, нем. Wilhelm Wien) и О. Р. Люммер (Отто Рихард Люммер, нем. Otto Richard Lummer) предложили для экспериментальной проверки теории Кирхгофа создать экспериментальную модель абсолютно чёрного тела в виде полого шара с внутренними зеркальными стенками и узким отверстием в стенке (диаметр отверстия должен быть мал по сравнению с диаметром шара) и исследовать спектр излучения, выходящего через это отверстие (рис. 6.1). Любой световой луч испытает внутри полости многократные отражения и практически не сможет выйти через отверстие наружу. Вместе с тем при высокой температуре стенок отверстие будет ярко светиться (если речь идёт об оптическом диапазоне) за счёт электромагнитного излучения, идущего изнутри полости. Именно на этой экспериментальной модели чёрного тела были выполнены экспериментальные исследования по проверке законов теплового излучения, и, в первую очередь, количественно установлена фундаментальная спектральная зависимость чёрнотельного излучения от частоты и от температуры (формула Планка).

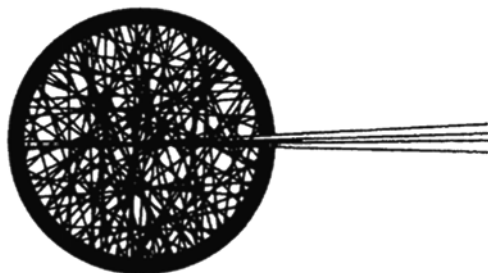


Рис. 6.1. Классическая экспериментальная модель источника чёрнотельного излучения

Успех этих экспериментальных и чуть позднее теоретических исследований на базе квантового подхода был настолько оглушительный, что длительное время, вплоть до настоящего времени, в учебниках общей физики эта знаменитая зеркальная полость приводится в качестве единственного примера идеального чёрного тела. И, таким образом, создаётся определённая иллюзия исключительности чёрного тела по отношению к природным объектам. На самом же деле, как это хорошо известно в настоящее время по радиоастрономическим данным, результатам дистанционного зондирования и физического (лабораторного) эксперимента, окружающая человека природа буквально насыщена физическими объектами, по своим характеристикам очень близкими к чёрнотельным моделям.

В первую очередь, здесь надо отметить *реликтовый фон Вселенной* — флуктуационное электромагнитное излучение, заполняющее известную часть Вселенной. Излучение обладает почти изотропным пространственно-угловым полем с интенсивностью, которую можно характеризовать радиояркостной температурой 2,73 К. По существу, реликтовый фон и есть своего рода «неподвижный эфир», который физики усиленно искали в начале XX века. Небольшая дипольная составляющая в пространственно-угловом поле реликтового фона позволила с удивительной точностью определить направление и скорость движения Солнечной системы. При проведении тонких исследований излучательных характеристик земных покровов с космических аппаратов вклад реликтового фона как переотражённого излучения, разумеется, следует учитывать.

Вторым (но не менее важным) источником чёрнотельного излучения является самая ближайшая к Земле звезда — *Солнце* (см. § 1.4). Непосредственные радиолокационные эксперименты, выполненные в 1950–1960-х гг., указали на полное отсутствие отражённого сигнала (в пределах возможности приёмной аппаратуры) в широком диапазоне длин волн — в сантиметровых, миллиметровых и дециметровых. Детальные спектральные исследования излучения Солнца в оптическом и ИК-диапазонах действительно показали на наличие у Солнца теплового чёрнотельного излучения с яркостной температурой 5800 К. В других же диапазонах электромагнитного поля ситуация

оказалась значительно более сложной — наряду с чёрнотельным излучением присутствуют мощное нестационарное квазишумовое излучение (вспышки, бури), которое, тем не менее, описывается в терминах теплового излучения.

Третьим космическим объектом является наша собственная планета Земля, обладающая излучением, близким к чёрнотельному со средне-глобальной термодинамической температурой 287 К. Основная энергия излучения сконцентрирована в диапазоне 8...12 мкм, в котором практически все земные покровы обладают свойствами чёрнотельного излучения. Та небольшая часть энергии излучения, которая попадает на радиодиапазон, и представляет интерес для микроволнового зондирования. Детальные характеристики излучения земных покровов в этом диапазоне показали на серьезные отличия многих земных сред от модели чёрного тела.

При проведении экспериментальных измерений радиационных свойств реальных физических тел необходимо иметь в качестве эталона абсолютно чёрную поверхность или чёрный излучатель. Поскольку абсолютно чёрных источников не существует, то для создания очень близкой модели чёрного тела используются специальные технические приёмы. В оптике — это полые металлические цилиндры с малым отверстием и конусом на конце, помещаемые в термостат с фиксированной (или перестраиваемой) температурой [Зигель, Хауэлл, 1975]. В радиодиапазоне — это отрезки волноводов или коаксиальных линий, заполненные поглощающим веществом (например, углеродосодержащими наполнителями). В качестве эталонных чёрных поверхностей в этом диапазоне применяют многослойные поглощающие покрытия, широко используемые в военно-технической области (так называемые стелс-технологии). Понятно, что объекты, покрытые такими поглощающими оболочками, являются сильными излучателями флуктуационного электромагнитного поля. Важно также отметить, что в радиодиапазоне замкнутые помещения с хорошо поглощающими стенками (бетон с разного рода наполнителями) представляют собой в хорошем приближении чёрнотельную полость. По этим причинам выполнение тонких радиотепловых исследований в замкнутых помещениях не имеет смысла. (Интересно отметить, что именно в замкнутом помещении лаборатории Г. Р. Герцу удалось впервые в 1888 г. провести измерение длины волны электромагнитного излучения.)

§ 6.2. ЗАКОНЫ ЧЁРНОТЕЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Вернёмся к количественным законам чёрнотельного излучения. Общие термодинамические соображения позволили Кирхгофу, Больцману и Вину вывести строгим путём ряд важных законов, управляющих излучением нагретых тел. Однако эти общие соображения оказались недостаточными для вывода конкретного вида закона распределения энергии в спектре абсолютного чёрного излучения. В этом направлении больше всех продвинулся Вин. В 1893 г. он распространил понятия температуры и энтропии на тепловое излучение и показал, что максимум излучения в спектре абсолютно чёрного тела

с увеличением температуры смещается в сторону коротких длин волн (закон смещения Вина), и при данной частоте интенсивность излучения может зависеть от температуры только как от параметра, входящего в отношение (ν/T) . Иными словами, спектральная интенсивность должна зависеть от некоторой функции $F(\nu/T)$. Конкретный вид этой функции оставался неизвестным.

В 1896 г., исходя из классических представлений, Вин вывел закон распределения энергии в спектре чёрного тела (закон излучения Вина). Однако, как выяснилось вскоре, формула закона излучения Вина оказалась правильной лишь в случае коротких (по отношению к максимуму интенсивности) волн. Тем не менее, эти два закона Вина сыграли значительную роль в развитии квантовой теории (Нобелевская премия, 1911).

С другой стороны, Дж. У. Рэлей (Джон Уильям Стретт третий барон Рэлей, Лорд Рэлей (Рэйли), *англ.* John Strutt, 3rd Baron Rayleigh, John William Rayleigh) (1900) и Дж. Х. Джинс (Джеймс Хопвуд Джинс, *англ.* James Hopwood Jeans) (1905) вывели спектральное распределение теплового излучения на основе предположения о справедливости классической идеи равномерного спектрального распределения энергии. Однако полученные зависимости от температуры и частоты принципиально отличались от соотношений Вина.

Обстоятельство, что, согласно результатам выполненных к тому времени достаточно точных измерений и некоторым теоретическим исследованиям, выражение Вина для спектрального распределения энергии несправедливо при высоких температурах и больших длинах волн, заставило Планка обратиться к рассмотрению гармонических осцилляторов, которые были приняты за источники и поглотители энергии излучения. С помощью некоторых дальнейших допущений относительно средней энергии осцилляторов Планк вывел законы излучения Вина и Рэлей-Джинса. В заключение Планк вывел эмпирическое уравнение, которое практически сразу получило надёжное экспериментальное подтверждение, выполненное, в первую очередь, на модели чёрного тела Вина-Люммера. В поисках изменений в теории, которые позволили бы вывести это эмпирическое уравнение, Планк пришёл к предположениям, составляющим основу квантовой теории (Нобелевская премия, 1918 г.).

Закон (формула) Планка. Согласно принципам квантовой статистики, можно определить спектральную объёмную плотность энергии излучения (см. соотношение (5.10)), рассчитав равновесное распределение фотонов, при котором энтропия поля излучения максимальна, и приняв во внимание, что энергия фотона с частотой ν равна $h\nu$, где h — постоянная Планка (см. прил. А, табл. А4). Если поле излучения рассматривать как газ, подчиняющийся статистике Эйнштейна-Бозе, то получается формула Планка для объёмной плотности излучения (см., например, [Ландау, Лифшиц, 1976; Пеннер, 1963; Планк, 2006]):

$$u_{\nu}(T) d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{[e^{h\nu/kT} - 1]} d\nu, \quad (6.1)$$

где k — постоянная Больцмана (см. прил. А, табл. А4).

Помимо строго квантового вывода формулы Планка, существуют целый спектр эвристических подходов (см., например, [Пеннер, 1963]).

С точки зрения дистанционного зондирования принципиальное значение имеет другая характеристика поля излучения, а именно, спектральная интенсивность излучения, которая непосредственно и измеряется дистанционными приборами. С учётом соотношения (5.12), спектральная интенсивность излучения чёрного тела в прозрачную среду будет задаваться следующим выражением:

$$I_{\nu}(T, \nu) = \frac{2h\nu^3 n^2}{c_0^2} \frac{1}{[e^{h\nu/kT} - 1]}, \quad (6.2)$$

где индекс «0» означает, что рассматриваемая среда — вакуум.

Отсюда нетрудно видеть, что излучение чёрного тела в прозрачную среду в n^2 больше, чем при высвечивании в вакуум (*закон Клаузиуса*).

Во многих практических приложениях при определении спектральной интенсивности излучения вместо частоты используется длина волны. Произвести переход от частоты к длине волны простой заменой частоты на длину волны в выражении (6.2) нельзя, поскольку речь в (6.2) идёт о дифференциальной величине. Однако можно преобразовать это выражение, если учесть, что энергия излучения, испускаемого в интервале частот $d\nu$, включающем частоту ν , равна энергии излучения, испускаемого в интервале длин волн $d\lambda$, включающем рабочую длину волны λ ,

$$I_{\nu}(T, \nu) |d\nu| = I_{\lambda}(T, \lambda) |d\lambda|. \quad (6.3)$$

Длина волны зависит от среды, в которой распространяется излучение (см. § 1.6). В то же время частота электромагнитного излучения не зависит от среды. Частота и длина волны в прозрачной диэлектрической среде связаны соотношением:

$$\nu = \frac{c_0}{n\lambda}. \quad (6.4)$$

Предполагая, что коэффициент преломления прозрачной среды не зависит от частоты, после соответствующего дифференцирования получим выражение формулы Планка для интенсивности излучения чёрного тела в прозрачную среду, выраженной через длину волны в среде:

$$I_{\lambda}(T, \lambda) = \frac{2hc_0^2}{n^2\lambda^5} \frac{1}{[\exp(hc_0/n\lambda kT) - 1]}. \quad (6.5)$$

В системе СИ интенсивность, представленная в такой форме, измеряется в $[\text{Вт} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{ср}^{-1}]$. Часто, особенно в ИК-диапазоне, длину волны измеряют в микронах, тогда размерность интенсивности излучения будет $[\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{мкм}^{-1}]$. Частотным же представлением формулы Планка (6.2) удобно пользоваться в тех случаях, когда речь идёт о распространении излучения из одной среды в другую, так как в этом случае частота остаётся постоянной, а изменяется длина волны.

Во многих практических приложениях (дистанционное зондирование, сложный теплообмен, радиоастрономия) представляет интерес поверхностная плотность (на единицу поверхности) спектрального потока чёрнотельного излучения, определяемая в виде соотношений (5.5) и (5.9). Подставляя величину спектральной плотности из (6.5), имеем

$$q_{\lambda}(T) = \frac{C_1}{n^2 \lambda^5} \frac{1}{[\exp(C_2/n\lambda T) - 1]}, \quad (6.6)$$

где величины

$$C_1 = 2\pi h c_0^2, \quad C_2 = \frac{hc_0}{k} \quad (6.7)$$

получили наименования первая и вторая радиационные постоянные (см. прил. А, табл. А4).

Отметим, что $q_{\lambda}(T)$ представляет собой количество энергии излучения, испускаемого единицей площади поверхности абсолютно чёрного тела при температуре T в единицу времени, в единице интервала длин волн во всех направлениях в пределах полусферического телесного угла. В системе СИ плотность спектрального потока измеряется в $[\text{Вт} \cdot \text{м}^{-3}]$, а если длина волны измеряется в микронах, то в $[\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1}]$.

На рис. 6.2 приведено спектральное распределение поверхностной плотности монохроматического потока излучения абсолютно чёрного тела $q_{\lambda}(T)$, рассчитанное по формуле (6.6) при $n = 1$. Для лучшего понимания смысла уравнения на рис. 6.2 построены зависимости полусферической спектральной поверхностной плотности потока излучения от длины волны для нескольких значений абсолютной температуры. Характерной особенностью кривых Планка является увеличение энергии излучения, соответствующего всем длинам волн, с увеличением температуры. Как было показано в § 6.1 из качественных термодинамических соображений, а также известно из повседневного опыта, энергия интегрального излучения (включающего все длины волн) должна увеличиваться с температурой. Из данных рис. 6.2 также следует, что это справедливо и для энергии излучения, соответствующего каждой длине волны. Другой характерной особенностью является смещение максимумов спектральной поверхностной плотности потока излучения с увеличением температуры в сторону более коротких длин волн. Сечения графика на рис. 6.2 при фиксированных значениях длин волн, определяющие энергию излучения в функции температуры, позволяют установить, что энергия излучения, испускаемого на коротковолновом конце спектра, увеличивается с температурой быстрее, чем энергия излучения, соответствующего большим длинам волн. Для тела при температуре 555 К на видимую область спектра приходится очень малая доля энергии, которая практически не воспринимается человеческим глазом. Так как кривые при более низких температурах отлого спускаются от красного участка к фиолетовому концу спектра, то вначале с увеличением температуры становится видимым красный свет (так называемая точка Драйпера, соответствующая 525 °С).

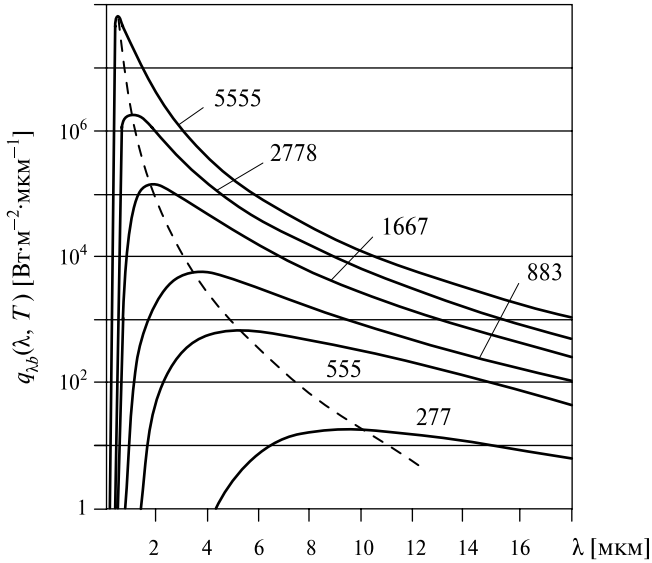


Рис. 6.2. Полусферический спектральный поток излучения с чёрнотельного излучателя для нескольких значений термодинамической температуры в зависимости от рабочей длины волны. Температура чёрного тела указана цифрами (в [K]) около кривых Планка. Положение максимумов спектрального излучения показано штриховой линией

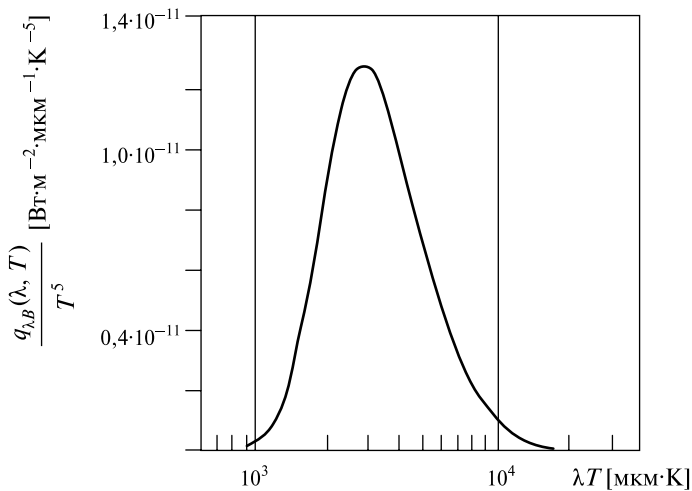


Рис. 6.3. Полусферический поток чёрнотельного излучения в системе обобщённых координат

При достаточно высокой температуре излучаемый свет становится белым и состоит из набора всех длин волн видимого спектра. Спектр излучения Солнца подобен спектру излучения абсолютно чёрного тела при температуре 5800 К, и значительная часть выделяемой энергии приходится на видимую область спектра. (Этот тип излучения иногда называют «белым» шумом и, как видим, совершенно не заслуженно.) По всей вероятности, вследствие длительной биологической эволюции глаза человека стали наиболее чувствительными именно в области спектра с максимальной энергией.

Уравнение (6.6) можно представить в более удобном виде, позволяющем избежать построения кривых для каждого значения температуры, разделив его на температуру в пятой степени:

$$\frac{q_\lambda(T, \lambda)}{T^5} = \frac{\pi I_\nu(T, \lambda)}{T^5} = \frac{C_1}{(\lambda T)^5 [\exp(C_2/\lambda T) - 1]}. \quad (6.8)$$

Это уравнение определяет величину $q_\lambda(T, \lambda)/T^5$ как функцию единственной переменной λT . График такой зависимости приведён на рис. 6.3 в системе обобщённых координат и заменяет совокупность кривых на рис. 6.2.

Закон Планка для распределения энергии в спектре абсолютно чёрного тела даёт максимальное значение интенсивности излучения, которое при данных температуре и длине волны может излучать любое тело. Эта интенсивность исполняет роль оптимального эталона, с которым можно сравнивать характеристики реальных поверхностей.

Иногда применяются более простые приближенные формы закона Планка. Однако следует иметь в виду, что использовать их можно только в том диапазоне, где они обеспечивают приемлемую точность.

Закон излучения Вина. Если член $\exp(C_2/\lambda T) > 1$, уравнение (6.8) приводится к выражению

$$\frac{I_\lambda(T, \lambda)}{T^5} = \frac{C_1}{\pi(\lambda T)^5 \exp(C_2/\lambda T)}, \quad (6.9)$$

которое известно как закон излучения Вина. При значениях $\lambda T < 3000$ мкм·К эта формула даёт погрешность в пределах 1 %.

Закон излучения Рэлея-Джинса. Другое приближенное выражение можно получить, если разложить в ряд Тейлора знаменатель в уравнении (6.8). Если λT существенно больше C_2 , ряд можно ограничить вторым членом разложения, и уравнение (6.8) принимает вид:

$$\frac{I_\lambda(T, \lambda)}{T^5} = \frac{C_1}{\pi C_2} \frac{1}{(\lambda T)^4}. \quad (6.10)$$

Оно известно как закон излучения Рэлея-Джинса. Эта формула даёт погрешность в пределах 1 % при значениях $\lambda T > 7,8 \cdot 10^5$ мкм·К, находящихся за пределами диапазона, обычно рассматриваемого в ИК-тепловом излучении. Однако эта формула принципиально важна для радиодиапазона. В этом

диапазоне обычно используется частотное представление формулы Планка, и тогда закон Рэлея-Джинса приобретает широко используемую форму:

$$I_\nu(T, \nu) = \frac{2\nu^2}{c_0^2} nkT = \frac{2f^2}{c_0^2} nkT. \quad (6.11)$$

Закон смещения Вина. Другой представляющей интерес величиной, относящейся к спектру излучения абсолютно чёрного тела, является длина волны λ_m , которой соответствует максимум поверхностной плотности потока излучаемой энергии. Как показано пунктирной кривой на рис. 6.2, этот максимум с увеличением температуры смещается в сторону более коротких длин волн. Величину λ_m можно найти путём дифференцирования функции Планка из уравнения (6.6) и приравнивания полученного выражения нулю. В результате имеем трансцендентное уравнение

$$\lambda_m T = \frac{C_2}{5} \frac{1}{1 - \exp(-C_2/\lambda_m T)}, \quad (6.12)$$

решение которого имеет вид

$$\lambda_m T = C_3 \quad (6.13)$$

и является одним из выражений закона смещения Вина. Значения постоянной C_3 приведены в прил. А, табл. А.4. Согласно уравнению (6.13), максимумы поверхностной плотности потока излучения и его интенсивности смещаются в сторону более коротких длин волн с увеличением температуры обратно пропорционально T . Если речь идёт об излучении чёрного тела в прозрачную среду (с коэффициентом преломления n), то закон Вина приобретает вид

$$n\lambda_{m,n} T = C_3, \quad (6.14)$$

где $\lambda_{m,n}$ — длина волны, соответствующая максимуму излучения в прозрачной среде.

Интересно отметить, что подстановка в уравнение (6.8) длины волны из закона смещения Вина (6.13) приводит к выражению:

$$I_\lambda(T, \lambda_m) = T^5 \frac{C_1}{\pi C_3^5 [\exp((C_2/C_3) - 1)]}. \quad (6.15)$$

Из этого соотношения следует, что максимальное значение интенсивности излучения увеличивается пропорционально температуре в пятой степени. Собственно говоря, именно это соотношение и получил Вин в 1893 г.

Из выражения (6.15) нетрудно видеть, что максимум спектральной интенсивности реликтового фона Вселенной с температурой излучения 2,73 К будет приблизительно равен 1 мм, значит, интенсивность реликтового фона в видимом диапазоне будет исчезающе мала и зарегистрировать это излучение практически невозможно (что, собственно говоря, и доказал в своё время А. А. Майкельсон (Альберт Абрахам Майкельсон, *англ.* Albert Abraham Michelson)).

Закон Стефана-Больцмана. Интегрируя $q_\lambda(T)$ по всем длинам волн — от нуля до бесконечности (или соответственно $q_\nu(T)$ в частотном представлении), получаем с помощью выражений для определённых интегралов [Градштейн, Рыжик, 1963] поверхностную плотность интегрального потока излучения абсолютно чёрного тела $q(T)$:

$$q(T) = \int_0^\infty q_\lambda(T, \lambda) d\lambda = \int_0^\infty q_\nu(T, \nu) d\nu = \pi \int_0^\infty I_\nu(T, \nu) d\nu = n^2 \sigma T^4, \quad (6.16)$$

где постоянная Стефана-Больцмана σ равна (см. прил. А, табл. А4):

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c_0^2 h^3}. \quad (6.17)$$

Аналогичные выражения можно получить и для интегральной интенсивности излучения:

$$I(T) = \int_0^\infty I_\nu(T, \nu) d\nu = n^2 \frac{\sigma}{\pi} T^4, \quad (6.18)$$

и для интегральной объёмной плотности излучения (для вакуума):

$$u = \int_0^\infty u_\nu(T, \nu) d\nu = aT^4, \quad (6.19)$$

где a называют радиационной объёмной постоянной (см. прил. А, табл. А4).

Рассмотрим пример, связанный с соотношением количества энергии, излучаемой с единицы поверхности чёрного тела в вакуум во всем частотной диапозоне и в радиодиапозоне отдельно. Используя соотношения (6.16), получим полную мощность, излучённую чёрным телом с площади 1 м^2 при комнатной температуре (300 К), равную 450 Вт. Теперь используя закон Рэлея-Джинса (6.11), имеем выражение для закона Стефана-Больцмана в длинноволновом приближении в следующем виде:

$$q(T) = \frac{2}{3} \frac{\pi k}{c_0^2} T \nu^3. \quad (6.20)$$

Отсюда нетрудно получить оценку для полной мощности, которая высвечивается чёрным телом с 1 м^2 при $T = 300 \text{ К}$ во всём радиодиапозоне — от нуля частот до 10^{11} Гц (длина волны — 3 мм). Она равна 10^{-4} Вт . Таким образом, количество энергии, падающее на весь радиодиапозон, в 10^{-7} раз меньше, чем полная мощность чёрнотельного излучения. При этом на весь, например, сантиметровый диапозон придётся от общей мощности ещё меньше — 10^{-9} . И, несмотря на такие малые значения мощности излучения в радиодиапозоне, современные микроволновые дистанционные радиосистемы с успехом регистрируют такие уровни теплового сигнала (см. гл. 3).

Корреляционные свойства чёрнотельного излучения. С точки зрения теории случайных процессов (см. гл. 2), спектральная объёмная плотность энергии

излучения $u_\nu(\nu)$ представляет собой спектральную плотность флуктуирующих напряжённостей $E(t)$ и $H(t)$ поля теплового излучения. Это нетрудно видеть, приняв во внимание соотношения (1.17), (2.27), (5.13). В каждой из плоских волн, на которые можно разложить это поле, соотношение векторов бегущих плоских волн даётся выражением (1.11), причём все направления напряжённостей равновероятны. В результате небольших преобразований в (1.17) видно, что электрическая и магнитная энергии одинаковы, а компоненты E и H по какому-либо произвольному направлению имеют одинаковые функции корреляции, но не коррелированы между собой. Таким образом, корреляционные свойства можно рассматривать по отношению к любой составляющей напряжённости электромагнитного поля.

Найдём коэффициент корреляции, соответствующий спектральной плотности (6.1), т. е. величину

$$R_u(\tau) = \frac{B_u(\tau)}{B_u(0)}, \quad (6.21)$$

где

$$B_u(\tau) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty u_\nu(T, \nu) \cos 2\pi\nu\tau \, d\nu. \quad (6.22)$$

Подставляя сюда выражение (6.1) для спектральной плотности и вычислив интеграл, получаем [Рытов, 1966]:

$$R_u(\beta) = 15 \left[\frac{3}{\operatorname{sh}^4\beta} - \frac{3}{\beta^3} + \frac{2}{\operatorname{sh}^2\beta} \right] = \frac{15}{2} \frac{d^3}{d\beta^3} L(\beta), \quad (6.23)$$

где $L(\beta) = \operatorname{ctg}(\beta) - 1/\beta$ — функция Ланжевена; $\beta = 2\pi^2 kT\tau/h$ ($\operatorname{sh} x$, $\operatorname{cth} x$ — гиперболический синус и котангенс).

Вид коэффициента корреляции от временного лага показан на рис. 6.4 и, как следовало ожидать, он совершенно не похож на дельта-функцию. В первую очередь отметим, что при $\beta \cong 1,37$, что соответствует $\tau_0 = h/2\pi kT$, положительная корреляция сменяется отрицательной. Это значит, что при временных сдвигах $\tau < \tau_0$ значения компоненты $E_p(t)$ по некоторому фиксированному направлению p чаще будут иметь в моменты t и $t + \tau$ одинаковый знак, а при $\tau > \tau_0$ — противоположный знак. Временному лагу τ_0 можно поставить в соответствие пространственный радиус корреляции $\lambda_0 = c\tau_0$, который с точностью до численного коэффициента совпадает с длиной волны $\lambda_m = 0,2(hc/kT)$ в законе смещения Вина. Из сопоставления этих выражений можно получить следующее важное соотношение:

$$\lambda_0 = 0,35\lambda_m. \quad (6.24)$$

Отсюда нетрудно получить, что пространственный радиус корреляции реликтового фона излучения Вселенной составляет вполне макроскопическую величину, а именно, $\lambda_0 = 0,35$ мм.

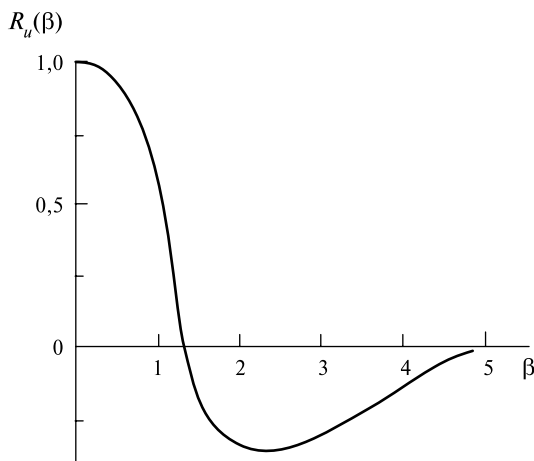


Рис. 6.4. Коэффициент корреляции спектральной интенсивности чёрнотельного излучения с использованием обобщённого лага $\beta = 2\pi^2(kT\tau/h)$

Интересно отметить, что в своё время (1971) было предложено измерить скорость перемещения Солнечной системы относительно реликтового (неподвижного) фона при помощи регистрации переменной части интерферограммы (другими словами, коэффициента корреляции (6.24)) именно в том месте, где он меняет знак (около λ_0) [Согласнова, Шоломицкий, 1971].

На пространственных расстояниях более $4...5\lambda_0$ корреляция резко спадает, и статистический процесс излучения на таких масштабах можно представлять как некоррелированный случайный (белый) шум. Именно этим обстоятельством часто и пользуются при анализе собственного излучения.

§ 6.3. ЗАКОН КИРХГОФА

Как уже отмечалось (см. гл. 4), флуктуационно-диссипационная теорема, являющаяся одним из фундаментальных законов статистической физики, устанавливает для произвольной диссипативной физической системы связь между спектральной плотностью спонтанных равновесных флуктуаций и её неравновесными свойствами и, в частности, диссипацией энергии в системе. Для волнового поля поглощающего полупространства, т. е. поля излучения, которое может быть зарегистрировано внешним (по отношению к излучающей среде) прибором, решение флуктуационной электродинамической задачи приводит непосредственно к закону Кирхгофа в форме (4.20).

Прежде чем описывать свойства нечёрных физических тел, полезно ввести определения излучательной и поглощательной способности, а также рассмотреть и формы закона Кирхгофа, часто используемые для анализа излучающего полупространства (т. е. когда имеется две материальные среды с резкой границей между ними) и процессов переноса излучения в полупро-

зрачной бесконечной среде (атмосфера). В первом случае (плоскостной вариант) измерительный прибор находится в одной из сред и производит измерение излучения из другой. Во втором случае (объёмный вариант) прибор находится непосредственно в среде, излучение которой он и измеряет. Ниже детально рассмотрим первый вариант. Что же касается объёмного (трёхмерного) варианта, то детальный анализ процессов переноса излучения оставим до 9-й главы.

Излучательная способность. Эта характеристика, которую иногда называют степенью черноты, показывает, какую долю энергии излучения абсолютно чёрного тела составляет энергия излучения данного тела. Излучательная способность реального физического тела зависит от таких факторов как температура тела, физико-химический состав, внутренняя геометрическая структура тела, степень поверхностной шероховатости, длина волны, которой соответствует испускаемое излучение, и угол, под которым испускается излучение. Для задач дистанционного микроволнового зондирования требуется знание излучательной способности как по любому необходимому направлению (угловые характеристики), так и на различных длинах волн (спектральные характеристики). При этом степень дистанционной информативности угловых и спектральных характеристик сильно различается в зависимости от типа физического изучаемого объекта. Эта характеристика излучения получила название — направленная излучательная способность (степень черноты).

При расчёте полных потерь телом энергии через излучение (задачи теплоэнергетики) требуется знать энергию излучения по всем направлениям, и поэтому в таких расчётах используется степень черноты, осреднённая по всем направлениям и длинам волн. Для расчётов сложного теплообмена излучением между поверхностями могут понадобиться степени черноты, осреднённые только по длинам волн, но не по направлениям. Таким образом, исследователь должен располагать различным образом осреднёнными значениями степени черноты, которые чаще всего должны быть получены из имеющихся экспериментальных данных.

В этой книге будем придерживаться определения направленной спектральной степени черноты. При необходимости эта степень черноты затем усредняется по длинам волн, направлениям и, наконец, по длинам волн и направлениям одновременно. Величины, осреднённые по длинам волн, называются интегральными, а величины, осреднённые по направлениям, — полусферическими [Зигель, Хауэлл, 1975; Оцисик, 1976].

Пользуясь определением спектральной интенсивности излучения с единицы поверхности физического тела (см. § 5.1), определим направленную степень черноты как отношение спектральной интенсивности реальной поверхности $I_{\nu}(\mathbf{r}, \Omega, T, \dots)$, зависящей от температура тела, физико-химического состава, внутренней геометрической структуры тела, степени поверхностной шероховатости, а также от угла наблюдения и рабочей длины (частоты), к интенсивности абсолютно чёрного тела $I_{\nu B}(\nu, T)$ при той же температуре и на той же длине волны (частоте) (6.2):

$$\kappa_{\nu}(\mathbf{r}, T, \nu, \boldsymbol{\Omega}, \dots) = \frac{I_{\nu}(\mathbf{r}, T, \nu, \boldsymbol{\Omega}, \dots)}{I_{\nu B}(T, \nu)}. \quad (6.25)$$

Это выражение для степени черноты является наиболее общим, так как включает зависимости от длины волны, направления и температуры объекта, его физико-химических свойств и т. д. Интегральные и полусферические характеристики могут быть получены соответствующим интегрированием [Зигель, Хауэлл, 1975; Оцисик, 1976].

Что касается объёмного варианта, то здесь же отметим, что направленная спектральная степень черноты единичного однородного объёма среды равна отношению интенсивности излучения, испускаемого этим объёмом в данном направлении, к интенсивности излучения, испускаемого чёрным телом при той же температуре и длине волны.

Поглощательной способностью называется отношение потока излучения, поглощённого телом, к потоку излучения, падающего на тело. Падающее излучение имеет свойства, присущие конкретному источнику энергии. Распределение энергии падающего излучения по спектру не зависит от температуры или физической природы поглощающей поверхности (если только излучение, испускаемое поверхностью, частично не отражается обратно на эту поверхность). В связи с этим при определении поглощательной способности (по сравнению со степенью черноты) возникают дополнительные трудности, связанные с необходимостью учёта направленных и спектральных характеристик падающего излучения.

Под направленной спектральной поглощательной способностью $\alpha(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, T, \dots)$ будем понимать отношение спектральной интенсивности поглощённого излучения $I_{\nu a}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, T, \dots)$ к спектральной интенсивности падающего излучения данной длины волны и с данного направления $I_{\nu 0}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, T, \dots)$:

$$\alpha_{\nu}(\mathbf{r}, T, \nu, \boldsymbol{\Omega}, \dots) = \frac{I_{\nu a}(\mathbf{r}, T, \nu, \boldsymbol{\Omega}, \dots)}{I_{\nu 0}(\mathbf{r}, T, \nu, \boldsymbol{\Omega}, \dots)}. \quad (6.26)$$

В добавление к зависимости от длины волны и направления падающего излучения направленная спектральная поглощательная способность является также функцией температуры, физических и физико-химических свойств поглощающей поверхности.

Формы закона Кирхгофа. Этот закон устанавливает связь между способностями любых физических тел излучать и поглощать электромагнитную энергию. Его можно представить в равной степени достоверности через спектральные, интегральные, направленные или полусферические величины. В случае микроволнового зондирования целесообразно остановиться на направленных свойствах. Из уравнений (5.1) и (6.25) энергия излучения, испускаемого элементом поверхности $s \, dA$ в интервале частот $d\nu$, в пределах телесного угла $d\boldsymbol{\Omega}$ и за время dt равна:

$$dE_v = \kappa_v(\mathbf{r}, T, \nu, \boldsymbol{\Omega} \dots) I_{vB}(T, \nu) dA \cos \theta d\Omega d\nu dt. \quad (6.27)$$

Если принять, что элемент dA при температуре T находится внутри изотермической абсолютно чёрной замкнутой полости также при температуре T , то интенсивность излучения, падающего на элемент dA в направлении $\boldsymbol{\Omega}$, будет равна $I_{vB}(\nu, T)$ (вспомним об изотропности интенсивности излучения абсолютно чёрной полости) (см. § 6.1). Для поддержания изотропности излучения внутри абсолютно чёрной замкнутой полости потоки поглощённого и испускаемого излучения, определяемые уравнениями (6.26) и (6.27), должны быть равны и, следовательно, должно выполняться соотношение:

$$\kappa_v(\mathbf{r}, T, \nu, \boldsymbol{\Omega} \dots) = \alpha_v(\mathbf{r}, T, \nu, \boldsymbol{\Omega} \dots). \quad (6.28)$$

Равенство (6.28) устанавливает связь между фундаментальными свойствами физических веществ и справедливо без ограничений для сред, находящихся в состоянии термодинамического равновесия. Это наиболее общая форма закона Кирхгофа. Именно эту форму закона представил Г. Р. Кирхгоф в своей знаменитой работе, опубликованной в 1860 г. (см. [Шёпф, 1981]).

Из (6.28) следует важное следствие. Поскольку по своему физическому смыслу α всегда меньше единицы, излучательная способность любых физических тел заключена между нулём и единицей, т. е. $0 < \kappa < 1$. Эта характеристика используется в микроволновом зондировании очень широко, поскольку позволяет произвести оценку и сопоставление излучательных свойств исследуемых веществ, не прибегая к измерению абсолютных значений энергии излучения.

Возможна и другая формулировка закона Кирхгофа, также им установленная, а именно: отношение интенсивности излучения физического тела, нагретого до температуры T , к его поглощательной способности есть универсальная функция температуры и частоты, не зависящая от физических и геометрических свойств тела. Исходя из (6.25), (6.26) и (6.28), имеем:

$$\frac{I_v(\mathbf{r}, T, \nu, \boldsymbol{\Omega} \dots)}{\alpha_v(\mathbf{r}, T, \nu, \boldsymbol{\Omega} \dots)} = I_{vB}(T, \nu). \quad (6.29)$$

Нахождение явного вида этой универсальной функции сам Г. Р. Кирхгоф считал «задачей огромной важности» для физики [Шёпф, 1981]. Именно эту задачу впоследствии, спустя 40 лет, и решил М. Планк [Планк, 2006].

В микроволновом зондировании используется (и будем в дальнейшем пользоваться) ещё одна форма закона Кирхгофа как следствие вышеприведённых соотношений:

$$I_v(\mathbf{r}, T, \nu, \boldsymbol{\Omega} \dots) = \kappa(\mathbf{r}, T, \nu, \boldsymbol{\Omega} \dots) I_{vB}(T, \nu). \quad (6.30)$$

Как видно из § 1.4, электромагнитные волны распространяются в свободном пространстве, когда имеются две компоненты волны, колеблющиеся под прямым углом друг к другу и к направлению распространения волны. В частном случае равновесного теплового излучения эти две компоненты поляризации равны. Строго говоря, соотношения (6.28)—(6.31) выполняются для

каждой компоненты поляризации, и, чтобы оно было справедливо для всего падающего излучения, последнее должно иметь равные компоненты поляризации. Таким образом, исходное равновесное излучение является неполяризованным (что, однако, несправедливо для серых тел) (см. гл. 7).

Закон Кирхгофа был доказан для случая термодинамического равновесия в изотермической замкнутой полости и поэтому строго справедлив только при отсутствии результирующего теплового потока к поверхности или от неё. В реальных условиях, как правило, имеется результирующий поток электромагнитного излучения, так что соотношения (6.28) и (6.30), строго говоря, являются приближенными. Обоснованность этого приближения подтверждается надёжными экспериментальными данными, согласно которым в большинстве практических случаев окружающее поле излучения не оказывает существенного влияния на величины излучательной и поглощательной способности. Другим подтверждением этого приближения является способность вещества находиться в состоянии локального термодинамического равновесия (см. § 4.4), при котором совокупность энергетических состояний в процессах поглощения и излучения соответствует очень близким приближением к их равновесным распределениям (соответствующим при этом локальной температуре). Таким образом, распространение закона Кирхгофа на природные неравновесные системы — не результат простых термодинамических рассуждений, а, скорее всего, учёт физической природы веществ, благодаря которой в большинстве случаев вещество способно самостоятельно поддерживать локальное термодинамическое равновесие и, таким образом, обладать «независимостью» свойств от окружающего поля излучения.

В заключение отметим, что, как показали астрофизические исследования, действительно закон Кирхгофа можно применять и в тех случаях, когда излучение не находится в полном равновесии с веществом и его распределение по частотам существенно отличается от планковского. Однако закон Кирхгофа не применим в тех условиях, когда условия термодинамического равновесия сильно нарушены (ядерные взрывы, ударные волны, межпланетная среда). Закон принципиально не применим для определения излучательных способностей источников нетеплового излучения (синхротронного, мазерного, лазерного типов, а также грозовой активности) и источников квазидетерминированного излучения (радио, телевидение, связь).

Глава 7

Радиоизлучение серых тел

Цель настоящей главы рассмотреть основные характеристики поля излучения одной из важнейших и широко используемых физических моделей природных объектов, а именно, серого полупространства с гладкой границей. Вводятся определения отражательных и поляризационных свойств таких сред. Анализируются физические особенности при приёме поляризованного излучения микроволновыми комплексами. С использованием импедансной формы граничных условий уравнений Максвелла формулируется физическая модель для расчёта плоскостойких сред, которая широко используется в теории и практике пассивного микроволнового дистанционного зондирования. На основе метода плоскостойких сред детально анализируется электродинамическая задача радиоизлучения неоднородных неизотермических сред. Рассматриваются результаты и ограничения квазимонохроматического подхода к расчёту излучательных характеристик стойких сред, и, в частности, свойства квазикогерентности шумового сигнала с ограниченным спектром применительно к задаче излучения двухслойной среды.

§ 7.1. ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ

Прежде чем приступить к основной теме главы, отметим, что под серыми физическими телами будем понимать физические объекты, по своим излучательным свойствам отличающиеся от излучения абсолютно чёрных тел в рассматриваемом диапазоне длин волн, или, другими словами, физические объекты, излучательная способность которых отличается от единицы, причём её зависимость от длины волны (частоты) может быть достаточно своеобразной и быть источником весьма ценной дистанционной информации. Физические причины, которые это обуславливают, могут быть совершенно различными — это и физико-химические свойства среды, степень шероховатости поверхности, температурные свойства, подповерхностные структуры (неоднородности) и другие. Отметим, что в других диапазонах волн (например,

в ИК-диапазоне) под термином «серый» понимаются, вообще говоря, другие особенности излучения — например, независимость спектральной степени черноты от длины волны [Зигель, Хауэлл, 1975].

Отражательные свойства элемента поверхности определить значительно сложнее, чем степень черноты или поглощательную способность (см. § 6.3). Это объясняется тем, что отражательная способность поверхности зависит не только от её физических свойств и температуры физического тела, но и от направлений падающего и отражённого излучения. В целом, исследование отражательных свойств поверхностей является очень сложной и многоплановой проблемой. В научной и научно-технической литературе используются различные определения и подходы для описания и исследования отражения излучения от элемента поверхности. Обсуждение различных концепций, принятых в оптике и радиофизике, можно найти в работах [Зигель, Хауэлл, 1975; Исимару, 1981; Оцисик, 1976; Skolnik, 1980]. В рамках этой книги нет возможности детально анализировать эти концепции и соотношение между ними — это задача отдельного рассмотрения. Здесь же рассмотрим лишь некоторые из этих концепций, которые касаются отражения излучения от поверхности и потребуются в дальнейшем.

Функция распределения отражённого излучения. Рассмотрим пучок монохроматического излучения интенсивностью $I_\nu(\mathbf{r}, \Omega') d\Omega'$, падающего на элемент поверхности dA . Пусть θ' — угол между падающим лучом и нормалью к поверхности (рис. 7.1). Количество энергии излучения, падающего на единицу площади элемента поверхности в единицу времени, в единичном интервале частот, равно

$$I_\nu(\mathbf{r}, \Omega') \cos \theta' d\Omega'. \quad (7.1)$$

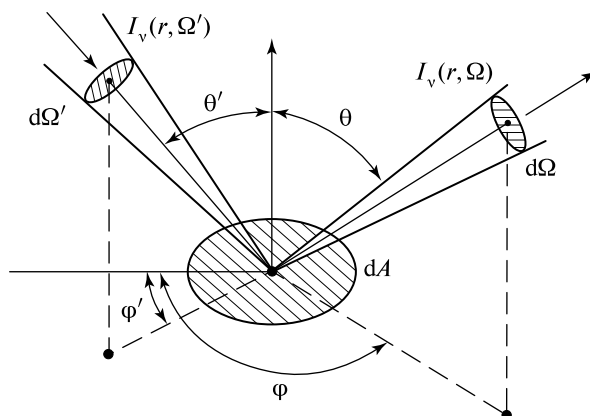


Рис. 7.1. Схематическое представление потоков падающего и отражённого излучения при определении двунаправленной отражательной способности элемента поверхности (обозначения символов см. в тексте)

Часть этого излучения отразится поверхностью во всех направлениях в пределах полусферического телесного угла. Пусть $dI_v(\mathbf{r}, \Omega')$ — интенсивность излучения, отражённого в направлении наблюдения Ω . Интенсивность отражённого излучения связана с энергией падающего излучения спектральной функцией распределения (или двунаправленной отражательной способностью) отражённого излучения (индикатрисой отражения) $f_v(\mathbf{r}, \Omega', \Omega)$, определяемой как:

$$f_v(\mathbf{r}, \Omega', \Omega) = \frac{dI_v(\mathbf{r}, \Omega)}{I_v(\mathbf{r}, \Omega') \cos \theta' d\Omega'} \quad (7.2)$$

Определённая таким образом величина может быть больше или меньше единицы в зависимости от структуры поверхности. Например, для зеркально отражающих поверхностей всё падающее излучение, заключённое в пределах телесного угла $d\Omega'$, отражается в пределах телесного угла $d\Omega = d\Omega'$, осью которого является направление, определяемое углами $\theta = \theta'$ и $\varphi = \varphi' \pm \pi$.

Используя обобщённую теорему взаимности, впервые сформулированную Гельмгольцем, можно показать [Зигель, Хауэлл, 1975], что индикатриса отражения симметрична по отношению к направлениям падения и отражения:

$$f_v(\mathbf{r}, \Omega', \Omega) = f_v(\mathbf{r}, \Omega, \Omega'). \quad (7.3)$$

Отражательные свойства поверхности полностью определены, если известна индикатриса отражения для всех направлений полусферического пространства. Однако получение такой информации экспериментальным путём чрезвычайно затруднено, поэтому полная индикатриса отражения обычно не используется в практике дистанционного зондирования. В практике ИК-зондирования широко используются интегральные (средние по углам) отражательные характеристики. В свою очередь, в микроволновом зондировании интегрально-угловой подход применяется достаточно редко.

Направленно-полусферическая отражательная способность. В том случае, когда поверхность является достаточно шероховатой по отношению к длине волны электромагнитного поля, возможна ситуация, при которой поверхность облучается пучком излучения с данного направления, а отражённое излучение распространяется (рассеивается) в пределах полусферического телесного угла (над поверхностью). Подобный режим рассеяния характерен для земных поверхностей при облучении солнечным светом, а также источниками ИК-излучения. В этом случае спектральная направленно-полусферическая отражательная способность $\rho_v(\mathbf{r}, \Omega' \rightarrow 2\pi)$ определяется следующим образом:

$$\rho_v(\mathbf{r}, \Omega' \rightarrow 2\pi) = \frac{\int_{\Omega=2\pi} dI_v(\mathbf{r}, \Omega) \cos \theta d\Omega}{I_v(\mathbf{r}, \Omega') \cos \theta' d\Omega'} \quad (7.4)$$

Используя определение индикатрисы отражения, можно связать $\rho_v(\mathbf{r}, \Omega' \rightarrow 2\pi)$ с $f_v(\mathbf{r}, \Omega', \Omega)$ следующим образом:

$$\rho_v(\mathbf{r}, \Omega' \rightarrow 2\pi) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\mu=0}^1 f_v(r; \mu', \varphi'; \mu, \varphi) \mu \, d\mu \, d\varphi. \quad (7.5)$$

Часто рассматривается случай, обратный описанному выше, — а именно, излучение падает на элемент поверхности со всех направлений в пределах полусферического телесного угла (над поверхностью), а интенсивность отражённого излучения измеряется только в заданном направлении Ω . В таком случае направленно-полусферическая отражательная способность $\rho_v(\mathbf{r}, 2\pi \rightarrow \Omega)$ может быть представлена (при условии, что падающее излучение не зависит от направления) в виде

$$\rho_v(r, 2\pi \rightarrow \Omega) = \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \int_{\mu'=0}^1 f_v(\mathbf{r}; \mu', \varphi'; \mu, \varphi) \mu' \, d\mu' \, d\varphi'. \quad (7.6)$$

Используя теорему взаимности, нетрудно видеть, что в случае, когда $\varphi = \varphi'$ и $\theta = \theta'$, соблюдается равенство:

$$\rho_v(\mathbf{r}, \Omega' \rightarrow 2\pi) = \rho_v(\mathbf{r}, 2\pi \rightarrow \Omega). \quad (7.7)$$

Полусферическая отражательная способность. Рассмотрим ситуацию, когда излучение падает на поверхность со всех направлений в пределах полусферы (сверху поверхности) и отражается также во всех направлениях. Это характерно для случая облучения земных поверхностей солнечным излучением, рассеянным сплошной облачностью (диффузный подсвет). С учётом определения направленно-полусферической отражательной способности (7.4) спектральная полусферическая отражательная способность $\rho_v(\mathbf{r})$ находится следующим образом:

$$\rho_v(\mathbf{r}) = \frac{\iint_{\Omega'=2\pi} \rho_v(\mathbf{r}, \Omega' \rightarrow 2\pi) I_v(\mathbf{r}, \Omega') \cos \theta' \, d\Omega'}{\iint_{\Omega'=2\pi} I_v(\mathbf{r}, \Omega') \cos \theta' \, d\Omega'}. \quad (7.8)$$

Если падающее излучение не зависит от направления, то с учётом (7.5) получаем соотношение между индикатрисой отражения и $\rho_v(\mathbf{r})$:

$$\rho_v(\mathbf{r}) = \frac{1}{\pi} \int_{\Omega'=2\pi} \left[\int_{\Omega=2\pi} f_v(\mathbf{r}, \Omega', \Omega) \cos \theta \, d\Omega \right] \cos \theta' \, d\Omega'. \quad (7.9)$$

Если $f_v(\mathbf{r}, \Omega', \Omega)$ не зависит от направлений (или, другими словами, обладает диффузным характером рассеяния), выражение (7.9) упрощается и принимает вид

$$\rho_v(\mathbf{r}) = \pi f_v(\mathbf{r}). \quad (7.10)$$

Диффузное и зеркальное отражение. Поверхность называется диффузным отражателем, если интенсивность отражённого излучения одинакова по всем углам отражения в пределах полусферы и не зависит от угла падения. Поверхность называется зеркальным отражателем, если падающий и отражённый лучи симметричны по отношению к нормали в точке падения и отражённый пучок заключён внутри телесного угла $d\Omega$, равного телесному углу, содержащему падающий пучок $d\Omega'$ (т. е. $d\Omega = d\Omega'$). Предположение о диффузном и зеркальном отражении часто используется в теории и практике дистанционного зондирования, сложного теплообмена, поскольку оно приводит к значительным упрощениям, однако реальные поверхности не бывают ни идеально диффузными, ни идеально зеркальными. При этом отметим, что в зависимости от используемого диапазона длин волн и от степени шероховатости поверхности вклад зеркальной и диффузной компонент в процесс полного рассеяния излучаемой средой может различаться очень сильно. Так, в оптическом и ИК-диапазонах большинство твёрдых земных сред (в том числе и растительность) являются диффузными отражателями. В то же время взволнованная морская поверхность представляет собой сложнейшую (и динамичную) комбинацию диффузного и квазизеркального отражателя (например, в виде поля мерцающих солнечных бликов, см. рис. 2.1). В микроволновом диапазоне зеркальная компонента играет заметную роль для рассеяния электромагнитных волн как на морской поверхности, так и на поверхности суши. В свою очередь, растительность может быть в зависимости от длины волны представлена как сильно диффузный (рассеивающий) объект, либо как абсолютно чёрное тело (идеальный поглотитель), либо как их сложная рассеивающе-поглощающая комбинация фрактального типа (см., например, [Fung, Chen, 1981; Franceschetti et al., 1996, 1999a, b]). Собственно говоря, в выборе наиболее адекватной модели рассеяния исследуемой поверхности и заключается в значительной степени современная проблема микроволнового излучения шероховатых земных покровов (взволнованная морская поверхность, растительность, обработанная поверхность почв и грунтов).

§ 7.2. ЭФФЕКТИВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Рассмотрим пучок монохроматического излучения интенсивностью $I_\nu(\mathbf{r}, \Omega') d\Omega'$, падающий на элемент поверхности dA (см. рис. 7.1). Количество энергии излучения, падающего на единицу площади поверхности, в единицу времени, в единичном интервале частот, равно $I_\nu(\mathbf{r}, \Omega') \cos \theta' d\Omega'$, где θ' — угол между направлением падающего луча и нормалью к поверхности. В соответствии с определением спектральной направленной поглощательной способности (см. соотношение (6.26)) количество энергии излучения, поглощённого единицей площади поверхности в единицу времени, в единичном интервале частот можно представить следующим образом:

$$dE_v = \alpha_v(\mathbf{r}, \nu, T, \Omega', \dots) I_v(\mathbf{r}, \Omega') \cos \theta' d\Omega'. \quad (7.11)$$

Если предположить, что поверхность непрозрачна, т. е. поглощает и отражает излучение, но не пропускает его, то энергия поглощённого излучения будет равна разности энергии падающего излучения и энергии отражённого излучения:

$$dE_v = I_v(\mathbf{r}, \Omega') \cos \theta' d\Omega' - \rho_v(\mathbf{r}, \Omega' \rightarrow 2\pi) I_v(\mathbf{r}, \Omega') \cos \theta' d\Omega'. \quad (7.12)$$

Подставляя (7.11) в (7.12), получаем соотношение между направленной поглощательной способностью и направленно-полусферической отражательной способностью:

$$\alpha_v(\mathbf{r}, T, \nu, \Omega') = 1 - \rho_v(\mathbf{r}, \Omega' \rightarrow 2\pi). \quad (7.13)$$

Последняя характеристика в свою очередь связана интегральным образом с индикатрисой отражения (7.5).

Если исследуемая среда находится в состоянии локального термодинамического равновесия (см. § 4.4) и выполняется закон Кирхгофа (6.28), то последнее выражение можно записать в следующей форме:

$$\kappa_v(\mathbf{r}, T, \nu, \Omega) = 1 - \rho_v(\mathbf{r}, \Omega \rightarrow 2\pi). \quad (7.14)$$

Здесь следует подчеркнуть, что направленно-полусферическая отражательная способность должна рассматриваться с того направления, откуда производится наблюдение прибором (в соответствии с законом Кирхгофа).

Интенсивность монохроматического эффективного излучения $I_{vE}(\mathbf{r}, \Omega)$ элемента непрозрачной поверхности в направлении наблюдения Ω будет равна сумме интенсивностей собственного и отражённого излучений (рис. 7.2). Связано это с тем обстоятельством, что стохастические процессы являются независимыми и их интенсивности могут быть суммированы. Если поверхность находится при температуре T и имеет спектральную излучательную способность $\kappa(\mathbf{r}, \Omega)$, то интенсивность собственного излучения определится выражением (6.30). Относительно внешнего излучения, в общем виде следует отметить, что элемент поверхности облучается со всех направлений в пределах полусферы и интенсивность излучения, отражённая им в направлении наблюдения Ω , может быть получена в соответствии с соотношением (7.2). Таким образом, полное эффективное излучение от элемента поверхности может быть записано в следующей форме:

$$I_{vE}(\mathbf{r}, \Omega) = \kappa_v(\mathbf{r}, \Omega) I_{vB}(T, \nu) + \int_{\Omega'=2\pi} f_v(\mathbf{r}, \Omega, \Omega') I_v(\mathbf{r}, \Omega') \cos \theta' d\Omega'. \quad (7.15)$$

Полученная формула используется в практике дистанционного микроволнового зондирования очень широко, причём в совершенно разных модификациях. При этом, как уже отмечалось, серьёзной проблемой здесь является адекватный выбор модели рассеяния поверхности, т. е. выбор функции $f_v(\mathbf{r}, \Omega', \Omega)$.

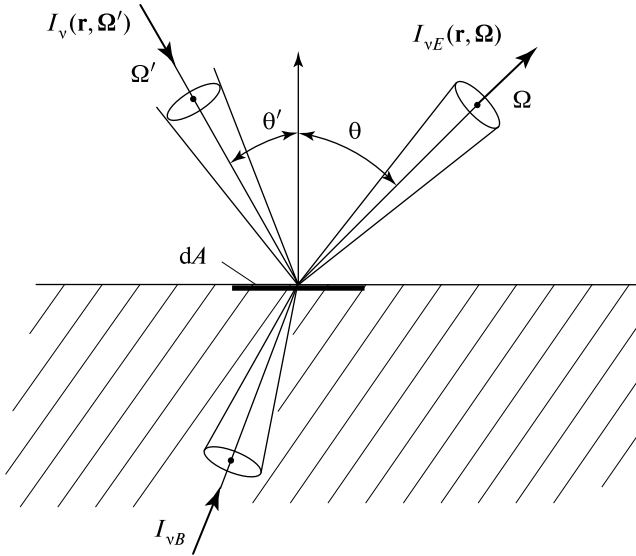


Рис. 7.2. Схематическое представление потоков собственного (I_{vB}), падающего ($I_v(\mathbf{r}, \Omega')$) и эффективного ($I_{vE}(\mathbf{r}, \Omega')$) излучений элемента поверхности. Обозначения символов см. в тексте

Рассмотрим два важных случая, часто используемых в практике микроволнового зондирования, — поверхность с зеркальным отражением и поверхность с диффузным отражением. Для зеркальной поверхности индикатрису отражения формально можно представить как произведение дельта-функции $\delta(\Omega - \Omega')$, выражающее свойство зеркальности поверхности, и спектрального коэффициента отражения по мощности с направления $\Omega' - R_{vP}(\Omega')$. Значение этого коэффициента может быть определено на основе электромагнитной теории. Для идеально гладких поверхностей это будут коэффициенты Френеля (по мощности). Кроме того, отметим, что зеркальные поверхности обладают свойством изотропии по азимутальному направлению. В этом случае эффективное излучение единичной поверхности можно записать в виде зависимости только от полярного угла (угла наблюдения) θ :

$$I_{vE}(\mathbf{r}, \theta) = \kappa_v(\mathbf{r}, \theta) I_{vB}(T, \nu) + R_{vP}(\mathbf{r}, \theta) I_v(\mathbf{r}, \theta'). \quad (7.16)$$

Аналогичная процедура, выполненная для соотношения между излучательной и отражательной способностью (7.14), даёт возможность получить следующее важное выражение, которым будем пользоваться неоднократно:

$$\kappa_v(\mathbf{r}, \theta) = 1 - R_{vP}(\mathbf{r}, \theta). \quad (7.17)$$

Сопоставляя это выражение с электродинамическими решениями флуктуационно-диссипационной теоремы (см. § 4.3), нетрудно видеть полную аналогию между выражением (7.17), полученным из закона сохранения

энергии, и электродинамическим решением (4.20) для излучения полубесконечного пространства с гладкой границей.

Для диффузно излучающих и отражающих поверхностей величины κ_ν и f_ν слабо зависят от углов, вследствие чего выражение для эффективного излучения может быть представлено в несколько иной форме (при условии, что падающее излучение не зависит от направления):

$$I_{\nu E}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \kappa_\nu I_{\nu B}(T, \nu) + I_{\nu \rho_\nu}(2\pi \rightarrow \boldsymbol{\Omega}). \quad (7.18)$$

Здесь важно отметить, что внешнее излучение будет входить в результирующее излучение достаточно сложным образом. Если в случае зеркальных поверхностей, в условиях реальных наблюдений, существуют экспериментальные методики по выделению информационной компоненты излучения, зависящей непосредственно от свойств среды, то для диффузных поверхностей это выполнить значительно сложнее.

В микроволновом диапазоне вышеприведённые соотношения обычно используют в терминах спектральной яркостной температуры объекта исследования $T_{\nu B}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})$, которая с учётом закона Кирхгофа (см. (6.30)) и соотношения (5.27) может быть представлена как

$$T_{\nu B}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \kappa_\nu(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})T_0, \quad (7.19)$$

где T_0 — термодинамическая температура исследуемой среды.

И, рассматривая среды с зеркальными границами, обладающими свойствами азимутальной изотропии, можем получить выражение для эффективной спектральной яркостной температуры $T_{\nu BE}(\theta)$ с учётом внешнего яркостного спектрального подсвета $T_{\nu I}(\theta)$ (который иногда называют подсветом небосвода):

$$T_{\nu BE}(\theta) = \kappa_\nu(\theta)T_0 + R_{\nu P}(\theta)T_{\nu I}(\theta). \quad (7.20)$$

Схематически наблюдательная ситуация изображена на рис. 7.3.

Следует отметить, что в отличие от ИК-диапазона в микроволновом диапазоне внешний яркостный подсвет меняется по интенсивности в очень широких пределах — от 20...30 до 300 К в зависимости от микроволнового рабочего поддиапазона и состояния облачности, а также сильно меняется в зависимости от угла наблюдения (см. гл. 9, 10).

В соотношении (7.20) речь идёт о спектральных и дифференциальных (по углу) излучательных характеристиках среды. Полный же сигнал, принятый радиометрической системой, будет зависеть и от соотношения угловых характеристик изучаемого объекта, и антенной системы приёмного устройства (см. (5.28)) и от амплитудно-частотной характеристики приёмного устройства (см. (5.29)). Пока рассмотрим конкретно свойства физических сред, поэтому будем в дальнейшем пользоваться соотношением (7.20), опуская для простоты записи индекс ν , однако всегда будем иметь в виду, что речь идёт о спектральных характеристиках.

Из соотношения (7.20) следует ряд важных выводов. Во-первых, яркостная температура физической среды, фиксируемая дистанционным прибором, непосредственно связана с физико-химическими свойствами среды (через

излучательную способность) и с её термодинамической температурой. Спектральные свойства среды (например, зависимость её диэлектрических свойств и соответственно физико-химических свойств от рабочей частоты) также непосредственно будут отражаться в спектральных свойствах поля яркостной температуры. Важную роль при этом играют состояние и характеристики границы среды, которые, в свою очередь, обладают своими собственными и достаточно сложными спектральными свойствами. Выявление объёмного и поверхностного эффектов в совокупном радиотепловом сигнале — одна из сложных проблем дистанционного микроволнового зондирования.

Во-вторых, ввиду того, что излучательная способность сред, находящихся в условиях локального термодинамического равновесия, меньше единицы (следствие закона Кирхгофа), яркостная температура таких сред будет всегда меньше значения термодинамической температуры среды (разумеется, без учёта подсвета небосвода). Для того чтобы восстановить из совокупного радиотеплового сигнала компоненту, обусловленную физико-химическими свойствами, обычно используют ИК-тепловые дистанционные измерения (наряду с радиотепловыми) физических объектов с тем, чтобы получить информацию о чисто температурном поле и затем восстановить излучательную способность среды. Если, таким образом, будет показано, что излучательная способность среды превышает единицу, то с большой долей вероятности можно говорить о явно нетепловом характере излучения среды (см. § 4.4).

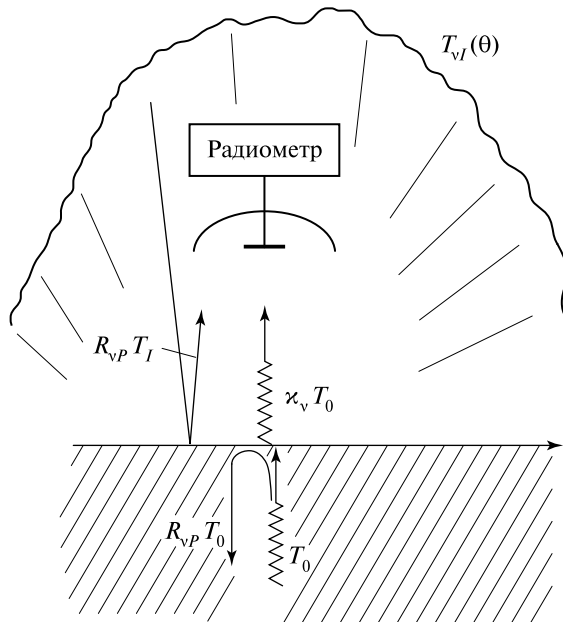


Рис. 7.3. Схематическое представление процедуры измерения при микроволновом дистанционном зондировании с учётом подсвета небосвода $T_{vj}(\theta)$ (объяснение системы обозначений см. в тексте)

В-третьих, для того чтобы показать важную роль яркостного подсвета, представим себе мысленно следующий эксперимент. Исследуемая среда вместе с прибором помещены в термостат с излучающими чёрнотельными стенками. В этом случае яркостная температура подсвета не зависит от направления и будет равна $T_I(\theta) = T_0$. Подставив это значение в (7.20) и проведя небольшие преобразования, получим, что эффективная яркостная температура будет равна T_0 и не зависит от физических свойств среды. Другими словами, дистанционные измерения, выполняемые в условиях общего термостатирования, не будут иметь никакого информационного наполнения.

Это несложно подтвердить и несколькими другими соотношениями. Если исследуются две среды с различными значениями излучательной способности (но равными физическими температурами), то из (7.20) следует, что радиояркостный контраст ΔT_B при наблюдении этих двух сред составит:

$$\Delta T_B = (T_0 - T_I)\Delta\kappa. \quad (7.21)$$

Отсюда видно, что, несмотря на различия в физических свойствах сред, определяемых как $\Delta\kappa = \kappa_1 - \kappa_2$, при стремлении $T_I \rightarrow T_0$ измеряемый радиояркостный контраст стремится к нулю. В условиях земной атмосферы такая ситуация имеет место, например, в диапазоне длин волн около 5 мм. Аналогичные термостатированные ситуации имеют место и в закрытых лабораторных помещениях, что существенно затрудняет проведение тонких радиотепловых измерений в лабораторных условиях.

Как показали уже первые детальные бортовые радиотепловые эксперименты (1975–1979), выполненные сотрудниками ИКИ АН СССР с аппаратурой повышенной чувствительности, зеркальная компонента играет в формировании микроволнового эффективного излучения существенную роль даже при наличии оптически шероховатой поверхности. В качестве примера приведём на рис. 7.4 фрагменты регистрограмм приёма радиотепловых сигналов, полученных при помощи специализированного бортового радиотеплового комплекса, принимающего одновременно излучения в режиме надир (по отношению к летательному аппарату) и в режиме зенит двумя идентичными радиометрами — зенитный комплекс (ЗК) и надирный комплекс (НК). Специализированный надирно-зенитный комплекс аппаратуры 8-мм диапазона был изготовлен и установлен на самолёте-лаборатории Ил-14. Бортовые эксперименты были выполнены в акватории Каспийского моря в сложных метеоусловиях и при сильном поверхностном волнении, на малой высоте полёта (200...400 м) (см. рис. 7.4а). Анализ регистрограмм надирного и зенитного каналов (см. рис. 7.4б, в) показывает их практически полную идентичность с точки зрения вариаций радиотепловых особенностей. В зависимости от интенсивности осадков внешний подсвет меняется в очень широких пределах — от 40...50 К для облачной атмосферы до 70...80 К для осадков средней интенсивности и 100...110 К для ливневых осадков. Соответственно в надирном канале интенсивность сигнала меняется от 170 до 200...210 К. Отметим, что такую детальную пространственную структуру осадков различной интенсивности получить другими способами практически невозможно.

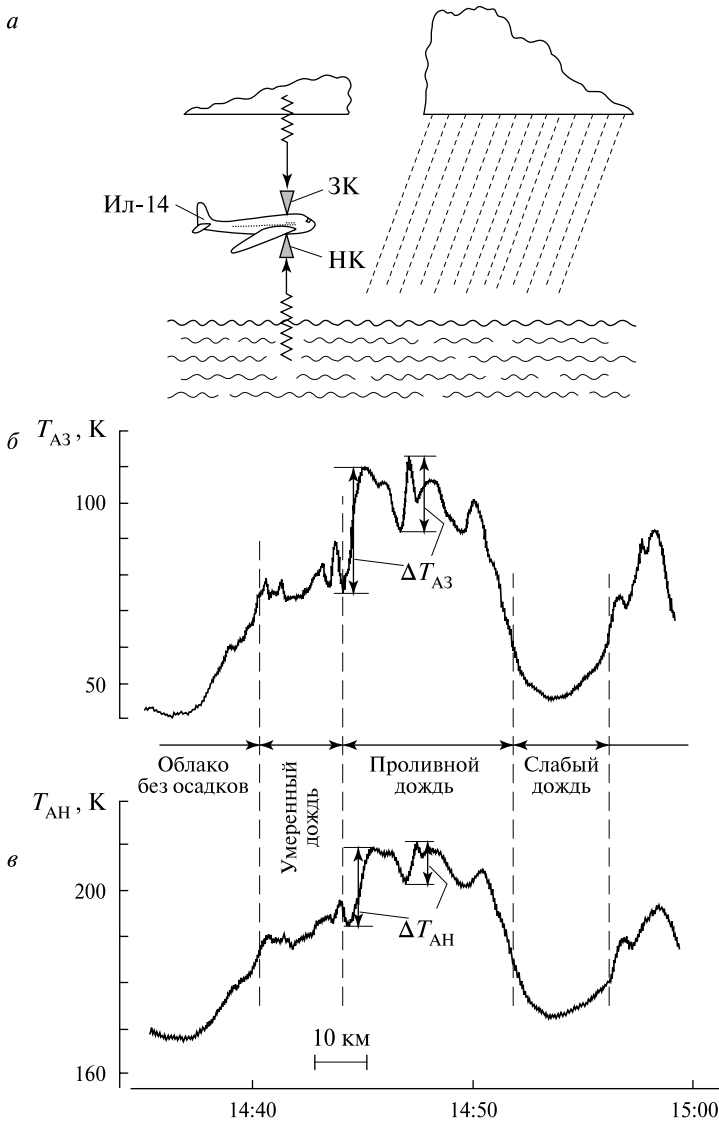


Рис. 7.4. Результаты дистанционных микроволновых измерений специализированным радиотепловым самолётным надирно-зенитным комплексом РНЗ-08, установленным на исследовательском самолёте-лаборатории Ил-14. Лётный эксперимент проводился сотрудниками ИКИ в северной части Каспийского моря 22 апреля 1979 г. в сложных гидрометеорологических условиях: *а* — схематическое представление процедуры измерения (ЗК и НК — зенитный и надирный каналы измерения комплекса Р-08 соответственно); *б*, *в* — фрагменты записи выходного сигнала (антенная температура) комплекса Р-08 для зенитного (T_{A3}) и надирного (T_{AH}) каналов. Время московское, пространственный масштаб (ось абсцисс) и антенная температура (ось ординат) указаны с учётом внешней калибровки комплекса

Исходя из соотношения (7.20) и используя данные надирного $T_{АН}$ и зенитного $T_{АЗ}$ каналов, можно дать первую (и достаточно грубую) оценку излучательной способности морской поверхности:

$$\kappa \simeq \frac{T_{АН} - T_{АЗ}}{T_0 - T_{АЗ}}. \quad (7.22)$$

Подставив данные при различных интенсивностях подсвета, получим значение излучательной способности взволнованной морской поверхности 0,51...0,53. Можно сделать это и другим способом, рассматривая контрасты в интенсивности надирного ($\Delta T_{АН}$) и зенитного ($\Delta T_{АЗ}$) каналов от одной и той же пространственной особенности (см. рис. 7.4б, в). В этом случае имеем

$$1 - \kappa = \frac{\Delta T_{АН}}{\Delta T_{АЗ}}. \quad (7.23)$$

Подставляя соответствующие значения контрастов из двух каналов (они отмечены на рис. 7.4б, в) для одной и той же радиотепловой особенности, получим значение излучательной способности как 0,51...0,52. Отсюда видно, что оценки, полученные по двум методам — по «абсолютным» значениям и по контрастам, — очень близки. Таким образом, можно заключить, что использование зеркальной модели при интерпретации радиотепловых наблюдений вполне оправданно, по крайней мере, в первом приближении.

§ 7.3. ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПЛОСКИХ ВОЛН НА ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА

В практике дистанционного зондирования в подавляющем числе случаев имеют дело с неоднородными средами с шероховатыми границами. Полное решение задачи излучения таких сред представляет значительные трудности. Проведём в настоящей книге рассмотрение некоторых из этих проблем. Для построения сложных моделей очень полезно знать решения некоторых простых задач, которые играют, тем не менее, фундаментальную роль. Самая простая задача о распространении волн в неоднородной среде — это задача о падении плоской монохроматической волны на плоскую границу раздела двух сред с различными диэлектрическими свойствами (зеркальная модель отражения). Как известно, в этом случае возникают преломлённая (прошедшая) и отражённая волны. При этом важную роль играют граничные условия уравнений Максвелла, представленные не в форме соотношения амплитуд полей на границе (см. (1.6)), а в виде комплексных коэффициентов отражения и пропускания по полю и (действительных) коэффициентов отражения и пропускания по мощности [Бреховских, 1973; Веремей и др., 1978; Финкельштейн, Мендельсон, 1980; Wilheit, 1978].

Пусть граница раздела между двумя полубесконечными однородными средами совпадает с плоскостью $z = 0$ декартовой системы координат. Среда, расположенные сверху ($z > 0$) и снизу ($z < 0$) от границы, характеризуются со-

ответственно параметрами $\dot{\epsilon}_1$, $\dot{\epsilon}_2$ ($\mu_1 = \mu_2 = 1$) (см. § 1.6). Пусть на эту границу из первой среды падает плоская волна под углом θ_0 к оси z с круговой частотой $\omega = 2\pi\nu$ и волновым вектором $\mathbf{k}_0 = k_1 \mathbf{m}_0$ ($k_1 = (\omega/c)\sqrt{\dot{\epsilon}_1}$, \mathbf{m}_0 — единичный вектор нормали к фронту падающей волны) (см. § 1.6). Плоскость падения, содержащую вектор \mathbf{k}_0 и ось z , совместим с плоскостью xz . Обозначим волновой вектор отражённой волны через $\mathbf{k}_1 = k_1 \mathbf{m}_1$, а преломлённой $\mathbf{k}_2 = k_2 \mathbf{m}_2$, \mathbf{z}_0 — единичный вектор нормали к границе раздела, направленный из среды 2 в среду 1. Согласно (1.29) и (1.11) электрические и магнитные поля можно записать следующим образом. Для падающей волны:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_I &= \mathbf{E}_0 \exp[jk_1(\mathbf{m}_0 \mathbf{r}) - j\omega t], \\ \mathbf{H}_I &= \frac{[\mathbf{m}_0 \mathbf{E}_0]}{\dot{Z}_1} \exp[jk_1(\mathbf{m}_0 \mathbf{r}) - j\omega t], \end{aligned} \right\} \quad (7.24)$$

отражённой волны:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_R &= \mathbf{E}_1 \exp[jk_1(\mathbf{m}_1 \mathbf{r}) - j\omega t], \\ \mathbf{H}_R &= \frac{[\mathbf{m}_1 \mathbf{E}_1]}{\dot{Z}_1} \exp[jk_1(\mathbf{m}_1 \mathbf{r}) - j\omega t] \end{aligned} \right\} \quad (7.25)$$

и преломлённой волны:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_T &= \mathbf{E}_2 \exp[jk_2(\mathbf{m}_2 \mathbf{r}) - j\omega t], \\ \mathbf{H}_T &= \frac{[\mathbf{m}_2 \mathbf{E}_2]}{\dot{Z}_2} \exp[jk_2(\mathbf{m}_2 \mathbf{r}) - j\omega t], \end{aligned} \right\} \quad (7.26)$$

где \dot{Z}_1 и \dot{Z}_2 — комплексные импедансы первой и второй сред (см. (1.30)). Для простоты записи примем в этом параграфе $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$. Это условие никак не отразится на конечном результате. При $z = 0$ должны выполняться граничные условия, сводящиеся к требованию непрерывности тангенциальных компонент векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} суммарного волнового поля (см. (1.6)). Следовательно, при $z = 0$ поля должны удовлетворять уравнениям

$$\left. \begin{aligned} &[\mathbf{n}_0 \mathbf{E}_0] \exp[j(\mathbf{k}_0 \mathbf{r})] + [\mathbf{n}_0 \mathbf{E}_1] \exp[j(\mathbf{k}_1 \mathbf{r})] = [\mathbf{n}_0 \mathbf{E}_2] \exp[j(\mathbf{k}_2 \mathbf{r})], \\ &[\mathbf{n}_0 [\mathbf{m}_0 \mathbf{E}_0]] \exp[j(\mathbf{k}_0 \mathbf{r})] + [\mathbf{n}_0 [\mathbf{m}_1 \mathbf{E}_1]] \exp[j(\mathbf{k}_1 \mathbf{r})] = \\ &= \frac{\dot{Z}_1}{\dot{Z}_2} [\mathbf{n}_0 [\mathbf{m}_2 \mathbf{E}_2]] \exp[j(\mathbf{k}_2 \mathbf{r})]. \end{aligned} \right\} \quad (7.27)$$

Поскольку соотношения (7.27) должны быть выполнены во всех точках плоскости $z = 0$ (условие однородности плоской границы), то из них вытекает требование одинаковой зависимости полей всех трёх волн от координат x и y при $z = 0$. Поэтому фазовые множители, стоящие в экспонентах, должны быть одинаковыми и, следовательно:

$$k_1 \sin \theta_0 = k_1 \sin \theta_1 = k_2 \sin \theta_2. \quad (7.28)$$

Отсюда вытекает хорошо известный закон отражения для зеркальных границ:

$$\theta_0 = \theta_1 \quad (7.29)$$

и закон Снеллиуса для углов падения и преломления:

$$k_1 \sin \theta_0 = k_2 \sin \theta_2. \quad (7.30)$$

Отметим, что речь идёт о комплексных значениях как углов, так и амплитуд волновых векторов.

Для определения амплитуд отражённой и преломлённой волн и соответственно комплексных коэффициентов отражения и преломления обратимся к системе уравнений (7.27). При этом рассмотрим волны двух различных линейных поляризаций: горизонтально (H) поляризованную волну с вектором \mathbf{E} , перпендикулярным плоскости падения ($E_x = E_z = 0$, $E_y \neq 0$), и вертикально (V) поляризованную волну с вектором \mathbf{E} , лежащим в плоскости падения ($E_y = 0$, $E_x \neq 0$, $E_z \neq 0$). Волну с произвольной эллиптической поляризацией можно получить как линейную комбинацию этих двух решений. В первом случае, для волны с горизонтальной поляризацией, получим из (7.27) уравнения для неизвестных амплитуд E_1 и E_2 :

$$\left. \begin{aligned} E_0 + E_1 &= E_2, \\ \frac{1}{Z_1}(E_0 \cos \theta_0 - E_1 \cos \theta_0) &= \frac{1}{Z_2} \cos \theta_2. \end{aligned} \right\} \quad (7.31)$$

Решая (7.31), найдём комплексные коэффициенты Френеля, связывающие амплитуды отражённой и прошедшей волн с амплитудой падающей волны — коэффициент отражения и коэффициент прохождения:

$$\dot{R}_{H12} = \frac{E_1}{E_0} = \frac{Z_2 \cos \theta_0 - Z_1 \cos \theta_2}{Z_2 \cos \theta_0 + Z_1 \cos \theta_2} = |\dot{R}_{H12}| e^{j\varphi_{RH}}, \quad (7.32)$$

$$\dot{i}_{H12} = \frac{E_2}{E_0} = \frac{2Z_2 \cos \theta_0}{Z_2 \cos \theta_0 + Z_1 \cos \theta_2} = |\dot{i}_{H12}| e^{j\varphi_{H1}}. \quad (7.33)$$

Для вертикально поляризованной волны расчёт удобнее проводить для вектора \mathbf{H} , который в этом случае перпендикулярен плоскости падения. Вычисления, полностью аналогичные проделанным выше, приводят к выражениям:

$$\dot{R}_{V12} = \frac{H_1}{H_0} = \frac{Z_1 \cos \theta_0 - Z_2 \cos \theta_2}{Z_1 \cos \theta_0 + Z_2 \cos \theta_2} = |\dot{R}_{V12}| e^{j\varphi_{RV}}, \quad (7.34)$$

$$\dot{i}_{V12} = \frac{H_2}{H_0} = \frac{2Z_2 \cos \theta_2}{Z_1 \cos \theta_0 + Z_2 \cos \theta_2} = |\dot{i}_{V12}| e^{j\varphi_{V1}}. \quad (7.35)$$

Из соотношений (7.32), (7.33) и (7.34), (7.35) вытекает ещё ряд важных следствий. С использованием метода перестановки индексов и суммирова-

нием получаем соотношения между коэффициентами отражения сверху R_{12} и снизу R_{21} границы и коэффициентами отражения и пропускания (для любой поляризации):

$$\dot{R}_{12} = -\dot{R}_{21}, \quad (7.36)$$

$$1 + \dot{R}_{12} = \dot{i}_{12}, \quad (7.37)$$

$$1 - \dot{R}_{21} = \dot{i}_{21}. \quad (7.38)$$

Эти соотношения иногда называют импедансной формой граничных условий.

В теории и практике микроволнового зондирования часто используются энергетические коэффициенты отражения и пропускания (или коэффициенты по мощности). Физический их смысл связан с переносом активной энергии электромагнитным полем в средах и между средами (через границу). Энергетические коэффициенты отражения и пропускания границы двух сред определяются как соответствующие отношения усреднённых значений вектора Пойнтинга (см. (1.20)):

$$R_{P12} = \frac{\bar{S}_1}{\bar{S}_0} = |\dot{R}_{12}|^2; \quad t_{P12} = \frac{\bar{S}_2}{\bar{S}_0} = \frac{\operatorname{Re} \sqrt{\dot{\epsilon}_2}}{\operatorname{Re} \sqrt{\dot{\epsilon}_1}} |\dot{i}_{12}|^2. \quad (7.39)$$

Формулы приведены для условия нормального падения плоской волны на границу раздела.

Закон сохранения энергии для границы прозрачных (без потерь) сред обычно формулируется [Стреттон, 1948] как непрерывность нормальных компонент суммарного потока энергии над границей и под границей:

$$\mathbf{n}_0(\bar{\mathbf{S}}_0 + \bar{\mathbf{S}}_1) = \mathbf{n}_0\bar{\mathbf{S}}_2 \quad (7.40)$$

и отсюда непосредственно следует соотношение, которым в настоящей работе уже неоднократно пользовались,

$$R_{P12} + t_{P12} = 1. \quad (7.41)$$

Однако более детальные исследования [Веремей и др., 1978; Финкельштейн, Мендельсон, 1980] показали, что для поглощающих сред полный поток энергии в общем случае не равен сумме потоков энергии парциальных волн и при определении закона сохранения энергии следует использовать не сумму компонент потоков энергии, а поток энергии суммарного поля (над границей). При такой постановке (для горизонтальной поляризации) закон сохранения энергии (непрерывность нормальных компонент потока энергии суммарного поля) можно записать в следующем виде:

$$\operatorname{Re} \left[(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1) \left\{ (\mathbf{H}_0 \cos \theta_0)^* + (\mathbf{H}_1 \cos \theta_1)^* \right\} \right] = \operatorname{Re} \left[\mathbf{E}_2 (\mathbf{H}_2 \cos \theta_2)^* \right]. \quad (7.42)$$

Здесь энергетический коэффициент пропускания при наклонном падении равен

$$t_{P12} = \frac{(\mathbf{n}_0 \bar{\mathbf{S}}_2)}{(\mathbf{n}_0 \bar{\mathbf{S}}_0)} = \frac{\operatorname{Re}[\mathbf{E}_2(\mathbf{H}_2 \cos \theta_2)^*]}{\operatorname{Re}[\mathbf{E}_0(\mathbf{H}_0 \cos \theta_0)^*]} = \frac{\operatorname{Re}\{\sqrt{\dot{\epsilon}}_2 \cos \theta_2\}^*}{\operatorname{Re}\{\sqrt{\dot{\epsilon}}_1 \cos \theta_0\}^*} |i_{12}|^2. \quad (7.43)$$

После ряда преобразований из (7.39) получим соотношения между энергетическими коэффициентами в следующем виде:

$$R_{P12} + t_{P12} = 1 + 2 \left| \dot{R}_{12} \right| \frac{\operatorname{Im} \sqrt{\dot{\epsilon}}_1}{\operatorname{Re} \sqrt{\dot{\epsilon}}_1} \sin \varphi_{12}. \quad (7.44)$$

где $\dot{R}_{12} = |R_{12}| e^{-j\varphi_{12}}$.

Такое соотношение имеет место и для вертикальной поляризации.

Приведённое соотношение не противоречит закону сохранения энергии, поскольку дополнительный член в правой части есть результат суперпозиции падающего и отражённого потоков и возникновения направленного интерференционного потока (нормального к границе) в поглощающей среде [Веремей и др., 1978]. Если среда, откуда производится наблюдение, прозрачная (т.е. $\operatorname{Im} \sqrt{\dot{\epsilon}}_1 = 0$), то приходим к прежней трактовке закона сохранения энергии (7.41), которой и в дальнейшем будем пользоваться.

§ 7.4. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ СЕРОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА С ГЛАДКОЙ ГРАНИЦЕЙ

Используем полученные выше результаты для рассмотрения важной задачи о характеристиках излучения серого полупространства с гладкой границей. Упрощённая геометрия задачи представлена на рис. 7.5а. Летательный аппарат находится в среде 1 и наблюдает гладкую поверхность под полярным углом наблюдения θ . Это угол иногда называют зенитным углом. В силу свойств азимутальной изотропии излучения гладких поверхностей все характеристики излучения не зависят от азимутального угла наблюдения. Поскольку рассматривается протяжённый источник (т.е. телесный угол ДНА прибора меньше, чем телесный угол объекта излучения), то величина сигнала не зависит от дальности до объекта (см. (5.31)) и, соответственно, высота летательного аппарата над исследуемой поверхностью не имеет значения.

Принципиальную роль при этом играют поляризационные характеристики излучаемой поверхности. Вид поляризации принятого излучения будет определяться поляризационными свойствами антенной системы приёмного прибора. В настоящее время существует большое разнообразие в технических реализациях поляризационных измерений — от приёма чисто линейной поляризации до приёма вращающихся поляризаций (по часовой стрелке и против неё). Возникновение сложных типов поляризации связано со взаимодействием электромагнитного поля с заряженными частицами (магнитосфера, ионосфера), а также с условиями лазерного излучения.

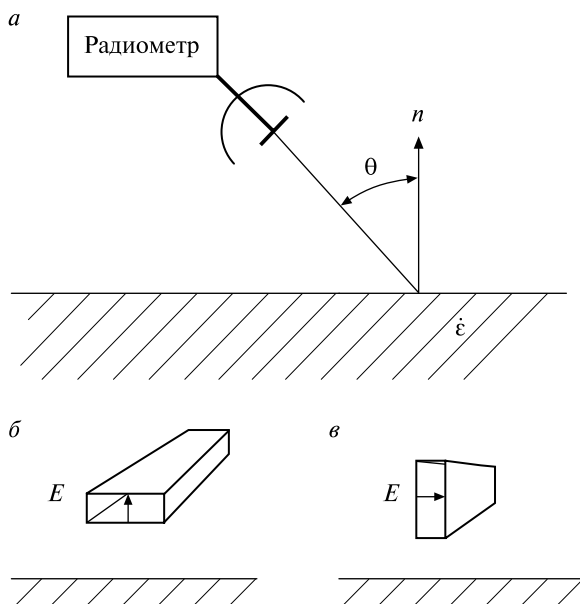


Рис. 7.5. Схематическое представление процедуры поляризационных дистанционных микроволновых измерений: *а* — вид в сечении плоскости падения; *б* — приём сигнала с вертикальной поляризацией антенной в виде волнового рупора; *в* — приём сигнала с горизонтальной поляризацией

В рассматриваемом достаточно простом случае большое значение имеет линейная поляризация излучения, геометрически привязанная к плоскости раздела. При этом выделяют электромагнитные волны двух ортогональных поляризаций — горизонтально поляризованную волну с вектором \mathbf{E} , перпендикулярным плоскости падения, и вертикально поляризованную волну с вектором \mathbf{E} , лежащим в плоскости падения.

В аппаратном плане это делается достаточно просто — известно, в ограниченных волноводных линиях передач может распространяться бесконечно количество мод колебаний, за исключением моды ТЕМ, которая распространяется в свободном пространстве (см. § 1.6). Однако при жёстко фиксированных соотношениях между значениями геометрической ширины и высоты волновода (см. рис. 7.5б, в) и рабочей длины волны можно достичь ситуации, когда в волноводе распространяется только одна мода колебаний со строго определённым направлением вектора \mathbf{E} (перпендикулярно широкой стенке волновода). В этом случае волноводное устройство играет роль своего рода поляризационного фильтра, обеспечивая приём электромагнитной волны только одной поляризации. Нетрудно видеть, что при расположении длинной стенки волновода параллельно исследуемой поверхности (см. рис. 7.5б) будет осуществляться приём вертикально-поляризованной электромагнитной волны. При развороте волновода на 90° , когда узкая стенка волновода параллельна исследуемой поверхности, будет осуществляться режим приёма

горизонтально-поляризованной волны (см. рис. 7.5*в*). Разумеется, все эти особенности важно учитывать при конструктивной установке антенной системы на летательный аппарат. Кроме того, это также важно учитывать при интерпретации наблюдательных данных в случае проведения манёвров летательного аппарата — например, самолётные манёвры по тангажу и по крену могут приводить к принципиально различным результатам.

Если гипотетически представить, что аппарат с прибором находится внутри полубесконечной изотермической среды, то в этом случае можно считать, что прибор находится в условиях термостатического равновесия. Таким образом, его показания будут соответствовать значению термодинамической температуры среды независимо от направления наблюдения и вида поляризации.

Вернёмся к значениям коэффициентов Френеля (по полю) для двух поляризаций (см. соотношения (7.32)–(7.34)) и запишем их в более простой и доступной форме, которая часто используется в практике микроволнового зондирования:

для горизонтальной поляризации

$$\dot{R}_H = \frac{\cos\theta - \sqrt{\dot{\epsilon} - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{\dot{\epsilon} - \sin^2\theta}} \quad (7.45)$$

и для вертикальной поляризации

$$\dot{R}_V = \frac{\dot{\epsilon} \cos\theta - \sqrt{\dot{\epsilon} - \sin^2\theta}}{\dot{\epsilon} \cos\theta + \sqrt{\dot{\epsilon} - \sin^2\theta}}. \quad (7.46)$$

В этих выражениях θ — угол наблюдения во внешней среде; $\dot{\epsilon} = \epsilon_1 + j\epsilon_2 = \epsilon_1(1 + \text{tg}\delta)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость исследуемой среды; δ — угол диэлектрических потерь (см. гл. 8).

Поскольку граница сред является гладкой, то, используя модель зеркальной границы (см. (7.17)), можно получить значения излучательной способности среды для двух поляризаций:

$$\kappa_i(\mathbf{r}, \theta, \dot{\epsilon}) = 1 - |R_i(\mathbf{r}, \theta, \dot{\epsilon})|^2, \quad (7.47)$$

где $i = H, V$.

Выражения (7.47) очень широко используются в теории и практике микроволнового зондирования, поскольку определяют фундаментальную основу при расчётах и интерпретации более сложных моделей.

Полные выражения для горизонтальной и вертикальной составляющих излучательной способности для среды с произвольными потерями могут быть записаны как:

$$\kappa_H(\theta) = \frac{4\sqrt{\epsilon_1} \cos\theta \cdot A \cos\frac{\psi}{2}}{\cos^2\theta + \epsilon_1 A^2 + 2\sqrt{\epsilon_1} \cos\theta \cdot A \cos\frac{\psi}{2}}, \quad (7.48)$$

$$\kappa_V(\theta) = \frac{4\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} \cdot A \cos \left(\delta - \frac{\psi}{2} \right)}{\varepsilon_1^2 \cos^2 \theta (1 + \operatorname{tg}^2 \delta) + A^2 + 2\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} \cdot A \cos \left(\delta - \frac{\psi}{2} \right)}, \quad (7.49)$$

$$\text{где } A = \sqrt{\left[1 - \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_1} \right]^2 + \operatorname{tg}^2 \delta}, \quad \psi = \operatorname{arctg} \left[1 - \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_1} \right]^{-1} \operatorname{tg} \delta.$$

Надирные измерения. При измерениях на углах наблюдения, равных нулю (надирные измерения), различия между вертикальной и горизонтальной поляризациями пропадают. Излучательная способность среды (с произвольными потерями) может быть переписана в более компактной форме:

$$\kappa(0) = \frac{4\sqrt{\varepsilon_1} \cos \delta \cos \frac{\delta}{2}}{\varepsilon_1 + 2\sqrt{\varepsilon_1} \cos \delta \cos \frac{\delta}{2} + \cos \delta}. \quad (7.50)$$

Для сред с малыми потерями (полупрозрачных сред), т. е. для которых $\operatorname{tg} \delta \rightarrow 0$, выражение (7.50) ещё может быть упрощено:

$$\kappa(0) = \frac{4\sqrt{\varepsilon_1}}{(\sqrt{\varepsilon_1} + 1)^2}. \quad (7.51)$$

Из этого простого выражения, тем не менее, следует достаточно важный вывод — практически все естественные вещества на Земле обладают излучательной способностью, значения которой находятся в ограниченной области. Так, из рассмотрения рис. 7.6, где изображены зависимости излучательной способности от диэлектрических свойств, следует, что для прозрачных сред излучательная способность ограничена значениями от 1 — для сред $\varepsilon_1 \rightarrow 1$ до значения 0,36 для сред типа пресной воды (для дециметрового и метрового диапазонов длин волн — см. гл. 8). Для полупрозрачных сред с $\operatorname{tg} \delta$, отличным от нуля, выражение (7.46) можем разложить по малому параметру δ и получим аналитический вид зависимости излучательной способности от параметра δ :

$$\kappa = \kappa_0 \left[1 - \frac{3}{8} \delta^2 \right]. \quad (7.52)$$

Здесь интересно отметить, что увеличение потерь в среде (увеличение параметра δ) приводит к уменьшению значения излучательной способности среды и, таким образом, на первый взгляд имеем явное нарушение закона Кирхгофа. Разумеется, никакого нарушения закона Кирхгофа нет, и это обстоятельство объясним ниже. В целом следует отметить, что зависимость излучательной способности среды от её внутренних потерь достаточно слабая.

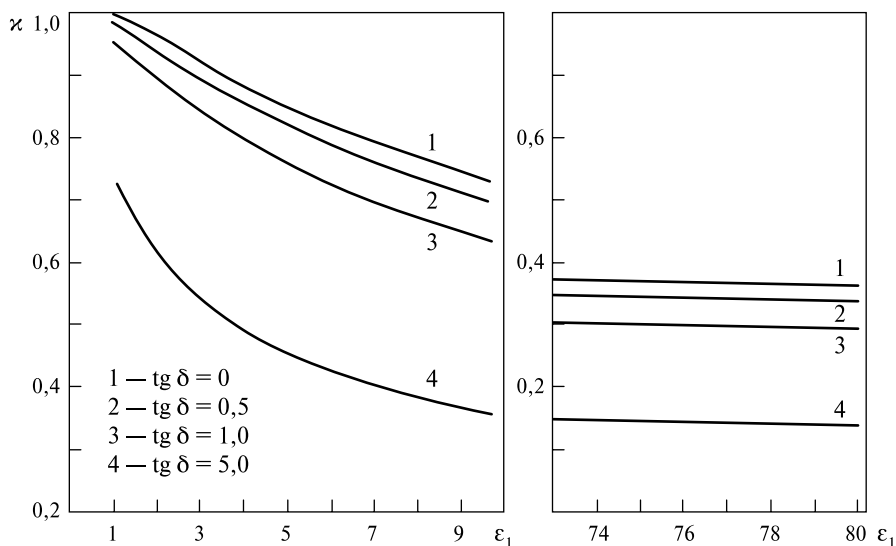


Рис. 7.6. Излучательная способность диэлектрической среды с гладкой границей при наблюдении в надир как функции от реальной части диэлектрической постоянной среды (ϵ_1) для четырёх значений тангенса угла потерь

Так, из соотношения (7.52) можно видеть: для того чтобы излучательная способность изменилась на 5% (уменьшилась), угол потерь должен возрасти очень сильно — от практически нулевых значений до $0,13 \dots 0,15$. Отсюда следует, что изменение потерь в среде в значительно меньшей степени сказывается на значениях излучательных свойств, чем вариации действительного значения диэлектрической постоянной. Отметим, что сказанное относится исключительно к физическим моделям твёрдых и жидких сред. Для газов ситуация в корне иная (см. гл. 11).

Набор диэлектрических характеристик, проиллюстрированный на рис. 7.6, носит, разумеется, чисто демонстрационный характер, поскольку действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости реальных веществ жёстко связаны между собой фундаментальными соотношениями Кронига-Крамера [Ландау, Лифшиц, 1982] и они, разумеется, не могут выбираться совершенно произвольным образом даже для модельных расчётов.

Выявленное уменьшение значения излучательной способности полубесконечной среды от увеличения в ней потерь, на первый взгляд, является парадоксальным нарушением закона Кирхгофа. Однако это не так. Как видно было в § 4.3, вышедшее из среды излучение обусловлено той частью равновесной тепловой энергии полубесконечного пространства, которое не испытало на себе отражения (см. (4.20)). Её интенсивность связана с отражательными свойствами границы перехода, которые увеличиваются по мере роста потерь в среде (хотя и незначительно) и, тем самым, уменьшают значение излучательной способности.

Угловые измерения. Исторически первые микроволновые спутниковые и самолётные эксперименты были чисто надирного типа [Башаринов и др., 1969; 1971; Беспалова и др., 1976, 1978, 1979, 1982]. Однако достаточно быстро выяснилось, что поляризационные свойства (т.е. свойства, которые проявляются при наблюдении под углами, отличными от надира) сложных поверхностей играют важную роль, а именно, они позволяют определить тип поверхности и его состояние, разделить сигнал от поверхности и от растительности, определить свойства динамических поверхностей (таких как, например, взволнованная морская поверхность). Практически все современные радиотепловые (и самолётные, и космические) комплексы работают в режимах, позволяющих регистрировать излучение изучаемой поверхности под фиксированными углами и одновременно на двух поляризациях (или на их комбинации).

Для полупрозрачных сред (при $\text{tg}\delta \ll 1$) излучательную способность при режимах горизонтальной и вертикальной поляризаций можно записать в достаточно симметричной форме:

$$\kappa_H(\theta) = \frac{4\sqrt{\varepsilon_1} \cos\theta \sqrt{1 - \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_1}}}{\cos^2\theta + \varepsilon_1 \left(1 - \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_1}\right) + 2\sqrt{\varepsilon_1} \cos\theta \sqrt{1 - \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_1}}}, \quad (7.53)$$

$$\kappa_V(\theta) = \frac{4\sqrt{\varepsilon_1} \cos\theta \sqrt{1 - \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_1}}}{\varepsilon_1 \cos^2\theta + \left(1 - \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_1}\right) + 2\sqrt{\varepsilon_1} \cos\theta \sqrt{1 - \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_1}}}. \quad (7.54)$$

На рис. 7.7 приведены расчётные значения излучательной способности водной поверхности и диэлектрических сред, которые используются для моделирования плодородной почвы с различным содержанием влаги.

Поскольку в основе рассмотренной исходной модели зеркальной поверхности лежали решения уравнений Максвелла в режиме плоских волн, то все поляризационные особенности, известные из теории Максвелла, в равной степени будут отражаться и в полученных решениях для характеристик излучения сред с гладкими границами. Здесь, в первую очередь, отметим принципиальное различие в поведении угловой зависимости горизонтальной и вертикальной поляризации. Если поведение излучательной способности с горизонтальной поляризацией не имеет каких-либо особенностей, то излучение с вертикальной поляризацией обладает ярко выраженным максимумом. С точки зрения электродинамики Максвелла, это достаточно просто объяснить — равенство нулю коэффициента Френеля для вертикальной поляризации на угле Брюстера. Приравнявая нулю значение коэффициента Френеля (7.34), получаем:

$$Z_1 \cos \theta_{BR} = Z_2 \cos \theta_2. \quad (7.55)$$

Возводя в квадрат обе части равенства и учитывая закон Снеллиуса, после ряда преобразований имеем:

$$\operatorname{tg} \theta_{BR} = \sqrt{\varepsilon_1}. \quad (7.56)$$

Отсюда видно, что для чистых диэлектриков существует угол падения, называемый углом Брюстера, при котором падающая волна целиком проходит во вторую среду (без отражений). С точки зрения теплового излучения интерпретация появления угла Брюстера может быть такова — при наступлении угла Брюстера волновое сопротивление излучающей среды сравнивается с волновым сопротивлением вакуума, и волновая энергия целиком выходит за пределы среды, где она была сформирована. Другими словами, на этих углах и при вертикальной поляризации среда ведёт себя как абсолютно чёрное тело. Из (7.56) следует, что для сред с высокими значениями диэлектрических свойств (в радиотепловом смысле «холодные» среды) угол Брюстера стремится к 90° (для воды — $87\dots 88^\circ$), тогда как для сред с малым значением диэлектрической постоянной («тёплые» среды) угол Брюстера стремится к 45° (рис. 7.7б).

Теперь рассмотрим вариации излучательной способности, которые могут быть связаны с небольшим отклонением углов при надирных исследованиях. Эти вариации углов обычно определяются особенностями манёвров летательного аппарата. Разложив соотношения (7.53), (7.54) в ряд Тейлора при $\theta = 0$ для малых значений углов наблюдения, получим:

$$\kappa_{\text{ВН}}(\theta) = \kappa_0 \left[1 \pm \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - 1}{\sqrt{\varepsilon_1} + 2} \frac{\theta^2}{2} \right], \quad (7.57)$$

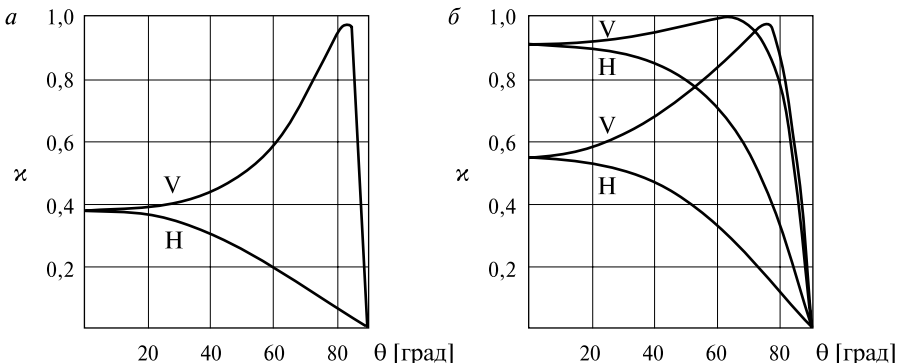


Рис. 7.7. Поляризационные свойства излучательной способности гладкой водной поверхности (пресная вода) и диэлектрических сред: *a* — излучательная способность водной поверхности при температуре 19°C как функция угла наблюдения для горизонтальной (Н) и вертикальной (V) поляризации на длине волны $10,5\text{ ГГц}$; *б* — излучательная способность двух диэлектрических сред с $\hat{\varepsilon} = 3,5 + j0,1$ (верхние кривые) и $\hat{\varepsilon} = 20 + j10$ (нижние кривые)

где знак плюс относится к вертикальной поляризации, а знак минус — к горизонтальной. Отсюда видно, что чувствительный радиометрический комплекс может себя вести как устройство по обнаружению достаточно малых уклонов на гладкой поверхности. Так, уклон поверхности всего в 2° даст весьма заметное изменение радиотеплового сигнала — в 2,5...3 К. Знак изменения сигнала будет определяться соотношением между плоскостью поляризации прибора и вектором нормали к поверхности.

Теперь рассмотрим ситуацию противоположную — при стремлении угла наблюдения к 90° . Для этого введём дополнительный угол $\theta = 90^\circ - \alpha$. Иногда этот угол называют углом скольжения. Разложив по малому параметру α соотношения (7.53), (7.54) в ряд Тейлора, получим

$$\kappa_V(\alpha) \cong 4\sqrt{\varepsilon_1} \cdot \alpha, \quad \kappa_H(\alpha) \cong \frac{4}{\sqrt{\varepsilon_1}} \alpha. \quad (7.58)$$

Отсюда видно, что для природных сред всегда значение вертикальной поляризации будет превышать значения горизонтальной поляризации.

Для того чтобы более ясно представить себе ситуацию, рассмотрим следующий качественный пример (рис. 7.8). К уклону гладкой поверхности с углом θ (сечение представлено на рис. 7.8) приближается летательный аппарат с радиометрическим приёмником, измеряющим две ортогональные поляризации. При нахождении аппарата над основной поверхностью наблюдение производится в режиме надира, и различие между двумя сигналами отсутствует.

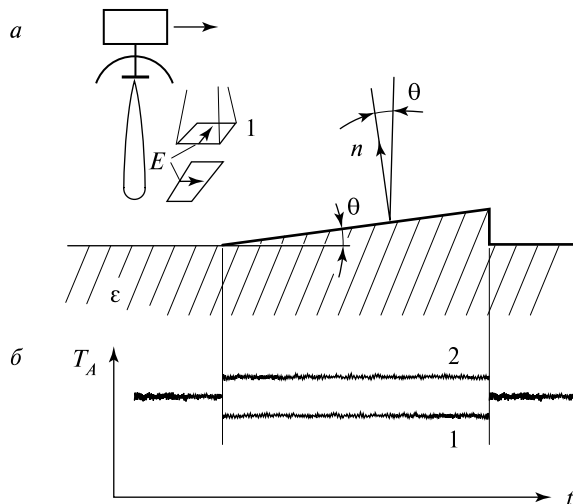


Рис. 7.8. Схематическое представление процедуры дистанционного наблюдения клиновидной неоднородности на гладкой поверхности с углом наклона θ (1 — приём сигнала с горизонтальной поляризацией; 2 — с вертикальной поляризацией): *a* — сечение наблюдаемой поверхности в плоскости падения; *б* — регистрограмма принятого радиотеплового сигнала

При достижении аппаратом точки, где поляризационная геометрия наблюдения резко изменяется в силу того, что возникает конечный угол наблюдения между нормалью поверхности уклона и линией визирования антенны прибора и, следовательно, появляется различие в сигналах поляризационных каналов. Канал 1 будет принимать горизонтальную поляризацию излучения уклона поверхности, а канал 2 — вертикальную. В силу малости угла уклона поверхности, значения вариации сигналов по амплитуде будут равны и различаться по знаку (см. соотношение (7.53)). При развороте аппарата вокруг своей оси на 90° каналы как бы поменяются местами — канал 1 будет принимать вертикальную поляризацию, а канал 2 — горизонтальную. При выходе из зоны наблюдения уклона сигналы каналов опять сравниваются.

Из приведённой геометрии также нетрудно сообразить, что в случае проведения манёвров летательного аппарата — например, самолётные манёвры над плоской поверхностью по крену — каналы дадут разные результаты, так как канал 1 будет принимать вертикальную поляризацию, а канал 2 — горизонтальную. При выполнении манёвров по тангажу каналы поменяются местами по своей принадлежности к поляризационным измерениям. Поскольку поляризационная чувствительность излучения плоской поверхности достаточно высокая к уклонам местности, то это обстоятельство необходимо учитывать при интерпретации наблюдательных данных в случае проведения разного рода манёвров летательных аппаратов. Так, аналогичная ситуация возникает при наблюдении протяжённых поверхностей планет с космических аппаратов, которые находятся в режиме постоянной солнечно-звёздной ориентации (например, советская автоматическая межпланетная станция «Марс-3» при исследовании протяжённых поверхностей Марса). В таком случае, в процессе движения спутника по орбите угол наблюдения поверхности меняется от 90° до $10...15^\circ$ и, кроме того, происходит изменение угла крена γ между плоскостью наблюдения и плоскостью вертикальной поляризации антенны в пределах 180° . Понятно, что такие смешанные поляризационные режимы сильно затрудняют интерпретацию результатов измерений [Шапировская, 1973].

Интересно отметить, что первые сканирующие радиотепловые космические комплексы (например, прибор ESMR на КА Nimbus-5 [Allison et al., 1974]) были сконструированы таким образом, чтобы режим сканирования производился поперёк трассы движения аппарата, и, таким образом, каждый пространственный пиксел (в мгновенном поле зрения антенны) в строчке сканирования оказывался под своим углом наблюдения и, кроме того, менялось пространственное разрешение в 3–5 раз. Различные зоны полученного радиотеплового изображения при таком режиме оказывались в различных поляризационных ситуациях, что сильно затрудняло интерпретацию наблюдений. Это было достаточно быстро осознано и признано нецелесообразным использование такого (поперечного) режима сканирования. Практически все современные бортовые радиотепловые комплексы используют конический режим сканирования, когда каждый пиксел изображения рассматривается под постоянным (и фиксированным) углом наблюдения и при фиксированном поляризационном режиме.

§ 7.5. ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ В МОНОХРОМАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Одним из важных частных случаев слоистых сред в системе океан – атмосфера являются неоднородные структуры типа плёнка – вода. К ним относятся такие неоднородности на поверхности океана как дисперсные пенные структуры, слой нефтепродуктов на морской поверхности, водо-ледовые комплексы (лёд – вода и вода – лёд) и т. п.

Рассмотрим более подробно особенности излучения такой структуры, которая состоит из плоскослойной среды 2 на подложке из полубесконечной среды 3. Наблюдение ведётся из вакуума – среда 1 с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = 1$. Выражение для монохроматической (т. е. рассматриваемой в предположении бесконечно узкой полосы пропускания приёмного устройства) излучательной способности двухслойной структуры κ_{123} можно представить с использованием закона Кирхгофа следующим образом:

$$\kappa_{123} = 1 - \left| \dot{R}_{123} \right|^2, \quad (7.59)$$

где \dot{R}_{123} – комплексный коэффициент Френеля для двухслойной среды при наблюдении её из среды 1.

Вычисление этого монохроматического коэффициента Френеля для двухслойной среды выполним с использованием метода суммирования когерентных парциальных лучей, именно так, как это делается в оптике [Борн, Вольф, 1973]. Разумеется, использование такого монохроматического подхода к задачам теплового излучения (или, другими словами, к шумовому излучению) требует теоретического и экспериментального подтверждения, которое мы выполним далее в § 7.6. Интересно отметить, что когда в своё время (в начале 1960-х гг.) экспериментаторы воспользовались таким подходом к интерпретации результатов радиотепловых измерений системы лёд – вода [Тучков, 1968], то это вызвало резко отрицательную реакцию теоретиков. Тем не менее, интерференционные явления в тепловом собственном излучении – в настоящее время хорошо установленный экспериментальный факт, активно используемый для решения целого ряда практических задач [Беспалова и др., 1978, 1983; Blinn et al., 1972].

Геометрия метода суммирования парциальных лучей такова (рис. 7.9): плоская волна падает на двухслойную структуру с гладкими границами под углом θ_1 , преломляется в среде 2, проходит её и отражается от границы со средой 3. Затем проходит вновь среду 2 и, преломляясь на верхней границе, выходит из среды 2 под тем же углом θ_1 . В силу когерентности с основной первичной волной вышедшая волна интерферирует. Поскольку часть энергии от верхней границы отразится вниз к границе со средой 3, то весь цикл снова повторится. Полный набег фазы ψ в среде с комплексным коэффициентом преломления \dot{n} составит (см. § 1.6):

$$\dot{\psi} = \dot{n} \frac{z}{c_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \dot{n} z. \quad (7.60)$$

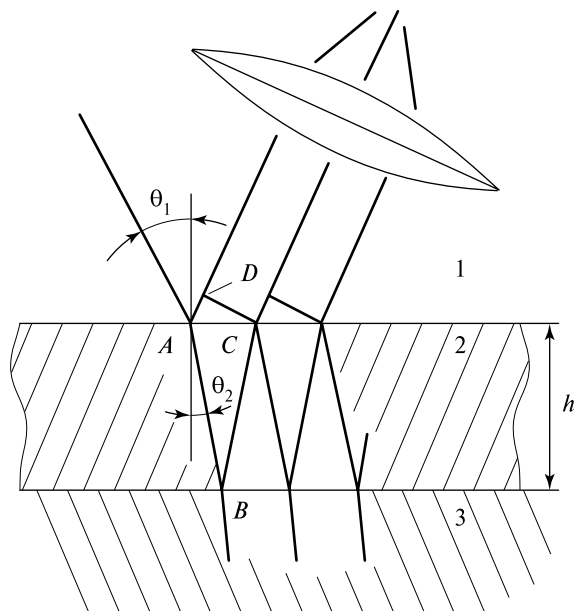


Рис. 7.9. Отражение и прохождение плоских волн на гладких границах двухслойной среды (объяснение системы обозначений см. в тексте)

Таким образом, полный набег фазы между отражённым первичным и вышедшим из среды 2 лучами составит:

$$(AB + BC)n_2 \frac{2\pi}{\lambda_0} - AD \frac{2\pi}{\lambda_0}. \quad (7.61)$$

Из тригонометрических соображений нетрудно получить следующие соотношения:

$$(AB + BC) = \frac{2h}{\cos \theta_2}, \quad AD = 2h \operatorname{tg} \theta_2 \sin \theta_1. \quad (7.62)$$

С учётом закона Снеллиуса в форме $n_2 \sin \theta_2 = \sin \theta_1$ и после ряда преобразований полный набег комплексной фазы ψ можно представить в виде

$$\dot{\psi} = \frac{4\pi h}{\lambda_0} n_2 \cos \theta_2 = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_2 - \sin^2 \theta_1} = \alpha - j\beta. \quad (7.63)$$

Полный сигнал, получаемый как сумма проинтерферированных лучей (на рис. 7.9 эта процедура условно показана как эффект собирающей оптической линзы), есть бесконечный ряд относительных комплексных амплитуд парциальных лучей:

$$\begin{aligned} \dot{R}_{123} &= \dot{R}_{12} + \dot{t}_{12} \dot{R}_{23} e^{j\psi} + \dot{t}_{12} \dot{t}_{21} \dot{R}_{23} \dot{R}_{21} \dot{R}_{23} e^{j2\psi} + \dots = \\ &= \dot{R}_{12} + \dot{t}_{12} \dot{t}_{21} \dot{R}_{23} e^{j\psi} [1 + \dot{R}_{23} \dot{R}_{21} e^{j\psi} + \dots]. \end{aligned} \quad (7.64)$$

Поскольку модуль произведения $|\dot{R}_{23}\dot{R}_{21}|$ меньше единицы, то выражение в квадратных скобках есть не что иное, как геометрическая прогрессия. Используя известное выражение для суммы геометрической прогрессии, а также импедансные граничные условия, получим выражение для полного коэффициента отражения от двухслойной среды:

$$\dot{R}_{23} = \frac{\dot{R}_{12} + \dot{R}_{23}e^{j\psi}}{1 + \dot{R}_{23}\dot{R}_{12}e^{j\psi}}. \quad (7.65)$$

Отметим, что соотношение (7.65) нетрудно обобщить на случай изотермической многослойной структуры, либо при помощи импедансного метода (см. § 7.7), либо метода ориентированных графов [Раев и др., 1975]. Исследование резко неизотермических структур (т.е. структур с наличием резких градиентов в температурном поле) оказалось, по естественным причинам, значительно более сложным (см. [Клепиков, Шарков, 1983, 1992], § 7.7).

Остановимся пока на изотермическом случае и рассмотрим ситуацию, достаточно часто встречаемую в практике зондирования, когда плёночная среда обладает малыми потерями (прозрачная среда с $\text{tg } \delta \rightarrow 0$). В этом случае излучательная способность двухслойной среды может быть записана как:

$$\kappa = \frac{(1 - R_{12}^2)(1 - R_{23}^2)}{1 + R_{12}^2 R_{23}^2 + 2R_{12}R_{23} \cos(\psi + \varphi_{23})}, \quad (7.66)$$

где $\dot{R}_{23} = R_{23} e^{j\varphi_{23}}$.

Принципиально новая особенность в излучении двухслойных сред заключается в наличии интерференционных эффектов, которые связаны с многократным отражением плоских электромагнитных волн от границ сред. Монохроматическая излучательная способность всей структуры осциллирует в зависимости от толщины плёнки, причём период осцилляций H в случае прозрачной (без потерь) диэлектрической плёнки определяется из (7.66) при $\delta_2 = 0$:

$$H = \frac{\lambda}{2\sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \theta}}. \quad (7.67)$$

Значения толщин, при которых излучение максимально или минимально, равны:

$$h_{\max, \min} = \frac{\pi m - \varphi_{23}}{4\pi\sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \theta}}. \quad (7.68)$$

Здесь $m = 1, 2, 3, \dots$ — целые числа, причём нечётным m соответствует максимум, а чётным — минимум излучательной способности. Из (7.68) следует, что для конечных толщин плёнки $h > 0$ первым экстремальным значением излучательной способности является максимум $m = 1$, поскольку, как можно показать для системы нефть — вода, имеет место неравенство $\pi > \varphi_{23}$

($\varphi_{23} < 1$). В случае другого сочетания диэлектрических параметров (например, лёд — грунт) первым экстремумом зависимости $\kappa(h)$ может быть минимум. Сказанное количественно подтверждают зависимости $\kappa(h)$ для структур лёд — вода и лёд — почва (рис. 7.10). Электрофизические параметры сред указаны в подрисуночной подписи рис. 7.10. Отметим, что тонкий слой плёнки толщиной в несколько миллиметров (3...5 мм) может резко изменить излучательные характеристики среды — контраст температур для воды может превысить 100 К, а для грунта — 30 К. Отметим, что яркостные температуры структуры выше яркостной температуры водной поверхности (структура «теплее», чем подложка). В то же время для структуры лёд — грунт (или вода — лёд) минимальная температура может быть меньше температуры грунта (структура «холоднее», чем подложка).

Физически указанный эффект связан с согласующим (или рассоглащающим) действием плёночной прослойки на излучение подложки, аналогичен эффекту просветления (затемнения) в оптике [Борн, Вольф, 1973], или эффекту согласования (рассогласования) волновых сопротивлений сред в радиофизике.

Нетрудно видеть, что при малых толщинах плёнок контраст $\Delta T_B(h)$ может быть аппроксимирован квадратичной зависимостью от h :

$$\Delta T_B(h) = F(\lambda, \varepsilon_2) h^2, \quad (7.69)$$

причём $F(\lambda, \varepsilon_2)$ существенно зависят как от длины волны, так и от диэлектрических свойств плёнки. Подробные вычисления приведены в работе [Райзер и др., 1975а]. Экспериментально указанная зависимость была подтверждена при многочастотном дистанционном исследовании полей собственного излучения нефтяных разливов в Каспийском море [Беспалова и др., 1978, 1983].

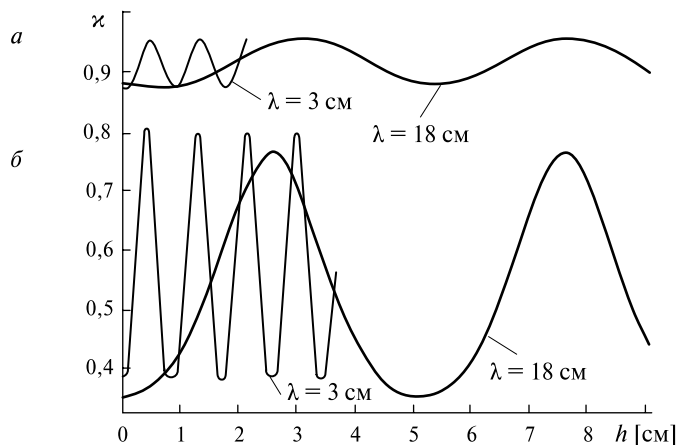


Рис. 7.10. Излучательная способность двухслойной среды как функция толщины ледового покрова: *а* — структура лёд — почва; для льда $\varepsilon_1 = 3,2$; для почвы $\varepsilon_1 = 12,5$, $\text{tg } \delta = 0,3$ (для длины волны 3 см) и $\varepsilon_1 = 15$, $\text{tg } \delta = 0,07$ (для длины волны 18 см); *б* — структура лёд — вода, данные по диэлектрическим свойствам воды см. в гл. 8

Из анализа рис. 7.10 следует, что диэлектрические свойства подложки практически не влияют на период осцилляций $\kappa(h)$ (за исключением небольшого «фазового» сдвига), который определяется электрическими свойствами слоя плёнки и длиной волны излучения (7.67).

При увеличении толщины плёнки с конечными потерями интерференционные эффекты ослабляются и добавляется вклад собственного теплового излучения слоя так, что величина $\kappa(h)$ асимптотически выходит за уровень излучения, определяемый только диэлектрическими свойствами плёнки. Для плёнки из сырой нефти с диэлектрическими параметрами $\varepsilon = 2,2 - j0,008$ величина $\Delta T_B(h)$ будет постоянной только при $h > 1,4 \cdot 10^2 \lambda$, что составляет, например, на волне $\lambda = 0,8$ см толщину слоя порядка метра. При более значительных потерях в материале плёнки порядка $\text{tg } \delta \approx 0,1 \dots 0,2$ интерференционная картина «исчезает» уже при $h/\lambda \approx 1 \dots 1,5$. В то же время для природных сред с тангенсом угла потерь $\text{tg } \delta \approx 10^{-3}$ влияние потерь в среде на первые 4-5 осцилляций при $h/\lambda \approx 1,5$ практически не ощутимо.

Оценим толщину плёнки, при которой можно пренебречь влиянием малых потерь нефти $\text{tg } \delta \ll 1$ при определении радиояростной температуры излучающей поверхности. Учитывая, что при $\text{tg } \delta < 1$ и излучении в надир $\beta \approx (2\pi h/\lambda) \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \text{tg } \delta$, получим добавку к единице в разложении $e^{\pm \beta} \approx 1 \pm \beta$, которая составляет величину менее 0,01 и не приводит к изменению величины излучательной способности $\kappa(h)$ более чем на 1 %. Отсюда следует, что для сырой нефти с характерными диэлектрическими параметрами $\varepsilon'_2 = 2,2$ и $\text{tg } \delta = 3,6 \cdot 10^{-3}$ влиянием таких потерь на рассматриваемое радиоизлучение можно пренебречь (с точностью 1 %) при условии $h/\lambda < 0,3$.

На рис. 7.11 и 7.12 приведены поляризационные зависимости структуры плёнка – вода; из их анализа следует, что присутствие на излучающей поверхности плёнки вещества с другими электрическими параметрами резко изменяет и поляризационные свойства всей системы. Во-первых, отметим возникновение при $h/\lambda > 1$ как на вертикальной, так и (что интересно отметить) на горизонтальной поляризации «псевдобрюстеровских» углов, значения которых и величина излучательной способности весьма чувствительны к изменениям толщины плёнки. Так, при изменении параметра h/λ на 20...30 % может произойти качественная перестройка вида поляризационных характеристик (см. рис. 7.12). Наибольшей чувствительностью к толщинам плёнки до 1 мм обладают измерения горизонтально поляризованной компоненты радиоизлучения при углах наблюдения вплоть до 40...50°. Во-вторых, при измерениях вертикально поляризованной компоненты радиоизлучения под углом Брюстера для плёночной среды (в приближении малых потерь $\text{tg } \delta \ll 1$) излучательная способность не зависит от толщины плёнки и определяется излучательной способностью чистой поверхности воды.

Физически это связано с равенством нулю коэффициента отражения от границы сред 1–2 для вертикально поляризованной компоненты излучения на угле Брюстера $R_{V12}(\theta_{BR}) = 0$. Действительно, из (7.65) при $\text{tg } \delta \ll 1$ и $\theta = \theta_{BR}$ имеем (индекс “V” далее опускаем):

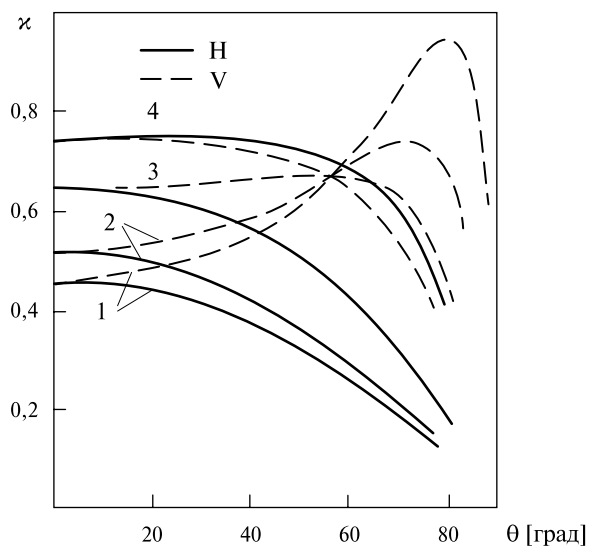


Рис. 7.11. Поляризационные свойства структуры нефтяной плёнки на водной поверхности для длины волны 0,8 см (H — горизонтальная поляризация; V — вертикальная поляризация). Для нефти $\epsilon_1 = 2,2$, $\text{tg } \delta = 0$. Для кривых 1–4 толщина плёнки 0; 0,04; 0,08; 0,12 см соответственно

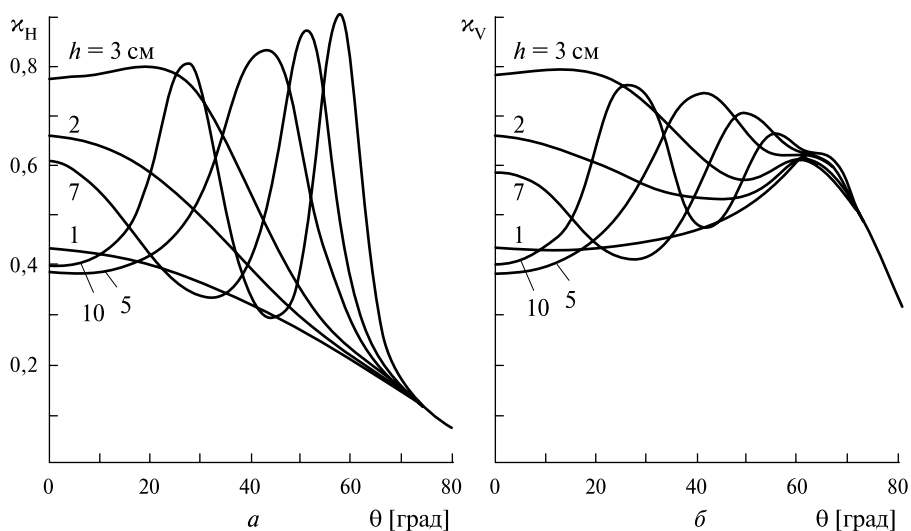


Рис. 7.12. Поляризационные свойства структуры ледового покрова на водной поверхности: *a* — горизонтальная поляризация; *b* — вертикальная поляризация. Для льда $\epsilon_1 = 3,2$, $\text{tg } \delta = 0$; для пресной воды $\epsilon_1 = 44,78$, $\text{tg } \delta = 0,95$. Толщина ледового покрова (в [см]) указана цифрами на рисунке

$$\kappa_{123}(\theta = \theta_{BR}) = 1 - R_{23}^2(\theta_{BR}), \quad (7.70)$$

а, с другой стороны, можно получить следующее соотношение между коэффициентами отражения для любых компонент поляризации двухслойной среды:

$$\dot{R}_{23} = \frac{\dot{R}_{22} - \dot{R}_{13}}{\dot{R}_{12}\dot{R}_{13} - 1}. \quad (7.71)$$

Из (7.71) при $R_{12}(\theta_{BR}) = 0$ имеем $R_{23}(\theta_{BR}) = -R_{13}(\theta_{BR})$ и далее, с учётом (7.70), получим:

$$\kappa_{123}(\theta_{BR}) = \kappa_{13}(\theta_{BR}). \quad (7.72)$$

Таким образом, вертикально поляризованное излучение поверхности с плёнкой равно излучению чистой поверхности на угле, который соответствует равенству $R_{12}(\theta_{BR}) = 0$. Отсюда следует любопытная экспериментальная методика определения диэлектрических свойств плёночного покрытия. Так, измеряя угловую зависимость контраста яркости между чистой поверхностью и покрытой плёнкой, $\Delta T_B(\theta)$ для вертикально поляризованной компоненты радиоизлучения и определив угол θ_0 , при котором $\Delta T_B(\theta) = 0$, можно оценить диэлектрическую проницаемость загрязнения как $\text{tg}^2\theta_0 = \varepsilon'_2$ (известное соотношение Брюстера). Из этого соотношения следует, что в области $\varepsilon'_2 = 1,78...2,55$ (что отвечает основным видам широко используемых жидких нефтепродуктов) соответствующим углом будет $\theta_0 = 54...58^\circ$. Нетрудно видеть, что точность определения ε'_2 по предложенной методике составит $\pm 0,15$ единицы при точности значения измеряемого угла $\pm 1^\circ$.

Характерный вид спектральных зависимостей для «согласующего» (или вариант «просветляющей» оптики) случая (т.е., когда $\varepsilon'_2 < \varepsilon'_3$) представлен на рис. 7.13, а для «рассогласованного» случая ($\varepsilon'_2 > \varepsilon'_3$) — на рис. 7.14. Последний вариант физически интересен тем, что плёнка воды обладает волновым сопротивлением, которое «рассогласовывает» систему, и часть энергии теплового излучения подложки (в данном случае — льда) отражается «обратно», чем и объясняется аномально низкая яркостная температура всей системы (см. рис. 7.14). Как и следовало ожидать, диэлектрические свойства воды в данном случае играют решающую роль и изменяют как значения излучательной способности, так и форму частотных зависимостей, причём это влияние с увеличением длины волны усиливается (см. рис. 7.14).

Кратко рассмотрим вопрос о решении обратной задачи — определение электрических параметров и толщины по данным радиоизмерений собственного излучения системы плёнка — подложка. Вследствие периодичности в зависимости $\kappa(h)$ измерить толщину плёнки одночастотным прибором, строго говоря, невозможно. Однако с использованием n -радиочастотных каналов и представлением излучательной способности в n -мерном пространстве (на различных длинах волн) можно практически полностью избавиться от неопределённости.

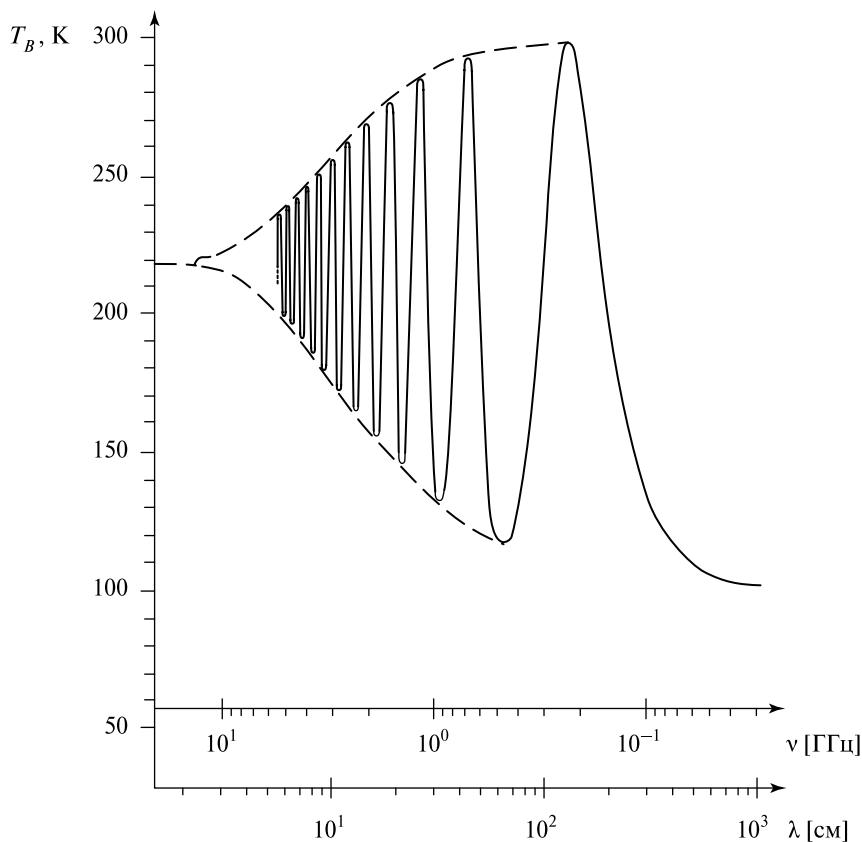


Рис. 7.13. Спектральные характеристики радиотеплового излучения (в монохроматическом приближении) для изотермической трёхслойной структуры при надирном наблюдении. Для первого слоя $\varepsilon_1 = 1,0$; для второго слоя $\varepsilon_1 = 10$, $\text{tg } \delta = 0,04$ с толщиной 10 см. Для третьего слоя $\varepsilon_1 = 100$, $\text{tg } \delta = 0,1$. Термодинамическая температура структуры $T_0 = 300$ К

В работе [Попов и др., 1976] теоретически было показано, что использование для этих целей трёхмерного образа излучательной способности приводит практически к полному исключению неоднозначности. Экспериментально это было впервые подтверждено при многочастотном дистанционном исследовании полей собственного излучения нефтяных разливов в Каспийском море в 1976–1977 гг. [Беспалова и др., 1978]. Подробные исследования [Райзер и др., 1975б] градиентов радиояркой температуры ΔT_B по параметрам ε'_2 и в области малых толщин h показали, что при радиотепловых измерениях толщин плёнок существует неоднозначность порядка 40...50 %, вызванная отсутствием информации об истинном значении диэлектрических свойств плёнки. Для оценки последней величины можно использовать поляризационные измерения (вблизи угла Брюстера по плёнке).

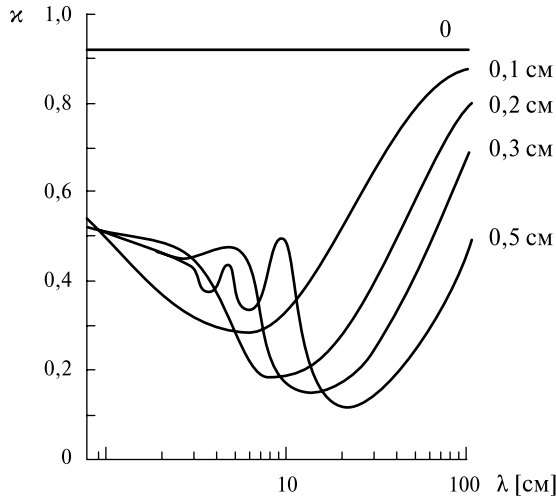


Рис. 7.14. Спектральные характеристики радиотеплового излучения (в монохроматическом приближении) для изотермического полупространства со структурой водный слой — лёд при наблюдении в надир. Для льда $\epsilon_1 = 3,2$, $\text{tg } \delta = 0$. Спектральные свойства диэлектрических характеристик воды соответствуют релаксационной модели Дебая (см. гл. 8). Толщина водного слоя (в см) указана цифрами на рисунке

§ 7.6. СВОЙСТВА КВАЗИКОГЕРЕНТНОСТИ В ТЕПЛОМ ИЗЛУЧЕНИИ И ГРАНИЦЫ ЕЁ ПРИМЕНИМОСТИ

Интерференционные эффекты в тепловом излучении, выявленные в предыдущих параграфах, обусловлены монохроматическим приближением, т. е. получены в предположении бесконечно узкой полосы пропускания приёмного устройства. Эта особенность излучения является, по существу, чисто аппаратным эффектом, так как непосредственно интерференция возникает «внутри» приёмного устройства ввиду ограниченной по частоте амплитудно-частотной характеристики (АЧХ). Она не присуща природному излучению как таковому. Кроме того, отметим, что интерференционные эффекты наиболее чётко проявляются при наличии резких диэлектрических границ в природной структуре (например, плёнка нефти на водной поверхности). В случае же переходных плавных диэлектрических слоёв эти эффекты в значительной степени подавляются (см. § 7.7).

В настоящем параграфе проведено (следуя работе [Попов, Шарков, 1976]) общее рассмотрение этого эффекта для АЧХ произвольной формы и более детальное — для трёх наиболее распространённых частных случаев.

Для большей физической наглядности рассмотрим радиоизлучение простейшей слоистой структуры: плоскопараллельного однородного слоя 2, покрывающего полубесконечную однородную среду 3. Для упрощения выкладок

будем считать, что потери в средах отсутствуют, т. е. диэлектрические проницаемости рассматриваемых сред действительные. С учётом этих предположений монохроматическая (т. е. рассматриваемая в бесконечно узком частотном интервале) излучательная способность структуры примет вид (см. § 7.5):

$$\kappa(f) = \frac{(1 - R_{12}^2)(1 - R_{23}^2)}{1 + R_{12}^2 R_{23}^2 + 2R_{12} R_{23} \cos(2\pi f \tau)}, \quad (7.73)$$

где $\tau = (2h\sqrt{\epsilon_2})/c$ — время запаздывания волны, отражённой от верхней и нижней границы слоя, по отношению к прошедшей в слой волне; R_{12} и R_{23} — коэффициенты Френеля по мощности для соответствующих поверхностей раздела сред; h — толщина слоя 2; c — скорость света в вакууме; f — частота, $f = \nu$. Из (7.69) следует, что зависимость κ от частоты и от толщины слоя носит осциллирующий характер. Важно отметить, что амплитуда осцилляций в отсутствие потерь в слое постоянна.

Тепловое излучение нагретых тел произвольной геометрической формы является случайным процессом с практически равномерным «белым» спектром яркостной температуры в радиодиапазоне и дельта-коррелированными значениями напряжённости электрического и магнитного полей (см. гл. 6).

Высокочастотный тракт (до квадратичного детектора) приёмной радиометрической системы ограничивает спектр принимаемого шумового излучения собственной АЧХ (по мощности) в $G_0(f)$ высокочастотной части, устанавливая, таким образом, корреляционную связь между мгновенными значениями шумового выходного сигнала с отличным от нуля временем корреляции $\tau_0 = 1/\Delta f$, где $\Delta f = (1/G_{\max}) \int_{\Delta f} G(f) df$ — эффективная ширина полосы пропускания СВЧ-тракта радиометра (см. гл. 3).

Радиояркостная температура изотермической двухслойной структуры, измеряемая радиометром, находящимся в среде 1 (в отсутствие внешнего подсвета атмосферы и небосвода), равна

$$T_B = \kappa_{\Sigma} T_0, \quad (7.74)$$

где T_0 — термодинамическая температура всей структуры; κ_{Σ} — излучательная способность, усреднённая по эффективной полосе пропускаемых частот радиометра:

$$\kappa_{\Sigma}(\tau) = \frac{1}{G_{\max} \Delta f} \int_{\Delta f} \kappa(f) G(f) df. \quad (7.75)$$

Отсюда видно, что монохроматическое приближение (7.69) достаточно хорошо описывает измеряемую излучательную способность слоистой структуры лишь при наличии узкополосного радиометрического устройства. Нетрудно понять, что условие узкополосности имеет вид $\Delta f \ll 1/\tau$, где τ — время запаздывания между парциальными лучами в двухслойной системе (см. § 7.5), или, другими словами, время запаздывания между парциальными луча-

ми много меньше времени корреляции приёмной системы — $\tau \ll \tau_0$. Один из способов повышения чувствительности радиометрических систем заключается в расширении полосы пропускаемых частот (см. гл. 3). Но при этом, чем больше Δf , тем при меньших толщинах слоя справедливо монохроматическое приближение. Нарушение условия узкополосности приводит к уменьшению амплитуды интерференционных осцилляций (которые несут полезную информацию), вплоть до их полного исчезновения при $\tau \ll \tau_0$. Поэтому при больших значениях Δf и τ расчёт излучательной способности слоистой структуры необходимо вести по формуле (7.75). Однако непосредственное интегрирование (7.75) даёт весьма громоздкие выражения даже в случае простейшего вида функций АЧХ. Для сложных же форм АЧХ получение точных аналитических выражений излучательной способности κ_Σ становится невозможным. В связи с этим представляет интерес получение простых приближенных формул с тем, чтобы провести аналитическое рассмотрение.

Описанный ниже математический приём, предложенный в работе [Попов, Шарков, 1976], может быть полезен не только при рассмотрении теплового радиоизлучения слоистых структур, поскольку физически аналогичные эффекты интерференции шумовых сигналов с ограниченным спектром имеют место также в оптических системах и в радиофизических длинных линиях [Борн, Вольф, 1973; Булатов и др., 1980].

Входящая в выражение (7.75) функция частоты $\kappa(f)$ является чётной, периодической и дифференцируемой функцией времени запаздывания τ и может быть разложена в ряд Фурье по косинусам:

$$\kappa(f, \tau) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(2\pi f n \tau). \quad (7.76)$$

Подставляя разложение (7.76) в формулу (7.75) и меняя местами суммирование и интегрирование, получим:

$$\kappa_\Sigma(\tau) = \frac{a_0}{2} + \frac{1}{\Delta f} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \int_0^{\infty} G_0(f) \cos(2\pi f n \tau) df. \quad (7.77)$$

Интегралы в правой части (7.77) представляют собой преобразования Фурье для АЧХ $G_0(f)$ радиометра, $G_0(f) = G(f)/G_{\max}$. Поскольку спектр принимаемого излучения полагается «белым», то функция $G_0(f)$ является спектром мощности выходного (после ВЧ-части радиометра) сигнала, а её преобразование Фурье, согласно теореме Винера-Хинчина, равно автокорреляционной функции выходного сигнала, т. е. (7.77) можно записать в виде:

$$\kappa_\Sigma(\tau) = \frac{a_0}{2} + \frac{1}{\Delta f} \sum_{n=1}^{\infty} a_n Q(n\tau), \quad (7.78)$$

где $Q(n\tau)$ — значения автокорреляционной функции шумового выходного сигнала радиометра, соответствующие сдвигу по времени на $n\tau$. Соответственно, n -й член ряда (7.78) так же, как и ряда (7.76), относится к n -му лучу, выходящему из структуры после n отражений от нижней границы слоя 2.

Поэтому аргумент автокорреляционной функции в n -м члене ряда (7.78) равен $n\tau$ — времени задержки n -го луча. С ростом n коэффициенты Фурье a_n и значения автокорреляционной функции $Q(n\tau)$ стремятся к нулю, вследствие чего при не слишком малых τ ряд (7.78) быстро сходится.

Оценим поведение зависимостей $\kappa(\tau)$ для трёх АЧХ различной формы, которые наиболее распространены в практике радиотепловых приёмных систем (см. гл. 3):

а) прямоугольной

$$G_0^R(f) = \begin{cases} 1 & f_1 < f < f_2, \\ 0 & f < f_1; \quad f > f_2, \end{cases} \quad (7.79)$$

б) типа резонансного контура (иногда называемой лоренцевой)

$$G_0^L(f) = \frac{1}{1 + 4 \left(\frac{f - f_0}{\Delta f} \right)^2}, \quad (7.80)$$

в) гауссовой

$$G_0^G(f) = \exp \left\{ -2,773 \left(\frac{f - f_0}{\Delta f} \right)^2 \right\}, \quad (7.81)$$

где Δf — ширина полосы на уровне 3 дБ; f_0 — центральная частота полосы пропускания системы.

Для прямоугольной АЧХ выражение (7.78) преобразуется к виду:

$$\kappa_\Sigma^R(\tau) = \frac{a_0}{2} + \frac{1}{\pi \Delta f \tau} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{2} \cos(2\pi f_0 n\tau) \cdot \sin(\pi \Delta f n\tau), \quad (7.82)$$

для лоренцевой:

$$\kappa_\Sigma^L(\tau) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \exp(-\pi \Delta f n\tau) \cdot \cos(2\pi f_0 n\tau), \quad (7.83)$$

для гауссовой:

$$\kappa_\Sigma^G(\tau) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \exp \left\{ -\frac{\pi \Delta f^2}{2,773} n^2 \tau^2 \right\} \cos(2\pi f_0 n\tau), \quad (7.84)$$

а также во всех формулах:

$$\frac{a_0}{2} = \frac{(1 - R_{12}^2)(1 - R_{23}^2)}{1 - R_{12}^2 R_{23}^2}. \quad (7.85)$$

В силу быстрой сходимости ряда (7.75) при не слишком малых τ в формулах (7.79)–(7.81) можно ограничиться первыми двумя членами; тогда получим (после вычисления коэффициента a_1):

$$\left. \begin{aligned} \kappa_{\Sigma}^R &= \frac{a_0}{2} \left[1 - 2R_{12}R_{23} \frac{\sin(\pi\Delta f\tau)}{\pi\Delta f\tau} \cos(2\pi f_0\tau) \right], \\ \kappa_{\Sigma}^L &= \frac{a_0}{2} \left[1 - 2R_{12}R_{23} e^{-\pi\Delta f\tau} \cos(2\pi f_0\tau) \right], \\ \kappa_{\Sigma}^G &= \frac{a_0}{2} \left[1 - 2R_{12}R_{23} \exp\left\{-\frac{\pi^2\Delta f^2}{2,773}\tau^2\right\} \cos(2\pi f_0\tau) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (7.86)$$

Полученные формулы показывают, что усреднённая по АЧХ излучательная способность $\kappa_0(\tau)$ слоистой структуры осциллирует при увеличении толщины слоя с тем же периодом, что и монохроматическая. Однако, в отличие от монохроматического приближения, осцилляции в данном случае затухают, причём тем скорее, чем шире полоса частот. Огибающая осцилляций определяется формой АЧХ и представляет собой для прямоугольной АЧХ функцию вида $\sin x/x$, для лоренцевской — e^{-x} , для гауссовой — e^{-x^2} . Предел, к которому стремится зависимость $\kappa_{\Sigma}(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$, не зависит ни от ширины, ни от формы АЧХ и совпадает со средним за период значением монохроматической зависимости (7.73).

Для оценки точности полученных приближенных формул было проведено численное интегрирование на ЭВМ при помощи точных соотношений для структуры лёд — вода. На рис. 7.15 представлены рассчитанные зависимости для прямоугольной и лоренцевской АЧХ; аналогичная кривая для гауссовой АЧХ отличается от лоренцевской лишь более быстрым уменьшением амплитуды осцилляций.

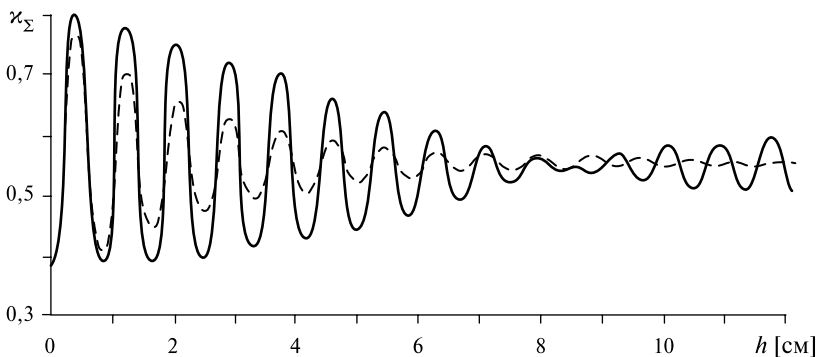


Рис. 7.15. Зависимость радиотеплового излучения двухслойной среды лёд — вода, усреднённой в соответствии с амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ) приёмного тракта усилителя радиометра, от толщины ледового покрова при надирных наблюдениях при $T_0 = 273$ К, $f_0 = 10$ ГГц, $\Delta f = 1$ ГГц; для льда $\epsilon_1 = 3,2$ и $\text{tg } \delta = 0$; для воды $\epsilon_1 = 44,8$ и $\text{tg } \delta = 0,95$. Сплошная кривая соответствует прямоугольной АЧХ, пунктирная — АЧХ лоренцевского типа

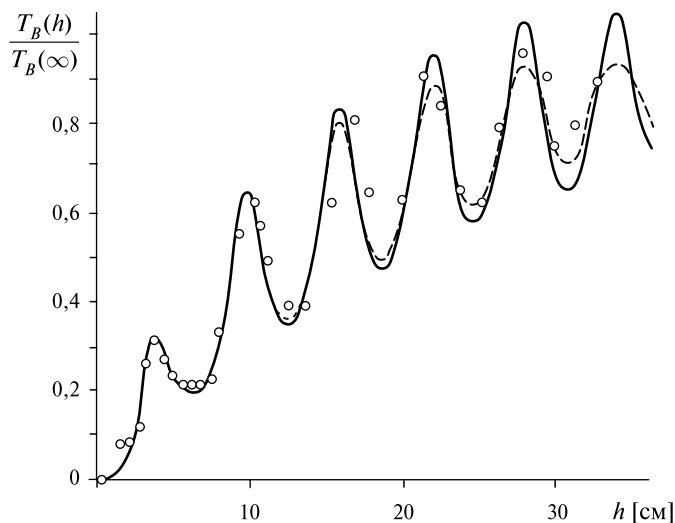


Рис. 7.16. Соотношение между $T_B(h)/T_B(\infty)$ и толщиной слоя песка на металлической поверхности при надирных наблюдениях для $f_0 = 1,42$ ГГц, $\Delta f = 0,15$ ГГц; для песка $\epsilon_1 = 2,95$, $\text{tg } \delta = 0,05$. Сплошная кривая соответствует монохроматическому приближению, пунктирная — сигналу, осреднённому прямоугольной АЧХ; светлые кружки — экспериментальным данным [Blinn et al., 1972]

Формулы (7.86) качественно хорошо описывают поведение этих зависимостей; максимальная ошибка, соответствующая толщине слоя $h \approx 0$, составляет менее 5% и быстро уменьшается с ростом h .

Сопоставим рассчитанные численным интегрированием значения излучательной способности слоистой структуры с результатами натуральных экспериментов [Blinn et al., 1972]. На рис. 7.16 изображены зависимости отношения $T_B(h)/T_B(\infty)$ от толщины слоя песка на металлической подложке. Форма АЧХ используемого радиометрического устройства в работе авторов не указана, однако расчёт показывает, что из рассмотренных выше форм наилучшее согласие с экспериментом даёт прямоугольная АЧХ. Для сравнения на рис. 7.16 показана такая же зависимость для монохроматического приближения.

Отметим, что аналогичные сложные интерференционные эффекты обычно сопровождают лабораторные измерения прохождения электромагнитных волн через плоскостойкие объекты (см., например, [Kohn, 1997]).

Специальный анализ диссипации в плёночной среде показал [Райзер и др., 1975а], что наличие потерь в слое делает затухание осцилляций более быстрым и несколько сдвигает их по фазе, не внося никаких качественных изменений. Таким образом, форма и ширина АЧХ радиометрической системы существенно влияют на характер интерференционных зависимостей при приёме теплового радиоизлучения слоистых сред и, следовательно, на окончательную информативность микроволновых пассивных систем.

§ 7.7. СОБСТВЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Как уже отмечалось, одной из важнейших особенностей методов радиотеплового зондирования является возможность получения физической информации о внутренней структуре изучаемой среды. Значительный класс земных структур может быть представлен в виде многослойной структуры с резко изменяющимися диэлектрическими параметрами и термическими свойствами. К ним относятся и поверхности типа лёд – вода, влажная и сухая почвы, грунт – подземная вода и многие другие. Они характеризуются резким изменением (скачками) в диэлектрических и термических свойствах, или, другими словами, возникает ситуация, когда масштабы диэлектрических и термических неоднородностей сравнимы с масштабом рабочей длины волны λ :

$$\left| \frac{\Delta \varepsilon}{\Delta z} \right| \geq \frac{\varepsilon}{\lambda}.$$

Известно, что проблемы построения адекватной электродинамики для сильно неоднородных и сильно поглощающих сред достаточно сложны. В силу этого, такие среды не могут быть адекватно описаны ни в рамках теории переноса излучения (см. гл. 9), ни в классических приближениях типа метода ВКБ (Вентцель-Крамерс-Брюллен) [Левин, Рытов, 1967; Шульгина, 1975; Stogryn, 1970; Tsang et al., 1975].

В течение длительного времени исследователями различных научных групп были использованы различные модификации плоскопараллельной модели микроволнового излучения для сильно поглощающих сред с разрывами в температурном профиле. Однако детального анализа применимости этих моделей и анализа достоверности полученных результатов авторами не проводилось [Башаринов и др., 1968; Тучков, 1968; Tsang et al., 1975; Wilheit, 1978].

В наиболее полной форме концепция теоретической модели микроволнового излучения резко-неоднородных и неизотермических сред была сформирована И. Н. Клепиковым и Е. А. Шарковым в 1983 г. и развита в 1992 г. [Клепиков, Шарков, 1983, 1992; Sharkov, 2003]. Эта теория может быть использована для описания микроволнового излучения для любых нерегулярных неизотермических многослойных сред без каких-либо ограничений на пространственные масштабы неоднородностей, длины волн микроволнового диапазона и на степень затухания электромагнитных волн.

В указанных выше работах приведено детальное теоретическое описание всех процессов, обуславливающих формирование собственного излучения в резко неоднородных, неизотермических, плоскостойких средах с произвольной вариацией диэлектрических и термических параметров среды. Краткое изложение результатов этого анализа представлено в этом параграфе.

Физическая сущность проблемы. Закон Кирхгофа, который связывает интенсивность собственного излучения реальных («серых») сред с излучением

абсолютно чёрного тела, может быть использован для определения интенсивности термического излучения полубесконечного пространства при помощи энергетических коэффициентов отражения плоских электромагнитных волн от границ между средами (см. гл. 4 и § 7.4). Однако этот подход может быть корректно применён только в случае полной изотермической ситуации во всей наблюдаемой системе. С другой стороны, использование феноменологической теории переноса излучения (которая описывает энергетический баланс в физически малом объёме среды) для описания собственного излучения неізотермической среды ограничено случаем сред с малыми потерями и слабой пространственной вариацией диэлектрических свойств (см. гл. 9). В этих случаях все волны, многократно отражающиеся в среде, очень слабы, и их интерференционные эффекты на суммарное собственное излучение в среде пренебрежимо малы.

Первые попытки рассмотрения достаточно простых случаев двух- и трёх-слойных сред с различными температурами были предприняты в работах [Башаринов и др., 1968; Тучков, 1968]. Авторы использовали метод, когда прямые и отражённые энергетические потоки суммировались для получения радиояркостной температуры, которая и определяет излучение полной структуры. Такой метод, однако, не принимал во внимание фазовых соотношений между отражёнными волнами, и, соответственно, целый ряд важных эффектов был утерян.

Строгое решение проблемы термической радиации для неоднородных неізотермических сред может быть получено с использованием электромагнитной флуктуационной теории, в которой соотношение между корреляционными свойствами внешних флуктуационных потоков и распределением термодинамической температуры в среде определяется флуктуационно-диссипационной теоремой (ФДТ) (см. гл. 4). В работе [Stogryn, 1970] ФДТ и решение волнового уравнения для неоднородной среды было использовано с целью получения дифференциального уравнения второго порядка для интенсивности термической радиации с двумя граничными условиями и затем при помощи квазиклассического приближения (метод ВКБ) было найдено решение для слабо неоднородной диэлектрической среды. Это решение действительно описывает вариации термической радиации индивидуальных областей среды с вариациями действительной части диэлектрической проницаемости, но полностью игнорирует интерференционные эффекты. Этот подход был развит в работе [Шульгина, 1975], где, в частности, было показано, что решение, полученное по методу ВКБ, есть отчётливо выраженная генерализация феноменологического уравнения теории переноса на случай произвольного поглощения в исследуемой среде, так как учитывает сильную рефракцию лучей в поглощающей среде (но не их интерференцию (!)). В этой же работе были определены условия применимости метода ВКБ в форме следующего неравенства:

$$\left| \frac{d\epsilon}{dz} \right| \ll \frac{2\pi}{\lambda} \epsilon$$

(где λ — длина волны излучения в свободном пространстве; ε — диэлектрическая постоянная среды), которое указывает, что масштаб относительной неоднородности существенно больше длины волны.

Для сред с сильными вариациями диэлектрических параметров на масштабах, соответствующих длине волны, известные решения по методу ВКБ (а также по методу теории переноса излучения) могут быть не пригодны для описания реальных сред.

Точное, замкнутое решение проблемы термической радиации для неоднородных неизотермических сред было найдено лишь для ряда достаточно гладких профилей диэлектрических параметров и температуры. Примером таких решений для экспоненциальных профилей может служить работа [Tsang et al., 1975]. Поскольку разнообразие возможных типов вертикальных профилей параметров сред (включая и резкие скачки в значениях параметров), очевидно, велико, то наличие разработанных и надёжно действующих аппроксимационных методов очень важно.

Один из таких подходов включает изучение радиации от полупространства с произвольными профилями комплексной диэлектрической постоянной и температуры. На основе результатов работы [Stogryn, 1970] волновое уравнение в стратифицированной среде было решено в работе [Tsang et al., 1975] с использованием функций Грина для многослойной структуры, а интенсивность радиации для полной среды вычислялась в форме суммы вкладов от каждого слоя. Амплитуды прямых и отражённых волн от каждого слоя были найдены, независимо от проблемы излучения, с использованием матричного метода для полной структуры. Такой подход резко усложняет физическую интерпретацию и сопоставимость с решениями, полученными другими методами. Аналогичная проблема в работе [Wilheit, 1978] была решена при помощи вычисления специальной энергетической функции при волновой передаче от каждого слоя к поверхности среды с использованием метода итераций для удовлетворения граничных условий в каждом слое. Здесь, однако, интерференционные эффекты были вычислены только для одного варианта, в котором электрические векторы обратных волн были коллинеарны, что возникает только для излучения с горизонтальной поляризацией. Таким образом, решения, полученные в работах [Tsang et al., 1975; Wilheit, 1978], нельзя охарактеризовать как полновесные и окончательные.

В настоящем разделе представим (следуя работам [Клепиков, Шарков, 1983, 1992]) метод анализа термического (собственного) излучения для стратифицируемой неоднородной неизотермической среды для произвольного угла наблюдения и произвольной поляризации. От предыдущей работы [Wilheit, 1978] этот подход отличается тем, что выражение для радиояркостной температуры выводится в последовательности стадий, причём первоначально начинает формироваться для одного слоя с двумя границами и затем — ко всем слоям структуры как целое. В этом подходе законченное выражение для окончательного результата обеспечивает полную идентификацию как физических характеристик использованного метода, так и его применимость к проблеме излучения неоднородных неизотермических сред.

Собственное излучение неизотермической среды с произвольными параметрами. Рассмотрим стационарную неоднородную вертикально неизотермическую немагнитную среду, ограниченную сверху плоскостью xu и заполняющую полупространство $z < 0$. Предположим, что среда находится в состоянии локального термодинамического равновесия, откуда следует, что масштабы неоднородности среды значительно больше, чем радиус корреляции флуктуирующих потоков, и радиация в каждой точке среды описывается законом Планка. Из физических соображений ясно, что для произвольного соотношения между профилями комплексной диэлектрической постоянной $\hat{\epsilon}(z)$ и температурой $T(z)$ для вычисления радиояркой температуры T_{BR} с произвольной данной точностью достаточно рассмотреть слой конечной толщины D , вне которого среда полагается однородной и изотермической. В соответствии с этой моделью стратифицированной среды слой D разделяется на N плоских слоёв с толщинами d_j (не обязательно равными). В каждом слое диэлектрическая постоянная $\hat{\epsilon}_j$ и температура T_j считаются постоянными и равными среднему значению величин $\hat{\epsilon}(z)$ и $T(z)$ в каждом j -м слое. Таким образом, непрерывные профили параметров среды представляются в виде ступенчатых функций. Правомерность такого представления и последующие численные ошибки будут рассмотрены ниже.

Положим, что плоская монохроматическая волна $E = E_0 \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{r})$ с волновым вектором \mathbf{k}_0 распространяется из верхнего полупространства с $\epsilon = 1$ к плоскости xu под углом θ_0 к нормали относительно поверхности перехода; здесь λ — длина волны в свободном пространстве и

$$\mathbf{k}_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \{ \sin \theta_0, 0, \cos \theta_0 \}. \quad (7.87)$$

Вышеприведённые предположения, что параметры среды в каждом слое постоянны, позволяют при вычислении интенсивности излучения использовать закон Кирхгофа для каждого слоя индивидуально. В этом случае определить полное поглощение волны в плоском слое, ограниченном с двух сторон, необходимо с учётом интерференции отражённых волн от двух границ — верхней и нижней.

Рассмотрим распространение плоской волны под углом θ_j (напомним, что в среде с потерями угол рефракции комплексный) в слое толщиной d_j с комплексными коэффициентами Френеля (по полю) R_j^+ и R_j^- соответственно по отношению к верхней и нижней границе слоя; E_{0j} — амплитуда электрического поля на верхней (внутренней) границе слоя и волновой вектор \mathbf{k}_j есть

$$\mathbf{k}_j = \frac{2\pi}{\lambda} \{ \sin \theta_j, 0, \cos \theta_j \} \sqrt{\hat{\epsilon}_j}, \quad (7.88)$$

где $\hat{\epsilon}_j$ — комплексная диэлектрическая проницаемость слоя. В дальнейшем при рассмотрении индивидуального слоя индекс будем опускать.

Полное волновое поле внутри слоя с учётом многократных отражений состоит из суммы двух бесконечных рядов прямых и многократно отражённых

ных плоских волн с амплитудами, соответствующими геометрической прогрессии. Таким образом, полное поле может быть представлено в следующей форме:

$$E_{\Pi}(z) = E_0 \frac{\mathbf{h}^+ e^{ik_z z} + \mathbf{h}^- \operatorname{Re}^{-ik_z(z-d)}}{1 - R^+ R^- e^{-2ik_z d}}, \quad (7.89)$$

где \mathbf{h}^+ и \mathbf{h}^- — единичные векторы, соответствующие направлению вектора электрического поля для волны в слое (на горизонтальной и вертикальной поляризациях).

Плотность полных потерь волны в слое в направлении по нормали к границе будет равна интегралу мнимой части комплексного вектора Пойнтинга для полной толщины слоя [Стреттон, 1948]:

$$\Pi = \frac{2 \operatorname{Im} k_z}{E_0^2} \int_0^d |E_{\Pi}|^2 dz, \quad k_z = k \cos \theta. \quad (7.90)$$

В соответствии с обобщённым законом Кирхгофа для теории излучения при условии $h\nu \ll kT$ (ν — частота излучения, соответствующая микроволновому диапазону) радиояростная температура T'_B на границе слоя (с внутренней стороны) может быть представлена в форме:

$$T'_B = \Pi \cdot T, \quad (7.91)$$

где T — термодинамическая температура слоя.

На основании положения о статистической независимости излучения различных слоёв радиояростная температура на поверхности полной среды может быть представлена как сумма радиояростных температур всех слоёв с весовым коэффициентом $M_j = |E_{0j}/E_0|^2$, который характеризует затухание волны от рассматриваемого слоя до поверхности среды при учёте многократных отражений во всех вышележащих слоях:

$$T_B = \sum_{j=1}^N T_B M_j = \sum_{j=1}^N \Pi_j T_j M_j. \quad (7.92)$$

Таким образом, проблема определения теплового излучения сводится к вычислению коэффициентов отражения и передаче для плоских волн в стратифицированной среде. Волновые характеристики в многослойной структуре могут быть успешно определены с использованием метода импедансных характеристик, посредством чего основное уравнение может быть представлено в компактной форме итерационных уравнений. Детальное описание метода для использования в стратифицированных средах дано в работе [Клепиков, Шарков, 1983].

Для вычисления радиояростной температуры из формулы (7.92), принимая во внимание (7.90), для горизонтальной волны имеем:

$$T_{BH} = \sum_{j=1}^N \frac{T_j |W_j|^2}{|1 - R_j^- R_j^+ e^{2i\psi_j}|^2} \left[\left(1 - e^{-2\text{Im}\psi_j} \right) \left(1 + |R_j^- e^{i\psi_j}|^2 \right) + 4 \frac{\text{Im}\psi_j}{\text{Re}\psi_j} \text{Re} \left(R_j^- e^{i\psi_j} \right) \left(\text{Im} e^{i\psi_j} \right) \right] \times \\ \times \frac{\text{Re} Z_j}{\text{Re} Z_0} + T_{N+1} |W_{N+1}|^2 \frac{\text{Re} Z_{N+1}}{\text{Re} Z_0}. \quad (7.93)$$

Аналогично для вертикальной поляризации:

$$T_{BV} = \sum_{j=1}^N \frac{T_j |W_j|^2}{|1 - R_j^- R_j^+ e^{2i\psi_j}|^2} \left[\left(1 - e^{-2\text{Im}\psi_j} \right) \left(1 + |R_j^- e^{i\psi_j}|^2 \right) + 4 \frac{\text{Im}\psi_j}{\text{Re}\psi_j} \text{Re} \left(R_j^- e^{i\psi_j} \right) \text{Im} \left(e^{i\psi_j} \right) \left(\frac{|k_{zj}| - k_x^2}{|k_j|^2} \right) \right] \times \\ \times \frac{\text{Re} Z_j}{\text{Re} Z_0} + T_{N+1} |W_{N+1}|^2 \frac{\text{Re} Z_{N+1}}{\text{Re} Z_0}. \quad (7.94)$$

Обе формулы в неявном виде включают волновые параметры и Z_j , R_j^+ , R_j^- и W_j , зависящие от поляризации. Формулы просуммированы по всем слоям $j = 1, \dots, N$. Индекс $j = N + 1$ описывает параметры однородного изотермического пространства вне слоя D . Параметр W_j определяет коэффициент передачи (по амплитуде поля) от внутренней стороны верхней границы слоя j до границы всего слоя. Его выражение в терминах входного импеданса Z_{in} может быть представлено как:

$$W_j = \prod_{m=1}^j \frac{Z_{inm-1}^+ + Z_{m-1}}{Z_{inm-1}^+ + Z_m}. \quad (7.95)$$

Когда компонента мощности полного поля в волне, рассматриваемой нормально к границе, сохраняется (см. раздел 7.3), то можно определить соотношение между W_j и коэффициентами M_j , а именно, затуханием мощности волны при её передаче от верхней границы слоя j к границе среды:

$$M_j = |W_j|^2 = \frac{\text{Re} Z_j}{\text{Re} Z_0}. \quad (7.96)$$

Индекс «0» относится к области свободного пространства, где могут располагаться приёмные устройства.

При анализе полученных основных выражений (7.93) и (7.94) нетрудно видеть, что первые слагаемые в квадратных скобках характеризуют поглощение и, соответственно, излучение прямых и обратных волн в каждом слое

в отдельности, а вторые слагаемые — интерференцию. Этот факт не противоречит закону сохранения энергии, так как означает, что в объёме среды происходит пространственное перераспределение тепловыделения при взаимодействии встречных волн, но их общий баланс энергий (падающей, отраженной, прошедшей и поглощённой) сохраняется точно также, как это было показано ранее для одной границы между двумя поглощающими средами [Веремей и др., 1978] (см. также § 7.3). Таким образом, при наличии интерференции волн ближайшие участки среды (даже имея равные параметры) могут вносить разный по величине вклад в результирующее излучение. Принципиальным является также факт, что на величину излучения каждого слоя влияют диэлектрические свойства слоёв, не только расположенных между этим слоем и поверхностью среды, но всей среды в целом. Следовательно, невозможно определить истинный вклад в результирующее излучение отдельного слоя, не зная полностью диэлектрических характеристик всего его окружения.

Исходя из квантовой трактовки закона Кирхгофа нетрудно показать, что соотношения (7.93) и (7.94) сохраняют правомерность и в квантовом пределе, т. е. при $h\nu \gg kT$, если в соответствии с законом Планка заменить значение температуры T_j на выражение

$$\frac{h\nu}{k} \frac{1}{\exp(h\nu/kT_j) - 1}.$$

Необходимо также отметить ещё одно важное обстоятельство. Предлагаемая методика анализа излучения многослойных сред является монохроматическим приближением, т. е. справедлива для чисто гармонического сигнала. Она сохраняет правомерность для такого узкого спектрального интервала, на котором разность фаз его гармонических составляющих на длине масштаба неоднородности была мала. Для анализа реального теплового излучения в конечной полосе приёмного радиотеплового прибора необходимо проинтегрировать величину T_B из соотношений (7.93) и (7.94) по амплитудно-частотной характеристике приёмного устройства (см. § 7.6 и [Попов, Шарков, 1976]), что приведёт, естественно, к некоторому сглаживанию интерференционных эффектов в спектральных характеристиках собственного излучения неоднородных сред, а, возможно, и к полному их исчезновению.

Предельные случаи общей теории излучения слоисто-неоднородной неизотермической среды. Вполне естественно ожидать, что полученное выше общее решение задачи теплового излучения слоисто-неоднородной неизотермической среды будет включать в себя в качестве предельных случаев все известные решения приближенных методов, использованных для анализа собственного излучения неоднородных и неизотермических задач. В этом нетрудно убедиться непосредственной проверкой, что и будет сделано.

Предположим, что среда является слабо неоднородной, так что можно пренебречь всеми переотражёнными волнами, за исключением тех, которые существуют на границе основной среды R_0 . В этом случае $R_j^- = 0$ и

$$\left| \frac{W_j}{\operatorname{Re} Z} \right|^2 = \frac{1 - |R_0|^2}{\operatorname{Re} Z_1} \left| \prod_{m=1}^j \exp(ik_{zm}d_m) \right|^2. \quad (7.97)$$

Через Z_1 обозначен импеданс слоя на границе среды. При этих условиях соотношения (7.93) и (7.94) получают следующую форму:

$$\begin{aligned} T_B = & \sum_{j=1}^N T_j \left(1 - |R_0|^2 \right) \left(1 - \exp[-2 \operatorname{Im} k_{zj} d_j] \right) \left| e^{i \sum_{m=1}^j k_{zm} d_m} \right|^2 \frac{\operatorname{Re} Z_j}{\operatorname{Re} Z_1} + \\ & + T_{N+1} \left(1 - |R_0|^2 \right) \left| \exp \left[i \sum_{m=1}^j k_{zm} d_m \right] \right|^2 \frac{\operatorname{Re} Z_{N+1}}{\operatorname{Re} Z_1}. \end{aligned} \quad (7.98)$$

Устремляя d_j к нулю, а область интегрирования — к бесконечности и представляя экспоненту в первом сомножителе в виде ряда, переходим от суммирования к интегралу:

$$T_B = \left(1 - (R_0)^2 \right) \int_0^\infty \left\{ \begin{aligned} & T(z) 2 \operatorname{Im}(k(z) \cos \theta(z)) \times \\ & \times \exp \left[-2 \int_0^\infty \operatorname{Im} k(z') \cos \theta(z') dz' \right] \frac{\operatorname{Re} Z(z)}{\operatorname{Re} Z(0)} \end{aligned} \right\} dz. \quad (7.99)$$

Последнее выражение полностью совпадает, с точностью до обозначений, с решением по методу ВКБ [Шульгина, 1975] или, другими словами, оно является частным случаем общего решения (7.93) и (7.94) при указанных упрощающих условиях. При дополнительных предположениях малости изменения диэлектрической проницаемости $\operatorname{Re} \varepsilon(z) \cong \operatorname{const}$, $Z(z) \cong Z(0)$, незначительного поглощения в среде $\operatorname{Re} \dot{\varepsilon}(z) > \operatorname{Im} \dot{\varepsilon}(z)$ и перехода к действительному углу преломления $\theta'(z) = \operatorname{Re} \theta(z)$, причём $k(z) \cos \theta(z) \cong k(z) / \cos \theta'(z)$, получаем хорошо известное решение феноменологической теории переноса излучения (ТПИ) (см. гл. 9):

$$T_B = \left(1 - |R|^2 \right) \int_0^\infty T(z) \frac{2 \operatorname{Im} k(z)}{\cos \theta'(z)} \exp \left[-2 \int_0^z \frac{\operatorname{Im} k(z')}{\cos \theta'(z')} dz' \right] dz. \quad (7.100)$$

Физическое различие между решением (7.99) и решением по методу ТПИ заключается в вычислении влияния рефракции на выходящее термическое излучение из поглощающей среды (мнимая часть в выражении (7.99)). Поскольку $2 \operatorname{Im} k(z) = \gamma(z)$ — поглощение в среде, то выражение (7.99) для радиояркой температуры может быть представлено в более удобной форме с введением рефракционного коэффициента [Шульгина, 1975]:

$$T_B = \kappa(\theta, \lambda) \int_0^\infty \gamma(z) S(\theta) T(z) \exp \left[\int_0^z -\gamma(z') S(\theta) dz' \right] dz, \quad (7.101)$$

где θ — угол наблюдения в свободном пространстве вне исследуемой среды, отсчитываемый от надира к поверхности. Таким образом, рефракционный коэффициент может быть представлен как:

$$S(\theta) = \left(\frac{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta}{\varepsilon_1 \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} - 1} \right)^{1/2} \left[\sqrt{1 + \frac{\varepsilon_1^2 \operatorname{tg}^2 \delta}{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta}} - 1 \right]^{1/2}, \quad (7.102)$$

где $\hat{\varepsilon} = \varepsilon_1(1 + i \operatorname{tg} \delta)$ — диэлектрическая постоянная среды.

Специальные вычисления рефракционного коэффициента в широком диапазоне длин волн (от 0,33 до 75 см) и величин углов наблюдения (от 0 до 89°), представленные в работе [Шарков, 1978], показали, что вклад рефракции в излучательные и поляризационные характеристики даже для таких сред с сильным поглощением как морская и пресная вода достаточно мал. Так, величина S отличается от значения этого коэффициента, рассчитанного для сред с малыми потерями, менее чем на 4 %, что составляет соответствующее изменение в радиояркостной температуре менее 0,004 К. Отсюда следует, что результаты феноменологической теории переноса излучения, которая изначально справедлива для слабо поглощающих сред ($\operatorname{tg} \delta \ll 1$), применимы и для сред с сильным поглощением ($\operatorname{tg} \delta > 1$) (например, морская вода), и при условии значительной величины действительной части комплексной диэлектрической проницаемости ($\varepsilon_1 \gg 1$) и, следовательно, малого отличия рефракционного коэффициента от величины, определяемой из закона Снеллиуса для действительных значений углов. Именно в этом заключаются физические причины, в силу которых методы, развитые в своё время для расчётов радиоизлучения практически прозрачных сред (например, поверхностный слой Луны) [Троицкий, 1954; 1967; Чандрасекар, 1953], были с успехом использованы впоследствии и для поглощающих сред.

Обратимся к случаю полностью изотермической среды. Вывод соотношений (7.93), (7.94) был основан на вычислении полных потерь волны по мощности во всей многослойной структуре, что эквивалентно определению разности мощности падающей и отражённой волн и соответствует закону Кирхгофа для слоистых изотермических сред, когда

$$T_B = \left(1 - |R_\Sigma|^2 \right) T, \quad (7.103)$$

где R_Σ — коэффициент отражения волны со стороны свободного пространства при учёте всех переотражений в среде. Этот результат часто используется в практике микроволнового зондирования, и мы уже использовали его в § 7.5.

В своё время исторически первые вычисления для трёхслойной среды с разной температурой (своего рода первичный аналог неизотермической среды) были выполнены в работах [Башаринов и др., 1968; Тучков, 1968;] для тематической интерпретации результатов первых радиотепловых экспериментов. Разумеется, речь не шла об учёте полной интерференционной картины, поэтому прямые и переотражённые тепловые потоки от разных слоёв

суммировались для получения выражения для средней радиояркой температуры полной структуры (см. формулу (III-20) из работы [Башаринов и др., 1968]):

$$T_{B321} = \frac{\left[T_3 \left(1 - R_{32}^2 \right) e^{-\tau_2} + T_2 \left(1 - e^{-\tau_2} \right) \left(1 + R_{32}^2 e^{-\tau_2} \right) \right] \left(1 - R_{12}^2 \right)}{1 - R_{12}^2 R_{32}^2 e^{-2\tau_2}}. \quad (7.104)$$

Значение индекса 1 относится к свободному пространству, где расположена приёмная система. Коэффициенты R_{ij} — модули коэффициентов Френеля для двух излучающих слоёв; τ_2 — оптическая толщина промежуточного слоя 2. Указанная формула неоднократно использовалась другими авторами для интерпретации результатов радиотепловых экспериментов (в том числе и самолётного типа).

Однако, сравнивая это выражение с полным решением задачи (7.93)–(7.94), можно отметить, что в соотношении (7.104) имеется целый ряд упрощений, ограничивающих область его применения. Во-первых, не учитываются фазовые соотношения при переотражении волн и, тем самым, исключаются интерференционные эффекты. Вместо этого записываются их мощностные характеристики, что в какой-то степени справедливо для достаточно широкой полосы пропускания приёмной системы, хотя понятие «достаточно» остаётся неопределённым (см. § 7.6). Кроме того, знак в знаменателе соотношения (7.104) определяется значениями фаз коэффициентов Френеля на двух границах, что зависит от соотношения ϵ_2 и ϵ_3 . Так, при $\epsilon_3 > \epsilon_2$ знак «—» меняется на «+». Во-вторых, при переходе границы поглощающих сред непрерывна не сумма нормальных компонент потоков энергии волн, а нормальная компонента потока суммарного поля (см. § 7.3). Таким образом, строго говоря, мощность прошедшей волны t_{12} не равна разности падающей и отражённых волн $t_{12} \neq 1 - |R_{12}|^2$. А именно это приближенное равенство и использовалось при выводе соотношения (7.104). В третьих, как указывалось выше, при интерференции волн в поглощающей среде происходит перераспределение поглощения в пространстве, что и описывается в соотношениях (7.93)–(7.94) интерференционным членом. Он обращается в нуль в единственном случае при вертикальной поляризации волны, когда $|\mathbf{k}_z| = k_x$, т. е. когда волна распространяется в данном слое под углом 45° к границе и векторы электрического поля прямых и отражённых волн ортогональны.

Аналогичные упрощения встречаются и в ряде других работ, например, при анализе тепловых шумов в рассогласованных длинных линиях (см. § 3.8 и работу [Булатов и др., 1980], где учёт взаимодействия прямых и отражённых волн не столь существенен, хотя, как будет показано ниже, в ряде случаев вклад интерференционного члена может быть значителен).

Для выражения радиояркой температуры трёхслойной среды с равными температурами из полного решения задачи (7.93)–(7.94) можно получить точное решение для трёхслойной среды:

$$T_B = \frac{T_2 \left\{ \left[(1 - e^{2\beta}) |1 - R_{12}|^2 \left(1 + |R_{32}|^2 e^{-2\beta} + \frac{4\beta}{\alpha} \operatorname{Re}(R_{32} e^{j\psi}) \right) \right] \operatorname{Re} Z_2 \right\}}{\operatorname{Re} Z_1 |1 - R_{12} R_{32} e^{2i\psi}|^2} + T_3 |(1 - R_{12})(1 - R_{32})|^2 e^{-2\beta} \operatorname{Re} Z_3, \quad (7.105)$$

где $\psi = \alpha + j\beta = k_z d$; τ_2 в (7.104) соответствует 2β ; Z_j — импедансы сред; R_{ij} — комплексные (в отличие от (7.104)) коэффициенты Френеля. В этом выражении нетрудно заметить все вышеперечисленные отличия от (7.104).

Условия применимости метода. Описанный выше метод анализа теплового излучения является точным для слоисто-неоднородных сред, т. е. предполагает строгое постоянство параметров среды и равновесность состояния в каждом из слоёв. Рассмотрим более детально ограничения применимости метода к задаче теплового излучения реальных сред с произвольным профилем параметров. Во-первых, в каждой точке пространства должны выполняться условия применимости ФДТ (см. § 4.2), что означает равновесность распределения энергии по степеням свободы системы; больцмановское распределение частиц среды по уровням энергии и малость радиусов корреляции τ_k сторонних флуктуационных токов по отношению к масштабам неоднородности и неизотермичности среды: $d_j \gg \tau_k$. Во-вторых, необходима проверка правомочности представления непрерывных параметров среды в виде слоистой структуры. Последнее нетрудно оценить, полагая относительно малыми погрешности вычисления характеристик распространения (фазовых и амплитудных) $|\Delta\psi_j/\psi_j| \ll 1$ и излучения $\Delta T'_B/T'_B \ll 1$ на толщине каждого слоя из-за замены реальных профилей его параметров средними значениями (для простоты в середине слоя):

$$d_j \ll \frac{4\sqrt{6} |\varepsilon_j|}{|\partial\varepsilon_j/\partial z|}, \quad d_j \ll 2 \sqrt{\frac{6N_j}{\partial^2 T_j/\partial z^2}}. \quad (7.106)$$

Второе условие получено в предположении малости ослабления излучения на толщине слоя. При этом d_j не зависит от первой производной профиля температуры.

Приведённые оценки не учитывают интерференцию волны внутри слоя, так как это невозможно сделать без использования дополнительной информации об его окружении. Однако можно оценить максимальное влияние интерференции, считая слои абсолютно отражающими. При этом условии соотношение (7.106) не зависит от длины волны излучения:

$$d_j \ll \frac{|\varepsilon_j|^2}{|\partial\varepsilon_j/\partial z|} 8 \sqrt{\frac{3 \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon_j})}{|\sqrt{\varepsilon_j}|}}, \quad d_j \ll 4 \sqrt{\frac{3T_j \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon_j})}{(\partial^2 T_j/\partial z^2) |\sqrt{\varepsilon_j}|}}. \quad (7.107)$$

При фиксированной толщине слоёв их общее количество равно $N = D/\min(d_j)$, что эквивалентно подстановке в условия на d_j максимальных значений соответствующих производных на выбранном участке среды D .

Вполне естественно предположить, что излучение слоёв, лежащих вдали от внешней границы, существенно ослаблено, и вклад их погрешностей в суммарную радиояркую температуру меньше, чем от близлежащих слоёв. Поэтому, по мере удаления границы среды, жёсткость условий на толщину слоя снижается. Исходя из этого, для уменьшения общего объёма реальных расчётов удобно использовать (при прочих равных условиях) переменный шаг разбиения на слои, увеличивающийся при удалении от границы среды.

Необходимо также отметить, что полученные оценки являются достаточно точными в том смысле, что при их выполнении сумма абсолютных величин ошибок вычисления излучения для всех слоёв была мала. Но для конкретного профиля параметров среды бывает возможным существенное снижение строгости условий в зависимости от того, как и насколько быстро накапливается общая ошибка (вообще говоря, знакопеременная) при суммировании излучения отдельных слоёв.

Полученные выше условия найдены независимо от вариаций профилей диэлектрической проницаемости и температуры отдельного слоя, так как совместная оценка вычислительных ошибок из-за этих вариаций будет очень сложна. Поэтому окончательно вопрос о достаточном количестве слоевых разбиений сред со сложными профилями параметров среды просто может быть решён в зависимости от сходимости численных вычислений T_B при последовательном увеличении числа разбиений.

По порядку величины r_k равно межмолекулярным расстояниям в веществе, что означает возможность практически всегда удовлетворить вышеприведённые условия для всех длин волн, где правомерно использование концепции диэлектрического формализма. Таким образом, для микроволнового и ИК-диапазонов длин волн всегда существует возможность точного расчёта (с любой необходимой точностью) теплового излучения стационарных неоднородных неизотермических сред по соотношениям (7.93)–(7.94).

Спектральные характеристики термической радиации некоторых стратифицированных сред. Цель настоящего раздела заключается в демонстрации основных характеристик поля излучения неизотермических и неоднородных сред. Особенности поля излучения таких сред проявляются в наиболее контрастной форме при анализе спектральных характеристик поля излучения в широком диапазоне длин волн (три–четыре порядка) в микроволновом диапазоне электромагнитных длин волн. В соответствии с описанной выше методикой анализа излучательных характеристик неоднородных неизотермических сред был реализован алгоритм численных расчётов [Клепиков, Шарков, 1983], на основе которого и были получены ниже следующие результаты. Модели сред принимались в достаточно упрощённом виде с тем, чтобы в явной и наглядной форме продемонстрировать наиболее важные особенности спектральных характеристик.

Рассмотрим одну из простейших моделей (условно модель А), состоящую из трёхслойной структуры с разными термодинамическими температурами (наблюдения производятся из среды 1 с $\epsilon_1 = 1$):

$$\epsilon_2 = 10 + i1; \quad T_2 = 200 \text{ К}; \quad 0 < z < 10 \text{ см};$$

$$\epsilon_3 = 100 + i10; \quad T_3 = 300 \text{ К}; \quad 10 \text{ см} < z.$$

Задача заключается в сопоставлении результатов излучения такой структуры, полученных при использовании предложенной методики и других известных методов (см. п. *Предельные случаи общей теории*). На рис. 7.17 представлены графики спектральных характеристик интенсивности излучения изучаемой (при наблюдении в надир) структуры в широком диапазоне длин волн — от 1 до 1000 см в полулогарифмическом масштабе. Кривые 1–5 были вычислены с помощью следующих подходов: 1) по точной формуле (7.105) и по предложенной методике; 2) по методу ВКБ — выражения (7.98)–(7.99); 3) по методу теории переноса излучения — выражения (7.100); 4) методом Кирхгофа (7.103) со средней температурой 300 К; 5) методом суммирования тепловых потоков в трёхслойной среде без интерференции волн (7.104).

Из анализа рис. 7.17 следует, что в коротковолновой области исследуемого частотного диапазона, где длина волны излучения много меньше характерного размера неоднородности среды, все приближенные методы хорошо аппроксимируют зависимость $T_B(\nu)$, полученную по точной формуле (7.105). Сильные различия в значении $T_B(\nu)$ по методу Кирхгофа (кривая 4) связаны с выбором величины термодинамической температуры изотермической среды как $T = 300 \text{ К}$, для которой излучательная способность среды в коротковолновом пределе соответствует значению, полученному по точным формулам ($\kappa = 0,7272$). Но для всего спектра частот ситуация достаточно сложная. В длинноволновом пределе ошибки каждого из приближенных методов значительны (до 100 К). Так, например, метод суммирования тепловых потоков (кривая 5) даёт, как и следовало ожидать, некоторое среднее значение величины $T_B(\nu)$ без каких-либо интерференционных особенностей, которые ярко демонстрирует точная формула (7.105) (кривая 1) и формула (7.103) по методу Кирхгофа (кривая 4). Другими словами, метод суммирования тепловых потоков обеспечивает спектральное усреднение интерференционных вариаций зависимости $T_B(\nu)$ во всем диапазоне рабочих длин волн. Наиболее сильные (численные) различия наблюдаются в спектральных характеристиках по кривым 2 и 3, полученным методом ВКБ и методом теории переноса излучения, хотя формально математические выражения достаточно близки (см. выражения (7.99) и (7.100)).

Рассмотрение примеров для этих приближенных моделей показывает, что ни одна из аппроксимационных моделей не обеспечивает приемлемой точности при вычислении излучения сред с резко выраженной неоднородностью и неизоотермическими свойствами в широком диапазоне длин волн. Другими словами, диапазон возможных применений аппроксимационных методов достаточно узок с точки зрения как спектральных особенностей, так и масштабов неоднородностей среды.

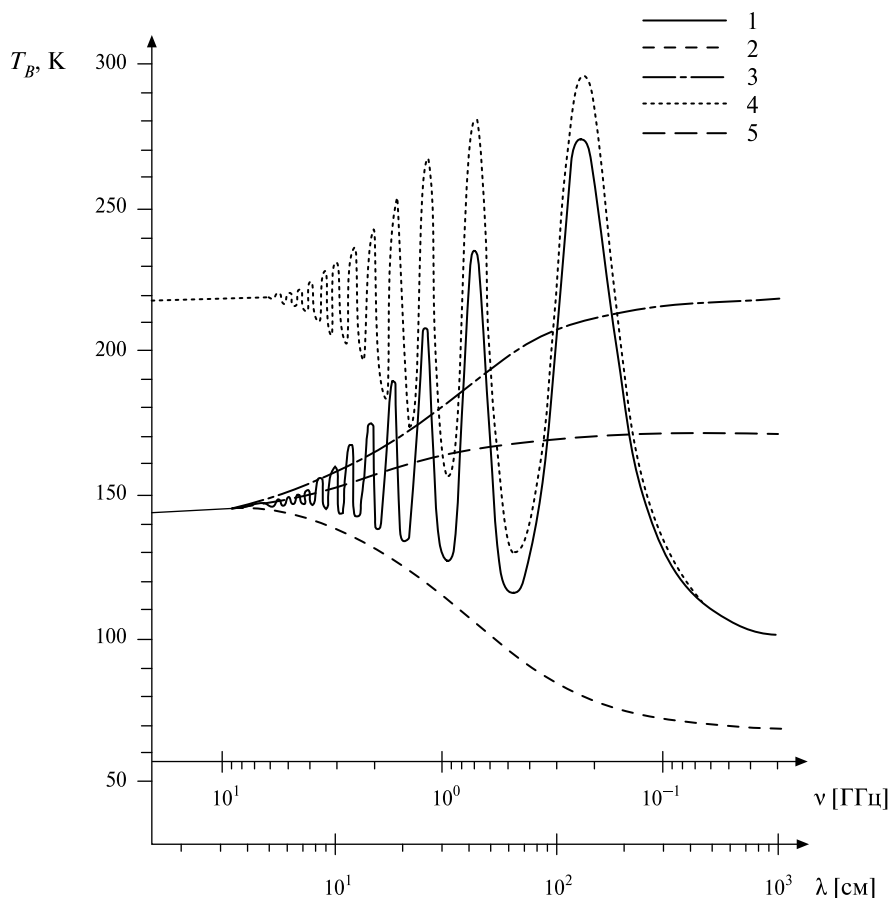


Рис. 7.17. Спектральные характеристики собственного излучения трёхслойной неизотермической среды (модель А) (систему обозначений см. в тексте)

Наиболее сильные качественные отличия спектральных зависимостей $T_B(\nu)$ по точной методике от приближенных проявляются при наличии локальных, но в то же время достаточно сильных температурных скачков в области активно интерферирующих волн, отражённых от резких неоднородностей среды. Продemonстрируем эти эффекты в спектральных характеристиках на модельном примере с включением в трёхслойную структуру локальных температурных диэлектрических неоднородностей в виде импульсно-подобной аномалии. Такие структуры часто встречаются в задачах исследования тепло-массопереноса в структурах сложного теплообмена, при этом, однако, интерференционные эффекты не учитываются [Оцисик, 1976].

На рис. 7.13 представлена спектральная характеристика излучения (при наблюдении в надир) изотермической трёхслойной среды (модель В) со следующим профилем:

$$\begin{aligned}\varepsilon_2 &= 1 + i0,4, & 0 < z < 10 \text{ см}, \\ \varepsilon_3 &= 100 + i10, & 10 \text{ см} < z,\end{aligned}$$

рассчитанная с использованием закона Кирхгофа для изотермической среды. Подобная спектральная зависимость неоднократно фигурировала в разных изданиях как подтверждение интерференционных эффектов в тепловом излучении изотермической среды. Но для рассмотрения представляет интерес другой вопрос — о вкладе в излучение локальных температурных диэлектрических неоднородностей в виде импульсно-подобной аномалии. Спектральная характеристика модели В, но с резкой температурной неоднородностью с температурой $T = 900 \text{ К}$ при $7,5 < z < 7,75 \text{ см}$ в пределах промежуточного слоя, именно там, где проявляется в явной форме интерференция волн (модель С), показана на рис. 7.18.

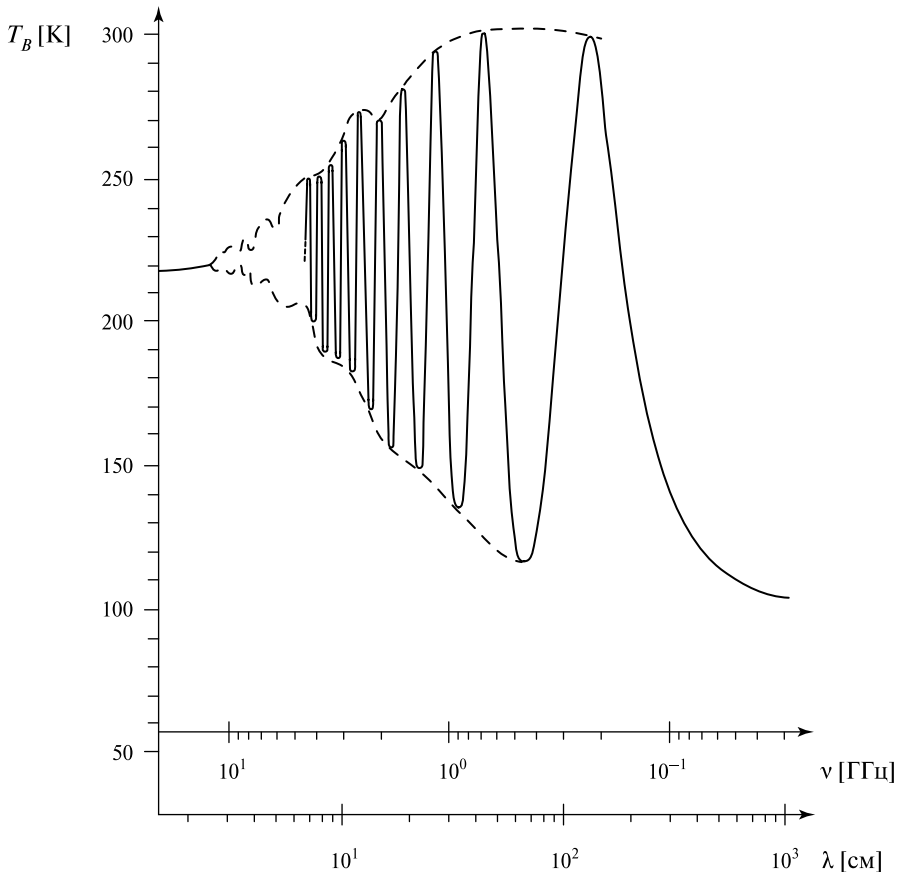


Рис. 7.18. Спектральные характеристики собственного излучения трёхслойной среды (модель С) с резкой температурной аномалией импульсного типа. Сплошная кривая — интенсивность излучения; пунктир — огибающие спектральной зависимости

Из сопоставления двух зависимостей (см. рис. 7.13 и 7.18) нетрудно видеть явное изменение характера модуляции спектральной кривой среды при появлении в ней температурной аномалии. Действительно, в результате перепреотражений на границах промежуточного слоя возникает режим смешанных волн, т. е. присутствие наряду с бегущей стоячей волны. В соответствии с этим на толщине промежуточного слоя происходит пространственное перераспределение потерь энергии, и, следовательно, разные участки среды вносят различный вклад в результирующее излучение. На частотах, соответствующих положению пучности стоячей волны в точке температурного скачка, вклад излучения этого слоя в суммарное излучение будет максимален. Наоборот, при совпадении положения узла стоячей волны с температурной неоднородностью её вклад в суммарное излучение будет минимален.

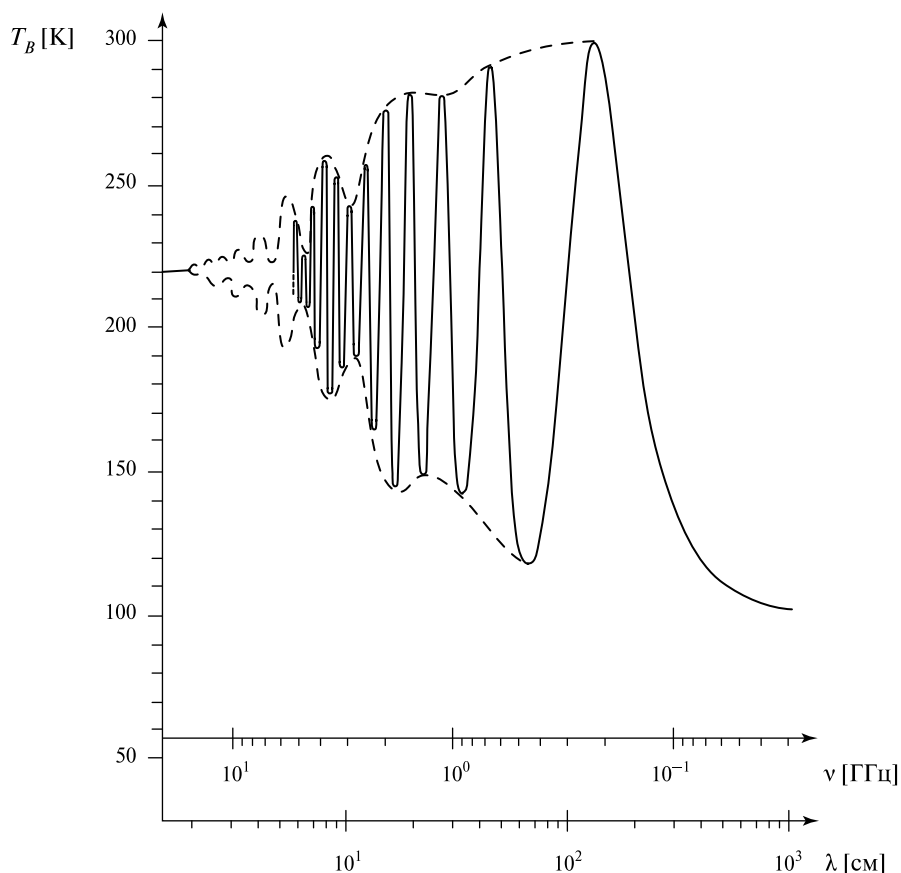


Рис. 7.19. Спектральные характеристики собственного излучения трёхслойной среды с резкой аномалией диэлектрических потерь импульсного типа (модель С)

Из этих соображений становится ясным, что максимальное значение величины модуляции огибающей спектральной характеристики при прочих равных условиях достигается при ширине температурного скачка много меньшей половины длины волны излучения. Соответственно, чем тоньше аномальный слой, тем в более широком диапазоне частот наблюдается модуляция. Её частота определяется, в основном, набегом фазы волны от аномального слоя до ближайшей диэлектрической неоднородности среды. Наиболее чётко эффект модуляции проявляется для трёхслойной среды, хотя он сохраняется в искажённом виде и для более сложных профилей диэлектрических параметров. Достаточное условие появления модуляции теплового излучения — наличие достаточного тонкого слоя аномальной температуры в области среды, где существует интерференция волн.

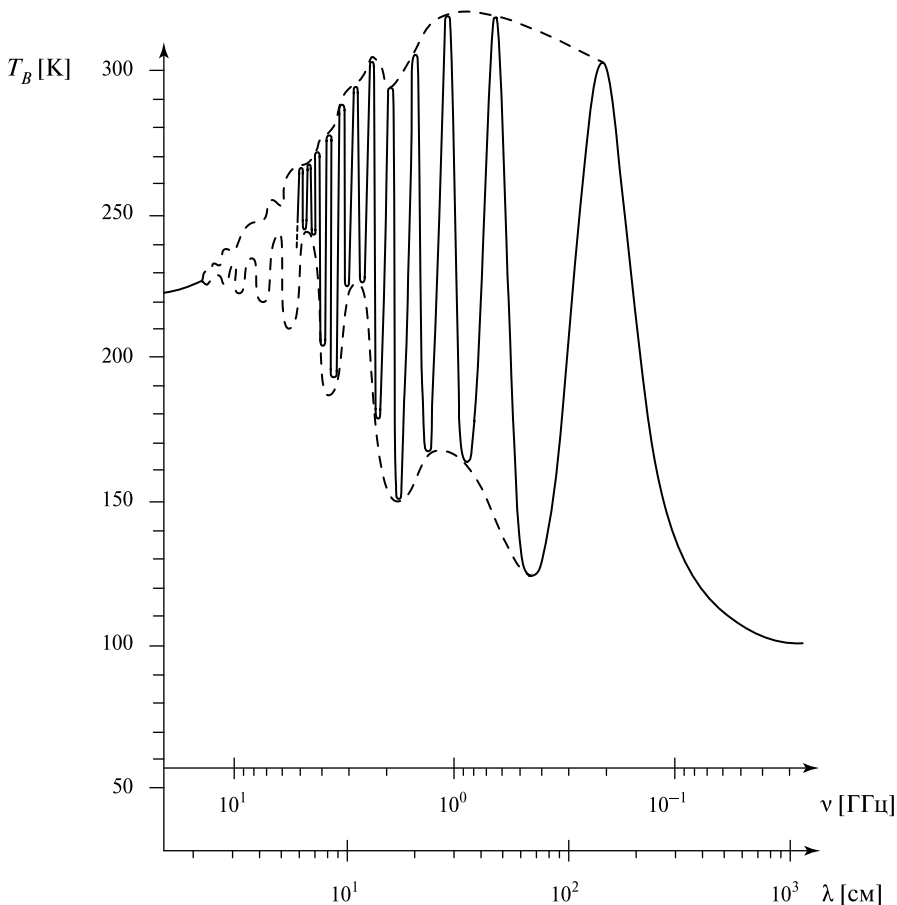


Рис. 7.20. Спектральные характеристики собственного излучения трёхслойной среды с аномальными диэлектрическими потерями (модель С) и резкой температурной аномалией импульсного типа

Графики на рис. 7.19 и 7.20 иллюстрируют появление и взаимное наложение двух типов модуляции спектра теплового излучения трёхслойной среды слоем с аномальным значением мнимой части диэлектрической проницаемости и температуры. Первый эффект проявляется в виде своего рода «амплитудной модуляции», а второй — в виде дополнительной синусоидальной компоненты. При наложении друг на друга примерно равных по величине эффектов результирующая форма модуляции близка к «односторонней» (своеобразный аналог амплитудно-фазовой модуляции в радиофизических применениях).

Таким образом, использование точных выражений (7.93)–(7.94) для расчёта излучения неоднородных и неизотермических сред с локальными неоднородностями приводит к появлению эффектов, полностью игнорируемых приближенными методами расчета (метод ВКБ, теория переноса излучения, закон Кирхгофа, метод суммирования тепловых потоков и разного рода их модификации).

Представляет несомненный интерес анализ ошибок при вычислении спектральных характеристик излучения сред с плавными изменениями параметров в зависимости от числа разбиений N на слои.

На рис. 7.21а, б приведены результаты численных расчётов спектральных характеристик для двух характерных профилей комплексной диэлектрической проницаемости и температуры: линейных (см. рис. 7.21а) и экспоненциальных (см. рис. 7.21б). При расчётах было выбрано два способа разбиения неоднородного участка среды толщиной D на слои — линейный, когда толщины всех слоев одинаковы ($d_j = D/N$) и экспоненциальный, когда толщина слоя увеличивается по мере удаления от границы среды ($d_j = 2d_{j-1}$), $\sum_{j=1}^N d_j = D$.

Из анализа рисунков следует, что в диапазоне длин волн от 0,1 до 100 см происходят существенные вариации спектра излучения. При значении $N = 128$ для обоих типов профилей параметры спектра излучения достигли своей стационарной формы, т. е. практически не меняются при небольших вариациях числа разбиений. Поэтому их можно считать «истинными» (в асимптотическом смысле) и сравнить с ними спектры излучения при других значениях N . Максимальные ошибки в спектрах излучения в зависимости от N приведены в табл. 7.1.

Из данных таблицы следует, что экспоненциальное разбиение на слои обеспечивает более быструю и более равномерную по всему частотному интервалу сходимость результатов, причём это более заметно для экспоненциальных профилей параметров сред.

В заключение § 7.7 следует отметить, что на основе применения обобщённого закона Кирхгофа к модели слоистой среды с плоской границей получено решение в замкнутой форме для теплового излучения в монохроматическом приближении, учитывающее интерференционные эффекты. Решение включает зависимости от длины волны, угла наблюдения и типа поляризации. Показано, что это решение при определённых условиях, выполняемых

для большинства типов реальных сред в микроволновом и ИК-диапазонах, позволяет получить с любой разумной точностью спектральные характеристики теплового излучения вертикально-неоднородных неизомермических сред с произвольным поглощением. В соответствии с описанным методом был разработан алгоритм расчёта на компьютере и проведён численный анализ спектров теплового излучения ряда характерных случаев неоднородных неизомермических сред. Наиболее сильные качественные отличия спектральных зависимостей излучения по предложенному методу от известных проявляются при наличии локальных температурных скачков.

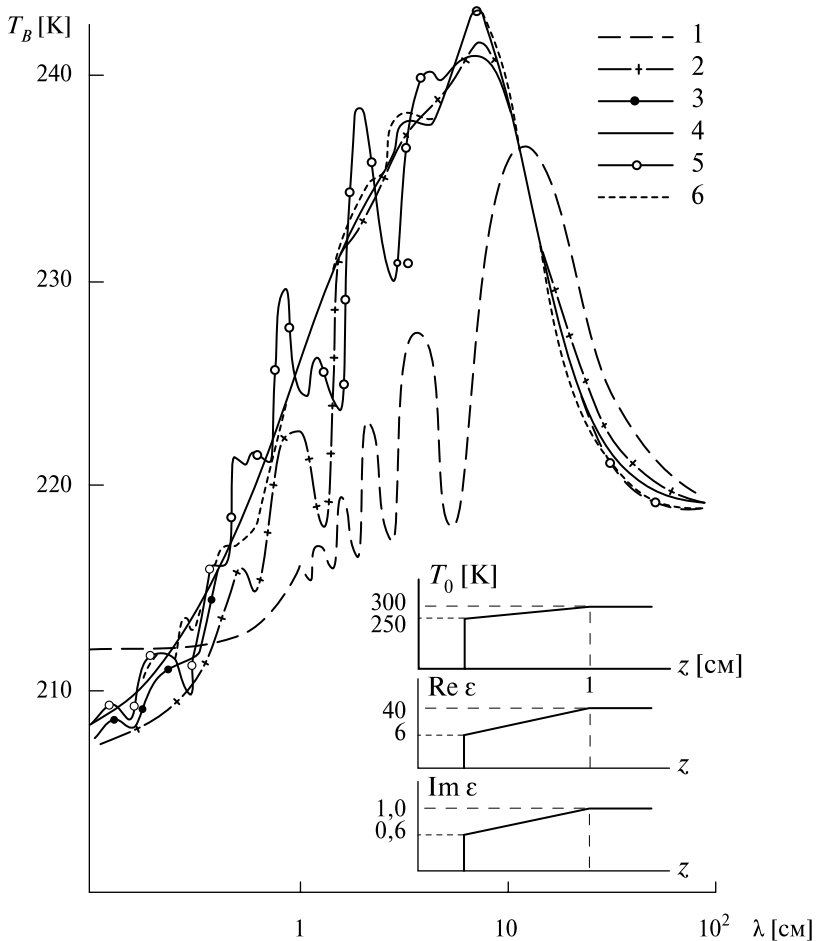


Рис. 7.21а. Спектральные характеристики собственного излучения сложно стратифицированной среды (см. вставку на графике) в зависимости от числа разбиений (N) в слое среды и от линейной стратификации диэлектрических и термических параметров: 1 — один слой; 2 — четыре слоя разбиения; 3 — 16 слоёв; 4 — 128 слоёв (линейное дробление); 5 — четыре слоя; 6 — 16 слоёв (экспоненциальное дробление)

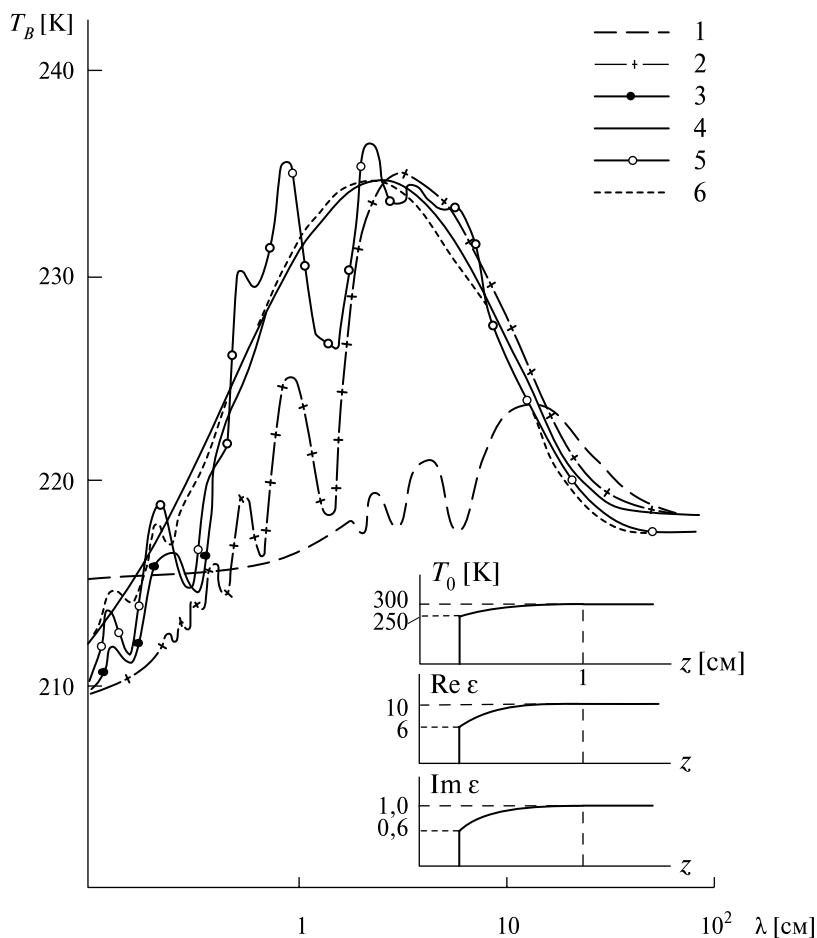


Рис. 7.216. Спектральные характеристики собственного излучения сложно стратифицированной среды (см. вставку на графике) в зависимости от числа разбиений (N) в слое среды и от экспоненциальной стратификации диэлектрических и термических параметров: 1 — один слой; 2 — четыре слоя разбиения; 3 — 16 слоёв; 4 — 128 слоёв (линейное дробление); 5 — четыре слоя; 6 — 16 слоёв (экспоненциальное дробление)

Таблица 7.1. Максимальные ошибки T_B [K]

Количество слоёв	Профиль параметров			
	линейный		экспоненциальный	
	Тип разбиения (дробления)			
	линейный	экспоненциальный	линейный	экспоненциальный
1	22	—	17	—
4	12	8	15	7
16	2	2	6	1

При этом наряду с обычной модуляцией спектральных характеристик излучения за счёт интерференции волн при отражении от диэлектрических неоднородностей среды возникает дополнительная модуляция в виде синусоидальной составляющей.

Предложенный метод и алгоритм численных расчётов активно используется для изучения теплового излучения сложных диэлектрических комплексов на земной поверхности и поверхности Мирового океана и, в первую очередь, это системы пресный лёд – вода на пресноводных континентальных водоёмах [Бордонский, 1990] и морской лёд – морская вода на поверхности арктических морей. С помощью предложенного метода и алгоритма была впервые сформирована физическая модель теплового излучения системы морской лёд – морская вода для Арктического региона и на её основе сформированы рабочие алгоритмы обратной задачи для существующих спутниковых радиотепловых комплексов [Репина и др., 2012; Тихонов и др., 2014].

Глава 8

Диэлектрические и излучательные свойства земных покровов

Цель настоящей главы заключается в рассмотрении основных характеристик поля излучения (интенсивность и спектральные зависимости) физических веществ, имеющих наибольшее распространение на поверхности и в атмосфере Земли. Рассмотрены частотные свойства диэлектрических характеристик диэлектриков с точки зрения феноменологического подхода к изучению релаксационных механизмов (модель Дебая и модели с множественностью времён релаксации). Представлены основные положения теории и практики диэлектрической спектроскопии. Основное внимание в главе уделено изучению диэлектрических и излучательных свойств солёной (морской) и пресной воды и связи этих свойств с физико-химической структурой этих веществ посредством выявления частотной дисперсии электромагнитных свойств диэлектриков. Рассмотрены диэлектрические и излучательные свойства природных объектов, содержащих пресную воду и водные электролитные растворы в различных фазовых состояниях — пресноводный лёд, морской лёд, глетчерный лёд, влажная плодородная почва, солончаки. В главе приведён богатый набор экспериментальных наблюдательных данных по излучательным характеристикам и диэлектрическим свойствам веществ, распространённых как на Земле, так на планетах земной группы.

§ 8.1. ЧАСТОТНАЯ ДИСПЕРСИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Практически все известные естественные вещества и физические объекты на нашей планете относятся (при рассмотрении их электромагнитных свойств) к классу диэлектриков. Сюда причисляются все атмосферные газы (неионизованные), практически все жидкости (включая пресную и морскую воду), твёрдые тела (почва, грунты, скальные породы), растительность, искусственные материалы и сооружения, а также объекты живой природы. Основные

механизмы взаимодействия таких физических систем с электромагнитным полем сводятся к перераспределению электронной плотности внутренних электрических зарядов в среде и возникновению поляризационных особенностей в распределении зарядов (см. § 1.6).

Дисперсионные свойства. Поляризация диэлектрика при наложении электрического поля происходит не мгновенно, а в течение вполне определённого времени, называемого временем релаксации. Временной характер процесса релаксации жёстко связан с физико-химическими свойствами и структурой вещества и ярко проявляется при изучении частотных зависимостей электромагнитных свойств — так называемых дисперсионных свойств. Область частот, в которой происходят наиболее выраженные изменения диэлектрических свойств веществ, получила название области дисперсии. Изучение дисперсионных свойств веществ может дать очень важную информацию о структуре физических объектов и их физико-химическом составе. Исследования могут выполняться как непосредственно при лабораторном изучении диэлектрических свойств веществ, так и дистанционным образом при анализе спектральных свойств собственного излучения. Микроволновый диапазон электромагнитных волн является именно той областью частот, где уже существенны дисперсионные явления для подавляющего большинства земных покровов, а, с другой стороны, допускается макроскопическое описание с помощью классической электродинамики Максвелла (см. § 1.6). Таким образом, электрическая поляризация диэлектрика может быть описана в рамках электродинамики Максвелла при учёте принципиального обстоятельства, что однозначная временная зависимость значений полей электрической и магнитной индукций с мгновенными значениями электрического и магнитного полей будет нарушена. Другими словами, физическая система будет обладать определённой инерционностью при включении внешнего электрического поля или своего рода памятью при выключении внешнего поля и стремлении к равновесному состоянию. Поскольку в задачах дистанционного зондирования речь идёт о достаточно слабых значениях электрических полей, то связь между индукцией и электрическим полем остаётся линейной.

В указанных физических ограничениях наиболее общий вид соотношения между индукцией и электрическим полем во все последующие моменты времени может быть представлен следующим интегральным соотношением [Ландау, Лифшиц, 1982]:

$$\mathbf{D}(t) = \varepsilon_{\infty} \mathbf{E}(t) + \int_0^{\infty} f(\tau) \mathbf{E}(t - \tau) d\tau, \quad (8.1)$$

где $f(\tau)$ — функция времени, характеризующая процесс релаксации электрической поляризации при наложении или снятии внешнего электрического поля и зависящая от физических и физико-химических свойств среды; ε_{∞} — диэлектрическая проницаемость среды на высоких частотах, т. е. на частотах вне области активной релаксации данного релаксационного механизма.

Перейдя к совокупности монохроматических компонент (путём использования преобразования Фурье), в которых зависимость от времени даётся множителем $e^{-j\omega t}$, получим связь между \mathbf{D} и \mathbf{E} (в системе СИ) в следующем виде:

$$\mathbf{D} = \epsilon_{0V} \mathbf{E} + \mathbf{P} = \dot{\epsilon}(\omega) \epsilon_{0V} \mathbf{E}, \quad (8.2)$$

где ϵ_{0V} — электрическая постоянная вакуума* (см. § 1.6); \mathbf{P} — вектор поляризации; $\dot{\epsilon}(\omega)$ — (относительная) комплексная диэлектрическая проницаемость, однозначно связанная с процессом установления равновесия в диэлектрике и определяемая как:

$$\dot{\epsilon}(\omega) = \epsilon_{\infty} + \int_0^{\infty} f(\tau) e^{j\omega\tau} d\tau. \quad (8.3)$$

О зависимости $\dot{\epsilon}(\omega)$ от частоты говорят как о законе её дисперсии или её дисперсионных свойствах.

Функция $\dot{\epsilon}(\omega)$, вообще говоря, комплексна. Из определения (8.3) непосредственно следует, что

$$\dot{\epsilon}(-\omega) = \dot{\epsilon}^*(\omega). \quad (8.4)$$

Отделяя в этом соотношении вещественную и мнимую части, получим

$$\epsilon_1(-\omega) = \epsilon_1(\omega), \quad \epsilon_2(-\omega) = -\epsilon_2(\omega). \quad (8.5)$$

Таким образом, $\epsilon_1(\omega)$ является чётной, а $\epsilon_2(\omega)$ — нечётной функцией частоты. При малых (по сравнению с границей начала зоны дисперсии — другими словами, активной релаксации) частотах функцию $\epsilon(\omega)$ можно разложить в ряд по степеням ω . Разложение чётной функции $\epsilon_1(\omega)$ содержит члены лишь чётных степеней, а разложение нечётной функции $\epsilon_2(\omega)$ — члены нечётных степеней. В пределе $\omega \rightarrow 0$ функция $\dot{\epsilon}(\omega)$ в диэлектриках стремится, разумеется, к электростатической диэлектрической проницаемости, которую обычно обозначают как ϵ_0 (не следует путать это обозначение с электрической постоянной (см. § 1.6)). Поэтому в диэлектриках разложение $\dot{\epsilon}(\omega)$ начинается с постоянного члена ϵ_0 ; разложение же $\epsilon_2(\omega)$ начинается, вообще говоря, с члена, пропорционального ω . Это особенно наглядно видно при анализе уравнений Максвелла для диэлектриков при наличии заметной проводимости по постоянному току (идеальные проводники). Используя (1.1a) и (1.3), можно получить следующее предельное выражение для $\epsilon(\omega)$ в случае низких частот ($\omega \rightarrow 0$) [Ландау, Лифшиц, 1982]:

$$\dot{\epsilon}(\omega) = j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_{0V}}. \quad (8.6)$$

Таким образом, в диэлектриках с заметной проводимостью на постоянной токе разложение функции $\epsilon(\omega)$ начинается с мнимого члена, пропорцио-

* В настоящей главе эта величина переобозначена (по отношению к § 1.6) во избежание путаницы в обозначениях.

нального $1/\omega$, который выражается через обычную проводимость по отношению к постоянному току. При дальнейшем увеличении частоты величина этого члена резко уменьшается, и вступают в действие релаксационные механизмы. Они проявляются как специфические (и подчас достаточно сложные) зависимости от частоты, в том числе и в диссипации электромагнитной энергии. Таким образом, для диэлектриков с внутренними релаксационными механизмами преобразования внешней энергии и при наличии у них конечной проводимости по постоянному току полное выражение для комплексной диэлектрической постоянной $\dot{\epsilon}_\sigma(\omega)$ может быть записано в виде:

$$\dot{\epsilon}_\sigma(\omega) = \dot{\epsilon}(\omega) + j \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0 \nu}. \quad (8.7)$$

Такие диэлектрики получили в физике название «плохих» проводников [Ландау, Лифшиц, 1982].

В практических приложениях этот вид диэлектрической постоянной записывают с использованием численного выражения для электрической постоянной (см. § 1.6; прил. А, табл. А4) в несколько иной, но, разумеется, совершенно эквивалентной форме:

$$\dot{\epsilon}_\sigma(\lambda) = \dot{\epsilon}(\lambda) + j60\sigma\lambda, \quad (8.8)$$

где длина волны в [м], а размерность проводимости — $[\text{Ом}\cdot\text{м}]^{-1}$ (см. прил. А, табл. А2).

При практических применениях различия в этих двух частях приведённых выражений обычно не делают, помещая член, обусловленный проводимостью на постоянном токе, непосредственно в выражение для мнимой части диэлектрической постоянной, которая определяется чисто релаксационным механизмом. При исследовании жидких электролитов релаксационная часть диэлектрической постоянной $\dot{\epsilon}(\omega)$ получила наименование «корректированной», т. е. значение $\dot{\epsilon}(\omega)$ за вычетом поправки на «сквозную» (ионную — в растворах) составляющую проводимости. В дальнейшем будем пользоваться полным выражением для диэлектрической постоянной, для упрощения не пользуясь нижним индексом в (8.7) или (8.8).

Наличие полных диэлектрических потерь, как следует из (8.2), приводит к появлению дополнительного фазового сдвига между мгновенными значениями векторов индукции и электрического поля, что физически эквивалентно появлению эффектов временного отставания поляризации в среде по отношению к внешнему полю. Спектральная зависимость (от длины волны) тангенса угла потерь в этом случае может быть записана как

$$\text{tg } \delta(\lambda) = \frac{\epsilon_2(\lambda) + 60\sigma\lambda}{\epsilon_1(\lambda)}. \quad (8.9)$$

В оптическом и ИК-диапазонах длин волн частотные свойства релаксационных механизмов диэлектриков часто представляют и изучают в виде спектральных зависимостей (от частоты или длины волны) действительной

и мнимой частей комплексного коэффициента преломления. Переход к комплексной диэлектрической постоянной может быть осуществлён по известным правилам (см. § 1.6, (1.26)–(1.28)).

В пределе $\omega \rightarrow \infty$ функция $\hat{\epsilon}(\omega)$ стремится к единице. Это очевидно уже из простых физических соображений: при достаточно быстром изменении поля процессы поляризации, приводящие к установлению отличной от \mathbf{E} индукции \mathbf{D} , вообще не успевают происходить, и возможно установить [Ландау, Лифшиц, 1982] справедливый для любых тел (безразлично — металлов или диэлектриков) предельный вид функции $\hat{\epsilon}(\omega)$ при больших частотах. Именно, частота поля должна быть велика по сравнению с частотами движения всех (или, по крайней мере, большинства) электронов в атомах данного вещества. При соблюдении этого условия можно при вычислении поляризации вещества рассматривать электроны как свободные, пренебрегая их взаимодействием друг с другом и с ядрами атомов (так называемая электронная поляризация). Фактически область применимости такого подхода начинается с далёкого ультрафиолета (УФ) у самых лёгких элементов, или от рентгеновских частот у более тяжёлых элементов.

Большинство веществ, представляющих интерес при дистанционном исследовании (водяной пар, вода, лёд, почва), обладают целым спектром релаксационных механизмов, активные зоны (области дисперсии) которых простираются начиная практически от нулевых частот (десятки и сотни герц) и кончая оптическим и УФ-диапазонами. Ввиду огромного различия в значениях частот анализ релаксационных механизмов в природных веществах проводится для различных частотных диапазонов электромагнитного излучения обычно совершенно независимо. Поэтому во избежание путаницы следует иметь в виду, что ϵ_∞ для одного релаксационного механизма может служить ϵ_0 для другого (последующего на частотной оси) механизма. Более того, возможны случаи «наложения» различных механизмов. Именно такая ситуация возникает при изучении релаксационных механизмов в жидкостях (пресная вода).

Соотношения Кронига-Краммерса. Поскольку функция $\hat{\epsilon}(\omega)$ была определена в достаточно общем виде (8.2), оказалось, что возможно установить некоторые весьма общие и важные свойства этой функции, рассматривая ω как комплексную переменную ($\omega = \omega' + j\omega''$). Так как функция $f(\tau)$ в (8.3) по своему физическому смыслу конечна при всех значениях своего аргумента, то из определения (8.3) следует, что во всей верхней полуплоскости $\hat{\epsilon}(\omega)$ — однозначная функция, нигде не обращающаяся в бесконечность, т. е. не имеющая никаких особых точек. Следует обратить внимание на то, что вывод об отсутствии особых точек у функции $\hat{\epsilon}(\omega)$ в верхней полуплоскости является с физической точки зрения следствием принципа причинности. Последний проявляется в том, что интегрирование в (8.3) производится лишь по времени, предшествующему данному моменту t , в результате чего в формуле (8.3) область интегрирования распространяется от 0 до ∞ (а не от $-\infty$ до $+\infty$). Использование известных теорем из теории функции комплексной переменной

позволяет получить важные соотношения, связывающие друг с другом мнимую и вещественную части функции $\dot{\epsilon}(\omega)$. Если имеем дело с чистым диэлектриком, то из указанных соотношений [Ландау, Лифшиц, 1982] следует:

$$\epsilon_1(\omega) - 1 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon_2(x)}{x - \omega} dx, \quad (8.10)$$

$$\epsilon_2(\omega) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon_1(x) - 1}{x - \omega} dx, \quad (8.11)$$

где перечёркнутый знак интеграла означает, что интеграл понимается в смысле своего главного значения. Уравнения (8.10), (8.11) получили название соотношений Кронига-Краммерса. Напомним, что единственным существенным свойством функции $\dot{\epsilon}(\omega)$, использованным при выводе этих формул, является отсутствие особых точек в верхней полуплоскости. Поэтому можно сказать, что формулы Кронига-Краммерса являются прямым следствием физического принципа причинности.

Воспользовавшись нечётностью функции $\dot{\epsilon}(\omega)$, можно привести формулу (8.10) к виду

$$\epsilon_1(\omega) - 1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{x\epsilon_2(x)}{x^2 - \omega^2} dx. \quad (8.12)$$

Если речь идёт о проводнике, то в точке $\omega = 0$ функция $\dot{\epsilon}(\omega)$ имеет полюс, вблизи которого $\dot{\epsilon}(\omega) = j(\sigma/\omega\epsilon_{0V})$ (см. (8.6)). Это приводит к появлению в формуле (8.11) дополнительного члена:

$$\epsilon_2(x) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon_1(x)}{x - \omega} dx + \frac{\sigma}{\omega\epsilon_{0V}}. \quad (8.13)$$

Принципиальная физическая значимость соотношений Кронига-Краммерса заключается в том, что они обуславливают жёсткую и однозначную аналитическую зависимость между частотными свойствами вещественной и мнимой частей диэлектрической постоянной (или комплексного коэффициента преломления). Частотные диэлектрические свойства природных сред не могут изменяться произвольным (не связанным друг с другом) образом. Они позволяют исследователям воссоздать частотный ход одной из частей диэлектрической постоянной, если достаточно хорошо измерена (или эмпирическим образом получена) другая. Например, измеренная частотная зависимость диэлектрических потерь в среде однозначно определяет частотный ход диэлектрической проницаемости (и наоборот). Жёсткая и однозначная связь (8.12) даёт возможность найти частотный ход диэлектрической проницаемости даже по приближённо измеренной экспериментальной функции $\epsilon_2(\omega)$. Рассмотренные соотношения часто используются также для согласования между собой измерений частотного хода диэлектрических параметров, выполненных (по техническим причинам) с серьёзными погрешностями.

Методики применения соотношений Кронига-Крамерса достаточно многообразны и разноплановы.

Поскольку, как уже отмечалось, в природных средах сталкиваются в целом ряде случаев с наложением различных релаксационных механизмов (см. § 8.2), непосредственное использование соотношений Кронига-Крамерса для конкретного применения в ограниченных частотных диапазонах требует внимательного и детального подхода и анализа. Кроме того, для плохих диэлектриков существуют области частот, где функция $\hat{\epsilon}(\omega)$ теряет свой физический смысл в связи с эффектами пространственной неоднородности поля. В таких случаях необходимо использование определённых формальных процедур.

§ 8.2. ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Механизмы поляризации диэлектриков различны и зависят от структуры вещества и характера физико-химических связей. Например, в ионных кристаллах (NaCl и других) поляризация является результатом сдвига ионов друг относительно друга (ионная поляризация) и деформации электронных оболочек отдельных ионов (электронная поляризация). В кристаллах с ковалентной связью (например, алмаз) поляризация обусловлена главным образом смещением электронов, осуществляющих химические связи. В так называемых полярных диэлектриках молекулы (или радикальные группы) представляют собой электрические диполи, которые в отсутствие внешнего электрического поля ориентированы в пространстве хаотически, а в присутствие внешнего поля приобретают преимущественную ориентацию. Такая ориентационная поляризация типична для многих жидкостей (пресная вода) и газов. Сходный механизм поляризации связан с «перескоком» под действием электрического поля отдельных ионов из одних положений равновесия в другие. Особенно часто такой механизм наблюдается в электролитах (солёная и морская вода) и веществах с водородной связью, например, у льда, где ионы водорода имеют несколько положений равновесия.

При электронном механизме поляризации максимум потерь (область дисперсии) приходится на оптические частоты ($\sim 10^{15}$ Гц) и ближний ИК-диапазон. При поляризации, обусловленной смещением ионов, максимум диэлектрических потерь смещается в ИК-диапазон ($10^{12} \dots 10^{13}$ Гц). Более низкие частоты (радиодиапазон) соответствуют максимуму потерь при ориентационной поляризации отдельных молекул (пресная вода, водяной пар) или кластеров молекул (солёная вода).

В низкомолекулярных органических соединениях каждая молекула имеет один диполь, и её вращательная динамика слабо связана с соседними диполями. Полярные полимерные соединения состоят из большого числа диполей полярных звеньев, связанных между собой химическими связями, и полная вращательная динамика сильно зависит от взаимодействия звеньев. Максимумы диэлектрических потерь для таких сред располагаются в широ-

ком диапазоне частот ($10^4 \dots 10^8$ Гц). Повороту звеньев (вокруг простых связей) препятствуют силы межмолекулярного диполь-дипольного взаимодействия между молекулами и боковыми группами соседних звеньев. В результате звенья совершают не полное вращение, а лишь вращательные колебания. Однако при отсутствии свободы вращения в цепи полимера имеются участки, называемые сегментами, способные независимо один от другого изменять свою форму. Чем меньше сегмент, тем больше гибкость молекул и тем больше проявляется способность полимера ориентироваться в электрическом поле. В зависимости от температурного интервала в полярных полимерах проявляются дипольно-групповая и дипольно-сегментальная поляризации.

В ряде случаев в полимерах удаётся получить очень жёсткие химические связи. Вследствие малой подвижности основной полимерной цепи и ограниченной возможности перемещения отдельных групп и звеньев дипольно-групповая поляризация незначительна и в стеклообразном состоянии диэлектрическая проницаемость полимеров минимальна, а также минимальны диэлектрические потери и потери на чистую проводимость. Такие полимеры широко используются в технических приложениях в качестве изолирующих материалов (резины, пластмассы, стекло). Аналогичная ситуация возникает в ряде широко используемых строительных материалов (асфальт, цемент, бетон и современные синтетические материалы и покрытия).

В электрически неоднородных средах может наблюдаться межповерхностная поляризация, вызванная движением свободных носителей зарядов, скапливающихся вблизи границ раздела областей с повышенным удельным сопротивлением (межкристаллические прослойки, микротрещины, флуктуации физико-химического состава и др.). Максимумы диэлектрических потерь для таких сред располагаются в широком диапазоне частот ($10^3 \dots 10^9$ Гц). Яркими природными примерами таких сред могут служить различные модификации морского и пресноводного льда, влажная почва со связанными водными электролитами внутри объёма грунта, а также система вода – лёд и снежный покров в момент фазового перехода.

Частотный характер зависимостей $\epsilon_1(\omega)$ и $\operatorname{tg} \delta(\omega)$ в области дисперсии определяется механизмом поляризации. В случае ионной и электронной поляризации изменение во времени t при включении внешнего поля \mathbf{E} имеет характер затухающих колебаний (рис. 8.1а). Соответственно зависимости $\epsilon_1(\omega)$ и $\operatorname{tg} \delta(\omega)$ от частоты называются резонансными (рис. 8.1б). Связано это с тем, что основную роль в поляризации диэлектрика играют малые смещения электронов и ионов, тогда диэлектрик можно рассматривать как совокупность гармонических осцилляторов, испытывающих в переменном поле вынужденные колебания с затуханием. Иногда этот тип поляризации называют деформационной поляризуемостью диэлектриков.

При ориентационной (дипольной) поляризации механизм носит релаксационный характер (рис. 8.2а) и зависимости $\epsilon_1(\omega)$ и $\operatorname{tg} \delta(\omega)$ от частоты называются релаксационными (или релаксации дебаевского типа) (рис. 8.2б). Времена установления или исчезновения поляризации в этом случае зависят от интенсивности теплового движения атомов, молекул (или ионов),

т. е. от физико-химической структуры вещества и физической температуры. При ориентационной поляризации характерное время релаксации определяется временем ориентации отдельных молекул в направлении внешнего поля \mathbf{E} и зависит от величины дипольных моментов молекул, вязкости среды, энергии диполь-дипольного взаимодействия и других физико-химических параметров.

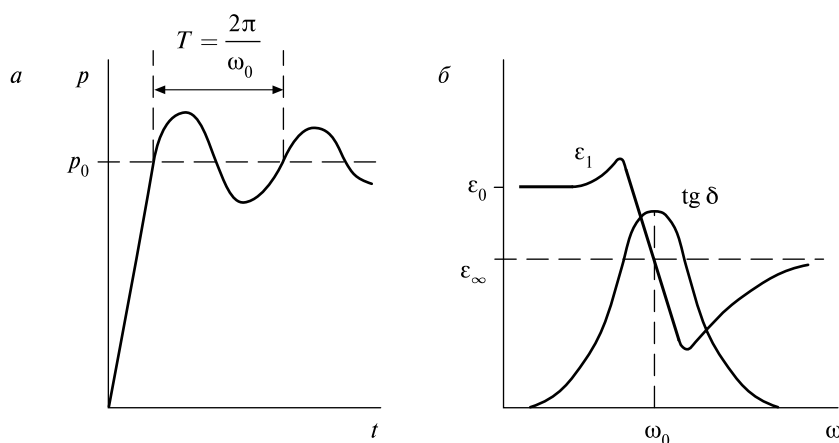


Рис. 8.1. Схематическое представление поляризационных свойств диэлектрической среды в случае резонансного механизма: *a* — временная эволюция поляризации диэлектрической среды во времени t при включении внешнего электрического поля при $t = 0$; *b* — частотные зависимости $\varepsilon_1(\omega)$, $\operatorname{tg} \delta(\omega)$; ω_0 — резонансная частота; ε_0 — низкочастотный предел $\varepsilon_1(\omega)$; ε_∞ — высокочастотный предел $\varepsilon_1(\omega)$

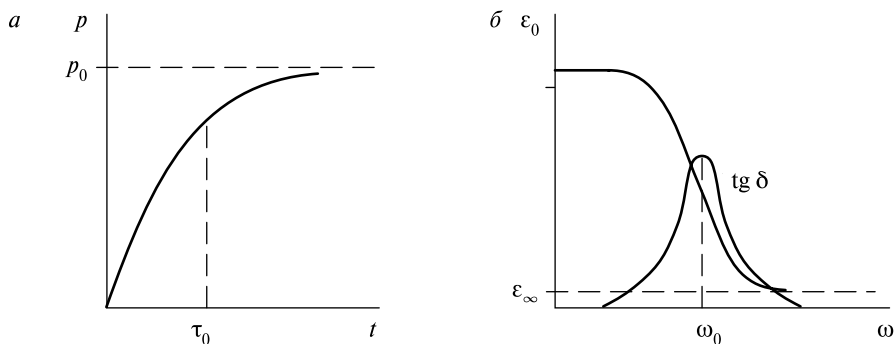


Рис. 8.2. Схематическое представление поляризационных свойств диэлектрической среды при релаксационном механизме: *a* — временная эволюция поляризации диэлектрической среды во времени t при включении внешнего электрического поля при $t = 0$; *b* — частотные зависимости $\varepsilon_1(\omega)$, $\operatorname{tg} \delta(\omega)$; τ_0 — время релаксации; $\omega_0 = 1/\tau_0$ — частота релаксации; ε_0 и ε_∞ — низкочастотный и высокочастотный пределы $\varepsilon_1(\omega)$

При комнатной температуре характерное время колеблется в очень широких пределах — $10^{-3} \dots 10^{-10}$ с, причём для газов и жидкостей, как правило, это время меньше, чем для твёрдых тел. В твёрдых диэлектриках дипольная поляризация часто обусловлена слабо связанными ионами, которые могут иметь несколько положений равновесия. Под действием внешнего поля и теплового движения они могут перемещаться из одного равновесного положения в другое, преодолевая потенциальный барьер. В этом случае характерные времена варьируются в широком интервале, захватывая большие временные области.

В электрически неоднородных средах, где наблюдается межповерхностная поляризация, вызванная движением свободных носителей заряда, скапливающихся вблизи границ областей с резко различающимися электрическими свойствами, проявляются процессы сложного перколяционного типа, а также процессы распространения волн плотности электрического заряда [Бордонский, Филипова, 2002; Pinteric et al., 2001]. Связаны эти эффекты с многомасштабными структурными особенностями и с иерархическим построением фрактального типа токопроводящих включений [Park, 2001]. Вопросы выявления в таких системах характерных временных областей релаксации весьма сложны и неоднозначны. В настоящее время исследования в этом направлении активно развиваются.

В реальных диэлектриках нередко возможны одновременно несколько механизмов поляризации с различными характерными временами, что приводит к более сложным зависимостям $\epsilon_1(\omega)$ и $\operatorname{tg} \delta(\omega)$ от частоты. При этом в ряде частотных диапазонов возможно слияние механизмов чисто дебаевского типа, резонансного типа и релаксационных систем с возникновением широкого спектра времени диэлектрической релаксации. По этим причинам выделение и фиксация различных механизмов из реальных экспериментальных данных представляет собой сложную экспериментальную задачу [Усманов, 1996].

В качестве важного качественного примера рассмотрим частотные особенности комплексного коэффициента преломления для жидкой воды в очень широком диапазоне длин волн — $10^{-4} \dots 10^4$ см (восемь порядков) (рис. 8.3). Из анализа мнимой части коэффициента преломления следует, что своего рода основным (дебаевским) каркасом (на рис. 8.3 он обозначен как ДРМ) частотной зависимости $\chi(\lambda)$ является характерный вид чисто дебаевского релаксационного механизма, который имеет максимум на длине волны около 1 см и затем характерные спады в сторону больших длин волн λ^{-1} и в сторону меньших длин волн как λ^{+1} . Вся область частот, которые включены в этот механизм, получила наименование — дебаевская полоса поглощения. Для коэффициента преломления (действительная часть) характерен быстрый перепад (уменьшение) в его значении на частоте максимума поглощения (рис. 8.2б). Начиная с длин волн около 1 мм вступает в действие другой релаксационный механизм, получивший название — механизм сверхдебаевского типа (или гипердебаевская полоса поглощения), хотя и имеющий в целом характер, очень близкий к чисто дебаевскому типу с максимумом поглощения около 0,06 мм.

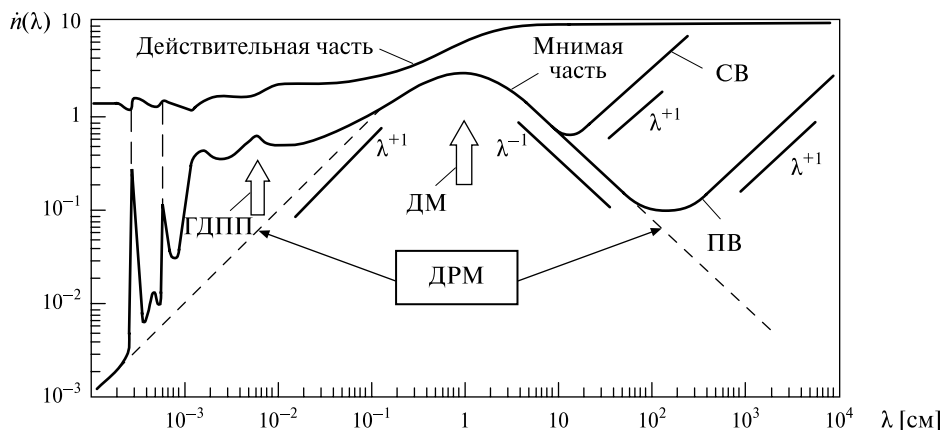


Рис. 8.3. Полуколичественное представление частотных свойств комплексного показателя преломления $\hat{n}(\lambda)$ для пресной воды при температуре 25 °С: ДРМ — дебаевский релаксационный механизм; ДМ — максимум дебаевской полосы поглощения; ГДПП — гипердебаевская полоса поглощения; ПВ — пресная вода; СВ — солёная вода. Графики построены автором с использованием данных работ [Шарков, 1983, 1984; Afsar, Hasted, 1977; Liebe et al., 1991; Ray, 1972]

Это обстоятельство резко искажает характерный дебаевский спад в поглощении в сторону малых длин волн (см. рис. 8.3). Следующий (в сторону меньших длин волн) максимум поглощения тоже дебаевского типа приходится на длину волны около 0,02 мм. Следующие две полосы поглощения с максимумами на длинах волн $6 \cdot 10^{-4}$ и $3 \cdot 10^{-4}$ см определяются уже резонансными типами поляризации, которые имеют характерный частотный вид как по поглощению, так и по действительному коэффициенту преломления (см. рис. 8.1б).

Что касается солёной воды (электролита), то длительное время (более 70 лет) существовало наивное представление о чисто дебаевском релаксационном механизме в поляризационных свойствах электролитов с учётом лишь известной компоненты, обусловленной ионной проводимостью (см. (8.7), (8.8)). Собственно говоря, это представление и отражено на рис. 8.3 в частотных зависимостях мнимой части коэффициента преломления на длинных волнах для пресной воды (с малой проводимостью) и для солёной воды (с сильной проводимостью). Однако критический анализ проблемы, предпринятый Е. А. Шарковым [Шарков, 1984], показал полную несостоятельность этой точки зрения. Оказалось, что релаксационный механизм электролитов принципиально отличается от дебаевского как по типу полосы поглощения, так и по резкой зависимости (и весьма неожиданной) электростатической проницаемости от солёностной концентрации раствора. Более подробно остановимся на этой проблеме в § 8.5.

Фазовый переход жидкой воды в твёрдое состояние характеризуется кардинальным изменением её релаксационных свойств. Частотные характе-

ристики комплексного коэффициента преломления для воды в твердом состоянии (льда) представлены на рис. 8.4 в очень широком диапазоне длин волн — $10^{-4} \dots 10^9$ см (тринадцать порядков (!)). Главная особенность поляризационных свойств льда заключается в фантастическом броске в численном значении релаксационной длины волны с 1 см на $10 \dots 100$ км (в зависимости от температуры), т. е. на 6-7 порядков. Такая грандиозная перестройка режима поляризации самого распространённого вещества на нашей планете (воды) долгое время ставила исследователей физико-химического профиля в тупик. Считалось, что для твёрдой фазы воды (пресноводный лёд) остаётся в силе чисто дебаевская модель релаксации с изменением лишь значения временной постоянной релаксации.

Современные исследования показали, что для микроволнового диапазона (1...100 ГГц) действительная часть относительной диэлектрической проницаемости пресноводного льда (однородные образцы) является ещё достаточно определённой и стабильной величиной, почти не зависящей от частоты $\epsilon_1(\omega) = 3,15$ [Fujita et al., 2000; Mätzler, 2000]. Оказалось, что мнимую часть можно представить в этом диапазоне как сочленение двух ветвей — высокочастотной ветви дебаевской дисперсии и низкочастотной ветви деформационной поляризации (колебания кристаллической решётки) в дальнем ИК-диапазоне.

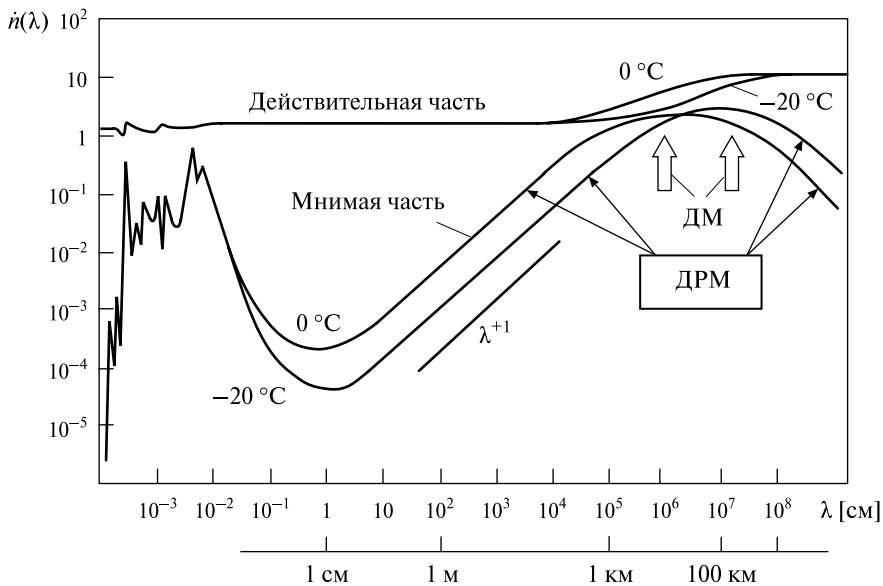


Рис. 8.4. Полуколичественное представление частотных свойств комплексного показателя преломления $\hat{n}(\lambda)$ для образцов пресного льда при температуре 0 и -20 °C. Графики построены автором с использованием интерполяции между микроволновыми данными и данными ИК-диапазона [Fujita et al., 2000; Matsuoka et al., 1996; Ray, 1972] (см. перечень обозначений на рис. 8.3)

В связи с этим мнимая часть оказалась подвержена очень сильному влиянию слабой минерализации (которая всегда присутствует в пресных природных водах), присутствию органического вещества и включений типа газовых пузырьков, а также термодинамической температуры. Хотя в целом современные авторы придерживаются дебаевского спектра релаксации $\epsilon_2(\omega) \approx \omega^{-1}$ [Бордонский, 1990; Бордонский и др., 2002; Fujita et al., 2000]. В низкочастотном диапазоне (килогерцевый и герцевый) принципиальное влияние оказывает структурная поляризация (возможно, дебаевского типа) фрактального и перколяционного типа, а также присутствие минеральных добавок (химическая чистота образца). Речь, по-видимому, идёт о сложном комплексном режиме поляризации. Этому диапазону длин волн стали в настоящее время уделять пристальное внимание в связи с исследованием глубинного распределения влажности в почвах и грунтах [Stoffregen et al., 2002], а также в связи с попытками электромагнитного активного зондирования поверхностных покровов Марса с целью обнаружения подповерхностной воды, водного льда и смесей скальные породы – лёд – вода [Grimm, 2002].

Твёрдая фаза, образованная из морской воды (морской лёд), оказалась настолько сложной (в электродинамическом смысле) и разнообразной, что затруднительно сформировать в настоящее время обобщённую картину диэлектрических свойств, поскольку они оказались в сильной степени зависящими от минерального состава морской воды конкретной акватории, от температурной и метеорологической истории образования твердой фазы, что, в свою очередь, приводит к образованию целого спектра типов морского льда с резко различающимися диэлектрическими свойствами. Возникающая при этом сильная пространственно-временная изменчивость полей морского льда и их иерархическое построение серьёзно осложняют процедуры распознавания образов при дистанционных микроволновых наблюдениях [Беспалова и др., 1976; Репина и др., 2012; Тихонов и др., 2014; Comiso, 2000; Comiso, Kwok, 1996].

Поскольку глетчерный лёд (Антарктида, Гренландия, ледники в горах) образуется не из жидкой фазы, а через морфологическое формирование льда из выпавшего снега, то очевидно сильное влияние внутренней геометрической структуры в пространственных мезомасштабах на диэлектрические и излучательные свойства полей глетчерного льда. Это в яркой форме выразилось уже при первых радиотепловых исследованиях ледового покрова Антарктиды — так называемая «загадка Антарктиды» [Башаринов и др., 1971; Гурвич, Кутуза, 2010; Гурвич и др., 1973; Gloersen et al., 1974]. У образцов глетчерного льда, взятых для лабораторных исследований, диэлектрические свойства (в «микромасштабах») оказались близки к пресноводному льду, но с сильными температурными эффектами и диэлектрической анизотропией [Matsuoka et al., 1996, 1997]. Однако полной картины (в широком диапазоне длин волн) диэлектрических свойств глетчерного льда пока не создано.

Уже неоднократно высказывались мнения, что, несмотря на одинаковые названия, все эти вещества — пресный лёд, морской лёд и глетчерный лёд, а также пресная вода и морская вода являются принципиально

разными в электродинамическом смысле веществами, если их квалифицировать по классам диэлектриков, и соответственно, по излучательным характеристикам.

8.3. МОДЕЛИ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Многие вещества на нашей планете относятся к классу полярных диэлектриков, общая поляризация которых складывается из деформационной и ориентационной поляризаций. Однако при этом преобладающим видом поляризации в них является ориентационная. Поэтому ниже более подробно рассмотрим основные типы моделей ориентационной (релаксационной) поляризации и, в первую очередь, модели дебаевского типа (одно время релаксации) и модели релаксации с широким спектром времени релаксации (концепция множественности времени релаксации).

Модель Дебая. Формулы для описания частотных зависимостей простейшего типа релаксационной поляризации и простейшая гидродинамическая модель такой релаксации были установлены П. Дебаем (Peter Joseph William Debye) [Debye, 1929]. Разработанная при этом методология обработки получила впоследствии широкое распространение при обработке экспериментальных результатов исследования обширного класса диэлектриков, а также систем другой физической природы. Физически это обстоятельство связано с тем, что рассматривается простейшая и, как оказалось впоследствии, совершенно фундаментальная модель, когда функция спадания поляризации $f(\tau)$ (см. соотношения (8.1), (8.3)) является экспоненциальной:

$$f(\tau) = \text{const} \cdot e^{-\tau/\tau_0} = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{\tau_0} e^{-\tau/\tau_0}, \quad (8.14)$$

где τ_0 — некоторая характерная величина, имеющая размерность времени и показывающая, что за время τ_0 поляризация изменится (возрастёт и спадёт) в e раз внутри изучаемой среды.

Подстановка (8.14) в (8.3) и соответствующее интегрирование приводит к выражению:

$$\dot{\epsilon}(\omega) - \epsilon_\infty = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau_0}. \quad (8.15)$$

Выделив действительную и мнимую части комплексной диэлектрической проницаемости, получим известные формулы Дебая:

$$\epsilon_1(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau_0^2}, \quad (8.16)$$

$$\epsilon_2(\omega) = (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \frac{\omega\tau_0}{1 + \omega^2\tau_0^2}. \quad (8.17)$$

Формулы получили широкое распространение в самых различных областях естествознания (и не только в теории диэлектрической релаксации), поскольку экспоненциальная реакция системы на внешнее (ступенчатое) воздействие характерна для очень широкого класса физических систем, например, для радиотехнических и радиофизических систем (см. гл. 2, 3).

Спектральное поведение величин $\epsilon_1(\omega)$ и $\epsilon_2(\omega)$ от $\lg(\omega\tau)$ представлено на рис. 8.5 в безразмерном виде. Как видно из рисунка, в низкочастотной $\lg(\omega\tau) < -3$ и высокочастотной $\lg(\omega\tau) > 3$ областях изменения комплексной проницаемости от $\lg(\omega\tau)$ не наблюдается. Для промежуточных значений $-3 \leq \lg(\omega\tau) \leq 3$ характерно проявление дисперсии $\epsilon(\omega)$. Непосредственно из рис. 8.5 вытекает, что частота релаксационного максимума связана со временем релаксации следующим образом $f_S = (2\pi\tau_0)^{-1}$. В ряде случаев пользуются понятием длины волны релаксационного максимума, значение которой равно $\lambda_S = c(2\pi\tau_0)^{-1}$. Из анализа мнимой части коэффициента преломления реальных сред (воды) следует, что именно в этой области частотного диапазона дебаевский механизм образует своего рода каркас (на рис. 8.3 он обозначен как ДРМ) частотной зависимости $\epsilon_2(\lambda)$, который представляет собой характерный вид чисто дебаевского релаксационного механизма, имеющего максимум на длине волны λ_S и затем характерные спады в сторону больших длин волн λ^{-1} и в сторону меньших длин волн как λ^{+1} (см. рис. 8.5б). Эта частотная особенность весьма характерна только для чисто дебаевского механизма, и будем пользоваться её при анализе экспериментальных данных и выявлении дебаевского типа релаксации.

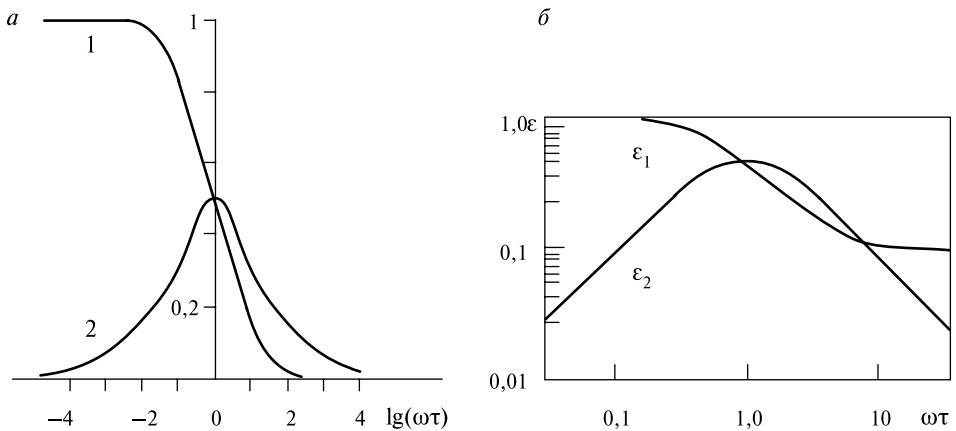


Рис. 8.5. Частотные свойства $\epsilon_1(\omega)$ и $\epsilon_2(\omega)$ для диэлектрических сред с дебаевским типом релаксации: *a* — в полулогарифмической системе координат в нормированной безразмерной форме: $1 - \frac{\epsilon_1(\omega) - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}$; $2 - \frac{\epsilon_2(\omega)}{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}$; *б* — в билогарифмической системе координат для модельной среды с одним дебаевским релаксационным механизмом и с параметрами $\epsilon_0 = 1$ и $\epsilon_\infty = 0,1$

Из уравнения (8.16) следует, что при $\omega = 0$, $\epsilon_1 = \epsilon_0$, где ϵ_0 — (как уже отмечалось) статическая диэлектрическая постоянная. При очень низких частотах диполи успевают синхронно следовать за изменением внешнего электрического поля и поляризация проявляется полностью. Значение фактора потерь $\epsilon_2(\omega)$ при этом незначительно. При очень высоких частотах диполи не успевают ориентироваться, их можно рассматривать как неподвижные, и при этом ориентационная поляризация отсутствует. Следовательно, и при $\omega \rightarrow \infty$ $\epsilon_2 = 0$. Отметим, что стремление частоты к бесконечности, разумеется, — чисто формальная процедура. На самом деле, речь идёт об области вне действия данного релаксационного механизма. Однако, как мы уже показали на примере диэлектрических свойств воды, возможно в ряде частотных диапазонов смещение действия различных механизмов (см. рис. 8.3, § 8.2). Для промежуточной области частот характерна ярко выраженная дисперсия величины $\epsilon(\omega)$.

Время релаксации τ_0 впервые было введено в качестве параметра в релаксационную теорию Дебая [Debye, 1929]. Отклик вещества на воздействие внешнего электромагнитного поля, меняющегося во времени по гармоническому закону, описывается феноменологическим уравнением (8.3). Функция отклика зависит от характера теплового движения полярных молекул. Динамику молекул обычно и связывают со временем релаксации. Данный параметр в общем случае характеризует процесс самопроизвольного перехода неравновесной макроскопической системы в состояние термодинамического равновесия. Время релаксации зависит от температуры и потенциала межмолекулярного взаимодействия. Эта величина определяется непосредственно из эксперимента и в общем случае соответствует частоте, при которой достигается максимум диэлектрических потерь. Обратное время релаксации $1/\tau_0$ характеризует скорость установления поляризации диполей за время действия поля. Наиболее оправданно использование термина «релаксация» при описании динамики молекулярных процессов как скорости установления равновесного состояния после снятия внешнего воздействия. Именно такой смысл вкладывается в параметр релаксации, входящий в уравнения (8.15)–(8.17) в релаксационной теории Дебая.

Простейшие из существующих представлений о характере релаксационных процессов в полярных жидкостях основаны либо на гидродинамической (и феноменологической) модели Дебая [Debye, 1929], либо на модели Френкеля [Френкель, 1975]. В модели Дебая процесс переориентации молекул в жидкой фазе рассматривается как результат вращательной диффузии твёрдой сферы в непрерывной вязкой среде. По Френкелю, напротив, переориентация молекул в жидкой фазе совершается скачками, путём преодоления некоторого потенциального барьера. Обе модели, несмотря на коренные отличия, приводят к простейшему виду релаксационного процесса, который можно охарактеризовать одним релаксационным временем τ_0 , или, другими словами, спектр времени релаксации $G(\tau)$ (если он существует) можно представить в виде дельта-функции $G(\tau) = \delta(\tau - \tau_0)$.

В ряде работ показано, что в жидкости всегда будет наблюдаться одно время релаксации, если выполняются следующие условия:

- 1) ориентирующие взаимодействия между молекулами отсутствуют;
- 2) процесс переориентации молекул (при наложении или снятии внешнего электрического поля) происходит как вращение с трением или как переход над потенциальным барьером;
- 3) все диполи находятся в эквивалентных положениях.

В случае выполнения этих условий диэлектрические характеристики полярной жидкости в зависимости от частоты внешнего поля будут соответствовать модели Дебая (единственное время релаксации).

Из формул Дебая (8.16) и (8.17) нетрудно получить следующее соотношение:

$$\left[\varepsilon_1(\omega) - \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{2} \right]^2 + \varepsilon_2^2 = \left(\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{2} \right)^2. \quad (8.18)$$

Выражение (8.18) представляет собой уравнение окружности с радиусом $(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)/2$. Следовательно, для выполнения диаграммной техники при соответствии экспериментальных данных модели Дебая необходимо вдоль оси абсцисс откладывать значения ε_1 , а вдоль оси ординат — значения ε_2 , найденные при различных частотах, при $T = \text{const}$, и, если справедливы формулы Дебая, получим полную полуокружность, центр которой лежит на оси абсцисс в точке $(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)/2$ (рис. 8.6а). Расположение экспериментальных данных в декартовой системе координат $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$ получили наименование диаграмм Коула-Коула. Отклонения в положении экспериментальных данных от полуокружности будут свидетельствовать о явном отклонении релаксационных свойств диэлектрика от дебаевской модели. Такого сорта представление используется не только при анализе релаксационных свойств диэлектриков, но и при изучении других физических систем с релаксационным механизмом, близким к дебаевскому.

Оценка величины времени релаксации может быть выполнена по формулам, непосредственно вытекающим из соотношений Дебая (8.16), (8.17):

$$\tau_0 = \frac{1}{\omega} \frac{\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_\infty}, \quad (8.19)$$

где действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости берутся из экспериментальных данных на рабочей (данной) частоте измерений.

Весьма удобной является диаграммная техника для оценки значений ε_0 и ε_∞ [Ахадов, 1977], основанная на использовании строго линейной интерполяции в следующих соотношениях, являющихся следствием формул Дебая:

$$\varepsilon_1(\lambda, t) = \varepsilon_0(t) - \lambda_S(t) \frac{\varepsilon_2(\lambda, t)}{\lambda}, \quad (8.20)$$

$$\varepsilon_1(\lambda, t) = \varepsilon_\infty(t) + \lambda \frac{\varepsilon_2(\lambda, t)}{\lambda_S(t)}. \quad (8.21)$$

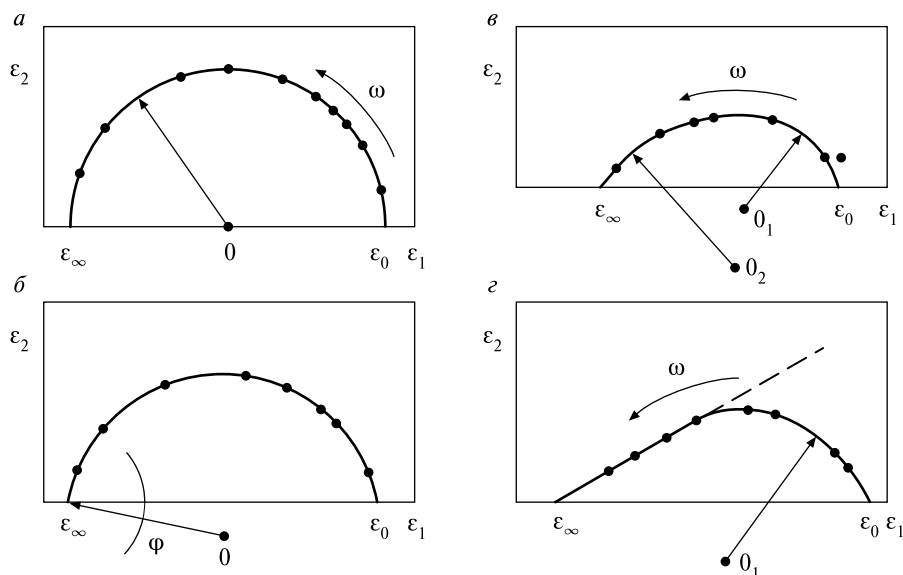


Рис. 8.6. Отношение мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости как функции от реальной части (диаграммы Коула-Коула) для диэлектрических сред с различными поляризационными механизмами: *a* — дебаевская модель; *б* — модель Коула-Коула; *в* — модель Давидсона-Коула; *г* — модель Гаврильяка-Негами. Экспериментальные данные представлены чёрными точками, стрелки указывают увеличение рабочей частоты

Симметрия в формулах Дебая позволяет сформировать ещё целый ряд графических методик обработки экспериментальных данных, которые суммированы в книге [Ахадов, 1977].

Отклонения при использовании диаграмм Коула-Коула и линейных аппроксимаций настолько заметные и впечатляющие, что могут служить ярким свидетельством отклонения поляризационных свойств диэлектрика от дебаевской модели. Показательные примеры использования этих подходов при анализе диэлектрических свойств пресной и солёной воды приведены в работах [Шарков, 1983, 1984, 1995; Liebe et al., 1991; см. также § 8.4, 8.5].

Модели множественности времени релаксации. Хотя модель Дебая с успехом описывает частотную дисперсию комплексной диэлектрической проницаемости для ряда диэлектриков (пресная вода, спирты), известно много случаев (и здесь важно, в первую очередь, отметить растворы солей — электролиты и морскую воду), когда формулы Дебая не описывают экспериментальные частотные зависимости в принципе. Однако успех модели Дебая настолько был значителен, что дальнейшее развитие недебаевских механизмов релаксации в основном шло по линии использования концепции множественности времени дебаевской релаксации у диэлектриков совершенно недебаевского типа. Разумеется, такой подход является одним из возможных,

однако в настоящее время в теории диэлектрической релаксации он является доминирующим. Суть его заключается в следующем.

В жидкостях и твёрдых веществах (типа полимеров), состоящих из сложных кластеров молекул или из многоатомных молекул, наблюдается целый спектр времени диэлектрической дебаевской релаксации, где каждый диполь имеет своё собственное время установления поляризации, т. е. существует определённое распределение времени диэлектрической релаксации относительно наиболее вероятного значения. Характер распределения и его параметры и будут важными физическими характеристиками, определяющими структуру вещества. И можно предположить, что для полярных высокомолекулярных систем (в том числе органических соединений) тем более должно наблюдаться существование широкого спектра времени диэлектрической релаксации.

Таким образом, если количество времён релаксации достаточно велико, то их распределение можно представить как непрерывный набор времён и воспользоваться методологией введения плотности распределения $F(\tau)$ (или как иногда говорят — «спектра») времени релаксации дебаевского типа в области их существования (см. гл. 2). В общем случае комплексная диэлектрическая проницаемость может быть записана в виде

$$\frac{\dot{\epsilon}(\omega) - \epsilon_{\infty}}{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}} = \int_0^{\infty} \frac{F(\tau) d\tau}{1 + j\omega\tau}, \quad (8.22)$$

где $F(\tau) d\tau$ — доля (или вероятность) дебаевских релаксационных процессов со временем релаксации, укладывающимся в диапазон $\tau + d\tau$. Если предположить существование в системе одного времени релаксации (иными словами, $F(\tau) = \delta(\tau - \tau_0)$), то выражение (8.22) автоматически перейдёт в соотношение Дебая (8.15). Обычно вводится для функции $F(\tau)$ естественная нормировка —

$$\int_0^{\infty} F(\tau) d\tau = 1. \quad (8.23)$$

Разделяя вещественную и мнимую части выражения (8.22), получаем

$$\frac{\epsilon_1(\omega) - \epsilon_{\infty}}{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}} = \int_0^{\infty} \frac{F(\tau) d\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (8.24)$$

$$\frac{\epsilon_2(\omega)}{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}} = \int_0^{\infty} \frac{\omega\tau F(\tau) d\tau}{1 + \omega^2\tau^2}. \quad (8.25)$$

Ввиду того, что релаксационные спектры, как показали эксперименты, перекрывают значительные интервалы времени, распределение времени диэлектрической релаксации рассматривается в логарифмических координатах, т. е. с заменой переменных $s = \ln(\tau_0/\tau)$, вводится новая функция распределения времени релаксации $Z(s)$, вытекающая из условия нормировки:

$$\int_0^{\infty} F(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} Z(s) ds = 1. \quad (8.26)$$

Тогда выражения (8.24) и (8.25) соответственно примут вид

$$\frac{\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_{\infty}}{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Z(s) ds}{1 + e^{2(x-s)}}, \quad (8.27)$$

$$\frac{\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{x-s} Z(s) ds}{1 + e^{2(x-s)}}, \quad (8.28)$$

где $x = \ln(\omega\tau_0)$.

Таким образом, процедура анализа экспериментальных данных сводится к поиску функции $Z(s)$, поскольку именно она является мгновенной частотной характеристикой молекулярной подвижности в изучаемом объекте и определяется его физико-химическими свойствами.

Строго говоря, нахождение истинной функции распределения $Z(s)$ сводится к решению так называемых обратных задач диэлектрической спектроскопии [Усманов, 1996], а именно к соотношениям:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{Z(s) ds}{1 + e^{2(x-s)}} = U(x), \quad (8.29)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{x-s} Z(s) ds}{1 + e^{2(x-s)}} = V(x), \quad (8.30)$$

где через $U(x)$ и $V(x)$ обозначены величины $(\varepsilon - \varepsilon_0)/(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})$ и $\varepsilon_2/(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})$, которые получены экспериментальным путём с некоторыми погрешностями измерений. Последние, в свою очередь, являются аддитивным типом шумов, имеющих флуктуационный характер, обычно с нормальным законом распределения (см. гл. 2).

Действительно, решение интегральных уравнений (8.29) и (8.30) приводит к известной обратной задаче восстановления $Z(s)$ по приближенным значениям $U(x)$ и $V(x)$, что и является признаком некорректно поставленной задачи [Тихонов, Арсенин, 1979]. Искомая функция распределения $Z(s)$ определяется путём решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода (типа свёртки). Действительно, интегральные уравнения (8.29) и (8.30) легко могут быть переписаны в виде уравнения Фредгольма первого рода типа свёртки. Например, уравнение (8.30) можно записать в виде

$$\int_{-\infty}^{\infty} K(x-s)Z(s) ds = V(x), \quad (8.31)$$

где

$$K(x-s) = \frac{e^{x-s}}{1+e^{2(x-s)}} = \frac{1}{2} \operatorname{ch}(x-s); \quad (8.32)$$

гиперболический косинус $\operatorname{ch}(x-s)$ называется ядром интегрального уравнения. Для решения интегральных уравнений типа свёртки используются достаточно сложные методики статистической регуляризации, в том числе метод регуляризации Тихонова [Тихонов, Арсенин, 1979], которые требуют серьёзной математической подготовки и компьютерного парка [Усманов, 1996].

Однако исторически первыми и достаточно успешными в поляризационных исследованиях диэлектриков были графические построения типа диаграмм Коула-Коула. Такие подходы получили название «традиционных» методов с применением «подгоночных» эмпирических функций распределения времен диэлектрической релаксации Коула-Коула [Cole, Cole, 1941], Дэвидсона-Коула [Davidson, Cole, 1950], Гаврильяка-Негами [Havriliak, Negami, 1967] и целого ряда других функций. Такой графический «традиционный» подход оказался, тем не менее, в целом ряде случаев быстрым и достаточно надёжным способом исследования диэлектриков, и по этим причинам такой экспериментальной методикой в настоящее время активно пользуются (это будет продемонстрировано ниже при анализе диэлектрических свойств пресной воды и электролитов). Подчеркнём, что такие графические подходы используются при исследованиях не только диэлектриков, но и физических систем совершенно другой природы, обладающих при этом релаксационными свойствами.

Кратко остановимся на методике графического определения предельных значений диэлектрической проницаемости для данного (одного) механизма релаксации. Значения параметров ϵ_0 и ϵ_∞ в случае применения любой из рассматриваемых эмпирических функций распределения $Z(s)$ определяются одинаково. Если $\omega t \rightarrow \infty$, то во всех случаях $\epsilon_1(\omega) \rightarrow \epsilon_\infty$ и $\epsilon_2(\omega) \rightarrow 0$, следовательно, $\epsilon(\omega) \rightarrow \epsilon_\infty$. Когда $\omega t \rightarrow 0$, $\epsilon_1(\omega) \rightarrow \epsilon_0$ и $\epsilon_2(\omega) \rightarrow 0$, тогда $\epsilon(\omega) \rightarrow \epsilon_0$. По этим причинам диэлектрические параметры ϵ_0 и ϵ_∞ могут быть найдены как точки пересечения экспериментальных зависимостей $\epsilon_2 = f(\epsilon_1)$ с осью действительных чисел при высоких и низких частотах для любых поляризационных механизмов. В данном контексте речь, разумеется, идёт о частотных диапазонах, в которых активно проявляется данный (один) релаксационный механизм. Наиболее вероятное время диэлектрической релаксации τ_0 (при действии любого механизма) определяется из условия максимума частотной зависимости фактора потерь:

$$2\pi f_0 \tau_0 = 1, \quad (8.33)$$

где f_0 — частота максимума фактора потерь. Как правило, в области активного проявления поляризационных свойств экспериментальная зависимость $\epsilon_2 = f(\omega)$ имеет ярко выраженный экстремум (см. примеры на рис. 8.3 и 8.4), и f_0 для данного механизма определяется достаточно надёжно. Однако при сложном взаимном влиянии различных механизмов проблема выявления

частоты максимума потерь и предельных значений диэлектрической проницаемости представляет уже достаточно сложную задачу [Шарков, 1983; 1984; 1995; Liebe et al., 1991]. При этом необходимо использовать априорные сведения о возможных механизмах релаксации.

Модель Коула-Коула. Как уже отмечалось, известно много экспериментальных результатов, когда формулы Дебая не описывают частотное поведение диэлектрических свойств диэлектрика. В этом случае экспериментальная кривая $\epsilon_2 = f(\epsilon_1)$ не является полной дугой полуокружности с центром на оси абсцисс, а представляет собой либо неполные дуговые сегменты, либо «скошенные» дуги, состоящие как бы из двух полуокружностей с разнесёнными центрами и с разными значениями радиусов. Возможны и более сложные построения — линейная аппроксимация, переходящая в дуговой сегмент. Важно отметить при этом, что каждому из этих геометрических построений соответствует своя специфическая особенность релаксационного механизма.

Если экспериментальная кривая $\epsilon_2 = f(\epsilon_1)$ представляет собой дугу полуокружности с центром, расположенным ниже оси абсцисс (см. рис. 8.6б), то в этом случае специальные исследования показали [Cole, Cole, 1941], что диэлектрическая проницаемость может быть описана следующим эмпирическим уравнением, получившим название уравнение Коула-Коула:

$$\frac{\dot{\epsilon}(\omega) - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 - \epsilon_\infty} = \left[1 + (j\omega\tau_0)^{1-\alpha} \right]^{-1}, \quad (8.34)$$

где τ_0 является некоторым средним (или эффективным) значением временем релаксации процесса диэлектрической поляризации, а α — некоторым параметром, описывающим характер распределения времени релаксации. Все эти рассуждения справедливы, разумеется, при условии принятия концепции множественности времени релаксации.

Как показало решение интегральных уравнений (8.29), (8.30), уравнение Коула-Коула соответствует симметричному распределению времени релаксаций, близкому к гауссовскому и определяемому функцией:

$$Z(s) = \frac{1}{2\pi} \frac{\sin(\pi\alpha)}{\operatorname{ch}[(1-\alpha)s] + \cos(\pi\alpha)}. \quad (8.35)$$

Изучение молекулярной подвижности диполей ряда полярных веществ показало, что целесообразно использование чисто нормального (гауссова) распределения времени релаксации. Однако непосредственное использование при этом методик обратных задач спектроскопии (8.29), (8.30) оказалось весьма громоздким, что потребовало создания ряда приближенных методов [Усманов, 1996].

Модель Дэвидсона-Коула. Если молекулярная структура диэлектрика такова, что распределение времени релаксации имеет резко асимметричную форму (так, например, полностью отсутствуют в диэлектрике релаксаторы со временем релаксации, меньшим заданного), то это обстоятельство в яркой

форме проявляется и в графическом представлении $\varepsilon_2 = f(\varepsilon_1)$ — оно становится также резко асимметричным. Если функцию распределения времени релаксации $Z(s)$ записать в асимметричной форме:

$$Z(s) = \begin{cases} \frac{\sin(\beta\pi)}{\pi} (1 - e^{-s})^{-\beta} & \tau > \tau_0, \\ 0 & \tau \leq \tau_0, \end{cases} \quad (8.36)$$

то, как показано в работе [Davidson, Cole, 1950], комплексная диэлектрическая проницаемость может быть представлена следующим полуэмпирическим уравнением Дэвидсона-Коула:

$$\frac{\dot{\varepsilon}(\omega) - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty} = (1 - j\omega\tau_0)^{-\beta}. \quad (8.37)$$

В графическом виде на диаграмме Коула-Коула эта модель представляет «скошенную» дугу, состоящую как бы из двух неполных дуг с разнесёнными центрами и с разными значениями радиусов (см. рис. 8.6*в*). Для определения параметров распределения разработаны специальные графические методики [Ахадов, 1977; Усманов, 1996].

Модель Гаврильяка-Негами. Два различных эмпирических выражения функции распределения времен релаксации, использованных выше для описания «дугового сегмента» (8.34) и «скошенной дуги» (8.37), могут быть обобщены в форме распределения Гаврильяка-Негами [Navriliak, Negami, 1967]:

$$\frac{\dot{\varepsilon}(\omega) - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty} = \left[1 + (j\omega\tau_0)^{1-\alpha} \right]^{-\beta}. \quad (8.38)$$

Если в уравнении (8.38) допустить, что $\beta = 1$, получим выражение функции распределения Коула-Коула (8.34). При $\alpha = 0$ имеем выражение функции распределения Дэвидсона-Коула (8.37), а при одновременном равенстве $\alpha = 0$ и $\beta = 1$ формула (8.38) представляет собой функцию Дебая (8.15). На рис. 8.6*з* представлена асимметричная дуговая функция $\varepsilon_2 = f(\varepsilon_1)$, соответствующая функции распределения Гаврильяка-Негами. Как видно из рисунка, эта теоретическая кривая $\varepsilon_2 = f(\varepsilon_1)$ линейна в области высоких частот и представляет собой дуговой сегмент в области низких частот. Для проверки возможности количественного описания экспериментальных данных диэлектрических измерений эмпирической функцией распределения Гаврильяка-Негами (8.38) необходимо графически определить значения пяти дисперсионных параметров (ε_0 , ε_∞ , α , β , τ). Параметр ε_0 получается экстраполяцией до пересечения с осью абсцисс диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1(\omega)$ в области низких частот, а параметр ε_∞ находится линейной экстраполяцией экспериментальных точек $\varepsilon_2 = f(\varepsilon_1)$ до пересечения с той же осью в области высоких частот (см. рис. 8.6*з*). Для определения других параметров привлекается специальная графическая процедура [Усманов, 1996].

Детальные диэлектрические исследования сложных полярных диэлектриков (естественного и искусственного происхождения) показали, что в целом ряде природных веществ наблюдается наложение как релаксационных дипольных процессов, так и явлений резонансного характера, причём в достаточно сложных комбинациях (простейшие варианты продемонстрированы на рис. 8.3 и 8.4). Для анализа таких сложных дипольно-кластерных диэлектрических процессов используются, кроме перечисленных выше моделей, более усложнённые эмпирические функции распределения времени релаксаций и, соответственно, более сложные графические методы обработки.

В целом отметим, что задача распознавания по экспериментальным данным различных поляризационных механизмов является достаточно специфической, и её детальное обсуждение выходит за рамки настоящей книги. Полезную информацию можно почерпнуть из первоисточников и специализированной литературы [Ахадов, 1977; Усманов, 1996; Cole, Cole, 1941; Davidson, Cole, 1950; Navriiliak, Negami, 1967].

§ 8.4. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРЕСНОЙ ВОДЫ

Разработка и создание в последнее время радиотепловых и скаттерометрических бортовых систем повышенной чувствительности позволяет осуществить исследование тонких особенностей полей радиояркости (порядка 0,5...0,1 К и менее) и обратного рассеяния (0,5 дБ) земных покровов. Это обстоятельство, в свою очередь, ставит на повестку дня необходимость разработки и формирования высокоточной релаксационной модели диэлектрических характеристик жидкой воды, поскольку в большинстве задач дистанционного зондирования земных покровов и дисперсных атмосферных образований релаксационная модель выступает в качестве фундаментальной основы теоретических и практических расчётов (см. гл. 7, 11). Используя известные соотношения радиотеплолокации и радиолокации, нетрудно показать [Шарков, 1983], что относительные вариации диэлектрической постоянной в $\pm 5\%$ могут обусловить контрасты радиояркости в $\pm(1,5...2)$ К (в см- и мм-диапазонах) и изменения величины поперечного сечения рассеяния в $\pm(0,05...0,15)$ дБ (для настильных углов в мм- и см-диапазонах). Следовательно, в настоящее время должна быть поставлена задача о формировании такой численной релаксационной модели, которая позволила бы описывать экспериментальные результаты с точностью не хуже $\pm 1\%$ в широком диапазоне температур и длин волн (от 1 км до субмиллиметрового диапазона). Несмотря на то, что указанная задача впервые была поставлена и сформулирована достаточно давно [Шарков, 1983], последние исследования [Садовский и др., 2013; Liebe, 1989; Liebe et al., 1991; Lipton et al., 1999] показывают, что до её окончательного решения ещё далеко. В первую очередь, это связано с ситуацией в исследовании структурных свойств жидкой (пресной) воды и физико-химических свойств переохлаждённой воды.

Структура воды. Структура жидкой воды служит предметом усиленно-го изучения и дискуссий в течение уже длительного времени (см., например [Самойлов, 1957; Саркисов, 2006; Синюков, 1976; Хорн, 1972]). Полярная природа молекулы воды и её способность создавать прочные межмолекулярные водородные связи приводят к тому, что молекулы воды объединяются в надмолекулярный комплекс, содержащий множество молекул. Жидкая вода является смесью таких комплексов, или «кластеров», и более или менее «свободных», или мономерных, молекул воды. С повышением температуры кластеры «расплавляются», и, поскольку их удельный объем больше такового неассоциированной воды, гидростатическое давление ведёт к разрушению структурированных участков, существующих в жидкости.

Представления о форме молекулы воды основываются главным образом на исследовании её газообразного состояния. Однако нет основания полагать, что в воде, как жидкости, структура молекулы существенно иная.

С современных позиций электронное облако молекулы воды имеет вид усечённого четырёхлепесткового винта, который может быть размещён в неправильном кубе. Атом кислорода оказывается при этом в центре, а два атома водорода — в противоположных углах одной из граней куба (рис. 8.7а, б). Угол Н-О-Н составляет $104^{\circ} 31'$. Два из восьми электронов атома кислорода находятся вблизи его ядра, два других связаны с атомами водорода, а две не поделённые пары электронов образуют ветви, протягивающиеся к противоположным углам той грани куба, которая находится против грани, занятой атомами водорода. Эти ветви электронного облака представляют особый интерес, так как, являясь областями сосредоточения отрицательных зарядов, они притягивают положительно заряженные атомы водорода соседних молекул и обеспечивают связь между молекулами воды (так называемая водородная связь) (рис. 8.7в). Расстояние О-Н для молекулы воды в газовой фазе составляет $0,9568 \text{ \AA}$ и несколько увеличивается в твёрдой фазе (во льду), достигая $0,99 \text{ \AA}$.

Хотя вопрос о точном распределении заряда молекулы остаётся не вполне решённым, в любом случае важно, что распределение заряда обуславливает большой дипольный момент молекулы воды и сильную водородную связь между молекулами. Эти квантово-механические характеристики принципиально важны, поскольку, если бы молекулы воды не имели отрицательно заряженных ветвей электронного облака и дипольных моментов, они не смогли бы взаимодействовать между собой, и жидкой воды на поверхности Земли не существовало. Мировой океан был бы газообразным и, соответственно, на Земле не существовало бы развитой биологической жизни.

Водяной пар не имеет структуры. Он состоит из мономерных молекул воды, редко встречающихся димеров воды. Первые модели структуры жидкой воды разделяются на два типа — в одних теориях структура воды рассматривается как однородный континуум, в других моделях предполагается существование смеси различных структур, но в обоих случаях в качестве отправной точки используется структура твёрдого состояния (льда). Дальнейшее развитие привело к формированию кластерной модели Фрэнка-Вина, суть которой

заключается в том, что жидкая вода представляется конгломератом «мерцающих» кластеров, состоящих из соединённых водородными связями молекул и «плавающих» в более или менее «свободной» воде (рис. 8.7*з*). Теория не постулирует существования остатков кристаллической решётки льда и детально не уточняет, как именно молекулы воды объединяются в кластеры и существует ли вообще квазикристаллическая структура внутри кластеров.

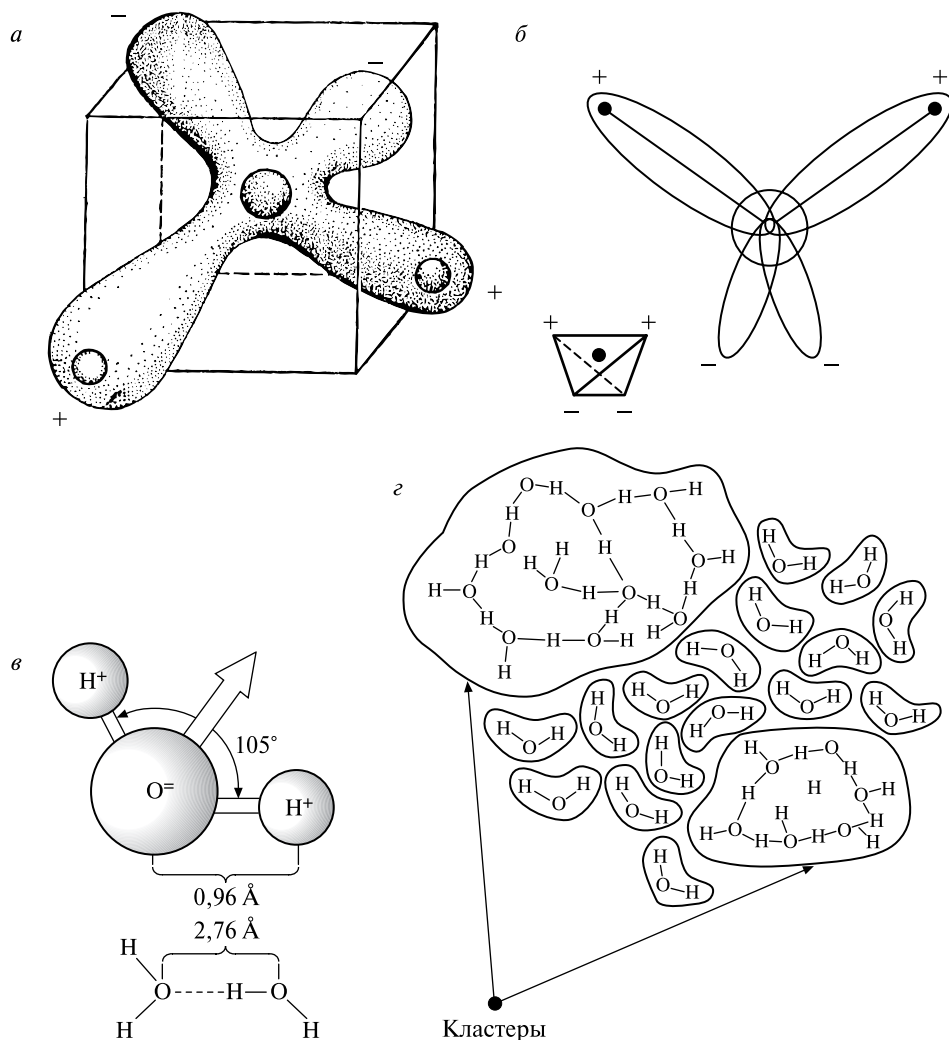


Рис. 8.7. Электронные и структурные особенности молекулы воды: *a* — электронные «облака» в молекуле воды; *б* — молекулярные орбитали в молекуле воды; *в* — схематическое представление структурных свойств молекулы воды и водородная связь между молекулами. Направление дипольного момента отмечено белой стрелкой; *з* — структура пресной воды по модели Франка-Вэна «мерцающие кластеры» [Хорн, 1972]

Принципиальным здесь является идея о «мерцающей» природе кластеров, которые непрерывно образуются и разрушаются. Вне кластеризованных зон водородные связи разорваны, и вода ведёт себя как «мономерная несвязанная вода» [Хорн, 1972].

В случае как квазикристаллических, так и кластерных моделей постулируется присутствие мономерных молекул воды в объёме вещества и, соответственно, должен существовать определённый вклад мономеров в релаксационные свойства. Такие представления очень близки к первоначальной гидродинамической модели Дебая (уединённый диполь в вязкой однородной среде), которая приводит к известному дебаевскому механизму релаксации (с одним временем релаксации) (см. § 8.3). При этом нетрудно видеть, что присутствие как квазикристаллических структур, так и мерцающих кластеров должно породить целый спектр релаксаторов с различными временами релаксации, и тем самым резко трансформировать чисто дебаевскую модель жидкой воды в один из вариантов моделей с множественностью времени релаксаций. Однако, как ни удивительно, изучение диэлектрической релаксации (см. ниже) показывает, что в пресной воде (в противоположность электролитам — солёной воде) существует только один вид вращающихся частиц (релаксаторов), которые предположительно считаются диполями-мономерами с одним временем релаксации.

Другой сложной проблемой в этой области является структура сильно переохлаждённой воды (существенно ниже температуры замерзания), присутствие которой экспериментально зафиксировано в конвективных облачных системах [Аквилонова, Кутуза, 1978; Rosenfeld, Woodley, 2000]. Вопрос заключается в следующем: сохраняет ли переохлаждённая вода структуру так называемой «тёплой» воды (с температурой выше 0 °С) или же происходит её принципиальная перестройка [Angell, 1982]. Пока однозначного ответа на этот вопрос не существует.

Однако, несмотря на определённые успехи в исследовании физико-химических свойств жидкой воды, строго квантовую (без феноменологических включений в виде структурных моделей) теорию электродинамических свойств жидкой воды, которая позволила бы получить расчётные значения диэлектрических параметров воды с высокой степенью точности (~1 %), создать пока не удаётся. Исследователи уже в течение длительного времени вынуждены идти по линии создания и модернизации полуэмпирических зависимостей соответствующих параметров в релаксационной модели Дебая (Д) (8.15) или модели Коула-Коула (К-К) (8.34) по мере появления все новых экспериментальных данных [Розенберг, 1972; Садовский и др., 2013; Шарков, 1983; 1995; Hasted, 1961, 1972; Kaatz, Giese, 1980; Liebe et al., 1991; Mason et al., 1974; Ray, 1972; Saxton, 1952].

Если в плане качественного характера частотных зависимостей диэлектрических свойств воды все эти модели достаточно близки, то в деталях модели весьма противоречивы. Это, в первую очередь, касается значений параметра распределения α (т. е. определения, по существу, типа модели) и «оптической постоянной» и зависимостей этих параметров от температу-

ры. Так, в обобщающей работе [Mason et al., 1974] предложенные два варианта релаксационных моделей жидкой пресной воды — Д и К-К — сопоставлены с имевшимися (на 1974 г.) экспериментальными данными и показано отсутствие существенных преимуществ в использовании модели К-К перед моделью Дебая. Обе модели с невысокой, но в целом с удовлетворительной (для ряда конкретных задач) степенью точности (4...7 %) описывают экспериментальные данные комплексной диэлектрической проницаемости (КДП) в метровом, дециметровом и сантиметровом диапазонах. Дальнейшее же продвижение в миллиметровые и субмиллиметровые диапазоны, однако, характеризуется резкими различиями между исходными экспериментальными данными, достигающими до 25 % и более, даже в узком температурном диапазоне 19...22 °С [Шарков, 1983]. В более широком температурном диапазоне данные отсутствуют. На эту ситуацию впоследствии также обратили внимание авторы работы [Liebe et al., 1991]. Нетрудно видеть [Шарков, 1983], что в пересчёте на излучательные характеристики (см. гл. 7) получается, что неопределённость в абсолютных величинах радиояркостной температуры водной поверхности доходит до 15...20 К, а это уже недопустимо при исследовании целого ряда современных дистанционных проблем (см. гл. 7).

Е. А. Шарков [Sharkov, 1983] показал, что основная физическая причина расхождения между эмпирическими моделями (в первую очередь, по параметру ϵ_{∞}) — неправомерное использование экспериментальных данных, полученных в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах (т. е. вне области действия чисто дебаевской полосы поглощения) для формирования простейших эмпирических моделей, например, модели Дебая. Однако более детально вопрос выявления высокочастотной границы дебаевской полосы поглощения не мог быть рассмотрен ввиду отсутствия в то время экспериментальных данных в широком диапазоне температур. Позднее было показано [Liebe et al., 1991], что в этом диапазоне возможно формирование модели Дебая (модель Д) с двойным значением времени релаксации, т. е., по существу, речь может вестись об использовании в этом диапазоне длин волн модели Дэвидсона-Коула (8.37). Собственно говоря, именно это и демонстрирует качественная картина частотных характеристик диэлектрических свойств воды, представленная на рис. 8.3.

Цель настоящего раздела — сопоставление с высокой степенью точности (~1 %) параметров существующих расчётных эмпирических моделей как между собой, так и с параметрами модели Д, полученными при обработке экспериментальных данных по КДП (1975–1991) [Шарков, 1983, 1995], и формирование высокоточной численной релаксационной модели диэлектрических свойств жидкой воды, а также рассмотрение возможностей её использования для решения задач дистанционного зондирования.

При этом обращено особое внимание на выявление типа релаксационной модели, адекватно описывающей диэлектрические параметры жидкой воды в мм-диапазоне, а также для переохлаждённой воды (в диапазоне температур от 0 до –40 °С). Современное (2013) состояние этой проблемы рассмотрено в работе [Садовский и др., 2013].

Методика обработки экспериментальных данных. Значения параметров модели Д были получены [Шарков, 1983; 1995] с помощью диаграммной методики, основанной на построении линейных аппроксимационных зависимостей по экспериментальным данным, представленным в прямоугольной системе координат (8.20), (8.21).

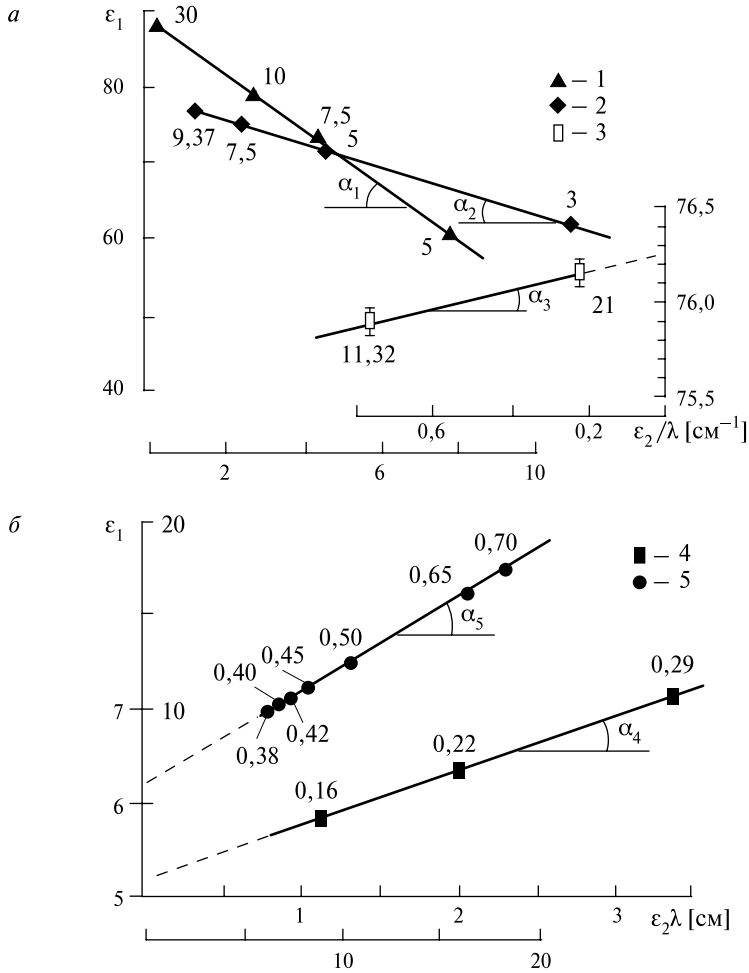


Рис. 8.8. Экспериментальные диаграммы зависимостей $\epsilon_1(\lambda)$ как функции от $\epsilon_2(\lambda)/\lambda$ (а) и $\epsilon_1(\lambda)$ как функции от $\epsilon_2(\lambda)\lambda$ (б): 1 — экспериментальные данные работы [Kaatze, Giese, 1980] при $t = -4,1$ °C; 2 — данные работы [Burdette et al., 1980] при $t = 23$ °C; 3 — [Ho, Hall, 1973] при $t = 30$ °C; 4 — [Blue, 1980] при $t = 20$ °C; 5 — [Демьянов и др., 1974]. Сплошными линиями показаны линейные интерполяции уравнений (8.20) и (8.21). Штриховые линии — линейные интерполяции для получения численного значения ϵ_0 (а) и ϵ_∞ (б). Величины тангенсов углов α_1 , α_2 , α_3 и котангенсов углов α_4 , α_5 , пересчитанные в значения λ_5 , даны в табл. 8.1

Таблица 8.1. Вычисление значения параметров релаксационной модели Дебая для пресной воды по экспериментальным данным

№ п/п	t [°C]	ϵ_0	ϵ_∞	λ_s [см]	λ [см]	Литература
1	2	3	4	5	6	7
1	-4,1	89,1±0,3		3,76±0,1	2,3; 3,0; 3,4; 4,1; 5; 7,5; 10; 16,7; 30	[Kaatze, Giese, 1980]
2	0	87,8±0,2		3,30±0,05	3,9; 4,57; 5,66	[Pottel, Lossen, 1967]
3	0		5,9±0,1	3,28±0,05	0,82; 1,72; 1,18; 1,98	[Pottel, Lossen, 1967]
4	5	88,0±0,5	5,0±0,3	2,95±0,03	3,19; 2,14	[Лященко и др., 1976]
5	20		5,2±0,05	1,76±0,05	0,163; 0,22; 0,29	[Blue, 1980]
6	20		5,9±0,1	1,68±0,05	0,38; 0,4; 0,42; 0,45; 0,5; 0,65; 0,70	[Демьянов и др., 1974]
7	23	79,0±0,3		1,60±0,03	3; 5; 7,5; 9,4; 14,3	[Burdette et al., 1980]
8	25	78,2±0,1		1,61±0,02	5,66; 11,49	[Pottel, Lossen, 1967]
9	25	76,5±0,5	5,0±0,3	1,44± 0,02	3,19; 2,14	[Лященко и др., 1976]
10	25	78,9±0,3	5,2±0,3	1,60± 0,05	0,88; 1,55; 3,12	[Van Loon, Finsy, 1957]
11	30	76,27±0,08			11,32; 20,98	[Ho, Hall, 1973]
12	35	75,2±0,3		1,27±0,05	0,82; 1,12; 1,72; 2,41; 3,9	[Pottel, Lossen, 1967]
13	50	70,9±0,4		0,92±0,03	0,82; 1,12; 1,72; 2,41; 3,9	[Pottel, Lossen, 1967]
14	50	69,5±0,5	5,0±0,3	0,77±0,02	3,19; 2,14	[Лященко и др., 1976]
15	60	66,8±0,1			17,24; 52,00	[Pottel, Lossen, 1967]
16	60	65,0±1,0			0,84; 0,63; 3,15	[Ашеко и др., 1989]
17	80	60,0±1,0			0,63; 0,84; 3,15	[Ашеко и др., 1989]

Примечания: 1) из указанных в колонке 7 литературных источников были заимствованы исходные экспериментальные данные для проведения обработки [Шарков, 1983; 1995]; 2) λ — рабочая длина волны [см], на которой были получены экспериментальные данные; 3) в колонках 3, 4, 5 приведены ошибки, связанные с собственно графическим построением.

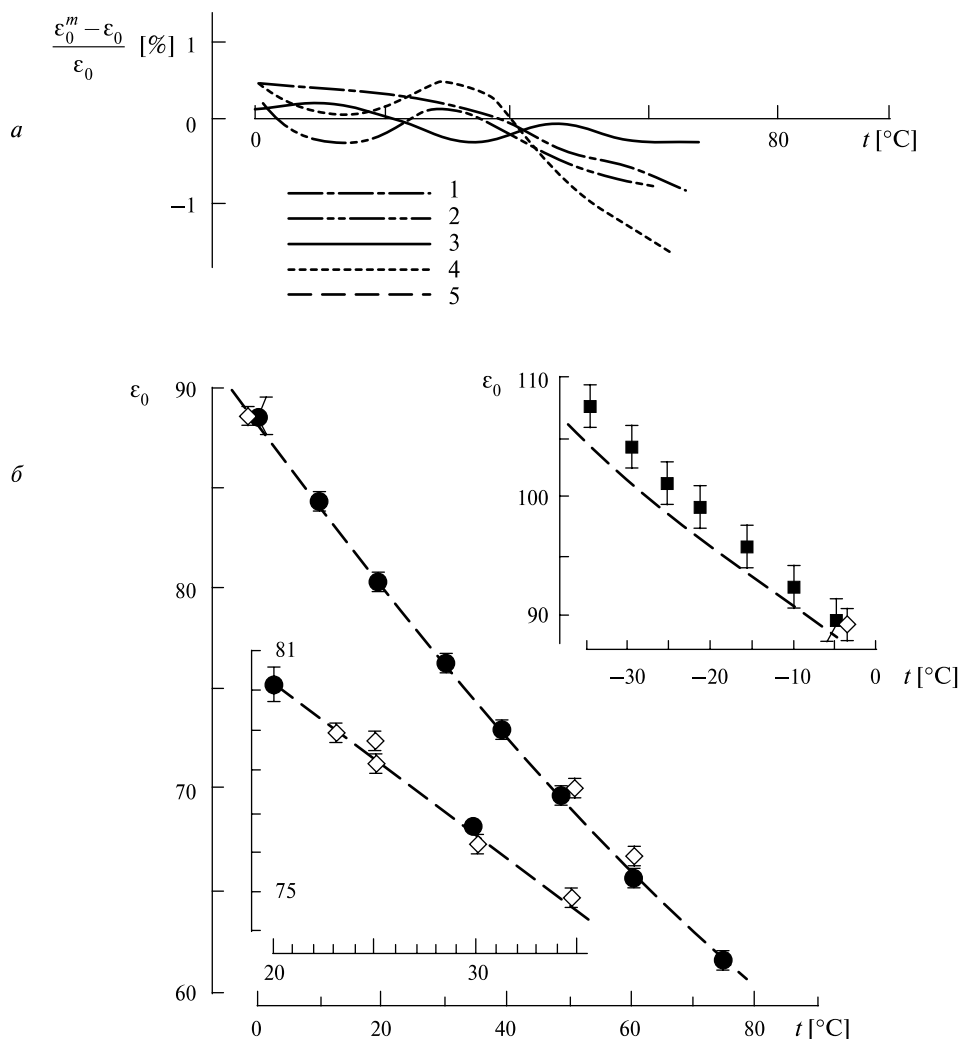


Рис. 8.9. Температурная зависимость статической постоянной $\epsilon_0(t)$ диэлектрической проницаемости пресной воды: *a* — относительные вариации $\epsilon_0(t)$ для моделей I–IV по отношению к модели VI ϵ_0^m [Mason et al., 1974]: 1 — модель I; 2 — модель II; 3 — модель III; 4 — модель IV; 5 — данные модели VII, интерполированные уравнением (8.44); *б* — абсолютные зависимости $\epsilon_0(t)$. Чёрные кружки — данные по модели IV с 90%-ми границами достоверности, чёрные квадраты — данные работы [Hasted, Shahidi, 1976], светлые ромбы — данные работы [Шарков, 1983], полученные при обработке экспериментальных результатов, доступных в литературе (см. табл. 8.1)

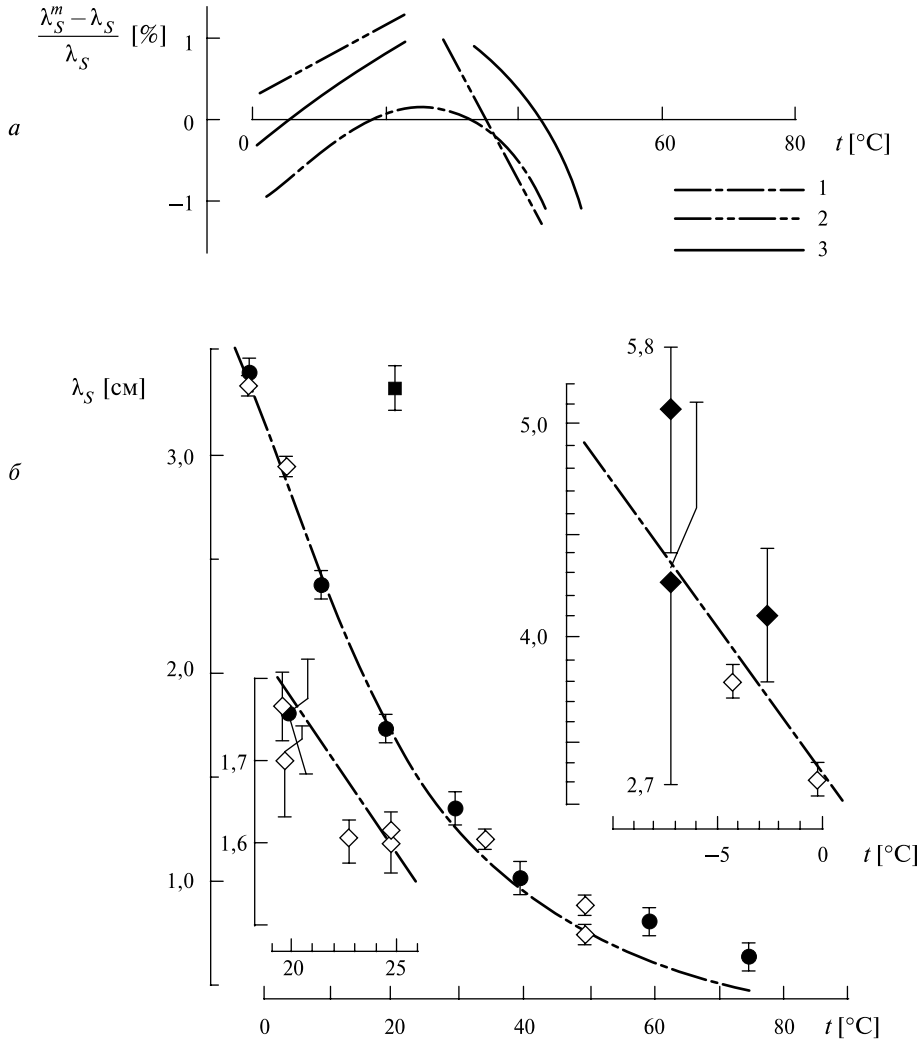


Рис. 8.10. Температурная зависимость релаксационной длины волны $\lambda_S(t)$: *a* — соотношения величины λ_S для моделей I–III относительно λ_S^m модели VI [Mason et al., 1974]: 1 — модель I; 2 — модель II; 3 — модель III; *b* — абсолютные величины $\lambda_S(t)$. Чёрные кружки — данные по модели VI с 90%-ми границами достоверности, чёрные ромбы — данные работы [Шарков, 1983], полученные по данным дистанционных наблюдений облачных капель [Аквилонова, Кутуза, 1978], светлые ромбы — данные работы [Шарков, 1983], полученные при обработке результатов лабораторных экспериментов по изучению диэлектрических свойств пресной воды (см. табл. 8.1)

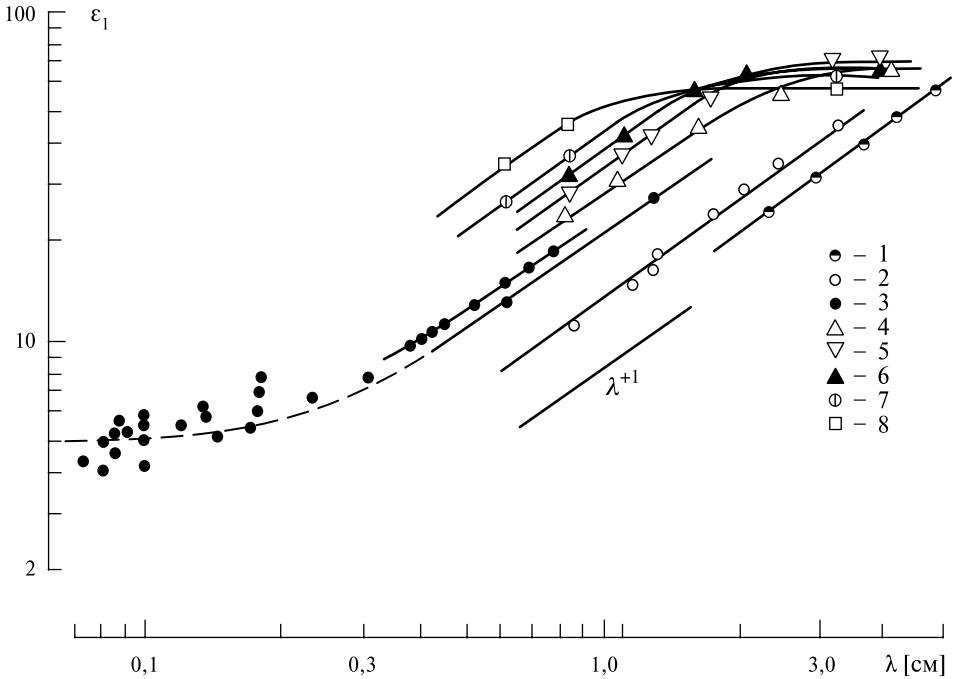


Рис. 8.11. Частотные зависимости реальной части комплексной диэлектрической постоянной пресной воды при температуре от $-4,1$ до 80 °C: 1 — при $t = -4,1$ °C [Kaatze, Giese, 1980]; 2 — при $t = 0$ °C [Hasted, 1972; Pottel, Lossen, 1967]; 3 — при $t = 19...21$ °C [Аплеталин и др., 1970; Волков и др., 1980; Демьянов и др., 1974; Мериакри и др., 1980; Blue, 1980]; 4, 5, 6 — при $t = 25; 35; 50$ °C соответственно [Pottel, Lossen, 1967]; 7, 8 — при $t = 60; 80$ °C соответственно [Ашеко и др., 1989]

Из соотношений (8.20), (8.21) следует, что искомые значения параметров $\epsilon_0(t)$ и $\epsilon_\infty(t)$ определяются в точке пересечения линейных аппроксимаций экспериментальных точек оси ординат, $\lambda_S(t)$ — соответственно из градиента наклона (соответственно, тангенса или котангенса угла наклона) указанных зависимостей. Примеры построений приведены на рис. 8.8а для сантиметрового и дециметрового диапазонов, на рис. 8.8б — для миллиметрового диапазона. Результаты обработки экспериментальных данных представлены в табл. 8.1 и на рис. 8.9–8.11. Обсуждение полученных таким образом значений параметров модели Д приведено ниже. Эффективность же рассматриваемой методики [Шарков, 1983; 1995] демонстрирует вставка рис. 8.8а, где построение (8.20) даёт возможность получить значение параметра $\epsilon_0(t)$ (с учётом ошибок геометрических построений и эксперимента [Но, Hall, 1973]) с рекордной точностью — лучше $0,1\%$, а именно $\epsilon_0 = 76,27 \pm 0,08$ ($t = 30$ °C). Этот результат практически не достижим при других графических методиках, в частности, при построении стандартной диаграммы К-К ((8.18), см. рис. 8.6а).

Эмпирические модели. Рассмотрим значения параметров $\varepsilon_0(t)$, $\varepsilon_\infty(t)$ и $\lambda_S(t)$ ряда релаксационных моделей (см. рис. 8.9–8.11), используемых в настоящее время в практических расчётах (во всех формулах температура дана в [°C], λ_S — в [см]).

Модель Сэкстон-Хастед-Стогрин, сформированная из данных [Hasted, 1961; Saxton, 1952; Stogrin, 1971] (условно модель I):

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_0(t) &= 87,74 - 0,4008t + 9,398 \cdot 10^{-4}t^2 + 1,4 \cdot 10^{-6}t^3, \\ \lambda_S(t) &= 3,0 \left[1,11 - 3,82 \cdot 10^{-2}t + 6,938 \cdot 10^{-4}t^2 - 5,096 \cdot 10^{-6}t^3 \right], \\ \varepsilon_\infty(t) &= 4,9 \pm 0,98, \\ \alpha &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (8.39)$$

Рабочий диапазон температур, в котором, по мнению авторов, справедлива эта аппроксимационная модель: $0 \leq t \leq 40$ °C.

Модель Рея [Ray, 1972] (условно модель II):

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_0(t) &= 78,54 \left[\begin{aligned} &1,0 - 4,579 \cdot 10^{-3}(t - 25,0) + \\ &+ 1,19 \cdot 10^{-5}(t - 25,0)^2 - 2,8 \cdot 10^{-8}(t - 25,0) \end{aligned} \right], \\ \lambda_S(t) &= 3,383 \cdot 10^{-4} \exp \left\{ \frac{2513,18}{t + 273} \right\}, \\ \varepsilon_\infty(t) &= 5,27 + 2,164 \cdot 10^{-2}t - 1,313 \cdot 10^{-3}t^2, \\ \alpha(t) &= 6,0926 \cdot 10^{-2} - \frac{16,81}{t + 293}. \end{aligned} \right\} \quad (8.40)$$

Рабочий диапазон температур, в котором, по мнению автора, справедлива эта аппроксимационная модель: $-20 \leq t \leq 55$ °C.

Модель Розенберга [Розенберг, 1972] (условно модель III):

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_0(t) &= 88,2 - 0,4088t + 0,00081t^2, \\ \lambda_S(t) &= 1,466 \exp \{-0,0634t\} + 1,36 \cdot 10^{-4}t^2 - 2,729 \cdot 10^{-2}t + 1,873, \\ \varepsilon_\infty(t) &= 5,5, \\ \alpha &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (8.41)$$

Рабочий диапазон температур, в котором, по мнению автора, справедлива эта аппроксимационная модель: $-40 \leq t \leq 75$ °C.

Другие расчётные эмпирические модели — в той или иной степени следствие указанных моделей, но с некоторыми изменениями в температурных зависимостях параметров. Например, модели [Рабинович, Мелентьев, 1970] (условно модель IV) отличались от модели I зависимостью $\varepsilon_\infty(t)$ в соответствии с данными [Hasted, El Sabeh, 1953], а именно:

$$\varepsilon_\infty(t) = 5,0 + 0,0225t, \quad (8.42)$$

а модель V в работе [Klein, Swift, 1977] — зависимостями $\varepsilon_0(t)$, а именно:

$$\varepsilon_0(t) = 88,045 - 0,4147t + 6,295 \cdot 10^{-4}t^2 + 1,075 \cdot 10^{-5}t^3. \quad (8.43)$$

Отметим, что детального анализа справедливости аппроксимационных моделей в указанных температурных диапазонах, как правило, авторы не проводили.

Статистическая обработка экспериментальных данных, полученных до 1974 г., позволила сформулировать [Mason et al., 1974] модель VI, представленную в оригинальной работе в виде таблиц средних значений и 90%-х доверительных интервалов ($0 < t < 75$ °C), и воспроизведённую на рис. 8.9, 8.10, 8.12. Эта модель, являвшаяся (на 1979 г.) наиболее обоснованной экспериментально, состоит из двух вариантов — чисто дебаевской модели и модели К-К, причём различия этих вариантов в средних значениях $\varepsilon_0(t)$ не превышают 0,05 %, а для $\lambda_S(t)$ — 1,5 %. Интервальные оценки точности значения параметров составляют для $\varepsilon_0(t)$ менее 0,5 %, а для $\lambda_S(t)$ около 3,5 %. Другими словами, по данным работы [Mason et al., 1974], можно утверждать, что различия в параметрах $\varepsilon_0(t)$ и $\lambda_S(t)$ обеих указанных моделей значительно меньше, чем 90%-е интервальные оценки погрешности величины каждого параметра для отдельно взятой модели, поэтому введение более сложной, чем модель Д, модели К-К для описания диэлектрических свойств воды (по крайней мере с точки зрения параметров $\varepsilon_\infty(t)$ и $\lambda_S(t)$) совершенно неоправданно (см. подробнее [Шарков, 1983]). Это обстоятельство является принципиальным, поскольку однозначно указывает доминирование в структуре пресной воды релаксаторов с одним (и строго определённым) временем релаксации.

Аналогичная обработка, выполненная в 1981 г. [Kaatzte, Uhlendorf, 1981] на том же основном материале, но с привлечением некоторых дополнительных экспериментальных данных, позволила этим авторам сформулировать численную дебаевскую релаксационную модель (условно модель VII), близкую по параметрам $\varepsilon_\infty(t)$ и $\lambda_S(t)$ к модели VI, причём различия по средним значениям $\varepsilon_\infty(t)$ составляют менее 0,2 % ($t = 0 \dots 60$ °C), а для $\lambda_S(t)$ — 1...0,2 %. В этой же работе авторы предложили компактную формулу для $\varepsilon_0(t)$:

$$\lg \varepsilon_0(t) = 1,94404 - 0,00199t. \quad (8.44)$$

Рабочий диапазон температур в котором, по мнению авторов, справедлива эта аппроксимация, $-4,1 \leq t \leq 60$ °C.

Важно отметить, что для «оптической» постоянной $\varepsilon_\infty(t)$ регулярной зависимости авторы работы [Kaatzte, Uhlendorf, 1981] не установили и в аналитической форме её не представили, как, впрочем, и авторы модели VI [Mason et al., 1974]. Причины этого (на первый взгляд, странного) обстоятельства будут обсуждаться ниже (по данным работы [Шарков, 1983]).

Анализ параметров $\varepsilon_\infty(t)$ и $\lambda_S(t)$. Из приведённых соображений дальнейшего исследования (следуя работе [Шарков, 1983]) будет заключаться в тщательном анализе температурных зависимостей $\varepsilon_\infty(t)$ и $\lambda_S(t)$ численных моделей I–V по отношению к модели VI (в относительном соотношении), а также в сопоставлении численных расчётов по моделям VI и аппроксимации (8.44)

модели VII с абсолютными значениями параметров $\epsilon_{\infty}(t)$ и $\lambda_s(t)$, полученные автором работы [Шарков, 1983] на основе обработки экспериментальных данных (см. табл. 8.1) при учёте предположения справедливости модели Д для пресной воды. Численные значения параметров помещены в таблице вместе со значениями рабочих длин волн, данные по КДП на которых были использованы в графических методиках (8.20), (8.21). Анализ рис. 8.9 показывает, что аппроксимационные формулы для статической постоянной $\epsilon_{\infty}(t)$ моделей I–IV достаточно хорошо соответствуют друг другу и моделям VI, VII: различия аппроксимационных выражений не превышают 0,5 %.

Численные значения, полученные Е. А. Шарковым (1983) при обработке экспериментальных данных КДП по методике (8.20), (8.21) (см. табл. 8.1), с высокой степенью точности (лучше 0,4 %) подтверждают справедливость численных аппроксимационных моделей (вставка на рис. 8.9). Анализ зависимости $\epsilon_{\infty}(t)$ показывает преимущественно линейный спад значений статической постоянной от температуры с градиентом $(\Delta\epsilon_0/\Delta t) = -0,37 \text{ град}^{-1}$. Таким образом, при расчётах в температурном интервале 0...60 °C со степенью точности порядка 0,5 % может быть использована любая из указанных выше аппроксимаций.

Интересно отметить, что попытки при помощи тонких экспериментов [Szwarnowski, 1982] обнаружить каких-либо особенности в частотном ходе комплексной диэлектрической постоянной в дециметровом и метровом диапазонах длин волн, отличных от дебаевской модели, окончились, как и следовало ожидать, неудачей. Это ещё раз свидетельствует о несомненном доминировании одиночных релаксаторов в поляризационных свойствах воды и исчезающе малом вкладе водных кластеров, что само по себе весьма странно. Как мы покажем ниже, даже для слабых электролитов ситуация принципиально иная.

Особый интерес (см. [Шарков, 1983, 1995; Liebe et al., 1991; Lipton et al., 1999]) представляет изучение диэлектрических свойств переохлаждённой воды (ниже 0 °C) в связи с предположениями о перестройке льдоподобной структуры «тёплой» воды при температуре ниже 0 °C в своего рода ферроструктуры (или сегнето-электрические) [Angell, 1982], а также в связи с задачами дистанционного зондирования конвективных облачных систем. Однако, ввиду естественных трудностей, пока отсутствуют детальные экспериментальные данные по измерению КДП конечных объёмов переохлаждённой воды. Так, в 1976 г. в работе [Hasted, Shahidi, 1976] были представлены результаты весьма тонких лабораторных экспериментов (на частоте 1652 Гц) по измерению КДП для переохлаждённой воды в виде микрокапельной эмульсии, диспергированной в органическом растворе. Результаты этих экспериментов по измерению, по существу, статической постоянной ($-35 \leq t \leq -5 \text{ °C}$) показаны на вставке рис. 8.9 вместе с аппроксимационной формулой (8.44). Из сопоставления этих данных можно заключить, что диэлектрические свойства переохлаждённой воды (по крайней мере, с точки зрения параметра $\epsilon_0(t)$) могут быть удовлетворительно описаны в рамках релаксационной модели «тёплой» воды (модель VII), и никакого резкого преобразования

релаксационного механизма в жидкой воде при отрицательных температурах, по-видимому, не происходит.

Что касается аппроксимационных зависимостей релаксационной длины волны, то рис. 8.10 иллюстрирует определённое количественное соответствие в аппроксимациях различных моделей в интервале $t = 0...40$ °С. Наилучшее согласие наблюдается между моделями I и VI, а именно различия в значениях λ_S не превышают 1 % ($t = 0...50$ °С). Для моделей III и VI различия порядка 2...3 %; наихудшая ситуация — для модели II, где различия превышают 5...10 %. Численные значения λ_S , полученные при обработке данных экспериментов [Шарков, 1983, 1995] (см. табл. 8.1), показывают, что для интервала 20...25 °С более подходит аппроксимация модели I (вставка на рис. 8.10). Таким образом, для численных расчётов в интервале температур 0...40 °С следует рекомендовать аппроксимацию $\lambda_S(t)$ модели I. При повышении $t > 40$ °С все три модели (I—III) резко ухудшают своё согласие с моделью VI. Причины этого обстоятельства обсуждаются ниже. Надёжные экспериментальные данные по температурной зависимости $\lambda_S(t)$ для переохлаждённой воды отсутствуют, и можно лишь предположить, что если экспоненциальный характер зависимости $\lambda_S(t)$ сохранится и для $t = -40$ °С, то значение релаксационной длины волны может достигнуть значений порядка 10 см. На обоснованность такой позиции указывают приведённые в настоящей работе результаты обработки данных КДП воды при $t = -4,1$ °С (см. вставку рис. 8.10), а также ранее полученные оценки λ_S для переохлаждённой воды по оригинальной методике с использованием экспериментальных данных двухчастотного радиотеплового комплекса при зондировании переохлаждённых капельных облаков [Аквилонова, Кутуза, 1978]. Однако из анализа вставки рис. 8.10б, где воспроизведены эти результаты (с соответствующим пересчётом для помещения в масштаб графиков), видно, что сделать окончательные выводы о численной аппроксимационной модели затруднительно ввиду значительных ошибок измерений.

Анализ параметра $\epsilon_\infty(t)$. Прежде чем приступить к анализу значений оптической постоянной в существующих релаксационных моделях, остановимся на рассмотрении общего современного положения обеспеченности экспериментальными данными по частотным зависимостям КДП в диапазоне от коротких сантиметровых волн к субмиллиметровым. Из анализа соотношений (8.16), (8.17) нетрудно видеть, что особенности спектральных зависимостей КДП воды именно в этом диапазоне и должны давать основной вклад в формирование значений параметра $\epsilon_\infty(t)$, и их анализ позволит выявить причины расхождений эмпирических моделей по указанному параметру.

Анализ представленных на рис. 8.11 экспериментальных (1970–1991) данных по измерению спектральной зависимости действительной части КДП в диапазонах длины волны 3...0,07 см и при температуре $-4,1...80$ °С и соответствующих этим данным аппроксимирующих кривых указывает на два важных обстоятельства. Во-первых, в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах экспериментальные данные крайне ограничены по температурному

интервалу. Так, в диапазоне 0,07...0,5 см данные имеются лишь в интервале 19...21 °С. Во-вторых, даже в этом весьма ограниченном температурном интервале наблюдается весьма слабое согласие сопоставляемых экспериментальных данных по спектральным зависимостям: по мере приближения к субмиллиметровому диапазону расхождение значений ϵ_1 превышает 30...40 %. Причины таких серьёзных несоответствий связаны, скорее всего, с систематическими погрешностями использованных экспериментальных методов. Так, авторы работы [Демьянов и др., 1974] использовали балансный абсорбционный метод; в статье [Blue, 1980] приведены результаты измерений коэффициента отражения; другие исследователи [Аплеталин и др., 1970; Волков и др., 1980; Мериакри и др., 1980] использовали квазиоптические методы. Отмеченные экспериментальные несоответствия должны послужить основой тщательного анализа источника ошибок измерений, поскольку существующее положение с экспериментальными данными КДП в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах нельзя признать удовлетворительным. Аналогичные выводы были сделаны позднее в работах [Liebe et al., 1991; Lipton et al., 1999]. Экспериментальные данные в этой области электромагнитных волн весьма важны для корректного формирования «оптической постоянной», поскольку этот диапазон является своего рода переходным между режимами чисто дебаевского и сверхдебаевского поглощений в субмиллиметровом диапазоне (см. рис. 8.3). Последовательную картину спектральной зависимости КДП в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах в необходимом для задач дистанционного зондирования температурном диапазоне (–40...+90 °С) [Шарков, 1983, 1995; Lipton et al., 1999] сформировать пока не представляется возможным. Однако, учитывая имеющиеся данные (см. рис. 8.11) и характер спектральной зависимости дебаевского «склона» в $\epsilon_1(\lambda)$ как λ^{+1} (см. соотношение (8.16)), можно с большой долей уверенности говорить о том, что при $t \approx 0$ °С граничная длина волны λ_B между чисто дебаевской и сверхдебаевской полосами стремится к 0,3...0,4 см, для «переохлаждённой» воды ($t \leq -10$ °С) $\lambda_B \approx 1...2$ см, тогда как для «горячей» воды ($t > 60$ °С) λ_B резко «уходит» в субмиллиметровую область ($\lambda_B \approx 0,08...0,06$ см или в диапазоне частот 12...17 см^{–1}). Выполненные различными методами оценки параметра $\epsilon_\infty(t)$ несут на себе груз отмеченных экспериментальных несоответствий и ограниченного по температурному интервалу объёма экспериментальных данных.

Рисунок 8.12, на котором построены графики $\epsilon_\infty(t)$ для существующих моделей (модель Д), иллюстрирует весьма слабое их соответствие различным моделям не только в количественном, но даже в качественном отношении. Так, ранние (1952–1961) релаксационные модели [Saxton, 1952; Hasted, 1961; Van Loon, Finsy, 1957] базировались на представлении о независимости (с невысокой степенью точности ~20 %) «оптической» постоянной от температуры (модель I), либо на данных [Hasted, El Sabeh, 1953], которые были интерпретированы впоследствии как слабый температурный рост (модель IV). Позиция авторов была оправдана, поскольку каких-либо надёжных экспериментальных данных в миллиметровом диапазоне длин волн в их распоряжении в то время просто не было.

Однако последующее (1961–1981) получение экспериментальных данных по КДП воды (в том числе в миллиметровом диапазоне) отнюдь не прояснило ситуацию. Так, в соответствии с данными [Ray, 1972] в модели II предполагается сильное убывание $\epsilon_{\infty}(t)$ (рис. 8.12) вплоть до 1 и ниже (при температуре 65 °С), что является, конечно, сомнительным физическим результатом. В последующих научных публикациях этот факт не подтверждён.

Автор модели III В. И. Розенберг [1972] остался на позициях ранних моделей, предположив постоянство оптической постоянной $\epsilon_{\infty} = 5,5$ в широком диапазоне температур от -40 до 75 °С без оценки точности этого параметра. Соответствующей экспериментальной базы, однако, автор модели III не имел для формулирования таких выводов.

Цифровые модели, сформированные авторами [Mason et al., 1974], (модель VI) и [Kaatzte, Uhlendorf, 1981] (модель VII), были построены на одном и том же фактическом экспериментальном материале. Их анализ [Шарков, 1983; 1995] позволяет обнаружить характерную особенность, которая прослеживается как значительное уменьшение ϵ_{∞} с 6,0 до 4,0 при возрастании температуры. С другой стороны, в модели VII имеют место резкие изменения значений параметра ϵ_{∞} (до 20 %) при вариации температуры всего лишь на 1 °С (см. на рис. 8.12 при $t = 20$ °С $\epsilon_{\infty} = 5,5$, а при $t = 21$ °С $\epsilon_{\infty} = 4,0$). Такого сорта «броски» в значениях «оптической» постоянной не позволили авторам модели VII сформулировать аналитический вид температурной зависимости $\epsilon_{\infty}(t)$.

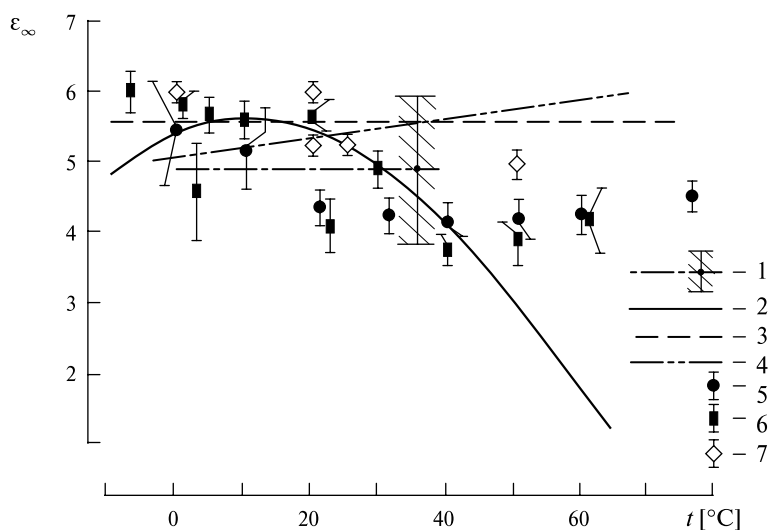


Рис. 8.12. Температурная зависимость «оптической» постоянной $\epsilon_{\infty}(t)$ в модели Дебая для пресной воды: 1 — модель I с диапазоном неопределённости модели; 2 — модель II; 3 — модель III; 4 — модель IV; 5 — модель V с 90%-ми границами достоверности; 6 — модель VI со стандартными границами достоверности; 7 — результаты работы [Шарков, 1983; 1995], полученные при обработке экспериментальных данных разных авторов (см. табл. 8.1)

Из анализа рис. 8.12 следует ещё один интересный момент — самая ранняя релаксационная модель (модель I [Saxton, 1952]), по существу, включает в себя и все современные аппроксимационные подходы для значений $\epsilon_{\infty}(t)$.

Автор настоящей книги показал [Шарков, 1983], что причина такой («нестабильной») ситуации заключается в неправомерном включении в процедуру вычисления значений ϵ_{∞} экспериментальных данных, полученных на длинах волн вне области действия чисто дебаевской полосы поглощения, например, для $t = 20$ °С использование данных на длинах волн короче 0,2 см. Причём, как отмечалось выше, граничная длина волны между чисто дебаевской и сверхдебаевской полосами поглощения очень сильно зависит от температуры. Анализ обработки данных экспериментов 1980—1991 гг., предпринятый Е. А. Шарковым [1983] с учётом изложенного выше обстоятельства, показал (см. рис. 8.12), что значения $\epsilon_{\infty}(t)$, сформированные по соотношению (8.21) и по данным различных авторов, находятся в пределах 5,0...5,9 в широком диапазоне температур ($t = 0...50$ °С).

Для окончательного решения вопроса о температурной зависимости $\epsilon_{\infty}(t)$, а также $\lambda_S(t)$ в релаксационной модели Д для пресной воды необходимо проведение последовательных экспериментов (по единой методике) по изменению КДП с учётом своего рода «правила подбора» [Шарков, 1983]: для «холодной воды» ($t = 0...20$ °С) в диапазоне длин волн 1...3 см, для «тёплой» воды ($t = 20...40$ °С) в диапазоне длин волн 0,6...1,5 см, для «горячей» воды ($t = 40...90$ °С) в диапазоне 0,1...0,5 см. Пренебрежение сформулированным выше «правилом подбора» и неправомерное включение в процедуру обработки экспериментальных данных на длинах волн за пределами диапазона чисто дебаевской релаксации для исследуемого температурного интервала (как это и делалось при построении модели I и VI) приведут к рассмотренным выше несоответствиям по параметру $\epsilon_{\infty}(t)$ моделях. В работе [Шарков, 1983] приводится своего рода демонстрационный пример неправомерного построения $\epsilon_{\infty}(t)$ со специальным «захватом» частотной области сверхдебаевского поглощения, в результате чего диапазон «бросков» значений $\epsilon_{\infty}(t)$ составил от 3,8 до 4,6 при изменении температуры всего на один градус (21...22 °С), что является физически противоречивым результатом.

Попытки введения двойной дебаевской модели [Liebe et al., 1991] несколько улучшают ситуацию, но полной ясности в понимании релаксационной модели для диапазона коротких миллиметровых и субмиллиметровых волн при использовании такого приёма не достигается.

Таким образом, для большинства задач дистанционного зондирования удовлетворительные аппроксимационные формулы для статической постоянной ($t = -40...+90$ °С) и релаксационной длины волны ($t = 0...40$ °С) могут быть использованы из моделей I и VII. Для переохлаждённой и «горячей» воды должны быть выполнены дополнительные целенаправленные исследования, поскольку удовлетворительная температурная аппроксимация значения релаксационной длины волны отсутствует. Аппроксимационные формулы для «оптической» постоянной могут быть использованы лишь при учёте существенных (~20 %) неопределённостей в значениях параметра.

Для окончательного решения вопроса о температурной зависимости «оптической» постоянной необходимо проведение комплекса экспериментов с учётом выявленного «правила подбора» исследуемых температурных интервалов и рабочих длин волн.

§ 8.5. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЛЁНОЙ ВОДЫ

Космическая особенность нашей планеты заключается в её богатстве солёной водой. Мировой океан содержит около $1413 \cdot 10^{18}$ кг водного раствора электролита средней концентрации. Водное пространство солёной воды занимает около 71 % поверхности планеты Земля. Вещества, содержащиеся в таком огромном количестве воды, могут быть разделены на две категории. К первой категории относятся растворенные вещества, представленные солями, органическими соединениями и растворенными газами; ко второй — вещества, образующие самостоятельную фазу, например пузырьки газа и твёрдые частицы как неорганического, так и органического происхождения. Кроме того, среди растворенных веществ иногда выделяют электролиты и неэлектролиты: вещества, которые при растворении в воде образуют частицы, способные переносить электрический заряд (ионы), и вследствие этого уменьшают электросопротивление системы, и вещества, для которых это явление не характерно.

Растворенные в морской воде вещества представлены главным образом солями. Подробно химический состав морской воды весьма сложен. Здесь же достаточно отметить, что «типичная» проба морской воды массой в 1 кг содержит около 19 г хлора в виде хлоридных ионов, 11 г ионов натрия, 1,3 г ионов магния и 0,9 г ионов серы (в основном в форме сульфат-ионов). Иначе говоря, морская вода — это водный 0,5 М раствор NaCl и 0,05 М раствор MgSO₄. Кроме того, в морской воде содержатся небольшие примеси или следы почти всех элементов таблицы Менделеева.

Из известного физического факта, что вода обладает значительной теплоёмкостью, следует, что океаны представляют собой превосходный термостат для всей климатической системы Земли. Этот простой и в то же время фундаментальный факт влечёт за собой необычайные последствия — он создаёт одно из необходимых условий («парниковый» эффект) для возникновения и развития биологической жизни на Земле. Кроме того, существование умеренных (и более того, комфортных для человека) климатических условий под влиянием близлежащих морей сыграло важную роль в истории и развитии человеческой цивилизации.

Океаны Земли — это активно действующая система, регулируемая, в первую очередь, термохалинными процессами. Таким образом, знание и мониторинг пространственно-временных полей поверхностной солёности океана и поверхностного поля температуры являются одними из важнейших задач дистанционного зондирования [Miller, 2000; Miller, Payne, 2000; Miller et al., 1998; Schmitt, Montgomery, 2000].

Структура электролита. Присутствие электролита коренным образом меняет структуру воды [Синюков, 1976; Хорн, 1972]. Локальное нарушение структуры воды вблизи иона, точнее, область этого нарушения, называется гидратационной атмосферой иона. Она имеет сложное строение и состоит из внутренней зоны с упорядоченной структурой и внешней зоны с разупорядоченной структурой воды. Количественно гидратация может быть описана при помощи гидратационных чисел ионов или же на основе представления о времени пребывания молекулы воды в состоянии равновесия вблизи иона и в структуре чистой воды. Экспериментальное исследование гидратации связано с определёнными трудностями, однако, вообще говоря, чем больше плотность заряда катиона, тем сильнее он гидратирован; катионы обычно гидратированы сильнее соответствующих анионов.

Теории структуры воды, основанные на предположениях о существовании в жидкости разрушенной структуры льда или льдоподобной кристаллической структуры, объясняют упрочняющее или разрушающее действие ионов тем, насколько легко им разместиться в пустотах структуры или на месте молекулы воды в каркасе.

В соответствии с моделью жидкой воды Фрэнка-Вина, основанной на идее мерцающих кластеров, предполагается, что находящийся в растворе ион окружён двумя структурированными слоями молекул воды — двухзонная модель (рис. 8.13). Внутренний слой (*A*), который, по-видимому, можно отождествить с тем, что называют сферой «первичной» гидратации, более плотный благодаря электрострикции, а находящиеся в нем молекулы воды менее подвижны и образуют сильные связи с ионом в его кулоновском поле. Под электрострикцией понимают в данном случае появление механических пространственных деформаций в структуре диэлектрика под воздействием электрического поля иона. Поскольку при таком типе взаимодействия поляризация диэлектриков в электрическом поле пропорциональна квадрату напряжённости электрического поля, то возможно появление квадратичных эффектов в окончательных поляризационных свойствах диэлектрика (см. [Физический..., 1984] и гл. 2).

На большем удалении от иона (область *C* на рис. 8.13*a*) молекулы воды остаются «нормальными», хотя они могут быть очень слабо поляризованы присутствующим повсюду электрическим полем. Особый интерес представляет промежуточный слой (*B*). В этом пространстве кулоновское поле иона ещё достаточно сильное, чтобы нарушить «нормальную» структуру жидкой воды, но все же оно недостаточно велико, чтобы вызвать переориентацию молекул воды и создать какую-либо новую структуру (как, например, в слое *A*). Следовательно, слой *B* представляет собой область сравнительной разупорядоченности. Во всяком случае, упорядоченное или разупорядоченное действие иона зависит от того, какой из указанных слоёв преобладает. Полагают [Синюков, 1976; Хорн, 1972], что структуроупорядоченная зона существует в неизменённом состоянии у всех ионов, тогда как специфические свойства различных типов ионов обусловлены изменением структуронарушенной зоны *B*. Исследования вязкости с концентрацией электролита позволяют

количественно оценить влияние различных ионов на водную структуру. Ионы, упрочняющие водную структуру, такие как Na^+ и Mg^{2+} , увеличивают вязкость воды (положительная гидратация), в то время как ионы, разрушающие структуру воды, как, например, Cl^- , K^+ и Cs^+ , увеличивают её текучесть (отрицательная гидратация).

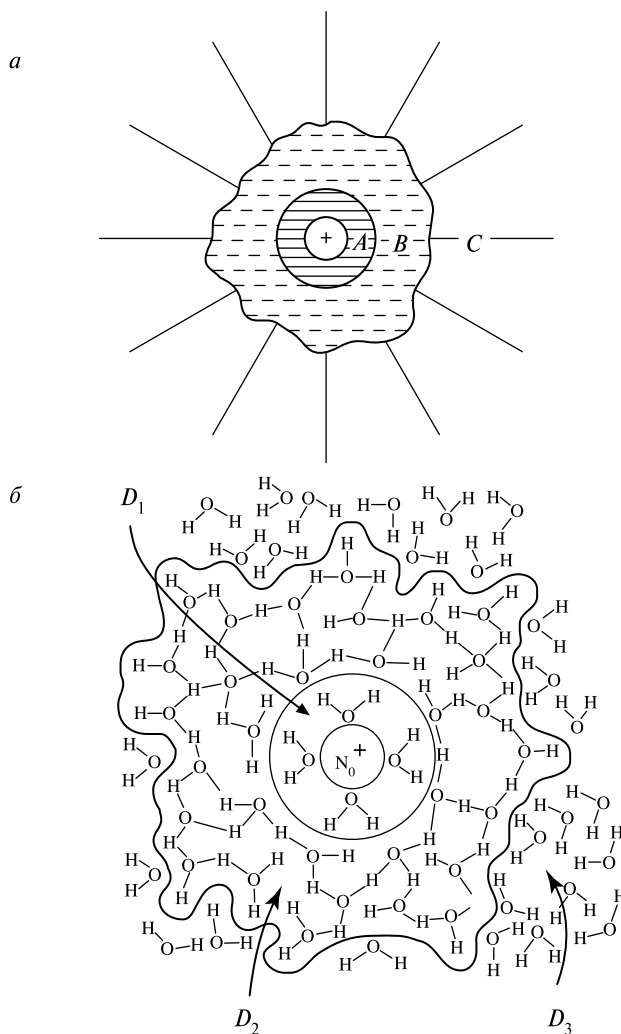


Рис. 8.13. Схематическое представление гидратационной атмосферы вокруг иона в водном растворе: *a* — двухзонная модель: *A* — внутренний слой; *B* — промежуточный слой; *C* — «нормальная» вода или внешнее пространство; *б* — двухразмерная модель структурно упорядоченной гидратационной атмосферы вокруг иона Na^+ ; D_1 — электрострикционная зона; D_2 — зона кластера Фрэнка-Вина; D_3 — промежуточное пространство («свободная» вода)

Следует иметь в виду, что в зависимости от температуры раствора степень влияния иона на структуру воды может резко измениться — так, при 27 °С процесс гидратации у иона натрия меняется с положительного на отрицательный. Аналогичные особенности существуют и у других ионов и катионов. Последующие исследования показали, что эти особенности скорее всего связаны с особенностями структуры упорядоченной зоны тем, что внутренняя структурно упроченная область, в свою очередь, разделена на две субзоны (см. рис. 8.13б). Ближайшая к иону зона состоит из плотно и прочно связанных молекул воды, испытывающих сильную электрострикцию, а к ней примыкает зона, которая определяется размерами кластеров Фрэнка-Вина с более слабыми эффектами электрострикции. Внутренняя зона (зона электрострикции) может быть отождествлена с так называемой первичной гидратационной оболочкой. Подтверждением этого, по-видимому, является тот факт, что в случае иона Na^+ она содержит четыре жёстко структурированные молекулы воды, в то время как в общей структурно упроченной зоне (зона А) гидратационной атмосферы иона натрия количество молекул воды колеблется (в зависимости от температуры) от 52 до 21 (см. рис. 8.13б) [Хорн, 1972].

При увеличении концентрации солей до $1,5...2$ моль·л⁻¹ границы зон В соприкасаются и зоны свободной воды в электролите практически исчезают (режим полной сольватации). При дальнейшем увеличении концентрации раствор приобретает структуру, напоминающую строение расплава солей с сохранением элементов кристаллической структуры [Синюков, 1976].

Как отмечалось выше, молекула воды как единое целое может испытывать два типа движений — трансляционное и вращательное. Для молекулы воды характерна большая величина дипольного момента, поэтому во внешнем электрическом поле она стремится повернуться и принять положение, соответствующее направлению внешнего поля. Время релаксации вращательного процесса может быть определено на основе измерений частотной зависимости полной диэлектрической постоянной в переменном электрическом поле, и такие результаты (см. § 8.4) оказываются весьма показательными. При определённой температуре наблюдается только одна величина времени релаксации, и это говорит о том, что происходит переориентация частиц только одного типа. Эксперименты по вязкости воды, как и диэлектрические исследования, показывают, что единственные переориентирующиеся частицы в жидкой воде — мономеры, а не какие-либо полимерные формы $(\text{H}_2\text{O})_n$. По-видимому, полимерные (кластерные) водяные комплексы не обладают ярко выраженными дипольными моментами и не могут сколь-нибудь существенно исказить общую дебаевскую поляризационную картину жидкой (пресной) воды (см. рис. 8.3). Этот результат имеет, несомненно, принципиальное значение. Однако (как уже отмечалось) психологическое влияние модели Дебая на исследователей было настолько велико, что в течение более 70 лет утверждалась справедливость чисто дебаевской модели для электролитов с изменениями (с отрицательным знаком) только численных значений для статической постоянной и релаксационной длины волны. Такая достаточно «наивная» точка зрения длительное время совершенно бездоказательно

пропагандировалась не только специалистами по физико-химии водных растворов [Хорн, 1972; Hasted et al., 1948; Lane, Saxton, 1952], но и в среде радиотехников и радиофизиков [Акиндинов и др., 1976; Красюк, Розенберг, 1970], хотя их собственные эксперименты не укладывались в эту концепцию. И только в 1984 г. при помощи детального критического анализа всего предыдущего экспериментального материала и собственных данных Е. А. Шарков [1984] показал необходимость принципиального изменения этой точки зрения.

Итак, несмотря на прогресс в изучении термодинамических и физико-химических свойств растворов сильных электролитов, количественной теории электродинамических свойств таких водных систем, позволяющей расчётным путём определить диэлектрические параметры, не существует. В работах [Hasted et al., 1948; Lane, Saxton, 1952] на основе экспериментов, осуществлённых в довольно ограниченном частотном диапазоне, было высказано утверждение о том, что диэлектрические характеристики концентрированных растворов электролитов (и в частности, водного раствора NaCl) описываются чисто релаксационной моделью Дебая, и были даны первые оценки параметров этой модели (в табличной форме) в зависимости от температуры и солёности раствора. Это представление получило широкое распространение и в законченной форме нашло своё отражение в эмпирической модели [Stogryn, 1971]. Далее рассматриваемое представление активно пропагандировалось авторами серии последующих работ [Ермаков и др., 1975; Кругман, 1980; Ястремский, 1961; Hasted, El Sabeh, 1953; Hasted, Roderick, 1958], хотя их собственные экспериментальные данные явно противоречили утверждению о чисто дебаевской релаксационной модели описания диэлектрических свойств концентрированных электролитов. Детальное сопоставление экспериментальных данных по диэлектрическим параметрам растворов электролитов, полученных в сантиметровом и в миллиметровом диапазонах, и соответствующих расчётов по модели К-К, дало основание утверждать [Шарков, 1984], что точку зрения о принадлежности концентрированных растворов электролитов к чисто дебаевскому типу следует признать неправомерной. Поскольку для задач микроволнового зондирования это обстоятельство имеет решающее значение, то более внимательному изучению этого вопроса и посвящается следующий раздел (следуя работе [Шарков, 1984]).

Методика обработки экспериментальных результатов. Известно, что дебаевский тип полярной жидкости является частным случаем более общей релаксационной модели Коула-Коула. Согласно этой модели (8.34) комплексная диэлектрическая постоянная описывается следующим эмпирическим соотношением:

$$\dot{\epsilon}(\lambda, S, t) = \epsilon_{\infty}(S, t) + \frac{\epsilon_0(S, t) - \epsilon_{\infty}(S, t)}{1 + \left[j \frac{\lambda_S(S, t)}{\lambda} \right]^{1-\alpha(S, t)}}, \quad (8.45)$$

где $\dot{\epsilon}(\lambda, S, t) = \epsilon_1(\lambda, S, t) + j\epsilon_{2C}(\lambda, S, t)$; ϵ_0 и ϵ_∞ — статическая и «оптическая» постоянные модели; $\alpha(S, t)$ — параметр распределения времени релаксации; $\lambda_S(S, t)$ — релаксационная длина волны; λ — рабочая длина волны; S — солёность (в ‰); t — температура; $\epsilon_{2C}(\lambda, S, t)$ — скорректированное значение мнимой части КДП (в соответствии с (8.8)):

$$\epsilon_{2C}(\lambda, S, t) = \epsilon_2(\lambda, S, t) - 60\sigma(S, t)\lambda, \quad (8.46)$$

т. е. $\epsilon_2(\lambda, S, t)$ за вычетом поправки на составляющую ионной проводимости. В предельном случае $\alpha(S, t) \rightarrow 0$ модель К-К переходит в чисто дебаевскую релаксационную модель. Определение принадлежности исследуемого электролита (водного раствора NaCl) к соответствующему релаксационному типу и оценка параметров модели (в общем случае — α , λ_S , ϵ_0 и ϵ_∞) осуществлялись построением по экспериментальным данным диаграмм К-К, которые представляют собой совокупность кривых, аппроксимирующих экспериментальные точки в декартовой системе координат (см. рис. 8.6б). Величины ϵ_0 и ϵ_∞ находились как значения абсциссы при пересечении аппроксимирующими кривыми оси абсцисс, а оценки α и λ_S производились по соотношениям

$$\lambda_S = \lambda \left[\frac{V(\lambda, S)}{U(\lambda, S)} \right]^{1/(1-\alpha(S))}, \quad (8.47)$$

$$\alpha = \frac{2}{\pi} \Psi, \quad (8.48)$$

где V и U — расстояния от экспериментальной точки аппроксимирующей полуокружности до точек ϵ_0 и ϵ_∞ соответственно; Ψ — угол (в [рад]), образованный осью абсцисс и линией, соединяющей центр окружности с точкой ϵ_∞ . Для однозначного выявления типа релаксационной модели по рассматриваемой методике точность исходных экспериментальных данных по ϵ_1 и ϵ_{2C} должна быть не хуже 5...7 %.

Спектральные зависимости концентрированных электролитов. Измерение диэлектрических параметров сильно поглощающих концентрированных растворов электролитов с указанной точностью представляет собой довольно сложную экспериментальную задачу, и к настоящему времени имеется ограниченное количество последовательных экспериментальных данных по измерению КДП раствора NaCl, которые сконцентрированы преимущественно в узком диапазоне длин волн 3,5...2,5 см и получены при температуре 25 °С. В других частотных и температурных диапазонах имеются только отдельные экспериментальные точки (см. [Ахадов, 1977]).

По этой причине для получения общей картины представляется целесообразным обстоятельно и критически проанализировать [Шарков, 1984] имеющийся экспериментальный материал в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. Что же касается дециметрового и метрового диапазонов, то неопределённость в экспериментальных данных по диэлектрическим параметрам

очень велика (вплоть до качественных различий в одних и тех же зависимостях) Например, по данным [Смирнов, Шарков, 1979] значение $\epsilon_1(\lambda, S, t)$ в дециметровом диапазоне с увеличением концентрации водного раствора NaCl падает, по другим данным [Клугман, 1980] — возрастает; по данным [Смирнов, Шарков, 1979; Christensen et al., 1966] $\epsilon_{2C}(\lambda, S, t)$ принимает в дециметровом диапазоне даже отрицательные значения при $S \geq 100 \text{ ‰}$. Таким образом, получить достаточно однозначную картину в дециметровом и метровом диапазонах не представляется пока возможным. В связи с этим дальнейшее рассмотрение ограничим анализом экспериментальных данных (по электролитам), полученных в диапазоне 3,5...0,4 см.

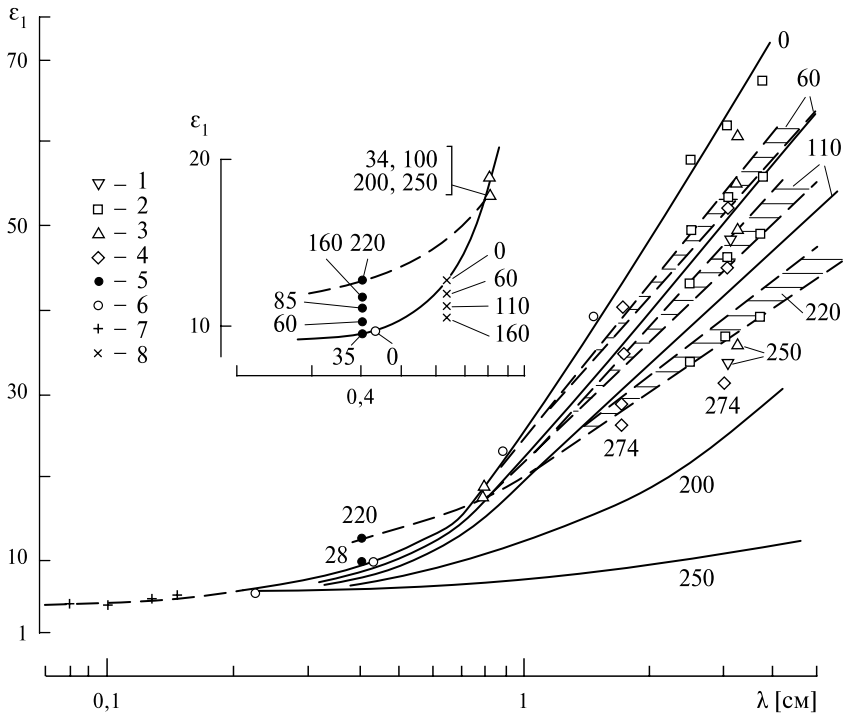


Рис. 8.14. Спектр реальной части диэлектрической проницаемости водного раствора NaCl в диапазоне длин волн 0,4...3,5 см при $t = 25 \text{ °C}$. Символами и пунктирными линиями отображены экспериментальные данные, заштрихованные области — разброс данных, сплошные линии — вычисленные значения спектра $\epsilon_1(\lambda)$ для водного раствора NaCl в соответствии с моделью [Stogrin, 1971]. Цифры около экспериментальных точек и кривых соответствуют значениям солёности раствора (в ‰). Светлые треугольники (длина волны 0,8 см) — экспериментальные данные из работы [Онищенко, Шарков, 1982]. 1 — данные [Harris, O’Konski, 1957], 2 — [Barthel et al., 1970], 3 — [Ястремский, 1961], 4 — [Christensen et al., 1966], 5 — [Ермаков и др., 1975] при $t = 20 \text{ °C}$, 6 — [Van Loon, Finsy, 1957], 7 — [Аплеталин и др., 1970], 8 — точки, вычисленные автором настоящей книги с использованием эмпирической модели [Lane, Saxton, 1952] при $t = 25 \text{ °C}$

Совместный анализ данных, полученных в 8-мм диапазоне [Онищенко, Шарков, 1982], и результатов в 4-мм диапазоне [Ермаков и др., 1975] указывает на необходимость существенной коррекции распространённой точки зрения об отсутствии чувствительности КДП (а следовательно, и излучательных характеристик) к вариациям солёности в миллиметровом диапазоне (см., например, [Miller, 2000; Ulaby et al., 1986; Wilheit, 1979; Wilheit, Chang, 1980]). Полученные результаты [Онищенко, Шарков, 1982] представлены на рис. 8.14 и 8.15, где совместно с данными работ [Ермаков и др., 1975; Ястремский, 1961; Barthel et al., 1970; Christensen et al., 1966; Harris, O'Konski, 1957] образуют семейство частотных зависимостей в диапазоне 0,4...3,5 см действительной и мнимой частей КДП водных растворов NaCl при различных степенях концентраций (солёность определялась в ‰). На этих же рисунках построены частотные зависимости КДП в диапазоне 0,08...3,5 см дистиллированной воды по данным, заимствованным из работ [Аплеталин и др., 1970; Grant, Shack, 1967; Van Loon, Finsy, 1957].

Из анализа представленных на рис. 8.14 частотных зависимостей $\epsilon_1(\lambda)$ следует важный вывод о существовании в диапазоне 0,8 см критической длины волны λ_{CR} , при которой происходит «стягивание» сходящихся (с длинноволнового конца) ветвей семейства частотных зависимостей и затем, по мере уменьшения длины волны, их расхождение (см. вставку рис. 8.14).

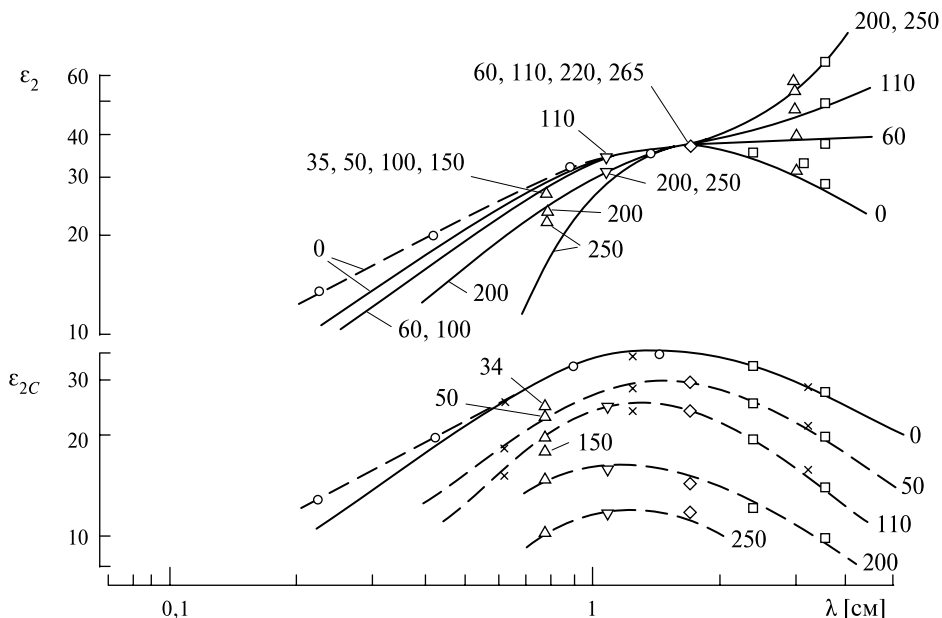


Рис. 8.15. Экспериментальные и теоретические спектры мнимой полной $\epsilon_2(\lambda)$ и скорректированной (на проводимость) $\epsilon_{2c}(\lambda)$ частей диэлектрической проницаемости водного раствора NaCl. Пунктирные линии — подбор эмпирических кривых по экспериментальным точкам (условные обозначения см. на рис. 8.14)

Таким образом, анализ этих данных позволяет говорить о двух характерных областях в частотной зависимости $\epsilon_1(\lambda)$: при $\lambda > \lambda_{CR}$ градиент концентрационной зависимости $k_1 = (1/\epsilon_1)(\partial\epsilon_1/\partial S)$ отрицательный и составляет $k_1 = -0,25\%$ на 1% изменения солёности (при увеличении солёности до 200%). В то же время при $\lambda < \lambda_{CR}$ коэффициент k_1 меняет знак — он становится положительным и составляет величину $\sim 0,15\%$ (на 1%) на длине волны $0,4$ см.

На рис. 8.15 представлены семейства частотных зависимостей мнимой части КДП по данным [Онищенко, Шарков, 1982] с привлечением данных работ [Ермаков и др., 1975; Ястремский, 1961; Barthel et al., 1970; Christensen et al., 1966; Harris, O'Konski, 1957; Van Loon, Finsky, 1957], а также так называемой «корректированной» $\epsilon_{2C}(\lambda, S, t)$, т.е. за вычетом поправки на «сквозную» (ионную) составляющую проводимости.

Из анализа рис. 8.15 следует, что в зависимостях $\epsilon_2(\lambda)$ также наблюдается некоторая критическая длина волны ($\lambda_{CR} \approx 1,7$ см), при которой отсутствует чувствительность $\epsilon_2(\lambda)$ к солёности, т.е. $k_2 = (1/\epsilon_2)(\partial\epsilon_2/\partial S) \approx 0$. При этом в отличие от зависимости действительной части КДП наблюдается обратная ситуация: $k_2 > 0$ при $\lambda > \lambda_{CR}$ и $k_2 < 0$ при $\lambda < \lambda_{CR}$. При рассмотрении зависимости $\epsilon_{2C}(\lambda, S, t)$ обращает на себя внимание важное обстоятельство. Как видно из рис. 8.15, в целом характер частотной зависимости $\epsilon_{2C}(\lambda, S, t)$ остаётся подобным $\epsilon_2(\lambda)$ для пресной воды (т.е. форме дебаевского релаксационного максимума), однако максимальное значение $\epsilon_{2C}(S)$ при увеличении минерализации резко падает: почти в 3 раза при увеличении S до 250% . При этом релаксационная длина волны сдвигается в сторону более коротких длин волн, если для пресной воды $\lambda_S \approx 1,75$ см, то при солёности 250% величина λ_S составляет $1,2$ см. Резкое уменьшение релаксационных потерь можно, по видимому, объяснить образованием квазикристаллической структуры в электролите и ориентационной стабилизацией значительной части полярных молекул воды. Выявленная особенность, несомненно, требует углублённого анализа.

Проведём сравнение полученных экспериментальных данных с расчётами величин КДП, выполненными с привлечением эмпирической модели Стогрин [Stogryn, 1971] (сплошные кривые на рис. 8.14 и 8.15). Из анализа рисунков следует, что если при минерализациях растворов до 60% (в диапазоне $1,5...3,5$ см) указанная модель может описывать частотные зависимости с удовлетворительной точностью ($\sim 10...15\%$), то при $S > 100\%$ и $\lambda < 1$ см отсутствует даже качественно правильное описание этой моделью современных экспериментальных данных. Отметим, что ранние (1951–1952) эксперименты [Lane, Saxton, 1952], результаты которых Стогрин положил в основу своей создаваемой эмпирической модели КДП электролитов, содержали явную систематическую погрешность при измерении ϵ_1 в 6-мм диапазоне: по данным работы [Lane, Saxton, 1952], ϵ_1 уменьшается при увеличении минерализации раствора, тогда как в действительности ситуация обратная (вставка на рис. 8.14). Именно это обстоятельство побудило авторов работы [Lane,

Saxton, 1952] предположить, что диэлектрические характеристики концентрированных электролитов описываются релаксационной моделью Дебая, и дать первые оценки параметров модели (в табличной форме) в зависимости от температуры и солёности раствора. Это представление получило широкое распространение (о чём уже упоминалось выше) и в законченной форме нашло своё отражение в эмпирической модели Стогрин [Stogryn, 1971]. Однако сопоставление рассчитанных данных по модели [Lane, Saxton, 1952] (для $t = 25\text{ }^\circ\text{C}$ и $\lambda = 0,62\text{ см}$) и результатов современных экспериментов (вставка на рис. 8.14) выявляет [Онищенко, Шарков, 1982] указанную принципиальную систематическую погрешность ранних измерений. К тому же отметим, что Стогрин сопоставил расчёты по своей модели с экспериментами, в которых величины минерализации ограничивались всего 28 ‰, хотя к моменту формирования им модели уже имелись публикации [Ястремский, 1961; Barthel et al., 1970; Christensen et al., 1966; Harris, O’Konski, 1957] по исследованию электролитов с солёностью до 275 ‰.

Таким образом, в результате критического анализа имевшихся ранее и описанных в работе [Онищенко, Шарков, 1982] экспериментальных данных выявлен достаточно сложный характер частотных зависимостей КДП концентрированных электролитов в сантиметровой и миллиметровой области. Указанные зависимости не описываются удовлетворительно ни с количественной, ни с качественной стороны распространённой эмпирической моделью Стогрин. Необходимо построение эмпирической модели, более адекватно описывающей экспериментальные, частотные и концентрационные зависимости КДП.

Диаграммы Коула-Коула для концентрированных электролитов. Приведённые на рис. 8.16 диаграммы К-К построены [Шарков, 1984] для 10, 20 и 25 °С с использованием экспериментальных данных, полученных в диапазоне длин волн от 3,6 до 0,8 см, а для пресной воды — 17,2...0,4 см. Построить диаграммы К-К для более широкого температурного интервала ($t < 10\text{ }^\circ\text{C}$ и $t > 25\text{ }^\circ\text{C}$) не представляется возможным ввиду отсутствия последовательных экспериментальных данных на нескольких частотах в миллиметровом и сантиметровом диапазонах.

Анализ построенных диаграмм К-К для исследуемого электролита показывает, что использованные эксперименты выполнены в разные годы и по различным методикам, тем не менее достаточно однозначно выявляется общая картина: диаграммы К-К концентрированного раствора NaCl представляют собой не полные полуокружности (как у полярных жидкостей дебаевского типа), а лишь частичные дуги, у которых центр значительно смещён от оси абсцисс, причём наиболее сильно этот эффект проявляется при охлаждении электролита (в нашем случае $t < 10\text{ }^\circ\text{C}$) (рис. 8.16а–в).

Выявленное обстоятельство позволяет сделать принципиальный вывод, что диэлектрические параметры концентрированных электролитов описываются релаксационной моделью Коула-Коула ($\alpha \neq 0$), а не чисто релаксационной моделью Дебая ($\alpha = 0$), как считалось в течение длительного времени.

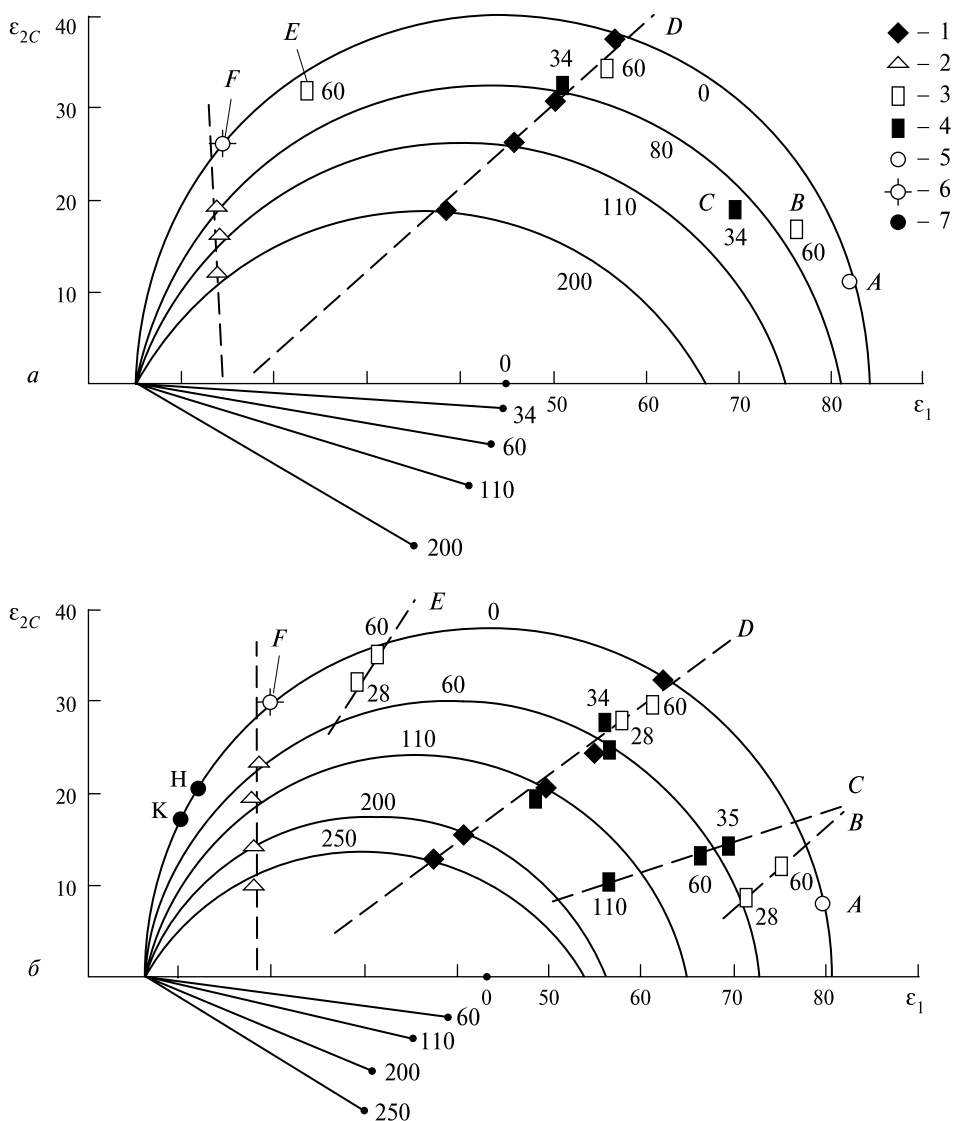


Рис. 8.16. Диаграммы Коула-Коула для водных растворов NaCl: *a* — $t = 10$ °C; *б* — 20 °C; *в* — 30 °C. Диаграммы заимствованы из работы [Шарков, 1984] с использованием следующих экспериментальных данных: 1 — [Ястремский, 1962]; 2 — [Онищенко, Шарков, 1982]; 3 — [Hasted, El Sabeh, 1953]; 4 — [Hasted et al., 1948]; 5 — [Grant et al., 1957]; 6 — [Grant, Shack, 1967]; 7 — [Демьянов и др., 1974]; 8 — [Barthel et al., 1970]; 9 — [Christensen et al., 1966]; 10 — [Hasted, Roderick, 1958]; 11 — [Pottel, Lossen, 1967]. Цифры около экспериментальных данных и линий показывают величины солёности использованных растворов (в ‰). Рабочая длина волны [см] для диаграмм *a* и *б*: *A* = 17,24; *B* = 9,22; *C* = 10; *D* = 3,2; *E* = 1,26; *F* = 0,8; *H* = 0,5; *K* = 0,4; для диаграммы *в*: *A* = 11,49; *B* = 10; *C* = 5,66; *D* = 3,6; *E* = 3; *F* = 2,5; *G* = 1,76; *H* = 0,8

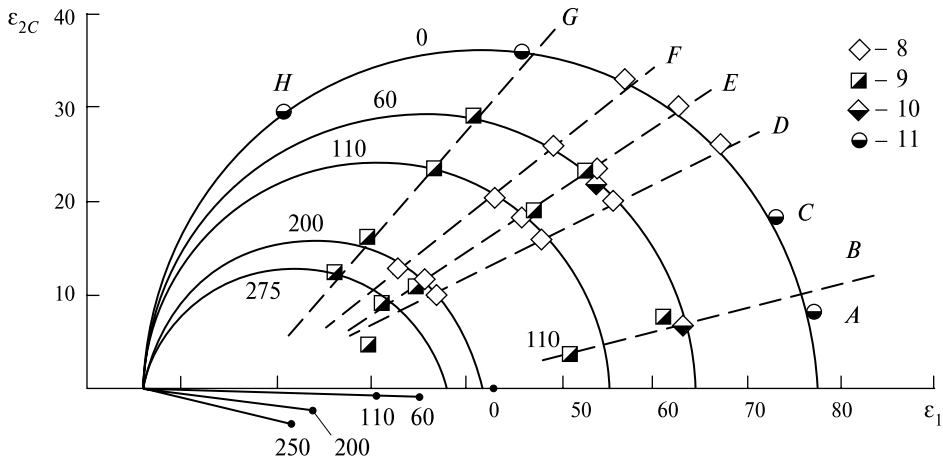


Рис. 8.16а

Это влечёт за собой ряд важных замечаний и, в частности, совершенно другие (отличные от чисто дебаевских) зависимости параметров модели К-К для растворов электролитов от температуры и концентрации (см. ниже), а это, в свою очередь, серьёзно изменяет физико-химические концепции структуры электролитов [Синюков, 1976; Хорн, 1972].

Остановимся на рассмотрении достоверности экспериментальных данных работ [Hasted, El Sabeh, 1953; Hasted et al., 1948] и [Lane, Saxton, 1952], поскольку именно результаты этих работ легли в основу представления о модели Дебая для электролитов и до настоящего времени используются при построении и модификации физико-химических моделей растворов электролитов. Достоверность экспериментальных данных работ [Hasted, El Sabeh, 1953; Hasted et al., 1948] вызывает сомнение по ряду обстоятельств: во-первых, значение действительной части КПД $\epsilon_1(S)$, полученное (в сантиметровом диапазоне длин волн) при $S = 60\%$, больше, чем для $S = 28\%$, что явно противоречит как складывающейся общей картине концентрационных зависимостей $\epsilon_1(S)$, так и данным других экспериментов, позднее проведённых в этом же диапазоне длин волн. Кроме того, если проанализировать данные [Hasted, El Sabeh, 1953; Hasted et al., 1948] по рассматриваемой методике для получения параметров модели К-К, то оказывается, что значение ϵ_∞ становится отрицательным (для 10°C и $S = 34$ и 60%) или равным нулю (для 20°C и $S = 60\%$). При этом значение параметра ϵ_0 для раствора NaCl численно соответствует значению ϵ_0 для пресной воды. Подобные результаты обработки явно свидетельствуют о серьёзных систематических погрешностях в исходных измерениях, приведённых в работах [Hasted, El Sabeh, 1953; Hasted et al., 1948].

Что же касается статьи [Lane, Saxton, 1952], то, как было указано в работе [Онищенко, Шарков, 1982], экспериментальные данные по диэлектрическим

свойствам концентрированного электролита, описанные в этом материале для миллиметрового диапазона длин волн, также содержат серьезные систематические погрешности, которые и привели к качественным противоречиям с современными данными: значение $\epsilon_1(S)$ на длине волны 0,62 см по данным [Lane, Saxton, 1952] уменьшается при возрастании концентрации электролита, тогда как в действительности должен наблюдаться рост величины $\epsilon_1(S)$. В последнем несложно убедиться, рассматривая соответствующие диаграммы К-К (см. рис. 8.16а, б). По указанным причинам данные этих работ не были использованы в приводимом ниже анализе, хотя для иллюстрации они и нанесены на диаграммы К-К (см. рис. 8.16а, б).

Параметры модели Коула-Коула концентрированных электролитов. Концентрационные зависимости параметра распределения времени релаксации носят практически линейный характер (рис. 8.17а), причём, чем ниже температура раствора, тем более сильное отклонение наблюдается в диэлектрических свойствах электролита от дебаевской модели. Более детальный анализ показывает важную особенность рассматриваемых зависимостей, а именно: при любых величинах солёности раствора наблюдается весьма резкое убывание значения $\alpha(S)$ (практически скачкообразное) в узком диапазоне температур (22...25 °С). При 25 °С отклонение рассматриваемой модели от модели Дебая сравнительно невелико (особенно при малой солёности раствора), чем и объясняется практически полное соответствие результатов обработки, приведённой в работе [Шарков, 1984], и обработки, описанной в работе [Ермаков и др., 1975], и ранних данных [Barthel et al., 1970] по модели Дебая (рис. 8.17б, в). Этим и объясняется приверженность многих исследователей к чисто дебаевской модели электролитов, поскольку основной объем экспериментов был выполнен в диапазоне «комнатных» температур.

Анализ полученных концентрационных зависимостей $\epsilon_0(S)$ (см. рис. 8.17б) показывает, что, хотя качественный характер этих кривых по отношению к аналогичным зависимостям модели Дебая сохранился ($\epsilon_0(S)$ убывает с увеличением концентрации раствора), тем не менее, значительно уменьшился градиент $k_0 = (1/\epsilon_0)(\partial\epsilon_0/\partial S)$ — один из основных параметров, фигурирующих в физико-химических моделях растворов электролитов. Если в дебаевской модели значение этого градиента составляло 0,23...0,3 (на 1 ‰) и практически не зависело от температуры (см. рис. 8.17б) в аппроксимационной модели Стогринина, то обработка с учётом особенностей модели К-К выявляет сильную температурную зависимость k_0 от 0,1 (при 10 °С) до 0,18...0,2 (при 25 °С), причём основной перепад приходится, как и в случае $\alpha(S, t)$, на диапазон температур 22...25 °С.

Абсолютные значения $\epsilon_0(S)$ также претерпели большие вариации — их величины существенно выше чисто дебаевских $\epsilon_0(S)$ на 30...40 % при $S \geq 60...100$ ‰. Отметим также определённую физическую некорректность аппроксимации Стогринина $\epsilon_0(S)$ (или $\epsilon_0(N)$), полученной в соответствии с концепцией модели Дебая: при солёности раствора более 250 ‰ ($N \geq 5,1$) значения ϵ_0 становятся отрицательными (при 20 °С), что физически неправомочно.

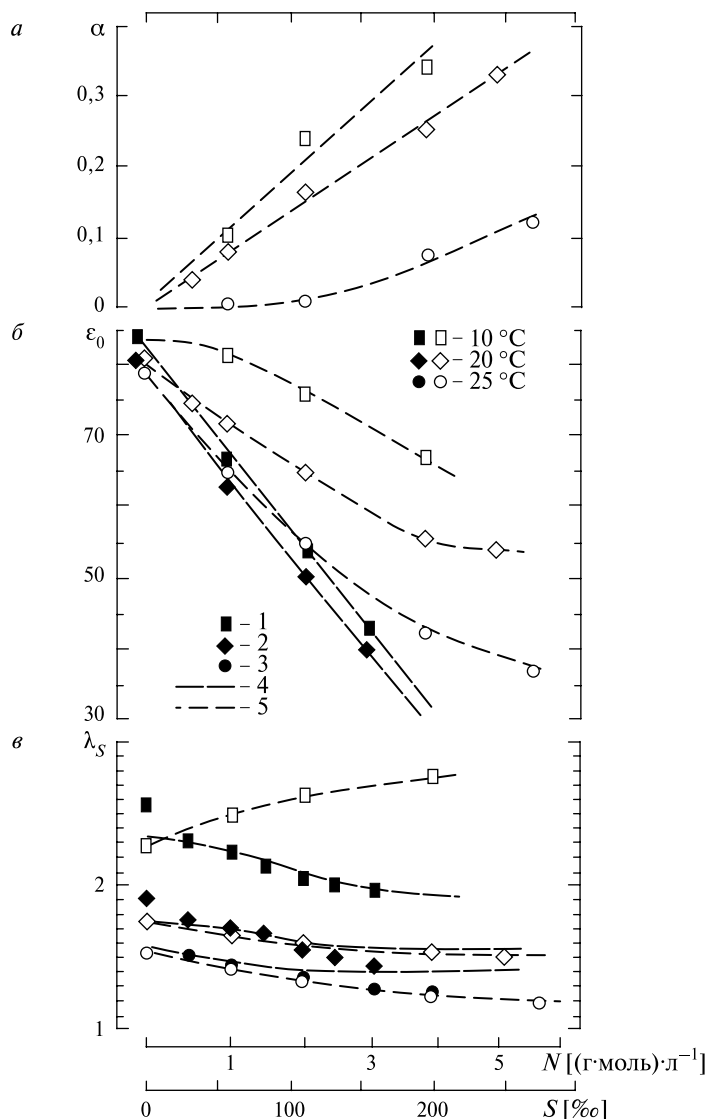


Рис. 8.17. Зависимость параметров моделей Коула-Коула и Дебая от солёности водного раствора NaCl: a — параметр распределения; b — статическая постоянная; c — релаксационная длина волны. N — молярная концентрация [(г·моль) \cdot л $^{-1}$]; S — солёностная концентрация электролита [%о]. Светлые символы — результат обработки [Шарков, 1984] данных работ [Демьянов и др., 1974; Ермаков и др., 1975; Онищенко, Шарков, 1982; Ястремский, 1961; Barthel et al., 1970; Christensen et al., 1966; Grant, Shack, 1967; Grant et al., 1957; Harris, O'Konski, 1957; Pottel, Lossen, 1967]. Чёрные символы: 1, 2, 3 — результаты, полученные в работе [Ермаков и др., 1975] по модели Дебая; 4, 5 — вычисления по модели Стогрин [Stogryn, 1971] и модели Шаркова [Шарков, 1984]

Если же исходить из модели К-К, то, как нетрудно видеть из анализа рис. 8.17б, наблюдается резко нелинейный характер концентрационной зависимости $\epsilon_0(S)$ (даже при $t = 25^\circ\text{C}$), и статическая постоянная не принимает значения менее 35 (при солёности раствора до 250 ‰). Для охлаждённой воды ($t = 10^\circ\text{C}$) зависимость $\epsilon_0(S)$ значительно слабее, а для слабых и средних электролитов ($S \leq 50$ ‰) значения статической постоянной практически не отличаются от ϵ_0 пресной воды, и в то же время параметр распределения достигает значения 0,1, т. е. заметное отличие от дебаевской модели.

Приведённые на рис. 8.17в результаты обработки диаграмм с позиций модели К-К для выявления характера изменения релаксационной длины волны в зависимости от солёности раствора обнаруживают качественное отличие от известных в литературе (дебаевская модель) [Ястремский, 1961; Stogryn, 1971]. Здесь в первую очередь следует отметить, что при 10°C наблюдается увеличение значения λ_S (по модели Дебая — уменьшение) при повышении концентрации раствора электролита, в то время как при 20°C качественный ход зависимостей совпадает с дебаевской моделью, хотя и имеются некоторые количественные различия (кривые для 20 и 25°C). Практическое совпадение результатов работы [Шарков, 1984] с рассчитанными [Ермаков и др., 1975] в соответствии с концепцией модели Дебая неудивительно (рис. 8.17в), поскольку релаксационный процесс в растворах электролитов при этих температурах (в соответствии с результатами работы [Шарков, 1984]) приближается к чисто дебаевскому типу $\alpha \rightarrow 0$ (это хорошо заметно также и на диаграммах К-К рис. 8.16в). Достаточно резкое изменение параметров модели вблизи 25°C можно связать скорее всего со сменой характера процессов гидратации (с отрицательной на положительную) у ионов хлора при 27°C [Синюков, 1976].

Анализ рассмотренных данных показывает, что зависимости «оптической» постоянной от температуры и солёности слабо выражены при исследованных вариациях температуры ($10\dots 25^\circ\text{C}$) и солёности ($0\dots 250$ ‰) и могут быть представлены соотношением

$$\epsilon_\infty = 5,8 \pm 0,2, \quad (8.49)$$

не выявляя каких-либо количественных закономерностей внутри этих границ. Указанное соотношение имеет скорее качественный характер, поскольку отсутствуют систематические данные по диэлектрическим свойствам сильных электролитов в короткомиллиметровом диапазоне длин волн на границе перехода в диапазон сверхдебаевского поглощения.

Таблица 8.2. Значения коэффициентов A_i и B_i в аппроксимациях $\epsilon_0(S, t)$; $\lambda_S(S, t)$ и $\alpha(S, t)$

Параметры	Температура [$^\circ\text{C}$]					
	10		20		25	
	A	B	A	B	A	B
ϵ_0	$-3,15 \cdot 10^{-6}$	$-3,92 \cdot 10^{-4}$	$1,60 \cdot 10^{-6}$	$-1,79 \cdot 10^{-3}$	$3,11 \cdot 10^{-6}$	$-2,99 \cdot 10^{-3}$
λ_S	$-2,26 \cdot 10^{-6}$	$1,54 \cdot 10^{-3}$	$1,52 \cdot 10^{-6}$	$-1,02 \cdot 10^{-3}$	$6,21 \cdot 10^{-7}$	$-1,02 \cdot 10^{-3}$
α	0	$1,82 \cdot 10^{-3}$	0	$1,22 \cdot 10^{-3}$	$1,62 \cdot 10^{-6}$	0

Ввиду практической важности полуэмпирических моделей диэлектрических параметров электролитов (например, для теории и практики микроволнового дистанционного зондирования), приведём результаты аппроксимации [Шарков, 1984] по методу наименьших квадратов параметров модели Коула-Коула $\varepsilon_0(S, t)$, $\alpha(S, t)$ и $\lambda_S(S, t)$, полученных после обработки соответствующих диаграмм, в виде следующих квадратичных форм:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_0(S, t) &= \varepsilon_0(0, t) [1 + F_1(S, t)], \\ \lambda_S(S, t) &= \lambda_S(0, t) [1 + F_2(S, t)], \\ \alpha(S, t) &= F_3(S, t), \\ F_i(S, t) &= B_i(t)S + A_i(t)S^2, \end{aligned} \right\} \quad (8.50)$$

где $i = 1, 2, 3$; $\varepsilon_0(0, t)$ и $\lambda_S(0, t)$ практически точно (с ошибкой $< 1\%$) соответствуют аппроксимациям дебаевской модели для пресной воды [Stogryn, 1971]. Ввиду ограниченности числа температурных точек (10, 20, 25 °С) для определения параметров соответствующие аналитические аппроксимации $A_i(t)$ и $B_i(t)$ не находились, а были представлены в виде табл. 8.2.

В заключение параграфа отметим, что результаты анализа [Шарков, 1984] привели к новой полуэмпирической релаксационной модели диэлектрических свойств концентрированного моноэлектролита водного раствора NaCl. Однако в настоящее время не представляется возможным дать полный ответ на вопрос о концентрационных зависимостях параметров модели Коула-Коула для моноэлектролита в широком диапазоне температур. Для этого требуется проведение надёжных и главное последовательных экспериментов по единой методике в диапазоне длин волн от 0,2 до 5...6 см и широком диапазоне температур от 80...90 °С до отрицательных (переохлаждённый раствор электролита).

Полиэлектролиты. Как уже отмечалось, детальный анализ диэлектрических свойств смешанных электролитов достаточно сложен, ввиду разнообразия физико-химических особенностей составляющих природных электролитов. Тем не менее, существующие (и далеко не полные) данные говорят о том, что основной вклад в поляризационные свойства растворов вносит сильный электролит NaCl, который практически полностью диссоциирован в водном растворе. Ниже приведём экспериментальные данные по измерению диэлектрических параметров смешанного раствора солей, близкого по составу к морской воде [Смирнов, Шарков, 1979].

В табл. 8.3 приведены результаты исследования диэлектрических характеристик в микроволновых диапазонах ($\lambda = 10, 18, 75$ и 150 см) сложных растворов поваренной соли, хлористого магния и сернокислого магния (парциальные концентрации компонент указаны в табл. 8.3), а также представлены вычисленные по этим данным возможные радиотепловые контрасты радиолучения соответствующих сред (см. (7.47)).

Таблица 8.3. Диэлектрические характеристики смешанных растворов электролитов

Вид смеси растворов и концентрация компонент ($\%o$)	$\lambda = 10$ см, $t = 18^\circ\text{C}$			$\lambda = 18$ см, $t = 10^\circ\text{C}$			$\lambda = 75$ см, $t = 18^\circ\text{C}$			$\lambda = 150$ см, $t = 18^\circ\text{C}$		
	ϵ_1	ϵ_2	ΔT_B [K]	ϵ_1	ϵ_2	ΔT_B [K]	ϵ_1	ϵ_2	ΔT_B [K]	ϵ_1	ϵ_2	ΔT_B [K]
NaCl(20)	77,7	39,8	0	81,1	44,8	0	80,3	80,4	0	80,5	168	0
NaCl(20)+MgCl ₂ (5,4)	76,4	40,6	+0,26	80,7	48,3	-0,95	80,1	86,2	-1,58	80,3	172	-0,45
NaCl(20)+MgCl ₂ (7,8)+MgSO ₄ (5)	76,1	44,7	-1,0	80,2	51,6	-1,85	79,7	94,5	-3,92	80,6	187	-2,47

Из анализа данных табл. 8.3 следует, что добавки солей магния в целом очень слабо влияют на действительную часть диэлектрической постоянной смеси (в пределах ошибки эксперимента она остаётся постоянной) и довольно значительно увеличивают затухание в электролите. Вследствие этого возможен в основном отрицательный контраст в радиотепловых характеристиках сложных растворов по отношению к монораствору (от +0,2 до -4,0 К).

Существующие в настоящее время в экспериментальной практике высокочувствительные радиотепловые комплексы, возможно, позволят дистанционно выявлять физико-химические особенности сложных природных солевых растворов по спектральным характеристикам их радиоизлучения.

§ 8.6. СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ ВОДНЫХ БАССЕЙНОВ

На основе разработанных выше моделей диэлектрических свойств воды и электролитов проведём теоретический анализ излучательных свойств гладких поверхностей указанных сред с учётом подсвета атмосферы на основе соотношения (7.20):

$$T_B(\lambda, S, \theta, t) = \kappa(\lambda, S, \theta, t)T_0 + [1 - \kappa(\lambda, S, \theta, t)]T_I(\lambda, \theta), \quad (8.51)$$

где $\kappa(\lambda, S, \theta, t)$ — излучательная способность гладкой водной поверхности, определяемая френелевскими коэффициентами $R(\lambda, S, \theta, t)$ из соотношения (7.17), которое является прямым следствием закона Кирхгофа. Здесь T_0 — термодинамическая температура изучаемой поверхности; $T_I(\lambda, \theta)$ — яркостная температура небосвода и атмосферы.

Из анализа рис. 8.18, где представлены частотные зависимости $\kappa(\lambda)$ в широком диапазоне длин волн, следует, что в исследуемой зависимости имеет-ся два диапазона длин волн, существенно различающихся по влиянию на $\kappa(\lambda)$ температуры и солёности.

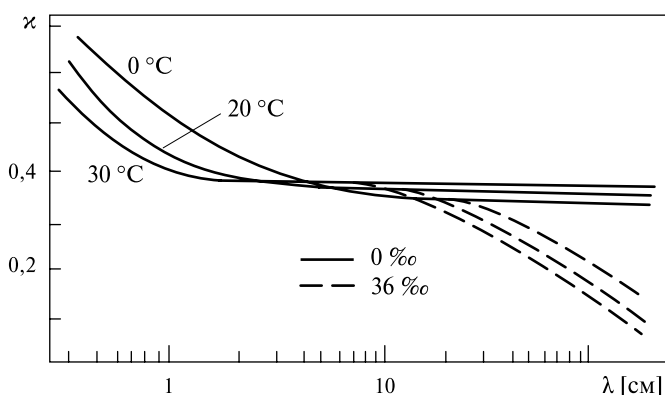


Рис. 8.18. Спектральные характеристики собственного излучения спокойной водной поверхности при $t = 0; 20$ и 30 °C пресной (0 ‰) и солёной (36 ‰) воды

Частотная граница (условно) находится в диапазоне 5...7 см. Ниже этого значения длины волны излучательная способность очень слабо зависит от солёности в противоположность зависимости от термодинамической температуры, где наблюдается сильный отрицательный градиент. В дециметровом и метровом диапазонах сильное влияние на $\kappa(\lambda)$ оказывает солёность (в основном через усиление потерь в водной среде), причём по мере увеличения рабочей длины волны влияние солёности увеличивается. Кроме того, зависимость от температуры имеет положительный градиент для пресной воды и отрицательный — для солёной (морской) воды. Подробные численные данные по зависимостям излучательной способности от температуры и солёности для длин волн от 1 мм до 1 м приведены в работах [Рабинович, Мелентьев, 1970; Райзер и др., 1975а, б; Nyatt, 1970; Lepley, Adams, 1971] в основном в табличной форме.

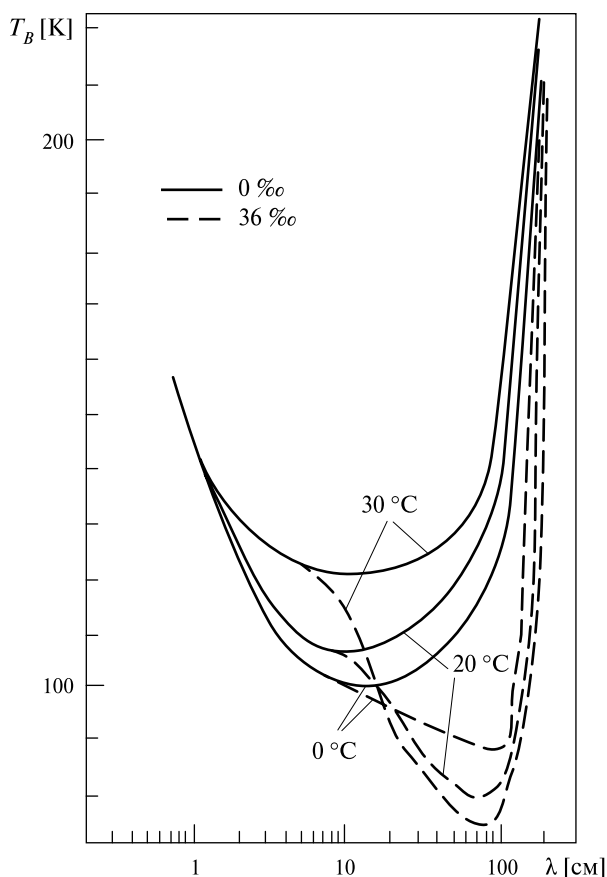


Рис. 8.19. Спектральные характеристики радиояркой температуры (с учётом подсвета небосвода) гладкой водной поверхности при $t = 0; 20$ и 30 °C пресной и солёной воды

Пользоваться этими табличными значениями необходимо с известной осторожностью, поскольку все эти расчёты базировались, по существу, на ранних моделях [Lane, Saxton, 1952] диэлектрических свойств воды и водных растворов электролитов (см. § 8.5, 8.6). Детальный анализ современного состояния исследований по излучательным свойствам водной среды представлен в работе [Садовский и др., 2013].

Наличие подсвета небосвода $T_I(\lambda, \theta)$ качественным образом меняет наблюдательную ситуацию [Райзер и др., 19756]: сильное (до 1000 К) метровое космическое излучение (Солнце и Галактика) существенно сужает информационную область зависимости $T_B(\lambda, S, \theta, t)$ от солёности и температуры со стороны метровых волн (рис. 8.19) и в целом серьёзно трансформирует спектральные зависимости яркостной температуры по отношению к спектральным зависимостям излучательной способности (см. рис. 8.18).

Наиболее ярко влияние температуры и солёности на радиоизлучение водной поверхности выражено в диапазоне 50...70 см, причём температурный градиент ($\Delta T_B/\Delta t$), т.е. та величина, которая собственно и определяет эффективность дистанционного метода, качественно различается для солёной и пресной воды. На рис. 8.20 показаны зависимости $T_B(S, t)$ пресной и морской воды (для солёности 20 и 37 ‰) на длинах волн 18 и 75 см от термодинамической температуры. Все вариации яркостной температуры носят практически линейный характер — для пресной воды — величина градиента $\Delta T_B/\Delta t$ составляет около 0,5 К на 1 °С для сантиметрового и дециметрового диапазонов; для морской воды положительный градиент уменьшается, приобретает отрицательные значения в метровом диапазоне (–3 К/1 °С для длины волны 75 см). На рис. 8.21 представлены зависимости яркостной температуры от солёности на тех же длинах волн с учётом подсвета небосвода.

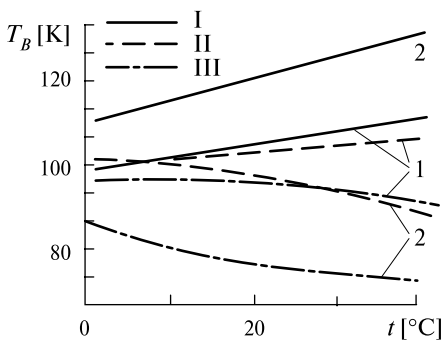


Рис. 8.20. Зависимость радиояркостной температуры гладкой водной поверхности от её физической температуры на длинах волн 18 см (1) и 75 см (2): I — пресная вода; II — солёность 20 ‰; III — 30 ‰

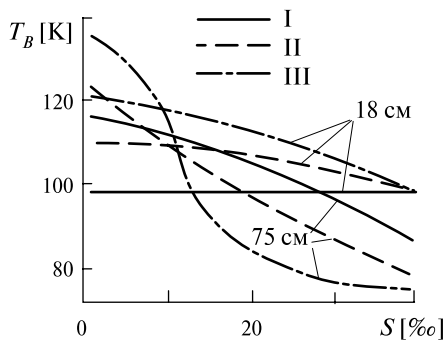


Рис. 8.21. Зависимость радиояркостной температуры гладкой водной поверхности от солёности воды на длинах волн 18 и 75 см: I — при $t = 0$ °С; II — 20 °С; III — 30 °С

Таблица 8.4. Диэлектрические характеристики концентрированного раствора электролита NaCl

Нормальность [г·м ⁻³]	Соленость [%o]	$\lambda = 10$ см, $t = 18$ °C			$\lambda = 18$ см, $t = 10$ °C			$\lambda = 75$ см, $t = 18$ °C			$\lambda = 150$ см, $t = 18$ °C		
		ϵ_1	ϵ_2	ΔT_B [K]	ϵ_1	ϵ_2	ΔT_B [K]	ϵ_1	ϵ_2	ΔT_B [K]	ϵ_1	ϵ_2	ΔT_B [K]
0	0	79,4 (78,33)	10,2 (13,52)	0	81,7 (82,48)	6,8 (10,21)	0	82,3 (80,79)	4,1 (1,86)	0	82,1 (80,82)	3,7 (0,93)	0
0,20	12	78,4	27,3	3,1	82,3	34,7	5,3	80,4	56,3	9,4	82,3	116	23,2
0,31	17,9	76,2	34,9	4,2	82,9	42,2	5,3	79,7	73,7	14,4	80,4	160	30,9
0,63	36,0	76,4	47,2	8,0	83,1	57,8	11,4	80,2	108	23,3	79,9	203	36,5
1,83	100,1	72,0	65,8	13,6	77,6	79,2	17,1	79,4	139	30,2	77,8	231	39,2
3,92	200,7	68,1	78,6	18,3	71,8	97,6	22,1	72,7	165	35,4	74,1	258	41,9
5,08	250	64,9	82,3	19,0	72,2	104	23,5	70,2	178	37,5	70,9	267	42,8

Примечание: в скобках указано теоретическое значение диэлектрической постоянной воды по модели Дебая (модель I).

Изменение (увеличение) солёности раствора приводит к понижению радиояркости на этих длинах волн, однако заметна уже при больших температурах ($t = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$) ярко выраженная зависимость T_B от солёности, что физически связано с резким возрастанием диэлектрических потерь при малых концентрациях солей (5...15 ‰). С уменьшением температуры нелинейность зависимости $T_B(S)$ заметно сглаживается. Так, если для длины волны 75 см и при $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ градиент для малой солёности может составить до 4...5 К (на 1 ‰), то для 18 см он уменьшится до $-0,5$. При $t = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ зависимость яркостной температуры от солёности в дециметровом диапазоне вообще пропадает (см. рис. 8.21). Таким образом, исследования солёности океана в полярных районах при использовании этого диапазона (18...21 см) вообще проблематичны.

Интересно отметить, что влияние других (помимо хлористого натрия) солей в смешанных растворах, по экспериментальным данным [Смирнов, Шарков, 1979], обеспечивают отрицательный радиояркостный контраст (по отношению к монораствору), но сравнительно небольших абсолютных значений (0,2...3,9 К) (см. табл. 8.3) для значений компонентских концентраций, близких к солёности морской воды. Концентрированные природные растворы (залив Кара-Богаз-Гол, оз. Сиваш, Мёртвое море) обеспечивают отрицательные радиояркостные контрасты в 20...40 К в зависимости от рабочей длины волны (по данным [Смирнов, Шарков, 1979]) (табл. 8.4).

Экспериментальные данные, полученные в ходе выполнения первых самолётных работ по изучению полей солёности [Droppleman et al., 1970; Blume, Kendall, 1982; Blume et al., 1978], в целом удовлетворительно соответствуют развитой модели.

В качестве яркого примера рассмотрим результаты самолётных исследований поля поверхностной солёности прибрежной зоны Атлантического океана около Чесапикского залива [Miller, 2000]. Исследования выполнены с помощью радиотеплового прибора на длине волны 21,4 см. Порог флуктуационной чувствительности прибора, приведённый к величине солёности через использование вычисленного по вышеприведённой модели значения контраста, составлял несколько десятых промилле для пространственного пиксела 1×1 км (см. § 5.6). На рис. П2 (см. цв. вклейку после с. 208) приведены пространственные поля поверхностной солёности прибрежной зоны Атлантического океана до (см. рис. П2, вверху) и после (см. рис. П2, внизу) прохождений мощного тропического циклона Fran (8–10 сентября 1996 г.) через южные штаты США, вызвавшего сильные осадки в бассейне рек, питающих Чесапикский залив. Через речную стоковую систему был сформирован сильный выброс пресной воды в прибрежную зону Атлантического океана, зафиксированный на радиотепловых микроволновых картах (см. рис. П2). Получение подобного результата с помощью контактных средств (с борта корабля) в исследованных пространственно-временных масштабах невозможно.

Требования к дистанционным наблюдениям полей солёности. Поля солёности верхнего слоя Мирового океана обладают сильной пространственно-временной изменчивостью: в высоких широтах (при температурах замерзания

формирование льда приводит к солёностной стратификации), в северо-западной части Тихого океана и в субтропиках высокая поверхностная температура приводит к сильному испарению и к осадкам. Тёплый бассейн Тихого океана — это регион, где поверхностный поток пресной воды вызывает тонкую солевую стратификацию — «барьерный слой», который изолирует поверхность океана от основного термоклина с дальнейшими важными последствиями для поверхностного слоевого нагрева.

Применение дистанционных методов и средств для изучения этих динамических океанических явлений ставит различные требования к пространственно-временным характеристикам и к солёностной чувствительности соответствующих дистанционных приборов.

Типичные величины, требуемые для исследования некоторых специфических явлений, следующие [Kerr et al., 2000a–c]:

- барьерные слоевые эффекты в тепловых потоках тропического Тихого океана: 0,2 практической единицы солёности (пес) (1 пес = 1 ‰), 100×100 км, 30 сут;
- галостерическое приспособление теплового потока к уровню морской поверхности: 0,2 пес, 200×200 км, 7 сут;
- термохалинная циркуляция в Северной Атлантике: 0,1 пес, 100×100 км, 30 сут;
- поверхностный баланс потока пресной воды: 0,1 пес, 300×300 км, 30 сут.

Выставляемые требования к наблюдениям термохалинной циркуляции и конвекции в субполярных морях технологически наиболее сложны из-за низкого значения соотношения яркости и солёности при низких температурах воды. Компромиссом для всех этих различных условий могут быть тактико-технические требования программы SMOS [Schmitt, Montgomery, 2000; Kerr et al., 2000a–c].

При этом отметим, что первые успешные дистанционные самолетные эксперименты, выполненные в России и США в конце 1970-х и начале 1980-х гг. [Blume, Kendall, 1982], породили неоправданные надежды на быстрое осуществление космических экспериментов по изучению полей солёности с помощью антенных систем с огромными апертурами [Blume et al., 1978] для обеспечения необходимого пространственного разрешения. Несмотря на то, что эти проекты не осуществились, специалисты-океанологи считают изучение пространственно-временной изменчивости поля поверхностной солёности Мирового океана с возможно достижимыми в ближайшее время пространственными разрешениями одной из приоритетных задач будущего этапа развития дистанционного зондирования [Lagerloef et al., 1995; Miller et al., 1998; Schmitt, Montgomery, 2000].

В настоящее время большие усилия направлены на научно-техническую разработку радиоинтерферометрической технологии, которую иногда называют пассивным апертурным синтезом, для обеспечения приемлемого пространственного разрешения [Camps, Swift, 2000; Camps et al., 1997, 1998; Kerr

et al., 2000a—c; Wigneron et al., 2000]. Параллельно с этим подходом рассматриваются варианты антенн с большими апертурами, но с облегчённой конструкцией (надувные, раскладывающиеся полимерные покрытия и другие варианты) [Njoku et al., 1999, 2000; Wilson et al., 2000].

§ 8.7. ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ЛЕДОВЫХ ПОКРОВОВ

Ледовые покровы замерзающих морей средних и высоких широт, а также покровы глетчерного льда (Антарктида, Гренландия, ледники в горах) являются важнейшими природными объектами, существенно влияющими на гидрологические и метеорологические характеристики системы земная поверхность — атмосфера. При этом фазовые переходы воды и льда сопровождаются выделением и поглощением громадных масс тепла, изменением оптического режима и солёности, возникновением сильных электрических полей. Ледовый покров морей, океанов и суши является тонким регулятором при тепловом и динамическом взаимодействии океана и атмосферы. Его неоднородности по толщине, огромные пространственные размеры требуют создания оперативных и надёжных средств определения и диагностики возрастных градаций, сплочённости, размеров ледовых полей, их толщины. Как показали длительные исследования ледовых покровов Земли различными дистанционными методами, микроволновые методы обеспечивают принципиально иную информацию о структуре и физико-химическом составе ледовых систем, чем методы оптического и ИК-диапазонов волн. Связано это с тем, что фазовый переход жидкой воды в твёрдое состояние характеризуется кардинальным изменением его диэлектрических свойств (см. § 8.2).

Однако, если ледовый покров квалифицировать по месту в системе диэлектриков (и соответственно, по излучательным характеристикам), можно выделить, по крайней мере, три типа ледовых систем — глетчерный лёд, пресноводный лёд и морские льды. Все эти типы ледовых покрытий являются принципиально различными в электродинамическом смысле веществами. Кроме того, отметим, что их роль в тепловом и динамическом взаимодействии в системе океан-атмосфера также принципиально различна.

Глетчерный лёд. Поскольку глетчерный лёд (Антарктида, Гренландия, ледники в горах) образуется не из жидкой фазы, а через очень сложное морфологическое формирование льда из выпавшего снега, то очевидно сильное влияние внутренней геометрической структуры на больших пространственных масштабах на диэлектрические и излучательные свойства полей глетчерного льда. Как уже отмечалось (см. § 8.2), диэлектрические свойства образцов глетчерного льда очень близки к характеристикам пресноводного льда — действительная часть диэлектрической постоянной практически неизменна в микроволновом диапазоне с очень небольшими вариациями по температуре и по структуре, так называемая диэлектрическая анизотропия [Matsuoka et al.,

1996, 1997]. Мнимая же часть оказалась подвержена сильному влиянию слабой минерализации, присутствию органического вещества и включений типа газовых пузырьков, а также и термодинамической температуры. Однако, поскольку её абсолютное значение мало, на излучательных характеристиках её значение и вариации практически не сказываются. Используя (7.47), нетрудно получить значение излучательной способности глетчерного льда — оно будет равно 0,93. И, таким образом, радиотепловой контраст между ледовым покрытием и водной поверхностью может составить весьма значительные величины (разумеется, в зависимости от интенсивности подсвета) — 100...150 К. Отметим, что указанный радиотепловой контраст является наибольшим среди естественных природных покровов Земли.

Однако первые исследования теплового излучения глетчерных льдов Антарктиды, выполненные российскими учёными со спутника «Космос-243» в 1968 г., дали неожиданный результат. В сантиметровом диапазоне было зафиксировано серьёзное уменьшение излучательных свойств резонансного типа внутренних областей Антарктиды [Башаринов и др., 1971], а затем и Гренландии. Подтверждение этому было впоследствии получено американскими исследованиями со спутника Nimbus 5 в 1972 г. (рис. П3, см. цв. вклейку после с. 208). Эффект был настолько неожиданным и непонятным, что получил название «загадки Антарктиды». Суть проблемы заключается в том, что при формальном восстановлении по известным формулам (7.47) диэлектрических свойств внутренних районов Антарктиды можно было получить физически абсурдный результат — континентальные области Антарктиды представляли бы собой озёра пресной воды.

Усилиями российских учёных загадка вскоре (в 1973 г.) разрешилась [Гурвич и др., 1973]. Выяснилось, что частотно-селективная вариация теплового излучения внутренних районов Антарктиды обусловлена эффектом объёмного рассеяния собственного излучения вещества на мезомасштабных геометрических особенностях структуры ледника при его образовании из снежной массы. Разумеется, использование модели однородного диэлектрика при интерпретации излучательных характеристик в данном случае не допустимо.

Микроволновые исследования с наглядностью показали сложную внутреннюю структуру глетчерных ледовых покровов Антарктиды и Гренландии в мезомасштабах. Выявить эти особенности при помощи контактных измерений или оптических наблюдений вообще не представляется возможным.

Другим интересным моментом является то, что обмен между атмосферой и ледовым панцирем Антарктиды происходит в значительной степени через процессы сублимации, т. е. переход из твёрдого состояния в газообразное непосредственно (минуя процесс плавления). Тем самым формируются своеобразные области в ледовом панцире Антарктиды, которые во многом могут служить земными аналогами северной полярной шапки Марса.

Морской дрейфующий лёд — весьма специфическое физическое тело. Он, в отличие от глетчерного льда, прежде всего — многокомпонентная система,

включающая твёрдую, жидкую и газообразную фазы. Твёрдая фаза — льдокристаллический консолидированный остов, жидкая — рассол, образованный из морской воды, газообразная фаза — воздушные пузырьки самого разнообразного дисперсного состава. В природных условиях морской лёд — практически всегда трёхфазная система. Этот существенный факт определяет его физико-механические свойства: лёд как твёрдое тело всегда проявляет вязкоупругие свойства, а как диэлектрик — существенную электрическую пространственно-временную неоднородность и, соответственно, как диэлектрическая среда включает в себя целый спектр релаксационных механизмов (см. § 8.2). Сказанное выше и суровость гидрометеорологических условий формирования и существования льда делают контактное изучение электрофизических свойств морского льда действительно сложной экспериментальной и технической задачей. Тем не менее, уже первые микроволновые радиотепловые исследования с высокочувствительной аппаратурой [Беспалова и др., 1976] продемонстрировали высокую эффективность распознавания различных типов морского льда и его пространственных и временных характеристик.

Как уже отмечалось, затруднительно сформировать детальную картину диэлектрических свойств морских льдов, поскольку они в сильной степени зависят от минерального состава морской воды конкретной акватории и от температурной и метеорологической истории образования твёрдой фазы. Поэтому в настоящее время исследователи идут в известном смысле обратным путём — проводят дистанционные микроволновые исследования различных типов морского льда и затем восстанавливают в соответствии с той или иной моделью электрофизические характеристики морского дрейфующего льда (см., например, [Тихонов и др., 2014; Hewison, English, 1999]). На основе результатов этих авторов рассмотрим некоторые типы морского льда и спектральные особенности их излучательных характеристик.

Ледяное сало представляет собой достаточно тонкие (менее 10 мм толщины) слои молодого льда, имеющие матовый или коричневый оттенки цвета и иногда блестящую плоскую мягкую корочку на морских волнах. Излучательная способность этого типа льда сильно зависит от его толщины и включает интерференционные эффекты (рис. 8.22, табл. 8.5).

Ниласы — первый тип достаточно твёрдых слоевых льдов, включающих различные типы — светлых, темных, наслоённых льдов. Это достаточно плоские типы льдов без включения воздушных и водяных карманов, и, следовательно, не имеющие поверхностного и объёмного рассеяния. Излучательная способность заметно зависит от толщины слоя, стремясь к насыщению при толщинах более 30 мм. Верхняя кривая (на рис. 8.22 для диаграммы «Ниласы») показывает достаточно хорошее соответствие только для тонких слоёв ниласов в Балтике. Ограниченное количество наблюдений для арктических ниласов показывает их меньшие значения излучательной способности, что связано, скорее всего, с различием в солёности соответствующих вод.

Таблица 8.5. Усреднённое значение излучательной способности некоторых типов подстилающих поверхностей (по данным [Hewison, English, 1999])

Тип поверхности	Излучательная способность (наблюдение в надир)			
	(24)	(50)	(89)	(157)
Вода, 0 °С	0,504	0,617	0,660	0,743
Ледяное сало	0,632	0,714	0,720	0,779
Нилас (Балтика)	0,924	0,916	0,918	0,919
Чистый молодой лёд	0,923	0,918	0,910	0,915
Молодой лёд со снегом	0,961	0,944	0,937	0,915
Битый лёд	0,923	0,918	0,897	0,875
Сплошной паковый лёд	0,950	0,913	0,857	0,726
Припай	0,872	0,744	0,672	0,969
Озёрный лёд со снегом	0,858	0,726	0,662	0,711
Однолетний лёд	0,981	0,964	0,922	0,844
Сухой снег	0,700	0,633	0,640	0,724
Лесной массив со снегом	0,923	0,891	0,857	0,864
Влажный снег	0,957	0,962	0,964	0,955

Примечание: в скобках указаны рабочие частоты (в ГГц) дистанционных приборов.

Обнажённый новый лёд — плотный, однородный, тёмный лёд, сформировавшийся за последние несколько дней. Характеризуется плоским спектром излучения (см. рис. 8.22, диаграмма «Молодой лёд»).

Молодой лёд со снежным покрытием — тип молодого льда, но с покрытием свежим, сухим снегом (несколько сантиметров). Эта категория включает блинчатый лёд (регулярные, круговые плавучие льдины с диаметром менее 10 м), ледяное сало (то же самое, но большего диаметра). На низких частотах эффективная излучательная способность имеет высокие значения, поскольку «просвечивается» через снежный покров более «тёплая» поверхность.

Сплошной паковый лёд — когда снежный покров сильно увлажнён, то спектральные характеристики излучения имеют принципиальную особенность — на высоких частотах излучательная способность сильно падает (см. рис. 8.22).

Разреженный лёд включает целый ряд форм от смёрзшейся хорошо градулированной шуги до больших дроблёных льдин. Эта классификация ледяных образований обладает большим разнообразием в спектральных характеристиках в силу естественной нерегулярности пространственных ледяных объектов.

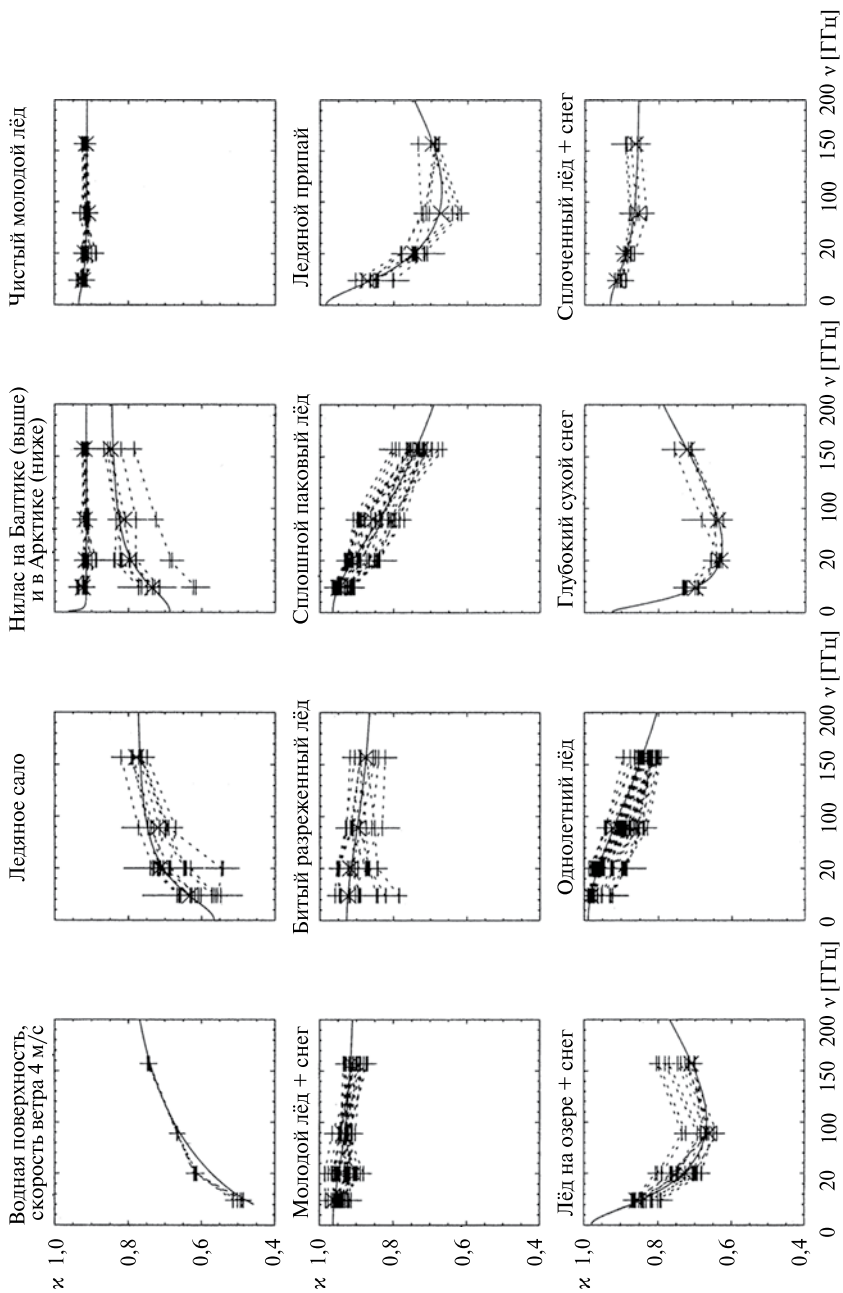


Рис. 8.22. Экспериментальные спектры радиоизлучения природных сред в миллиметровом диапазоне длин волн при наблюдении в надир с самолётных носителей. Все образцы по каждому типу поверхности соединены пунктирными линиями. Горизонтальные штрихи — стандартные ошибки. Сплошные линии — усреднённые зависимости по всем измерениям [Hewison, English, 1999]

Компактный консолидированный лёд включает в себя большие ледяные поля, смёрзшиеся вместе и часто покрытые значительным количеством сухого снега. Это наиболее пространственно обширный тип ледового покрытия на Балтике с типичной толщиной льда в 30...50 см. Спектральные характеристики (см. рис. 8.22) показывают уменьшение излучательной способности на высоких частотах из-за механизма объёмного рассеяния на малых водяных и воздушных включениях как в толще льда, так и в объёме снега.

Ледяной припай — ледяные поля, сформированные в прибрежной зоне вдоль северного побережья Балтики. Типичная толщина составляет около 60 см и обычно покрыт тонким слоем снега (несколько сантиметров). Это наиболее старые типы балтийского льда. Очевидна тенденция в спектрах излучения, а именно — в увеличении излучательной способности выше 100 ГГц, которая связана с увеличением поглощения в среде.

Несмотря на покрытие снегом, области *озёрного льда* демонстрируют подобие к спектрам ледяного припая. Это свидетельствует, что водяные включения не доминируют в процессах объёмного рассеяния.

Обращает на себя внимание значительный разброс (хотя авторы называют эти отклонения ошибками) в отдельных реализациях спектральных характеристик. Это связано с сильной пространственно-временной изменчивостью полей морского льда и с их сложным иерархическим построением. На это уже давно было обращено внимание, начиная с первых дистанционных работ по изучению морских льдов на Каспии с помощью высокочувствительной радиотепловой аппаратуры [Беспалова и др., 1976]. Но и в настоящее время эти иерархические пространственные особенности полей морских льдов до конца не исследованы и серьёзно осложняют процедуры распознавания образов при дистанционных микроволновых наблюдениях с космических аппаратов [Бельчанский, Алпатский, 2000; Репина и др., 2012; Тихонов и др., 2014; Comiso, 2000; Comiso, Kwok, 1996].

Из анализа излучательных свойств морских льдов, однако, следует тот факт, что идентификация по микроволновым спектрам (в ограниченном диапазоне) различных типов льдов не является удовлетворительной. Необходимо как существенно расширять диапазон рабочих частот (до дециметров), так и использовать поляризационные свойства, а также и особенности пространственных образов объектов как в радиотепловом, так и в скаттерометрическом режимах наблюдения.

Обратим ещё внимание на то, что использование простых релаксационных моделей (типа модели Дебая) для интерпретации сложных электрофизических систем, каковыми являются различные типы морского льда, может привести к парадоксальным выводам. Так, при интерпретации частотных свойств озёрного льда, покрытого снегом, авторы работы [Hewison, English, 1999] получили значение статической постоянной диэлектрической проницаемости (для модели Дебая, см. § 8.3) такой системы существенно ниже, чем значение «оптической» постоянной. Это лишь ещё раз указывает, что диапа-

зон использования моделей однородных диэлектриков с простыми релаксационными механизмами для реальных природных сред достаточно ограничен, и во многих случаях применение простых релаксационных моделей (типа модели Дебая) не продуктивно.

§ 8.8. ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ЗЕМНЫХ ПОКРОВОВ

Помимо огромных водных и ледовых пространств, значительную часть поверхности Земли составляют континенты, которые, в свою очередь, обладают большим разнообразием покровов. В настоящем параграфе рассмотрим диэлектрические и излучательные свойства земных покровов в приближении однородного изотермического полупространства (примитивные модели) как основополагающей модели для формирования более сложных и более адекватных реальным земным покровам электродинамических моделей.

Примитивные модели. В указанных условиях (однородности и изотермии) излучательные характеристики излучающего полупространства определяются диэлектрическими свойствами среды и физической температурой (см. (7.20), (7.44)). Для того чтобы ясно представить себе качественные различия в излучательных свойствах земных сред, рассмотрим зависимость излучательной способности ряда земных сред от диэлектрических свойств и, соответственно, радиотепловые контрасты, принимаемые дистанционными приборами.

На рис. 8.23 представлена диаграмма диэлектрических свойств ряда (естественных и искусственных) сред и их излучательная способность. Наиболее «холодной» в радиотепловом смысле из земных сред является водная поверхность и особенно морская поверхность в дециметровом и метровом диапазонах. Из искусственных сред наиболее «холодными» являются металлические поверхности, поскольку реальная и мнимая части диэлектрической постоянной стремятся (формально) к бесконечности. Обычно коэффициент отражения (по мощности) в сантиметровом диапазоне составляет менее 0,05...0,01.

Горные породы и песчаные покровы, в противоположность водным средам, являются «горячими» средами со значениями излучательной способности около 0,9...0,95 в очень широком диапазоне длин волн — от коротких миллиметров до километров. К этой же группе «горячих» естественных сред можно причислить и глетчерный лёд, а также поверхностные среды на Луне, Марсе, Венере и Меркурии.

Как уже отмечалось (см. § 8.2), в целом ряде случаев в искусственных полимерных системах специальной обработкой удаётся получить очень жёсткие химические связи. Следствием этого становится малая подвижность основной полимерной цепи и ограниченная возможность перемещения отдельных групп и звеньев. Таким образом, дипольно-групповая поляризация незначительна и диэлектрическая проницаемость полимеров минимальна, а также

минимальны диэлектрические потери и потери на чистую проводимость. Аналогичная ситуация возникает в ряде широко используемых строительных материалов (стекло, асфальт, цемент, бетон и современные синтетические строительные материалы). Излучательная способность таких материалов достигает значений 0,95...0,99 (см. рис. 8.23), так же, как и горных пород, в очень широком диапазоне длин волн.

Промежуточный («тёплый») класс излучающих земных покровов составляют покровы, содержащие в различных физико-химических формах воду (пресную и солёную). В первую очередь, здесь надо отметить почвы как естественного типа, так и культурного ландшафта. Сюда также можно отнести растительность, которая в своей основе содержит большое количество солевых водных растворов. Однако при этом следует иметь в виду, что излучательные свойства растительности в естественных условиях будут в значительной степени определяться её геометрическими характеристиками, а не диэлектрическими свойствами как таковыми. Это обстоятельство хорошо видно для лесных массивов и травяного покрова (см. рис. 8.23), излучательная способность которых близка к чёрнотельному излучению.

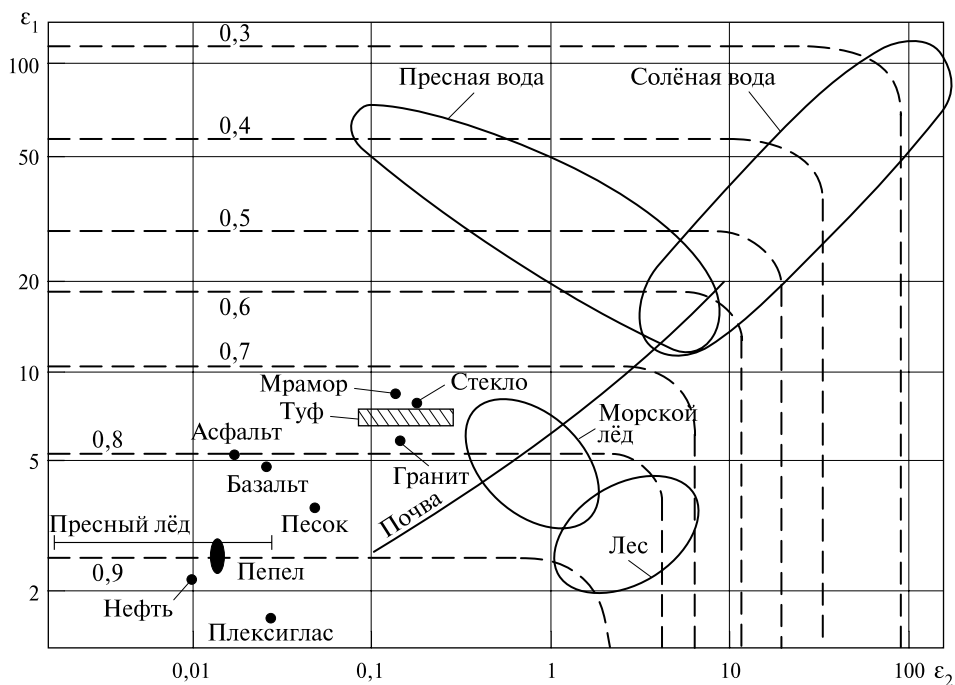


Рис. 8.23. Кривые и области излучательной способности при надирном зондировании для различных земных покровов и искусственных сред в системе координат ϵ_1 и ϵ_2 . Пунктирные линии — уровни постоянного значения излучательной способности (цифры около кривых)

Рассмотрим более внимательно эти основные классы земных покровов.

Горные породы. Детальные исследования диэлектрических свойств земных горных пород в микроволновом диапазоне, выполненные в конце 1950-х и в 1970-х гг., базировались на необходимости решения радиоастрономических задач по изучению поверхностных слоёв Луны и затем Марса в естественном предположении об определённой тождественности пород, составляющих верхние покровы Луны, Марса и Земли [Алексеев и др., 1967; Кротиков, 1962; Крупенио, 1974; Пархоменко, 1965; Тихонова, Троицкий, 1970; Троицкий, 1954, 1967].

Поскольку в горных породах наблюдается ярко выраженная электронная поляризация (см. § 8.2), то очевидно отсутствие частотной зависимости диэлектрических свойств в широком диапазоне частот, начиная с субмиллиметрового диапазона до километрового, что, собственно говоря, и было подтверждено прямыми экспериментами [Кротиков, 1962; Пархоменко, 1965]. При этом были обнаружены зависимости диэлектрических характеристик от химического состава и плотности исследованных земных пород (кварц, гранит, пемза, туф, вулканический пепел, базальт). Начиная с длин волн порядка нескольких километров ($\sim 10^4$ Гц) вступают в действие низкочастотные поляризационные механизмы и, в частности, межповерхностная поляризация. Поскольку эти длины волн непосредственно не используются в дистанционном зондировании, то вернёмся к обсуждению микроволнового диапазона. Детальный анализ в этом диапазоне показал, что можно сформировать некоторый инвариант между действительной частью диэлектрической постоянной и тангенсом потерь и плотностью исследуемого вещества ρ . Такие инварианты от плотности были экспериментально обнаружены для земных пород в 1962 г. [Кротиков, 1962] и получили название соотношений Кротикова:

$$\frac{\sqrt{\varepsilon_1 - 1}}{\rho} = a = \text{const}, \quad \frac{\text{tg}\delta}{\rho} = b = \text{const}. \quad (8.52)$$

Дальнейшие лабораторные эксперименты [Тихонова, Троицкий, 1970] позволили выявить значения констант в соотношениях Кротикова в зависимости от структуры породы (полнокристаллические и раскристаллизованные) и от содержания окиси кремния SiO_2 , что определяет историю образования данной горной породы. С приемлемой точностью было показано, что постоянные Кротикова зависят следующим образом от процентного содержания SiO_2 (x):

$$\frac{\sqrt{\varepsilon_1 - 1}}{\rho} = a = \frac{40}{x}, \quad \frac{\text{tg}\delta}{\rho} = b = \frac{A}{x^3}. \quad (8.53)$$

Таким образом, получив по радиотепловым наблюдениям значения a и b , можно по a восстановить содержание SiO_2 и затем, по значению b , — тип кристаллической структуры. Затем по типу породы и содержанию SiO_2 можно восстановить соотношение других окислов. Именно таким дистанционным способом впервые были определены основные параметры лунного грунта

(до посадки космических кораблей миссии «Аполлон») и, в частности, диэлектрические параметры ($\epsilon_1 = 2...2,5$), плотности ($0,75...1 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$), типы пород (содержание SiO_2 — 57 %), однородность пород по лунной поверхности (материки и моря) и отсутствие значительного пылевого покрытия. Указанные соотношения использовались при микроволновых исследованиях излучения реголитных покровов Меркурия [Шуко, Карташев, 1999].

Почвы. Почвенная влага представляет собой один из основных компонентов, формирующих энергетический баланс на границе суша — атмосфера в основном через влияние на обмен скрытой теплоты. С точки зрения научных и агротехнических задач принципиально важно получение информации о почвенной влаге, запасённой на различных почвенных горизонтах, — поверхностная почвенная влага, которая определяется содержанием свободной воды в поверхностном слое выше уровня 5 см и запасённая влага на горизонтах до 20 см и на горизонтах до 1 м. Запасённая влага может находиться как на растительности, в корневой системе растений, так и в виде свободной и связанной воды, снега и льда в объёме почвы. Поверхностная почвенная влага в силу очевидных гидрологических и метеорологических причин весьма плохо коррелирует с запасённой влагой. Поэтому одна из важнейших задач агротехники и гидрогеологии суши — выявление профиля влажности и хотя бы чёткое разделение этих типов почвенной влаги. Стоимость прямых измерений почвенной влаги очень высока, их выполнение трудоёмко, поэтому дистанционный аэрокосмический мониторинг полей почвенной влаги — единственная разумная альтернатива [Remote..., 2000; Schmugge, O'Neill, 1986; Schultz, 1988; Vinnikov et al., 1999].

В последнее время предложен целый ряд методов дистанционного зондирования влажности почвы [Remote..., 2000], которые могут быть реализованы при жёстких условиях отсутствия облачного покрова и, кроме того, должны быть представлены предварительные данные о наблюдаемой территории (характер почвы, тип покровов). К их числу относится метод определения влажности по данным измерений отражённой солнечной радиации в близкой инфракрасной области (1,0...1,5 мкм), который основан на факте, что отражательная способность сильно уменьшается с увеличением влажности. Гораздо более чувствительна к изменениям влажности степень поляризации отражённого почвой света в видимом диапазоне, что дало основания для разработки поляризационного метода. Увеличение теплоёмкости почвы с ростом влажности создаёт контраст температур поверхности, а следовательно, теплового излучения влажных и сухих участков почвы, что служит физической основой метода определения влажности по данным измерений инфракрасного теплового излучения. Принципиальной особенностью этих методов являются очень незначительная глубина скин-слоя (1...10 мкм), с которого и получается информация (см. § 1.6), и, следовательно, возникающие сложности в интерпретации результатов. Принципиальными недостатками рассмотренных методов являются их нереализуемость при наличии облачности и необходимость учёта влияния толщи атмосферы.

Наиболее обещающими для целей глобального мониторинга почвенной влаги являются пассивные и активные микроволновые методы [Шарков, Эткин, 1976; Remote..., 2000; Schmugge, O'Neill, 1986; Stoffregen et al., 2002; Ulaby et al., 1986]. Физической основой возможности определения влажности почвы с помощью пассивной радиолокации служит тот факт, что с увеличением влажности растёт диэлектрическая проницаемость почвы, и, следовательно, уменьшается её излучательная способность и радиояркость температура. Отметим при этом, что отражательная способность, регистрируемая микроволновыми активными приборами (скаттерометрами и радарными глубинными зондировщиками), принципиально не связана с влиянием термодинамической температуры и теплофизических свойств среды (в отличие от пассивных микроволновых методов). Поэтому активные и пассивные микроволновые методы могут обеспечить различную информационную насыщенность измерений.

Факт уменьшения радиояркости температуры с увеличением влажности грунта впервые отчётливо прослеживался при обработке данных измерений микроволнового излучения с ИСЗ «Космос-243» (1968) на длинах волн 0,8...8,5 см. В работах [Башаринов и др., 1969, 1971] отмечалось, что снижение радиояркости участков материков в широтном поясе 30...50° наблюдается в местах увлажнения земных покровов, где излучательная способность почв составила 0,7...0,8. Обширный статистический материал, полученный в результате обработки данных измерений микроволнового излучения со спутника «Космос-243», позволил установить практически линейный характер уменьшения радиояркости температуры с ростом влажности на длинах волн 3,4 и 8,5 см при измерениях над культурным ландшафтом. Последовавшая за этим целая серия наземных и самолётных измерений подтвердила факт зависимости излучательных свойств различных типов поверхностей от влажности. В дальнейшем были развиты сложные модели, учитывающие профили температуры и влажности, тип почвы и вклад влажной и шероховатой растительности [Кондратьев и др., 1979; Попов и др., 1974; Шульгина, 1975; Burke, Simmonds, 2001; Liou et al., 1999; Schmugge, O'Neill, 1986].

Обсудим более подробно возможность определения влажности почвы с помощью метода пассивного микроволнового зондирования.

Радиояркость температура почвы, измеренная в направлении нормали, определяется следующим образом (положим $S(\theta) = 1$ в (7.101), (7.102)):

$$T_B = \kappa(m) \int_0^{\infty} \gamma(z, m) T(z) \exp \left\{ - \int_0^z \gamma(z', m) dz' \right\} dz, \quad (8.54)$$

где $\kappa(m)$ — излучательная способность почвы; $\gamma(z, m)$ — коэффициент поглощения; $T(z)$ — температурный профиль в почве; m, z — влажность и вертикальная координата соответственно. Интегральное выражение в (8.54) иногда называют эффективной температурой. Отметим, что это выражение справедливо для гладких (по отношению к используемой длине волны) профилей термических и электрических параметров среды (см. § 7.7).

Излучательная способность почвы зависит как от её свойств (физико-химический состав почвы, её электрические параметры, особенности их распределения по глубине), так и от характеристик поверхности раздела (гладкости или шероховатости, наличие растительности). Для гладкой поверхности или поверхности, радиус шероховатостей которой много больше длины волны, коэффициент излучения $\kappa(z, m)$ может быть определён через коэффициент зеркального отражения Френеля, если излучающий слой почвы однороден по глубине:

$$\kappa(m) = 1 - |R(m)|^2. \quad (8.55)$$

Специальные исследования коэффициентов отражения почвы, линейно-неоднородной по глубине, показали [Шульгина, 1975], что для реальных почв влияние неоднородности на коэффициент отражения невелико и в первом приближении эти коэффициенты могут рассчитываться по формулам Френеля (лишь при больших длинах волн, порядка 60 см, и для почв, имеющих сухую поверхность, влияние неоднородности существенно).

Однако даже в случае гладкой поверхности радиояркая температура почвы является достаточно сложным функционалом температуры и влажности (8.54). Поскольку в общем случае задачей дистанционного зондирования должно быть исследование как характеристик влагосодержания, так и температурного режима почвы, то целесообразно рассмотреть отдельно влияние влажности почвы (как функцию излучательной способности) и влияние температурного профиля.

Представим, что имеется изотермическая среда (т.е. $T(z) = T_0$) с постоянным (по глубине) значением влажности. Из (8.54) нетрудно видеть, что радиояркая температура среды будет равна

$$T_B = \kappa(m)T_0. \quad (8.56)$$

На основе детальных экспериментальных данных по исследованию двух принципиально различающихся типов грунтов (песчаного и глинистого) в широком диапазоне длин волн (0,8...226 см) выполнены расчёты [Попов и др., 1974] излучательной способности этих типов грунтов в указанном диапазоне длин волн, который включает практически весь диапазон, используемый в настоящее время в практике микроволнового зондирования. На рис. 8.24 приведены вычисленные по формуле (8.55) зависимости излучательных способностей глины (а) и песка (б) от величины объёмной влажности для нескольких длин волн. Вклад в излучательную способность среды от мнимой части диэлектрической постоянной среды составляет относительную величину до 30 % при влажности около 20 %, следовательно, пренебречь этим вкладом (как это делается в ряде работ) нельзя. Из анализа графиков рис. 8.24 видно, что при малых ($m < 5\%$) и больших ($m > 15\%$) влажностях зависимость $\kappa(m)$ существенно отклоняется от линейной. Следует отметить, что линейная модель также часто (и неправомочно) используется в эмпирических моделях. О линейности этих зависимостей (а в случае изотермической модели — и о линейности зависимостей радиояркой температуры от влажности) можно

говорить, имея в виду лишь ограниченный интервал влажностей, примерно от 5 до 15 %, причём этот интервал существенно зависит от рабочего диапазона длин волн и от типа грунта. При больших изменениях влажности необходимо пользоваться графиками рис. 8.24 как тарифовочными кривыми. Резкая нелинейность при малых значениях влажности физически связана со сложным (фрактальным) механизмом взаимодействия воды со скелетом и порами грунта, приводящего к изменению диэлектрических свойств воды и возникновению так называемой прочносвязанной или скелетной воды [Boyarskii et al., 2001; Park, 2001; Xu, Sun, 2002].

С практической точки зрения важно знать «чувствительность» радиояростной температуры к изменениям влажности ($\Delta T_B/\Delta m$). Оценки этой величины без учёта подсвета небосвода на прямолинейном участке графика (при $T_0 = 300$ К) дают для глинистого грунта на длине волны 226 см 8,6 К/%, на длине волны 90 см — 7,5 К/%, 30 см — 7,2 К/%, 3 см — 7 К/%. Для песчаного грунта значение $\Delta T_B/\Delta m$ практически постоянно во всем рассматриваемом диапазоне длин волн и составляет примерно 6,1 К/%. При влажности более 15 % на всех длинах волн начинается резко нелинейный участок насыщения, где физически основной вклад в радиоизлучение даёт водный раствор.

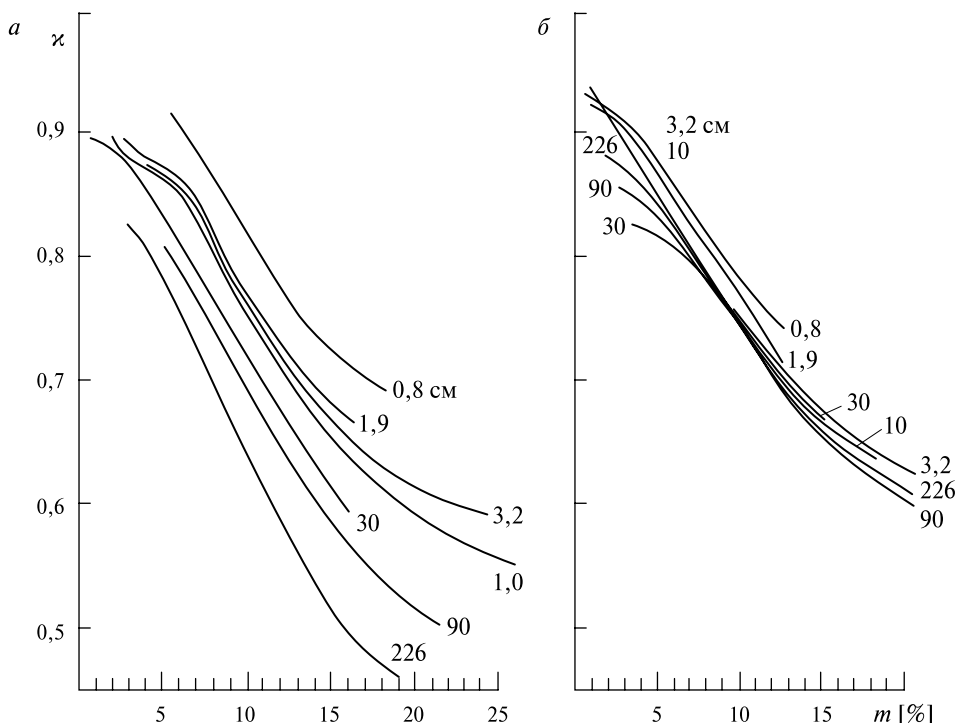


Рис. 8.24. Зависимость излучательной способности почв (без растительности) от содержания воды на различных длинах волн (цифрами отмечены у кривых, в см) [Попов и др., 1974]: *a* — глинозём; *b* — песок

Проанализируем влияние подсвета небосвода на радиояркостную температуру влажного грунта (см. (7.20)). Шумовая температура небосвода в зените не превышает 10 К в диапазоне от 3 до 30 см, а при дальнейшем увеличении длины волны резко возрастает до 500 К при $\lambda = 300$ см [Есепкина и др., 1973]. С увеличением угла наблюдения θ (при приближении к горизонту) шумовая температура небосвода растёт по закону $T_I = T_{IZ}/\cos\theta$, где T_{IZ} — шумовая температура в зените.

Из формул (7.20) нетрудно видеть, что наличие подсвета небосвода уменьшает величину $\Delta T_B/\Delta m$. Этот эффект, не очень существенный на длинах волн от 3 до 30 см, на длине волны $\lambda = 226$ см при термодинамической температуре грунта $T_0 = 300$ К приводит к практически полной независимости радиояркостной температуры от влажности и типа грунта, поскольку в этом случае выражения (7.20) $T_B = T_0$. Вариация радиояркостной температуры, соответствующая изменению влажности на 1 %, составит с учётом подсвета небосвода для глины (песка) на длине волны 90 см 6,4(4,2) К/%, на длине 30 см — 7,1(6,0) К/%, на 3 см — 6,7(6,0) К/%.

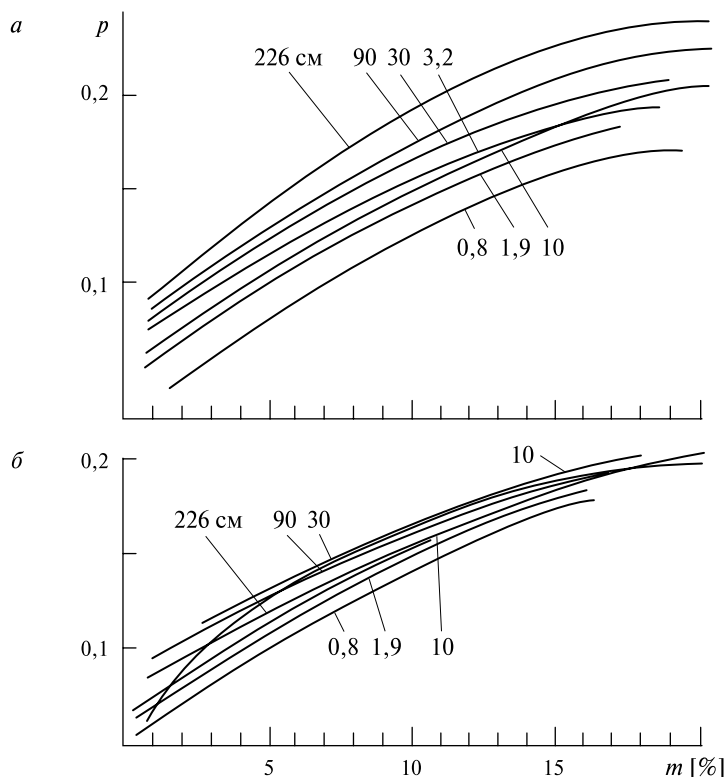


Рис. 8.25. Зависимость коэффициента поляризации от влажности почв (без растительности) на различных длинах волн (цифрами отмечены у кривых, в см) [Попов и др., 1974]: а — глинозём; б — песок. Угол наблюдения 45°

Как и следовало ожидать, чувствительность радиояростной температуры к изменениям влажности максимальна в диапазоне длин волн от 3 до 30 см, в котором минимальна шумовая температура небосвода.

Интересно отметить, что присутствие влажности существенно сказывается и на поляризационных характеристиках излучения среды (см. § 7.4). Основной характеристикой при этом является коэффициент поляризации, определяемый соотношением

$$p(\theta) = \frac{T_{BV}(\theta) - T_{BH}(\theta)}{T_{BV}(\theta) + T_{BH}(\theta)}, \quad (8.57)$$

где T_{BV} и T_{BH} — радиояростная температура вертикально и горизонтально поляризованных компонент излучения. Поскольку эффективная температура не зависит от вида поляризации, то выражение для коэффициента поляризации упрощается:

$$p(\theta) = \frac{\kappa_V(\theta) - \kappa_H(\theta)}{\kappa_V(\theta) + \kappa_H(\theta)}. \quad (8.58)$$

Вычисления по формулам (8.58) показывают, что зависимость коэффициента поляризации от влажности (рис. 8.25) носит практически линейный характер с наклоном около 1 % на 1 % влажности для глины, и 0,6...1,0 % на 1 % влажности для песка до влажности 15...20 %, после чего начинает проявляться тенденция к насыщению. Если радиометрическая система позволяет различать изменение на 1 % коэффициента поляризации (здесь имеются в виду не относительные проценты, а процент как единица измерения коэффициента поляризации), то при $\theta = 45^\circ$ можно с уверенностью различать около 10 градаций влажности — от 0 до 20 %.

Оценим влияние подсвета небосвода на поляризационные измерения. Подставляя в (8.57) выражение (7.20) с соответствующими индексами и учитывая (8.55), получим

$$p(\theta) = \frac{\kappa_V(\theta) - \kappa_H(\theta)}{\kappa_V(\theta) + \kappa_H(\theta) + \frac{2T_I(\theta)}{T_0 - T_I(\theta)}}. \quad (8.59)$$

На рис. 8.26 сплошной линией представлены рассчитанные по формуле (8.59) зависимости коэффициента поляризации p от угла наблюдения (a) и от длины волны (δ) для глины влажностью 10 % ($T_0 = 300$ К), пунктиром обозначены те же зависимости без учёта подсвета небосвода. Как видно на рис. 8.26а, разница между значениями коэффициента поляризации с учётом подсвета и теми же значениями без учёта подсвета достигает существенной величины (более 30 % при $\lambda = 0,8$ см, $\theta = 80^\circ$). При больших углах визирования ($\theta > 80^\circ$) в зависимости появляется максимум, а затем и резкий спад. Для каждого угла визирования (рис. 8.26б) существует некоторая критическая длина волны, на которой коэффициент поляризации обращается в нуль.

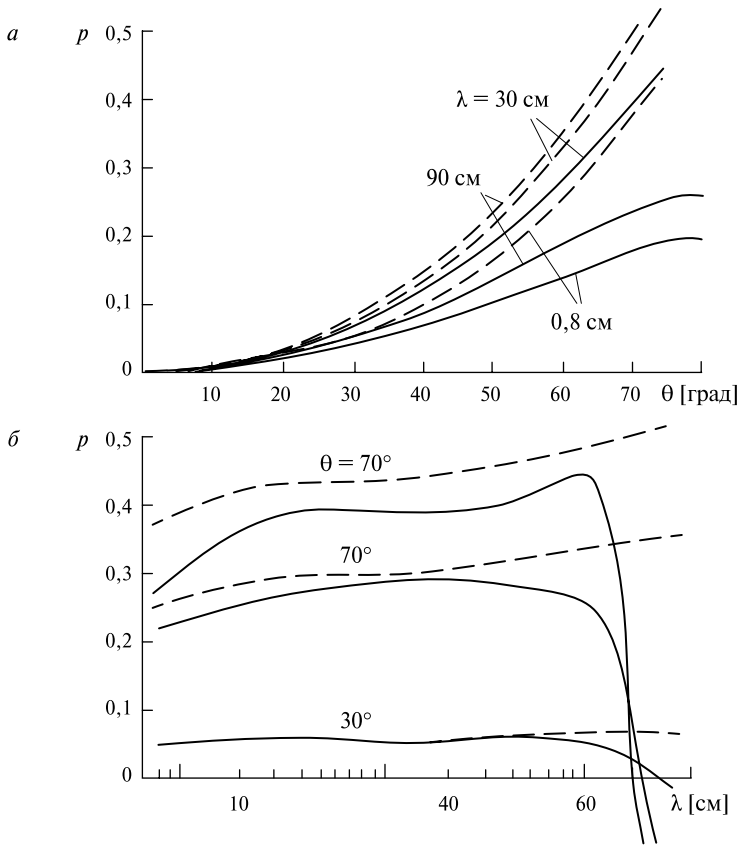


Рис. 8.26. Поляризационные особенности радиоизлучения для глинозёмной поверхности с влажностью 10 % ($T_0 = 300$ К) с учётом радиоподсвета небосвода (сплошные линии) и без учёта (пунктир). Зависимость коэффициента поляризации: a — от угла наблюдения; b — от рабочей длины волны [Попов и др., 1974]

Из физических соображений понятно, что основной вклад в радиоизлучение полубесконечной среды вносит слой определённой глубины, поскольку излучения всех нижележащих слоёв будут затухать в вышележащих. Эту оценку можно произвести достаточно просто, предполагая в интегральном выражении для эффективной температуры (8.54) переменный верхний предел. Тогда выражение для эффективной температуры примет вид

$$T_B = T_0(1 - e^{-\gamma z}). \quad (8.60)$$

Отсюда нетрудно видеть, что основной вклад (около 90 %) в собственное излучение полубесконечной среды вносит слой конечной глубины l_{ef} , равный

$$l_{ef} = \frac{2,3}{\gamma} \text{ м.} \quad (8.61)$$

Расчётные значения величины l_{eff}/λ при влажности 10 % составили для песка (глины) в диапазоне 20 см — 4,5 (1), в диапазоне 75 см — 5,3 (0,53).

Теперь рассмотрим влияние температурного режима почвы на её излучательные свойства. Анализ данных по температурному режиму почвы, приведённый в работе [Кондратьев и др., 1970], показал, что температурные профили удачно аппроксимируются соотношением:

$$T(z) = \left\{ [T'(0) + \alpha(T_0 - T_2)z]z + T_0 - T_2 \right\} e^{-\alpha z} + T_2, \quad (8.62)$$

где T_0 — температура при $z = 0$, $T'(0)$ — температурный градиент у поверхности; T_2 — асимптотическое значение температуры при $z \rightarrow \infty$; α — эмпирический параметр. По данным ряда исследований летом в любое время суток $T = T_2$ уже на глубине около 40 см [Liou et al., 1999].

Вообще говоря, аппроксимация температурного профиля выражением (8.62) возможна для любого профиля, характеризуемого монотонным переходом к T_2 или обладающего одним максимумом или минимумом, т. е. тогда, когда речь идёт о суточной или сезонной «волне» термического режима в объёме почвы.

В качестве первого приближения рассмотрим случай $\gamma = \text{const}$. Этот случай осуществляется в области длин волн, для которых коэффициент поглощения достаточно велик, чтобы на расстоянии эффективной глубины проникновения излучения в почву ($0 < z < l_{eff}$) влажность, а вместе с ней и коэффициент поглощения, не успевали заметно изменяться

Выполняя интегрирование (8.54) с учётом (8.62), получим

$$T_B = \kappa(m) \left[\frac{T'(\theta)}{\gamma(1 + \alpha/\gamma)^2} + \frac{\alpha}{\gamma} \frac{T_0 - T_2}{(1 + \alpha/\gamma)^2} + \frac{T_0 - T_2}{1 + \alpha/\gamma} + T_2 \right]. \quad (8.63)$$

Покажем теперь, как, измеряя радиояркостьную температуру на нескольких длинах волн (другими словами, осуществляя микроволновую спектроскопию), можно определить влажность и параметры температурного профиля. Рассмотрим область длин волн, для которых ($\alpha/\gamma < 1$). В этом случае уравнение (8.63) принимает более простой вид

$$T_{Bj} = \kappa_j(m) \left[T_0 + \frac{T'(0)}{\gamma_j(m)} \left(1 - 2 \frac{\alpha}{\gamma_j(m)} \right) \right]. \quad (8.64)$$

Таким образом, в рассматриваемой области длин волн радиояркостьная температура определяется величинами температуры и её градиента на поверхности, но не зависит от асимптотического значения температуры. Поскольку излучательная способность является сложной функцией влажности, для её определения, а также нахождения трёх других неизвестных величин — m , α и $T'(0)$ (T_0 можно считать заданным) — необходимо располагать данными измерений радиояркостьной температуры на четырёх длинах волн ($j = 1, 2, 3, 4$), коэффициенты поглощения на которых удовлетворяют неравенству $\alpha/\gamma < 1$. Хотя эта система уравнений является нелинейной, она может быть разрешена, например, способом, предложенным в работе [Кондратьев и др., 1970].

А именно, по измеренным четырём значениям радиояркой температуры в области длин волн, для которых $\alpha/\gamma < 1$, при условии задания T_0 (величину T_0 можно получить по данным измерений в тепловом инфракрасном диапазоне) и зависимости коэффициентов поглощения от влажности на этих длинах волн можно определить влажность почвы и температурный градиент у поверхности, излучательную способность поверхности и экспоненциальный множитель температурного профиля, который характеризует термический режим грунта.

Рассмотренный выше случай $\alpha/\gamma < 1$ имеет место при сильном поглощении электромагнитных волн в среде. Второй предельный случай больших длин волн, для которых $\alpha/\gamma \gg 1$, даёт возможность определить асимптотическое значение температурного профиля T_2 из равенства

$$T_B = \kappa(m)T_2. \quad (8.65)$$

Это случай слабого поглощения, и, естественно, основной вклад в радиояркую температуру дают слои при температуре T_2 . Неравенство $\alpha/\gamma \gg 1$ выполняется для длин волн дециметрового диапазона. Например, для длины волны 60 см при изменении влажности от 3 до 12 % α/γ изменяется примерно от 60 до 15.

Дальнейшее развитие этого подхода привело [Кондратьев, Шульгина, 1971] к идее использования периодического сканирования при фиксированном угле наблюдения с тем, чтобы исключить при измерениях заданную температуру поверхности T_0 (см. (8.63)) и ограничиться величинами, зависящими от интересующих нас параметров температурного профиля. Так, в области длин волн, для которых $\alpha/\gamma < 1$, уравнение (8.64) при фиксированном угле наблюдения θ принимает вид

$$T_{Bj} = \kappa_j(m, \theta) \left[T_0 + \frac{T'(0) \cos \theta}{\gamma_j(m)} \left(1 - 2 \frac{\alpha \cos \theta}{\gamma_j(m)} \right) \right]. \quad (8.66)$$

В результате периодического сканирования по углу наблюдения $\theta = \theta_0 + \theta_1 \cos \Omega t$ принимаемый сигнал (8.66) оказывается также периодической функцией времени, но при этом амплитуда первой фурье-гармоники уже не зависит от T_0 . Это позволяет использовать в качестве метода измерения полезного сигнала его выделение на частоте Ω (например, методом синхронного детектирования, см. гл. 3) и определение по амплитуде первой гармоники параметров температурного профиля и характеристик почв. Если воспользоваться тем обстоятельством, что в достаточно широкой области углов наблюдения ($0 < \theta \leq \pi/4$) излучательная способность слабо зависит от угла наблюдения (см., например, [Hewison, English, 1999]), то это позволяет выполнить интегрирование и получить следующее выражение для амплитуды первой гармоники принимаемого сигнала:

$$T_{Bj}^{(1)} = -2\kappa_j(m) \frac{T'(0)}{\gamma_j(m)} \left[\sin \theta_0 \cdot J_1(\theta_1) - \frac{\alpha}{\gamma_j(m)} \sin 2\theta_0 \cdot J_1(2\theta_1) \right], \quad (8.67)$$

где $J_1(x)$ — функция Бесселя [Градштейн, Рыжик, 1963]. При этом постоянную составляющую можно представить в виде

$$T_{Bj}^{(0)} = \kappa_j(m)T_0, \quad (8.68)$$

поскольку поправки, обусловленные фиксированным углом наблюдения и амплитудой сканирования, составят небольшую величину (2...3 %). Предлагаемая дифференциальная методика сводится к измерению отношения первых гармоник (8.67) на различных длинах волн и последующему определению влажности и характеристик термического профиля. Преимущество такого подхода заключается в том, что отношения гармоник могут быть измерены с большей точностью, чем сами гармоники.

Таким образом, предлагаемый подход позволяет в приближении однородного полупространства определить с помощью метода микроволновой спектроскопии (при наблюдении в надир или в режиме периодического сканирования по углу наблюдения) основные характеристики состояния поверхностного слоя почвы: влажность и параметры температурного профиля.

Однако в целом ряде практических случаев с успехом применяются одностотные режимы измерения в дециметровом диапазоне (канал длины волны 21 см) с использованием при интерпретации достаточно простых полумпирических двухслойных моделей для дистанционного определения содержания поверхностной влаги (слой 0...2 см) и эффективной температуры (глубина 11 см) [Burke, Simmonds, 2001; Liou et al., 1999].

Уже первые микроволновые исследования мезо- и макромасштабных полей влажности указали на принципиально важную особенность построения этих полей, а именно, сложную многомасштабную иерархическую структуру. Детальный анализ этих проблем выходит за рамки настоящей книги и следует обратиться к специализированной литературе [Crow, Wood, 1999; Engman, 1997; Schmugge et al., 1988; Vinnikov et al., 1999].

Плодородная почва. Гумус — одна из важнейших составляющих плодородной почвы — оказывает существенное влияние на структуру и физические свойства почвы. Присутствие в почвах гумуса даже в небольших количествах может коренным образом изменить их структурно-функциональные гидрофизические и механические свойства как за счёт агрегатирования минеральной части элементарных почвенных частиц (скелета грунта), так и путём модификации её поверхности. Гумус — очень сложный комплекс различных соединений, основными из которых являются гуминовые и фульвокислоты. Молекулы гуминовых кислот имеют рыхлое, губчатое строение с большим количеством внутренних пор и благодаря этому заметно изменяют водоудерживающую способность почв.

С точки зрения оптического зондирования гумусовые вещества окрашивают почву в тёмные тона, и это обстоятельство позволяет различать почвы с разным содержанием гумуса в оптическом диапазоне. Спектральная отражательная способность почвы зависит не только от количества в ней гумуса, но и от спектральных отражающих свойств почвообразующей породы, поэтому

относительная погрешность определения содержания гумуса может быть достаточно велика. Кроме того, в оптическом диапазоне речь идёт об информации, получаемой с очень тонкой поверхностной плёнки (см. § 1.6), подверженной разного рода внешним воздействиям. Особенно большая погрешность имеет место в тех случаях, когда содержание гумуса невелико (1...2 %), достигая 200...300 % [Бобров, Галеев, 2001]. Дистанционные измерения микроволновых свойств почв со значительным содержанием гумуса представляет несомненный практический интерес. Детальные исследования диэлектрических и излучательных свойств почв с содержанием гумуса пока не проводились, поэтому важно оценить первые натурные эксперименты. Показано [Бобров, Галеев, 2001], что радиотепловые контрасты проявляются не в статическом состоянии, а в режиме динамического воздействия (интенсивного орошения) и последующего высыхания почвы. Экспериментальное исследование динамики радиояркостной температуры почв с различным содержанием гумуса было выполнено на частотах 6,25 и 8,0 ГГц. При этом показано, что после достаточно интенсивного орошения поверхности тестовых участков вследствие различного изменения структуры почв и возникающего различия в скорости высыхания появляется радиояркостный контраст (до 60 К), существующий в течение 2...3 сут. При этом отношение суточных изменений коэффициента излучения двух участков с различным содержанием гумуса зависит от начального увлажнения. Заметные эффекты изменения структуры, влияющие на величину радиоконтраста, отмечены также после кратковременного промерзания поверхности почвы. Всё это свидетельствует, что полная система является достаточно сложной и, по-видимому, резко нелинейной с точки зрения и временной динамики, и спектральных излучательных характеристик.

Растительность. Растительность на поверхности земной суши с точки зрения своих электродинамических свойств представляет собой весьма сложную и многообразную систему. В первую очередь, это связано со сложным иерархическим геометрическим построением — корневая система, ствол, система веток и затем система листьев и плодов. При этом диэлектрические свойства каждой из этих подсистем, в свою очередь, сложным образом зависят от диэлектрических свойств электролитов, снабжающих растение питательными веществами из почвы и затем продуктами фотосинтеза (см., например, [McDonald et al., 1999]). С точки зрения дистанционного зондирования наблюдательная стратегия и электромагнитные модели будут зависеть, в первую очередь, от необходимой генерализации изображения. Если речь идёт о макро- и мезомасштабах (например, исследования тропических лесов Амазонии, зоны Сахели в Африке или обширных прерий США) [Birrer et al., 1982; Calvet et al., 1995; 1996; Liou et al., 1999; Sharkov, 1998], то в этом случае возможно использование электромагнитной модели непрерывной однородной среды (типа плёнки на подложке) (см. § 7.5) или модели типа «облако» над гладкой границей в рамках теории переноса (см. гл. 9). Поскольку растительность обладает вполне определённой частотной характеристикой затухания,

то она представляет собой своего рода частотный фильтр, который «блокирует» дистанционные исследования почвы под растительностью. Например, в работе [Liou et al., 1999] показано, что если в дециметровом диапазоне (21 см) возможно получение информации о влажности почвы под плотным травяным покровом в прериях США, то микроволновые приборы комплекса SSM/I на частотах 19; 37 и 85 ГГц уже не чувствительны к почвенной влаге (под травяным покровом), хотя эти каналы чувствительны к влажности для оголённой почвы. При этом следует иметь в виду, что между состоянием (степенью зрелости и стадией вегетативного роста) растительности (которое определяется по данным оптического зондирования с помощью методики NDVI) и состоянием влажности почвы и термическим режимом не существует непосредственных прямых корреляционных связей [Chen et al., 1997; Sharikov, 1998]. Это обусловлено тем, что система почва – растение представляет собой резко нелинейную систему в пространственно-временном измерении, и стадии вегетативного роста и степень зрелости (цветовой индекс NDVI) отражают состояние влажности со значительной временной задержкой, однако при вполне определённых пространственно-временных усреднениях. Так, в работе [Choudhury, 1987] показано, что поляризационная разность (т. е. разность вертикально- и горизонтально-поляризованного радиотеплового сигнала, принимаемого прибором SMMR спутника Nimbus 7, при месячном усреднении коррелирует с высокой степенью достоверности с полями индекса NDVI для пустынных и полупустынных районов Индии, Африки и Австралии. Другими словами, поляризационная разность при микроволновом зондировании может служить хорошим индикатором поверхностной первичной продуктивности в аридных зонах.

Если речь идёт о масштабах нескольких (группы) или одного растения, то электродинамическая модель должна учитывать иерархическое (фрактальное) построение отдельных субсистем растения, каждое из которых имеет как свою иерархическую систему построения, так и свои диэлектрические свойства [Ferrazzoli, Guerriero, 1996; Ferrazzoli et al., 2000; McDonald et al., 1999].

Важны также исследования биологической эволюции элементов растительной системы. Достаточно необычными и в то же время весьма показательными примерами могут служить сопоставление оптических и радиотепловых изображений растительных объектов — двух листьев от дуба и берёзы (рис. П4, см. цв. вклейку после с. 208). Микроволновые изображения листьев получены на частоте 600 ГГц и представлены в «ложных» цветах [Rehm, Brand, 1999]. Если оптическое изображение даёт картину поверхностного распределения хлорофилловых компонент листа, то микроволновое изображение обеспечивает информацию о температурном режиме и пространственном распределении электролитных растворов внутри объёма листа. Получение такой комплексной информации другими способами весьма проблематично.

Глава 9

Основы теории переноса излучения

В настоящей главе представлены феноменологическая основа, а также основные энергетические соображения, лежащие в основе теории переноса излучения (ТПИ). В главе дан анализ основных уравнений и фундаментальных положений, необходимых для изучения переноса излучения в поглощающих, излучающих и рассеивающих средах. Формальные и приближенные решения уравнения переноса излучения, приведённые в настоящей главе, широко используются в дальнейших главах при рассмотрении переноса излучения в дисперсных средах (гидрометеоры и аэрозоль в атмосфере). Основное внимание уделено анализу решений теории переноса, предназначенных для исследования процессов собственного излучения в микроволновом диапазоне.

§ 9.1. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Несмотря на возможность принципиального решения задач собственного излучения при помощи использования флуктуационно-диссипационной теоремы (см. гл. 4), практическое решение целого класса задач весьма сложно и требует применения других физических подходов. В первую очередь здесь надо отметить энергетический подход, связанный с определёнными феноменологическими представлениями, развиваемыми при изучении переноса электромагнитного излучения в поглощающих, излучающих и рассеивающих средах. Интерес к исследованиям переноса энергии излучением в средах, которые могут поглощать, испускать и рассеивать излучение, существовал уже длительное время. Этот интерес обусловлен изучением сложных и интересных явлений, связанных с астрофизическими проблемами, дистанционным зондированием, ядерными взрывами, течениями в гиперзвуковых сжатых слоях, ракетными двигателями, генераторами плазмы, предназначенными для ядерного синтеза. Хотя некоторые из этих приложений появились сравнительно недавно, процессы поглощения и излучения в газах вызвали ин-

интерес уже более 100 лет. Одни из первых исследований были посвящены поглощению электромагнитного излучения земной атмосферой. Эта проблема всегда волновала оптических астрономов, наблюдавших оптическое излучение Солнца и более далёких звёзд. Полученные в течение ряда лет, начиная с 1880 г., «изрезанные» спектры чёрнотельного излучения Солнца в ближнем ИК-диапазоне (см., например, [Зигель, Хауэлл, 1975]) свидетельствовали о существенной зависимости радиационных свойств газов земной атмосферы от длины волны. Поглощение солнечного излучения безоблачной атмосферой в микроволновом диапазоне обусловлено, как потом выяснилось, главным образом присутствующими в ней водяными парами и кислородом. По сути, это были первые планомерные дистанционные исследования земной атмосферы методом «на просвет».

Излучение газов (а затем и плазменных систем) также представляет интерес для астрофизиков в связи с исследованиями структуры звезд. Были предложены модели звёздных атмосфер и Солнца с описанием процессов переноса в них энергии, после чего рассчитанные на основе этих моделей спектры испускания сопоставлялись с полученными экспериментальным путём. На основе этих работ и были разработаны феноменологические основы и затем создана и развита теория переноса излучения как для задач астрономии, так и для проблем дистанционного зондирования [Жевакин, Наумов, 1967; Иванов, 1969; Кондратьев, Тимофеев, 1978; Малкевич, 1973; Соболев, 1956; Троицкий, 1954; Чандрасекар, 1953; Mätzler, 2000; Sabins, 1987; Thomas, Stamnes, 1999]. К настоящему времени подавляющая часть физических результатов, полученных в астрономии, радиоастрономии и в дистанционном зондировании, базируется так или иначе на использовании методологии теории переноса излучения.

В промышленности проблема излучения газов стала актуальной в 20-х гг. XX в. в связи с исследованием теплообмена в печах (выплавка стали, стекла), в камерах сгорания двигателей, и затем, в 1950–1960-х гг., — в ракетных двигателях [Зигель, Хауэлл, 1975; Оцисик, 1976]. В это же время было выяснено, что аналогичными физическими подходами и, соответственно, уравнениями могут быть описаны процессы распространения нейтронов в атомных реакторах [Murray, 1957], что, несомненно, дало дополнительный импульс для детального исследования процессов переноса.

При исследовании переноса излучения в поглощающих, излучающих и рассеивающих средах возникают две очень серьёзные особенности. Во-первых, в таких средах поглощение и испускание излучения происходят не только на границах системы, но и в каждой точке внутри среды. То же относится и к рассеянию. Для полного решения задачи о переносе энергии необходимо знать объёмное поле температуры и физические свойства среды в каждой точке системы. Под точкой системы понимается физически бесконечно малый (единичный) объём среды, содержащий достаточно большое количество частиц, взаимодействие между которыми может обеспечить условия локального термодинамического равновесия (см. гл. 4). Под частицами здесь понимаются либо набор макрочастиц (аэрозоль, водяные капли, снежные

и ледяные частицы, вулканический пепел и частицы другой природы), либо набор квантовых частиц (атомы и молекулы газов).

В первом варианте теория переноса рассматривается на макроуровне с привлечением результатов теории рассеяния Максвелла на макрочастицах (теория рассеяния Ми). Свойства физической среды, в которой разыгрывается процесс, учитываются при помощи набора некоторых (в известном смысле, феноменологических) коэффициентов, определяемых либо опытным путём, либо расчётным образом.

Во втором варианте электромагнитное поле рассматривается как совокупность частиц («фотонный газ»), а интересующий нас процесс переноса излучения — как взаимодействие этих частиц с частицами вещества на основе квантово-механических представлений (см. гл. 11).

Для нахождения локальных значений интенсивности излучения в среде используется так называемый «астрофизический» подход [Зигель, Хауэлл, 1975], т. е. когда решается полное уравнение переноса излучения. Как будет показано ниже, интенсивность излучения связана с энергией, переносимой вдоль некоторого выбранного направления. Определив изменение интенсивности излучения вдоль пути его распространения, можно получить представление о том, как влияют на перенос излучения отдельные процессы поглощения, испускания и рассеяния. Такой подход наиболее эффективен при рассмотрении задач, связанных с поглощением и излучением земной атмосферы, со структурой звёзд и в других задачах, в которых искомой величиной является спектральная интенсивность излучения в точке среды. Решение полной задачи, как увидим ниже, связано со значительными математическими трудностями.

Спектральные характеристики разреженных систем (газов) имеют существенные более резкие изменения (обычно узкие линии различного типа), чем спектральные характеристики твёрдых или жидких тел. Такого сорта шумовое излучение называется селективным излучением (см. гл. 11). Физическая природа этого обстоятельства в настоящее время хорошо известна: дело заключается в особенностях и различиях квантово-механической структуры газов и твёрдых тел. Поэтому для исследования излучения газовых сред, как правило, требуется детальное рассмотрение спектральных характеристик (так называемые методы радиоспектроскопии). При использовании приближений, основанных на усреднённых по спектру свойствах, необходимо проявлять особую осторожность. Большинство упрощений, которые вводятся при решении задач об излучении физических сред, делается с целью обойти эти особенности. Так, «астрофизический» подход часто подвергается серьёзному упрощению для облегчения его использования в инженерных расчётах, проводимых главным образом с целью определения интегральных (по частотам или телесным углам) потоков энергии, а не дифференциальной интенсивности излучения [Зигель, Хауэлл, 1975; Оцисик, 1976]. Однако при решении дистанционных задач такие упрощения в большинстве случаев не допустимы, поскольку теряется очень важная информация о поляризационных и спектральных характеристиках исследуемых объектов.

Условия применимости теории переноса излучения (ТПИ). В основе использования ТПИ по отношению к реальным средам лежит целый ряд физических упрощений, которые и позволяют существенно продвинуться в задачах исследования переноса излучения в сложных средах (например, многофазовых), где непосредственное использование теории Максвелла затруднительно. При этом следует отметить, что в большинстве работ по изложению основ ТПИ и её применению физические предположения, лежащие в основе этого теоретического представления, как правило, не обсуждаются и не анализируются. Именно на обсуждении условий применимости ТПИ и остановимся ниже.

1. *Использование приближения геометрической оптики*, т. е. длина волны электромагнитного излучения существенно меньше, чем масштабы изменений параметров макросистемы. В этом приближении, как известно, используются лучевые представления при распространении электромагнитных волн в среде (см. § 1.6).
2. *Использование приближения электромагнитной разреженности среды*, когда расстояния между частицами, составляющими элементарный объём среды, существенно превышают рабочую длину волны. Исходный поток, падающий на элементарный объём, достигает каждой частицы. Частицы не «затеняют» друг друга, и отсутствует взаимная интерференция между частицами. Таким образом, полный эффект взаимодействия электромагнитного поля с группой частиц достигается суммированием эффектов взаимодействия на каждой частице.
3. *Произвольное соотношение между размерами индивидуальных частиц и рабочей длиной волны*, т. е. должны быть учтены все дифракционные эффекты при взаимодействии электромагнитного поля с индивидуальной частицей.
4. *Все процессы взаимодействия внешнего электромагнитного поля с единичным объёмом среды сводятся только к трём актам — акт поглощения, акт излучения и акт рассеяния* (см. § 9.2).

В соответствующих местах при изложении основ ТПИ будем ссылаться на эти условия и анализировать их.

§ 9.2. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕМЕНТОМ ОБЪЁМА ВЕЩЕСТВА

Рассмотрим пучок излучения интенсивностью $I_0(\mathbf{r}, \Omega)$, распространяющегося в поглощающей, излучающей и рассеивающей среде в заданном направлении. Энергия излучения будет уменьшаться вследствие поглощения излучения веществом и отклонения части его от первоначальной траектории в результате рассеяния во всех направлениях, но одновременно она будет и возрастать вследствие испускания собственного излучения элемента объёма вещества. Поглощение, рассеяние и испускание излучения веществом влияют

на энергию распространяющегося в нем пучка излучения. При этом полный баланс изменения исходной интенсивности, разумеется, может быть как положительным, так и отрицательным. Кроме того, возможна сильная неоднородность баланса энергии как по объёму вещества, так и по направлению наблюдения. Подробный анализ этих свойств содержится в работах [Зигель, Хауэлл, 1975; Оцисик, 1976; Соболев, 1956; Чандрасекар, 1953]. В этом разделе кратко рассматривается взаимодействие излучения с элементом объёма с использованием феноменологических представлений о трёх актах взаимодействия излучения с элементом объёма вещества — акт поглощения, акт излучения, акт рассеяния.

Акт поглощения. Рассмотрим пучок монохроматического излучения интенсивностью $I_\nu(\mathbf{r}, \Omega')$, ограниченный элементарным телесным углом $d\Omega'$ и падающий по нормали на элемент поверхности dA слоя толщиной ds (рис. 9.1а) По мере распространения падающего излучения в веществе часть его поглощается этим веществом. Обозначим через $\gamma_\nu(\mathbf{r})$ спектральный коэффициент поглощения, равный доле падающего излучения, поглощённой веществом на единице длины пути распространения излучения, и имеющий размерность (длина) $^{-1}$. Тогда величина

$$\gamma_\nu(\mathbf{r}) I_\nu(\mathbf{r}, \Omega') d\Omega' \quad (9.1)$$

характеризует поглощение веществом падающего излучения $I_\nu(\mathbf{r}, \Omega')$ с направления Ω' в единицу времени, в единице объёма $dA ds$, в единичном интервале частот.

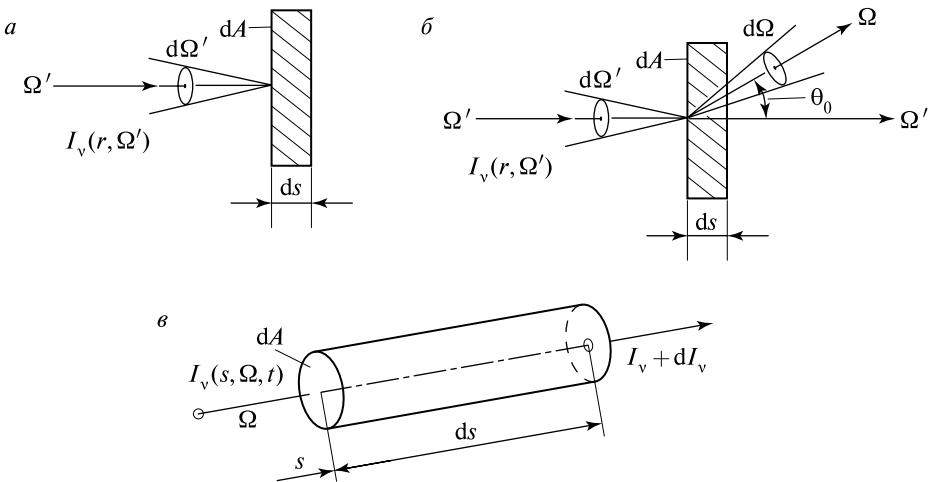


Рис. 9.1. Схематическое представление геометрии процедуры переноса излучения в элементе объёма среды: *а* — обозначения для акта поглощения; *б* — обозначения для акта рассеяния излучения; *в* — координаты, используемые при выводе уравнения переноса излучения

Если излучение падает на элемент объёма со всех направлений в пределах полного телесного угла, выражение (9.1) необходимо проинтегрировать по всем телесным углам (см. § 5.1):

$$\gamma_v(\mathbf{r}) \int_0^{2\pi} \int_{\mu'=-1}^{+1} I_v(\mathbf{r}, \mu', \varphi) d\mu' d\varphi'. \quad (9.2)$$

Это выражение характеризует поглощение веществом излучения, падающего на выделенный нами элемент объёма со всех направлений в пределах сферического пространства в единицу времени, в единице объёма, в единичном интервале частот с размерностью $[\text{Вт} \cdot (\text{м}^3 \cdot \text{Гц})^{-1}]$.

Акт излучения. В задачах переноса излучения в поглощающих, излучающих и рассеивающих средах почти всегда используется предположение о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР) с целью получения выражения для интенсивности собственного излучения элемента объёма (см. § 4.4). По существу, речь идёт об объёмной форме закона Кирхгофа (см. § 6.3). Условия ЛТР означают, что любой малый элемент объёма среды находится в локальном термодинамическом равновесии, вследствие чего состояние любой точки может быть охарактеризовано локальной температурой $T(\mathbf{r})$. Это предположение законно в том случае, когда столкновения частиц в веществе происходят столь часто, что это приводит к локальному термодинамическому равновесию в каждой точке \mathbf{r} среды. В этом случае испускание излучения элементом объёма можно описать с помощью объёмной формы закона Кирхгофа. Если обозначить через $J_v(\mathbf{r})$ излучение, испускаемое единичным объёмом вещества в единицу времени, в пределах единичного телесного угла и в единичном интервале частот с размерностью $[\text{Вт} \cdot (\text{м}^3 \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср})^{-1}]$, то испускание излучения веществом можно выразить через функцию Планка для интенсивности излучения абсолютно чёрного тела:

$$J_v(\mathbf{r}) = \gamma_v(\mathbf{r}) I_{vB}[\nu, T(\mathbf{r})], \quad (9.3)$$

где $I_{vB}(T)$ определяется по формуле (6.2).

Если предположение о локальном термодинамическом равновесии не применимо для исследуемой системы (для этого необходимо специальное исследование), то испускание излучения веществом становится функцией энергетических состояний в системе, и задача переноса излучения в таких средах существенно усложняется.

Акт рассеяния. Если в среде имеются неоднородности в виде малых частиц, то пучок излучения, проходя через эту среду, будет рассеиваться во всех направлениях. Например, частицы пыли или капельки воды в атмосфере рассеивают электромагнитные волны, проходящие через такую среду, а также и собственное излучение, сформированное в других пространственных частях среды. Таким образом, общая картина собственного излучения всей среды может получиться весьма сложной.

В природе не существует абсолютно однородных сред, исключая абсолютный вакуум. Однако среда в целом ряде случаев может считаться оптически (или электромагнитно) однородной, если известно, что линейные размеры неоднородностей значительно меньше длины волны излучения. Например, этим условиям удовлетворяет безоблачная атмосфера в микроволновом диапазоне. Следует также различать когерентное и некогерентное рассеяние. Рассеяние называется когерентным, если рассеянное излучение имеет ту же самую частоту, что и падающее излучение, и некогерентным, если частота рассеянного излучения отличается от частоты падающего излучения, например, из-за турбулентного движения макрочастиц в воздухе. В целом проблема рассеяния очень сложна. Исследованию этих проблем посвящено большое количество литературы (см., например, [Исимацу, 1981]). В данной главе будем рассматривать только простейший вариант когерентного однократного рассеяния. Тем не менее, в рамках этого приближения удовлетворительно описывается рассеяние микроволнового излучения в большом количестве реальных сред.

Рассмотрим пучок монохроматического излучения интенсивностью $I_\nu(\mathbf{r}, \Omega')$, распространяющегося в направлении Ω' в пределах элементарного телесного угла $d\Omega'$, осью которого является выбранное направление, и падающего по нормали на поверхность dA элементарного слоя dS (см. рис. 9.1б). Во время прохождения падающего излучения через среду часть его рассеивается веществом. Обозначим через $\sigma_\nu(\mathbf{r})$ спектральный коэффициент рассеяния, равный доле падающего излучения, рассеянного веществом во всех направлениях на единице длины пути распространения излучения и имеющей размерность (длина)⁻¹. Тогда величина

$$\sigma_\nu(\mathbf{r}) I_\nu(\mathbf{r}, \Omega') d\Omega' \quad (9.4)$$

характеризует рассеяние веществом падающего излучения $I_\nu(\mathbf{r}, \Omega') d\Omega'$ во всех направлениях в единицу времени, в единице объёма и в единичном интервале частот. Другими словами, это та часть энергии, которая будет полностью изъята из падающего на единичный объём по направлению Ω' пучка внешнего излучения. Однако выражение (9.4) не даёт полной информации о распределении рассеиваемого излучения по направлениям. Распределение по направлениям может быть описано с помощью фазовой функции (или индикатрисы рассеяния) $p_\nu(\Omega' \rightarrow \Omega)$, нормированной таким образом, чтобы

$$\frac{1}{4\pi} \iint_{\Omega=4\pi} p_\nu(\Omega' \rightarrow \Omega) d\Omega = 1. \quad (9.5)$$

Отметим, что величина

$$\frac{1}{4\pi} p_\nu(\Omega' \rightarrow \Omega) d\Omega \quad (9.6)$$

имеет важный физический смысл, а именно, она определяет вероятность того, что излучение, падающее в направлении Ω' , будет рассеяно в пределах

элементарного телесного угла $d\Omega$ в направлении Ω , т. е. в направление наблюдения. Тогда величина

$$\left[\sigma_v(\mathbf{r}) I_v(\mathbf{r}, \Omega') d\Omega' \right] \frac{1}{4\pi} p_v(\Omega' \rightarrow \Omega) d\Omega \quad (9.7)$$

характеризует рассеяние веществом падающего излучения в единицу времени, в единице объёма, в единичном интервале частот в пределах элементарного телесного угла $d\Omega$ с осью Ω . Другими словами, речь идёт о перерассеянии исследуемым единичным объёмом вещества излучения, падающего на объём из направления Ω' , в направления наблюдения Ω . Когда излучение падает на элемент объёма со всех направлений в пределах сферического телесного угла, интегрирование (9.7) по всем телесным углам падения даёт выражение

$$\frac{1}{4\pi} \sigma_v(\mathbf{r}) d\Omega \int_{\Omega'=4\pi} I_v(\mathbf{r}, \Omega') p_v(\Omega' \rightarrow \Omega) d\Omega', \quad (9.8)$$

которое характеризует рассеяние излучения, падающего на элемент объёма со всех направлений в пределах сферического телесного угла и рассеянного в пределах элементарного телесного угла $d\Omega$ с осью наблюдения Ω в единицу времени, в единице объёма и в единичном интервале частот. С точки зрения внешнего наблюдателя эта часть излучения носит характер дополнительного источника излучения, которое рассматривается с направления наблюдателя. Как будет показано, именно этот интеграл и представляет основные математические трудности при решении задач переноса излучения в рассеивающих средах.

В случае, когда рассеивающие частицы среды однородны, изотропны, обладают сферической симметрией и в среде нет предпочтительного направления рассеяния, индикатриса рассеяния зависит только от угла θ_0 между направлениями Ω' и Ω . Из геометрических соображений следует [Градштейн, Рыжик, 1963], что угол θ_0 между падающим и рассеянным лучами определяется выражением

$$\cos \theta_0 = \cos \theta \cdot \cos \theta' + \sin \theta \cdot \sin \theta' \cdot \cos(\varphi - \varphi') \quad (9.9)$$

или

$$\mu_0 = \mu \mu' + \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{1 - (\mu')^2} \cos(\varphi - \varphi'), \quad (9.10)$$

где θ , φ и θ' , φ' — полярные координаты, определяющие направления Ω' и Ω , а μ , μ' и μ_0 равны соответственно $\cos \theta$, $\cos \theta'$ и $\cos \theta_0$.

Когда индикатриса рассеяния зависит только от угла θ_0 , выражение (9.8) принимает вид

$$\frac{1}{4\pi} \sigma_v(\mathbf{r}) d\Omega \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} I_v(\mathbf{r}, \mu', \varphi') p_v(\mu_0) d\mu' d\varphi', \quad (9.11)$$

где μ_0 определяется по формуле (9.10).

Простейшая индикатриса рассеяния для случая изотропного (идеально-го) рассеяния имеет вид

$$p_v(\mu_0) = 1. \quad (9.12)$$

Таким образом, полное излучение, испускаемое элементом объёма в единицу времени, в пересчёте на единицу объёма, в единичном интервале частот и в единичном телесном угле, осью которого является заданное направление Ω , состоит из собственного излучения и рассеянного излучения и может быть представлено в виде

$$J_v(\bar{r}) + \frac{1}{4\pi} \sigma_v \iint_{\Omega'=4\pi} I_v(\mathbf{r}, \Omega') p_v(\Omega' \rightarrow \Omega) d\Omega'. \quad (9.13)$$

Если выполняется закон Кирхгофа и среда не имеет предпочтительного направления рассеяния, это выражение принимает следующий вид:

$$\gamma_v(\mathbf{r}) I_{vB} [T(\mathbf{r})] + \frac{1}{4\pi} \sigma_v(\mathbf{r}) \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} I_v(\mathbf{r}, \mu', \varphi') p_v(\mu_0) d\mu' d\varphi'. \quad (9.14)$$

Здесь первый член описывает собственное излучение, испускаемое нагретым веществом единичного объёма, а второй — излучение, падающее на этот же элемент объёма со всех направлений в пределах сферического телесного угла и рассеянное в направлении наблюдения Ω .

Итак, в результате взаимодействия основного пучка излучения с единичным объёмом вещества будут существовать две (условно, положительные) компоненты излучения, которые вкладывают энергию в основной поток, регистрируемый наблюдателем, и две компоненты (условно, отрицательные), изымающие энергию из основного потока. Как уже отмечалось, полный баланс изменения исходной интенсивности, разумеется, может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от соотношения процессов излучения, рассеяния и поглощения в единичном объёме.

Описанная выше концепция рассеяния получила название режима однократного рассеяния. Существуют, разумеется, и другие подходы к описанию процесса рассеяния, например, с учётом многократного рассеяния. Однако изучение таких подходов составляет предмет отдельного рассмотрения, и заинтересованный читатель может обратиться к специализированной литературе (см., например, [Исимару, 1981]).

Введение определений спектральных коэффициентов поглощения и рассеяния и индикатрисы рассеяния, осуществлённое в этом параграфе, было выполнено чисто феноменологическим образом. Следующим важным этапом является задача привязки значений вводимых коэффициентов к структуре вещества (например, формируемое как облако водных частиц). Эту процедуру выполним в гл. 10, а пока обратимся к выводу основного уравнения теории переноса излучения.

§ 9.3. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Пространственно-угловое распределение интенсивности излучения $I_{\nu}(\mathbf{r}, \Omega)$ в изучаемой среде удовлетворяет так называемому уравнению переноса излучения. При выводе этого уравнения могут быть использованы совершенно разные подходы. Можно получить это уравнение с применением строгих методов статистической физики, используя уравнение Больцмана для переноса излучения как переноса фотонного газа. С другой стороны, можно использовать энергетические соображения, записывая уравнение баланса энергии для некоторого элементарного объёма на пути распространения пучка [Оцирик, 1976; Соболев, 1956; Чандрасекар, 1953]. Было получено эквивалентное уравнение в теории переноса нейтронов [Muir, 1957]. Для получения общей картины воспользуемся энергетическим подходом, как физически наиболее наглядным.

Рассмотрим излучающую, поглощающую и рассеивающую среду, характеризуемую спектральным коэффициентом поглощения $\gamma_{\nu}(\mathbf{r})$ и спектральным коэффициентом рассеяния $\sigma_{\nu}(\mathbf{r})$. Пучок монохроматического излучения интенсивностью $I_{\nu}(\mathbf{r}, \Omega)$ распространяется в этой среде в направлении наблюдения Ω вдоль пути s . Выберем элементарный объём в виде цилиндра с поперечным сечением dA , длиной ds , расположенного в окрестности координаты s , причём ось цилиндра совпадает с направлением s (см. рис. 9.1а). (Как показали дальнейшие исследования, форма единичного объёма не играет роли при окончательном выводе основного уравнения.) Пусть $I_{\nu}(s, \Omega)$ — интенсивность излучения в точке s ; $I_{\nu}(s, \Omega) + dI_{\nu}(s, \Omega)$ — интенсивность излучения в точке $s + ds$; dI_{ν} — изменение (положительное или отрицательное) потока интенсивности при его прохождении пути ds .

Величина

$$dI_{\nu}(s, \Omega) dA d\Omega dv dt \quad (9.15)$$

представляет собой разность энергий излучения, которое пересекает поверхности dA в точках $s + ds$ и s за интервал времени dt в окрестности t , в интервале частот dv в окрестности ν , и распространяется в пределах единичного телесного угла $d\Omega$ относительно направления Ω .

Обозначим через W_{ν} увеличение энергии излучения пучка в этом объёме, отнесённое к единице объёма, времени (в окрестности t), частоты (в окрестности ν) и телесного угла (относительно направления наблюдения Ω). Тогда величина

$$W_{\nu} dA ds d\Omega dv dt \quad (9.16)$$

представляет собой увеличение энергии излучения пучка, заключённого в элементарном цилиндрическом объёме $dA ds$ и распространяющегося в пределах телесного угла $d\Omega$ относительно направления Ω за промежуток времени dt в интервале частот dv .

Приравнивая (9.15) и (9.16), получим

$$\frac{dI_v(s, \Omega)}{ds} = W_v. \quad (9.17)$$

Теперь можно получить выражение в явном виде относительно W_v с использованием результатов § 9.2. Для поглощающей, испускающей и рассеивающей среды величина W_v образована составляющими, обусловленными приращениями и потерями энергии излучения:

$$W_v = W_E - W_A + W_{IS} - W_{AS}. \quad (9.18)$$

Первый член в правой части представляет собой приращение энергии излучения вследствие собственного излучения среды, отнесённое к единице времени, объёма, телесного угла и частоты W_E . Если в среде установилось локальное термодинамическое равновесие, то W_E будет связан с функцией Планка и коэффициентом спектрального поглощения с помощью соотношения (9.3), т. е. $W_E = J_v(\mathbf{r})$. Второй член представляет собой потери энергии излучения вследствие поглощения излучения средой, отнесённые к единице времени, объёма, телесного угла и частоты. Их можно записать в виде:

$$W_A = \gamma_v(s)I_v(s, \Omega). \quad (9.19)$$

Третий член соответствует приращению энергии излучения, обусловленному излучением, падающим на среду со всех направлений сферического пространства и рассеиваемым средой в направлении наблюдения. Эта величина, как и предыдущие две, отнесена к единице времени, объёма, телесного угла и частоты. При чисто когерентном рассеянии в изотропной среде третий член можно представить в виде

$$W_{IS} = \frac{1}{4\pi} \sigma_v(s) \iint_{4\pi} I_v(s, \Omega') p_v(\Omega' \rightarrow \Omega) d\Omega'. \quad (9.20)$$

Последний член соответствует потерям энергии пучка за счёт рассеяния излучения средой, в результате которого лучи отклоняются от направления Ω . Эти потери также отнесены к единице времени, объёма, телесного угла и частоты. Их можно записать в следующем виде:

$$W_{AS} = \sigma_v(s)I_v(s, \Omega). \quad (9.21)$$

Подстановка полученных выражений в (9.16) даёт уравнение переноса излучения в виде:

$$\begin{aligned} \frac{dI_v(s, \Omega)}{ds} + [\gamma_v + \sigma_v(s)]I_v(s, \Omega) = \\ = \gamma_v(s)I_{vB}[T(s)] + \frac{1}{4\pi} \sigma_v(s) \iint_{\Omega'=4\pi} I_v(s, \Omega') p(\Omega' \rightarrow \Omega) d\Omega'. \end{aligned} \quad (9.22)$$

Чаще всего это уравнение представляют в более компактной форме:

$$\frac{1}{\beta_v(s)} \frac{dI_v(s, \Omega)}{ds} + I_v(s, \Omega) = S_v(s), \quad (9.23)$$

где использованы следующие обозначения:

$$S_v(s) = (1 - \omega_v) I_{vB} [T(s)] + \frac{1}{4\pi} \omega \iint_{\Omega'=4\pi} I_v(s, \Omega') p_v(\Omega' \rightarrow \Omega) d\Omega', \quad (9.24)$$

$$\beta_v(s) = \gamma_v(s) + \sigma_v(s), \quad (9.25)$$

$$\omega_v = \frac{\sigma_v(s)}{\gamma_v(s) + \sigma_v(s)}. \quad (9.26)$$

В этих соотношениях $S_v(s)$ называется спектральной функцией источника, $\beta_v(s)$ — спектральным коэффициентом полного ослабления (или коэффициентом экстинкции), $\omega_v(s)$ — спектральным альбедо, которое представляет собой отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту ослабления. При исследовании процессов переноса в газовых средах спектральное альбедо часто называют вероятностью выживания кванта и обозначают как $\Lambda_v(s)$. Отметим ещё раз, что все вышеприведённые определения параметров среды относятся к единице объёма вещества, а не к её индивидуальным составляющим (например, капелькам воды в облаке).

Соотношение (9.21) является интегрально-дифференциальным уравнением в частных производных, поскольку полная производная d/ds содержит частные производные по пространственным координатам, если записать её в явном виде для данной системы координат, а искомая интенсивность $I_v(s, \Omega)$ входит под знак интеграла в функции источника. Поэтому решение уравнения (9.21) — задача очень сложная даже для одномерного случая. Ниже остановимся на ряде важных частных случаев ТПИ, решения которых часто используются в экспериментальной и наблюдательной практике (дистанционное зондирование, радиоастрономия).

§ 9.4. ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Поскольку полные решения уравнения теории переноса для произвольного случая получить весьма затруднительно, остановимся на ряде важных частных случаев ТПИ, решения которых часто используются в экспериментальной и наблюдательной практике (дистанционное зондирование, радиоастрономия).

Чисто рассеивающая среда. Под такой средой понимается среда, которая не поглощает и не испускает собственное излучение, а только рассеивает электромагнитное излучение, т. е. когда $\omega_v(s) = 1$, и, следовательно, $\beta_v(s) = \sigma_v(s)$. Разумеется, в таком случае речь идёт о рассеивании внешнего (по отношению к изучаемой среде) излучения. Природными аналогами в оптическом диапазоне таких сред могут служить облачные системы в земной атмосфере, состоящие из кристалликов снега и льда или частичек вулканической пыли. Диффузный режим освещения в таких системах получил прозаическое

название «молоко». Важными примерами таких сред могут служить облачная атмосфера Венеры и атмосфера Марса (при наличии пылевых бурь).

Для таких сред основное уравнение (9.23) упрощается:

$$\frac{1}{\beta_v(s)} \frac{dI_v(s, \Omega)}{ds} + I_v(s, \Omega) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_v(s, \Omega) p_v(\Omega' \rightarrow \Omega) d\Omega'. \quad (9.27)$$

Однако нетрудно видеть, что уравнение для рассеивающих сред остаётся интегрально-дифференциальным, и непосредственного решения не имеет. Для его решения прибегают к специальным методам или упрощениям [Оцирик, 1976; Чанрасекар, 1953; Соболев, 1963].

Поглощающая и излучающая среда. Такого типа среды характеризуются тем, что они поглощают проходящее через них внешнее излучение и излучают собственное излучение, но практически не рассеивают его, т. е. $\omega_v(s) = 0$ или $\sigma_v(s) = 0$. Аналогии такого типа сред (для микроволнового диапазона) широко распространены в природе — это и облачные системы (капельки воды, снежинки, градинки), облака пыли, песчаные бури, капельно-брызговая фаза на морской поверхности, осадки различной природы.

Для таких сред основное уравнение (9.22) принимает вид:

$$\frac{1}{\beta_v} \frac{dI_v(s, \Omega)}{ds} + I_v(s, \Omega) = I_{vB}[T(s)]. \quad (9.28)$$

В отличие от основного уравнения (9.22) и уравнения (9.27), настоящее уравнение чисто дифференциальное, и его решение может быть получено в замкнутой форме:

$$I_v(s, \Omega) = I_0 e^{-\beta s} + \int_0^s I_{vB}[T(s')] e^{-\beta s'} ds', \quad (9.29)$$

где I_0 есть граничное условие, или, иными словами, интенсивность внешнего (по отношению к среде) излучения на границе среды. Для наглядности здесь приведён одномерный вариант решения уравнения (9.29) однородной среды по отношению к электромагнитным параметрам ($\beta_v(s) = \gamma_v(s) = \text{const}$), но с неоднородным нагревом среды ($I_{vB}[T(s)]$). Первый член решения отражает тот факт, насколько внешнее излучение будет поглощено средой по мере продвижения точки наблюдения в среде. Как и следовало ожидать, внешнее излучение убывает по экспоненциальному закону. Интенсивность собственного излучения среды отражена в значении второго члена и сложным образом связана с термическим профилем $T(s)$ (через функцию Планка). Если считать, что среда не только однородная, но и изотермическая, т. е. $T(s) = \text{const}$, то в этом случае решение (9.29) может быть приведено к виду:

$$I_v(v, s) = I_0 e^{-\beta s} + I_{vB}(v, T_0)(1 - e^{-\beta s}). \quad (9.30)$$

Отметим, что второй член в настоящем выражении — не что иное, как закон Кирхгофа.

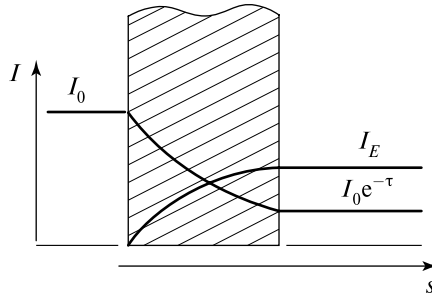


Рис. 9.2. Спектральное представление процедуры переноса излучения через поглощающий и излучающий одномерный слой: I_0 — внешняя радиация; I_E — собственное излучение слоя

На рис. 9.2 схематически показано соотношение между двумя компонентами, сформированными после прохождения внешнего излучения через слой однородной и изотермической среды. Полученное соотношение имеет большое значение, поскольку часто используется в экспериментальной практике для разного рода предварительных оценок.

Прозрачная среда. Непоглощающая, неиспускающая и нерассеивающая среда называется прозрачной (или диатермической). Для такой среды коэффициенты поглощения и рассеяния равны нулю. Подставляя $\sigma_v(s) = \gamma_v(s) = 0$ в уравнение (9.22), получим:

$$\frac{dI_v(s, \Omega)}{ds} = 0, \quad I_v(s, \Omega) = \text{const.} \quad (9.31)$$

Это означает, что интенсивность излучения в прозрачной среде всюду остаётся постоянной.

Приближение «холодного» слоя. Настоящее приближение характеризует ситуацию, когда внешнее излучение, падающее на среду, существенно превышает по своей интенсивности собственное излучение среды, которая обладает отличным от нуля как коэффициентом поглощения, так и рассеяния. Другими словами, выполняется условие $I_0 \gg I_{vB}[T(s)]$. Подобного рода ситуация также достаточно часто встречается в природных и естественных условиях. Так, солнечное излучение в оптическом диапазоне (в земных условиях) существенно превышает собственное излучение земных сред в этом диапазоне. Мощность искусственных источников (радио, телевидение, связь, радиолокация) существенно превышает собственное излучение земных сред в микроволновом диапазоне (см. гл. 1). Используя это приближение для соотношения (9.29), имеем:

$$I_v(s) = I_{v_0} \exp \left[- \int_0^s \beta_v(z) dz \right]. \quad (9.32)$$

Показатель экспоненты в этом выражении часто записывают в другом виде, вводя безразмерную величину

$$\tau(s) = \int_0^s \beta(z) dz. \quad (9.33)$$

Безразмерная величина τ называется оптической толщиной слоя рассеивающей и поглощающей среды размером s и является функцией всех значений коэффициентов поглощения и рассеяния на пространственных масштабах от 0 до s .

Нетрудно видеть, что указанное соотношение не что иное, как известный и широко используемый в оптике закон Бугера для поглощающих и рассеивающих сред [Борн, Вольф, 1973; Зигель, Хауэлл, 1972]. Что же касается задач микроволнового зондирования, то рамки применения закона Бугера достаточно ограничены, поскольку в этом диапазоне естественные излучения имеют сопоставимый порядок по интенсивности и, следовательно, необходимо учитывать различные составляющие при проведении измерений в естественных условиях (см. гл. 5).

§ 9.5. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОГО СЛУЧАЯ

Как уже отмечалось, основное уравнение переноса излучения является интегрально-дифференциальным, и полное его решение для общего трёхмерного случая — очень сложная задача. Однако весьма полезно проследить за формальным интегрированием уравнения (9.22) с тем, чтобы в ряде важных для практического применения случаев получить результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными и наблюдательными данными. Здесь в первую очередь следует отметить одномерный плоскопараллельный случай. Эта геометрия широко используется при решении задач исследования земной атмосферы и земных покровов на пространственных масштабах, когда кривизна Земли не играет заметной роли.

Рассмотрим среду, состоящую из плоских слоёв, перпендикулярных оси oy , причём в каждом слое электромагнитные свойства среды постоянны. Пусть s — длина, измеренная вдоль произвольного направления Ω , а θ — полярный угол между направлением Ω и положительным направлением оси oy (рис. 9.3). Производная по направлению d/ds может быть выражена через производные по пространственной координате y в виде

$$\frac{d}{ds} = \frac{\partial}{\partial y} \frac{dy}{ds} = \mu \frac{\partial}{\partial y}, \quad (9.34)$$

где μ — косинус угла θ между направлением распространения излучения Ω и осью oy , т. е.

$$\mu = \cos \theta, \quad (9.35)$$

а частные производные по x и z для плоскопараллельного случая равны нулю. Тогда уравнение переноса излучения (9.23) принимает следующий вид:

$$\frac{\mu}{\beta_v} \frac{\partial I_v(y, \mu, \varphi)}{\partial y} + I_v(y, \mu, \varphi) = S_v(y, \mu, \varphi), \quad (9.36)$$

где функция источника запишется как

$$S_v(y, \mu, \varphi) = (1 - \omega_v) I_{vB} [T(y)] + \frac{\omega_v}{4\pi} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \int_{\mu'=-1}^{+1} p(\mu_0) I_v(y, \mu, \varphi) d\mu' d\varphi', \quad (9.37)$$

а μ_0 — косинус угла между направлениями падающего и рассеянного элементом объёма излучением (см. (9.10)).

Далее при математическом решении уравнения (9.36) его удобно привести к так называемому безразмерному виду, воспользовавшись понятием оптической толщины слоя (9.33). Тогда уравнение (9.36) примет вид

$$\mu \frac{\partial I_v(\tau, \mu, \varphi)}{\partial \tau} + I_v(\tau, \mu, \varphi) = S_v(\tau, \mu, \varphi), \quad (9.38)$$

где

$$S_v(\tau, \mu, \varphi) = (1 - \omega_v) I_{vB} [T(\tau)] + \frac{\omega_v}{4\pi} \int_{\varphi'=-1}^{+1} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} p(\mu_0) I_v(\tau, \mu, \varphi) d\mu' d\varphi'. \quad (9.39)$$

Если граничные условия для уравнения переноса излучения характеризуются осевой симметрией, то интенсивность излучения в исследуемой среде не зависит от азимутального угла и уравнение (9.38) упрощается:

$$\mu \frac{\partial I_v(\tau, \mu)}{\partial \tau} + I_v(\tau, \mu) = (1 - \omega_v) I_{vB} [T(\tau)] + \frac{\omega_v}{4\pi} \int_{\mu'=-1}^{+1} I_v(\tau, \mu') \int_{\varphi'=0}^{2\pi} p(\mu_0) d\varphi' d\mu'. \quad (9.40)$$

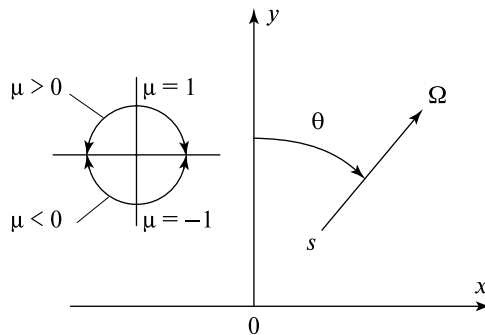


Рис. 9.3. Система координат плоскопараллельного слоя (систему обозначений см. в тексте)

Для того чтобы выполнить в этом уравнении интегрирование по φ' и тем самым существенно упростить правую часть уравнения (9.40), прибегают к следующему подходу. Раскладывают индикатрису рассеяния $p(\mu_0)$ по ортогональным полиномам Лежандра [Градштейн, Рыжик, 1963]:

$$p(\mu_0) = \sum_{n=0}^N a_n P_n(\mu_0), \quad a_0 = 1, \quad (9.41)$$

где $P_n(\mu_0)$ — полином Лежандра n -го порядка от аргумента μ_0 . Физические предпосылки для выбора именно такого типа ортогонального разложения связаны прежде всего с тем, что скалярное волновое уравнение для систем частиц допускает в теории Максвелла следующее разделение угловых и пространственных переменных и имеет частные решения следующего вида [Стреттон, 1948]:

$$\Psi \approx \frac{\cos l\varphi}{\sin l\varphi} \left\{ P_n(\cos\theta) \right\} Z_{n+1/2}(r), \quad (9.42)$$

при этом сферическая бесселевская функция $Z_{n+1/2}(r)$ может быть представлена в дальней зоне излучения как

$$Z_{n+1/2}(r) \approx \left[e^{-jkr} (kr)^{-1} \right], \quad (9.43)$$

где k — волновое число.

Таким образом, используя особенности ортогонального разложения по полиномам Лежандра, можно внутренний интеграл в правой части соотношения (9.40) проинтегрировать и получить следующее выражение (см., например, [Оцисик, 1976]):

$$\int_0^{2\pi} p(\mu_0) d\varphi' = 2\pi \sum_{n=0}^N a_n P_n(\mu) P_n(\mu'). \quad (9.44)$$

Подстановка (9.44) в (9.40) позволяет представить уравнение переноса излучения в случае осевой симметрии как

$$\mu \frac{\partial I_v(\tau, \mu)}{\partial \tau} + I_v(\tau, \mu) = (1 - \omega) I_{vB} [T(\tau)] + \frac{\omega_v}{2} \int_{-1}^{+1} p(\mu, \mu') I_v(\tau, \mu') d\mu', \quad (9.45)$$

где

$$p(\mu, \mu') = \sum_{n=0}^N a_n P_n(\mu) P_n(\mu'). \quad (9.46)$$

В этом случае индикатрису рассеяния $p(\mu, \mu')$ единичного объёма не зависит от азимутального угла. Соотношение (9.43) имеет целый ряд важных частных случаев, широко используемых в наблюдательной практике. Так, случай $N = 0$ соответствует так называемому изотропному рассеянию, $N = 1$ — индикатрису линейно анизотропного рассеяния, т. е.

$$p(\mu, \mu') = 1 + a_1 \mu \mu'; \quad (9.47)$$

$N = 2$ — индикатрисе анизотропного рассеяния второго порядка:

$$p(\mu, \mu') = 1 + a_1 \mu \mu' + \frac{1}{4} a_2 (3\mu^2 - 1) [3(\mu')^2 - 1]. \quad (9.48)$$

Индикатриса важного случая, так называемого рэлеевского рассеяния, может быть получена из (9.48) при $a_1 = 0$ и $a_2 = 1/2$, т. е.

$$p(\mu, \mu') = \frac{3}{8} [3 - \mu^2 + (3\mu^2 - 1)(\mu')^2]. \quad (9.49)$$

Ниже обратимся к формальному решению уравнения переноса излучения в плоском слое при наличии осевой симметрии (9.45). Для его решения в первую очередь устанавливают так называемое двухпотокное приближение, т. е. разделяют искомую интенсивность $I_v(\tau, \mu)$ на две составляющие: прямую (или восходящую) $I_v^+(\tau, \mu)$, $\mu > 0$, и обратную (или ниспадающую) $I_v^-(\tau, \mu)$, $\mu < 0$. С точки зрения экспериментальной практики такое разделение вполне закономерно и оправдано, поскольку при нахождении приёмного прибора на верхней границе слоя принимается излучение, сформированное объёмом среды и выходящее (восходящее) из этой среды. При нахождении на нижней границе среды принимается излучение, падающее (ниспадающее) из объёма среды на приёмный прибор. Разделение на две составляющие при проведении конкретных измерений достаточно понятно и поэтому никаких специальных разъяснений при описании экспериментов обычно не делается. При этом подходе (рис. 9.4) уравнения для восходящей и ниспадающей компонент искомого излучения и соответствующие граничные условия примут вид:

$$\mu \frac{\partial I_v^+(\tau, \mu)}{\partial \tau} + I_v^+(\tau, \mu) = S_v(\tau, \mu), \quad (9.50)$$

$$I_v^+(\tau, \mu) \Big|_{\tau=0} = I_v^+(0, \mu), \quad 0 < \mu \leq 1, \quad (9.51)$$

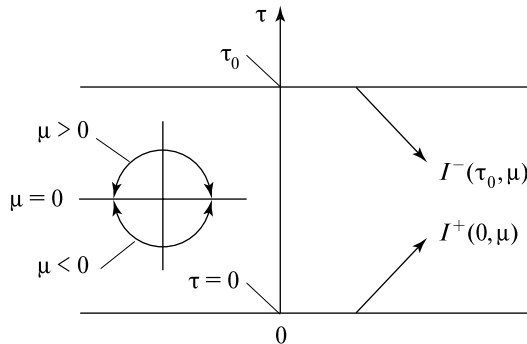


Рис. 9.4. Система координат при формальном решении уравнения переноса излучения в плоском слое: $I^+(0, \mu)$ и $I^-(\tau_0, \mu)$ — восходящая и падающая граничные компоненты искомого излучения; τ_0 — оптический путь для верхней границы слоя

$$I_v^-(\tau, \mu) \Big|_{\tau=\tau_0} = I_v^-(\tau_0, \mu), \quad -1 \leq \mu < 0. \quad (9.52)$$

Эти уравнения, однако, не являются независимыми, а представляют собой взаимосвязанную систему, так как содержат функцию источника, которую можно записать как:

$$S_v(\tau, \mu) = (1 - \omega_v) I_{vB} [T(\tau)] + \frac{\omega_v}{2} \left[\int_0^1 p(\mu, \mu') I_v^+(\tau, \mu') d\mu' + \int_{-1}^0 p(\mu, \mu') I_v^-(\tau, \mu') d\mu' \right]. \quad (9.53)$$

Формальное решение уравнений (9.50) может быть получено с помощью известного метода интегрирующего множителя. Для восходящего потока имеем:

$$I_v^+(\tau, \mu) = I_v^+(0, \mu) e^{-\tau/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_0^\tau S_v(\tau', \mu) e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\tau' \quad (9.54)$$

при $\mu > 0$.

Для ниспадающего потока после традиционной замены μ на $-\mu$ решение имеет вид:

$$I_v^-(\tau, -\mu) = I_v^-(\tau_0, \mu) e^{-(\tau_0-\tau)/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_\tau^{\tau_0} S_v(\tau', -\mu) e^{-(\tau'-\tau)/\mu} d\tau'. \quad (9.55)$$

В этих соотношениях, например, (9.54), первый член в правой части представляет собой в явном виде вклад излучения от граничной поверхности $\tau = 0$, которое проникло на глубину τ , не рассеиваясь; второй член — вклад функции источника в интервале значений от $\tau = 0$ до τ в интенсивность излучения на глубине τ . Аналогичный (с поправкой на геометрию) физический смысл имеют также члены соотношения (9.55). Формальные выражения (9.54) и (9.55), разумеется, не являются решениями в подлинном смысле, поскольку в общем случае функция источника и интенсивности на границах зависят от искомой интенсивности излучения, испускаемого средой, и, следовательно, они не могут быть непосредственно использованы в качестве исходных выражений при решении рассматриваемой задачи. Ниже покажем, как для целого ряда практически важных случаев можно решить задачу до конечного результата.

§ 9.6. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

В § 9.5 в качестве граничных условий были использованы формальные значения функций $I_v^+(\tau, \mu)$, $\mu > 0$ и $I_v^-(\tau, \mu)$, $\mu < 0$ на границах $\tau = 0$ и $\tau = \tau_0$ соответственно. В настоящем разделе будут приведены явные выражения для этих

граничных условий в случаях прозрачных и непрозрачных граничных поверхностей, являющихся диффузными и зеркальными отражателями.

Прозрачные границы. Если граничные поверхности $\tau = 0$ и $\tau = \tau_0$ прозрачны, а прилегающее к ним окружающее пространство — вакуум (т. е. не взаимодействует с излучением), граничные условия для падающего извне излучения в случае осевой симметрии можно записать в виде

$$I_v^+(0, \mu) = f_{1v}(\mu), \quad \mu > 0, \quad (9.56)$$

$$I_v^+(\tau_0, \mu) = f_{2v}(\mu), \quad \mu < 0, \quad (9.57)$$

где $f_{1v}(\mu)$ и $f_{2v}(\mu)$ — заданные функции параметра μ . Если падающее на исследуемый слой извне излучение постоянно, формулы (9.56) и (9.57) упрощаются к виду

$$I_v^+(0) = f_{1v}, \quad \mu > 0, \quad (9.58)$$

$$I_v^-(\tau_0) = f_{2v}, \quad \mu < 0, \quad (9.59)$$

где f_{1v} и f_{2v} — константы.

Типичными примерами такого вида граничных условий могут служить солнечное излучение, падающее на верхнюю границу земной атмосферы, а также другие внеземные источники радиоизлучения галактического и внегалактического происхождения.

Чёрные границы. Если обе граничные поверхности $\tau = 0$ и $\tau = \tau_0$ чёрные (т. е. полностью поглощают падающее на них излучение) и поддерживаются при постоянных температурах T_1 и T_2 соответственно, спектральная интенсивность излучения, испускаемого этими поверхностями, описывается функцией Планка при температуре поверхности (см. гл. 6). Тогда граничные условия можно записать в следующем виде:

$$I_v^+(0) = I_{vB}(T_1), \quad (9.60)$$

$$I_v^-(\tau_0) = I_{vB}(T_2), \quad (9.61)$$

где $I_{vB}(T)$ — функция Планка, значение которой не зависит от направления.

Типичным природным примером такого сорта границы (для микроволнового диапазона) может служить верхняя граница (в известном смысле условная) земной атмосферы, на которую падает чёрнотельное излучение реликтового фона Вселенной с яркостной температурой $T_2 = 2,7$ К.

Зеркально отражающие и чёрные границы. В микроволновом диапазоне, как уже убедились (см. гл. 7), определённая часть земных покровов может рассматриваться в приближении зеркально отражающих сред с коэффициентом

отражения по мощности, отличным от единицы. Такого вида граница будет, с одной стороны, источником собственного излучения и, с другой стороны, отражать падающее на неё излучение из исследуемой среды.

Рассмотрим ситуацию с граничными условиями, достаточно близкую к реально существующим в экспериментальной практике при исследовании земной атмосферы. В таком случае верхняя граница представляет собой чёрное тело с яркостной температурой $2,7\text{ К}$ (см. (9.58)). Излучение на нижней границе будет сформировано собственным излучением поверхности с излучательной способностью $\varkappa_1(\mu)$ и температурой T_1 , а также переотражённым с коэффициентом Френеля по мощности $|R(\mu)|^2$ интенсивностью излучения, которая сформировалась на нижней границе исследуемого слоя. В силу того, что излучательные и отражательные свойства поверхности зависят от поляризации принимаемого приёмной системой излучения, восходящий поток в этих условиях также будет обладать поляризационными свойствами, хотя и отличными от поляризационных свойств самой поверхности. Соответствующие примеры будут рассмотрены ниже.

Итак, для условий верхней чёрнотельной границы и нижней отражающей границы (рис. 9.5) искомые граничные условия могут быть представлены в виде:

$$I^-(\tau_0) = I_{vB}(T_2), \quad (9.62)$$

$$I_v^+(0, \mu) = \varkappa(\mu)I_{vB}(T_1) + |R_v(\mu)|^2 I_v^-(0, \mu). \quad (9.63)$$

Граничными условиями вида (9.62) и (9.63) будем в дальнейшем неоднократно пользоваться.

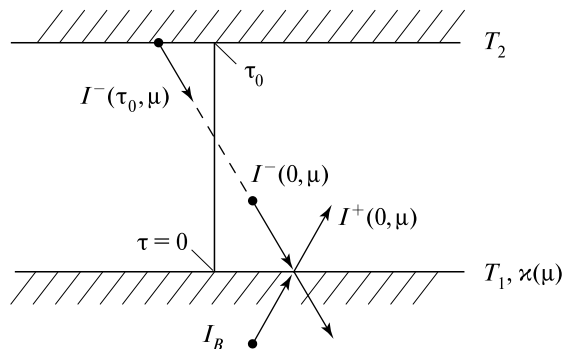


Рис. 9.5. Зеркально отражающие, излучающие и чёрнотельные граничные условия для формального решения уравнения теории переноса: T_2 — термодинамическая температура верхней чёрнотельной границы; T_1 и $\varkappa(\mu)$ — температура и излучательная способность нижней отражающей границы (другие обозначения см. на рис. 9.4 и в тексте)

§ 9.7. ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В ИЗЛУЧАЮЩЕЙ И ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Одним из важнейших частных случаев в теории переноса излучения является приближение излучающей и поглощающей среды (без рассеяния, т. е. $\omega = 0$). Особенно широко это приближение используется в микроволновом диапазоне. Для условий земной чисто газовой атмосферы без наличия гидрометеоров соотношение $\omega = 0$ выполняется точно. Но даже при наличии гидрометеоров на длинах волн более 1 см это условие выполняется с хорошей точностью (см. гл. 10). Поэтому в настоящем параграфе приведём явные выражения интенсивности излучения для конкретных наблюдательных схем.

На рис. 9.6 представлена измерительная схема для регистрации восходящего излучения в условной электродинамически однородной неизотермической атмосфере над твёрдой (или жидкой) поверхностью. Регистрирующий микроволновый прибор располагается либо на аэроносителе (самолёт, вертолёт) внутри атмосферы на заданной высоте (безразмерная координата τ), или на спутнике за пределами атмосферы. Поскольку будем считать, что за пределами условной атмосферы затухание в среде отсутствует, то для спутникового варианта высотную координату положим $\tau = \tau_0$.

Как уже отмечалось, в микроволновом диапазоне справедливо приближение Рэлея-Джинса и, следовательно, можно перейти к представлению решения (9.54) и (9.55) в виде яркостных температур, а функция источника будет равна $S(\tau) = T_0(\tau)$, что тем самым отражает неизотермичность атмосферы.

Таким образом, полное решение для восходящего излучения, которое регистрируется на безразмерной высоте $\tau(h)$, будет равно:

$$T_B^+(\tau, \mu) = T_B^+(0, \mu)e^{-\tau/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_0^{\tau(h)} T_0(\tau')e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\tau', \quad \mu > 0. \quad (9.64)$$

Граничное условие на нижней границе будет сформировано из двух компонент — собственное излучение поверхности и переотражённое этой поверхностью ниспадающее излучение из атмосферы:

$$T_B^+(0, \mu) = \kappa(\mu)T_2 + |R(\mu)|^2 T_B^-(0, -\mu). \quad (9.65)$$

В свою очередь излучение, ниспадающее из атмосферы на нижнюю границу, будет состоять также из двух компонент — внешнее излучение (излучение подсвета), упавшее на верхнюю границу атмосферы и затухшее в среде атмосферы, и собственное излучение атмосферы, сформированное внутри атмосферы. Полное решение для ниспадающего излучения на нижней границе примет вид:

$$T_B^-(0, -\mu) = T_I e^{-\tau_0/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_0^{\tau_0} T_0(\tau')e^{-\tau'/\mu} d\tau', \quad \mu > 0. \quad (9.66)$$

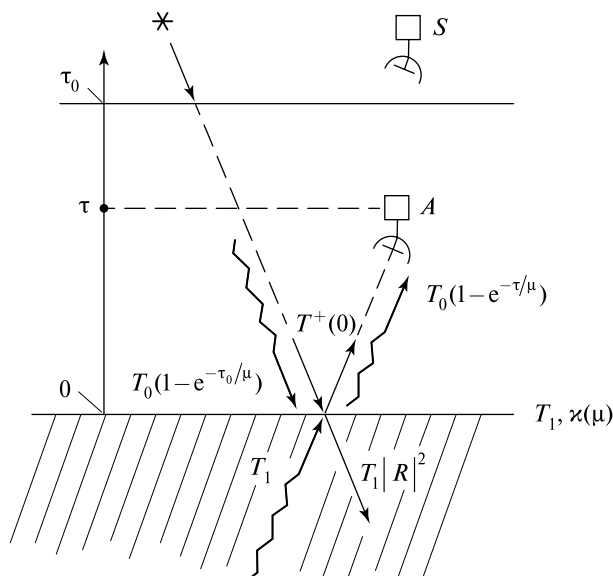


Рис. 9.6. Схема дистанционных измерений при регистрации восходящей радиации при помощи аэронавигатора (A) (самолёта) внутри атмосферного слоя и спутника (S) вне атмосферы (систему обозначений см. в тексте)

Для большей физической наглядности положим, что атмосфера будет изотермической, т. е. $T_0(\tau) = T_0$. Отметим, что пользоваться приближением изотермичности для атмосферных задач нужно с большой осторожностью, так как из термогидродинамики известно, что такие атмосферы в условиях гравитации будут динамически неустойчивыми.

Итак, выражения для изотермической атмосферы примут вид:

$$T_B^+(\tau, \mu) = T_B^+(0, \mu)e^{-\tau/\mu} + T_0 \left(1 - e^{-\tau/\mu} \right), \quad (9.67)$$

$$T_B^+(0, \mu) = \kappa(\mu) T_2 + |R(\mu)|^2 \left[T_1 e^{-\tau_0/\mu} + T_0 \left(1 - e^{-\tau_0/\mu} \right) \right]. \quad (9.68)$$

Отметим, что восходящее регистрируемое излучение состоит из двух компонент — собственно вклад атмосферы и вклад от поверхности и внешнего излучения. Как уже отмечалось, все эти компоненты обладают одинаковыми статистическими свойствами и их разделение по этому признаку невозможно. Необходимо использовать поляризационные особенности совокупного излучения с тем, чтобы выделить различные компоненты. Отметим, что последний член в этих выражениях есть не что иное, как численное выражение закона Кирхгофа.

Полученные выражения для восходящего излучения (9.64) и (9.67) широко используются в различных модификациях в экспериментальной микроволновой дистанционной практике.

§ 9.8. ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОСТРАНСТВА С ПОЛУПРОЗРАЧНОЙ АТМОСФЕРОЙ

В настоящем параграфе более детально рассмотрим особенности излучения системы поверхность – атмосфера, а также представим наблюдательные методики, которые используются при изучении электромагнитных свойств атмосферы.

Для физической наглядности рассмотрим наиболее простой изотермический вариант — когда атмосфера и поверхность находятся при одинаковой термодинамической температуре T_0 и отсутствует внешнее излучение $T_I = 0$. Используя соотношение (9.67), в этом случае получим выражение для интенсивности восходящего потока на верхней границе при наблюдении в надир ($\mu = 1$) в следующем виде:

$$T_B(\tau_0, 0) = T_0 \left[1 - |R(0)|^2 e^{-2\tau_0} \right]. \quad (9.69)$$

Из этого соотношения следует, что излучательная способность системы поверхность – атмосфера κ_{SA} будет равна:

$$\kappa_{SA}(\tau_0, 0) = 1 - |R(0)|^2 e^{-2\tau_0}. \quad (9.70)$$

Напомним, что в отсутствие атмосферы излучательная способность поверхности κ_S будет равна:

$$\kappa_S(\tau_0, 0) = 1 - |R(0)|^2. \quad (9.71)$$

Отметим, что удвоенное значение оптической толщины (пути) в экспоненте (9.69) физически связано с тем, что в полное излучение статистически независимым образом вносят вклад как собственное восходящее излучение атмосферы, так и переотражённое падающее излучение той же атмосферы и собственное излучение поверхности.

Яркостный контраст. Отметим, что в экспериментальной практике большое значение имеют яркостные контрасты при изучении сложных геофизических объектов. Рассмотрим радиояркостный контраст при наблюдении системы поверхность – атмосфера и просто поверхности. В этом случае выражение для яркостного контраста можно представить в виде:

$$\Delta T_B(\tau_0, 0) = T_{BSA}(\tau_0, 0) - T_{BS}(\tau_0, 0) = T_0 |R(0)|^2 \left(1 - e^{-2\tau_0} \right), \quad (9.72)$$

а контраст по излучательным способностям можно записать как:

$$\Delta \kappa = \kappa_{SA} - \kappa_S = |R(0)|^2 \left(1 - e^{-2\tau_0} \right). \quad (9.73)$$

Если однородная атмосфера обладает свойствами полупрозрачности, т.е. $\tau < 1$, то в этом случае, раскладывая экспоненту в ряд и удерживая первые два члена, имеем

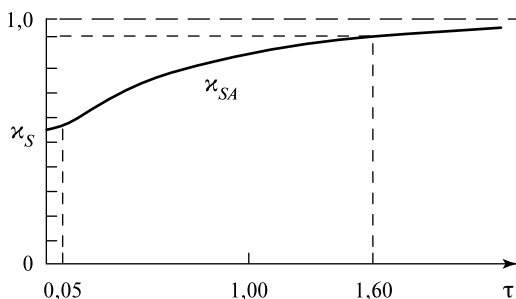


Рис. 9.7. Излучение системы поверхность — атмосфера как функция оптической толщины атмосферы: κ_S — излучательная способность поверхности; κ_{SA} — излучательная способность системы поверхность — атмосфера

$$\Delta T_B(\tau_0, 0) \cong T_0 |R(0)|^2 2\gamma h, \quad (9.74)$$

$$\Delta \kappa(\tau_0, 0) \cong |R(0)|^2 2\gamma h. \quad (9.75)$$

Из полученных соотношений следует ряд важных следствий, которые широко используются в экспериментальной практике. Во-первых, яркий контраст при наличии поглощающей и излучающей атмосферы всегда положительный. Однако, при наличии рассеяния в атмосферных образованиях, как будет показано ниже, ситуация может принципиально измениться. Во-вторых, величина контраста для полупрозрачной атмосферы пропорциональна электродинамическим свойствам среды атмосферы и, зная по сопутствующим измерениям значения температуры и высоты атмосферы, можно получить величину затухания в веществе атмосферы. В-третьих, при увеличении значения оптического пути атмосферы (через увеличение высоты или затухания в атмосфере) излучательные свойства системы будут стремиться к свойствам чёрнотельного излучения (рис. 9.7). В этой ситуации будет полностью «блокирована» информация о поверхности и об электродинамических свойствах атмосферы (см. гл. 6).

В силу этого обстоятельства в экспериментальной практике принято деление (достаточно условное, разумеется) атмосферы на три типа: прозрачная атмосфера с $\tau < 0,05$ (и соответственно контрастом по излучательной способности $\Delta \kappa < 0,1$); непрозрачная атмосфера с излучательной способностью системы $\kappa_{SA} > 0,95$ и соответственно $\tau \geq 1,6$ и полупрозрачная атмосфера со значениями оптического пути в диапазоне $0,05 < \tau < 1,6$ (см. рис. 9.7). Нетрудно видеть, что наиболее информативны в дистанционном смысле будут измерения с полупрозрачной атмосферой, что будет показано ниже.

Угловые измерения. В силу того, что излучающее полупространство обладает поляризационными свойствами (см. гл. 7), при измерениях системы поверхность-атмосфера эти свойства будут также проявляться, однако, весьма своеобразным образом.

Итак, для изотермической системы плоская поверхность — атмосфера при наблюдении под углом θ из соотношений (9.67) и (9.68) получим следующее значение для интенсивности восходящего излучения:

$$\kappa_{SAi}(\mu) = 1 - |R_i(\mu)|^2 e^{-2\tau_0/\mu}, \quad (9.76)$$

где $i = H, V$ — горизонтальная и вертикальная составляющие восходящего потока соответственно и $\mu = \cos\theta$.

Как уже известно, излучательная способность плоского полупространства (обе компоненты) при стремлении угла наблюдения к 90° стремится к нулю и, соответственно, коэффициент Френеля — к единице. Однако из (9.73) нетрудно видеть, что при $\theta \rightarrow 90^\circ$ и переходе к другому дополнительному углу $\alpha = 90^\circ - \theta$, предельное значение κ_{SA} может быть записано как:

$$\kappa_{SAi}(\alpha) \cong 1 - e^{-2\tau_0/\alpha} \rightarrow 1 \quad (9.77)$$

при любых значениях оптического пути в атмосфере. Другими словами, излучение системы поверхность — атмосфера представляет собой на настильных углах наблюдения чёрнотельное излучение (рис. 9.8). В таком случае измерения свойств поверхности и электродинамических свойств самой атмосферы невозможны. Физический смысл такой парадоксальной (на первый взгляд) ситуации связан с исходным заданием плоскостлой модели атмосферы. В реальной практике исследования атмосферы необходимо, естественно, учитывать её сферичность, и тем самым указанный парадоксальный эффект исчезает. Важно отметить, что такой режим наблюдения (так называемый лимбовый метод изучения атмосферы), получил в последнее время широкое распространение, поскольку позволяет зарегистрировать и детально изучить очень тонкие особенности излучения как земной атмосферы [Hartmann et al., 1996; Masuko et al., 2000; McLandress et al., 2000], так и атмосфер планет (и, в частности, Марса).

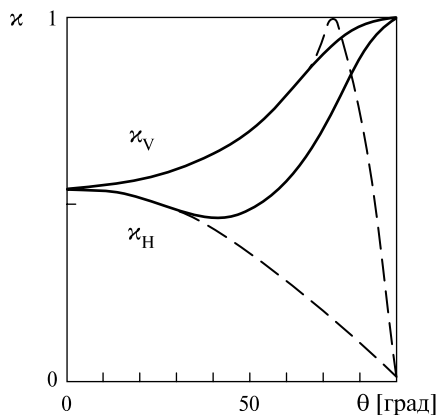


Рис. 9.8. Поляризационная зависимость системы поверхность — атмосфера (сплошные кривые) и чистая поверхность (пунктирные линии)

Метод разрезов. Особенности распространения радиотеплового сигнала на наклонных трассах позволяют использовать ряд очень полезных при наблюдениях методик измерений, которые получили обобщённое название метода разрезов. Этот метод был предложен и развит в радиоастрономической практике. В настоящее время он используется в различных модификациях и в дистанционных наблюдениях.

Наблюдательная схема метода разрезов такова. Прибор находится на нижней границе слоя атмосферы и регистрирует интенсивность ниспадающего потока (9.66). Если за пределами атмосферы находится сильный тепловой источник с яркостной температурой T_{BS} , то полная интенсивность ниспадающего потока может быть записана как:

$$T_B^-(\mu) = T_{BS} e^{-\tau_0/\mu} + T_0 \left(1 - e^{-\tau_0/\mu}\right), \quad (9.78)$$

(для удобства поменяли μ на $-\mu$).

Здесь первый член описывает принятое от постороннего (внешнего) источника излучение, а второй — соответствует вкладу собственного излучения атмосферы. Это даёт возможность в экспериментальном плане идти двумя направлениями — либо изучать вариации интенсивности источника по мере его прохождения по небосклону (на «просвет»), либо прибегать к принудительному сканированию по углу наблюдения при приёме собственного излучения атмосферы. Каждая из этих методик имеет как положительные, так отрицательные моменты при их непосредственном использовании в наблюдательной практике.

Принципиальная особенность метода разрезов заключается в том, что вариация угловой зависимости принимаемого сигнала в различных модификациях одна и та же, а именно, секанс угла наблюдения. Это позволяет существенно упростить проведение измерений, т. е. не выполнять абсолютных радиотепловых измерений, а перейти в режим относительных измерений. Последнее в методическом плане и техническом исполнении, разумеется, существенно проще и надёжнее.

Для понимания существа метода разрезов перепишем выражение для ниспадающего потока (9.78) в следующем виде:

$$\frac{T_B^- - T_0}{T_{BS} - T_0} = e^{-\tau_0 \sec \theta}. \quad (9.79)$$

Выполнив дифференцирование по аргументу $\sec \theta$, получим из (9.79) следующее выражение:

$$-\frac{1}{T_B - T_0} \frac{d[T_B(\theta) - T_0]}{d(\sec \theta)} = \tau_0 e^{-\tau_0 \sec \theta}, \quad (9.80)$$

и, подставив сюда выражение для экспоненты из (9.79), найдём искомое соотношение:

$$\tau_0 = - \left(\frac{1}{T_B^-(\theta) - T_0} \right) \frac{d(T_B^-(\theta) - T_0)}{d(\sec\theta)}. \quad (9.81)$$

Перейдя к конечным разностям, имеем

$$\frac{\Delta[T_B^-(\theta) - T_0]}{T_B^-(\theta) - T_0} = -\tau_0 \Delta(\sec\theta). \quad (9.82)$$

Таким образом, величина τ_0 может быть определена на основе относительных измерений вариаций интенсивности внешнего сигнала как функции секанса угла наблюдения.

Подобный подход можно использовать и при измерении собственного излучения атмосферы (второй член в выражении (9.78)). Проведя аналогичную операцию, получим выражение для оптического пути в виде:

$$\tau_0 = \frac{1}{T_B - T_0} \frac{d(T_B - T_0)}{d(\sec\theta)}. \quad (9.83)$$

Здесь под T_B понимается радиояркостьная температура собственного излучения атмосферы (без вклада излучения внешних источников).

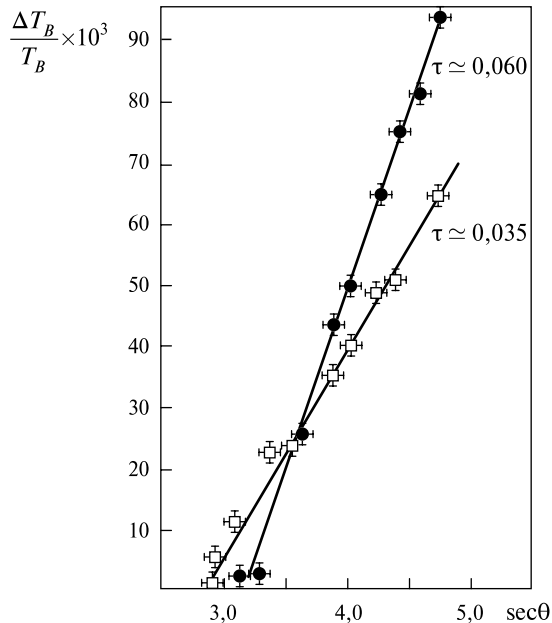


Рис. 9.9. Экспериментальные измерения оптического пути атмосферы на частотах 19 ГГц (светлые квадраты) и 35 ГГц (чёрные кружки) в условиях спокойной атмосферы (температура 4 °С, давление 1000,9 мбар, содержание водяного пара 2,4 г·м⁻³) [Narroules, Brown, 1968]

Другими словами, значение оптического пути может быть получено как тангенс угла наклона относительных вариаций собственного излучения в зависимости от $\sec \theta$. В качестве показательного примера приведём данные измерений собственного излучения безоблачной атмосферы, выполненные на территории США (штат Техас) одновременно на двух частотах — 19 и 35 ГГц (рис. 9.9) [Nagoules, Brown, 1968]. Из данных измерений следует, что в исследованных метеорологических условиях оптический путь земной атмосферы на частоте 19 ГГц составил 0,035, а на частоте 35 ГГц — 0,06. Отсюда вытекает, что при исследованных метеоусловиях состояние атмосферы можно характеризовать как прозрачную атмосферу.

Конечной целью такого сорта экспериментов является получение спектральных характеристик поглощения атмосферы в широком диапазоне длин волн, что, в свою очередь, определяет физико-химический и агрегатный состав атмосферы (см. гл. 10, 11).

§ 9.9. ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В ИЗЛУЧАЮЩЕЙ, ПОГЛОЩАЮЩЕЙ И РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Для того чтобы оценить вклад рассеяния в перенос излучения, рассмотрим модельную ситуацию, когда будем учитывать полные потери на рассеяние, но без учёта вклада перерассеяния (см. § 9.2). Другими словами, функцию источника будем учитывать так, как это записано в соотношении (9.53), однако пока вкладом интеграла пренебрежём, т. е. положим $p(\mu_0) = 0$. Этот модельный подход позволит оценить верхнюю границу возможных потерь в процессе переноса излучения в рассеивающей среде.

Величина альbedo рассеяния для частиц в земной атмосфере для миллиметрового и сантиметрового диапазонов колеблется в очень широких пределах — от 0,1 до 0,7. В оптическом же диапазоне альbedo капель в облачных системах может достигать значений 0,99 и более.

Учитывая условия модельного подхода, из соотношений (9.54) и граничных условий (9.63) получим выражение для восходящего потока на верхней границе атмосферы в виде:

$$T_B^+(\tau_0, \mu) = \kappa T_2 e^{-\tau_0/\mu} + \left(1 + |R(\mu)|^2 e^{-\tau_0/\mu}\right) (1 - \omega) T_0 \left(1 - e^{-\tau_0/\mu}\right). \quad (9.84)$$

Из полученного выражения следует, что при стремлении $(\tau_0/\mu) \rightarrow \infty$ предельное значение интенсивности восходящего потока стремится к $(1 - \omega) T_0$. Другими словами, при таких условиях система поверхность — атмосфера излучает как чёрнотельный излучатель, однако с существенно меньшей эффективной термодинамической температурой. В этом случае иногда говорят, что «охлаждение» среды происходит за счёт «внутренних радиационных потерь на рассеяние». Рассеянное элементом объёма падающее на него излучение будет подвергнуто дальнейшему многократному рассеянию на дру-

гих элементах среды и, в конце концов, диссипирует в среде. Процессы многократного рассеяния в рассеивающих средах, разумеется, очень сложны и являются предметом отдельного рассмотрения [Исимару, 1981].

Как уже отмечалось, в наблюдательной практике большое значение имеют фоновые контрасты — разница между излучением системы поверхность — атмосфера и излучением чистой поверхности. Выполнив нетрудные преобразования с использованием (9.84), получим выражение для радиотеплового контраста при наблюдении в надири:

$$\Delta T_B(\mu = 1) = T_0 |R|^2 \left(1 - e^{-2\tau_0}\right) \left[1 - \frac{\omega}{|R|^2} \frac{1 + |R|^2 e^{-\tau_0}}{1 + e^{-\tau_0}}\right]. \quad (9.85)$$

Полагая, что атмосфера прозрачная ($\tau \ll 1$), упростим выражение (9.85) до вида:

$$\Delta T_B \cong T_0 |R|^2 2\tau_0 \left[1 - \frac{\omega}{2} \frac{1 + |R|^2}{|R|^2}\right]. \quad (9.86)$$

Проанализируем полученные соотношения. Во-первых, сразу следует отметить, что контраст при наличии рассеивающей атмосферы (в отличие от нерассеивающей атмосферы) может иметь как положительный знак, так и отрицательный. Во-вторых, контраст достаточно сложным образом зависит не только от свойств самой атмосферы, но и от излучательных свойств поверхности. Если поверхность в радиотепловом смысле достаточно «холодная», т. е. $\kappa \rightarrow 0$, то величина контраста положительна и может быть представлена в виде:

$$\Delta T_B = T_0 \left(1 - e^{-2\tau_0}\right) (1 - \omega) \cong T_0 2\tau_0 (1 - \omega). \quad (9.87)$$

В противоположном случае для «горячих» («черных») поверхностей ($\kappa \rightarrow 1$) ситуация обратная — контраст отрицательный и его значение можно записать как:

$$\Delta T_B = -T_0 \omega (1 - \exp(-2\tau_0)) \cong -2T_0 \omega \tau_0. \quad (9.88)$$

Из соотношения (9.86) также нетрудно видеть, что при определённом значении излучательной способности поверхности величина контраста будет равна нулю. Это значение κ можно оценить как

$$\kappa \cong \frac{2(1 - \omega)}{2 - \omega}. \quad (9.89)$$

Отсюда видно, что, например, для облака с альбедо $\omega = 0,7$ излучательная способность поверхности, при которой эффект наличия облака будет отсутствовать, составит $\kappa = 0,5$.

Физический смысл полученных результатов достаточно прозрачен. В случае «горячих» поверхностей рассеивающее облако не компенсирует в полной мере те потери на рассеивание проходящего от поверхности излучения, которые облако вносит само. В случае «холодных» поверхностей ситуация обратная — облако не только полностью компенсирует потери на рассеивание, но дополнительно вносит собственный вклад в полное излучение, и, тем самым, обеспечивается положительный контраст.

Важность рассмотренной модельной ситуации заключается в том, что на этом простом примере можно продемонстрировать в явной форме тот принципиальный факт, что рассеивание способно кардинально изменить всю радиационную энергетику в излучающей и рассеивающей системе.

§ 9.10. ИЗЛУЧЕНИЕ НЕОДНОРОДНОГО И НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА

Воспользовавшись формальным решением основного уравнения переноса (9.54) и (9.55), получим явное выражение для интенсивности излучения ещё для одного важного случая — для среды со стратифицированными электромагнитными и термическими параметрами. Речь идёт о неизотермическом полупространстве с неоднородными электромагнитными свойствами. Природные аналоги таких сред широко распространены — это и неоднородные почвы и грунты со сложными профилями влажности и температуры, неоднородная растительность со сложным внутренним термическим режимом, неизотермический поверхностный микрослой океана, неоднородные горные породы, поверхностные слои Луны, Марса и других планет.

Итак, рассмотрим поглощающую и излучающую среду (без рассеяния, $\omega = 0$) с произвольными профилями электромагнитных свойств $\gamma(z)$ и температуры $T_0(z)$ (через z обозначена глубина слоя от поверхности). Для удобства рассмотрим решение (9.52) для ниспадающего потока на нижней границе слоя:

$$I_V^-(0, \mu) = I^-(\tau_0, \mu) e^{-\tau_0/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_0^{\tau_0} S(\tau', \mu) e^{-\tau'/\mu} d\tau'. \quad (9.90)$$

Поскольку рассматривается полупространство, то устремим $\tau \rightarrow \infty$ и перейдём от безразмерного оптического пути к размерной глубине слоя z . Затем используем представление интенсивности через яркостную температуру и, наконец, после небольших преобразований, имеем выражение для так называемой эффективной температуры T_{ef} неизотермического и неоднородного полупространства, измеряемой с внутренней стороны слоя, в виде

$$T_{ef}(\theta) = \int_0^\infty T(z) \gamma(z) \frac{1}{\cos \theta} \exp \left\{ -\frac{1}{\cos \theta} \int_0^z \gamma(z') dz' \right\} dz. \quad (9.91)$$

Поскольку при рассмотрении полупространств координату z в положительном направлении направляют обычно внутрь слоя, систему координат, принятую ранее при изучении атмосфер, меняем на противоположную. Отметим также, что угол θ в выражении (9.91) есть внутренний угол в среде (а не внешний угол наблюдения θ_0 , связанный с θ законом Снеллиуса). Достаточно сложная функциональная зависимость электродинамических свойств среды под знаком интеграла связана с тем, что любой единичный слой в среде поглощает то излучение, которое проходит через него от ниже лежащих слоёв и при этом излучает собственную энергию, которая частично поглотится вышележащими слоями. Выраженная в (9.91) интенсивность сформирована непосредственно под границей полупространства и окончательно в свободное пространство выйдет энергия, пропорциональная следующему значению:

$$T_{Bi}(\theta_0) = \left[1 - |R_i(\theta_0)|^2 \right] T_{ef}(\theta), \quad (9.92)$$

где $i = H, V$ (горизонтальная и вертикальная поляризации).

Важно отметить, что внутреннее излучение среды, описываемое через эффективную температуру, не обладает поляризационными свойствами. Эти свойства излучение приобретает только после пересечения плоской границы.

В силу отмеченной выше специфики формирования теплового излучения, согласно выражению (9.91), нетрудно сделать заключение о вполне конечном значении глубины слоя, на котором может быть сформирована основная доля излучаемой энергии. Эта оценка для влажных почв уже проводилась в § 8.8. Для этого рассмотрим изотермическую среду с однородными параметрами и переменным нижним пределом (глубиной). Тогда при наблюдении в надир получим выражение для яркостной температуры в виде:

$$T_B(z) = \left[1 - |R(0)|^2 \right] T_0 \left(1 - e^{-\gamma z} \right). \quad (9.93)$$

Отсюда непосредственно следует, что эффективная глубина однородного пространства, которая формирует 90 % интенсивности излучения (скин-слой излучения), составляет следующую величину:

$$z_{ef} = \frac{2,3}{\gamma} = 0,18 \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{\epsilon_1}{2} \left(\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} - 1 \right)}}, \quad (9.94)$$

где ϵ_1 и $\operatorname{tg} \delta$ — электрические параметры излучающей среды.

Если среда прозрачная, т. е. $\operatorname{tg} \delta \ll 1$, то указанное выражение упрощается:

$$z_{ef} \cong 0,36 \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_1 \operatorname{tg} \delta}}. \quad (9.95)$$

Отсюда нетрудно видеть, что для земных сред значения эффективных глубин находятся в очень широких пределах. Так, для глетчерного льда

(Антарктида, Гренландия), электрические параметры которого составляют $\epsilon_1 = 3$ и $\text{tg } \delta \approx 0,001$, для дециметрового диапазона длин волн (например, 30 см) эффективная глубина составит 63 м. В этом же диапазоне длин волн для пресной воды ($t = 0$ °C) ($\epsilon_1 = 80$ и $\text{tg } \delta \approx 0,04$) эффективная глубина составит ~ 30 см, в то время как для солёной воды при этих же условиях $z_{ef} \approx 1,3$ см. В миллиметровом диапазоне (8 мм) скин-слой излучения для водной среды составит всего 1 мм.

Если излучающая среда резко неоднородна по электрическим и температурным параметрам, то непосредственная оценка скин-слоя по соотношениям (9.94) и (9.95), строго говоря, неприемлема, поскольку картина внутреннего излучения может быть очень сложной (см. § 7.2).

Интересно отметить, что если перейти к изотермическому случаю ($T_0(z) = T_0$), то сложный интеграл (9.91) для эффективной температуры превращается в значение T_0 , независимо от профиля электродинамических свойств среды. Другими словами, полубесконечная изотермическая среда представляет собой чёрнотельный излучатель при любых значениях электродинамических свойств.

Сопоставляя полученное выражение с соотношением (7.100), нетрудно видеть их полную идентичность. При этом, однако, становятся очевидными и пределы применимости теории переноса излучения и явные ограничения при использовании этой теории (см. § 7.3). Связано это с тем, что при наличии в изучаемой среде электрических потерь ($\text{tg } \delta \neq 0$) закон Снеллиуса должен быть использован в комплексной форме и, следовательно, значение угла θ внутри среды также будет комплексным. Тем самым выражение (9.91) как интенсивность излучения теряет физический смысл. Таким образом, строго говоря, результаты теории переноса излучения применимы только для прозрачных сред. Большинство структур, представляющих интерес для исследователей и прикладников на земной поверхности и в земной атмосфере, разумеется, не относятся к этому типу сред. Однако специальные исследования, выполненные вне рамок теории переноса излучения [Клепиков, Шарков, 1983; Шарков, 1978; Шульгина, 1975], показали, что на самом деле ситуация не столь драматична. Вклад поглощающих свойств среды в рефракционные характеристики среды сравнительно невелик (см. § 7.3), и поэтому результаты теории переноса могут быть с успехом использованы и для сред со значительным поглощением (например, морская вода).

Указанные формулы (9.91) и (9.92) широко используются при анализе излучательных свойств неоднородных и неизотермических сред как для задач дистанционного зондирования, так и для радиоастрономии. Так, в своё время по радиоастрономическим (дистанционным) наблюдениям и с использованием результатов теории переноса были выявлены особенности термического режима подповерхностных слоёв Луны и при помощи соотношений Кротикова (8.52) впервые были установлены физико-химические свойства подповерхностных слоёв Луны [Тихонова, Троицкий, 1970; Троицкий, 1954, 1967]. Аналогичные исследования впоследствии были выполнены и для поверхности Марса.

§ 9.11. ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ПОЛНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА

Математические трудности, возникающие при решении полного интегрально-дифференциального уравнения теории переноса (9.20), привели к появлению целого ряда приближенных подходов и методов решения уравнения переноса излучения. Различные физические предпосылки изначально закладываются в приближениях оптически тонкого и оптически толстого слоёв (последнее называется также диффузионным приближением, или приближением Росселанда) и используются упрощения, вытекающие из предельного значения толщины среды. В приближениях Эддингтона и Шустера-Шварцшильда упрощения связаны с введением допущений об угловом распределении интенсивности излучения. В методе экспоненциальной аппроксимации ядра интегрально-экспоненциальные функции в формальном решении заменяются экспонентами. Метод сферических гармоник, метод моментов и метод дискретных ординат — наиболее разработаны и позволяют получить приближения более высоких порядков.

В этом параграфе будут описаны приближенные методы решения уравнения переноса излучения в схематической форме. Для более детального изучения можно рекомендовать посвящённые этому же вопросу работы [Оцистик, 1976; Соболев, 1956; Чандрасекар, 1953; Barichello et al., 1998; Thomas, Stamnes, 1999]. Приближенные методы полезны с той точки зрения, что они, во-первых, дают различные простые способы решения сложных задач переноса излучения, однако их применение ограничивается тем обстоятельством, что точность приближенного метода не может быть оценена без сравнения с точным решением (которое, строго говоря, неизвестно) или с результатами точных решений электромагнитной теории Максвелла. Следовательно, при использовании приближенных методов для изучения реальных сред следует проявлять осторожность, так как точность любых приближенных методов изначально совершенно не ясна. И, во-вторых, при решении обратных задач дистанционного зондирования принципиальное значение имеет возможность представления результатов вычислений реальных сред при помощи достаточно простых аналитических выражений. Использование же численных моделей (таких как метод Монте-Карло) подчас не даёт возможности сформировать в практической форме алгоритмы обратных задач.

Метод сферических гармоник. Настоящий метод позволяет получить приближенное решение уравнения теории переноса при использовании первоначальных предположений на специальную форму искомого решения. Физической основой для такого выбора являются особенности рассеяния электромагнитной энергии на частицах, которые позволяют разделить угловые и пространственные переменные в теории электромагнетизма Максвелла [Стреттон, 1948]. Такой метод впервые был предложен Дж. Джинсом в 1917 г. в связи с проблемой переноса излучения в атмосферах звезд. Детальное описание метода можно найти в целом ряде работ [Оцистик, 1976;

Соболев, 1956; Чандрасекар, 1953; Varichello et al., 1998; Thomas, Stammes, 1999].

Рассмотрим уравнение переноса излучения для плоскопараллельного слоя «серой» среды при условии аксиальной симметрии:

$$\mu \frac{\partial I_\nu(\tau, \mu)}{\partial \tau} + I_\nu(\tau, \mu) = (1 - \omega) I_B [T(\tau)] + \frac{\omega}{2} \int_{-1}^{+1} p(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu', \quad (9.96)$$

где предполагается, что индикатриса рассеяния единичного объёма может быть представлена в форме ряда с полиномами Лежандра, но, в отличие от (9.46), с другими коэффициентами:

$$p(\mu, \mu') = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) f_n P_n(\mu) P_n(\mu'). \quad (9.97)$$

Предположим, что искомая интенсивность излучения в среде может быть также представлена в виде ряда с полиномами Лежандра в следующей специальной форме, разделяющей угловые и пространственные координаты:

$$I(\tau, \mu) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2m+1}{4\pi} P_m(\mu) \Psi_m(\tau). \quad (9.98)$$

Если функции $\Psi_m(\tau)$ будут известны, то полное решение в соответствии с этим методом можно получить из (9.98). По этим причинам проанализируем в основном нахождение функции $\Psi_m(\tau)$, определяющее пространственное распределение искомого излучения в среде. Подставив выражения (9.97) и (9.98) в основное уравнение (9.96), после достаточно простых (но громоздких) преобразований с учётом ортогональных свойств полиномов Лежандра и рекуррентных формул [Оцисик, 1976] получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений по отношению к функциям $\Psi_m(\tau)$ ($m = 0, 1, 2, \dots$):

$$\begin{aligned} (m+1)\Psi'_{m+1} + m\Psi'_{m-1} + (2m+1)(1 - \omega f_m)\Psi_m &= \\ = 4\pi(1 - \omega)I_B [T(\tau)]\delta_{0m}, \end{aligned} \quad (9.99)$$

где f_0 и штрих обозначают дифференцирование по τ .

Для примера в случае простейшего изотропного рассеяния необходимо в уравнении (9.97) все функции f_m приравнять нулю, за исключением f_0 , которое равно единице.

Уравнение (9.99) формирует, вообще говоря, бесконечную систему обыкновенных дифференциальных уравнений с бесконечным набором неизвестных функций $\Psi_m(\tau)$. Однако, на практике рассматривается система конечного числа уравнений $m = N$ и при этом членом $\Psi'_{m+1}(\tau)$ пренебрегают. Упомянутая процедура является очень важной для окончательного решения и, следовательно, должна быть обоснована исходя из физической точки зрения (что, к сожалению, чаще всего не делается). В результате может быть получена следующая система уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \Psi'_1 + (1 - \omega)\Psi_0 &= 4\pi(1 - \omega)I_B [T(\tau)], \\ 2\Psi'_2 + \Psi'_0 + 3(1 - \omega f_1)\Psi_1 &= 0, \\ \dots \\ N\Psi'_{N-1} + (2N + 1)(1 - \omega f_N)\Psi_N &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (9.100)$$

которая представляет собой систему из $N+1$ линейных обыкновенных дифференциальных уравнений с $N+1$ неизвестными функциями $\Psi_0, \Psi_1, \dots, \Psi_N$ и называется P_N -приближением.

Как известно, решение системы (9.100) может быть записано как сумма решений соответствующей системы однородных уравнений и частного решения неоднородной системы. Последнее решение, однако, не может быть точно определено до тех пор, пока не будет известен термический режим (интенсивность чёрнотельного излучения) внутри системы. Решение системы однородных уравнений может быть записано в форме:

$$\Psi_m^H(\tau) = g_m e^{k\tau}, \quad m = 0, 1, \dots, N, \quad (9.101)$$

где g_m — произвольные постоянные; k — искомые показатели экспоненты. Подстановка (9.101) в систему однородных уравнений, полученную из (9.100), даёт следующую систему из $N+1$ однородного алгебраического уравнения относительно коэффициентов g_m :

$$k[(m+1)g_{m+1} + mg_{m-1}] + (2m+1)(1 - \omega f_m)g_m = 0, \quad (9.102)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots, N$; $f_0 = 1$; $g_{N+1} = 0$.

В случае изотропного рассеяния полагаем $f_0 = 1$ и $f_m = 0$ ($m \neq 0$).

И тогда (9.102) упрощается и принимает вид

$$k[(m+1)g_{m+1} + mg_{m-1}] + (2m+1)(1 - \omega \delta_{0m})g_m = 0. \quad (9.103)$$

Чтобы система однородных алгебраических уравнений (9.102), (9.103) имела нетривиальное решение, определитель, составленный из коэффициентов уравнений, должен равняться нулю. Таким образом, как результат вышеприведённой процедуры, получим допустимые значения k_i для каждого значения ω . Затем для каждого k_i из уравнения (9.102) определяется совокупность значений $g_m(k_i)$ ($m = 0, 1, 2, \dots, N$), после чего решение полученной из (9.100) системы однородных уравнений для изотропного рассеяния можно записать в виде

$$\Psi_m^H(\tau) = \sum_{i=0}^N A_i g_m(k_i) e^{k_i \tau}, \quad m = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (9.104)$$

Полное решение для функции $\Psi_m(\tau)$ можно записать в виде

$$\Psi_m(\tau) = \Psi_m^H(\tau) + \Psi_m^P(\tau), \quad (9.105)$$

где частное решение $\Psi^P(\tau)$ зависит от пространственного распределения чёрнотельного излучения внутри среды. Неизвестные коэффициенты A , входящие в (9.104), находятся из граничных условий задачи. После того как определены функции $\Psi_m(\tau)$, по формуле (9.98) находится распределение интенсивности излучения в среде. Здесь отметим, что существует много других представлений решения (9.104), (9.105) в соответствии со спецификой конкретной физической задачи [Описик, 1976; Соболев, 1956; Чандрасекар, 1953; Varichello et al., 1998; Thomas, Stamnes, 1999].

В качестве частного примера рассмотрим P_1 -приближение для изотропной среды. Это приближение может быть получено из (9.100), если принять $N = 1, f_m = \delta_{0m}$ и пренебречь членом $d\Psi_2(\tau)/d\tau$, т. е.

$$\begin{cases} \Psi_1'(\tau) + (1 - \omega)\Psi_0(\tau) = 4\pi(1 - \omega)I_B(T), \\ \Psi_0'(\tau) + 3\Psi_1(\tau) = 0. \end{cases} \quad (9.106)$$

Произведя перестановку в системе уравнений (9.106), получим выражения для Ψ_0 и Ψ_1 отдельно:

$$\begin{cases} \frac{d^2\Psi_0}{d\tau^2} = 3(1 - \omega)\left[\Psi_0 - 4\pi I_B(T)\right], \\ \frac{d^2\Psi_1}{d\tau^2} = (1 - \omega)\left[3\Psi_1 + 4\pi \frac{d}{d\tau} I_B(T)\right]. \end{cases} \quad (9.107)$$

После определения функции Ψ_0 из решения уравнения (9.107) и принимая во внимание (9.106), получим выражение для искомой интенсивности

$$I(\tau, \mu) = \frac{1}{4\pi} \left[\Psi_0(\tau) - \mu \frac{d\Psi_0(\tau)}{d\tau} \right]. \quad (9.108)$$

Выражение для Ψ_0 будет включать как граничные условия, так и особенности внутреннего термического режима среды. В теории звёздных атмосфер [Соболев, 1956] это решение по методу сферических гармоник носит название приближение Эддингтона. В дистанционном зондировании метод сферических гармоник (в формате P_2 – P_4 -приближения) широко используется при изучении как переноса собственного излучения мало-дисперсных систем (облака без осадков, аэрозоли), так и для систем средней дисперсности (изморось, мелкий дождь), где ещё рассеяние не играет значительной роли в общем балансе энергии в системе (см. гл. 10).

Метод гауссовых квадратур. Настоящий метод даёт возможность получить приближенные решения уравнения переноса излучения при помощи приближенного представления основного интеграла в функции источника через так называемые гауссовы квадратуры и таким образом трансформировать первоначальное интегрально-дифференциальное уравнение в систему обыкновенных дифференциальных уравнений.

Разделим искомую интенсивность на два потока — на прямой (восходящий) компонент $I(\tau, \mu)$, $\mu \in (0, 1)$ и обратный (ниспадающий) $I(\tau, \mu)$, $\mu \in (-1, 0)$, как это делалось в § 9.5, и перепишем исходное интегрально-дифференциальное уравнение в слегка изменённой (по сравнению с (9.50)–(9.53)) форме:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial I(\tau, \mu)}{\partial \tau} + I(\tau, \mu) = (1 - \omega) I_B [T(\tau)] + \\ + \frac{\omega}{2} \left[\int_0^1 p(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu' + \int_0^1 p(\mu, -\mu') I(\tau, -\mu') d\mu' \right] \end{aligned} \quad (9.109)$$

для $0 < \tau < \tau_0$, $\mu > 0$ и

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial I(\tau, -\mu)}{\partial \tau} + I(\tau, -\mu) = (1 - \omega) I_B [T(\tau)] + \\ + \frac{\omega}{2} \left[\int_0^1 p(\mu, -\mu') I(\tau, \mu') d\mu' + \int_0^1 p(\mu, \mu') I(\tau, -\mu') \mu' \right] \end{aligned} \quad (9.110)$$

для $0 < \tau < \tau_0$, $\mu > 0$.

Отметим, что уравнения (9.109), (9.110) справедливы для положительных значений $\mu \in (0, 1)$, и две компоненты интенсивности различаются обозначениями $I(\tau, \mu)$ и $I(\tau, -\mu)$.

Интегральные члены уравнений могут быть представлены в виде сумм с использованием двойных гауссовых квадратур:

$$\int_0^1 f(\tau, \mu') d\mu' \cong \sum_{j=1}^N a_j f(\tau, \mu_j), \quad \mu > 0, \quad (9.111)$$

где a_j — весовые коэффициенты (коэффициенты Кристоффеля), которые определяются по формулам гауссовых квадратур; μ_j — дискретные и фиксированные величины от μ , которые задаются формулами гауссовых квадратур [Градштейн, Рыжик, 1963].

Интегрально-дифференциальные уравнения (9.109) и (9.110) с помощью N -точечной формулы для гауссовых квадратур преобразуются в систему $2N$ обыкновенных дифференциальных уравнений относительно интенсивностей $I(\tau, \mu)$ и $I(\tau, -\mu)$ ($i = 1, 2, \dots, N$). После ряда преобразований уравнения (9.109) и (9.110) могут быть приведены к форме [Оцисик, 1976]:

$$\frac{dI(\tau, \mu_i)}{d\tau} - \sum_{j=1}^N \alpha_{ij} I(\tau, \mu_j) - \sum_{j=1}^N \beta_{ij} I(\tau, -\mu_j) = \frac{1}{\mu_i} (1 - \omega) I_B [T(\tau)], \quad (9.112)$$

$$\frac{dI(\tau, -\mu_i)}{d\tau} + \sum_{j=1}^N \beta_{ij} I(\tau, \mu_j) + \sum_{j=1}^N \alpha_{ij} I(\tau, -\mu_j) = -\frac{1}{\mu_i} (1 - \omega) I_B [T(\tau)], \quad (9.113)$$

где $\mu \in (0, 1)$, $i = 1, 2, \dots, N$ и

$$\alpha_{ij} = \frac{1}{\mu_i} \frac{\omega}{2} a_j p(\mu_i, \mu_j) - \frac{\delta_{ij}}{\mu_j}, \quad (9.114)$$

$$\beta_{ij} = \frac{1}{\mu_i} \frac{\omega}{2} a_j p(\mu_i, -\mu_j). \quad (9.115)$$

Уравнения (9.112) и (9.113) представляют собой систему $2N$ линейных обыкновенных дифференциальных уравнений с $2N$ неизвестными $I(\tau, \mu)$ и $I(\tau, -\mu)$ ($i = 1, 2, 3, \dots, N$), которая должна быть решена совместно с $2N$ граничными условиями. Предположим, что решение однородной системы уравнений, соответствующей системе (9.112) и (9.113), можно записать в виде:

$$I(\tau, \mu_i) = g_i(k) e^{k\tau}, \quad I(\tau, -\mu_i) = g_i^*(k) e^{-k\tau}, \quad (9.116)$$

где $i = 1, 2, 3, \dots, N$.

После подстановки этих решений в однородные части уравнений (9.112) и (9.113) получим систему $2N$ линейных однородных алгебраических уравнений относительно $g_i(k)$ и $g_i^*(k)$ с k в качестве параметра. Допустимые значения k находятся из условия: детерминант, составленный из коэффициентов $g_i(k)$ и $g_i^*(k)$, становится равным нулю, если результирующая система алгебраических однородных уравнений имеет нетривиальное решение. После того как найдены значения k_j ($j = 1, 2, 3, \dots, 2N$), определяются соответствующие значения $g_i(k_j)$ и $g_i^*(k_j)$ ($i = 1, 2, 3, \dots, N$). Общее решение системы уравнений (9.112) и (9.113) записывается как линейная сумма общих решений однородных уравнений и частного решения I^p :

$$I(\tau, \mu_i) = \sum_{j=1}^N c_j g_i(k_j) e^{k_j \tau} + I^p, \quad (9.117)$$

$$I(\tau, -\mu_i) = \sum_{j=1}^N c_j g_i^*(k_j) e^{k_j \tau} + I^p, \quad (9.118)$$

где c_j — $2N$ констант интегрирования, которые должны быть найдены с помощью $2N$ граничных условий. Для изотермической среды частное решение можно получить достаточно просто, а для неизотермической среды могут быть использованы специальные методы [Оцисик, 1976].

В микроволновом дистанционном зондировании метод гауссовых квадратур (правда, в несколько изменённой форме) был успешно использован для изучения собственного излучения почти прозрачных сред с рассеивателями с малой дисперсностью [England, 1974, 1975]. Внутреннее рассеивание приводит к эффекту «потемнения» («охлаждения») излучения общей среды. При этом эффект охлаждения возрастает при увеличении альbedo рассеивания и уменьшении диэлектрической постоянной среды. Эти эффекты имеют вполне ясные физические причины (см. § 9.9).

Природными средами, где возможны подобные эффекты, являются ледовые щиты из глетчерного льда в Антарктиде и в Гренландии. Как показано

выше (см. § 8.7), отрицательные вариации в частотных характеристиках собственного излучения внутренних районов Антарктиды вызваны объёмным рассеиванием сложной структуры глетчерного льда. Возможны подобные эффекты и в грунтовых структурах Луны и Марса.

Аппроксимационные формулы. В задачах дистанционного зондирования подчас возникает необходимость получения достаточно простых алгоритмов для обратных задач с учётом возможных эффектов рассеивания. Известно, что аппроксимации с чистым поглощением в натуральных средах, которые часто используются в практике (см. § 9.4) и где рассеивание просто игнорируется, неудовлетворительно описывают перенос радиации в рассеивающих слоях атмосферы для оптических толщин больше 1,5.

Ранее авторами работы [Башаринов и др., 1967] был предложен метод описания радиотеплового излучения плоскослоистого слоя при помощи эффективных коэффициентов передачи q и отражения r в следующей простой форме:

$$T_B = T_0(1 - q - r), \quad (9.119)$$

где T — температура среды;

$$q = \frac{(1 - r_0^2)e^{-k\tau_0}}{1 - r_0^2 e^{-2k\tau_0}}; \quad r = r_0 \frac{1 - e^{-2k\tau_0}}{1 - r_0 e^{-2k\tau_0}}, \quad (9.120)$$

где τ_0 — полное поглощение в рассеивающей среде; коэффициенты k и r_0 для симметричных индикатрис рассеяния равны

$$k = \sqrt{1 - \omega}, \quad r_0 = \frac{1 - k}{1 + k}. \quad (9.121)$$

Выражения для q и r были получены Амбарцумяном [Соболев, 1956] на базе одномерной модели рассеяния в звёздной атмосфере. При выводе соотношения (9.119) был использован закон Кирхгофа и при этом предполагалось, что благодаря рассеянию часть радиации, равная rT_0 , отражалась назад и таким образом была изъята из общего баланса энергии. Сопоставление результатов полного решения задач теории переноса и вычислений по формуле (9.119), выполненное в работе [Башаринов и др., 1967], показало, что выражение (9.119) даёт ошибку в оценке радиояркостной температуры не более 15 %.

В работе [Смирнов, 1984] представлена более корректная форма для радиояркостной температуры:

$$T_B = T_0 [1 - q - r(1 - q)]. \quad (9.122)$$

Здесь предполагается, что часть радиации, которая не диссипировала в среде, создаёт эффективное отражение. В этом случае радиояркостная температура уходящей и падающей радиации в системе атмосфера — поверхность может быть записана в следующей форме:

$$T^- = (1 - r)T_0 \left(1 - qe^{-\tau_0}\right) + 2\chi T_S, \quad (9.123)$$

$$T^+ = (1-r) \left[\kappa T_s q e^{-\tau_0} + T_0 (1 - q e^{-\tau_0}) \right] + (1-\kappa) T^- q e^{-\tau_0}, \quad (9.124)$$

где T_0 — средняя температура среды; τ_0 — полное поглощение в среде; κ — излучательная способность поверхности; T_s — её температура.

Специальное моделирование радиации в среде с рассеянием при помощи метода Монте-Карло [Смирнов, 1984] продемонстрировало хорошее согласие между вычислениями по формулам (9.123) и (9.124) и модельными результатами. Также в статье показано, что радиация в среде слабо зависит от индикатрисы рассеяния и может быть удовлетворительно описана моделью однократного рассеяния.

В заключение отметим, что, в зависимости от физических и геометрических особенностей специфических задач, можно предложить достаточное количество аппроксимационных формул для формирования алгоритмов обратных задач.

Глава 10

Электромагнитные свойства дисперсных сред

Цель настоящей главы заключается в рассмотрении основных электромагнитных характеристик дисперсных сред, которые широко распространены в атмосфере Земли. Введены основные понятия для количественных характеристик поглощения и рассеяния как отдельных (изолированных) частиц, так и дисперсных сред в виде облака невзаимодействующих случайно распределённых рассеивателей. Представлены основные положения теории рассеяния Ми и широко используемые в дистанционной практике приближения (рассеяние Рэлея), резонансное рассеяние, приближение геометрической оптики. Введены основные характеристики, описывающие механические дисперсные свойства гетерогенных смесей. Рассмотрены поглощающие и рассеивающие свойства природных полидисперсных сред, содержащих водные капли и водные частицы в различных фазовых состояниях. В главе приведён богатый набор экспериментальных наблюдательных данных по характеристикам поглощения и рассеяния дисперсных сред, распространённых как в атмосфере Земли, так на планетах земной группы. Основное внимание уделено анализу электромагнитных характеристик, предназначенных для исследования процессов рассеяния и поглощения в дисперсных средах преимущественно в микроволновом диапазоне. Приведены основные результаты исследования высококонцентрированных дисперсных сред в микроволновом диапазоне.

§ 10.1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ИЗОЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

С точки зрения теории переноса излучения основной интерес представляют характеристики прохождения и рассеяния электромагнитной волны при наличии облака случайно распределённых электромагнитно невзаимодействующих частиц. Анализ этой задачи проведём в два этапа. Сначала рассмотрим

отдельную частицу и изучим её характеристики рассеяния и поглощения. На втором этапе учтём вклады большого числа невзаимодействующих частиц и выведем общие соотношения для электромагнитной волны, распространяющейся в облаке случайно распределённых частиц. В данном параграфе описывается первый из этих этапов — анализ характеристик отдельной частицы. Этот вопрос исчерпывающе освещён в целом ряде изданий [Айвазян, 1991; Борн, Вольф, 1973; Дейрменджан, 1971; Исимару, 1981; Стреттон, 1948; Таблицы..., 1968; Хюлст, 1961; Шифрин, 1951, 1971], поэтому здесь остановимся лишь на основных физических подходах к этой сложной проблеме применительно к задачам микроволнового зондирования.

Сечение рассеяния и амплитуда рассеяния. При облучении отдельной и единённой частицы электромагнитной волной часть падающей мощности рассеивается и уходит от частицы безвозвратно, а часть поглощается и переходит в конечном итоге в тепло. Эти основные два явления — рассеяние и поглощение — удобнее всего описывать, предположив, что частица освещается плоской падающей волной.

Рассмотрим линейно-поляризованную плоскую электромагнитную волну, распространяющуюся в среде с относительными диэлектрической и магнитной проницаемостями, равными единице, электрическое поле такой волны имеет вид (см. § 1.6):

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}') = E_0 \mathbf{e}_i e^{jk(\boldsymbol{\Omega}', \mathbf{r})}, \quad (10.1)$$

где E_0 — амплитуда поля; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; λ — длина волны в среде (внешней по отношению к частице); $\boldsymbol{\Omega}'$ — единичный вектор в направлении распространения внешнего поля; \mathbf{e}_i — единичный вектор, задающий направление поляризации внешнего поля.

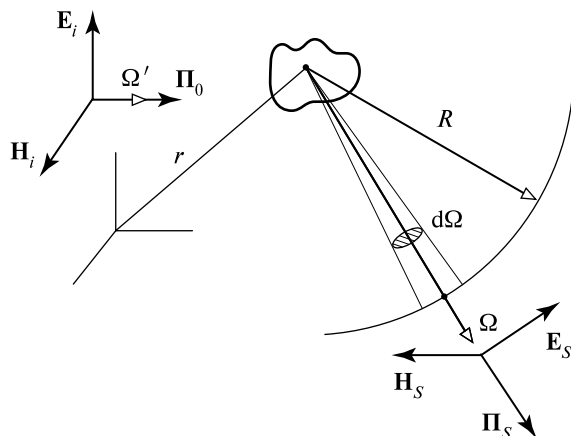


Рис. 10.1. Схематическое представление геометрии при изучении рассеяния на частицах (систему обозначений см. в тексте)

Эта волна падает на частицу (рис. 10.1) с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_p , которая, вообще говоря, является комплексной и зависит от координат, так как частица может обладать поглощением и быть неоднородной. Поле на расстоянии R , отсчитываемом от некоторой точки внутри частицы в направлении единичного вектора Ω , равно сумме поля падающей волны E_i и поля, рассеянного на частице волны E_S . На расстояниях $R > D^2/\lambda$ (D — характерный размер частицы, например её диаметр) вследствие интерференции волн от различных точек частицы амплитуда и фаза поля E_S меняются очень сложным образом (так называемый режим ближнего поля) (см. § 5.2). В этом случае говорят, что точка наблюдения \mathbf{r} находится в ближней зоне частицы. При $R > D^2/\lambda$ рассеянное поле E_S ведёт себя как сферическая волна и может быть представлено в виде

$$\mathbf{E}_S(R) = \hat{\mathbf{f}}(\bar{\Omega}', \Omega) \frac{e^{jkR}}{R}, \quad R > \frac{D^2}{\lambda}, \quad (10.2)$$

где амплитуда рассеяния $\hat{\mathbf{f}}(\Omega, \Omega')$ описывает амплитуду, фазу и поляризацию рассеянной волны в дальней зоне в направлении наблюдения Ω при условии, что на частицу падает плоская волна, распространяющаяся в направлении облучения Ω' . Следует отметить, что даже в случае линейной поляризации падающей волны рассеянная волна частицы сложной формы, вообще говоря, будет иметь эллиптическую поляризацию. Амплитуда рассеяния имеет очень большое значение, поскольку в её значении заложена информация о внутренних диэлектрических свойствах и геометрической форме и размерах частицы.

Рассмотрим плотность потока мощности (см. § 1.6) Π_S , рассеянной в направлении волны Ω на расстоянии R от частицы при падении на неё волны с плотностью потока мощности Π_0 с направления Ω' . Здесь Π_0 и Π_S — векторы плотности потока мощности падающей и рассеянной волн по соответствующим направлениям:

$$\Pi_0 = \frac{|\mathbf{E}_i|^2}{2Z_0} \Omega', \quad \Pi_S = \frac{|\mathbf{E}_S|^2}{2Z_0} \Omega, \quad (10.3)$$

где Z_0 — характеристический импеданс среды (см. § 1.6). Полную мощность P (измеряемую в [Вт]), которая будет рассеяна частицей в окружающее пространство, можно определить как

$$P_S(\Omega') = \iint_{4\pi} |\Pi_S(\Omega', \Omega)| d\Omega, \quad (10.4)$$

отношение

$$\sigma_S(\Omega') = \frac{P_S(\Omega')}{|\Pi_0|} \quad (10.5)$$

называется интегральным (или полным) сечением рассеяния частицы. Нетрудно видеть, что размерность этой величины $[m^2]$. Физический смысл введённой величины заключается в том, что она показывает отличие в потерях

на рассеяние мощности частицей по отношению к её геометрическому сечению (или её геометрической тени). Если частица имеет сложную форму, то полное сечение рассеяния зависит от направления, с которого падает внешнее излучение на частицу.

Введём другое важное определение, характеризующее энергетическое и пространственно-угловое рассеяние уединённой частицей падающего на неё внешнего излучения. Дифференциальное сечение рассеяния частицы определяется следующим образом:

$$\sigma_d(\Omega', \Omega) = \lim_{R \rightarrow \infty} \left[R^2 \frac{|\Pi_S|}{|\Pi_0|} \right] = |\dot{f}(\Omega', \Omega)|^2. \quad (10.6)$$

Из выражения (10.6) следует, что $\sigma_d(\Omega', \Omega)$ имеет размерность площади, делённой на телесный угол. Отметим, что дифференциальное сечение рассеяния имеет однозначный физический смысл только при рассмотрении расстояний от частицы, превышающих размер дальней зоны. В противном случае (или при наличии другой частицы вблизи исследуемой) физическая однозначность введённого определения теряется.

В радиолокационных и скаттерометрических приложениях часто используются бистатическое радиолокационное сечение рассеяния σ_B и сечение обратного рассеяния σ_{BS} . Они связаны с $\sigma_d(\Omega', \Omega)$ соотношениями

$$\sigma_B(\Omega', \Omega) = 4\pi\sigma_d(\Omega', \Omega), \quad \sigma_{BS} = 4\pi\sigma_d(\Omega', -\Omega'). \quad (10.7)$$

Величину σ_{BS} называют также радиолокационным сечением рассеяния. Физический смысл этих определений можно выяснить следующим образом. Предположим, что в пределах полного телесного угла 4π плотность потока мощности постоянна и равна значению плотности для направления Ω . Тогда поперечное сечение площадки, от которой рассеивается такая мощность, равно значению σ_d для направления Ω , умноженному на 4π . Отметим, что иногда используются и другие определения сечения обратного рассеяния.

Сечение поглощения. Теперь рассмотрим ту часть энергии падающего потока на частицу, которая полностью будет поглощена частицей и впоследствии перейдёт в тепло. Разумеется, если частица неоднородна по своим электромагнитным свойствам, то при вычислении поглощения должны учитываться все дифракционные явления, возникающие внутри частицы. Для унификации описания процессов рассеяния и поглощения вводят следующее определение. Под сечением поглощения $\sigma_A(\Omega')$ понимают отношение полной мощности, которая поглотилась в объёме частицы, к плотности потока мощности, которая падает на частицу с направления Ω' ,

$$\sigma_A(\Omega') = \frac{P_A}{|\Pi_0(\Omega')|}. \quad (10.8)$$

Размерность сечения поглощения $[m^2]$. Если частица неоднородна по своему составу, то сечение поглощения будет зависеть от направления па-

дающего внешнего излучения. Поскольку речь идёт о поглощении электромагнитной энергии, то непосредственного отношения к геометрии частицы эта величина может не иметь.

Полное сечение. Далее рассмотрим следующий важный момент. Поскольку было отмечено, что рассеянная частицей энергия рассматривается в дальней зоне частицы, то, следовательно, эта часть энергии «уходит» от частицы безвозвратно. Таким образом, отсутствует какая-либо статистическая связь между мощностью, поглощённой частицей, и мощностью, рассеянной этой же частицей. Только при этом условии можно ввести определение, характеризующее полные потери (или экстинкцию) частицы в виде суммы потерь на рассеяние и поглощение:

$$\sigma_E(\Omega') = \sigma_S(\Omega') + \sigma_A(\Omega'). \quad (10.9)$$

Величина $\sigma_E(\Omega')$ получила название сечение полного поглощения.

Альbedo однократного рассеяния. Соотношение процессов поглощения и рассеяния при облучении частицы потоком электромагнитного излучения представляется, несомненно, очень важным при исследовании общего баланса энергии при преобразовании (или изъятии) частицей энергии основного внешнего потока. Отношение полного сечения рассеяния к полному сечению получила название альbedo однократного рассеяния уединённой частицы:

$$\omega(\Omega') = \frac{\sigma_S(\Omega')}{\sigma_S(\Omega') + \sigma_A(\Omega')}. \quad (10.10)$$

Для природных сред значение альbedo колеблется в очень широких пределах. Так, для оптически прозрачных сред в земной атмосфере (капельки воды) значение альbedo близко к единице (0,95...0,99). В микроволновом диапазоне альbedo водных частиц находится в пределах 0,3...0,8 [Oguchi, 1983], в то время как для частиц, близких по своим электромагнитным свойствам к чёрному телу (например, полые водные сферы), альbedo практически равно нулю [Райзер, Шарков, 1981].

Отметим, что введённое ранее (см. § 9.2, 9.3) альbedo единицы объёма среды может существенно отличаться от альbedo уединённой частицы, поскольку первое из этих определений зависит от полидисперсного состава среды или, другими словами, от соотношения рабочей длины волны и диапазона размеров частиц.

Индикатриса рассеяния. Из физических соображений очевидно, что любая частица сложной формы будет рассеивать падающее на неё излучение в пространстве неоднородным образом. Для описания характера пространственно-углового рассеяния на частице вводят специальную безразмерную функцию $p(\Omega', \Omega)$, называемую индикатрисой рассеяния, в следующем виде:

$$p(\Omega', \Omega) = 4\pi \frac{\sigma_d(\Omega', \Omega)}{\sigma_E(\Omega')}. \quad (10.11)$$

Безразмерная величина $p(\Omega', \Omega)$ иногда называется фазовой функцией и широко используется в теории переноса излучения (особенно, в оптическом диапазоне). Отметим, это название имеет чисто исторические корни. Физически фазовая функция описывает рассеянную мощность и не имеет никакого отношения к фазе падающей волны (см. соотношение (10.2)). Название «фазовая функция» возникло в задачах астрономии и связано с фазами Луны [Исимару, 1981].

Используя соотношения (10.6), (10.10) и (10.11), получим уравнения, связывающие все введённые выше электромагнитные параметры частицы:

$$\sigma_S(\Omega') = \iint_{4\pi} \sigma_d(\Omega', \Omega) d\Omega = \iint_{4\pi} |\dot{f}(\Omega', \Omega)|^2 d\Omega = \frac{\sigma_E(\Omega')}{4\pi} \iint_{4\pi} p(\Omega', \Omega) d\Omega, \quad (10.12)$$

$$\omega(\Omega') = \frac{\sigma_S}{\sigma_E} = \frac{1}{\sigma_E} \iint_{4\pi} |\dot{f}(\Omega', \Omega)|^2 d\Omega = \frac{1}{4\pi} \iint_{4\pi} p(\Omega', \Omega) d\Omega. \quad (10.13)$$

Отсюда следует физический смысл введённого параметра — индикатрисы рассеяния. Положим, что частица будет рассеивать равномерно во всем окружающем её телесном угле 4π , т. е. $p(\Omega', \Omega) = 1$. Тогда альbedo частицы будет равно единице, и полное сечение частицы будет определяться только её сечением рассеяния. В таком случае частица называется чисто рассеивающей.

Отметим, что указанный подход к формированию индикатрисы рассеяния частицы не единственный. Существуют и другие подходы к определению индикатрисы рассеяния [Справочник..., 1976]. Тогда соотношения (10.12) и (10.13) будут иметь другие численные коэффициенты.

Оптическая теорема. Полное сечение описывает полные потери мощности в падающей волне, обусловленные рассеянием и поглощением волны в частице. Важно отметить, что, как оказалось, существует тесная связь с поведением рассеянной волны в направлении вперёд и полным сечением. Соответствующее общее соотношение является содержанием так называемой оптической теоремы, или теоремы о рассеянии вперёд. Оптическая теорема утверждает, что полное сечение связано с мнимой частью амплитуды рассеяния в направлении вперёд $\mathbf{f}(\Omega', \Omega)$, и эта связь имеет вид [Борн, Вольф, 1973]:

$$\sigma_E = \frac{4\pi}{k} \text{Im} \mathbf{f}(\Omega', \Omega) \mathbf{e}_i, \quad (10.14)$$

где Im — мнимая часть; \mathbf{e}_i — единичный вектор, характеризующий направление поляризации падающей волны.

Эта теорема часто используется для теоретических расчётов полного сечения в тех случаях, когда амплитуда рассеяния известна. В эксперименталь-

ном плане воспользоваться этой теоремой весьма затруднительно, поскольку необходимо отделить падающий внешний поток и рассеянное частицей излучение вперёд. Отметим, что в квантовой теории имеется полный аналог указанной теоремы, связывающий мнимую часть амплитуды упругого рассеяния вперёд с полным сечением частицы при рассеянии на другой частице [Физический..., 1984].

Интегральные представления амплитуды рассеяния и сечения поглощения. Математическое описание амплитуды рассеяния и сечений рассеяния и поглощения можно осуществить одним из двух способов. Для тел простой формы, подобных сфере или бесконечному цилиндру, удаётся найти точные выражения для этих величин. Точное решение для однородной диэлектрической сферы, которое называют решением Ми (или теорией Ми), рассмотрено в § 10.2. Однако в большинстве практически важных случаев форма частиц не является простой. Поэтому разработан целый ряд методов, позволяющих получить значения искомых сечений, исходя из интегральных представлений амплитуды рассеяния [Исимару, 1981].

Рассматривая рассеянное частицей поле в дальней зоне и зная поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ внутри частицы, из решений уравнений Максвелла можно получить следующее интегральное выражение для амплитуды рассеяния неоднородной частицы:

$$\mathbf{f}(\Omega', \Omega) = \frac{k^2}{4\pi} \int_V \left\{ -\Omega \times [\Omega \times \mathbf{E}(\mathbf{r}')] \right\} \left\{ \hat{\epsilon}(\mathbf{r}') - 1 \right\} e^{-jk\mathbf{r}'\Omega} dV. \quad (10.15)$$

Это точное выражение для амплитуды рассеяния $\mathbf{f}(\Omega', \Omega)$ через полное электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ внутри частицы. Отметим, что двойное векторное произведение внутри интеграла представляет собой компоненту рассеянного поля, перпендикулярную Ω , при любом направлении вектора полного электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ внутри частицы (рис. 10.2).

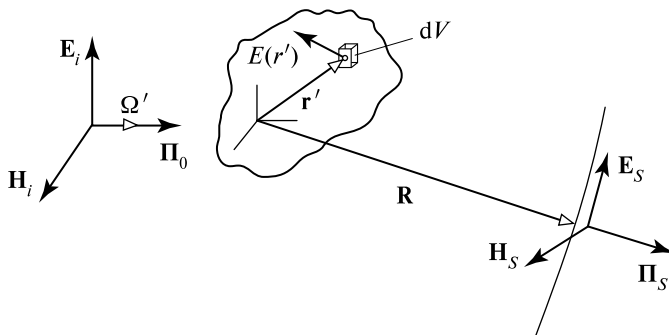


Рис. 10.2. Геометрическое местоположение элементарного куба внутри частицы (\mathbf{r}') и точки наблюдения (\mathbf{R}) при изучении амплитуды рассеяния (систему обозначений см. в тексте)

Основная трудность рассматриваемой процедуры заключается в том, что, строго говоря, полное электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ внутри частицы не известно, поэтому выражение (10.15) не даёт замкнутого описания амплитуды рассеяния через известные величины. Однако во многих практически важных случаях поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ можно приближённо заменить некоторой известной функцией и, таким образом, получить полезное приближенное выражение для амплитуды рассеяния сложных частиц, например, для сфероидов или многослойных сфер [Bhandari, 1985; Rysakov, Ston, 2001].

В свою очередь, сечение поглощения любого диэлектрического тела представляет собой объёмный интеграл от потерь внутри частицы:

$$\sigma_A = k \int_V \varepsilon_2(\mathbf{r}') |\mathbf{E}(\mathbf{r}')|^2 dV. \quad (10.16)$$

В этом выражении амплитуда падающей волны выбрана равной единице.

Уравнения (10.15) и (10.16) являются точными интегральными выражениями для амплитуды рассеяния и сечения поглощения через неизвестное полное поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ внутри частицы.

§ 10.2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ МИ

Важная задача в рассеянии электромагнитного излучения материальными частицами — установить связь свойств частиц (т. е. размера, формы, диэлектрических свойств) с угловым распределением рассеянного излучения и с поглощением внешнего излучения частицами. Такая задача стоит во многих областях науки и техники (астрофизика, биохимия, радиофизика, оптическая океанография). Поэтому для изучения рассеяния электромагнитных волн были проведены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования. Исторически первые исследования были выполнены в оптическом диапазоне, а затем распространены на ИК- и радиодиапазоны.

Одним из первых (в 1871 г.) Дж. Рэлей, исходя из чисто размерностных соображений, получил знаменитое асимптотическое приближенное решение для рассеяния излучения сферическими частицами, размеры которых малы по сравнению с длиной волны падающего на частицу излучения. За этой работой последовала (1908) сформулированная Г. Ми общая теория поглощения и рассеяния излучения однородными частицами, имеющими простую геометрическую форму, такую как сфера или круговой цилиндр. В теории Ми, основанной на решении фундаментальных уравнений Максвелла, рассматривается идеализированная ситуация, а именно — простая сферическая частица из однородного изотропного материала, помещённая в однородную изотропную диэлектрическую безграничную среду и облучаемая плоскими волнами, распространяющимися в определённом направлении. Чисто диэлектрическая сферическая частица не поглощает излучение, в то время как электропроводная сферическая частица частично поглощает, частично рассеивает и частично пропускает падающее излучение. Вывод решения Ми, а также ма-

тематические и физические аспекты его теории, включая особенности численных расчётных алгоритмов, содержатся в целом ряде книг [Айвазян, 1991; Борен, Хафмен, 1986; Борн, Вольф, 1973; Дейрменджан, 1971; Исимару, 1981; Описик, 1976; Стреттон, 1948; Таблицы..., 1968; Хюлст, 1961; Шифрин, 1951, 1971]. Решения для амплитуды рассеянной волны для сферы имеют вид сложных рядов, содержащих функции Риккати-Бесселя и Риккати-Ганкеля возрастающего порядка. Результаты решения Ми наиболее полезны для определения коэффициентов поглощения и рассеяния, а также индикатрисы рассеяния для сферических частиц, взвешенных в диэлектрической среде, при условии, что частицы достаточно удалены друг от друга. Были проведены специальные эксперименты для определения минимального расстояния между сферическими частицами, гарантирующего независимое рассеяние. Оказалось, что для целого ряда оптических рассеивателей взаимной интерференцией можно пренебречь, если расстояние между центрами сферических частиц больше трёх диаметров. В большинстве практических задач (облачные системы, снегопады, аэрозоль) частицы разделены гораздо большими расстояниями. Отметим, однако, что в теории Ми рассматривается идеализированный случай, а именно отдельная сферическая частица, которая действует как независимый точечный рассеиватель в безграничной среде, тогда как рассеиватели, встречающиеся в большинстве практических приложений, имеют произвольную геометрическую форму. В настоящее время прикладываются большие усилия по изучению рассеяния электромагнитного излучения частицами произвольной формы и ориентации и сложной структуры (многослойные сферы, сфероиды) [Bhandari, 1985; Rysakov, Ston, 2001]. Тем не менее, рассмотрим ниже результаты теории Ми, поскольку это единственная фундаментальная теория, имеющаяся в настоящее время, и её результаты полезны во многих идеализированных случаях.

Параметры теории Ми. В этой теории вводится ряд безразмерных параметров, которые широко используются на практике.

Отношение введённых выше (10.9) значений сечений к геометрическому сечению называется коэффициентом эффективности и обозначается Q_i , где i равно A , S или E (т. е. поглощение, рассеяние или ослабление соответственно). Таким образом, можно записать

$$Q_i = \frac{\sigma_i}{\pi a^2}, \quad (10.17)$$

где a — радиус сферы. Как следует из (10.9), коэффициенты эффективности удовлетворяют соотношению

$$Q_E = Q_S + Q_A. \quad (10.18)$$

Под параметром размера понимается отношение длины окружности исследуемой сферы к рабочей длине волны x ($0 < x < \infty$)

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} = \frac{\pi D}{\lambda}, \quad (10.19)$$

где D — диаметр сферы.

Комплексный параметр преломления m вещества сферы относительно диэлектрических свойств окружающего безграничного пространства определяется как

$$\dot{m} = \frac{\dot{n}_{SP}}{\dot{n}_S} = n + j\chi, \quad (10.20)$$

где \dot{n}_{SP} — показатель преломления вещества сферы; \dot{n}_S — аналогичная характеристика окружающего пространства. Если окружающая среда не вакуум, а среда с бóльшим значением n_S , то параметр $|m|$ может быть меньше единицы. Например, такая ситуация встречается при исследовании распространения и рассеяния электромагнитных волн оптического диапазона в морской среде при наличии воздушных пузырьков.

Так как сфера — симметричная частица, то рассеяние не зависит от азимутального угла, но является функцией угла рассеяния θ_0 , заключённого между направлениями падающего и рассеянного лучей. Таким образом, вводится ещё один параметр — угол рассеяния. При этом следует иметь в виду, что если падающий поток обладает строго линейной поляризацией, то рассеянное сферой (вторичное) излучение приобретает характер эллиптически-поляризованного излучения [Стреттон, 1948] и для его описания необходимо привлечение азимутального угла. Если же первичное поле не поляризовано (собственное тепловое излучение), то вторичное излучение слабо поляризовано, что даёт возможность представить индикатрису рассеяния в виде ряда по полиномам Лежандра

$$p(\cos \theta_0) = 1 + \sum_{j=1}^{\infty} A_j P_j(\cos \theta_0), \quad (10.21)$$

где θ_0 — угол рассеяния; $P_j(\cos \theta_0)$ — полиномы Лежандра; A_j — коэффициенты разложения, которые являются функциями только параметра x и параметра преломления.

Чтобы дать представление о результатах теории Ми, выпишем выражения для коэффициентов эффективности для ослабления и рассеяния, которые могут быть представлены в виде бесконечных рядов:

$$Q_E = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left\{ \operatorname{Re}(\dot{a}_n + \dot{b}_n) \right\}, \quad (10.22)$$

$$Q_S = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left\{ |\dot{a}_n|^2 + |\dot{b}_n|^2 \right\}, \quad (10.23)$$

где Re — действительная часть суммы. Если частица не поглощает падающее излучение (т. е. показатель преломления — действительное число и частица является чистым рассеивателем), выражения (10.22) и (10.23) приводят к одинаковым результатам. Если частица поглощает падающее излучение, то показатель преломления является комплексным и коэффициент эффективности поглощения Q_A получается из определения Q_E (10.18) в виде

$$Q_A = Q_E - Q_S. \quad (10.24)$$

Коэффициент эффективности для сечения обратного рассеяния Q_{BS} может быть представлен в следующем виде:

$$Q_{BS} = \frac{\sigma_{BS}}{\pi a^2} = \frac{1}{x^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(-1)^n (\dot{a}_n - \dot{b}_n) \right|. \quad (10.25)$$

В радиолокационной технике этот параметр получил наименование — эффективная площадь рассеяния (ЭПР) цели [Справочник..., 1976]. При этом диаграмму, показывающую зависимость ЭПР от угла падения волны на рассеиватель, называют диаграммой ЭПР (по существу, это и есть индикатриса рассеяния).

Комплексные коэффициенты \dot{a}_n и \dot{b}_n в формулах (10.22), (10.23) и (10.25) называются коэффициентами Ми. Они являются сложными функциями, выраженными через функции Риккати-Бесселя, и записываются в виде:

$$\dot{a}_n = \frac{\Psi_n(x) [\Psi'_n(y)/\Psi_n(y)] - \dot{m}\Psi'_n(x)}{\xi_n(x) [\Psi'_n(y)/\Psi_n(y)] - \dot{m}\xi'_n(x)}, \quad (10.26)$$

$$\dot{b}_n = \frac{\dot{m}\Psi_n(x) [\Psi'_n(y)/\Psi_n(y)] - \Psi'_n(x)}{\dot{m}\xi_n(x) [\Psi'_n(y)/\Psi_n(y)] - \xi'_n(x)}, \quad (10.27)$$

где штрих означает дифференцирование по рассматриваемому аргументу. Функции Риккати-Бесселя $\Psi_n(z)$ и $\xi_n(z)$ связаны с функцией Бесселя нецелого порядка соотношениями:

$$\Psi_n(z) = \left(\frac{\pi z}{2} \right)^{1/2} J_{n+1/2}(z), \quad (10.28)$$

$$\xi_n(z) = \left(\frac{\pi z}{2} \right)^{1/2} J_{n+1/2}(z) + (-1)^n j J_{-n-1/2}(z), \quad (10.29)$$

где $z = x$ или y ; комплексный аргумент y определяется следующим образом — $y = \dot{m}x$.

Физический смысл коэффициентов Ми заключается в следующем. Первичная (внешняя) электромагнитная волна возбуждает определённые вынужденные колебания внутри вещества сферы и на её поверхности. Эти вынужденные колебания могут быть разделены на электрический и магнитный тип колебаний на основании существования соответствующей радиальной компоненты у рассеянного (вынужденного) поля. Так, при наличии радиальной компоненты у электрического вектора рассеянного поля, которое обусловлено распределёнными по поверхности электрическими зарядами, такой тип колебаний называется колебаниями электрического типа. Амплитуды колебаний

такого типа выражаются через коэффициенты b_n . Если рассеянное поле возбуждено с помощью только коэффициентов a_n , то структура поля будет такой, какое создали бы переменные магнитные заряды, расположенные на поверхности сферы, и называется оно полем магнитного типа. Таким образом, можно считать [Стреттон, 1948], что коэффициенты a_n представляют собой амплитуды колебаний магнитного типа, а b_n — электрического. Если частота приложенного (внешнего) поля приближается к какой-либо характеристической частоте свободных электромагнитных колебаний системы, то возникает явление резонанса. Это как раз то условие, когда знаменатели в выражениях (10.26) и (10.27) стремятся к нулю. Но поскольку в системе (внутри сферы) всегда присутствует поглощение, то знаменатели коэффициентов M_i могут быть сведены к своим минимальным значениям, но не равны нулю. Таким образом, математической катастрофы — возникновение бесконечных амплитуд — не происходит.

Хотя решение M_i строго применимо ко всей области значений $m - x$, достаточно быстро было обнаружено, что численные расчёты индикатрисы рассеяния и коэффициентов эффективности для произвольных m и x весьма затруднительны. Например, сходимость рядов, определяющих коэффициенты M_i , становится очень медленной, когда относительный размер сферы увеличивается по сравнению с длиной волны падающего излучения. Другая трудность заключается в нерегулярности значений коэффициентов a_n и b_n , что делает, с одной стороны, интерполяционные процедуры весьма ненадёжными [Таблицы..., 1968; Шифрин, 1951], а, с другой, при детальных численных расчётах появляется большое количество резонансных мод, некоторые из которых могут быть «ложными» [Conwell et al., 1984]. К счастью, для целого ряда практически важных задач (в том числе, и дистанционного зондирования) расчёты по теории M_i нет необходимости проводить во всей области значений $m - x$, а можно ограничиться предельными значениями решения M_i , которые, в свою очередь, могут быть определены упрощёнными методами. Так, например, при больших значениях параметра x (т. е. для большой сферической частицы по сравнению с длиной волны) сходимость точного решения M_i становится очень плохой; однако для определения индикатрисы рассеяния и коэффициентов эффективности в таких случаях применимы законы геометрической оптики, и окончательные выражения достаточно просты. Для очень малых значений x точная формула M_i существенно упрощается, если использовать разложения в степенные ряды сферических функций Бесселя относительно коэффициентов M_i a_n и b_n . Однако оказалось, что процедура разложения коэффициентов эффективности в степенные ряды относительно малых значений x и физическая интерпретация членов разложения представляет определённые сложности.

Детальные исследования математических особенностей выражений для коэффициентов эффективности, предпринятые для широкого частотного диапазона электромагнитных волн и диэлектрических свойств веществ, встречающихся в природных средах, показали, что возможно установить три области, в которых рассеяние на частицах обладает определённым своеобразием.

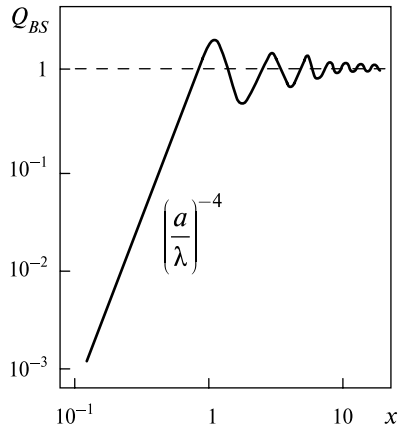


Рис. 10.3. Зависимость фактора эффективности обратно рассеянного сигнала (Q_{BS}) от размера металлической сферы (x) (для микроволнового диапазона)

Первая область, или область рассеяния Рэля, характеризуется тем, что, во-первых, размер частиц мал по сравнению с длиной волны внешнего поля, т. е. $a \ll \lambda$ ($x \ll 1$), и, во-вторых, $|m|x \ll 1$. Первое условие означает квазистатическое приближение (см. § 1.6) и можно воспользоваться законами электростатики. Второе условие требует отсутствия электромагнитных резонансов внутри частицы. Обычно в качестве верхнего предела радиуса частицы принимают для этого приближения традиционно значение $a = 0,05\lambda$ ($x < 0,3$), но при этом и второе условие, разумеется, должно быть удовлетворено.

Вторая область (область рассеяния Ми, или резонансная область) характеризуется наличием большого количества резонансных особенностей и очень сложных индикатрис рассеяния и поэтому является наиболее сложной для исследований. Значения x обычно заключены в пределах от 0,25...0,5 до 50.

Третья область (высокочастотная область, или область геометрической оптики) характеризуется наличием за частицей геометрической тени, что приводит к тому, что полное сечение будет стремиться к удвоенному геометрическому сечению частицы (добавим, любой формы). Указанное явление получило название парадокс экстинкции и имеет несколько (и различных) физических объяснений

В качестве показательного примера рассмотрим зависимость коэффициента эффективности обратного рассеяния для металлического шара (рис. 10.3). Этот объект часто используется как экспериментальный эталон для калибровки микроволновых антенных систем и сложных приёмных радиотехнических комплексов (например, радиолокационные станции дальнего обнаружения).

Из анализа этого рисунка, представленного в билוגарифмическом масштабе, нетрудно видеть, что вся область значений параметра размеров

действительно может быть разделена на три характерные подобласти — область рассеяния Рэлея, где Q_{BS} падает как $1/\lambda^4$; резонансную область Ми, где в явной форме проявляются резонансные зависимости, и область геометрической оптики, где значение Q_{BS} равно значению геометрического сечения большой частицы. Интересно отметить, что при значении параметра размера, равного единице, встречается первый и самый сильный резонанс Ми, при котором сечение обратного рассеяния почти в три раза превышает размер геометрической тени. Физически это связано с тем, что сфера интенсивно рассеивает «назад» как резонансный полуволновый вибратор, т. е. $\pi a = \lambda/2$.

§ 10.3. ОСОБЕННОСТИ РЭЛЕЕВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Ввиду огромной важности для практических приложений (и в первую очередь, для дистанционного зондирования) особенностей рассеяния электромагнитного поля малыми частицами рассмотрим более подробно особенности рэлеевского рассеяния.

Для малых частиц ($x \ll 1$) и при условии отсутствия внутренних резонансов ($|m|x \ll 1$) точные формулы Ми упрощаются, если использовать разложение в степенные ряды сферических функций Бесселя относительно коэффициентов Ми. Разложение решения Ми (10.22) и (10.23) в степенные ряды относительно малых x может быть представлено в следующем виде [Хюлст, 1961; Шифрин, 1951]:

$$Q_E = -\operatorname{Im} \left\{ 4x \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} + \frac{4}{15} x^2 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \frac{m^4 + 27m^2 + 38}{2m^2 + 3} + \dots \right\} + \\ + \operatorname{Re} \left\{ \frac{8}{3} x^4 \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 + \dots \right\}. \quad (10.30)$$

Детальные исследования показали, что первый член (в фигурных скобках) характеризует коэффициент эффективности поглощения, а второй — коэффициент эффективности рассеяния. Результат справедлив при $x \ll 1$ и $|m|x \ll 1$.

Весьма полезно получить аналогичные результаты исходя из физических подходов. Воспользуемся двумя подходами — рассмотрим рассеяние на малой частице в квазистатическом приближении и рассеяние на уединённом дипольном излучателе. Отметим, что именно так первые в историческом плане результаты по рассеянию электромагнитных волн на малых частицах и были получены.

Из электростатики известно, что поле внутри диэлектрической сферы, помещённой в постоянное внешнее электрическое поле \mathbf{E}_0 с линейной поляризацией, однородно и равно [Стреттон, 1948]:

$$\mathbf{E} = \frac{3}{\varepsilon + 2} \mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_i = E_0 \mathbf{e}_i, \quad (10.31)$$

где \mathbf{e}_i — единичный вектор в направлении поляризации падающей волны.

Подставляя это соотношение в (10.15), получаем выражение для амплитуды рассеяния для внешнего поля с линейной поляризацией в виде:

$$f(\boldsymbol{\Omega}', \boldsymbol{\Omega}) = \frac{k^2}{4\pi} \left[\frac{3(\varepsilon - 1)}{\varepsilon + 2} \right] V [-\boldsymbol{\Omega} \times [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{e}_i]]. \quad (10.32)$$

Отметим, что здесь двойное векторное произведение есть синус угла θ_0 , между вектором поляризации и направлением наблюдения, а V — геометрический объем частицы. Дифференциальное сечение рассеяния частицы в соответствии с (10.6) будет равно:

$$\sigma_d(\theta_0) = \frac{\pi^2}{\lambda^4} \left[\frac{3(\varepsilon - 1)}{\varepsilon + 2} \right]^2 V^2 \sin^2 \theta_0. \quad (10.33)$$

Отметим, что сечение рассеяния обратно пропорционально четвертой степени длины волны и прямо пропорционально квадрату объема рассеивателя. Именно эти два свойства малых рассеивателей были получены в своё время Рэлеем с привлечением теории размерностей.

Интересно сопоставить полученное соотношение с сечением обратного рассеяния. Подставляя значение угла $\theta_0 = (3/2)\pi$ в (10.33) и воспользовавшись формулой (10.7), имеем:

$$\sigma_{BS} = \frac{4\pi^3}{\lambda^4} \left[\frac{3(\varepsilon - 1)}{\varepsilon + 2} \right]^2 V^2. \quad (10.34)$$

Как и следовало ожидать, все основные особенности рассеяния области Рэля (зависимость от длины волны и от объёма) для обратного рассеяния сохранились.

Используя соотношение (10.12), рассмотрим теперь сечение рассеяния для малой диэлектрической частицы:

$$\sigma_S = \iint_{4\pi} \sigma_d d\Omega = \frac{\pi^2}{\lambda^4} \left[\frac{3(\varepsilon - 1)}{\varepsilon + 2} \right]^2 \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{128\pi^5 a^6}{3\lambda^4} \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right)^2. \quad (10.35)$$

Разделив это выражение на геометрическое сечение, получаем известное уравнение (или соотношение) Рэля для коэффициента эффективности рассеяния (с учётом параметра размера частицы):

$$Q_S = \frac{8}{3} x^4 \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right)^2. \quad (10.36)$$

Сопоставив полученное выражение с разложением точного решения Ми (10.30), видим, что приближение Рэля является непосредственным следствием решения Ми (первый член в реальной части разложения) для чисто

диэлектрических сфер. Сечение поглощения в этом случае равно нулю (см. соотношение (10.16)). Используя соотношения (10.33) и (10.35), получим выражение для индикатрисы рассеяния малой частицей линейно поляризованного излучения:

$$p(\theta_0) = 4\pi \frac{\sigma_d}{\sigma_s} = \frac{3}{2} \sin^2 \theta_0. \quad (10.37)$$

Отсюда следует, что для малых частиц имеет место очень сильная и своеобразная особенность в угловых характеристиках рассеяния — индикатриса рассеяния имеет форму тора, при этом максимум рассеяния наблюдается в направлении обратного и прямого рассеяния ($p = 3/2$). В направлениях с $\theta_0 = 0$ и 180° рассеяние вообще отсутствует. Эта особенность рэлеевского рассеяния часто используется при интерпретации физических и наблюдательных экспериментов с когерентными источниками.

Другой физический подход связан с использованием особенностей радиационного (т. е. рассматриваемого в дальней зоне) поля элементарного излучателя в электродинамике — диполя, который может быть возбуждён внешним электромагнитным полем. Известно [Борн, Вольф, 1973], что радиационное поле диполя состоит из одной электрической компоненты E_θ и одной магнитной H_ϕ , причём векторы находятся в фазе. Электрическая компонента связана с вектором поляризации \mathbf{P} следующим образом:

$$E_\theta = k^2 \left| \dot{P} \right| \frac{e^{jkR}}{R} \sin \theta, \quad (10.38)$$

где θ — полярный угол, отсчитываемый от направления вектора поляризации. В свою очередь, вектор поляризации связан с комплексной поляризуемостью α и внешним полем как $\dot{P} = \dot{\alpha} E_i$. Под поляризуемостью частиц понимают их способность приобретать дипольный момент во внешнем электрическом поле. Для относительно простых физических систем связь между поляризуемостью α и макроскопическими диэлектрическими свойствами вещества может быть установлена с помощью формул типа Лоренц-Лоренца [Физический..., 1984]:

$$\dot{\alpha} = \frac{\dot{\epsilon} - 1}{\dot{\epsilon} + 2} \frac{3}{4\pi} V. \quad (10.39)$$

Подставляя выражение (10.38) в (10.6), получим значение амплитуды рассеяния для диполя:

$$\dot{f}(\theta) = k^2 \dot{\alpha} \sin \theta. \quad (10.40)$$

Продельвая вычислительные процедуры, аналогичные вышеприведённым, получим для коэффициента эффективности точно такое выражение как (10.36). По этим причинам рассеяние Рэля иногда называют рассеянием дипольного типа.

Сечение поглощения можно получить из выражения (10.16), если подставить туда соотношение (10.31), в виде:

$$\sigma_A = k\varepsilon_2 \left| \frac{3}{\dot{\varepsilon} + 2} \right|^2 V, \quad (10.41)$$

и затем для коэффициента эффективности поглощения имеем:

$$Q_A = \frac{4}{3} x \varepsilon_2 \left| \frac{3}{\dot{\varepsilon} + 2} \right|^2 = 12x \frac{\varepsilon_2}{|\dot{\varepsilon} + 2|^2}. \quad (10.42)$$

Полученное выражение соответствует первому члену в мнимой части разложения точного решения Ми (10.30).

Важно рассмотреть некоторые частные случаи, часто встречающиеся в наблюдательной практике.

Металлические частицы. Диэлектрические свойства в микроволновом диапазоне таких веществ характеризуются большими значениями действительной и мнимой частей диэлектрической постоянной. Отсюда следует, что $Q_S \approx (8/3)x^4$, а $Q_A \rightarrow 0$. Другими словами, малые металлические частицы сильно рассеивают электромагнитное излучение и почти не поглощают.

Мягкие частицы. Под частицами такого сорта понимаются те, вещество которых обладает очень слабыми поглощающими свойствами ($\varepsilon_2 \ll 1$) (прозрачные частицы) и коэффициент преломления близок к единице ($\varepsilon_1 - 1 \ll 1$). К ним относятся водные частицы в оптическом диапазоне, аэрозольные частицы в атмосфере в микроволновом диапазоне и многие другие типы частиц. Отсюда следует, что $Q_S \approx (8/3)x^4(\varepsilon_1 - 1)^2$, а $Q_A \approx (4/3)x\varepsilon_2$.

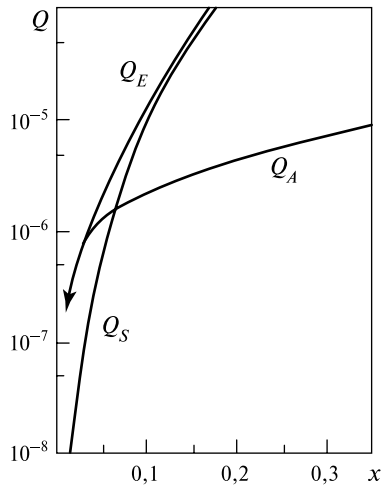


Рис. 10.4. Факторы эффективности рассеяния (Q_S), поглощения (Q_A) и экстинкции (Q_E) для малых сфер (в случае незначительного затухания $m = 1,32 - j \cdot 10^{-5}$) как функции параметра размера [Дейрменджан, 1971]

В отличие от металлических частиц общая картина рассеяния мягких частиц будет принципиально меняться в зависимости от соотношения размеров и свойств вещества частиц. Для очень малых частиц ($x < 0,05$) альбеда можно аппроксимировать следующим образом — $\omega \approx 10^3 x^3$ и, таким образом, при уменьшении размеров частиц их поглощающие свойства будут существенно превалировать над рассеянием, несмотря на очень слабое поглощение самого вещества частиц. Из анализа рис. 10.4, где представлены расчётные значения факторов эффективности экстинкции, рассеяния и поглощения для малых, но конечных по размеру диэлектрических сфер ($0,025 < x < 0,35$) со слабым поглощением, следует, что в известном смысле критическим для такого сорта частиц будет размер порядка $x \approx 0,05 \dots 0,1$, при превышении которого они становятся практически чисто рассеивающими ($\omega \rightarrow 1$).

Водные частицы. Как мы отмечали (см. гл. 8), диэлектрические характеристики воды обладают в микроволновом диапазоне ярко выраженными частотными особенностями. По этим причинам общая картина рассеяния водных частиц будет существенно меняться в зависимости от соотношения физических размеров частиц и рабочего диапазона длин волн. Тем не менее, можно дать некоторые оценки поведения факторов рассеяния и поглощения. Так, для сантиметрового и дециметрового диапазонов и частиц из пресной воды (см. гл. 8) $\epsilon_1 \gg 1$ и $\epsilon_2 < 1$, и, таким образом, $Q_S \approx (8/3)x^4$ и $Q_A \approx 12x \operatorname{tg} \delta (1/\epsilon_1)$. Для малых частиц ($x < 0,05$) альбеда можно аппроксимировать следующим образом: $\omega \approx 3 \cdot 10^3 x^3$, и тогда при уменьшении размеров частиц поглощающие свойства водяных капелек будут существенно превалировать над рассеянием, как и в случае мягких частиц.

В заключение параграфа суммируем особенности рэлеевского рассеяния:

- сечение рассеяния (и сечение обратного рассеяния) обратно пропорционально четвертой степени длины волны и прямо пропорционально квадрату объёма рассеивателя;
- сечение поглощения обратно пропорционально первой степени длины волны и прямо пропорционально величине объёма рассеивателя;
- рассеяние носит дипольный характер и не зависит от формы частиц;
- индикатриса рассеяния для волны линейной поляризации имеет форму поверхности тора, при этом максимум рассеяния наблюдается в направлении обратного и прямого рассеяния ($p = 3/2$). В направлениях с $\theta_0 = 0$ и 180° рассеяние вообще отсутствует. Для неполяризованного излучения индикатриса может быть представлена в виде [Чандрасекар, 1953]

$$p(\theta_0) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta_0). \quad (10.43)$$

Указанные особенности рассеяния весьма своеобразны и не встречаются в других областях рассеяния (область Ми и область геометрической оптики). Поэтому они часто используются в наблюдательной практике в качестве характерных признаков обнаружения рэлеевского типа рассеяния.

§ 10.4. ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ ВОДНЫХ ЧАСТИЦ

Важным классом рассеивателей в земной атмосфере являются водные капли, которые встречаются в самых различных физических образованиях, — это и облачные системы различных классов, туманы, осадки различного вида, брызговая пелена на взволнованной морской поверхности.

Как мы уже отмечали (см. гл. 8), диэлектрические характеристики воды обладают в микроволновом диапазоне ярко выраженными частотными особенностями. По этим причинам общая картина рассеяния водных частиц будет существенно меняться в зависимости от соотношения физических размеров частиц и рабочего диапазона длин волн, и в каждом конкретном случае экспериментальных исследований необходимы детальный расчёт параметров рассеяния или привлечение имеющихся расчётных таблиц для микроволнового диапазона с дальнейшими интерполяционными процедурами [Айвазян, 1991; Борен, Хафмен, 1986; Красюк, Розенберг, 1970; Справочник..., 1976; Lhermitte, 1988; Oguchi, 1983]. Тем не менее, на ряде примеров продемонстрируем некоторые общие свойства рассеяния электромагнитных волн водными сферами.

На рис. 10.5 приведены расчётные значения факторов эффективности экстинкции, рассеяния и обратного рассеяния для водных сфер на длинах волн 0,8 и 0,2 см в зависимости от параметра размера до значений 15. Из рассмотрения графиков области значений при $x < 1$ нетрудно видеть, что поведение коэффициентов эффективности соответствует особенностям области Рэлея (см. § 10.3). В области Ми наблюдается сильный и ярко выраженный максимум для всех факторов эффективности при $x = 1$.

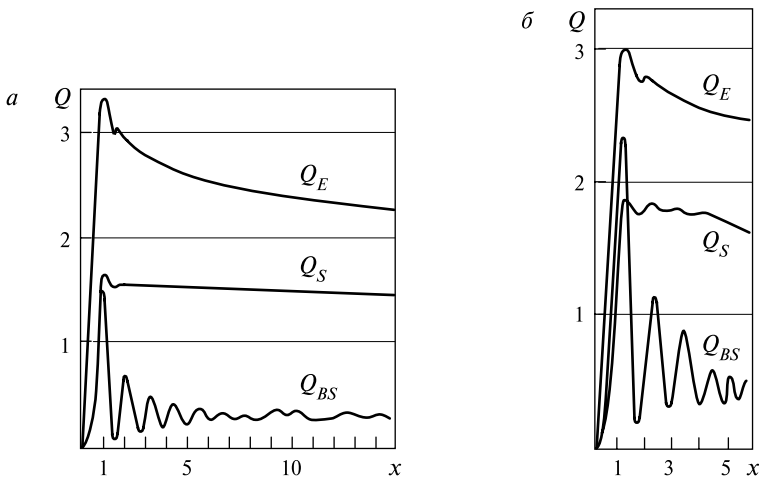


Рис. 10.5. Факторы эффективности рассеяния (Q_S), обратного рассеяния (Q_{BS}) и экстинкции (Q_E) для водных сфер ($t = 20^\circ\text{C}$): $a - \lambda = 0,2$ см; $b - \lambda = 0,8$ см

Однако при увеличении параметра размера экстинкция и рассеяние очень медленно спадают к значениям, равным двойке и единице соответственно, практически не проявляя при этом каких-либо выраженных резонансных свойств. Обратное рассеяние, в отличие от экстинкции и полного рассеяния, обладает резкими и сильными резонансными свойствами вплоть до значений $x = 10$. В геометрическом приближении фактор эффективности экстинкции становится равным двойке, т. е. в два раза превышает геометрический поперечник сферы («парадокс экстинкции»). При этом степень стремления к своим предельным значениям у экстинкции и рассеяния существенно различная, поэтому у больших капель потери на рассеяние превышают потери на поглощение.

Указанное обстоятельство хорошо иллюстрирует расчётный график (в билогарифмическом масштабе) зависимости альбедо однократного рассеяния от параметра размера сфер (рис. 10.6). Данные рассчитаны в широком диапазоне частот от 4 ГГц (длина волны 7,5 см) до 100 ГГц (длина волны 3 мм) и радиусов капель 0,5...3,0 мм). Практически независимо от диапазона длин волн при $x < 0,5$ альбедо меньше 0,1 и вклад рассеяния в общие потери очень мал.

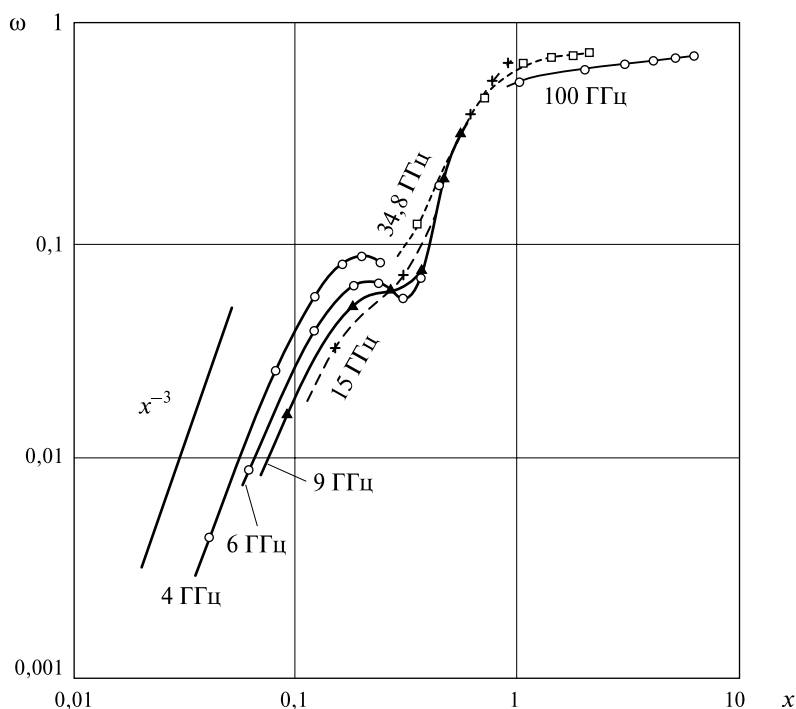


Рис. 10.6. Зависимость однократного альбедо водных сфер ω от размера x на частотах 4; 6; 9; 14; 34,8 и 100 ГГц. Значки на каждой кривой (слева направо) соответствуют радиусам капель 0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5 и 3,0 мм [Oguchi, 1983]

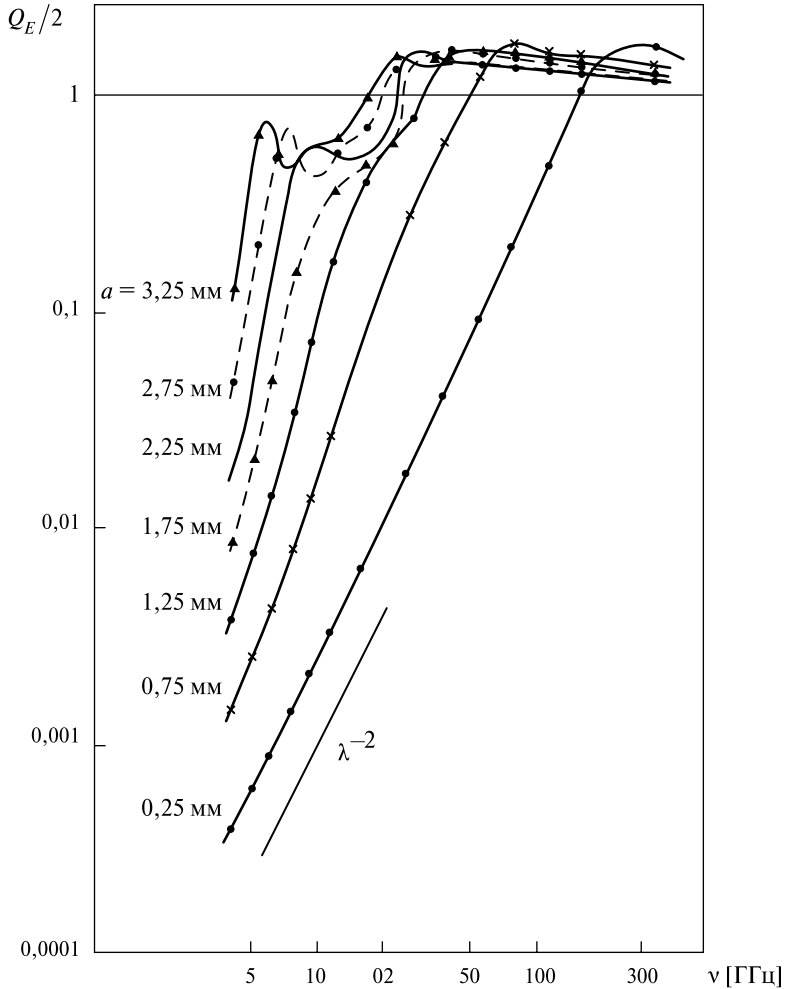


Рис. 10.7. Фактор эффективности экстинкции для сферических дождевых капель радиусом a в зависимости от частоты ($t = 20^\circ\text{C}$) [Oguchi, 1983]

Отметим при этом, что уменьшение альбедо для маленьких капель носит явно выраженный характер степенной зависимости (как x^3), как это и следовало ожидать для области Рэля (см. § 10.3). При $x > 1$ вклад рассеяния в общие потери крупных капель резко увеличивается, достигая 60...70 % от общих потерь (другими словами, экстинкции).

На рис. 10.7 представлены частотные зависимости (в билогарифмическом масштабе) фактора эффективности экстинкции для водных сфер с фиксированными радиусами в широком диапазоне частот от 5 (6 см) до 300 ГГц (1 мм). Анализ рисунка показывает все отмеченные характерные области рассеяния — для больших длин волн наблюдается степенной спад λ^{-n} для сферы

фиксированного радиуса, который характеризует начало области рэлеевского рассеяния; для коротких длин волн фактор эффективности экстинкции стремится к значению 2. На промежуточных длинах волн наблюдается резонансный максимум M_i (в данной системе координат — весьма размытый). Интересно отметить, что на графике явно демонстрируется лишь переходная область от первого максимума M_i к области Рэля и самое начало области Рэля. Так, показатель степенного спада по мере уменьшения фиксированного радиуса также уменьшается и окончательно выходит на значение, равное единице, но уже в чисто рэлеевской области (см. (10.30)).

§ 10.5. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИДИСПЕРСНЫХ СРЕД

Как уже отмечалось (см. § 1.6), структура вещества в теории Максвелла задаётся введением феноменологических диэлектрических и магнитных параметров для сплошных сред. В теории переноса излучения (макроверсия) структура вещества представляется совершенно иным образом — в виде облака случайно распределённых частиц в сплошной среде (например, земной атмосфере или в морской среде) с параметрами затухания и рассеяния среды (рассчитанными на единицу пути луча в среде). К такого сорта средам можно отнести большое количество самых различных физических структур в земной атмосфере и в океане. Практически все они носят характер полидисперсных сред, т. е. сред с разноразмерными частицами. Физически это связано с тем, что, поскольку все полидисперсные среды являются открытыми физическими системами, то определённое динамическое равновесие может быть установлено лишь при динамическом режиме рождения и гибели частиц. Последнее обстоятельство обуславливает принципиальное наличие в средах полидисперсного состава частиц. В настоящем параграфе рассмотрим основные механические характеристики, которыми пользуются при описании дисперсных смесей, и процедуру перехода от характеристик рассеяния индивидуальных частиц к электромагнитным параметрам единицы объёма.

Физические системы, состоящие из совокупности веществ, которые сами находятся в различных фазовых состояниях, обычно подразделяются на два крупных класса — гетерогенные смеси и гомогенные смеси [Нигматулин, 1978]. Под *гетерогенными смесями* понимают системы, в которых присутствуют макроскопические (по отношению к молекулярным масштабам) и химически не взаимодействующие неоднородности (или включения). Из возможного огромного числа имеющихся в природе гетерогенных смесей выделяют сравнительно регулярные структуры, получившие наименование *дисперсных смесей*, которые обычно состоят из двух фаз. К таким системам можно отнести водные капельки в воздухе или пузырьки воздуха в морской воде (так называемый аэрированный слой), гексагональную структуру в морской пене. Частицы при этом носят наименование дисперсной фазы, а несущая их среда — дисперсионной фазы. Под *гомогенными смесями* понимают системы,

в которых вещество перемешано на молекулярном уровне. Промежуточное положение занимают так называемые коллоидные смеси.

Ниже рассмотрим механические характеристики, определяющие степень дисперсности полудисперсных систем.

Плотность распределения. Наиболее важной характеристикой микроструктуры (дисперсности) дисперсных систем можно считать дифференциальную плотность распределения частиц по размерам $n(r, x, y, z, t)$, где r — радиус частиц (вместо радиуса иногда используют диаметр, поверхность, объем или массу частиц); x, y, z — пространственные координаты; t — время. Исходя из определения, $n(r, x, y, z, t) dr dx dy dz$ — число частиц радиусом от r до $r + dr$ в объёме $dx dy dz$ в окрестности точки (x, y, z) в момент времени t . Естественно, на практике невозможно одновременно определить значение $n(r, x, y, z, t)$ во всех точках изучаемого пространства. Поэтому часто микроструктуру дисперсной системы характеризуют осреднёнными по времени и по пространству спектрами размеров частиц $n(r)$ или связанными с ним интегральными параметрами распределения, пропорциональными моментам распределения того или иного порядка. Например, важными характеристиками микроструктуры дисперсной среды служат концентрация частиц, водность, радиолокационная отражаемость.

В теоретическом плане плотность распределения играет фундаментальную роль, поскольку определяет физические особенности системы и её возможную эволюцию.

Из физических соображений следует, что при $r \rightarrow 0$ и $r \rightarrow \infty$ плотность числа частиц должна стремиться к нулю (в рамках данной физической системы). Размерность этого параметра, как нетрудно видеть из определения, $[\text{см}^{-4}]$.

Объёмная концентрация частиц. Важным интегральным параметром является объёмная концентрация частиц N $[\text{см}^{-3}]$, определяемая следующим интегральным преобразованием от спектра частиц:

$$N [\text{см}^{-3}] = \int_0^{\infty} n(r) dr = \int_0^{\infty} n(D) dD, \quad (10.44)$$

где D — диаметр частиц. Эта характеристика определяет абсолютное число частиц в единице объёма. Из приведённого соотношения следует, что $n(r) = 2n(D)$.

Интегральная функция распределения. Часто в экспериментальной практике наблюдательные результаты удобно представить в виде объёмной концентрации частиц с нижним переменным пределом $N(r)$ $[\text{см}^{-3}]$, т. е. в виде:

$$N(r) = \int_r^{\infty} n(r) dr. \quad (10.45)$$

Эта характеристика определяет абсолютное число частиц в единице объёма, начиная с определённого (фиксированного) значения размера. Целый ряд измерительных приборов по фиксации размеров частиц оперирует именно с этой характеристикой, и для того чтобы перейти к плотности распределения, необходимо произвести численное (или графическое) дифференцирование полученных результатов.

Относительная плотность распределения. При теоретическом анализе, а также при обработке и сопоставлении разнородных экспериментальных результатов целесообразно использовать относительную функцию плотности распределения в виде:

$$f(r) = \frac{n(r)}{N}, \quad \int_0^{\infty} f(r) dr = 1. \quad (10.46)$$

Размерность этого параметра, как видно из определения, $[\text{см}^{-1}]$.

Плотность выборочной вероятности. В экспериментальном плане нахождение характеристик дисперсности системы обычно проводится через обнаружение и оценку плотности выборочной вероятности, или, другими словами, через формирование и построение экспериментальных гистограмм. В целом эта процедура является весьма сложной и требующей от исследователя как опыта и навыка в выполнении таких задач, так и ясного понимания основной физической проблемы. Кратко опишем её, в основном, в качественном плане.

Пусть получены экспериментальные данные по частицам в диапазоне радиусов от a до b . Общее число зарегистрированных частиц равно N . Разделим диапазон радиусов на j число интервалов группировки (карманов), в каждом из которых будет зарегистрировано N_j частиц. Размер интервала группировки — Δr_j . Тогда под

$$P_j = \frac{N_j}{N}, \quad j = 1, \dots, k \quad (10.47)$$

будет пониматься выборочная вероятность нахождения частиц в данном кармане. Здесь k — полное число интервалов группировки, при этом

$$N = \sum_{j=1}^k N_j. \quad (10.48)$$

Показанная в графической форме выборочная вероятность $P_j(r_j)$ и представляет собой экспериментальную гистограмму.

Под функцией плотности выборочной вероятности понимают следующую величину:

$$f_j(r_j) = \frac{N_j}{N \left(\frac{b-a}{k} \right)}. \quad (10.49)$$

Из условий нормировки следует, что

$$\sum_{j=1}^k f_j(r_j) \Delta r_j = 1. \quad (10.50)$$

Если размеры интервалов группировки одинаковы (Δr), то соотношение между функцией плотности выборочной вероятности и выборочной вероятностью (данными экспериментальной гистограммы) может быть представлено в следующем виде:

$$f_j(r_j) = \frac{P_j}{\Delta r} [\text{см}^{-1}]. \quad (10.51)$$

Из полученного соотношения нетрудно заключить, что $f(r_j)$ есть конечноразностный аналог относительной функции распределения (10.46).

Водность и относительная объёмная концентрация. В целом ряде метеорологических задач, а также задач микроволнового зондирования земной атмосферы необходимо знание полной массы вещества (например, воды) в единице объёма дисперсной среды (например, облака). Если дисперсная среда состоит из правильных сфер различного диаметра, то по определению общая масса вещества в единице объёма (условно, водность) W [$\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$] может быть получена из следующего соотношения:

$$W = \frac{4}{3} \pi \rho \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr = \frac{4}{3} \pi \rho N \int_0^{\infty} f(r) r^3 dr, \quad (10.52)$$

где ρ — плотность вещества сфер.

В целом ряде прикладных задач необходимо знание относительной объёмной концентрации вещества (C) (безразмерная величина), которая может быть получена из следующего соотношения:

$$C = \frac{W}{\rho} = \frac{4}{3} \pi \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr. \quad (10.53)$$

Рассмотренные характеристики пропорциональны третьему моменту плотности распределения частиц по размерам. Однако существуют дистанционные исследования, которые требуют знания моментов значительно более высокого порядка, как, например, активные радиолокационные исследования структуры облачных систем.

Радиолокационная отражаемость. Под этой характеристикой Z [см^3] понимают следующую величину:

$$Z = \int_0^{\infty} n(r) r^6 dr. \quad (10.54)$$

Физический смысл этой характеристики нетрудно понять, используя выражение для обратного рассеяния отдельной частицы (10.34) в рэлеевском приближении при расчёте обратного рассеяния единицы объёма σ_0 с плотностью распределения отражающих сфер $n(r)$:

$$\sigma_0 = \int_0^{\infty} \sigma_{BS} n(r) dr = \frac{64}{\lambda^4} \pi^5 \left| \frac{\dot{\epsilon} - 1}{\dot{\epsilon} + 2} \right|^2 \int_0^{\infty} n(r) r^6 dr. \quad (10.55)$$

Отсюда следует, что обратно рассеянный сигнал от облачной структуры пропорционален шестому моменту плотности распределения капель в облачной массе. Нетрудно видеть из этого результата, что капли крупных и сверхкрупных размеров ($r > 100$ мкм) играют очень существенную роль в процессе обратного рассеяния электромагнитного излучения от облачных систем, и, более того, они являются основными носителями радиолокационной дистанционной информации в капельных облачных системах [Довиак, Зрнич, 1988; Doviak, Lee, 1985]. Однако при радиотепловых исследованиях ситуация принципиально иная — собственное излучение зависит от водности капельного облака и, таким образом, сигнал пропорционален третьему моменту плотности распределения капель в облачной массе. Все эти особенности важны при интерпретации наблюдательных данных.

Интенсивность осадков. Если дисперсные системы обладают выраженными динамическими свойствами (например, выпадающие осадки различного фазового типа), то при их дистанционном анализе большое значение имеет параметр, характеризующий количество вещества, выпавшее на единицу площади за единицу времени. Такой характеристикой, широко используемой в метеорологических и дистанционных исследованиях, представляется интенсивность осадков R [см·с⁻¹]. Она определяется следующим выражением:

$$R = \int_0^{\infty} n(r) v(r) \frac{4}{3} \pi r^3 dr, \quad (10.56)$$

где $v(r)$ — скорость перемещения капель соответствующего радиуса. Для условий дождевых капель в земной атмосфере установлен целый ряд эмпирических соотношений между скоростью выпадения и радиусом капли и, в частности, линейное соотношение v [м·с⁻¹] = $75r$ [см] для достаточно мелких дождевых капель, и для более крупных — скорость становится постоянной и не зависящей от размера [Kollias et al., 1999]. Отсюда следует, что интенсивность осадков будет пропорциональна четвёртому моменту (или третьему — в зависимости от диаметра капель) плотности распределения капель в облачной массе выпадающих капель. В метеорологической практике размерность R обычно приводят к [мм·ч⁻¹].

Природные полидисперсные среды. Для того чтобы представить некоторую обобщённую качественную картину плотностей распределений для природных полидисперсных систем (для условий земной атмосферы), рассмотрим

данные рис. 10.8. Из анализа этих данных следует, что наиболее мелкодисперсными и в то же время наиболее интенсивными (по значению плотности распределения) являются различные типы туманов, т. е. среды, образующиеся сразу после фазового перехода водяного пара в жидкое состояние. Наибольший диапазон по дисперсности занимают различные виды аэрозолей в земной атмосфере. Несмотря на то, что масса аэрозоля составляет лишь 10^{-9} от массы атмосферы, он оказывает ощутимое воздействие на атмосферные радиационные процессы и, следовательно, на погоду и климат. В зависимости от своего физико-химического происхождения аэрозоли подразделяются на пять модельных типов — морской, континентальный, индустриально-городской, вулканический и стратосферный. Все эти типы сильно различаются как по характерному диапазону размеров частиц, так и по их интенсивности. Распределения могут иметь и многомодальную форму, как, например, для городского аэрозоля (см. рис. 10.8).

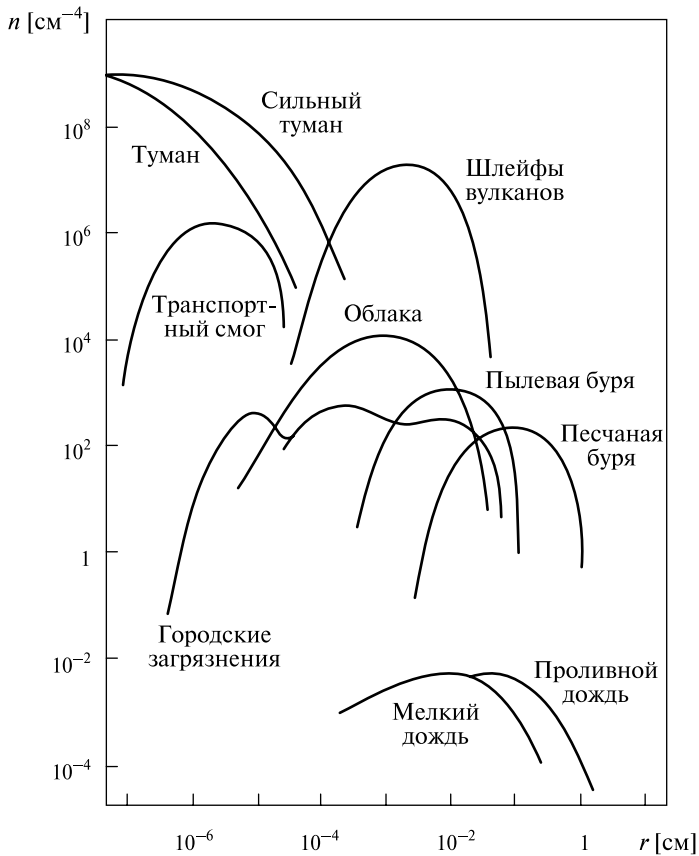


Рис. 10.8. Плотность распределения частиц в зависимости от радиуса для ряда природных сред

Капельно-облачные системы земной атмосферы представляют собой предельно неоднородную среду, постоянно изменяющуюся в пространстве и во времени. Связано это в первую очередь с огромным разнообразием конкретных физических причин и механизмов инициирования фазового перехода водяного пара в жидкое состояние. Поэтому в зависимости от пространственно-временного масштаба конкретного исследования параметры распределений могут иметь очень широкие диапазоны вариаций своих численных параметров [Айвазян, 1991; Дейрменджан, 1971; Розенберг, 1972; Houze, 1993; Jameson et al., 1998; Marshak et al., 1994].

Наиболее крупнодисперсными системами в земной атмосфере являются метеосистемы с выпадающими осадками. Как и в случае с облачными системами, осадки обладают сильными пространственно-временными вариациями (так называемая мультифрактальная структура) (см. гл. 2), поэтому перед исследователями возникают большие сложности при интерпретации и сопоставлении дистанционных и *in situ* результатов [Kostinski, Jameson, 1997; Marshak et al., 1997; Simpson et al., 1988, 2000; Skofronick-Jackson, Wang, 2000; Smith et al., 1998; 2000].

Аналитические виды плотности распределения. За последние 70 лет выполнено значительное число экспериментальных работ, посвящённых поиску наиболее приемлемой аналитической формы плотности распределения дисперсных систем различной физической природы. С теоретической стороны усилия были направлены на решение сложных задач кинетики физико-химических сред, например, с помощью решения систем уравнений Фоккера-Планка-Смолуховского. Наиболее теоретически обоснованным считается следующее аналитическое выражение для плотности распределения, которое получило наименование — гамма-распределение:

$$n(r) = ar^\mu e^{-br^\gamma}, \quad (10.57)$$

где a , b , μ , γ — параметры, определяющие все характерные особенности распределения. Из данного распределения могут быть получены практически все ранее сформированные по экспериментальным данным эмпирические распределения.

Используя выражения (10.44), (10.53) и (10.57), получим следующие формулы для относительной концентрации:

$$C = \frac{4\pi}{3} \int n(r)r^3 dr = \frac{4}{3} \pi a \gamma^{-1} b^{-\frac{\mu+4}{\gamma}} \Gamma\left(\frac{\mu+4}{\gamma}\right). \quad (10.58)$$

Полагая $\gamma = 1$, получим выражение для объёмной концентрации:

$$N = \int_0^\infty n(r) dr = ab^{1-\mu} \Gamma(\mu+1), \quad (10.59)$$

где, как и в (10.58), $\Gamma(x)$ — гамма-функция [Градштейн, Рыжик, 1963].

Используя (10.57) и (10.59), можно получить выражение для относительной плотности распределения:

$$f(r) = b^{\mu-1} \frac{r^{\mu}}{\Gamma(\mu+1)} e^{-br}. \quad (10.60)$$

Это распределение характеризуется уже только двумя параметрами — b и μ . Часто это выражение записывают в несколько иной (но эквивалентной) форме:

$$f(r) = \frac{1}{\Gamma(\mu+1)} \mu^{\mu+1} \frac{r^{\mu}}{r_m^{\mu+1}} \exp\left\{-\mu \frac{r}{r_m}\right\}. \quad (10.61)$$

Здесь параметр μ характеризует полуширину распределения, а параметр r_m определяет так называемый модальный (наиболее вероятный) радиус распределения. Предпринимаются серьёзные шаги, чтобы экспериментально определить эти параметры для природных дисперсных сред. Так, для туманов и облаков значения параметра μ заключено в пределах 1...10, а модального радиуса — 0,1...10 мкм.

Интересно отметить, что ещё в 1948 г. Дж. Маршалл (J. S. Marshall) и В. Пальмер (W. McK. Palmer) предложили эмпирическое простое соотношение для плотности распределения выпадающего дождя в виде:

$$n(r) = N_0 e^{-\Lambda r}, \quad (10.62)$$

где

$$N_0 = 1,6 \cdot 10^4 [\text{м}^{-3} \cdot \text{мм}^{-1}], \quad \Lambda = 8,2 R^{-0,21} [\text{мм}^{-1}], \quad (10.63)$$

где радиус капель r выражен в [мм]; интенсивность осадков R — в [мм·ч⁻¹].

Как оказалось, такое распределение удачно описывает усреднённые экспериментальные данные как для морозящих дождей, обложных дождей, так и конвективных и грозовых дождей (правда, при существенной модификации численных значений N_0 и Λ). Распределение Маршалла-Пальмера, а также близкие к нему широко используются и в настоящее время [Oguchi, 1983]. Удалось также получить и достаточно простое эмпирическое соотношение между интенсивностью осадков и водностью (массой вещества в единице объёма) в среде:

$$W = 0,06 R^{0,88}, \quad (10.64)$$

где водность W имеет размерность [г·м⁻³], интенсивность осадков R — [мм·ч⁻¹].

Существуют и другие численные варианты приведённой формулы.

Теоретические и численные исследования задач физико-химической кинетики, включающие процессы конденсации водяного пара, коалесценции капель и их распада, показали в целом, что теоретические спектры капель качественно близки к экспоненциальному распределению Маршалла-Пальмера, хотя и имеется целый ряд особенностей, не описываемый эмпирикой данного распределения. В первую очередь, это относится к многомодальному

характеру теоретических распределений и к значительно большей концентрации малых капель ($r < 0,1$ мм), чем в случае экспоненциальной эмпирики. Все эти особенности приводят к заметным вариациям в электромагнитных свойствах среды [Jameson, 1991].

Параметры ослабления и рассеяния полидисперсной среды. В соответствии с основной концепцией теории переноса излучения — а именно, электромагнитной разреженности среды, падающее извне на исследуемый объем излучение полностью «освещает» все частицы, находящиеся в единице объема (см. гл. 9). Поэтому, когда среда содержит облако сферических частиц одинакового состава, но различных размеров, спектральные коэффициенты ослабления (экстинкции) и рассеяния могут быть вычислены по формулам

$$\gamma [\text{см}^{-1}] = \int_0^{\infty} Q_E \pi r^2 n(r) dr, \quad (10.65)$$

$$\sigma [\text{см}^{-1}] = \int_0^{\infty} Q_S \pi r^2 n(r) dr. \quad (10.66)$$

Когда пучок излучения распространяется в среде, содержащей в единице объема N сферических частиц одинакового состава и одинакового размера (каждая радиусом r), сечения поглощения и рассеяния (или коэффициенты эффективности экстинкции и рассеяния Q_E и Q_S) можно связать со спектральными коэффициентами полного ослабления (экстинкции) и рассеяния более простыми соотношениями:

$$\gamma [\text{см}^{-1}] = Q_E \pi r^2 N \quad (10.67)$$

и

$$\sigma [\text{см}^{-1}] = Q_S \pi r^2 N. \quad (10.68)$$

Если частицы сгруппированы по размерам на интервалы с радиусом r_j ($j = 1, 2, \dots, M$), то приведённые выше интегралы могут быть заменены суммами. Если в выражениях (10.65), (10.66) интегралы аналитически не могут быть получены, то производят численное интегрирование и составляют таблицы [Айвазян, 1991; Красюк, Розенберг, 1970; Справочник..., 1976; Lhermitte, 1988; Oguchi, 1983]. Следует ещё раз подчеркнуть, что все эти выражения получены при важных физических ограничениях — электромагнитной разреженности среды и отсутствии взаимодействия между частицами.

Рассмотрим сначала рэлеевское приближение. Поскольку в этом приближении преобладают поглощающие свойства частиц, то спектральный коэффициент поглощения может быть представлен как:

$$\gamma = k_1(\lambda) \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr, \quad (10.69)$$

где k_1 — численный коэффициент. С другой стороны, полная масса вещества среды W (в единице объёма) будет равна

$$W = \frac{4}{3} \pi \rho \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr. \quad (10.70)$$

Из сопоставления выражений (10.69) и (10.70) следует, что спектральный коэффициент ослабления среды с частицами в приближении Рэлея пропорционален полной массе вещества в единице объёма:

$$\gamma = k_2(\lambda)W \quad (10.71)$$

и, что очень важно, он не зависит от вида плотности распределения. Таким образом, при дистанционных исследованиях в рэлеевской области информация о виде плотности распределения дисперсной среды не может быть получена, по крайней мере, непосредственно.

Поскольку вода в сантиметровом и миллиметровом диапазонах обладает выраженными спектральными свойствами, то для диапазона 0,5...10 см и для жидкокапельных облаков ($t = 18^\circ\text{C}$) может быть установлена следующая простая аппроксимация:

$$\frac{\gamma}{W} = \frac{0,43}{\lambda^2}. \quad (10.72)$$

Здесь W выражено в $[\text{г}\cdot\text{м}^{-3}]$, поглощение γ — в $[\text{дБ}\cdot\text{км}^{-1}]$. Физически это связано с тем, что параметр в выражении (10.42), зависящий от диэлектрических свойств воды, имеет аппроксимацию типа $1/\lambda$ на длинноволновой ветке дебаевского релаксационного максимума (см. гл. 8). В случае же кристаллических облаков (градинки, снежинки) ослабление по абсолютной величине уменьшается на два-три порядка (при прочих равных условиях), а зависимость от длины волны может быть принята как $1/\lambda$ (поскольку отсутствует явно выраженная зависимость действительной части диэлектрической постоянной льда от длины волны). Существует также ещё целый ряд аппроксимаций экспериментальных данных в рэлеевской области. Однако все они носят близкий к (10.72) частотный характер.

Рассмотрение более широкого диапазона размеров частиц и длин волн требует уже численных операций с (10.65) и (10.66). Специальные вычисления коэффициента ослабления (экстинкции) на единицу пути, выполненные в широком диапазоне частот — 1...1000 ГГц — для различных распределений и интенсивностей осадков (рис. 10.9), показали, что частотные зависимости имеют характерный вид — быстро нарастающий подъем со стороны больших длин волн, слабый максимум в диапазоне частот около 100 ГГц и медленный спад в сторону более высоких частот. Как и следовало ожидать, зависимости не выявляют никаких резких максимумов, специфичных для области Ми индивидуальной частицы. Кроме того, нарастающие области можно характеризовать как переходные области от «размытого» максимума Ми к зоне Рэлея. При этом частотная аппроксимация ослабления для осадков

большой интенсивности, которые обладают каплями больших размеров и, соответственно, большим рассеянием, ближе к зависимости $1/\lambda^4$, а для слабых осадков (с мелкой дисперсностью капель и, соответственно, очень слабым рассеянием и сильным поглощением) ближе к аппроксимации рэлеевской области — $1/\lambda^2$ (см. соотношение (10.71) и рис. 10.9). Следует также отметить, что отличия величин ослабления для различных распределений тем больше, чем выше рабочая частота и чем меньше интенсивность осадков. О том, что рэлеевская область не чувствительна к форме распределения капель, уже говорилось (см. (10.70)). Что касается сильных осадков, то в этом случае интенсивное рассеяние больших капель в известном смысле «блокирует» вклад от затухания мелких капель в полную экстинкцию дисперсной среды.

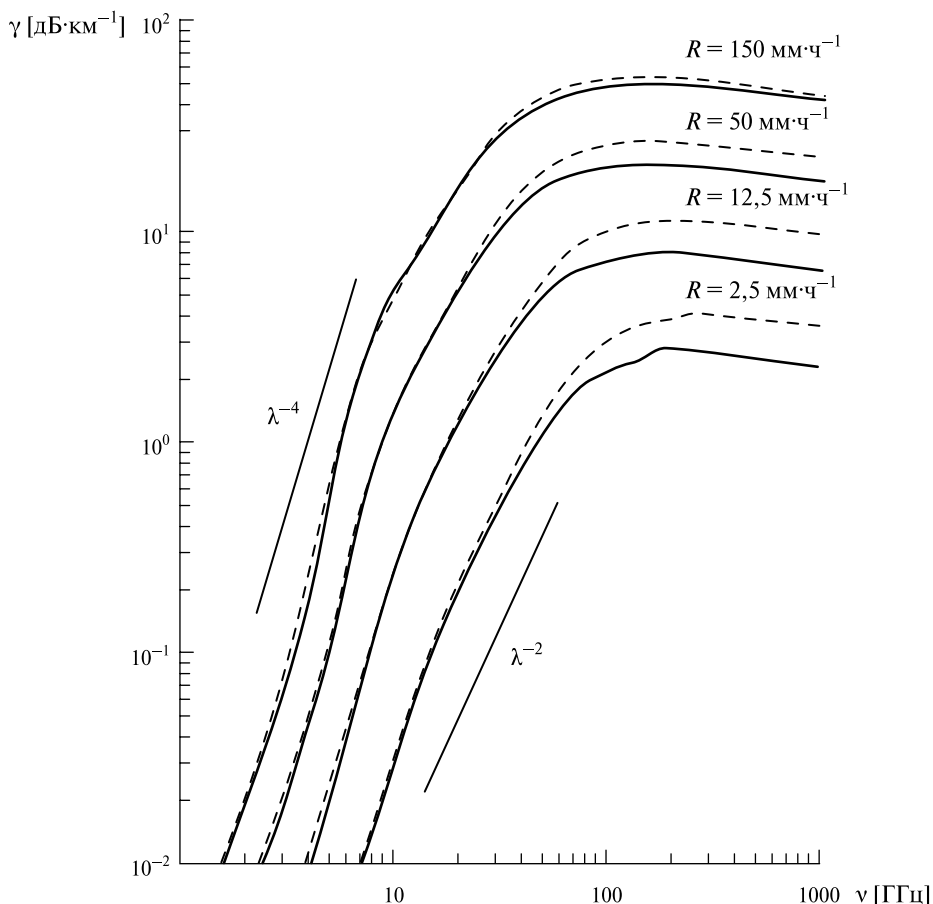


Рис. 10.9. Частотные зависимости погонного затухания γ [дБ·км⁻¹] в дождевых системах при температуре 20 °С для распределений Лоуса-Парсона (сплошные кривые) и Маршалла-Пальмера (пунктирные кривые). Интенсивность дождей в [мм·ч⁻¹] [Oguchi, 1983]

Специальные эксперименты [Oguchi, 1983; Wolf, Zwiesler; 1996] действительно показали, что в миллиметровой области частот для дождевых осадков в земной атмосфере чувствительность степени экстинкции в среде от типа распределения очень высока и, соответственно, этот диапазон весьма эффективен для дистанционного исследования тонких особенностей дисперсных сред.

Весьма показательным и поучительным сопоставить частотные свойства величины ослабления (на единицу пути) различных дисперсных сред, которые характерны для земной атмосферы (рис. 10.10). Разумеется, в данном случае речь идёт о качественной картине явления, и приводимые данные не предназначены для количественной интерпретации результатов конкретных экспериментов. На рис. 10.10 сплошными линиями даны зависимости коэффициента ослабления от длины волны для дождей с интенсивностями 0,25 (кривая 1), 1,0 (кривая 2), 4 (кривая 3) и 16 мм·ч⁻¹ (кривая 4). По существующей метеорологической классификации эти интенсивности соответствуют морозящему, слабому, умеренному и сильному дождям. Штриховые кривые показывают ослабление в облаках и туманах, вычисленное по формуле (10.71) для водности 0,032 (кривая 5), 0,32 (кривая 6) и 2,3 г·м⁻³ (кривая 7).

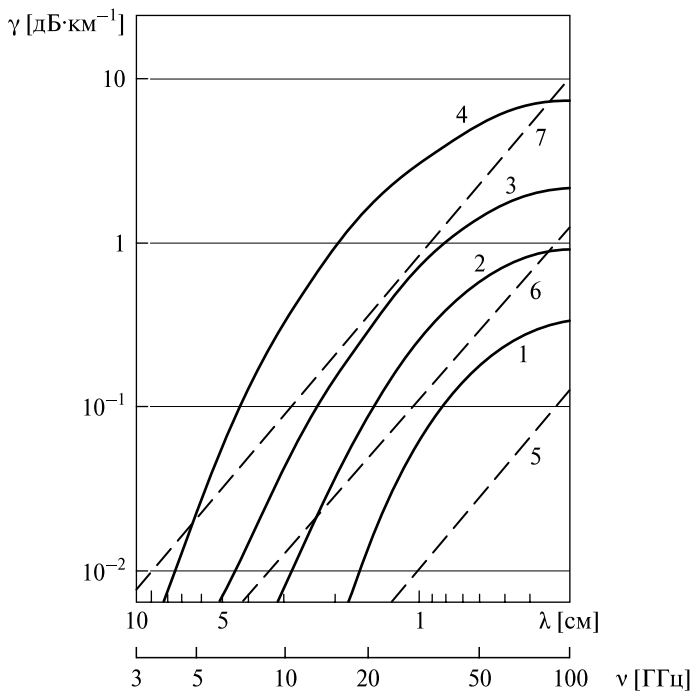


Рис. 10.10. Частотные зависимости погонного затухания γ [дБ·км⁻¹] для ряда природных дисперсных систем (сплошные кривые) и туман (пунктирные кривые) (систему обозначений (цифры) см. в тексте)

Указанным туманам соответствует визуальная видимость (в оптическом диапазоне) около 600, 120 и 30 м. Как следует из анализа этих данных, в целом картина весьма неоднозначная. Так, ослабление в густом морском тумане (кривая 7) превышает ослабление в умеренном дожде (кривая 3) в миллиметровом и сантиметровом диапазонах длин волн. А в длинноволновом сантиметровом диапазоне ослабление в густом тумане превышает даже ослабление в сильных осадках. На первый взгляд это кажется парадоксальным. Однако физически это связано с различным соотношением вкладов в ослабление (экстинкцию) от крупных (рассеяние) и мелких (поглощение) капель в различных дисперсных средах. Так, для интенсивного дождя частотная зависимость ослабления пропорциональна $1/\lambda^4$ в сантиметровом диапазоне, а для тумана — $1/\lambda^2$, что и приводит к кажущемуся парадоксу на длинных сантиметровых волнах.

§ 10.6. ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ СРЕДАХ

В связи с интенсивным развитием микроволновой диагностики сложных природных сред в системе океан — атмосфера представляет интерес изучение особенностей распространения и рассеяния электромагнитных волн в случайно-неоднородных средах с высокой плотностью дискретных, сильно поглощающих рассеивателей, когда размер частиц a , расстояние между частицами d и длина волны электромагнитного излучения λ являются величинами одного порядка. К таким важным радиодиагностическим задачам относятся изучение рассеяния и излучения электромагнитных волн в облачной атмосфере при значительных объёмных концентрациях (более 0,1 %) гидрометоров [Oguchi, 1983; Lhermitte, 1988; Nemanich et al., 1988], в капельно-брызговой фазе обрушающихся гравитационных волн [Чёрный, Шарков, 1988], в снежно-водяных дисперсных средах [Boyarskii et al., 1994; Wen et al., 1990], пенообразных дисперсных системах [Райзер, Шарков, 1981; Шарков, 2009] и других аналогичных природных средах.

При указанных параметрах дисперсной среды явно нарушаются физические условия применимости теории переноса излучения (см. гл. 9). Однако желательность использования многочисленных результатов теории переноса излучения, несомненно, требует решения вопроса о пределах действительности самой теории. Разумеется, в рамках самой теории переноса этот сложный вопрос не может быть решён. Его решение возможно либо при учёте многократного рассеяния, либо экспериментальным путём. Теоретический анализ указанной проблемы выходит далеко за рамки настоящей книги. Здесь же ограничимся описанием результатов тонких лабораторных экспериментов, наиболее близко касающихся темы настоящей книги, а именно микроволнового зондирования концентрированных дисперсных сред. Эксперименты были выполнены в период 1976–1986 гг. под научным руководством автора настоящей книги [Бордонский и др., 1978; Милицкий и др., 1978; Райзер, Шарков, 1981; Чёрный, Шарков, 1988; 1991а, б; Шарков, 2009].

Несмотря на значительное количество экспериментов по изучению электромагнитных свойств разреженных дискретных систем $d \approx 10 \dots 10^4 \lambda$ и объёмной концентрации $C \approx 10^{-2} \dots 10^{-4} \%$ (см. обзор [Oguchi, 1983]), в литературе отсутствует описание результатов исследования в радиодиапазоне электромагнитных свойств концентрированных динамических сред с поглощающими рассеивателями. Основная методическая сложность постановки таких экспериментов заключается в технических трудностях при создании динамичных концентрированных капельных структур со строго контролируруемыми параметрами. Однако как с общетеоретической, так и практической точек зрения постановка таких экспериментов крайне необходима. И, в первую очередь, для выявления предельных значений концентраций, при которых происходит «включение» механизмов электромагнитного взаимодействия уединённых поглощающих рассеивателей. Эксперименты, выполненные в оптическом диапазоне для прозрачных сред и полупрозрачных частиц («мягкие» частицы), показали [Varadan et al., 1983; Wen et al., 1990], что существенный вклад многократного рассеяния приходится на диапазон концентрации, превышающий 1 %, при этом значение границы сильно зависит от параметра размера частицы. Указанные цифры, разумеется, не могут быть применены непосредственно к дискретным средам с сильно поглощающими рассеивателями и могут служить в качестве некоторого количественного ориентира. В работах [Чёрный, Шарков, 1988; 1991а, б; Шарков, 2009] рассмотрены результаты экспериментальных исследований характеристик распространения, обратного рассеяния и собственного излучения электромагнитных волн миллиметрового диапазона в дисперсной дискретной среде с объёмной плотностью сферических рассеивателей от 0,05 до 4,5 %, при этом среднее расстояние (d) между центрами частиц изменялось в пределах от 2,3 до 0,9 λ .

Дисперсная среда и её характеристики. Как уже отмечалось, выполнение необходимых радиофизических экспериментов наталкивается на трудности создания в свободном падающем режиме водных частиц квазимонохроматического (по спектру размеров и по значению скоростей) потока с высокой концентрацией частиц сферической формы. Необходимо, с одной стороны, избежать динамической деформации и распада частиц, достаточно крупных (диаметром порядка 2...3 мм) и имеющих высокую скорость перемещения (5...10 м·с⁻¹), и, с другой стороны, не допустить гравитационной и турбулентной коалесценции капель. Указанные каскадные процессы приводят к очень широкому спектру частиц в природных условиях (например, в облачных системах и осадках) (см. § 10.5). Это, в свою очередь, существенно затрудняет интерпретацию результатов радиофизических экспериментов.

Процессы деформации и распада капель в потоке контролируются двумя безразмерными числами: Рэлея (для сферы) $Ra = 2aV\rho\mu^{-1}$ и Вебера $We = a^2V\rho(2\sigma)^{-1}$. Здесь V — установившаяся скорость капли; a — радиус капли; ρ и μ — плотность и вязкость воздуха; σ — поверхностное натяжение воды. Ламинарный режим обтекания капель воздухом (режим Стокса) сохраняется до $Ra \approx 300$, а критическое значение We для обеспечения динамической

устойчивости капель составляет 10. Анализ различных способов формирования концентрированных сред привёл авторов работ [Чёрный, Шарков, 1988, 1991а, б; Шарков, 2009] к выводу о необходимости использования режима не свободного потока, а принудительного и с определённой (фиксированной) скоростью потока. Дисперсная высококонцентрированная среда создавалась с помощью распылительного устройства в виде специальной форсунки со сменной решёткой. Решётка представляет собой пластинку определённого профиля в отверстиях, количество и диаметр последних определяет концентрацию и размер капель, а профиль — величину расхождения потока, что также влияет на концентрацию. Сферичность капель специально контролировалась — эксцентриситет капельных эллипсов не превышал 0,3 (для больших концентраций) и 0,1 (для малых концентраций). Для условий описываемого эксперимента число Re составило 200...300 (для различных скоростей потока) и $We = 0,03$. Таким образом, в условиях эксперимента обеспечивались как ламинарный режим обтекания капли (режим Стокса), так и недопущение процессов распада и возникновения широкого (распадного) спектра рассеивателей. Если форсунка направлена вниз, то капли, ускоряясь под действием гравитационной силы, создают равномерное изменение концентрации вниз по потоку. Таким образом, для одной решётки можно получить широкий диапазон изменения концентрации с одинаковой дисперсностью (рис. 10.11а–в). Контроль и измерения концентрации частиц осуществлялись методом стереоскопической съёмки с помощью двух синхронизированных зеркальных фотоаппаратов с телеобъективами и со специальной системой светового импульсного подсвета (с продолжительностью импульса вспышки 10^{-6} с). Кроме этого, методом треков (зеркальные отблески на фотоизображениях — рис. 10.11а) измерялась скорость движения капель. Полученные стереопары анализировались оператором с помощью стереоскопа и, при сопоставлении с тест-объектом устанавливались количество капель и их дисперсные характеристики (в фиксированный момент времени). Радиофизические измерения выполнялись для двух типов дисперсных сред, гистограммы которых представлены на рис. 10.12. Вид функций распределения частиц $n(r)$ [дм⁻³ мм⁻¹] был аппроксимирован гамма-распределением:

$$\left. \begin{aligned} n_1(r) &= 0,38N_1 r^9 e^{-0,73r^3}, \\ n_2(r) &= 73,5N_2 r^8 e^{-3,66r^3}, \end{aligned} \right\} \quad (10.73)$$

значения N_1 и N_2 пропорциональны объёмной концентрации частиц. Средние значения радиуса для среды 1 составляет 0,15 см (и соответственно параметр размера $x_1 = 1,18$), и для среды 2 — 0,09 см ($x_2 = 0,7$). Специальная статистическая оценка флуктуаций счётной концентрации потока частиц показала, что среднеквадратическое отклонение концентрации составило менее 2 % (от среднего значения N), причём выборки, разнесённые по времени от 1 до 3 ч, относятся к одной и той же генеральной совокупности. Из анализа гистограмм наглядно видно, что при формировании концентрированного

потока удалось избежать распадных процессов и процессов коалесценции, и спектр частиц можно считать близким к монохроматическим.

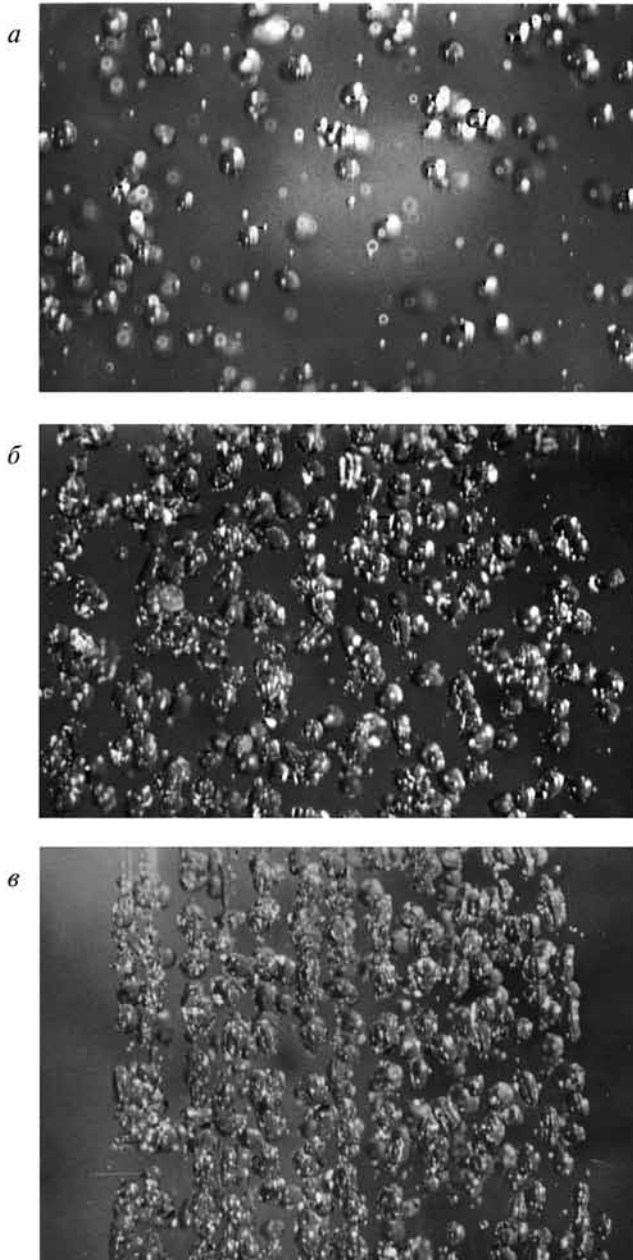


Рис. 10.11. Фотоизображения дисперсной водной среды с подсветом типа «вспышки» при относительной объёмной концентрации: *a* — 0,28 %; *б* — 1,5 %; *в* — 4,5 %

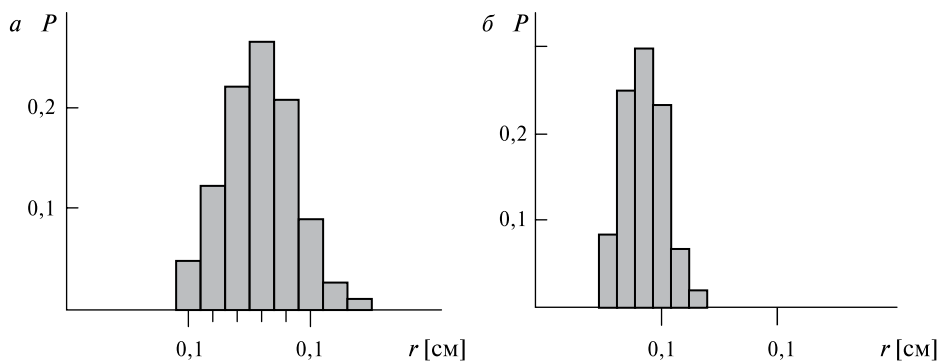


Рис. 10.12. Экспериментальные гистограммы распределения радиусов капель: a — среда N_1 ; b — среда N_2

Для этих типов сред были выполнены в соответствии с (10.13), (10.65) и (10.66) вычисления коэффициентов ослабления, рассеяния и поглощения, а также альbedo однократного рассеяния для единицы объёма полидисперсной среды с использованием функции распределения частиц по размерам, полученным из эксперимента. Расчёты выполнялись для рабочей длины волны излучения $\lambda = 8$ мм и комплексного показателя преломления воды $m = (5,39...2,81)j$, что соответствует температуре воды $t = 22$ °С и солёности $S = 0$ ‰. В силу того, что используется приближение разреженной среды с почти монохроматическим спектром (см. (10.67), (10.68)), альbedo рассеяния для единицы объёма среды будет соответствовать величине альbedo уединённой частицы (так, для среды N_1 $\omega = 0,63$, для среды N_2 $\omega = 0,43$) и не будет зависеть от концентрации среды.

Методика эксперимента. Цель эксперимента состояла в измерении радиофизических характеристик дисперсной динамической среды при строгом контроле её параметров. Измерения проводились в бистатическом (распространение излучения через среду в пределах прямой видимости), скаттерометрическом (исследование обратного рассеяния) и радиометрическом режимах. В первом варианте измерялась экстинкция среды, во втором — сечение обратного рассеяния, в третьем — собственное излучение дисперсной среды. Помимо средних значений, проводились измерения и флуктуаций интенсивности рассеянного излучения. С использованием аналитического решения уравнения для плоскопараллельного слоя (в приближении «полного» поглощения) был произведён расчёт коэффициентов экстинкции, поглощения и рассеяния, альbedo рассеяния, обратного рассеяния (в приближении «холодного» слоя) и собственного излучения дисперсной среды со сферической индикатрисой рассеяния.

Средние значения электродинамических характеристик. Сопоставление экспериментальных и теоретических величин полного ослабления (экстинк-

ции) и собственного излучения для дисперсной среды 1 (средний диаметр частиц — 0,3 см) показывает различие, которое заметно проявляется с увеличением концентрации частиц (рис. 10.13). Можно выделить область слабого отклонения экспериментальных данных от теоретических и более сильного. Граница, разделяющая эти области, соответствует значению объёмной плотности частиц ~0,8 %, причём она одинакова как для ослабления, так и для собственного излучения. Рассматривая результаты исследования величины полного ослабления для дисперсной среды 2 (средний диаметр частиц — 0,2 см), видим, что указанная граница лежит в области значений объёмной концентрации частиц 0,15 %.

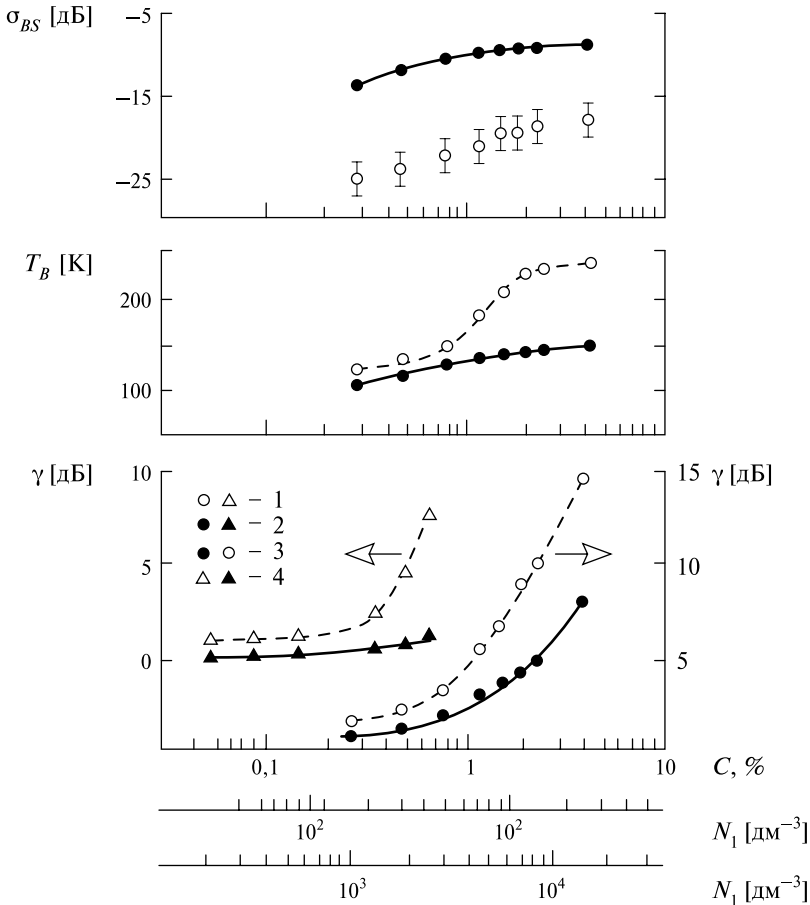


Рис. 10.13. Сечение обратного рассеяния от дисперсной водной среды (σ_{BS}), радиояркая температура (T_B) и коэффициент экстинкции (γ) как функции объёмной концентрации C [%] и объёмной плотности частиц N [дм⁻³]: 1 — экспериментальные данные; 2 — теоретические результаты; 3 — данные для среды N_1 ; 4 — данные для среды N_2

Теперь проследим зависимость величин полного ослабления дисперсной среды не от объёмной плотности частиц C , а от количества частиц в единице объёма N (счётная концентрация). На рис. 10.13 видно, что в данном случае указанные границы как для одного, так и для другого типа дисперсной среды лежат в диапазоне $N_0 = 500 \dots 550 \text{ дм}^{-3}$, т.е. практически совпадают. В свою очередь, величина N_0 определяет среднее расстояние между частицами как $d \approx N^{1/3}$. Следовательно, теперь можно характеризовать указанную выше границу расстоянием между частицами $d \approx 1,5\lambda$.

Таким образом, из анализа экспериментальных данных и теоретических расчётов следует, что теория переноса излучения в приближении разреженной среды удовлетворительно описывает электромагнитные свойства (средние значения) дискретной дисперсной среды с поглощающими рассеивателями при условии, что расстояние между частицами $d > 1,5\lambda$. В случае, когда $d < 1,5\lambda$, наблюдается принципиальное отклонение экспериментальных данных от расчётных, например, при объёмной плотности частиц $C = 4,5 \%$ ($d = 0,9\lambda$) различие для радиояркостной температуры составляет 86 К, а для величины ослабления — 6,5 дБ. Что касается обратного рассеяния, то здесь экспериментальные и теоретические (приближение «холодного» слоя) данные значительно различаются (около 10 дБ) во всем диапазоне плотностей частиц. Теперь, используя экспериментальные данные, оценим параметры дисперсной среды для значения объёмной плотности частиц $C = 4,5 \%$ ($d = 0,9\lambda$).

Оценка электродинамических параметров производилась при помощи специально разработанной методики комплексной комбинации данных активных и пассивных измерений для одной и той же исследуемой среды [Чёрный, Шарков, 1991а]. При этом выражения для радиояркостной температуры были получены в приближении «полного» поглощения (см. гл. 9). Важно отметить, что учёт интегрального члена в уравнении переноса, описывающего «внутреннее перерассеяние» в слое, не приводит в рассматриваемом случае поглощающих рассеивателей к существенному изменению спектральных характеристик среды, о чем свидетельствует сравнение расчётов с результатами решения аналогичной задачи методом двойных сферических гармоник и методом Монте-Карло. Важно отметить, что при указанных значениях концентрации частиц в среде электродинамические параметры дисперсной среды по сравнению с расчётными значениями (для разреженной среды), полученными в приближении однократного рассеяния, существенно изменились. Так, альбедо рассеяния единицы объёма дисперсной среды N_1 уменьшилось в три раза (со значения 0,63 до 0,22), коэффициенты экстинкции и поглощения, наоборот, возросли примерно в полтора раза (со значения 0,63 см^{-1} до 0,94 см^{-1}) и три раза (со значения 0,23 см^{-1} до 0,73 см^{-1}), соответственно, а коэффициент рассеяния при этом уменьшился в два раза (со значения 0,40 см^{-1} до 0,21 см^{-1}). Рассмотренный результат показывает, что для дисперсной концентрированной среды с поглощающими рассеивателями взаимодействие частиц приводит, главным образом, к возрастанию поглощения в среде и, следовательно, к увеличению её собственного излучения и, кроме того, к уменьшению рассеивающих свойств среды.

Флуктуационный режим экстинкции. Важно отметить, что в этой же работе [Чёрный, Шарков, 1991a] экспериментально показана принципиальная смена характера флуктуационного режима экстинкции в концентрированной среде. Этот эффект наглядно иллюстрируется на рис. 10.14, где представлены регистрограммы прошедшего через среду внешнего гармонического сигнала, рассматриваемого на промежуточной частоте. Флуктуации интенсивности прошедшего излучения наблюдаются в виде зеркально-симметричной амплитудной модуляции сигнала. Измерения выполнялись при регистрации полного ослабления (экстинкции) в среде в режиме «на просвет». Нетрудно видеть, что статистические характеристики сигнала в случае двух различающихся концентраций резко изменяются. Одна из возможных физических причин, объяснявших флуктуации прошедшего через среду излучения, могла быть связана с изменением счётного количества частиц в исследуемом объёме. Однако покажем, что это не так. Рассмотрим, например, в соответствии с законом Бугера отношение интенсивностей ослабленного средой внешнего излучения для разных моментов времени

$$\frac{I_1}{I_2} = e^{\tau_2 - \tau_1} \quad (10.74)$$

или

$$\tau_2 - \tau_1 = \ln \frac{I_1}{I_2}, \quad (10.75)$$

где τ_1 и τ_2 — оптическая толщина исследуемой дисперсной среды в различные моменты времени. Поскольку в приближении однократного рассеяния для среды с монохроматическим спектром частиц $\tau = Q_E \pi r^2 N s$ (здесь s — линейный размер среды) и, следовательно, можно записать конечно-разностное соотношение:

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\Delta \tau}{\tau} = \frac{1}{\tau} \ln \frac{I_1}{I_2}. \quad (10.76)$$

Исходя из этого соотношения оценим максимальное значение $(\Delta N/N)$ для объёмной плотности частиц дисперсной среды $C = 4,5 \%$, при которой $I_{\max}/I_{\min} = 6,1$, а величина $\tau = \gamma/4,34 = 3,34$ представляет собой среднее значение оптической толщины. Подставляя это значение в (10.76), находим $\Delta N/N = 54 \%$, но это невозможно, поскольку флуктуации плотности частиц в дисперсном потоке с вероятностью 0,95 не превышают 2 %. Таким образом, резкое возрастание дисперсии флуктуаций экстинкции среды определяется не флуктуациями числа частиц в потоке, а имеет другую физическую причину.

Отметим принципиальный момент, заключающийся в том, что с увеличением плотности частиц изменяется и сам характер флуктуаций. Так, вероятностное распределение интенсивности сигнала, прошедшего через исследующую среду при $C = 0,28 \%$, носит выраженный нормальный характер, а при $C = 4,5 \%$ флуктуации интенсивности распределены логарифмически нормально (рис. 10.15).

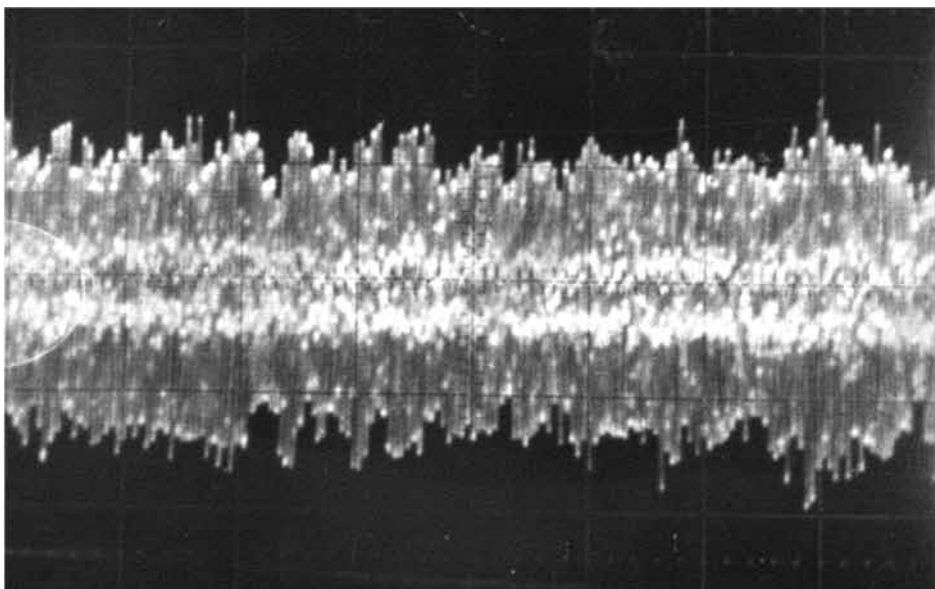
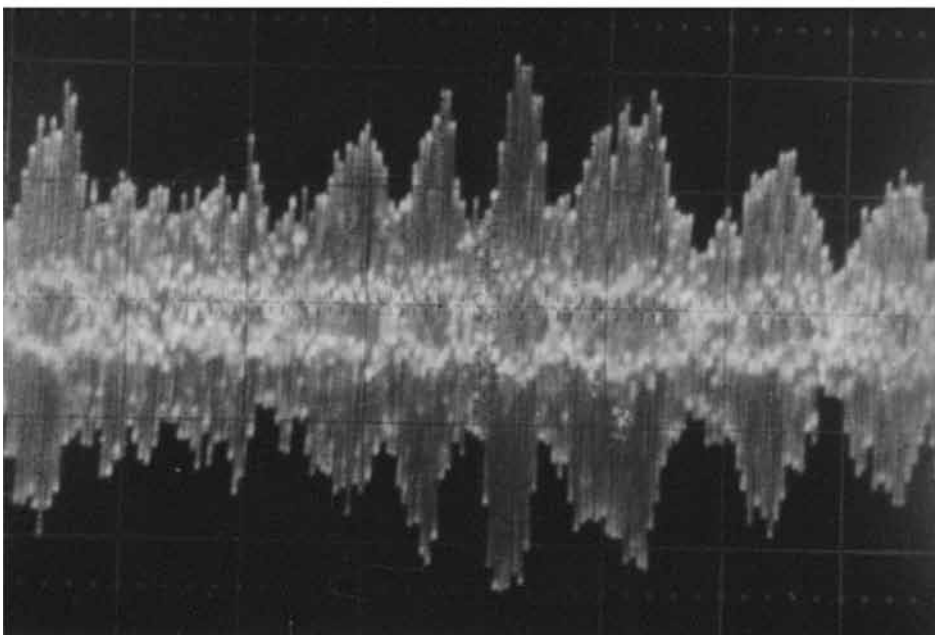
*a**б*

Рис. 10.14. Фоторегистрограммы электромагнитного излучения (по промежуточной частоте), прошедшего через капельную среду с объёмной концентрацией 0,28 % (*a*) и 4,5 % (*б*), и отмеченного на экране осциллографа в фиксированный момент времени

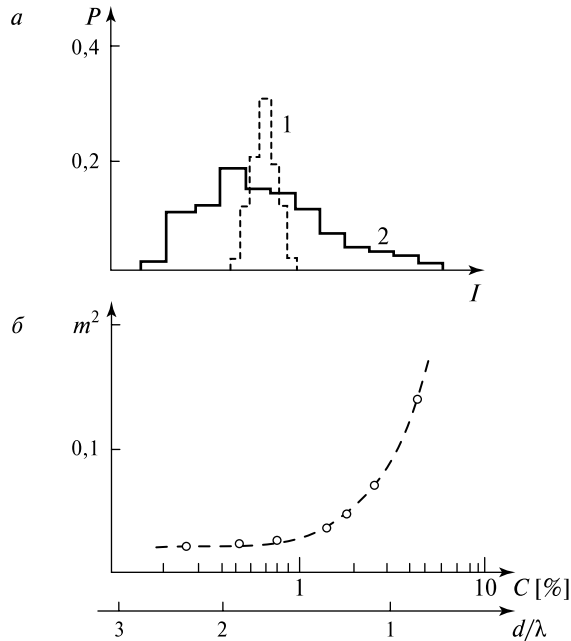


Рис. 10.15. Статические характеристики интенсивности электромагнитного сигнала, прошедшего через слой водных капель: *a* — экспериментальная гистограмма для концентрации: 1 — 0,28 %; 2 — 4,5 %; *б* — экспериментальная зависимость (пунктир и кружки) индекса мерцаний m^2 как функции объёмной концентрации C [%] и нормированного на длину волны расстояния между частицами (d/λ)

Указанное обстоятельство хорошо выявляется и на регистрограммах при визуальном наблюдении (см. рис. 10.14). При указанных значениях объёмной плотности и, соответственно, при $d/\lambda \approx 1,5$, резко возрастает так называемый индекс мерцания (см. рис. 10.15б). Последняя характеристика часто используется в оптических наблюдениях, откуда и произошло такое название. Однако указанные характеристики не дают детальной картины распределения флуктуаций по масштабам взаимодействий (см. гл. 2). Рассмотрим поведение структурной функции, выраженной в пространственных координатах. Переход от спектрально-временных координат t и f к пространственно-частотному представлению R и k (пространственно-волновое число) (см. гл. 5) может быть осуществлён на основании гипотезы о «замороженности» неоднородностей в движущемся потоке:

$$R = Vt, \quad k = \frac{2\pi f}{V}, \quad (10.77)$$

где V — скорость потока частиц в направлении, перпендикулярном распространению излучения. На рис. 10.16 представлена структурная функции флуктуаций интенсивности для трёх значений объёмной плотности дисперсной среды.

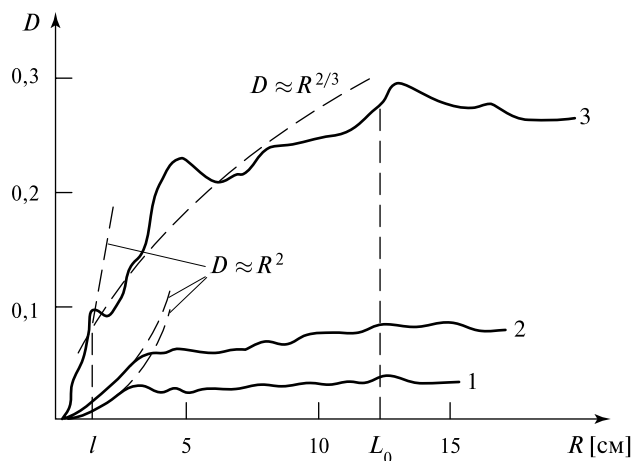


Рис. 10.16. Структурная функция интенсивности флуктуаций электромагнитного сигнала, прошедшего через водно-капельную среду, при трёх значениях объёмной концентрации: 1 — 0,28 %; 2 — 1,5 %; 3 — 4,5 %

Теперь проанализируем поведение структурной функции, которая представляет собой средний квадрат модуля приращения флуктуационной компоненты $I(R)$ интенсивности [Рытов и др., 1978]:

$$D(R_1, R_2) = \left\langle \left| I(R_1) - I(R_2) \right|^2 \right\rangle. \quad (10.78)$$

Если изучаемое пространственное поле носит характер локально однородного, т. е. зависящего только от разности масштабов взаимодействий $R = R_1 - R_2$, то вид структурной функции может быть существенно упрощён

$$D(R) = 2[B(0) - B(R)], \quad (10.79)$$

где $B(R)$ — пространственная корреляционная функция (см. гл. 2, 5). Важное свойство структурной функции состоит в том, что она исключает из рассмотрения крупномасштабные неоднородности L_0 . В нашем случае это характерные размеры потока частиц. Как известно, корреляционная функция в равной мере учитывает флуктуации любого масштаба. Поэтому использование структурной функции оказывается физически оправданным в тех случаях, когда нас интересуют флуктуации на масштабах, гораздо меньших, чем L_0 .

Из анализа рис. 10.16 следует, что при $C = 0,28$ и $1,5$ % наблюдается быстрое насыщение структурной функции на масштабах порядка $R = 3$ см. При $C = 4,5$ % вид структурной функции принципиально отличен от предыдущих случаев. Здесь чётко прослеживается как внутренний ($l_0 = 1,5$ см), так и внешний ($L_0 = 12$ см) масштаб неоднородностей, а в интервале $l_0 < R < L_0$ структурная функция нарастает как $D \approx R^{2/3}$. Предельное значение структурной функции (в области насыщения) равно удвоенному значению дисперсии флуктуаций.

Таким образом, проведённый анализ показывает, что при объёмной плотности частиц $C = 4,5\%$ ($d = 0,9\lambda$) рассеяние электромагнитного излучения в среде происходит на пространственных неоднородностях, масштаб которых лежит в интервале $l_0 = 1,5$ см и $L_0 = 12$ см, что, оказывается, много больше размера частиц (диаметр — 0,3 см) и расстояния между ними ($d = 0,7$ см). Это, в свою очередь, подтверждает наличие коллективных эффектов в рассеянии. Обстоятельство, что флуктуации интенсивности распределены логарифмически нормально, а спектр флуктуаций и структурная функция могут быть описаны известными степенными законами « $-5/3$ » и « $2/3$ » соответственно, указывает на турбулентно-связанный характер флуктуаций с квазивихревыми неоднородностями. Следовательно, можно считать, что дискретная дисперсная среда при $d < \lambda$ приобретает свойства сплошной случайно-неоднородной среды, в которой имеют место пространственные флуктуации диэлектрической проницаемости [Рытов и др., 1978].

Рассмотрим теперь результаты, полученные с помощью доплеровского скаттерометра, в режиме наблюдения обратного рассеяния микроволнового излучения той же дисперсной средой [Чёрный, Шарков, 1991б]. На рис. 10.17 представлены доплеровские спектры скаттерометрического сигнала, рассеянного дисперсной средой в обратном направлении.

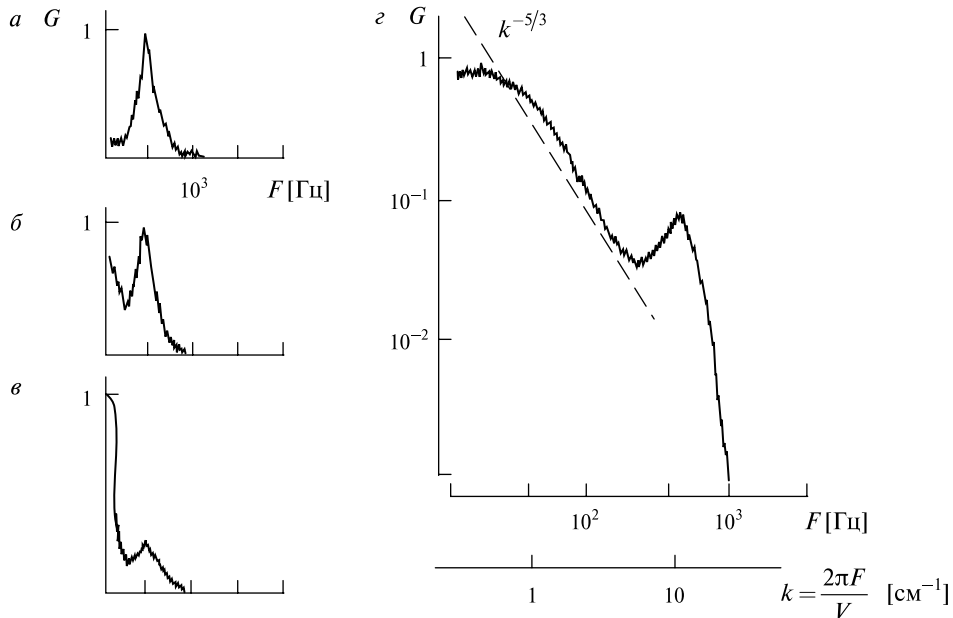


Рис. 10.17. Нормированный доплеровский спектр обратнорассеянного сигнала от дисперсной среды для трёх значений объёмной концентрации: a — 0,28 %; b — 1,5 %; $в, z$ — 4,5 % в билигарифмической координатной сетке. $V_D = 1,7 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$; $V = 2 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$

Измерения проводились таким образом, что движущийся поток частиц имел компоненту скорости в направлении прибора. Поэтому рассеянная частицами мощность излучения находится в спектре рассеянного сигнала на доплеровской частоте f_D , определяемой компонентой скорости потока в направлении прибора $f_D = 2V_D/\lambda$, что чётко наблюдается для объёмной плотности частиц $C = 0,28\%$. Однако с ростом плотности частиц (см. рис. 10.17б, в) вид спектра принципиально изменяется и, наряду с доплеровскими компонентами, появляется дополнительная компонента в спектре, которая сосредоточена вблизи «нулевых» частот (при $C = 4,5\%$). Появление в спектре «нулевых» частот, в случае движущихся рассеивателей, физически может быть связано с потерей временной когерентности рассеянного сигнала, которая приводит к невозможности осуществления фазового детектирования сигнала с целью получения информации о скорости движения объекта на основании эффекта Доплера.

Представление результатов в билогарифмической системе координат (см. рис. 10.17в) выявляет интересную деталь — спектр «некогерентной» составляющей подчинён степенному закону « $-5/3$ » в частотном интервале 20...200 Гц. Более того, интервал пространственных частот k , где спектр подчинён закону « $-5/3$ » в режиме обратного рассеяния, точно такой же, как и в случае распространения излучения в пределах прямой видимости (на просвет) (см. рис. 10.16). Можно предположить, что как в бистатическом, так и в скаттерометрическом режимах измерений флуктуации интенсивности имеют одну и ту же природу. Степенной закон в спектре рассеяния, как и гамма-распределение амплитуд интенсивностей, можно трактовать как результат рассеяния от фрактальной, геометрически связанной структуры (или турбулентно-связанного пространства) в объёмном теле дискретного потока [Lakhtakia et al., 1987; Varadan et al., 1983].

Анализ расчётных данных и данных эксперимента показывает, что имеется вполне определённое (критическое) значение расстояния между поглощающими рассеивателями ($d/\lambda \leq 1,5$), которое обуславливает принципиальную перестройку как средних значений электродинамических параметров, так и флуктуационного режима.

Интересно сопоставить экспериментальные результаты с условием конденсированности (в электродинамическом смысле) дискретных сред, полученным теоретически в книге [Рытов и др., 1978]:

$$n\alpha \geq 1, \quad (10.80)$$

где n — средняя концентрация рассеивателей; α — поляризуемость частиц, которая в рэлеевском приближении равна

$$\alpha = r^3 \left| \frac{\dot{\epsilon} - 1}{\dot{\epsilon} + 2} \right|, \quad (10.81)$$

где $\dot{\epsilon}$ — комплексная диэлектрическая постоянная материала рассеивателя. Физически условие (10.80) описывает вклад в действующее поле индуциро-

ванных диполей, ближайших к исходной частице. Итак, учитывая при критическом значении $d = 1,5\lambda$, $n \approx 2,6 \text{ см}^{-3}$, имеем

$$n|\alpha| = 1,2 \cdot 10^{-3} \ll 1.$$

Таким образом, задолго до удовлетворения условия (10.80) концентрированная дискретная среда принципиально меняет свои свойства и становится в определённом смысле похожа на непрерывную среду с флуктуирующими параметрами.

Интересно отметить, что, казалось бы, подобные физические структуры (совокупность водных полых сфер) проявляют себя, однако, совершенно противоположным образом: даже компактная плотная упаковка рассеивателей такого типа не даёт какого-либо заметного вклада в электродинамику системы благодаря очень слабому эффекту взаимодействия между единичными структурами. Каждая из полых водных сфер представляет собой почти чёрнотельный излучатель, не обладающий сколько-нибудь заметными рассеивающими свойствами и не взаимодействующий с окружающими элементами системы [Райзер, Шарков, 1981].

Глава 11

Селективные излучения

В настоящей главе рассмотрены основные энергетические соображения, включая принцип детального равновесия, и основные механизмы селективных излучений, лежащие в основе квантовой модели теории переноса излучения. Дан анализ основных уравнений и фундаментальных положений, необходимых для изучения переноса излучения в газовых средах. Полное решение уравнения переноса излучения, приведённое в настоящей главе, широко используется при рассмотрении переноса излучения в земной атмосфере. Основное внимание уделено анализу решений теории переноса, предназначенных для исследования процессов собственного излучения в микроволновом диапазоне.

§ 11.1. МЕХАНИЗМЫ СЕЛЕКТИВНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Непосредственное использование результатов макроскопического варианта теории переноса излучения, исследованных в гл. 9 и 10, для квантовых систем, очевидно, не может дать удовлетворительных результатов в силу самого физического характера методологического подхода. Если это обстоятельство в оптическом и ИК-диапазонах спектра стало понятным исследователям ещё в начале XX в., то для микроволнового диапазона особенности распространения в газовых средах стали на повестку дня лишь в конце 40-х гг. XX в. в связи с интенсивным освоением короткосантиметрового и миллиметрового диапазонов для задач метеорологии, радиолокации, радиоастрономии и, несколько позднее, дистанционного зондирования атмосферы Земли [Жевакин, Наумов, 1967; Кондратьев, Тимофеев, 1978; Малкевич, 1973; Справочник..., 1976; Цейтлин, 1966, 1975; Brown, 1999; Staelin, 1969]. Серьёзным шагом в этом направлении было обнаружение в 1945 г. Р. Дикке микроволнового (в сантиметровом диапазоне) излучения собственно земной атмосферы при помощи предложенного им же модуляционного метода приёма шумового излучения (см. гл. 2).

В отличие от макросистем радиационные процессы в квантовых системах необходимо исследовать с принципиально иных позиций, а именно, с использованием фотонной модели переноса излучения, а также квантовых представлений о некоторых атомных и молекулярных процессах. Испускание излучения — это процесс испускания фотонов, а поглощение — захват фотонов квантовой частицей. Селективное излучение возникает в атомах и молекулах при энергетических переходах с верхних уровней на нижние, а селективное поглощение — при обратном процессе. Согласно квантовой механике, скачок энергии при переходе между энергетическими уровнями ($E_2 > E_1$) связан с частотой испускаемого или поглощаемого излучения ν следующим образом: $E_2 - E_1 = h\nu = \hbar\omega$, где \hbar — постоянная Планка, $\hbar = h/2\pi$. Другими словами, переходу между определёнными энергетическими уровнями соответствует строго фиксированная частота. Следовательно, при отсутствии каких-либо внешних явлений спектр испускания квантовой системы (и, соответственно, спектр поглощения) будет иметь вид дельтаобразной линии, которая принципиально не может быть зафиксирована спектральными приборами. На самом же деле в реальных физических условиях спектральные линии газов имеют вполне конечную ширину и форму в виде достаточно сложных линий и даже частотных полос. Эти виды излучения, обусловленные особенностями внутреннего строения и внутренней динамикой квантовой системы, могут быть надёжно зафиксированы спектральными приборами. При этом отметим, что именно форма линий (или полос) излучения несёт основную информационную нагрузку о физическом состоянии газов.

Такой процесс, при котором атом или молекула поглощает или испускает фотон, но не происходит ни ионизации, ни рекомбинации ионов и электронов, называется связанно-связанным поглощением или излучением. Атом или молекула переходят из одного квантованного энергетического состояния в другое. Это могут быть вращательные, колебательные или электронные состояния в молекулах и электронные состояния в атомах. Поскольку связанно-связанным переходам соответствуют определённые дискретные энергетические уровни, коэффициенты поглощения и испускания будут иметь резкие пики на частотной зависимости в виде ряда спектральных линий. Обычно молекула имеет «сетку» как далеко расположенных друг от друга электронных уровней (и, соответственно, частотных пиков), так и близко расположенных уровней, в основном, это вращательно-колебательные уровни энергий. Поскольку эти селективные линии имеют конечную ширину, вследствие различных уширяющих факторов, то в целом ряде случаев (как, например, для линий излучения кислорода в земной атмосфере) происходит «слияние» отдельных линий в частотные полосы, подчас очень сложной формы.

Если атом (или молекула) поглощает внешний фотон, энергия которого достаточна, чтобы вызвать ионизацию, то образующийся ион и свободный электрон могут иметь любую кинетическую энергию; следовательно, коэффициент связанно-свободного поглощения представляет собой непрерывную функцию частоты, пока энергия внешнего фотона достаточна для ионизации

атома. Обратный процесс называется свободносвязанным излучением (рекомбинацией). В этом случае ион и свободный электрон рекомбинируют, выделяя фотон, а энергия образующегося атома соответствует одному из дискретных связанных состояний. Свободное излучение образует непрерывный спектр, поскольку рекомбинирующие частицы могут иметь любую кинетическую энергию. Рекомбинация квантовых систем на электронные уровни с большими значениями главного квантового числа и последующие каскадные процессы на нижележащие уровни приводят к образованию линий, получивших название рекомбинационных. Этот тип микроволновых линий играет принципиальную роль в радиоастрономии при исследовании структуры межзвёздной среды [Физика..., 1986]. Непосредственно в земных условиях создать условия образования рекомбинационных радиолиний практически невозможно.

Полная картина спектров излучения квантовых систем (и соответственно, поглощения) может быть очень сложной — она может как включать отдельные линии и образовывать полосы, так и обладать непрерывным спектром. Так, электронные спектры, обусловленные изменением электронного движения, занимают ультрафиолетовую и видимую области, колебательные спектры — ближнюю и среднюю инфракрасную, и вращательные спектры — далёкий инфракрасный и микроволновый диапазоны спектра. Часть эти линий может быть «погружена» в непрерывный спектр. Теория молекулярных и атомных спектров и экспериментальные спектроскопические результаты изложены в целой серии монографий (см., например, [Башаринов и др., 1968; Зигель, Хауэлл, 1975; Пеннер, 1963; Соболев, 1956; Чандрасекар, 1953]).

Селективные излучения элементарных квантовых осцилляторов (атомов и молекул) в микроволновом диапазоне связаны с наличием дискретных энергетических уровней, имеющих сравнительно малые разности, исчисляемые порядка сотых и тысячных долей электрон-вольта. Так, энергетическому перепаду в 1 эВ будет соответствовать квант с частотой $2,4 \cdot 10^{14}$ Гц (см. прил. А, табл. А6). И, соответственно, квант излучения сантиметрового диапазона с частотой 24 ГГц (длина волны 1,25 см) будет обладать энергией в 10^{-4} эВ. Важно также отметить, что энергию кванта можно представить и в температурной шкале, а именно, когда величину kT выражают в электрон-вольтах, то значению $kT = 1$ эВ соответствует температура $T = 11\,600$ К. Тогда кванту излучения сантиметрового диапазона с частотой 24 ГГц можно сопоставить абсолютную температуру $\sim 1,2$ К.

В микроволновом диапазоне ответственными за излучение являются весьма специфические энергетические переходы:

- электронные атомные переходы между близкими уровнями при больших квантовых числах;
- переходы между молекулярными вращательными и вращательно-колебательными уровнями;
- переходы между атомными и молекулярными уровнями тонкой и сверхтонкой структуры.

Интенсивность спонтанных излучений совокупности осцилляторов определяется интенсивностью перехода (силой осциллятора) и населённостью излучающих уровней. Форма линий излучения зависит от температуры осцилляторов и их взаимодействия с окружающей средой. В равновесных условиях населённость энергетических уровней определяется бoльцмановским распределением, и только при этом условии, согласно закону Кирхгофа (напомним, что это прямое следствие ФДТ), имеется однозначная связь излучательной и поглощательной способностей квантовой системы. Для совокупности квантовых частиц, находящихся в состоянии равновесия, справедлив принцип детального равновесия, предложенный в 1916 г. А. Эйнштейном. Именно с помощью этих представлений и, дополняя их фотонной моделью, можно перейти к микроскопической формулировке уравнения переноса излучения для квантовых систем.

§ 11.2. ПРИНЦИП ДЕТАЛЬНОГО РАВНОВЕСИЯ

Рассмотрим связанно-связанные переходы в поглощающей среде, подвергаемой воздействию падающего излучения со спектральной интенсивностью $I(\Omega)$. Для простоты считаем, что среда состоит из атомов, не взаимодействующих между собой и обладающих двумя энергетическими уровнями ($E_j > E_i$). Примем также, что среда заключена внутри чёрной оболочки с постоянной температурой — это условие равновесного излучения (см. § 4.4). Атом в среде может поглотить энергию падающего излучения и вследствие этого совершить переход из энергетического состояния i в состояние j . Следовательно, состояние j будет располагать большей энергией, чем состояние i , или, другими словами, состояние j является «возбуждённым» по отношению к i . Число переходов в единицу времени от i - к j -уровню зависит от интенсивности падающего излучения и заселённости состояния i . Пусть n_i — число атомов в единице объёма в состоянии i . Введём теперь коэффициент Эйнштейна B_{ij} , который определяется как вероятность перехода в единицу времени в единице объёма из состояния i в состояние j в результате воздействия падающего потока излучения в единице телесного угла и является лишь функцией рассматриваемой совокупности атомов. Таким образом, с учётом потока излучения, падающего со всех направлений, число переходов в единицу времени будет равно

$$\left(\frac{dn_i}{dt} \right)_{i \rightarrow j} = B_{ij} n_i \int_{\Omega=4\pi} I(\Omega) d\Omega. \quad (11.1)$$

Так как коэффициенты Эйнштейна зависят только от состояний i и j определённой совокупности атомов, они выносятся из-под знака интеграла по телесному углу.

Число переходов из возбуждённого состояния j к начальному состоянию i зависит от двух факторов. Этими факторами являются спонтанное излучение,

зависящее от заселённости n_j в возбуждённом состоянии, и индуцированное излучение, зависящее от заселённости n_j и интенсивности поля излучения. Итак, введём A_{ji} как вероятность переходов путём спонтанного излучения в единице телесного угла и будем считать B_{ji} вероятностью переходов при индуцированном излучении. Тогда число переходов от состояния j к состоянию i будет равно

$$\left(\frac{dn_j}{dt} \right)_{j \rightarrow i} = 4\pi n_j A_{ji} + n_j B_{ji} \int_{\Omega=4\pi} I(\Omega) d\Omega. \quad (11.2)$$

Так как для совокупности случайно ориентированных излучающих атомов, находящихся в состоянии равновесия, спонтанное излучение в среднем изотропно, то $4\pi A_{ji}$ является вероятностью перехода от состояния j к состоянию i путём спонтанного излучения энергии по всем направлениям.

Для совокупности атомов, находящихся в состоянии равновесия, справедлив принцип детального равновесия, предложенный А. Эйнштейном. Суть этого принципа состоит в том, что в равновесном состоянии скорости прямого и обратного переходов между любыми двумя состояниями должны быть равны, если учтены все процессы перехода. Следовательно, величины dn/dt из уравнений (11.1) и (11.2) равны, т. е.

$$B_{ij} n_i \int_{\Omega=4\pi} I(\Omega) d\Omega = 4\pi n_j A_{ji} + n_j B_{ji} \int_{\Omega=4\pi} I(\Omega) d\Omega, \quad (11.3)$$

причём в условиях равновесия в предполагаемой изотермической абсолютно чёрной оболочке интенсивность излучения равна интенсивности излучения абсолютно чёрного тела $I_B(\nu, T)$ (см. гл. 6). При равновесном излучении чёрного тела интенсивность падающего потока также изотропна, поэтому

$$\int_{\Omega=4\pi} I_B(\nu, T) d\Omega = 4\pi I_B(\nu, T). \quad (11.4)$$

Решая уравнение (11.3) относительно $I_B(\nu, T)$, получим

$$I_B(\nu, T) = \frac{A_{ji}}{(n_i/n_j)B_{ij} - B_{ji}}. \quad (11.5)$$

В условиях теплового равновесия заселённости энергетических уровней связаны между собой в соответствии с распределением Больцмана. Если E_i и E_j — энергетические состояния, то, согласно распределению Больцмана,

$$\frac{n_i}{n_j} = \exp \left[-\frac{E_i - E_j}{kT} \right], \quad (11.6)$$

где k — постоянная Больцмана. Поскольку разность энергий $E_j - E_i$ равна энергии фотона, который либо поглощается, либо излучается, в соответствии с этим происходит переход от E_i к E_j или обратно. Тогда с учётом этого обстоятельства выражение (11.5) перепишем как:

$$I_B(\nu, T) = \frac{A_{ji}}{B_{ij} \left(e^{h\nu/kT} - \frac{B_{ji}}{B_{ij}} \right)}. \quad (11.7)$$

Сопоставляя это выражение с выражением для спектральной интенсивности излучения чёрного тела по Планку (6.2), получим следующие соотношения между коэффициентами Эйнштейна:

$$B_{ij} = B_{ji}, \quad (11.8)$$

$$\frac{A_{ji}}{B_{ij}} = \frac{h\nu}{2\pi^2 c_0^2} = I_B(\nu, T) \left(e^{h\nu/kT} - 1 \right). \quad (11.9)$$

Хотя ко времени вывода этих соотношений индуцированное излучение не было обнаружено экспериментальным путём, проведённый анализ, базирующийся на уравнениях (11.2), (11.3), убедительно показывает, что оно существует. Если же отбросить член, учитывающий индуцированное излучение в уравнении (11.3), а затем провести анализ в том же порядке, то, согласно выводу Эйнштейна, окончательное уравнение будет иметь вид

$$I_\nu(\nu, T) = \frac{2h\nu}{c_0^2} e^{h\nu/kT}. \quad (11.10)$$

Можно показать простым сопоставлением, что полученное соотношение — не что иное, как закон излучения Вина (см. (6.9)). Таким образом, именно сопоставление вывода Эйнштейна с формулой Планка было решающим теоретическим фактором утверждения о существовании индуцированного излучения. Но лишь в 1954 г. специальными экспериментами по усилению и генерации микроволнового электромагнитного излучения на длине волны 1,24 см при помощи пучков молекул аммиака NH_3 со специально созданной инверсией заселённости уровней удалось окончательно доказать существование индуцированного излучения, и, с другой стороны, создать первый микроволновый лазер [Физический..., 1984].

§ 11.3. ФОТОННАЯ МОДЕЛЬ И УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ДЛЯ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

Поле излучения и перенос излучения для квантовых систем можно последовательно описать с помощью фотонной модели. Она оказывается полезной как при выяснении физики переноса излучения в квантовых системах, так и при использовании численных схем расчётов, например, метода Монте-Карло.

Фотонная модель. При рассмотрении излучения как набора фотонов условия в любой точке среды задаются с помощью функции распределения фотонов f .

Пусть

$$f(\nu, \mathbf{r}, S) d\nu dV d\Omega \quad (11.11)$$

— число фотонов, движущихся в направлении S в объёме dV с координатой \mathbf{r} в интервале частот $d\nu$, включающем частоту ν , внутри телесного угла $d\Omega$, ось которого совпадает с направлением S . Каждый фотон обладает энергией $h\nu$. Тогда энергия излучения в единице объёма и единице интервала частот равна интегралу по всем телесным углам от величины $h\nu f(\nu, \mathbf{r}, S) d\Omega$. Она называется объёмной плотностью энергии монохроматического излучения и записывается в виде:

$$U_\nu(\nu, \mathbf{r}) = h\nu \int_{4\pi} f(\nu, \mathbf{r}, S) d\Omega. \quad (11.12)$$

Для определения интенсивности излучения необходимо знать поток излучения в направлении S , пересекающий площадку dA , перпендикулярную направлению S . Скорость фотонов равна c , а плотность потока фотонов, пересекающих площадку dA в направлении нормали к ней, составляет $f d\nu d\Omega$. Тогда число фотонов, пересекающих в единицу времени площадку dA в направлении S , равно $cf d\nu d\Omega dA$. Энергия, переносимая этими фотонами, будет равна $h\nu cf d\nu d\Omega dA$. Под спектральной интенсивностью излучения будем понимать энергию излучения, переносимого в заданном направлении в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную этому направлению, в единице телесного угла и единице интервала частот. Тогда интенсивность излучения в точке \mathbf{r} в направлении S записывается в виде:

$$I_\nu(\nu, \mathbf{r}, S) = h\nu cf(\nu, \mathbf{r}, S) d\Omega. \quad (11.13)$$

Исключая из (11.12) f с помощью (11.13), найдём связь между объёмной плотностью энергии излучения и интенсивностью излучения:

$$U_\nu(\nu, \mathbf{r}) = \frac{1}{c} \int I_\nu(\nu, \mathbf{r}, S) d\Omega. \quad (11.14)$$

Этот интеграл часто используется при исследовании плотности потока интегрального излучения.

Уравнение переноса. Уравнение переноса для макроскопических систем было выведено в § 9.3. Теперь рассмотрим его с микроскопической точки зрения с использованием физических представлений о детальном равновесии и фотонной модели. Пучок лучей с интенсивностью $I_\nu(\nu, \mathbf{r}, S)$ проходит через газ вдоль пути S . Пусть атомы (или молекулы) газа находятся в одном из двух энергетических состояний — i или j , причём j — возбуждённое состояние относительно i , так что $E_j > E_i$. Объёмные концентрации атомов в этих состояниях равны n_i и n_j соответственно. На отрезке пути dS изменение интенсивности определяется потерями или приращениями энергии на этом отрезке. Если пренебречь рассеянием, то в соответствии с моделью Эйнштейна вариации интенсивности внешнего потока будут обусловлены спонтанным излучени-

ем, поглощением и индуцированным излучением. При этом нетрудно сообразить, что спонтанное и индуцированное излучение дадут положительный вклад в изменение текущей интенсивности потока электромагнитного излучения, а в свою очередь индуцированное поглощение обеспечит отрицательный вклад, или другими словами, изъятие энергии из внешнего потока. Применяя фотонную модель и принимая во внимание только переходы между двумя уровнями энергии, получим приращение (на единицу пути) интенсивности пучка вследствие спонтанного излучения как произведение числа переходов в единицу времени (или вероятности спонтанного перехода A_{ji}), числа частиц в единице объёма n_j и энергии перехода $h\nu$. Таким образом, можно записать:

$$\frac{dI_\nu(\nu, \mathbf{r}, S)}{ds} = A_{ji}n_j h\nu. \quad (11.15)$$

Аналогичные соотношения выводятся для индуцированного излучения и поглощения при учёте того обстоятельства, что фиксируется поток только в одном направлении. Тогда уравнение переноса будет иметь следующий вид:

$$\frac{dI_\nu(\nu, \mathbf{r}, S)}{ds} = A_{ji}n_j h\nu + B_{ji}n_j I_\nu h\nu - B_{ij}n_i I_\nu h\nu. \quad (11.16)$$

Хотя, строго говоря, излучение природной системы не является полностью равновесным, можно использовать полученные выше коэффициенты Эйнштейна, так как они зависят только от энергетических состояний и от рассматриваемой совокупности атомов (а не от внешнего излучения). Используя соотношения (11.8) и (11.9), получим окончательное выражение для уравнения переноса излучения в квантовых системах:

$$\frac{1}{a_\nu} \frac{dI_\nu(\nu, \mathbf{r}, S)}{ds} = I_{\nu B}(\nu, T) - I_\nu(\nu, \mathbf{r}, S), \quad (11.17)$$

где

$$a_\nu = B_{ij}n_i h\nu \left(1 - e^{-h\nu/kT}\right). \quad (11.18)$$

Из сопоставления полученного уравнения с уравнением для макроскопического варианта теории переноса (9.22) следует, что квантовый вариант уравнения переноса полностью соответствует уравнению переноса для поглощающих и излучающих макроскопических сред (см. (9.28)), а коэффициент a_ν аналогичен коэффициенту экстинкции в макроскопическом уравнении. Если отбросить индуцированное излучение в подходе Эйнштейна (как это было сделано для вывода соотношения (11.10)), то коэффициент a_ν будет содержать только члены перед квадратной скобкой, и в этом случае он называется истинным коэффициентом поглощения a_ν^+ . Из (11.18) видно, что истинный коэффициент поглощения прямо пропорционален двум величинам, а именно заселённости начальных состояний поглощающих компонентов n_i и коэффициенту B_{ij} , который определяет вероятность переходов в единицу времени из состояния i в состояние j . Расчёт заселённости n_i по крайней мере в случае

локального термодинамического равновесия является задачей статистической механики.

Коэффициенты Эйнштейна для многих электронных переходов можно рассчитать с помощью квантовой механики и, следовательно, найти a_{ν}^{+} на основе микроскопического подхода. При определении спектрального коэффициента поглощения методами статистической и квантовой механики необходимо знать переходные процессы, которые могут иметь место. Как отмечалось, в атомах и молекулах сложной структуры возможно такое большое число переходов, что либо ограничиваются расчётом лишь наиболее важных переходов, либо пытаются применять статистическую или упрощённую модель [Жевакин, Наумов, 1967; Лоудон, 1976; Пеннер, 1963].

§ 11.4. МЕХАНИЗМЫ УШИРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Если газ не диссоциирован и не ионизован, то его внутренняя энергия (без учёта энергии поступательного движения) представлена дискретными вибрационным, вращательным и электронным энергетическими состояниями атомов или молекул. Поглощение фотона может вызвать переход из некоторого энергетического состояния атома или молекулы в состояние с большей энергией. Поскольку в этих переходах участвуют только дискретные энергетические состояния, то могут быть поглощены фотоны лишь со строго определённым количеством энергии. Следовательно, дискретные переходы приводят к поглощению фотонов строго определённой частоты, вызывая появление темных линий в спектре пропускания, т. е. излучения, прошедшего через слой исследуемого газа. Поэтому такой процесс называется поглощением в линиях. В соответствии с законом Кирхгофа излучение этой же системы будет представлять собой линейчатое излучение в виде спектральных линий. С точки зрения спектрального подхода такой вид поглощения и излучения может быть представлен в виде дельтаобразной функции (см. гл. 2). Однако целый ряд физических условий, в которых находятся газы, приводит к уширению линий, которые вследствие этого имеют конечный частотный интервал с центром на частоте основного перехода. Величина этого интервала и изменение поглощательной (излучательной) способности в его пределах (другими словами, форма линии) зависят от физического процесса, вызывающего уширение спектральной линии. По этим причинам параметры линий (или полос) излучения несут ценную информацию о физическом состоянии газов, например, о физико-химическом составе; температуре и давлении в газовой среде; об относительной скорости перемещения объекта; о степени отклонения условий газовой среды от равновесности (степень неравновесности); возможном включении других физических механизмов; неоднородности распределения параметров в газовой среде и другие особенности. Поэтому форма линии становится основным фактором, представляющим интерес для задач радиоастрономии и дистанционного зондирования. Некоторые из важных

механизмов уширения называются естественным уширением, доплеровским уширением и уширением за счёт столкновений.

Форма линий. Изменение коэффициента поглощения (излучения) в зависимости от частоты в пределах уширенной одиночной спектральной линии называется формой линии. Форма типичной спектральной линии приведена на рис. 11.1. Центральную часть линии иногда называют носиком линии, а далёкие от центральной частоты ниспадающие ветви кривой получили название крыльев линии. Ввиду большой физической важности формы линии принято целесообразным ввести интегральный коэффициент поглощения S_{ij} для одиночной линии, который представляет собой интеграл по всей частотному диапазону (здесь возможно интегрирование как по круговой частоте $\omega = 2\pi\nu$, так и по частоте ν):

$$S_{ij} = \int_0^{\infty} a_{\omega}(\omega) d\omega = \int_0^{\infty} a_{\nu}(\nu) d\nu \quad (11.19)$$

и параметр формы линии с естественной нормировкой:

$$b_{ij}(\omega) = \frac{a_{\omega}(\omega)}{S_{ij}}, \quad \int_0^{\infty} b_{ij}(\omega) d\omega = 1. \quad (11.20)$$

Часто для параметра формы линии производят нормировку на значение $b_{ij}(\omega_{ij})$ при центральной частоте перехода.

Заметим, что из этих определений следует простое соотношение:

$$\frac{b_{ij}(\omega)}{b_{ij}(\omega_{ij})} = \frac{a_{\omega}(\omega)}{a_{\omega}(\omega_{ij})}, \quad (11.21)$$

что означает сохранение формы линии при её нормировке.

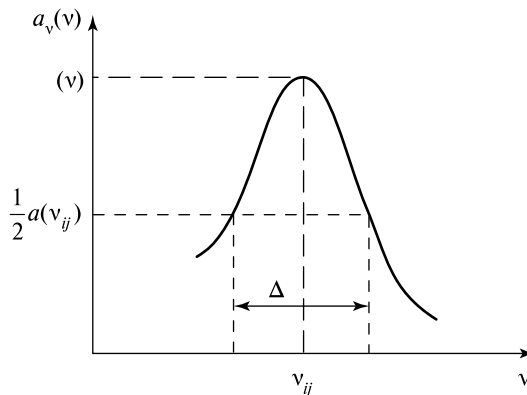


Рис. 11.1. Схематическое представление профиля единичной спектральной линии (обозначения см. в тексте)

Одной из важных количественных характеристик формы линии является «полная» полуширина линии, обозначаемая Δ . Этот параметр представляет собой ширину линии (в единицах частоты при данном рассмотрении) на середине максимальной высоты линии ν_{ij} (см. рис. 11.1). Такой подход обеспечивает однозначный выбор определённой ширины линии, необходимый для описания её свойств. Поскольку величина $a_\omega(\omega)$ асимптотически стремится к нулю с увеличением разности $|\omega - \omega_{ij}|$, то затруднительно (и подчас и невозможно) определить ширину линии через частоты, при которых величина $a_\omega(\omega)$ становится близкой к нулю. Поскольку в литературных источниках может применяться разная терминология, то при использовании понятия ширины линии следует проявлять известную осторожность. Так, иногда форму параметра линии определяют в системе «истинных» (некруговых) частот, а под шириной линии понимают «полную» полуширину линии с численным коэффициентом $\frac{1}{2}a(\nu_{ij})$ [Жевакин, Наумов, 1967]. Из условия нормировки (11.20) следует, что $b_\nu(\nu) = 2\pi b_\omega(2\pi\nu)$ и также $a_\nu(\nu) = 2\pi a_\omega(2\pi\nu)$.

Вообще говоря, контуры спектральных линий определяются многими возмущающими явлениями, оказывающими влияние на абсолютные значения энергий уровней излучающей квантовой системы (атома или молекулы). Ниже рассмотрим три основных и наиболее физически понятных механизма уширения, а также обусловленные ими формы линии.

Естественное уширение. Естественное уширение линии тесно связано с принципом неопределённости Гейзенберга, согласно которому:

$$\Delta E_j \Delta t_j \approx \frac{h}{2\pi}, \quad (11.22)$$

где ΔE_j и Δt_j означают соответственно неопределённость в энергии верхнего уровня, с которого происходит переход, и неопределённость во времени, в течение которого квантовая система находится на этом (возбуждённом) уровне. При отсутствии внешнего поля излучения Δt_j можно отождествить с вариациями излучательного (флуоресцентного) времени жизни рассматриваемого перехода. Физический смысл этого параметра заключается в следующем: если внешний поток, насыщающий квантовую систему, выключить, то возбуждённые атомы (молекулы) будут возвращаться в основное состояние, и запасённая энергия будет высвечиваться в виде потока квантов. Число атомов в возбуждённом состоянии N_j и, следовательно, интенсивность излучаемого потока, будет уменьшаться как

$$N_j = N_j^0 e^{-A_{ji}t}, \quad (11.23)$$

при этом $\tau_R = 1/A_{ji}$ и называется излучательным (флуоресцентным) временем жизни. Наблюдение этого флуоресцентного излучения и является экспериментальным методом измерения коэффициента Эйнштейна A_{ji} .

Соотношение, аналогичное (11.22), имеет место и для нижнего энергетического состояния. Следовательно, неопределённость в частоте перехода будет равна

$$\Delta\nu = \frac{1}{h}(\Delta E_j + \Delta E_i) = \frac{1}{2\pi}(\gamma_j + \gamma_i), \quad (11.24)$$

где γ_j и γ_i означают обратные времена жизни уровней. Отсюда следует, что неопределённости в испускаемой частоте и, соответственно, ширина спектральной линии, будут связаны с неопределённостями энергетических уровней, а также обратно пропорциональны временам жизни на двух энергетических состояниях. Как следует из квантовой механики [Пеннер, 1959], плотность распределения (вероятность) того, что энергия системы в любом «размытом» m -состоянии лежит между E и $E + \Delta E$, равна:

$$W(E) dE = \frac{\gamma_m}{h} \frac{dE}{\left(\frac{2\pi}{h}\right)^2 (E - E_m)^2 + \left(\frac{\gamma_m}{2}\right)^2}. \quad (11.25)$$

Если обозначить через $I(\nu) d\nu$ вероятность наблюдения в излучении частоты, лежащей между ν и $\nu + d\nu$, и проинтегрировать (11.25) по всем возможным значениям E , получим следующее выражение для $I(\nu)$:

$$I(\nu) d\nu = \frac{\gamma_i + \gamma_j}{4\pi^2(\nu - \nu_{ij})^2 + \frac{1}{4}(\gamma_i + \gamma_j)^2}. \quad (11.26)$$

Физический смысл выражения (11.26) заключается в том, что оно описывает форму линии излучения (поглощения) для перехода в условиях естественного уширения. Отсюда можно получить параметр формы линии (11.20) в виде так называемой лоренцевской (или резонансной) линии (в круговых частотах):

$$b_{ij}(\omega) = \frac{\Delta_n/(2\pi)}{\Delta_n^2/4 + (\omega - \omega_{ij})^2}. \quad (11.27)$$

Отсюда нетрудно видеть, что в единицах частоты форма линии, симметричная относительно ω_{ij} , зависит от полуширины линии Δ_n и частоты перехода ω_{ij} . Максимальное значение формы линии на частоте перехода составит

$$b_{ij}(\omega_{ij}) = \frac{2}{\pi} \Delta_n, \quad (11.28)$$

и интеграл

$$2 \int_{\omega_{ij}}^{\infty} \frac{\Delta_n/2\pi}{\Delta_n^2/4 + (\omega - \omega_{ij})^2} d\omega = 1, \quad (11.29)$$

что соответствует условию нормировки для формы линии (см. (11.20)).

Физический смысл полуширины линии при естественном уширении может быть понят при сопоставлении выражений (11.27) и (11.26). Значение полуширины линии (в единицах круговой частоты) определяется конечным

временем жизни возбуждённого состояния — $\Delta_n = \gamma_j = 1/\tau_R$. Численные значения времени жизни атомов и молекул находятся в очень широком диапазоне — для электронных переходов они лежат в интервале $10^{-9} \dots 10^{-6}$ с, а в колебательных переходах имеют порядок $10^{-3} \dots 10^{-1}$ с. И, соответственно, для времени жизни порядка 10^{-8} с полуширина линии (в единицах частоты) составит менее 10 МГц.

Доплеровское уширение. Атомы или молекулы поглощающего или излучающего газа не находятся в стационарном состоянии, а имеют определённое распределение скоростей, связанных с энергией их теплового движения. Если для неподвижного атома или молекулы частота излучаемого или поглощаемого при данном переходе света равна ω_{ij} , то частота электромагнитного излучения, поглощаемого или излучаемого молекулой, движущейся со скоростью V_x в направлении луча зрения, в соответствии с принципом Доплера равна

$$\omega = \omega_{ij} \left(1 - \frac{V_x}{c} \right). \quad (11.30)$$

Из статистической механики известно, что в состоянии теплового равновесия и отсутствия внешнего силового поля распределение скоростей однородного идеального газа подчиняется закону распределения Максвелла, который может быть записан как для абсолютных значений вектора скорости (в трёхмерном пространстве), так и для проекций вектора скоростей на выбранные направления (например, на одномерную ось x). Отметим также, что максвелловское распределение молекул по скоростям может устанавливаться и в результате взаимных столкновений между молекулами при их хаотическом тепловом движении. В различных физических исследованиях используются различные формы рассматриваемого распределения. Так, в случае дистанционного зондирования, когда наблюдатель воспринимает излучение, распространяющееся вдоль одной оси координат, то представляющие интерес скорости направлены вдоль этой оси либо к наблюдателю, либо от него (т. е. проекции вектора скорости на ось наблюдения).

Согласно классической модели Максвелла число частиц dn , имеющих абсолютную величину скорости в интервале от V до $V + dV$, определяется выражением:

$$\frac{dn}{n} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mV^2}{2kT} \right) 4\pi V^2 dV, \quad (11.31)$$

где V — абсолютное значение скорости частицы; m — масса частицы; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура термостата, куда заключены частицы общим числом n . Нетрудно видеть, что распределение справедливо при $V \geq 0$ и принадлежит к типу гамма-распределений. Однако распределение для проекции вектора скорости на выбранное направление имеет принципиально другой характер и может быть получено с использованием известного преобразования в теории вероятностей [Феллер, 1984], об-

разующего аналитическую связь между плотностью распределения p_v длины случайного вектора в трёхмерном пространстве и плотностью p_x длины его проекции на фиксированное направление:

$$p_x(t) = \int_t^{\infty} p_V(y) \frac{dy}{y}. \quad (11.32)$$

Может быть получено и обратное преобразование:

$$p_V(t) = -tp'_x(t), \quad t > 0. \quad (11.33)$$

Применяя первое преобразование для распределения (11.31), можно показать, что проекции случайных векторов в пространстве на любую ось любой декартовой системы имеют нормальную плотность с нулевым математическим ожиданием. Таким образом, в состоянии теплового равновесия доля dn/n молекул, проекции скоростей которых на данное направление (направление наблюдения — ось x) лежат между V_x и $V_x + dV_x$, равна

$$\frac{dn}{n} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{mV_x^2}{2kT} \right) dV_x, \quad (11.34)$$

что соответствует нормальному распределению с нулевым математическим ожиданием. Интересно отметить, что при своём исследовании распределения скоростей молекул в трёхмерном пространстве Максвелл исходил из противоположного подхода — он изначально предположил, что в любой декартовой системе координат три компоненты скорости являются независимыми случайными величинами с нулевым математическим ожиданием. И это обстоятельство влечёт за собой распределение Максвелла по скоростям (11.31) при помощи преобразования (11.33).

С помощью (11.30) и (11.31) исключим V_x и определим числовое значение доли молекул, излучающих в каждом элементарном приращении интервала частот вследствие доплеровского уширения. В результате получим формулу спектральной линии, соответствующую гауссову распределению, т. е.

$$b_{ij}(\omega) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta_D} \exp \left[-4(\omega - \omega_{ij})^2 \frac{\ln 2}{\Delta_D^2} \right], \quad (11.35)$$

где Δ_D — «полная» полуширина линии при доплеровском уширении. Параметр формы $b_{ij}(\omega)$ зависит только от Δ_D и частоты перехода ω_{ij} , причём

$$\Delta_D = \frac{2\omega_{ij}}{c} \left(\frac{2kT}{m} \ln 2 \right)^{1/2}, \quad (11.36)$$

т. е. Δ_D зависит от ω_{ij} , T и m . Зависимость Δ_D от $T^{1/2}$ показывает, что доплеровское уширение существенно при высоких температурах.

Полученные выше соотношения выведены в предположении отсутствия относительных скоростей между системой координат наблюдателя и излучающей газовой средой. Если же такие скорости будут иметь место (как, например,

для космических объектов, наблюдаемых с Земли), то доплеровский сдвиг будет наблюдаться как изменение основной частоты перехода и, следовательно, частотного сдвига всей линии.

Уширение за счёт столкновений. Классическая теория уширения столкновениями берет свои начало от электронной теории Лоренца, развитой в 1905–1906 гг. и в которой при описании поглощающей системы используется представление о затухающих колебаниях линейного осциллятора с конечным коэффициентом затухания.

Столкновения между атомами (или молекулами) в газовой среде могут быть важным источником уширения линии излучения (поглощения). Обстоятельный анализ ударного уширения довольно сложен [Лоудон, 1976; Пеннер, 1963]. Здесь рассмотрим только те детали физического процесса ударного уширения, которые необходимы для иллюстрации природы этого механизма. Основное внимание направим на ту же пару энергетических состояний, которая использовалась выше. Однако теперь доплеровский и естественный (излучательный) вклады в ширину линии не учитываются, поэтому квантовые частицы излучают волну с фиксированной частотой. Пренебрежение излучательной шириной линии эквивалентно предположению, что излучательное время жизни велико по сравнению со средним временем между столкновениями квантовых частиц. Рассмотрим отдельный возбуждённый атом, излучающий свет с частотой ν_{ij} . Можно представить, что волновой цуг электромагнитного излучения непрерывно испускается атомом до тех пор, пока атом не испытывает столкновения. Во время столкновения энергетические уровни излучающего атома сдвигаются под действием сил взаимодействия между двумя сталкивающимися атомами. Следовательно, во время столкновения излучаемый волновой цуг прерывается. Когда волна с частотой ν_{ij} восстанавливается после столкновения, все её характеристики совпадают с характеристиками этой волны до столкновения, за исключением фазы, которая не связана с фазой волны до столкновения. Если длительность столкновения достаточно мала, то любым излучением, испущенным во время столкновения, можно пренебречь, тогда как частота излучения сдвигается относительно ν_{ij} . В этом случае эффект ударного уширения можно адекватно описать на основе модели, в которой каждый возбуждённый атом всегда излучает на частоте ν_{ij} , однако во время каждого столкновения происходит случайное изменение фазы излучаемой волны. Наблюдаемый разброс излучаемых частот обусловлен тем, что волна разбивается на конечные цуги, фурье-компоненты которых содержат в том числе частоты, отличные от точного значения ν_{ij} . Волновой цуг, излучаемый отдельным атомом, схематично изображён на рис. 11.2, где показана временная зависимость амплитуды электрического поля $E(t)$ в фиксированной точке наблюдения. Момент столкновения обозначается вертикальной линией, за которой следует случайное изменение фазы волны.

Согласно кинетической теории газов (см. [Лоудон, 1976; Физический..., 1984]), вероятность $p(\tau)d\tau$ того, что время свободного пробега атома (молекулы) лежит в интервале от τ до $\tau + d\tau$, определяется выражением

$$p(\tau) d\tau = \left(\frac{1}{\tau_0} \right) e^{-\tau/\tau_0} d\tau, \quad (11.37)$$

где среднее время свободного пробега τ_0 [с] может быть записано как

$$\tau_0 = 3 \cdot 10^{-10} \frac{P_0}{P}, \quad (11.38)$$

где P и P_0 — значения давления на исследуемой высоте и приземное соответственно. Времена свободного пробега на рис. 11.2 выбраны в соответствии с распределением вероятностей, приведённым в (11.37). Рассмотрим один период свободного пробега атома, который начинается в момент t_0 и имеет продолжительность τ . С позиций электродинамики Максвелла комплексную амплитуду поля излучения можно записать следующим образом:

$$E(t) = E_0 e^{-j\omega_{ij}t + \varphi}, \quad t_0 < t < t_0 + \tau, \quad (11.39)$$

где φ — фаза волны для данного свободного пробега, а E_0 и ω_{ij} одинаковы для любого свободного пробега. Поле $E(t)$ в (11.39) можно рассматривать в виде спектрального представления как интеграл Фурье (см. гл. 2), тогда амплитуда комплексного спектра на произвольной частоте ω определяется как:

$$\dot{S}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{t_0}^{t_0 + \tau} E(t) e^{j\omega t} dt = \frac{E_0}{2\pi} e^{j(\omega - \omega_{ij})t_0 + \varphi} \frac{e^{j(\omega - \omega_{ij})\tau}}{j(\omega - \omega_{ij})}. \quad (11.40)$$

Отсюда следует, что спектр Винера (спектральная интенсивность) излучения цуга колебания может быть записан как

$$G_\tau(\omega) \cong |\dot{S}(\omega)|^2 = \left(\frac{E_0}{\pi} \right)^2 \frac{\sin^2 [(\omega - \omega_{ij})\tau]}{(\omega - \omega_{ij})^2}. \quad (11.41)$$

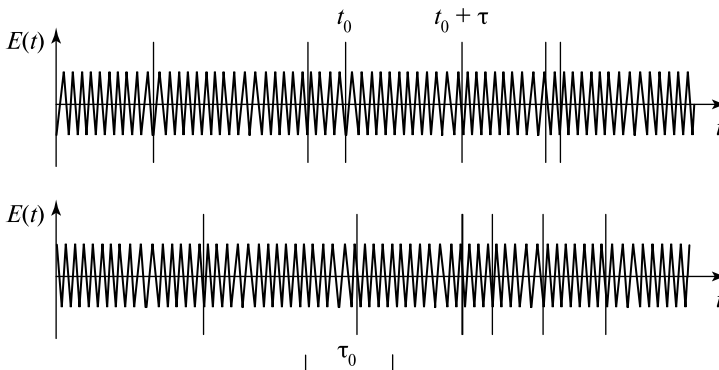


Рис. 11.2. Схематическое представление временной эволюции амплитуды электрического поля в виде цуга волн, излучённых одним атомом. Вертикальными линиями отмечены моменты соударений, разделённые временем свободного пробега атома, для которого указано его среднее значение

Частотная зависимость цуга колебания при ограниченном времени генерации пропорциональна известной зависимости $(\sin x/x)^2$. Однако в любой момент времени полная интенсивность излучения газовой среды состоит из вкладов большого числа возбуждённых атомов (молекул). Времена свободного пробега различных атомов распределены в соответствии с выражением для вероятности (11.37), и поэтому для нахождения полной интенсивности излучения среды величину интенсивности излучения цуга колебаний следует умножить на вероятность (11.37) и проинтегрировать по всем значениям τ :

$$G(\omega) = \int_0^{\infty} G_{\tau}(\omega) p(\tau) d\tau \cong \frac{1}{2} \frac{1}{(\omega - \omega_{ij})^2 + (1/\tau_0)^2}. \quad (11.42)$$

Следовательно, частотное распределение линии испускания с ударным уширением имеет лоренцевскую форму, характеризующуюся шириной $2/\tau_0$.

Оценим длину цуга колебаний для микроволнового излучения в условиях земной атмосферы. Так, для плотности газа, соответствующей давлению 10^5 Па (уровень поверхности океана) при температуре 20°C среднее значение времени столкновений есть $3 \cdot 10^{-10}$ с. Для излучения с длиной волны 1 см (30 ГГц) период волны составит $3 \cdot 10^{-11}$ с и, таким образом, цуг колебаний для ударного механизма будет образован всего десятью колебаниями электромагнитной волны. В то же время для естественного уширения цуг колебаний составит 1000 и более периодов волны и, соответственно, линия, обусловленная этим типом уширения, будет по крайней мере в 100 раз уже, чем линия ударного уширения.

Более детальный анализ приводит к следующему выражению для параметра формы линии:

$$b_{ij}(\omega) = \frac{\Delta_C/2\pi}{\Delta_C^2/4 + (\omega - \omega_{ij})^2}, \quad (11.43)$$

т. е. линия имеет ту же форму, что и при естественном уширении.

Полная полуширина Δ_C определяется частотой столкновений (или средним временем свободного пробега) и её приближенное значение можно найти из кинетической теории газов

$$\Delta_C = 8\sqrt{\pi} \cdot D^2 P (MkT)^{-1/2}, \quad (11.44)$$

где D — диаметр атомов или молекул, P — давление одного компонента газа. Отметим, что значение полуширины для столкновительного механизма (в отличие от доплеровского) пропорционально давлению газа и обратно пропорционально $T^{1/2}$. Таким образом, уширение за счёт столкновений становится определяющим механизмом при высоких давлениях и низких температурах.

Интересно отметить, что последующий детальный квантово-механический анализ ударного механизма уширения [Жевакин, Наумов, 1967; Пеннер, 1963] привёл к сравнительно небольшим вариациям (и только на крыльях) формы линии, полученной ещё в начале XX в. Х. А. Лоренцем, исходя из классических представлений кинетической теории газов.

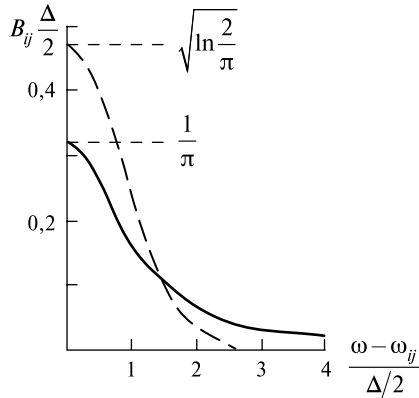


Рис. 11.3. Профили линий при доплеровском (пунктирная кривая) и лоренцевском (сплошная кривая) уширении. Площади областей между каждой кривой и координатными осями равны

Уширение за счёт столкновений часто является определяющим механизмом в практических задачах распространения микроволнового излучения через земную атмосферу, при этом другими механизмами уширения можно пренебречь. На рис. 11.3 сравниваются доплеровская и лоренцевская формы линии при одинаковых значениях их полуширин и площади, ограниченной кривыми. По сравнению с доплеровской формой лоренцевская имеет меньшую высоту в центре линии, но большую высоту вблизи крыльев линии. Даже если доплеровское уширение является определяющим вблизи центра линии, уширение за счёт столкновений часто служит важным механизмом при формировании линии вдали от её центра (на крыльях линии).

Составная форма линии. Выражения для ширин линий, возбуждаемых различными механизмами, показывают, что, в зависимости от физических условий в газовой среде (температуры, давления), возможно варьирование ширин линий в очень широких пределах. Так, например, в условиях земной атмосферы до высот порядка 50 км среднее значение интервала соударений существенно меньше, чем время жизни в возбуждённом состоянии, с одной стороны, и с другой, соотношение температуры и давления таковы, что соударения являются определяющим фактором при формировании ширины и формы линий излучающих газов. На высотах выше 50 км ситуация обратная — форма линии почти целиком определяется механизмом доплеровского уширения. Аналогичная ситуация наблюдается и в открытом космосе.

Однако, когда вклады доплеровского, ударного, а также, возможно, и излучательного уширений сравнимы по величине, необходимо определить составную форму линии, обусловленную этими тремя одновременно действующими процессами. Рассмотрим сначала комбинацию механизмов, приводящих к уширению линии, которые по отдельности определяют форму

линии, описываемую функциями $F_1(\omega)$ и $F_2(\omega)$. Соответствующая составная форма линии описывается функцией

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(x)F_2(\omega + \omega_0 - x) dx, \quad (11.45)$$

где ω_0 — общая центральная частота для двух распределений. Представленное интегральное соотношение есть не что иное, как интеграл свёртки. Исходя из физических соображений можно сказать, что интегрирование в (11.45) связывает с каждой частотной компонентой распределения F_1 уширенное распределение, которое соответствует механизму, приводящему к распределению F_2 . Очевидно, что с помощью повторных применений уравнения (11.45) можно объединить любое число механизмов, приводящих к уширению линии. Отметим также, что окончательная форма линии не зависит от порядка объединения вкладов, и величина интеграла в соотношении (11.45) инвариантна относительно перемены мест функций F_1 и F_2 .

Приведём два любопытных примера. Если два источника уширения (например, столкновения между молекулами различных компонентов газовой среды) приводят к лоренцевским формам линии с ширинами Δ_{L_1} и Δ_{L_2} , то нетрудно видеть, что полная линия также является лоренцевской и имеет ширину

$$\Delta_L = \Delta_{L_1} + \Delta_{L_2}. \quad (11.46)$$

Однако, если механизмы уширения приводят к гауссовым формам линий с различающимися ширинами — Δ_{D_1} и Δ_{D_2} (например, два одинаковых компонента газа с различными температурами), то составная линия также будет гауссовой с шириной, определяемой совсем другим соотношением:

$$\Delta_D^2 = \Delta_{D_1}^2 + \Delta_{D_2}^2. \quad (11.47)$$

Линия Фогта. Рассмотрим важный тип симметричного контура линии, возникающего в результате одновременного действия доплеровского и ударного механизмов с одинаковой центральной частотой. Анализ в этом случае составной линии показывает, что получить аналитическое выражение формы линии невозможно. Обычно вид этой линии оставляют в нормированной интегральной форме с точностью до постоянных коэффициентов [Пеннер, 1963]:

$$F(\xi, a) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (\xi - y)^2} dy, \quad (11.48)$$

где

$$a = \frac{\Delta_C}{\Delta_D} (\ln 2)^{1/2}, \quad \xi = \frac{\omega - \omega_{ij}}{\Delta_D} (\ln 2)^{1/2}. \quad (11.49)$$

Для практического использования этого типа линии имеются детальные численные таблицы. Соответствующая форма линии получила название линии Фогта и является промежуточной между лоренцевской и гауссовой формами.

Модели полос. Газы, с которыми обычно имеют дело в задачах дистанционного зондирования, являются двухатомными или многоатомными и поэтому обладают колебательными и вращательными энергетическими состояниями, которые несвойственны одноатомным газам. При умеренных температурах переходы между колебательными и вращательными состояниями обычно вносят основной вклад в коэффициент поглощения в наиболее важных областях спектра теплового излучения. С увеличением температуры газовых систем (при горении газов) более заметными становятся процессы диссоциации, ионизации и электронных переходов, поэтому нужно учитывать также вклад этих процессов в коэффициент поглощения. Если коэффициент поглощения газа определяется экспериментальным путём, то вклады от излучения в линиях и непрерывного излучения суммируются. При расчёте этих коэффициентов следует анализировать каждый процесс поглощения и затем вычислить общий коэффициент, суммируя вклады от различных процессов как независимых процессов. Как правило, колебательно-вращательные полосы спектрального поглощения состоят из группы близко расположенных спектральных линий, появляющихся вследствие переходов между колебательными и вращательными энергетическими состояниями. Линии поглощения в некоторых участках спектра расположены столь близко, что в большинстве случаев отдельные линии не могут быть выделены с помощью спектральных приборов. Вследствие уширения линии кажутся перекрывающимися (из-за конечного значения спектрального разрешения прибора), либо это происходит в действительности — линии, сливаясь, образуют так называемые полосы поглощения. Большое число возможных энергетических переходов, которые могут привести к появлению множества спектральных линий, объясняется наличием множества энергетических уровней и переходов, частота излучения которых может попадать в самые различные спектральные интервалы. Переходы между вращательными уровнями одного и того же колебательного состояния соответствуют небольшим значениям разности энергий. Следовательно, этим переходам соответствуют линии в пределах полос, расположенных в далёких инфракрасной и микроволновой областях. Принципиальной особенностью микроволнового диапазона является наличие отдельных линий поглощения главных компонент земной атмосферы — водяного пара и кислорода. Если происходят переходы с вращательного уровня в одном электронном и колебательном состоянии к вращательному уровню в другом электронном и колебательном состоянии, то получаются большие значения разности энергий, и система полос образуется в высокочастотных видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Полосы излучения обычно разделены участками спектра относительно слабого поглощения. Эти участки спектра получили название окон прозрачности.

Возможный подход к описанию свойств газа заключается в изучении поглощательной способности полос и линий в отдельности и выводе эмпирических соотношений, описывающих характеристики каждой полосы. Так, используются две распространённые модели, представляющие два предельных случая расположения отдельных линий и интенсивности излучения в них.

В модели Эльзассера все линии имеют одинаковую лоренцевскую форму (см. соотношение (11.43)), одинаковую высоту и расстояние между линиями (и, следовательно, одинаковую для всех линий величину интегрального коэффициента поглощения S_C). При этом величина a_ω становится периодической функцией частоты. Эта функция зависит от параметров, определяющих контур лоренцевских линий, а также от расстояния δ между ними. Коэффициент поглощения при каком-либо определённом значении частоты находится суммированием вкладов от всех смежных линий. Суммируя все вклады с учётом соотношения (11.43), описывающего лоренцевский контур линии, получим

$$a_\omega(\omega) = \frac{S_C}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\Delta_C}{\Delta_C/4 + (\omega - n\delta)^2}. \quad (11.50)$$

Согласно другой модели (Мейера-Гуди) колебательно-вращательная полоса состоит из большого числа неравномерно (случайно) расположенных линий, имеющих произвольное распределение интенсивности. Согласно этой модели, положение линий и их интенсивность не зависят друг от друга.

При рассмотрении газовых смесей появляется много дополнительных трудностей. Например, парциальное давление поглощающего газа p в многокомпонентной смеси изменяется в зависимости от T и P , заселённость энергетических уровней зависит от температуры T , а перекрытие спектральных линий изменяется в зависимости от давления P . Для смеси реальных газов трудно сформулировать аналитическую зависимость формы линии от T , p и P . Получение практически полезных результатов в значительной мере зависит от экспериментальных исследований, а теория используется в качестве ориентира.

§ 11.5. ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ СЛОЙ ГАЗА

Рассмотрим задачу прохождения электромагнитного излучения через слой газа с селективными частотными свойствами. Полученное ранее в работе основное уравнение теории переноса для квантовых систем (11.17) представим для рассмотрения (для простоты и наглядности) одномерного случая, когда внешнее излучение, обладающее своими (вообще говоря, произвольными) спектральными характеристиками $I_{\nu 0}(\nu)$, проходит через слой поглощающего и излучающего газа, в следующем виде:

$$\frac{dI_\nu(\nu, s)}{ds} = a_\nu(\nu, s)I_{\nu B}[\nu, T(s)] - a_\nu(\nu, s)I_\nu(\nu, s). \quad (11.51)$$

Граничное условие в этом случае можно записать как $I_\nu(\nu, 0) = I_{\nu O}(\nu)$. Зависимости $a_\nu(\nu, s)$ и $I_{\nu B}[\nu, T(s)]$ характеризуют электродинамические и термические пространственные особенности исследуемой среды. Решая уравнение (11.51), например, известным методом интегрирующего множителя, при заданном граничном условии, получаем уравнение:

$$I_\nu(\nu, s) = I_{\nu O} \exp \left[- \int_0^s a_\nu(\nu, s') ds' \right] + \int_0^s a_\nu(\nu, s') I_{\nu B}[\nu, T(s')] \exp \left[- \int_{s'}^s a_\nu(\nu, s'') ds'' \right] ds'. \quad (11.52)$$

Если предполагается, что давление, температура и состав газа постоянны в среде, то $a_\nu(\nu)$ и $I_{\nu B}(\nu, T)$ не зависят от координаты, и уравнение (11.52) можно представить в следующей, широко используемой форме:

$$I_\nu(\nu, s) = I_{\nu O} e^{-a_\nu(\nu)s} + I_{\nu B}(\nu, T) \left(1 - e^{-a_\nu(\nu)s} \right). \quad (11.53)$$

Множители при значениях интенсивности играют важную роль в практике дистанционного зондирования, поэтому они получили собственные наименования. Так, спектральную пропускательную способность Γ_ν однородного поглощающего газа толщиной s , измеряемой в направлении распространения излучения, определяют в виде:

$$\Gamma_\nu(\nu) = e^{-a_\nu(\nu)s}, \quad (11.54)$$

а спектральную поглощательную способность α_ν — в виде

$$\alpha_\nu(\nu) = 1 - e^{-a_\nu(\nu)s} = 1 - \Gamma_\nu(\nu). \quad (11.55)$$

Если использовать закон Кирхгофа (см. гл. 4) в форме равенства спектральной поглощательной способности и излучательной способности, то формула (11.55) характеризует также и спектральную излучательную способность слоя газа толщины s .

В целом ряде случаев (особенно в ИК- и оптическом диапазонах) спектральные свойства приборов бывают недостаточными для выделения спектральных линий поглощения газов. В этом случае приходится рассматривать интегральные характеристики интенсивности I в конечной полосе прибора $\Delta\nu$:

$$I = \int_{\Delta\nu} I_\nu(\nu) d\nu = \int_{\Delta\nu} I_{\nu O} e^{-a_\nu s} d\nu + \int_{\Delta\nu} I_{\nu B}(\nu, T) \left(1 - e^{-a_\nu s} \right) d\nu. \quad (11.56)$$

Если интервал частот $\Delta\nu$ содержит достаточное количество узких линий и в то же время достаточно мал, так что можно заменить $I_{\nu O}(\nu)$ и $I_{\nu B}(\nu, T)$ в этом интервале частот их средними значениями $I_{\nu O}$ и $I_{\nu B}(T)$ соответственно, то $I_{\nu O}$ и $I_{\nu B}(T)$ можно вынести за знак интеграла, и уравнение (11.56) примет вид:

$$I = \overline{I_{\nu O}} \int_{\Delta\nu} \Gamma_{\nu}(\nu) d\nu + \overline{I_{\nu B}(T)} \int_{\Delta\nu} \alpha_{\nu}(\nu) d\nu. \quad (11.57)$$

Строгое вычисление интегралов в выражении (11.57) весьма затруднительно даже для простых типов линий как, например, для линии лоренцевского типа. Разработаны и совершенствуются специальные методы вычисления этих интегралов как для одиночных линий, так и для моделей Эльзассера, Мейера-Гуди и других типов.

Анализ выражения (11.53) показывает, что существует два принципиально различающихся вида проявления спектральных линий — так называемые «обратная» и «прямая» линии в зависимости от вида и условий эксперимента.

Приближение «холодного» слоя. Указанное приближение характеризуется (см. § 9.3) тем, что внешнее (по отношению к газовому слою) излучение существенно превышает собственное излучение слоя газа. В этом случае интенсивность излучения на выходе слоя газа может быть представлена как

$$I_{\nu} = I_{\nu O} e^{-a_{\nu}(\nu)s}. \quad (11.58)$$

Если слой обладает малой оптической глубиной $\tau_{\nu} = a_{\nu}(\nu)s \ll 1$, то полученное выражение упрощается:

$$I_{\nu} = I_{\nu O}(1 - a_{\nu}(\nu)s). \quad (11.59)$$

Отсюда непосредственно следует, что если входной электромагнитный сигнал обладает широкополосным (и плоским) спектром, то выходной сигнал будет представлять собой как бы «перевернутую» линию (обратная линия или линия поглощения) (рис. 11.4а). Именно такими являются «тёмные» линии Фраунгофера в оптическом ярком спектре Солнца.

Если слой не будет полупрозрачным и величина оптического пути превысит значение единицы, то форма линии поглощения будет существенно искажена (см. рис. 11.4а) и, в свою очередь, информационная насыщенность такого типа измерения будет резко уменьшаться.

Приближение собственного излучения. В свою очередь в указанном приближении рассматривается в выражении (11.53) только компонента, связанная с собственным излучением, и таким образом имеем выражение для собственного излучения слоя газа:

$$I_{\nu} = I_{\nu B}(\nu, T) \left[1 - e^{-a_{\nu}(\nu)s} \right]. \quad (11.60)$$

В случае полупрозрачного слоя газа с малым значением оптической глубины выражение упростится:

$$I_{\nu} = I_{\nu B}(\nu, T) a_{\nu}(\nu)s. \quad (11.61)$$

Отсюда следует, что для полупрозрачного слоя газа его спектральные свойства будут определяться перемножением прямой линии излучения

и спектральной формы абсолютно чёрного тела (см. гл. 6). Если линия достаточно узкополосна, то значение $I_{vB}(v, T)$ в спектральном интервале линии можно представить средним (постоянным) значением, и тогда спектр излучения газа будет в точности соответствовать линии излучения.

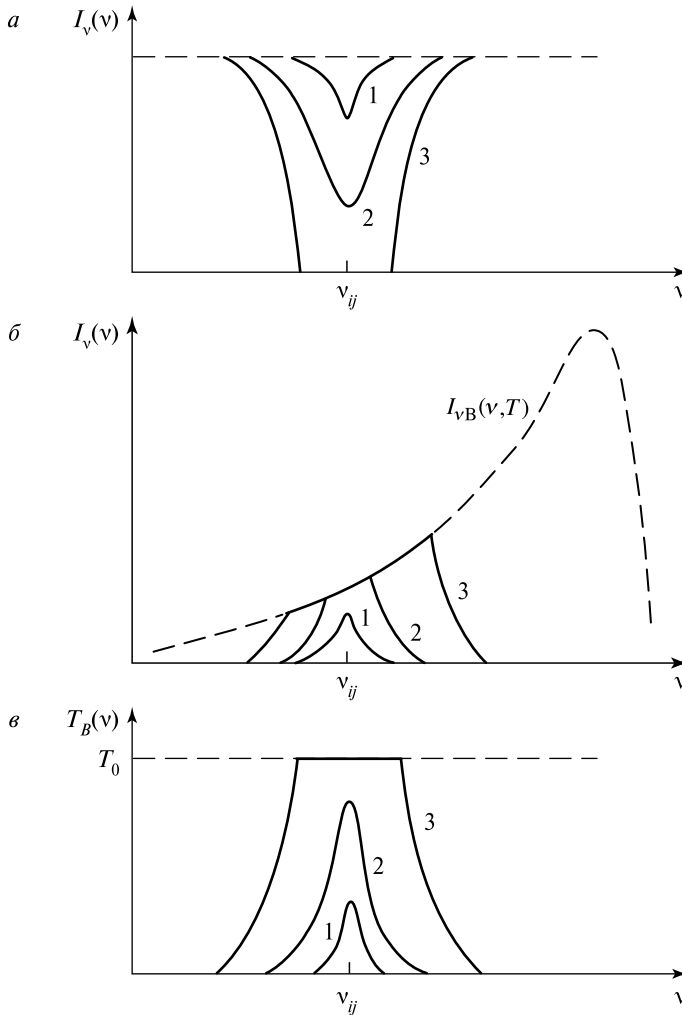


Рис. 11.4. Схематическое представление форм спектральной интенсивности при прохождении слоя газа: *a* — спектр интенсивности широкополосного внешнего излучения при прохождении слоя газа (приближение «холодного» слоя); *б* — спектр излучения газового слоя; *в* — спектр радиояркости температуры $T_B(v)$ слоя газа (в приближении Рэлея-Джинса). Цифрами 1, 2, 3 указаны газовые слои с увеличивающимся значением оптического пути ($\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$). $I_{vB}(v, T)$ — функция Планка

Если слой газа не будет полупрозрачным и величина оптического пути превысит значение единицы, то форма прямой линии исказится, однако принципиально иным способом, чем в случае искажения линии поглощения. А именно, прямая линия излучения газа будет как бы постепенно заполнять спектральную форму абсолютно чёрного тела (функцию Планка), вплоть до полного её заполнения при $\tau \rightarrow \infty$ (см. рис. 11.4б). Таким образом, излучение любого газа при очень больших значениях оптической глубины соответствует излучению абсолютно чёрного тела, и никакой информации о физико-химических свойствах газа измерения, выполненные в таких условиях, уже не несут.

Приближение Рэлея-Джинса. Как уже отмечалось, в микроволновом диапазоне возможно применение приближения Рэлея-Джинса для спектрального излучения чёрного тела (см. гл. 6) и использование понятия яркостной температуры. Используя эти подходы для выражения (11.53), получим решение основного уравнения (11.51) в терминах яркостных температур:

$$T_B(\nu) = T_{BS}(\nu)e^{-a_\nu(\nu)s} + T_0 \left[1 - e^{-a_\nu(\nu)s} \right], \quad (11.62)$$

при этом под T_0 понимается термодинамическая температура слоя газа, а под $T_{BS}(\nu)$ — яркостная температура внешнего излучения. Отметим, что введение этого термина для внешнего излучения достаточно формально, поскольку физическая природа излучения этого источника может быть произвольной и не обязательно должна иметь характер теплового излучения.

Как и в случае слоя газа с малым значением оптического пути в терминах собственной интенсивности, излучение слоя газа в системе координат яркостная температура — частота будет представлять собой прямую линию. Однако по мере роста значения оптического пути форма линии будет искажаться, при этом совсем иным способом по отношению к тому, как это происходило для интенсивности — линия будет формировать своего рода домик с плоской крышей (см. рис. 11.4в). Типичным примером может служить, как будет показано ниже, излучение совокупности линий излучения кислорода в земной атмосфере вблизи длины волны 5 мм.

Двухслойная аппроксимация. В случае пространственных вариаций плотности газовой среды и его состава форма линий поглощения и излучения может существенно отличаться от формы линии для однородной газовой среды. Форма линии будет также зависеть как от пространственной плотности квантовых осцилляторов (атомов и молекул) и от процессов их взаимодействия, так и от термодинамических свойств системы. Полное поглощение в среде с изменяющейся плотностью газа может быть представлено в форме интеграла вдоль направления наблюдения:

$$\tau_\nu(\nu) = \int_0^L a_\nu(\nu, s) ds. \quad (11.63)$$

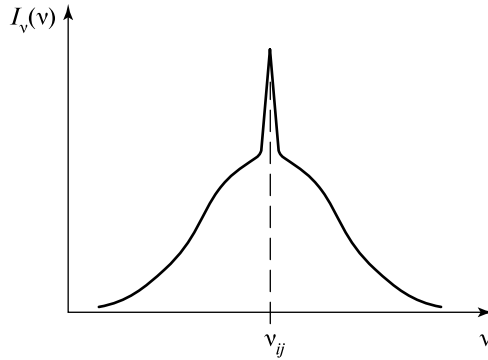


Рис. 11.5. Схематическое представление полного профиля сложной эмиссионной линии для неоднородной среды

Рассмотрим упрощённую гипотетическую модель двухслойного однородного газа ($L = L_1 + L_2$), но с разными механизмами уширения, приуроченными к одной частоте центрального перехода ν_{ij} . Так, положим, что в первом слое преобладает уширение за счёт соударений, а во втором уширение определяется доплеровским тепловым разбросом, тогда полный оптический путь системы будет равен сумме оптических путей в слоях:

$$\tau(\nu) = \tau_1 + \tau_2 = S_C b_{ijC} L_1 + S_D b_{ijD} L_2. \quad (11.64)$$

В зависимости от положения частоты наблюдения по отношению к центральной частоте перехода вклад различных механизмов будет различен и, следовательно, суммарный профиль линии будет иметь достаточно сложную форму. Так, при $| \nu - \nu_{ij} | \gg \Delta_D$, т. е. на дальних крыльях линии, будет преобладать столкновительный механизм $\tau_1 > \tau_2$:

$$\tau \cong \tau_1 = S_C \frac{\Delta_C}{4\pi^2(\nu - \nu_{ij})^2} L_1. \quad (11.65)$$

В резонансной области линии при $| \nu - \nu_{ij} | \ll \Delta_C$ будет преобладать доплеровский механизм уширения $\tau_1 < \tau_2$:

$$\tau \cong \tau_2 = S_D \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\Delta_D} \exp\left[-16\pi^2(\nu - \nu_{ij})^2 \frac{\ln 2}{\Delta_D^2}\right] L_2. \quad (11.66)$$

Схематическая форма суммарного профиля линии интегрального поглощения (излучения) двухслойной системы показана на рис. 11.5. Если в газовой среде будет существовать дополнительная сложная термическая картина, то форма суммарного профиля ещё больше усложнится. Уже из этого схематизированного примера следует необходимость тщательного анализа формы линии как в резонансной области (вблизи центрального перехода), так и в области крыльев.

§ 11.6. ПЕРЕНОС МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

Процессы переноса микроволнового излучения в свободной земной атмосфере определяются в первую очередь содержанием молекулярного кислорода и паров воды и высотным распределением основных метеоэлементов (включая высотные зависимости давления, температуры, влажности и других параметров). Вклад в микроволновый перенос других газовых компонент (например, гидроксил, озон, окись азота) существенно меньше, и в данной книге рассмотрение вклада малых газовых компонент не будет проводиться. Разумеется, это совсем не умаляет важности вклада малых газовых компонент в общую энергетику земной атмосферы.

Модели атмосферы. Для детального анализа микроволнового излучения атмосферы используется целый ряд моделей атмосферы в зависимости от поставленных физических задач. Поскольку в данном изложении необходима качественная постановка задачи, то воспользуемся так называемой экспоненциальной моделью. В этой модели атмосферы высотные профили температуры $T(H)$ описываются линейной функцией, а профили давления и влажности аппроксимируются экспоненциальными функциями, т. е.

$$\left. \begin{aligned} T(H) &= T_0 - kH, & H < 11 \text{ км}, \\ T(H) &= T_{11}, & H > 11 \text{ км}, \end{aligned} \right\} \quad (11.67)$$

$$p = p_0 e^{-\alpha_p H}, \quad (11.68)$$

$$\rho = \rho_0 e^{-H/H_V}, \quad (11.69)$$

где k — высотный градиент температуры, $k = 6,5 \text{ }^\circ\text{C} \cdot \text{км}^{-1}$; H_V — характеристическая высота паров воды; ρ — абсолютная влажность $[\text{г} \cdot \text{м}^{-3}]$, определяющая количество водяного пара в граммах, содержащегося в 1 м^3 влажного воздуха $[\text{г} \cdot \text{м}^{-3}]$. Высотный профиль удельной влажности q , определяющий количество водяного пара в граммах, содержащегося в 1 кг влажного воздуха $[\text{г} \cdot \text{кг}^{-1}]$, может быть описан в нормальных условиях экспоненциальной функцией до высот порядка 16 км , т. е.

$$q(H) = \begin{cases} q_0 e^{-\alpha_0 H}, & 0 \leq H \leq 6 \text{ км}, \\ q_1, & 16 < H < 75 \text{ км}, \end{cases} \quad (11.70)$$

где $\alpha_0 = 0,48 \text{ км}^{-1}$; $q_1 = 0,46197 \cdot 10^{-3}$.

При аномальных распределениях влажности возможно возникновение слоёв как с повышенным, так и с пониженным по сравнению с (11.69) содержанием влаги.

Специальные модели атмосферы учитывают как сезонные, так и широтные характеристики и определяют высотные профили температуры, плотность воздуха и влажность для широтных поясов земного шара, а также для

отдельных регионов суши и морских акваторий в типовых сезонных условиях [Кондратьев, Тимофеев, 1978; Zuev, Komarov, 1987].

Излучение стратифицированной атмосферы. Радиояркостная температура собственного излучения стратифицированной атмосферы в условиях локального термодинамического равновесия при наблюдении в зенит, согласно (11.52), может быть записана в общепринятой форме как

$$T_B(\nu) = \int_0^{\infty} \gamma(H) T(H) \exp \left[- \int_0^H \gamma(z) dz \right] dH, \quad (11.71)$$

где $\gamma(\nu, H) = a_{\nu}(H)$ — спектральный коэффициент поглощения всех газовых компонент атмосферы, зависящий как от частоты, так и от высоты над поверхностью Земли. Отметим, что в данной формуле его размерность $[\text{Нп} \cdot \text{м}^{-1}]$, а в измерительной практике используется размерность $[\text{дБ} \cdot \text{м}^{-1}]$ (см. (1.33) и (1.34)). В это соотношение не включён вклад от граничной поверхностной среды.

Для того чтобы сделать более ясными физические аспекты вклада в излучение газовых компонент, обычно вводят представление о средней температуре $T_{AV}(\nu)$, равной температуре изотермической атмосферы с эквивалентной (11.71) радиояркостью. Таким образом, соотношение (11.71) можно представить в виде:

$$T_B(\nu) = T_{AV}(\nu) \int_0^{\infty} \gamma(H) \exp \left[- \int_0^H \gamma(z) dz \right] dH = T_{AV}(\nu) [1 - \exp(-\tau(\nu))], \quad (11.72)$$

где $\tau(\nu)$ — интегральное поглощение всех газовых компонент атмосферы на данной частоте в направлении распространения луча. С учётом вертикального профиля распределения температуры в тропосфере можно показать, что средняя температура атмосферы записывается в виде:

$$T_{AV}(\nu) = \frac{\int_0^{\infty} \gamma(H) T(H) \exp \left[- \int_0^H \gamma(z) dz \right] dH}{\int_0^{\infty} \gamma(H) \exp \left[- \int_0^H \gamma(z) dz \right] dH} = T_0 - \Delta T(\nu), \quad (11.73)$$

где $T_0(0)$ — температура у поверхности Земли; $\Delta T(\nu) = 10 \dots 30$ К в зависимости от состояния атмосферы и интенсивности поглощения.

Поскольку в свободной атмосфере для длин волн, превышающих 8 мм, и при углах наблюдения менее 80° величина интегрального поглощения $\tau(\nu) \ll 1$, то соотношение (11.71) аппроксимируется линейной зависимостью по отношению к полному поглощению и косекансу угла наблюдения θ :

$$T_B(\nu) \cong [T_0 - \Delta T(\nu)] \tau(\nu) \operatorname{cosec} \theta. \quad (11.74)$$

Отсюда нетрудно видеть, что излучательные характеристики атмосферы будут представлены в форме прямых линий излучения.

Поглощение в свободной атмосфере определяется в основном селективными поглощениями в кислороде и водяном паре. Характер процессов, ответственных за излучение, и форма линии существенно зависят от высоты излучающего слоя. На высотах, меньших 70 км, средний интервал между соударениями молекул составляет малую часть времени жизни возбуждённых состояний, что соответствует выполнению условий локального термодинамического равновесия и позволяет считать соударения фактором, определяющим форму спектральных линий. На этих высотах давление превышает единицы миллибар; уширение линии поглощения паров воды за счёт соударений, оцениваемое соотношением $\Delta\nu$ [Гц] $\approx 3 \cdot 10^9 p/p_0$, составляет единицы мегагерц (и более) и значительно превышает величины доплеровского уширения, составляющего доли мегагерца. Времена релаксации, имеющие порядок долей микросекунды, в этих условиях превышают значения интервала между соударениями, оцениваемого соотношением

$$\tau(s) \approx 3 \cdot 10^{-10} p/p_0. \quad (11.75)$$

На высотах, превышающих 50 км, имеет место радиационное равновесие, и форма линии приобретает характер смешанной линии Фогта и затем, по мере увеличения высоты, обуславливается чисто доплеровским уширением.

Молекулярный кислород. Для дистанционных исследований этот газ представляет несомненный интерес, поскольку его относительное содержание в земной атмосфере вплоть до высот порядка 100 км (так называемая гомосфера) представляет практически постоянную величину, не зависящую от сезонных условий. Кроме того, полосы поглощения кислорода в микроволновом диапазоне обладают определённым и универсальным своеобразием, которое позволяет использовать их для исследования профилей температуры как в пограничном слое атмосферы (высоты до 0,5 км), в тропосфере (высоты 0,5...7 км), так и в стратосфере и нижней мезосфере (35...55 км) [Жевакин, Наумов, 1967; Rosenkranz, 1975].

Микроволновый спектр молекулы кислорода O_2 имеет весьма специфические особенности. У молекулы кислорода нет электрического дипольного момента, но благодаря наличию неспаренного электрона имеется значительный магнитный момент. В основном состоянии структура термов молекулы кислорода является триплетной. Микроволновый спектр возникает за счёт переходов между триплетными уровнями тонкой структуры, образованной взаимодействием вращательного момента молекулы (квантовое число N) и электронного спина (квантовое число s). Квантовое число полного вращательного момента составляет $J = N + s$. Правила отбора ($\Delta J = \pm 1$, $\Delta N = 0$) разрешают два типа перехода магнитного диполя — переходы возникают между состояниями $J = N$ и $J = N \pm 1$ в виде двух серий линий переходов различной

интенсивности, сгруппированных в сравнительно узком интервале порядка 15 ГГц вблизи частоты 60 ГГц, и содержат одиночную и ярко выраженную линию на частоте 118,74 ГГц (длина волны 2,53 мм). Уширение линий определяется механизмом соударений молекул кислорода между собой и с молекулами азота.

Первые расчёты спектров поглощения в атмосферном кислороде были выполнены Дж. Х. Ван Флеком (John Hasbrouck van Vleck), уточнены С. А. Жевакиным и А. П. Наумовым [Жевакин, Наумов, 1967] и затем рассмотрены применительно к микроволновому зондированию [Rosenkranz, 1975].

Коэффициент поглощения в атмосферном кислороде $\gamma_0(\nu)$ может быть представлен как

$$\gamma_0(\nu) = CP \left(\frac{\nu}{T} \right)^2 F(\nu), \quad (11.76)$$

где T выражена в [К], давление P в [мбар], частота в [ГГц], C есть 1,434 для $\gamma_0(\nu)$ в [дБ·км⁻¹]. Для выражения F первый порядок аппроксимации теории перекрывающихся линий приводит к следующему выражению [Rosenkranz, 1975]:

$$F = P \left\{ \sum_N \Phi_N \left[f_N^+(\nu) + f_N^+(-\nu) + f_N^-(\nu) + f_N^-(-\nu) \right] \right\} + \frac{0,70w_b}{\nu^2 + (Pw_b)^2}, \quad (11.77)$$

где

$$f_N^\pm = \frac{w_N \left(d_N^\pm \right)^2 + \left(\nu - \nu_N^\pm \right) y_N^\pm}{\left(\nu - \nu_N^\pm \right)^2 + (Pw_N)^2}; \quad (11.78)$$

d_k — амплитуда k -линии; ν_k — частота центральных линий; Φ_k — заселённость первичного уровня, связанного с этим переходом; y_N^\pm — интерференционный коэффициент [мбар⁻¹]; резонансная полуширина w_N [ГГц·мбар⁻¹] составляет

$$w_N = 1,16 \cdot 10^{-3} \left(\frac{300}{T} \right)^{0,85} \quad (11.79)$$

и полуширина нерезонансной компоненты равна

$$w_b = 0,48 \cdot 10^{-3} \left(\frac{300}{T} \right)^{0,89}. \quad (11.80)$$

Детальные значения диагональных матричных элементов, населённостей уровней, интерференционных коэффициентов могут быть почерпнуты из работы [Rosenkranz, 1975].

Для одиночной и очень сильной линии на длине волны 2,53 мм выражение для $\gamma_0(\nu)$ может быть представлено в более простой форме [Котляр, Новак, 1987]:

$$\gamma(H, \nu) = 1,2305 \frac{P(H)\nu^2}{[T(H)]^3} e^{-4,14/T(H)} \frac{4\nu^2 \Delta\nu(H)}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + 4\mu^2 [\Delta\nu(H)]^2}, \quad (11.81)$$

где $\nu_0 = 118,750343$ ГГц; $P(H)$ и $T(H)$ — профили давления и температуры; $\Delta\nu$ — полуширина этой линии:

$$\Delta\nu(H) = \left[(\Delta\nu_C(H))^2 + (\Delta\nu_D(H))^2 \right]^{1/2}, \quad (11.82)$$

где $\Delta\nu_C$ и $\Delta\nu_D$ соответствуют ударному и доплеровскому механизмам:

$$\Delta\nu_D = 7,52 \cdot 10^{-6} \sqrt{T(H)}, \quad \Delta\nu_C(H) = \alpha P(H) (0,21 + 0,78\beta) \left[\frac{300}{T(H)} \right]^n, \quad (11.83)$$

где $\beta = 0,75$; $n = 0,9$; $\alpha = 2,131 \cdot 10^{-3}$ ГГц·мбар⁻¹.

Большой научный и практический интерес представляет полоса поглощения кислорода, центрированная к длине волны 5 мм и состоящая из 49 достаточно интенсивных спин-вращательных линий с азимутальным квантовым числом $K < 49$ [Rosenkranz, 1975; Staelin, 1969; Troitsky et al., 1993]. Ширина этих спектральных линий вблизи поверхности Земли составляет ~1 ГГц, в то время как среднее расстояние между центрами линий ~0,5 ГГц. Следствием отмеченного обстоятельства является перекрытие спектральных линий в нижних слоях атмосферы. Перекрывающиеся линии и образуют рассматриваемую полосу поглощения. Линии кислорода разрешаются на высотах $h > 20$ км, где атмосферное давление уменьшается до величин ~40 мбар. Наибольшее количество линий (около 20) сосредоточено в области частот 55...65 ГГц, на области 45...55 и 65...75 ГГц приходится по 14—15 спектральных линий. Оптическая толщина атмосферы возрастает в длинноволновом участке полосы от значений ~0,3 на частоте 50 ГГц до величины ~3 на частоте 55 ГГц. В центре полосы 5 мм значения оптической толщины существенно превышают единицу: $\tau \approx 10...45$. На коротковолновом склоне полосы оптическая толщина уменьшается от указанных значений, становясь порядка 0,3. Качественная картина спектра поглощения в атмосферном кислороде для различных высот подъёма над поверхностью Земли продемонстрирована на рис. 11.6. Отсюда нетрудно видеть, что распространение электромагнитного сигнала на длинах волн вблизи 5 мм на уровне земной поверхности практически невозможно, так как даже на расстоянии 10 км затухание сигнала может превысить 10^{20} раз. Отметим, что все это происходит в условиях оптически прозрачной атмосферы.

Монотонный характер изменения оптической толщины на склонах полосы нарушается её возрастанием в центрах некоторых расположенных здесь линий. Характер спектральной зависимости оптической толщины в полосе 5 мм определяет и спектральную зависимость радиояркой температуры в этой полосе при наблюдении в зенит с поверхности Земли (см. соотношение (11.71) и рис. 11.7). В центре полосы 5 мм вклад отдельных линий в радиояр-

костную температуру атмосферы экранируется большим поглощением в нижних слоях атмосферы, и разрешающиеся резонансы в радиоизлучении проявляются только на склонах полосы 5 мм. Из соотношения (11.71) нетрудно видеть, что максимальное значение спектральной кривой и будет равно значению средневзвешенной температуры атмосферы (в данном случае 285 К).

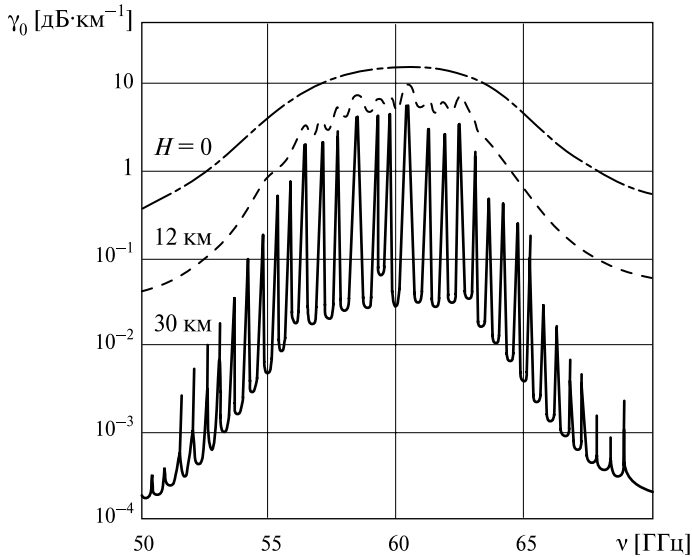


Рис. 11.6. Частотные характеристики однонаправленного поглощения в атмосферном кислороде в 5-мм диапазоне длин волн на различных высотах (H [км]) над уровнем моря

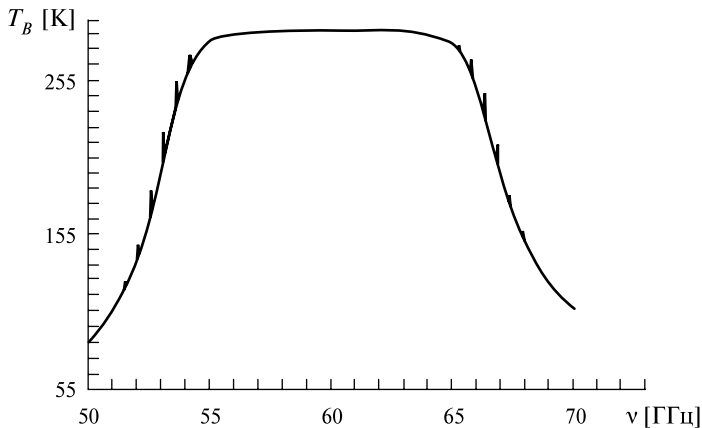


Рис. 11.7. Частотная характеристика яркостной температуры при зенитном наблюдении с уровня моря в 5-мм диапазоне длин волн

Высотная зависимость коэффициента поглощения кислорода, строго говоря, обладает достаточно сложным характером (см. (11.76), (11.81), (11.83)). Однако наблюдательные эксперименты показали, что вполне удовлетворительной для целей зондирования может быть экспоненциальная (или линейно-экспоненциальная) зависимость в виде:

$$\gamma_0(\nu, H) = \gamma_0(\nu, O) e^{-H/H_0}, \quad (11.84)$$

где величина H_0 характеризует эффективную высоту слоя кислорода, поглощающего микроволновое излучение. Эта величина сильно зависит от того, где выбирается частота зондирования. Так, вне областей резонансных частот величина H_0 составляет значение около 5,1...5,3 км, тогда как вблизи точек резонансных переходов эффективная длина пути может возрасти в 2–5 раз за счёт поглощения в высоко расположенных слоях атмосферы и составляет, например, для $\nu = 63$ ГГц $H_0 = 21$ км.

Согласно (11.84), интегральное поглощение в кислороде при наблюдении в зенит составит

$$\tau_0(\nu) = \int_0^{\infty} \gamma_0(\nu, H) dH \cong \gamma_0(\nu, O) H_0. \quad (11.85)$$

Форма спектра радиояркостной температуры атмосферы при наблюдении уходящего потока излучения в частотной области, где расположены линии переходов молекулярного кислорода (полоса 5 мм и линия 2,53 мм), зависит от вертикального распределения температуры и высотного профиля коэффициента поглощения (11.70). Стабильность распределения кислорода по высоте и особенность линий поглощения позволяют использовать информацию о форме спектра уходящего излучения в широком круге задач дистанционного микроволнового зондирования, начиная от детальных исследований температурных профилей в пограничном слое атмосферы [Котляр, Новак, 1987; Котляр, Хапин, 1987; Новак и др., 1983; Troitsky et al., 1993], в тропосфере [Rosenkranz et al., 1972; Kapitza, 1983; Gasiewski, Johnson, 1993], стратосфере и мезосфере [Кондратьев, 1997].

Пары воды. Дистанционное исследование пространственного распределения водяного пара на различных пространственных и временных масштабах имеет принципиальное значение при изучении термического и гидродинамического состояния тропосферы и стратосферы. Связано это, в первую очередь, с огромными запасами скрытого тепла, которыми обладают пространственные поля паров водяного пара. Отметим при этом, что в оптическом диапазоне водяной пар является прозрачной средой и не фиксируется непосредственно оптическими приборами.

В отличие от молекул кислорода физическая природа спектров поглощения водяного пара связана с совершенно другими причинами, а именно, с объёмным строением его молекулы. Так, вращательные спектры молекул объёмного строения типа симметричного и асимметричного волчка непосредственно связаны либо с симметрией строения молекулы, либо, наоборот, с её

асимметрией. Вращательный спектр молекул типа симметричного волчка можно представить (подобно вращательному спектру линейных молекул) в виде набора равноотстоящих линий (так называемый эквидистантный спектр). Энергетические уровни молекул, имеющих структуру асимметричного волчка, как, например, молекулы водяного пара или трёхатомного кислорода (озона), не имеют простого аналитического представления. Даже при наличии небольшой асимметрии спектр поглощения молекулы резко отличается от набора равноотстоящих линий, образуя резко неэквидистантный спектр. Детальный расчёт энергетических переходов, начиная с длинноволнового конца, даёт следующие значения длин волн наиболее интенсивных микроволновых линий в диапазоне $\lambda > 300$ мкм: 1,35 см; 0,164; 0,093; 0,079; 0,054; 0,04 и 0,034 см.

Расчёты микроволновых спектров поглощения мономерных молекул паров воды в земной атмосфере, проведённые Ван Флеком, были существенно уточнены С. А. Жевакиным и Л. П. Наумовым путём описания формы линии поглощения с помощью решения кинетического уравнения и учёта вклада поглощения от «крыльев» по всем вращательным переходам микроволнового диапазона [Жевакин, Наумов, 1967]. Детально исследуются особенности микроволновых сильных линий, и в первую очередь, линии 183 ГГц [Baueer et al., 1986].

Коэффициент поглощения паров воды $\gamma_{WV}(v, H)$ для первой и наиболее информативной линии 1,35 см может быть представлен в следующей полуэмпирической форме:

$$\gamma_{WV}(v, H) = \gamma_{WVR}(v, H) + \gamma_{WVNR}(v, H), \quad (11.86)$$

где «резонансный» член $\gamma_{WVR}(v, H)$ описывается соотношением

$$\gamma_{WVR}(v, H) = \frac{343v^2 \Delta v a(H)}{[T(H)]^{5/2}} e^{-644/T(H)} \times \left[\frac{1}{(v - v_0)^2 + [\Delta v(H)]^2} + \frac{1}{(v + v_0)^2 + [\Delta v(H)]^2} \right]. \quad (11.87)$$

Здесь $v_0 = 22,235$ ГГц. «Нерезонансный» член —

$$\gamma_{WVNR}(v, H) = 2,55 \cdot 10^{-3} \frac{v^2 a(H) \Delta v(H)}{[T(H)]^{3/2}}. \quad (11.88)$$

В этом случае полуширина линии определяется как

$$\Delta v(H) = \frac{0,126 P(H) \left[1 + 0,11 \frac{a(H) T(H)}{P(H)} \right]}{[T(H)]^{0,626}}, \quad (11.89)$$

где $P(H)$ — профиль давления.

Ширина спектральных линий на высотах до 50 км определяется соударениями молекул паров воды с молекулами азота.

Высотная зависимость коэффициента поглощения определяется высотным распределением метеоэлементов. Ввиду высокой чувствительности содержания водяного пара к термогидродинамическим процессам в атмосфере (и, особенно, в тропосфере), высотная зависимость водяного пара может быть очень сложна и сама по себе представляет предмет специальных исследований [Сакерин, Кабанов, 1997; Rosenkranz et al., 1972; Zuev, Komarov, 1987]. Поскольку высотные зависимости влажности и давления в основном состоянии имеют экспоненциальный характер, вполне удовлетворительной для целей зондирования может быть принята экспоненциальная (или линейно-экспоненциальная) высотная зависимость поглощения в виде:

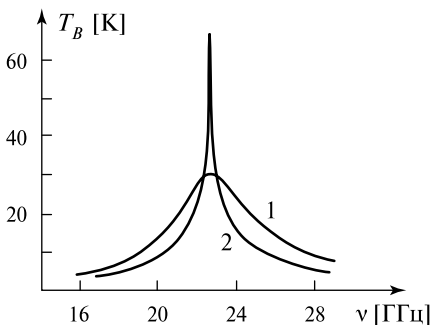
$$\gamma_{WV}(\nu, H) = \gamma_{WV}(\nu, 0) e^{-H/H_W}, \quad (11.90)$$

где H_W характеризует эффективную высоту слоя паров воды.

Отсюда следует, что интегральное поглощение атмосферы составит

$$\tau_{WV}(\nu) = \int_0^{\infty} \gamma_{WV}(\nu, H) dH \cong \gamma_{WV}(\nu, 0) H_W. \quad (11.91)$$

Для нерезонансной области эффективная высота слоя составляет 2,1 км. Для резонансной области (вблизи максимума поглощения) эффективная высота превышает в 2–3 раза значение H_W в нерезонансной области. Таким образом, изменение интегрального поглощения и, соответственно, спектральные вариации яркостной температуры, чувствительны к вариациям распределения паров воды при малых значениях давления, т. е. в области достаточно больших высот. На рис. 11.8 представлен спектр яркостной температуры при наблюдении в зенит атмосферы в линии поглощения 1,35 см при условии экспоненциального профиля влажности и для профиля с аномальным распределением в высотных слоях атмосферы. Отсюда видно, при достаточно селективных микроволновых наблюдениях при помощи радиоспектрометров принципиально возможно оценивать аномальные распределения паров воды в атмосфере.



Особый интерес представляют проводимые в настоящее время микроволновые исследования содержания водяного пара в стратосфере и мезосфере, играющего (наряду с озоном) важную роль в физико-химических процессах в средней атмосфере [Rosenlof et al.,

Рис. 11.8. Эффект влияния вертикального профиля водяного пара в линии 22,2 ГГц: 1 — экспоненциальный профиль; 2 — профиль с резким возмущением

1997]. Ввиду того, что количество водяного пара в средней атмосфере очень мало, исследования проводятся с использованием сильных линий поглощения — 183 и 325 ГГц, причём по специальной лимбовой методике наблюдения с тем, чтобы максимально увеличить оптический путь в направлении визирования [Abbas et al., 1996; Bevilacqua et al., 1996; Hartmann et al., 1996; Weinstock et al., 1995].

Поглощение микроволн в земной атмосфере. Рассмотрим общий характер спектрального поглощения в земной атмосфере с учётом двух основных газов и дисперсных сред (в первую очередь, дождевых осадков). Как уже отмечалось, с точки зрения электромагнитных взаимодействий газовая и дисперсная среды земной атмосферы являются независимыми процессами, поэтому их энергетические вклады (поглощение электромагнитных волн) могут быть суммированы. Именно на этой основе обычно создаются комплексные полумпирические модели для вычисления характеристик распространения электромагнитных волн в атмосфере с различными метеорологическими состояниями. Так, в частности, в работе [Liebe, 1989] сформирована модель распространения миллиметровых волн в атмосфере, специально предназначенная для практических расчётов при выполнении наблюдательных дистанционных задач.

Миллиметровый спектр поглощения земной атмосферы с учётом двух основных газов (водяного пара и кислорода) и в присутствии дождевых осадков различной интенсивности показан на рис. 11.9. В условиях чистой атмосферы, за исключением достаточно слабой линии поглощения водяного пара на частоте 22,2 ГГц, в спектре доминируют четыре основные полосы поглощения: а) комплекс вращательных линий кислорода на частоте 60 ГГц; б) одиночная сильная линия поглощения кислорода на частоте 118 ГГц; в) две сильные линии поглощения водяного пара на частотах 183 и 325 ГГц. Помимо указанных сильных линий поглощения в спектрах кислорода и водяного пара существует целый ряд очень слабых линий поглощения [Liebe, 1989], которые не могут быть представлены в масштабе рис. 11.9. В виду их «слабости» они обычно в практических задачах зондирования не используются. Вклад в общее поглощение других атмосферных газов (например, озона) также весьма слаб. Спектральные окна, где достигается локальный минимум атмосферного поглощения (окна прозрачности), центрируются к частотам 36, 90...100, 150 и 210...300 ГГц. Значения поглощения в окнах прозрачности в основном определяются присутствием водяного пара и систематически увеличиваются по мере увеличения частоты. Важно отметить, что если в полосах поглощения кислорода (60 и 118 ГГц) присутствие водяного пара практически не сказывается, то во всех других частотных диапазонах влияние водяного пара доминирует.

Присутствие в атмосфере дисперсных структур (туманов, осадков различного типа) резко меняет спектральную картину поглощения в миллиметровом диапазоне. Так, сравнительно несильные дождевые осадки с интенсивностью $10 \text{ мм} \cdot \text{ч}^{-1}$ практически полностью «блокируют» не только окна прозрачности, но и сами полосы поглощения кислорода (см. рис. 11.9).

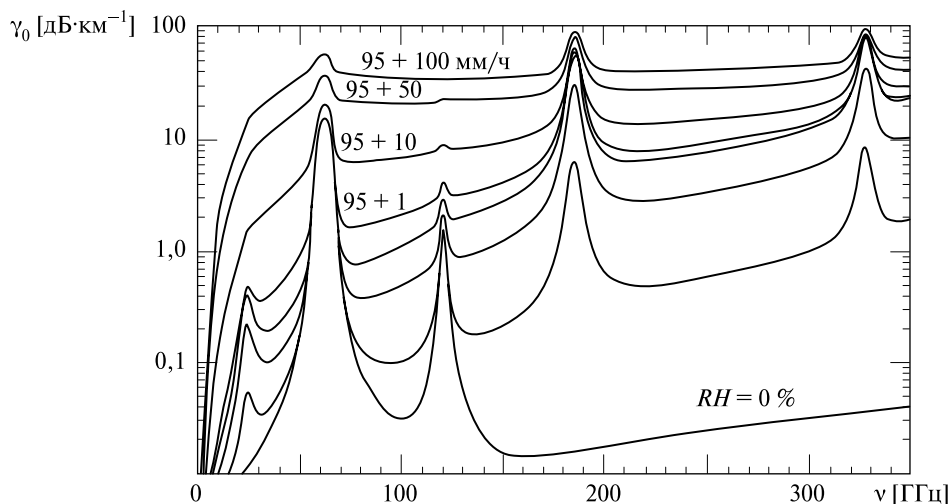


Рис. 11.9. Частотные характеристики однонаправленного поглощения в земной атмосфере в частотном диапазоне 0...350 ГГц для четырёх случаев интенсивности дождя ($R = 1; 10; 50$ и $100 \text{ мм}\cdot\text{ч}^{-1}$) на уровне моря ($P, T, RH = 95\%$). Представлены также кривые для сухой ($RH = 0\%$) и влажной ($RH = 10\%, 50\%$) атмосферы. RH — относительная влажность. Величины $RH = 10; 50; 95$ и 100% соответствуют $2; 10; 17$ и $20 \text{ г}\cdot\text{м}^{-3}$ абсолютной влажности [Liebe, 1989]

Такая высокая чувствительность короткосантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн к состоянию газовой и дисперсной сред атмосферы позволила создать уже на самом первом этапе развития микроволновых дистанционных методов (60-е гг. XX в.) эффективно действующие радиотепловые комплексы как наземного, так и космического и самолётного базирования [Аквилонова и др., 1971, 1973; Амирханян и др., 1975; Башаринов и др., 1968, 1969, 1971, 1974; Рабинович и др., 1968; Naroules, Brown, 1968; Staelin, 1969]. Развитие многочастотных радиотепловых методик исследования газовых компонент и дисперсных структур в земной атмосфере и соответствующей микроволновой аппаратуры активно продолжается и в настоящее время.

Приложение А

МЕЖДУНАРОДНАЯ СИСТЕМА ЕДИНИЦ (СИ)

Таблица А1. Основные единицы системы СИ

Величина	Символ	Единица измерения	Обозначение
Длина	x, z	метр	м
Масса	M, m	килограмм	кг
Время	t	секунда	с
Сила электрического тока	I	ампер	А
Термодинамическая температура	T	кельвин	К
Количество вещества	n	моль	моль
Сила света	I_v	кандела	кд

Таблица А2. Производные единицы системы СИ

Величина	Символ или формула	Единица измерения	Обозначение	Выражение
Плоский угол		радиан	рад	$\text{м} \cdot \text{м}^{-1} = 1$
Телесный угол		стерадиан	ср	$\text{м}^2 \cdot \text{м}^{-2} = 1$
Температура по шкале Цельсия	T	градус Цельсия	°С	К
Частота	$\nu = 1/t$	герц	Гц	с^{-1}
Сила	F	ньютон	Н	$\text{кг} \cdot \text{м} \cdot \text{с}^{-2}$
Энергия, работа, тепло	$E = Fx$	джоуль	Дж	$\text{Н} \cdot \text{м} = \text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2}$
Мощность	$P = E/t$	ватт	Вт	$\text{Дж} \cdot \text{с}^{-1} = \text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$
Давление, напряжение	$P = F/A$	паскаль	Па	$\text{Н} \cdot \text{м}^{-2} = \text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$
Световой поток		люмен	лм	$\text{кд} \cdot \text{ср}^{-1}$
Освещённость		люкс	лк	$\text{лм} \cdot \text{м}^{-2} = \text{кд} \cdot \text{ср} \cdot \text{м}^{-2}$
Электрический заряд (количество электричества)	Q	кулон	Кл	$\text{А} \cdot \text{с}$
Электрическое напряжение, электрический потенциал, разность электрических потенциалов, электродвижущая сила	V	вольт	В	$\text{Дж} \cdot \text{Кл}^{-1} = \text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-3} \cdot \text{А}^{-1}$

Окончание табл. А2

Величина	Символ или формула	Единица измерения	Обозначение	Выражение
Сопротивление	R	ом	Ом	$V \cdot A^{-1} = \text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-3} \cdot \text{А}^{-2}$
Электрическая ёмкость	C	фарада	Ф	$\text{Кл} \cdot \text{В}^{-1} = \text{с}^4 \cdot \text{А}^2 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$
Магнитный поток	Φ	вебер	Вб	$V \cdot \text{с} = \text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{А}^{-1}$
Плотность магнитного потока (магнитная индукция)	B	тесла	Т	$\text{Вб} \cdot \text{м}^{-2} = \text{Н} \cdot \text{А}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$
Индуктивность	L	генри	Гн	$\text{м}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{А}^{-2}$
Электрическая проводимость	G	сименс	См	$\text{м}^{-2} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{А}^2$

Примеры производных единиц СИ, наименования которых образованы из наименований основных и дополнительных единиц

Наименование величины	Символ или формула	Наименование единицы	Обозначение
Площадь	$A = x^2$	квадратный метр	м^2
Объём, вместимость	$V = x^3$	кубический метр	м^3
Скорость	$v = x/t$	метр в секунду	$\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$
Угловая скорость		радиан в секунду	$\text{рад} \cdot \text{с}^{-1}$
Ускорение	$a = x/t^2$	метр на секунду в квадрате	$\text{м} \cdot \text{с}^{-2}$
Волновое число		метр в минус первой степени	м^{-1}
Плотность		килограмм на кубический метр	$\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
Плотность электрического тока	J_e	ампер на квадратный метр	$\text{А} \cdot \text{м}^{-2}$
Напряжённость магнитного поля	H	ампер на метр	$\text{А} \cdot \text{м}^{-1}$
Напряжённость электрического поля	E	вольт на метр	$\text{В} \cdot \text{м}^{-1}$
Динамическая вязкость		паскаль-секунда	$\text{Па} \cdot \text{с}$
Кинематическая вязкость			$\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
Импульс, количество движения	mv	ньютон-секунда	$\text{Н} \cdot \text{с}, \text{кг} \cdot \text{м} \cdot \text{с}^{-1}$
Пространственная плотность электрического заряда	ρ_c	кулон на кубический метр	$\text{Кл} \cdot \text{м}^{-3}$
Удельное электрическое сопротивление	ρ	ом-метр	$\text{Ом} \cdot \text{м}$
Удельная электропроводность	σ	сименс на метр	$\text{См} \cdot \text{м}^{-3} = \text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$
Электрическая постоянная	ϵ	фарад на метр	$\text{Ф} \cdot \text{м}^{-1}$
Магнитная постоянная	μ		$\text{Гн} \cdot \text{м}^{-1} = \text{Н} \cdot \text{А}^2$
Спектральная плотность потока излучения (поток мощности)		Ян (янский)	$10^{-26} \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}$

Наименование величины	Символ или формула	Наименование единицы	Обозначение
Энергетическая освещённость	S	ватт на квадратный метр	Вт·м ⁻²
Спектральная интенсивность		джоуль на кельвин	Вт·м ⁻² ·Гц ⁻¹ ·ср ⁻¹
Энтропия			Дж·К ⁻¹

Источник: [Физический..., 1984]

Таблица А3. Кратные и дольные единицы в системе СИ

Десятичный множитель	Приставка	Обозначение	Пример
10 ⁻¹	деци	д	дм — дециметр
10 ⁻²	санти	с	см — сантиметр
10 ⁻³	милли	м	мян — миллиан
10 ⁻⁶	микро	мк	мкм — микрометр, микрон
10 ⁻⁹	нано	н	нм — нанометр
10 ⁻¹²	пико	п	пФ — пикофарад
10 ⁻¹⁵	фемто	ф	фс — фемтосекунда
10 ⁻¹⁸	атто	а	ас — аттосекунда
10 ⁻²¹	зепто	з	зКл — зептокулон
10 ⁻²⁴	иокто	и	иг — иоктограмм
10 ¹	дека	да	дам — декаметр
10 ²	гекто	г	гм — гектометр
10 ³	кило	к	кс — килосекунда
10 ⁶	Мега	М	МБ — мегабайт
10 ⁹	гига	Г	ГГц — гигагерц
10 ¹²	тера	Т	Тм — тераметр
10 ¹⁵	пета	П	Пм — петаметр
10 ¹⁸	экса	Э	Эм — эксаметр
10 ²¹	зетта	З	Зм — зеттаметр
10 ²⁴	иотта	И	Им — иоттаметр

Таблица А4. Часто используемые физические константы и величины.
Единицы измерения СИ

Наименование	Символ или формула	Величина и размерность
<i>Универсальные постоянные</i>		
Скорость света в вакууме	c	2,99792458·10 ⁸ м·с ⁻¹
Магнитная постоянная	μ ₀ = 4π×10 ⁻⁷	12,566370614·10 ⁻⁷ Г·м ⁻²

Продолжение табл. А4

Наименование	Символ или формула	Величина и размерность
Электрическая постоянная	$\epsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2)$	$8,854187817 \cdot 10^{-12} \text{ Ф} \cdot \text{м}^{-1}$
Постоянная Планка	h	$6,6260755(40) \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
<i>Физико-химические постоянные</i>		
Число Авогадро	N_A	$6,0221367(36) \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Газовая постоянная	R	$8,314510 \cdot 10^7 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$
Постоянная Больцмана	$k = R/N_A$	$1,380658(12) \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$
Молярный объём (идеальный газ) при $P = 101325 \text{ Па}$ и $T = 273,15 \text{ К}$	V_m	$2,241410(19) \cdot 10^{-2} \text{ м}^3 \cdot \text{моль}^{-1}$
и $T = 298,15 \text{ К}$	V_m	$2,445294 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3 \cdot \text{моль}^{-1}$
Постоянная Лoshмидта (273,15 К, 101325 Па)	$n_0 = N_A/V_m$	$2,686763(23) \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$
Энергия в электрон-вольтах	eV	$1,60217733(49) \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$
<i>Постоянные излучения</i>		
Постоянная Стефана-Больцмана	σ	$5,67051(19) \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$
Постоянная плотности излучения ($8\pi^5 k^4 / 15c^3 h^3$)	$a = 4\sigma/c$	$7,56591(19) \cdot 10^{-16} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-4}$
Первая радиационная постоянная	$c_1 = 2\pi h c^2$	$3,747749(22) \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2$
Вторая радиационная постоянная	$c_2 = hc/k$	$0,01438769(12) \text{ м} \cdot \text{К}$
Постоянная в законе смещения Вина	$b = \lambda_{\text{max}} T$	$2,897756(24) \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$
<i>Астрономические постоянные</i>		
Юлианские сутки	сутки	24 ч = 86 400 с
Юлианский год	год	365,25 сут = 31557600 с
Юлианское столетие		36 525 сут
Сидерическая секунда	с	0,997269 с
Средние сидерические сутки	сутки	$23^{\text{h}}56^{\text{m}}04^{\text{s}},09054 = 86164,09054 \text{ с}$
Сидерический год (по отношению к неподвижным звездам)	год	$365,25636 \text{ сут} = 31558149,5 \text{ с}$
Тропический год	год	$365,2421897 \text{ сут} = 31556925,2 \text{ с}$
Григорианский календарный год	год	365,2425 сут
Астрономическая единица	а. е.	$1,4959787061 \cdot 10^{11} \text{ м}$
Световой год	св. г.	$9,460530 \cdot 10^{15} \text{ м}$
Парсек	пк	$3,085678 \cdot 10^{16} \text{ м}$ $3,261633 \text{ св. г.}$
Мегапарсек	Мпк	$3,085678 \cdot 10^{22} \text{ м}$
Масса Земли	M_{\oplus}	$5,9736 \cdot 10^{24} \text{ кг}$
Средний радиус Земли	R_{\oplus}	6371,01 км
Солнечная постоянная (на 1 а. е.)	S	$1367,6 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$
Масса Солнца	M_{\odot}	$1,98910 \cdot 10^{30} \text{ кг}$

Окончание табл. А4

Наименование	Символ или формула	Величина и размерность
Радиус Солнца	R_{\odot}	695 950 км
Эффективная температура Солнца	$T_{eff\odot}$	5778 К
Абсолютная светимость Солнца	L_{\odot}	$3,8268 \cdot 10^{26}$ Вт
<i>Преобразования</i>		
Градус плоского угла (градус дуги)	°	$1^{\circ} = (\pi/180)$ рад
Минута плоского угла	'	$1' = (1/60)^{\circ} = (\pi/10800)$ рад
Секунда плоского угла	"	$1'' = (1/60)' = (\pi/648000)$ рад
Телесный угол	стерадиан	$1 \text{ ср} = 3282 (\text{град})^2$; $4\pi \text{ ср} = 41252 (\text{град})^2$
	π	3,14159265...
	$\ln x$	$2,3026 \log_{10} x$

Примечание: Цифры в скобках указывают на стандартное отклонение в последних цифрах данной величины.

Источник: [Физический..., 1984].

ФАКТОРЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ

Таблица А5. Единицы измерения длины

Единицы длины	см	дюйм	м	ярд	фут	км	миля
1 см	1	0,3937	0,01	0,01094	0,03281	10^{-5}	$6,215 \cdot 10^{-6}$
1 дюйм	2,54	1	0,0254	0,02778	0,08333	$2,54 \cdot 10^{-5}$	$1,578 \cdot 10^{-5}$
1 м	100	39,37	1	1,0936	3,281	10^{-3}	$6,214 \cdot 10^{-4}$
1 ярд	91,44	36,0	0,9144	1	3	$9,144 \cdot 10^{-4}$	$5,682 \cdot 10^{-4}$
1 фут	30,48	12	0,3048	0,3333	1	$3,048 \cdot 10^{-4}$	$1,894 \cdot 10^{-4}$
1 км	10^5	$3,937 \cdot 10^4$	1000	1093,6	3280,8	1	0,6214
1 миля	$1,609 \cdot 10^5$	$6,336 \cdot 10^4$	1609,344	1760	5280	1,609344	1

1 уставная миля = 1,609344 км = 5280 фут

1 морская миля = 1,8531 км = 6080 фут

1 ангстрем (Å) = 10^{-8} см = 10^{-10} м

1 ферми (ф) = 10^{-13} см = 10^{-15} м

Таблица А6. Единицы измерения энергии

Единицы энергии (работы)	Дж	кал	эрг	эВ	Вт·ч
1 Дж	1	0,23901	10^7	$6,242 \cdot 10^{18}$	$2,778 \cdot 10^{-4}$
1 кал	4,184	1	$4,184 \cdot 10^7$	$2,612 \cdot 10^{19}$	$1,1622 \cdot 10^{-3}$

Окончание табл. А4

Единицы энергии (работы)	Дж	кал	эрг	эВ	Вт·ч
1 эрг	10^{-7}	$2,39006 \cdot 10^{-8}$	1	$6,242 \cdot 10^{11}$	$2,778 \cdot 10^{-11}$
1 эВ	$1,602 \cdot 10^{-19}$	$3,829 \cdot 10^{-20}$	$1,602 \cdot 10^{-12}$	1	$4,450 \cdot 10^{-23}$
1 Вт·ч	3600	860,421	$3,6 \cdot 10^{10}$	$2,247 \cdot 10^{22}$	1

Энергия фотона связана с длиной волны λ : $hc/\lambda = 1,98648 \cdot 10^{-23}$ Дж (λ в [см]).

Таблица А7. Единицы измерения давления

Единицы давления	Па	бар	атм	мм рт. ст.	дин см ⁻²
1 Па (1 Н·м ⁻²)	1	10^{-5}	$9,869 \cdot 10^{-6}$	$7,501 \cdot 10^{-3}$	10
1 бар	10^5	1	0,9869	750,1	10^6
1 атм	$1,0133 \cdot 10^5$	1,0133	1	760,0	$1,013 \cdot 10^6$
1 мм рт. ст.	133,3	$1,333 \cdot 10^{-3}$	$1,316 \cdot 10^{-3}$	1	1333
1 дин см ⁻²	0,1	10^{-6}	$9,869 \cdot 10^{-7}$	$7,501 \cdot 10^{-4}$	1

Примечания: атм — атмосфера; мм рт.ст. — миллиметр ртутного столба; дин — единица силы в СГС-системе единиц, $1 \text{ дин} = 1 \text{ г} \cdot \text{см} \cdot \text{с}^{-2} = 10^{-5} \text{ Н} = 1,0197 \cdot 10^{-6} \text{ кгс}$.

Таблица А8. Единицы измерения концентрации (массы)

Единицы концентрации (массы)	г/г	масс%	г/кг	мг/кг	ppm	мкг/кг	ppb	нг/кг	ppt
1 масс%	10^{-2}	1	10	10^4	10^4	10^7	10^7	10^{10}	10^{10}
1 ppm	10^{-6}	10^{-4}	10^{-3}	1	1	10^3	10^3	10^6	10^6
1 ppb	10^{-9}	10^{-7}	10^{-6}	10^{-3}	10^{-3}	1	1	10^3	10^3
1 ppt	10^{-12}	10^{-10}	10^{-9}	10^{-6}	10^{-6}	10^{-3}	10^{-3}	1	1

Примечания: масс% — массовый процент (процентное отношение массы компонента к общей массе смеси); ppm (*англ.* parts per million) — миллионная доля, млн⁻¹; ppb (*англ.* parts per billion) — миллиардная доля, млрд⁻¹ (Международное бюро мер и весов не рекомендует использовать обозначение ppb, поскольку слово billion может означать как 10^9 , так и 10^{12} . Вместо него рекомендуется использовать 10^{-9} или отношения единиц измерения одной и той же величины); ppt (*англ.* parts per trillion) — триллионная доля, трлн⁻¹.

$1 \text{ ppm} = 1 \text{ мкг/г}$; $1 \text{ ppb} = 1 \text{ нг/г}$; $1 \text{ мг/г} = 1 \text{ г/кг} = 1 \text{ ‰}$ (промилле).

Температурные соотношения

$$T [\text{K}] = 273,15 + ^\circ\text{C} = (5 \times ^\circ\text{F}/9) + 255,22;$$

$$T [^\circ\text{C}] = (^\circ\text{F} - 32) \times 5/9 = \text{K} - 273,15;$$

$$T [^\circ\text{F}] = (9 \times \text{K}/5) - 459,4 = (9 \times ^\circ\text{C}/5) + 32.$$

В температурных единицах 1 эВ соответствует 11 604,519(11) К.

Приложение Б

ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕМЫ И СООТНОШЕНИЯ В ФУРЬЕ-СПЕКТРАЛЬНОМ АНАЛИЗЕ

Основные преобразования

$$\dot{S}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt, \quad (\text{Б1})$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(\omega) e^{j\omega t} d\omega. \quad (\text{Б2})$$

Теорема задержки

$$\dot{S}_\tau(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t - \tau) e^{j\omega t} dt = e^{-j\omega\tau} \dot{S}(\omega). \quad (\text{Б3})$$

Теорема о спектре произведения

Если $f_{1-2}(t) = f_1(t) f_2(t)$, то будем иметь

$$\dot{S}_{1-2}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) f_2(t) e^{-j\omega t} dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_1(v) \dot{S}_2(\omega - v) dv. \quad (\text{Б4})$$

Теорема о спектре свёртки

Если $f_c(t)$ есть свёртка функции $f_1(t)$ с функцией $f_2(t)$:

$$f_c(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\tau) * f_2(t - \tau) d\tau, \quad (\text{Б5})$$

то будем иметь

$$\dot{S}_c(\omega) = \dot{S}_{f_1}(\omega) * \dot{S}_{f_2}(\omega). \quad (\text{Б6})$$

Спектральная плотность производной и интеграла

Если $y = \frac{d^n f}{dt^n}$, то будем иметь

$$\dot{S}_y(\omega) = (j\omega)^n \dot{S}(\omega). \quad (\text{Б7})$$

Если $z(t) = \int_{-\infty}^t f(\xi) d\xi$, то будем иметь

$$\dot{S}_z(\omega) = \frac{1}{j\omega} \dot{S}(\omega). \quad (\text{Б8})$$

Обобщённое уравнение Рэлея

Если $U(t)$ и $V(t)$ являются двумя различными функциями времени, то будем иметь

$$\int_{-\infty}^{\infty} U(t)V(t) dt = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_U(\omega)S_V^* d\omega. \quad (\text{Б9})$$

Если $U(t) = V(t)$, то получим тождество Парсеваля:

$$\int_{-\infty}^{\infty} U^2(t) dt = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_U(\omega)|^2 d\omega. \quad (\text{Б10})$$

Соотношения для дельта-функции

$$\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\omega(t-\tau)} d\omega = \delta(t-\tau). \quad (\text{Б11})$$

$$\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j(\omega-\omega_0)t} dt = \delta(\omega-\omega_0). \quad (\text{Б12})$$

$$\dot{S}_\delta(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t-\tau) e^{-j\omega t} dt = e^{-j\omega\tau}. \quad (\text{Б13})$$

Спектральная плотность для функции Хэвисайда

Положим

$$h(t) = \begin{cases} 1, & t \geq 0, \\ 0, & t < 0, \end{cases} \quad (\text{Б14})$$

тогда имеем

$$\dot{S}_h(\omega) = \pi\delta(\omega-0) + \frac{1}{j\omega}. \quad (\text{Б15})$$

Спектральная плотность для экспоненциального и гармонического сигналов

Положим $y(t) = e^{j\omega_0 t}$, тогда имеем

$$\dot{S}_y(\omega) = \pi\delta(\omega-\omega_0). \quad (\text{Б16})$$

Положим $y(t) = \cos \omega_0 t$, тогда имеем

$$\dot{S}_y(\omega) = \pi[\delta(\omega-\omega_0) + \delta(\omega+\omega_0)]. \quad (\text{Б17})$$

Литература

- [Айвазян, 1991] *Айвазян Г. М.* Распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках: Справочник. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 480 с.
- [Аквилонова, Кутуза, 1978] *Аквилонова А. Б., Кутуза Б. Г.* Радиотепловое излучение облаков // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. № 9. С. 1792–1806.
- [Аквилонова и др., 1971] *Аквилонова А. Б., Митник Л. М., Кутуза Б. Г.* Широтное распределение интегральной водности облаков над земным шаром по данным измерений с ИСЗ «Космос-243» // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1971. Т. 7. № 2. С. 139–141.
- [Аквилонова и др., 1973] *Аквилонова А. Б., Башаринов А. Е., Городецкий А. К., Гурвич А. С., Крылова М. С., Кутуза Б. Г., Матвеев Д. Т., Орлов А. П.* Исследования параметров облачности по измерениям со спутника «Космос-384» // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1973. Т. 9. № 2. С. 187–189.
- [Акиндинов и др., 1976] *Акиндинов В. В., Нарышкин В. И., Рязанцев А. М.* Электромагнитные поля в морской воде: Обзор // Радиотехника и электроника. 1976. Т. 21. № 5. С. 913–944.
- [Алексеев и др., 1967] *Алексеев В. А., Алешина Т. Н., Кротиков В. Д., Троицкий И. С.* Влияние шероховатости поверхностных лунных покровов на излучательную способность и радиояркостную температуру // Астрономич. журн. 1967. Т. 44. № 5. С. 1070–1075.
- [Альперт и др., 1953] *Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л.* Распространение радиоволн. М.: Гос. изд-во технико-теоретич. лит., 1953. 884 с.
- [Амирханян и др., 1975] *Амирханян В. Р., Беспалова Е. А., Булатов М. Г., Веселов В. М., Ворсин Н. Н., Милицкий Ю. А., Миrowsкий В. Г., Немлихер Ю. А., Никитин В. В., Раев М. Д., Рабинович Ю. И., Скулачев Д. П., Струков И. А., Ширяева Т. А., Эткин В. С.* Комплекс самолетной микроволновой радиометрической аппаратуры повышенной чувствительности для дистанционного зондирования подстилающих поверхностей: Препринт. Пр-244. М.: ИКИ АН СССР, 1975. 16 с.
- [Аплеталин и др., 1970] *Аплеталин В. Н., Мериакри В. В., Чигряй Е. Е.* Измерение поглощающих и отражающих свойств воды на частотах от 2 до 0,8 мм // Радиотехника и электроника. 1970. Т. 15. № 7. С. 1502–1503.
- [Ахадов, 1977] *Ахадов Я. Ю.* Диэлектрические свойства бинарных растворов. М.: Наука, 1977. 400 с.
- [Ахманов и др., 1981] *Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С.* Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 640 с.
- [Ашеко и др., 1989] *Ашеко А. А., Мороз В. И., Шарков Е. А.* Диэлектрические и радиотепловые свойства электролитных систем на частоте 9,5 ГГц: Препринт. Пр-1578. М.: ИКИ АН СССР, 1989. 41 с.
- [Башаринов и др., 1967] *Башаринов А. Е., Гущина И. Я., Затицкий В. А.* Эффект формы альbedo частиц на излучение рассеивающих слоёв // Радиотехника и электроника. 1967. Т. 12. № 2. С. 179–183.
- [Башаринов и др., 1968] *Башаринов А. Е., Тучков Л. Т., Поляков В. М., Ананов Н. И.* Измерения радиотепловых и плазменных излучений в СВЧ-диапазоне. М.: Сов. радио, 1968. 390 с.
- [Башаринов и др., 1969] *Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т.* Определение геофизических параметров по измерениям теплового радионизлучения на ИСЗ «Космос-243» // Докл. АН СССР. 1969. Т. 188. № 6. С. 1273–1276.

- [Башаринов и др., 1971] *Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т., Жуков В. И., Курская А. А., Малафеев Д. Т., Матвеев Д. Т., Михайлов А. С., Шутко А. М.* Результаты наблюдения теплового радиоизлучения земной поверхности по данным эксперимента на ИСЗ «Космос-243» // *Космич. исслед.* 1971. Т. 9. № 2. С. 268–279.
- [Башаринов и др., 1974] *Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т.* Радиоизлучение Земли как планеты. М.: Наука, 1974. 188 с.
- [Бельчанский, Алпатский, 2000] *Бельчанский Г. И., Алпатский И. В.* Сравнительный анализ алгоритмов оценки параметров морского льда по спутниковым данным «Океан-О1» на основе линейных моделей и искусственных нейронных сетей // *Исслед. Земли из космоса.* 2000. № 4. С. 40–54.
- [Бендат, Пирсол, 1974] *Бендат Дж., Пирсол А.* Измерение и анализ случайных процессов. М.: Мир, 1974. 340 с.
- [Берже и др., 1991] *Берже П., Помо И., Видаль К.* Порядок в хаосе. О детерминистском подходе к турбулентности: Пер. с франц. М.: Мир, 1991. 368 с.
- [Беспалова и др., 1976] *Беспалова Е. А., Рабинович Ю. И., Шарков Е. А., Ширяева Т. А., Эткин В. С.* Исследование процесса ледообразования по данным измерений радиотеплового излучения с борта самолёта // *Метеорология и гидрология.* 1976. № 2. С. 68–72.
- [Беспалова и др., 1978] *Беспалова Е. А., Милицкий Ю. А., Мировский В. Г., Покровская И. В., Раев М. Д., Шарков Е. А., Эткин В. С.* Спектральные характеристики радиотеплового излучения загрязнённой нефтепродуктами морской поверхности // *Метеорология и гидрология.* 1978. № 10. С. 71–77.
- [Беспалова и др., 1979] *Беспалова Е. А., Веселов В. М., Готов А. А., Милицкий Ю. А., Мировский В. Г., Покровская И. В., Попов А. Е., Раев М. Д., Шарков Е. А., Эткин В. С.* Исследования анизотропии ветрового волнения по вариациям теплового радиоизлучения // *Докл. АН СССР.* 1979. Т. 246. № 6. С. 1482–1485.
- [Беспалова и др., 1982] *Беспалова Е. А., Веселов В. М., Гершензон В. Е., Милицкий Ю. А., Мировский В. Г., Покровская И. В., Попов А. Е., Раев М. Д., Трохимовский Ю. Г., Семин А. Г., Смирнов Н. К., Скачков В. А., Хапин Ю. Б., Чистяков В. Н., Шарков Е. А., Эткин В. С.* Об определении скорости приповерхностного ветра по измерениям поляризационной анизотропии собственного и рассеянного СВЧ-излучения // *Исслед. Земли из космоса.* 1982. № 1. С. 87–94.
- [Беспалова и др., 1983] *Беспалова Е. А., Веселов В. М., Воляк К. И., Милицкий Ю. А., Мировский В. Г., Покровская И. В., Попов А. Е., Раев М. Д., Шарков Е. А., Эткин В. С.* Экспериментальные исследования загрязнённой морской поверхности нефтепродуктами с помощью методов активной и пассивной СВЧ-локации // *Водные ресурсы.* 1983. № 1. С. 154–162.
- [Бобров, Галеев, 2001] *Бобров П. П., Галеев О. В.* Изменение радиояркостной температуры почв с различным содержанием гумуса // *Исслед. Земли из космоса.* 2001. № 4. С. 74–80.
- [Бордонский, 1990] *Бордонский Г. С.* Тепловое излучение ледового покрова пресных водоёмов. Новосибирск: Наука, 1990. 102 с.
- [Бордонский, Филиппова, 2002] *Бордонский Г. С., Филиппова Т. Г.* Влияние перколяции на диэлектрические свойства мёрзлых дисперсных сред // *Конденсированные среды и межфазовые границы.* 2002. Т. 4. № 1. С. 21–26.
- [Бордонский и др., 1978] *Бордонский Г. С., Василькова И. Б., Веселов В. М., Ворсин Н. Н., Милицкий Ю. А., Мировский В. Г., Никитин В. В., Райзер В. Ю., Хапин Ю. Б., Шарков Е. А., Эткин В. С.* Спектральные характеристики радиоизлучения пенных образований // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1978. Т. 14. № 6. С. 656–663.
- [Бордонский и др., 2002] *Бордонский Г. С., Крылов С. Д., Гурулев А. А.* Оценка минерализации пресноводных озёр с использованием микроволнового излучения ледового покрытия // *Исслед. Земли из космоса.* 2002. № 4. С. 91–96.
- [Борен, Хафмен, 1986] *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.

- [Борн, Вольф, 1973] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 392 с.
- [Бреховских, 1973] *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 305 с.
- [Булатов и др., 1980] *Булатов М. Г., Чёрный И. В., Шарков Е. А.* Об интерференции шумовых сигналов с произвольной формой спектра // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25. № 3. С. 552–559.
- [Булатов и др., 2003] *Булатов М. Г., Кравцов Ю. А., Кузьмин А. В., Лаврова О. Ю., Митягина М. И., Раев М. Д., Скворцов Е. И.* Микроволновые исследования морской поверхности в прибрежной зоне (Геленджик, 1999–2002 гг.). М.: КДУ, 2003. 136 с.
- [Бунимович, 1951] *Бунимович В. И.* Флуктуационные процессы в радиоприёмниках. М.: Сов. радио. 1951. 361 с.
- [Васильев, Тюфлин, 1992] *Васильев Л. Н., Тюфлин А. С.* Мультифрактальность геофизических полей, определяемых аэрокосмическими методами // Исслед. Земли из космоса. 1992. № 6. С. 44–52.
- [Веремей и др., 1978] *Веремей В. В., Горбунова Т. А., Пуговкин Л. В.* Энергетический баланс в оптическом отражении от границы изотропной среды // Оптика и спектроскопия. 1978. Т. 44. № 2. С. 345–350.
- [Веселов и др., 1981] *Веселов В. М., Милицкий Ю. А., Мирковский В. Г., Шарков Е. А., Эткин В. С.* Экспериментальная методика определения параметров антенн бортовых радиотепловых комплексов // Исслед. Земли из космоса. 1981. № 2. С. 63–75.
- [Виноградов, 1976] *Виноградов Б. В.* Пространственно-временные характеристики радиотеплового излучения в тропиках по данным ESMR с ИСЗ Nimbus-5 // Докл. АН СССР. 1976. Т. 228. № 5. С. 1057–1060.
- [Виноградова и др., 1990] *Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П.* Теория волн. М.: Наука, 1990. 432 с.
- [Волков и др., 1980] *Волков А. А., Ирисова Н. А., Лебедев С. Н., Мальцев В. И.* Измерения и жидкостей в субмиллиметровом диапазоне методами ЛОВ-спектроскопии // Тез. докл. 3-го Всесоюз. симп. по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. Горький, 1980. Т. 1. С. 215–216.
- [Гласс, Мэки, 1991] *Гласс Л., Мэки М.* От часов к хаосу. Ритмы жизни. М.: Мир, 1991. 248 с.
- [Градштейн, Рыжик, 1963] *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. 4-е изд. М.: Наука, 1963. 1100 с.
- [Гурвич, Кутуза, 2010] *Гурвич А. С., Кутуза Б. Г.* «Космос-243» — первый в мире эксперимент по исследованию Земли из космоса радиофизическими методами // Исслед. Земли из космоса. 2010. № 2. С. 14–25.
- [Гурвич и др., 1973] *Гурвич А. С., Калинин В. И., Матвеев Д. Т.* Влияние внутренней структуры ледников на их тепловое радиоизлучение // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1973. Т. 9. № 12. С. 1247–1256.
- [Давенпорт, Рут, 1960] *Давенпорт В. Б., Рут В. Л.* Введение в теорию случайных сигналов и шумов. М.: Изд-во иностранной литературы, 1960. 468 с.
- [Де Бройль, 1948] *Де Бройль Л.* Электромагнитные волны в волноводах и полых резонаторах. М.: Изд-во иностранной литературы, 1948. 107 с.
- [Дейрменджан, 1971] *Дейрменджан Д.* Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
- [Демьянов и др., 1974] *Демьянов А. А., Семенов М. Г., Татарин В. А.* Измерения комплексных диэлектрических свойств сильно поглощающих жидкостей // Приборы и техника эксперимента. 1974. № 3. С. 132–133.
- [Довиак, Зрнич, 1988] *Довиак Р. Дж., Зрнич Д. С.* Доплеровские радиолокаторы и метеорологические наблюдения. Л.: Гидрометеотиздат, 1988. 281 с.
- [Дубровин и др., 1986] *Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т.* Современная геометрия. Методы и применения. М.: Наука, 1986. 758 с.
- [Ермаков и др., 1975] *Ермаков В. И., Левин В. В., Щербаков В. В., Хубезов С. Б.* К проблеме природы диэлектрической проницаемости электролитных растворов // Журн. физ. химии. 1975. Т. 49. № 7. С. 1749–1752.
- [Есепкина и др., 1973] *Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н.* Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука, 1973. 250 с.

- [Есепкина и др., 1997] *Есепкина Н. А., Круглов С. К., Мансыров М. М., Молодыхов С. А., Саенко И. И.* Акустооптический спектрополяриметр для исследования радиоизлучения Солнца: Препринт Специальной астрофизической обсерватории (Санкт-Петербург). № 122. СПб., 1997. 14 с.
- [Есепкина и др., 2000] *Есепкина Н. А., Зинченко И. И., Саенко И. И., Антюфеев А. В., Вдовин В. Ф., Елисеев А. И., Круглов С. К., Лапкин И. В., Мыщенко В. В., Нестеров Н. С., Пирогов Л. Е., Шанин В. Н., Штанюк А. М., Шульга В. М.* Спектральные наблюдения в 3-мм диапазоне длин волн на радиотелескопе РТ-22 КРАО с использованием акустооптического анализатора спектра // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43. № 11. С. 935–941.
- [Жевакин, Наумов, 1967] *Жевакин С. А., Наумов А. П.* Распространение сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн в земной атмосфере // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 9–10. С. 1213–1243.
- [Заславский, Шарков, 1987] *Заславский Г. М., Шарков Е. А.* Фрактальные свойства зон обрушающихся волн на поверхности моря // Докл. АН СССР. 1987. Т. 293. № 6. С. 1362–1366.
- [Зельдович, Соколов, 1985] *Зельдович Я. Б., Соколов Д. Д.* Фрактали, подобие, промежуточная асимптотика // Успехи физ. наук. 1985. Т. 146. № 7. С. 493–506.
- [Зигель, Хауэлл, 1975] *Зигель Р., Хауэлл Дж.* Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 934 с.
- [Золотарёв, 1983] *Золотарёв В. М.* Одномерные устойчивые распределения. М.: Наука, 1983. 304 с.
- [Иваницкий и др., 1998] *Иваницкий Г. Р., Медвинский А. Б., Деев А. А., Цыганов М. А.* От «демона Максвелла» к самоорганизации процессов массопереноса в живых системах // Успехи физ. наук. 1998. Т. 168. № 11. С. 1221–1233.
- [Иванов, 1969] *Иванов В. В.* Перенос излучения и спектры небесных тел. М.: Наука, 1969. 472 с.
- [Исмару, 1981] *Исмару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. Однократное рассеяние и теория переноса. М.: Мир, 1981. 280 с.
- [Кардашев, 2000] *Кардашев Н. С.* Радиотелескоп больше Земли. («Радиоастрон») // Земля и Вселенная. 2000. № 4. С. 3–10.
- [Кардашев, 2009] *Кардашев Н. С.* «Радиоастрон» — радиотелескоп много больше Земли. Научная программа // Успехи физ. наук. 2009. Т. 179. № 11. С. 1191–1202.
- [Клепиков, Шарков, 1983] *Клепиков И. Н., Шарков Е. А.* Излучение неоднородных неизоотермических сред: Препринт. Пр-801. М.: ИКИ АН СССР, 1983. 32 с.
- [Клепиков, Шарков, 1992] *Клепиков И. Н., Шарков Е. А.* Теоретические исследования собственного излучения резконеоднородных неизотермических сред // Исслед. Земли из космоса. 1992. № 6. С. 3–15.
- [Клугман, 1980] *Клугман И. Ю.* Диэлектрическая проницаемость электролитов // Журн. физической химии. 1980. Т. 54. № 8. С. 2045–2049.
- [Кондратьев, 1997] *Кондратьев К. Я.* Новый этап спутникового дистанционного зондирования средней атмосферы // Исслед. Земли из космоса. 1997. № 2. С. 121–134.
- [Кондратьев, Тимофеев, 1978] *Кондратьев К. Я., Тимофеев Ю. М.* Метеорологическое зондирование атмосферы из космоса. Л.: Гидрометеоздат, 1978. 280 с.
- [Кондратьев, Шульгина, 1971] *Кондратьев К. Я., Шульгина Е. М.* Определение характеристик почв по измерениям радиоизлучения // Докл. АН СССР. 1971. Т. 200. № 1. С. 88–90.
- [Кондратьев и др., 1970] *Кондратьев К. Я., Тимофеев Ю. М., Шульгина Е. М.* О возможности определения характеристик поверхностного слоя почвы по его тепловому радиоизлучению // Докл. АН СССР. 1970. Т. 194. № 6. С. 1313–1315.
- [Кондратьев и др., 1979] *Кондратьев К. Я., Григорьев А. А., Рабинович Ю. И., Шульгина Е. М.* Метеорологическое зондирование подстилающей поверхности из космоса. Л.: Гидрометеоздат, 1979. 246 с.
- [Костенко, 1973] *Костенко В. И.* Численная реализация алгоритма восстановления радиоизображения на примере распределения радиояркости Крабовидной ту-

- манности (одномерный случай) // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 5. С. 680–684.
- [Котляр, Новак, 1987] *Котляр И. Б., Новак Б. Л.* Оценка точности восстановления температурного профиля атмосферы по дистанционным измерениям в микроволновом диапазоне спектра 117–118,5 ГГц // Исслед. Земли из космоса. 1987. № 6. С. 57–62.
- [Котляр, Хапин, 1987] *Котляр И. Б., Хапин Ю. Б.* О радиоярких характеристиках атмосферы в линии 2,53 мм // Исслед. Земли из космоса. 1987. № 1. С. 39–44.
- [Красюк, Розенберг, 1970] *Красюк Н. П., Розенберг В. И.* Корабельная радиолокация и метеорология. Л.: Судостроение, 1970. 325 с.
- [Кротиков, 1962] *Кротиков В. Д.* Некоторые электрические характеристики земных пород и их сопоставление с характеристиками поверхностных слоев Луны // Изв. вузов. Радиофизика. 1962. Т. 5. № 6. С. 1057–1061.
- [Круг, 1936] *Круг К. А.* Основы электротехники. М.: ОНТИ, 1936. 887 с.
- [Крупенио, 1974] *Крупенио Н. Н.* Плотность поверхностного грунта Марса по данным радиофизических измерений на длине волны 3 см: Препринт. Пр-185. М.: ИКИ АН СССР, 1974. 28 с.
- [Кузьмин, Саломонович, 1964] *Кузьмин А. Д., Саломонович А. Е.* Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М.: Сов. радио, 1964. 184 с.
- [Ландау, Лифшиц, 1976] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Статистическая физика. Ч. 1. Т. 5. 3-е изд., испр. М.: Наука, 1976. 584 с.
- [Ландау, Лифшиц, 1982] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. Т. 8. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Наука. 1982. 620 с.
- [Левин, Рытов, 1967] *Левин М. Л., Рытов С. М.* Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967. 307 с.
- [Лоудон, 1976] *Лоудон Р.* Квантовая теория света: Пер. с англ. М.: Мир, 1976. 488 с.
- [Лященко и др., 1976] *Лященко А. К., Гончаров В. С., Ястремский П. С.* Диэлектрические свойства и структура водных растворов борной кислоты // Журн. структурной химии. 1976. Т. 17. № 3. С. 462–465.
- [Малкевич, 1973] *Малкевич М. С.* Оптические исследования атмосферы со спутников. М.: Наука, 1973. 303 с.
- [Мандель, Вольф, 2000] *Мандель Л., Вольф Э.* Оптическая когерентность и квантовая оптика. М.: Наука, 2000. 896 с.
- [Матвееко и др., 1983] *Матвееко Л. И., Сагдеев Р. З., Костенко В. И., Коган Л. Р., Молотов Е. П., Игнатов С. П., Северный А. Б., Моисеев И. Г., Ефанов В. А., Сороченко Р. Л., Мартиросян Р. М., Аслоян А. М.* Трёхэлементный радиоинтерферометр со сверхдлинными базами // Письма в астрономич. журн. 1983. Т. 9. № 7. С. 415–420.
- [Мериакри и др., 1980] *Мериакри В. В., Аплеталин В. Н., Копнин А. Н., Крафтмахер Г. А., Семенов М. Г., Ушаткин Е. Ф., Чигряй Е. Е.* Субмиллиметровая ЛОВ-спектроскопия и её применение // Проблемы современной радиотехники и электроники. М.: Наука, 1980. С. 164–180.
- [Милицкий и др., 1975] *Милицкий Ю. А., Струков И. А., Эткин В. С.* Высокочувствительный радиометр 8-миллиметрового диапазона волн с широкополосным параметрическим усилителем // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 5. С. 773–774.
- [Милицкий и др., 1978] *Милицкий Ю. А., Райзер В. Ю., Шарков Е. А., Эткин В. С.* О тепловом радиоизлучении пенообразных структур // Журн. тех. физики. 1978. Т. 48. № 5. С. 1031–1033.
- [Монин, Шишков, 2000] *Монин А. С., Шишков Ю. А.* Климат как задача физики // Успехи физ. наук. 2000. Т. 170. № 4. С. 419–445.
- [Монин, Яглом, 1965] *Монин А. С., Яглом А. М.* Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. Т. 1. М.: Наука, 1965. 641 с.
- [Нигматулин Р. И., 1978] *Нигматулин Р. И.* Основы механики гетерогенных смесей. М.: Наука, 1978. 250 с.
- [Николис, Пригожин, 1979] *Николис Г., Пригожин И.* Самоорганизация в неравновесных средах. М.: Мир, 1979. 512 с.

- [Новак и др., 1983] *Новак Б.Л., Трохимовский Ю.Г., Эткин В.С.* Оптимизация рабочих длин волн в задаче определения параметров системы океан – атмосфера по радиотепловым СВЧ-измерениям // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1983. Т. 19. № 9. С. 944–949.
- [Онищенко, Шарков, 1982] *Онищенко С.Г., Шарков Е.А.* Об особенностях частотных характеристик диэлектрических параметров концентрированных электролитов // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. № 10. С. 2050–2053.
- [Оцисик, 1976] *Оцисик М.Н.* Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976. 616 с.
- [Пархоменко, 1965] *Пархоменко Е.И.* Электрические свойства горных пород. М.: Наука. 1965. 315 с.
- [Пеннер, 1963] *Пеннер С.С.* Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов: Пер. с англ. под ред. Н.Н. Соболева. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 492 с.
- [Планк, 2006] *Планк М.* Теория теплового излучения: Пер. с нем. 2-е изд., стер. М.: КомКнига, 2006. 208 с.
- [Попов, Шарков, 1976] *Попов А.Е., Шарков Е.А.* О влиянии амплитудно-частотной характеристики радиометрической системы на приём радиоизлучения слоистых сред // Радиотехника и электроника. 1976. Т. 21. № 2. С. 405–408.
- [Попов и др., 1974] *Попов А.Е., Шарков Е.А., Эткин В.С.* Характеристики излучения влажных грунтов в СВЧ-диапазоне // Метеорология и гидрология. 1974. № 10. С. 49–57.
- [Попов и др., 1976] *Попов А.Е., Шарков Е.А., Ширяева Т.А., Эткин В.С.* Излучательные характеристики слоистых влажных структур в СВЧ-диапазоне // Тр. Гос. гидрологич. ин-та. Вып. 237. Л., 1976. С. 143–147.
- [Пределы..., 1997] Пределы предсказуемости / Под ред. Кравцова Ю.А. М.: ЦентрКом, 1997. 256 с.
- [Рабинович, Мелентьев, 1970] *Рабинович Ю.И., Мелентьев В.В.* Влияние температуры и солёности на излучение гладкой водной поверхности в сантиметровом диапазоне // Тр. Главной геофиз. обсерватории. 1970. Вып. 235. С. 78–123.
- [Рабинович и др., 1968] *Рабинович Ю.И., Шукин Г.Г., Волков В.Г.* О возможных погрешностях абсолютных измерений радиоизлучения // Тр. Главной геофиз. обсерватории. 1968. Вып. 222. С. 138–148.
- [Раев и др., 1975] *Раев М.Д., Шарков Е.А., Эткин В.С., Ширяева Т.А.* О расчёте радиотеплового излучения многослойных структур методом ориентированных графов с применением ЭВМ // Радиотехника и электроника. 1975. Т. 20. № 3. С. 632–635.
- [Райзер, Шарков, 1981] *Райзер В.Ю., Шарков Е.А.* К вопросу об электродинамическом описании плотно упакованных дисперсных систем // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 7. С. 809–818.
- [Райзер и др., 1975a] *Райзер В.Ю., Шарков Е.А., Эткин В.С.* О тепловом радиоизлучении загрязненной морской поверхности: Препринт. Пр-237. М.: ИКИ АН СССР, 1975. 31 с.
- [Райзер и др., 1975b] *Райзер В.Ю., Шарков Е.А., Эткин В.С.* Влияние температуры и солёности на радиоизлучение гладкой морской поверхности в дециметровом и метровом диапазонах // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1975. Т. 11. № 6. С. 652–665.
- [Репина и др., 2012] *Репина И.А., Тихонов В.В., Алексеева Т.А., Иванов В.В., Раев М.Д., Шарков Е.А., Боярский Д.А., Комарова Н.Ю.* Электродинамическая модель излучения арктического ледяного покрова для решения задач спутниковой микроволновой радиометрии // Исслед. Земли из космоса. 2012. № 5. С. 29–36.
- [Розенберг, 1972] *Розенберг В.И.* Электромагнитное рассеяние и поглощение атмосферными частицами. Л.: Гидрометеиздат, 1972. 348 с.
- [Рытов, 1953] *Рытов С.М.* Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. М.: Изд-во АН СССР. 1953. 232 с.
- [Рытов, 1966] *Рытов С.М.* Введение в статистическую физику. М.: Наука, 1966. 404 с.

- [Рытов и др., 1978] *Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
- [Саворский и др., 2000] *Саворский В. П., Арманд Н. А., Мильшин А. А.* Экспериментальная методика восстановления эффективной диаграммы направленности бортового радиометра методом локальной регуляризации // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45. № 10. С. 1210–1213.
- [Садовский и др., 2013] *Садовский И. Н., Кузьмин А. В., Шарков Е. А., Сазонов Д. С., Пашинов Е. В., Ашеко А. А., Батулин С. А.* Анализ моделей диэлектрической проницаемости водной среды, используемых в задачах дистанционного зондирования акваторий: Препринт. М.: ИКИ РАН, 2013. Пр-2172. 60 с.
- [Сакерин, Кабанов, 1997] *Сакерин С. М., Кабанов Д. М.* Использование локальной и интегральной влажностных характеристик для оценки вертикального профиля // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 1. С. 87–96.
- [Самойлов, 1957] *Самойлов О. Я.* Структура водных растворов электролитов и гидратация ионов. М.: Изд-во АН СССР. 1957. 179 с.
- [Саркисов, 2006] *Саркисов Г. Н.* Структурные модели воды // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. № 8. С. 833–845.
- [Сеидов, 1989] *Сеидов Д. Г.* Синергетика океанических процессов. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 287 с.
- [Синюков, 1976] *Синюков В. В.* Структура одноатомных жидкостей, воды и водных растворов электролитов. Историко-химический анализ. М.: Наука. 1976. 256 с.
- [Скулачев, 2010] *Скулачев Д. П.* Корреляция данных по анизотропии реликтового излучения в экспериментах WMAP и «Реликт-1» // Успехи физ. наук. 2010. Т. 180. № 4. С. 389–392.
- [Смирнов, 1984] *Смирнов М. Т.* Моделирование радиоизлучения дождя методом Монте-Карло // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1984. Т. 12. № 9. С. 820–826.
- [Смирнов, Шарков, 1979] *Смирнов А. И., Шарков Е. А.* О диэлектрических и излучательных характеристиках сильно минерализованных солевых растворов // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 10. С. 1285–1287.
- [Соболев, 1956] *Соболев В. В.* Перенос лучистой энергии в атмосферах звёзд и планет. М.: Гостехиздат, 1956. 393 с.
- [Согласнова, Шоломицкий, 1971] *Согласнова В. А., Шоломицкий Г. Б.* О болометрических измерениях микроволнового реликтового фона: Препринт. Пр-90. М.: ИКИ АН СССР, 1971. 8 с.
- [Справочник..., 1976] Справочник по радиолокации. В 4-х т. Т. 1. Основы радиолокации / Ред. Сколник М. М.: Сов. радио. 1976. 455 с.
- [Стреттон, 1948] *Стреттон Дж. А.* Теория электромагнетизма. М.-Л.: Гостехиздат, 1948. 539 с.
- [Струков, Скулачёв, 1984] *Струков И. А., Скулачёв Л. П.* Эксперимент «Реликт». Первый результат // Письма в астроном. журн. 1984. Т. 10. № 1. С. 3–13.
- [Струков, Скулачёв, 1986] *Струков И. А., Скулачёв Л. П.* Исследование анизотропии реликтового фона Вселенной. Эксперимент «Реликт» // Итоги науки и техники. Астрономия. Т. 31. Астрофизика и космическая физика / Под ред. Р. А. Сюняева. М.: ВИНТИ, 1986. С. 37–73.
- [Таблицы..., 1968] Таблицы рассеяния света. Т. 3. Коэффициенты экстинкции, рассеяния и давления луча / Ред. Шифрин К. С. М.: Гидрометеоздат, 1968. 350 с.
- [Тихонов, 1982] *Тихонов В. И.* Статистическая радиотехника. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Радио и связь, 1982. 624 с.
- [Тихонов, Арсенин, 1979] *Тихонов А. Н., Арсенин В. Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 288 с.
- [Тихонов и др., 2014] *Тихонов В. В., Репина И. А., Раев М. Д., Шарков Е. А., Боярский Д. А., Комарова Н. Ю.* Новый алгоритм восстановления сплочённости морского ледяного покрова по данным пассивного микроволнового зондирования // Исслед. Земли из космоса. 2014. № 2. С. 35–43.

- [Тихонова, Троицкий, 1970] *Тихонова Т. В., Троицкий В. С.* Собственное излучение Луны и физические свойства её поверхности // Изв. вузов. Радифизика. 1970. Т. 13. № 9. С. 1273–1311.
- [Томпсон и др., 2003] *Томпсон А. Р., Моран Д. М., Свенсон Д. У.* Интерферометрия и синтез в радиоастрономии: Пер. с англ. / Под ред. Л. И. Матвеевко. 2-е изд. М.: Физматлит, 2003. 624 с.
- [Троицкий, 1951] *Троицкий В. С.* К теории измерения слабых сигналов с протяжённым спектром // Журн. технич. физики. 1951. Т. 21. № 3. С. 994–1003.
- [Троицкий, 1954] *Троицкий В. С.* К теории радиоизлучения Луны // *Астрономич. журн.* 1954. Т. 31. № 6. С. 511–528.
- [Троицкий, 1967] *Троицкий В. С.* Результаты исследования Луны по её собственному излучению // Изв. вузов. Радифизика. 1967. Т. 10. № 9–10. С. 1266–1282.
- [Тучков, 1968] *Тучков Л. Т.* Естественные шумовые излучения в радиоканалах. М.: Сов. радио, 1968. 152 с.
- [Усманов, 1996] *Усманов С. М.* Релаксационная поляризация диэлектриков. Расчёт спектров времён диэлектрической релаксации. М.: Наука, 1996. 144 с.
- [Феллер, 1984] *Феллер В.* Введение в теорию вероятностей и её приложения. В 2 т. Т. 1: Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 528 с.
- [Физика..., 1986] *Физика космоса: Маленькая энциклопедия* / Ред. Сюняев Р. А. М.: Сов. энциклопедия. 1986. 783 с.
- [Физический..., 1984] *Физический энциклопедический словарь* / Гл. ред. А. М. Прохоров. Ред. кол. Д. М. Алексеев, А. М. Бонч-Бруевич, А. С. Боровик-Романов и др. М.: Сов. энциклопедия, 1984. 944 с.
- [Финкельштейн, Мендельсон, 1980] *Финкельштейн М. И., Мендельсон В. Л.* О соотношении между энергетическими коэффициентами отражений и пропускания электромагнитной волны на границе двух поглощающих сред // *Радиотехника и электроника.* 1980. Т. 25. № 7. С. 1524–1526.
- [Френкель, 1975] *Френкель Ю. И.* Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. 592 с.
- [Фриш, 1998] *Фриш У.* Турбулентность. Наследие А. Н. Колмогорова. М.: ФАЗИС, 1998. 346 с.
- [Хакен, 1985] *Хакен Г.* Синергетика: Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах: Пер. с англ. М.: Мир, 1985. 423 с.
- [Харкевич, 2009] *Харкевич А. А.* Спектры и анализ. 5-е изд. М.: Кн. дом «ЛИБРОКОМ», 2009. 240 с.
- [Хорн, 1972] *Хорн Р.* Морская химия (структура воды и химия гидросферы): Пер. с англ. Ю. П. Алешко-Ожевского, Г. Н. Батурина. М.: Мир, 1972. 400 с.
- [Хюлст, 1961] *Хюлст Ван де.* Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 537 с.
- [Цейтлин, 1966] *Цейтлин Н. М.* Применение радиоастрономических методов в антенной технике. М.: Сов. радио, 1966. 213 с.
- [Цейтлин, 1975] *Цейтлин Н. М.* Антенная техника и радиоастрономия. М.: Сов. радио, 1975. 359 с.
- [Чандрасекар, 1953] *Чандрасекар С.* Перенос лучистой энергии. М.: Изд-во иностр. лит., 1953. 432 с.
- [Чёрный, Шарков, 1988] *Чёрный И. В., Шарков Е. А.* Радиодистанционные исследования процесса обрушения морской волны // *Исслед. Земли из космоса.* 1988. № 2. С. 17–28.
- [Чёрный, Шарков, 1991a] *Чёрный И. В., Шарков Е. А.* Электродинамика дискретных концентрированных сред с поглощающими рассеивателями: Препринт. Пр-1753. М.: ИКИ РАН. 1991. 40 с.
- [Чёрный, Шарков, 1991б] *Чёрный И. В., Шарков Е. А.* Особенности обратного рассеяния электромагнитных волн концентрированными аэродисперсными средами // *Письма в ЖТФ.* 1991. Т. 17. № 3. С. 73–74.
- [Шапировская, 1973] *Шапировская Н. Я.* О поляризационных радиотепловых исследованиях поверхностей с космических аппаратов // *Космич. исслед.* 1973. Т. 11. № 6. С. 907–912.

- [Шарков, 1978] Шарков Е. А. Об использовании радиотепловых систем СВЧ для исследования теплового взаимодействия в переходном слое границы океан – атмосфера // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. № 3. С. 655–658.
- [Шарков, 1983] Шарков Е. А. О выборе релаксационной модели диэлектрических свойств воды для задач дистанционного зондирования: Препринт. Пр-800. М.: ИКИ РАН, 1983. 30 с.
- [Шарков, 1984] Шарков Е. А. К вопросу о релаксационной модели диэлектрических свойств концентрированных электролитов // Журн. физ. химии. 1984. Т. 58. № 7. С. 1705–1710.
- [Шарков, 1995] Шарков Е. А. Анализ и развитие релаксационных моделей диэлектрических свойств воды для задач дистанционного зондирования // Исслед. Земли из космоса. 1995. № 6. С. 18–27.
- [Шарков, 2009] Шарков Е. А. Обрушающиеся морские волны: структура, геометрия, электродинамика. М.: Науч. мир, 2009. 304 с.
- [Шарков, Афонин, 2012] Шарков Е. А., Афонин В. В. Глобальный тропический циклогенез и 27-суточные вариации солнечной активности // Исслед. Земли из космоса. 2012. № 1. С. 21–28.
- [Шарков, Эткин, 1976] Шарков Е. А., Эткин В. С. Возможности дистанционного исследования поверхности Земли при помощи радиофизических систем // Космич. исслед. природной среды. М.: Наука, 1976. С. 99–109.
- [Шёпф, 1981] Шёпф Х.-Г. От Кирхгофа до Планка: Пер. с нем. М.: Мир, 1981. 192 с.
- [Шифрин, 1951] Шифрин К. С. Рассеяние света в мутных средах. М.: Гостехиздат, 1951. 288 с.
- [Шифрин, 1971] Шифрин К. С. Исследование свойств веществ при однократном рассеянии // Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света. Минск: Наука и техника, 1971. С. 228–244.
- [Шульгина, 1975] Шульгина Е. М. Радиоизлучение вертикально неоднородных сред // Тр. Гос. геофиз. обсерватории. 1975. Вып. 331. С. 64–72.
- [Шустер, 1988] Шустер Г. Детерминированный хаос: введение: Пер. с нем. М.: Мир, 1988. 253 с.
- [Шуко, Карташев, 1999] Шуко О. Б., Карташев Д. В. Зависимость радиоизлучения Меркурия от структуры верхних покровов и состава // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42. № 3. С. 203–214.
- [Ястремский, 1961] Ястремский П. С. Диэлектрическая проницаемость и структура водных растворов электролитов // Журн. структурной химии. 1961. Т. 2. № 3. С. 268–278.
- [Abbas et al., 1996] Abbas M. M., Michelsen H. A., Gunson M. R., Abrams M. C., Newchurch M. J., Salawitch R. J., Chang A. Y., Goldman A., Irion F. W., Manney G. L., Moyer E. J., Nagaraju R., Risland C. P., Stiller G. P., Zander R. Seasonal variations of water vapour in the lower stratosphere inferred from ATMOS/ATLAS-3 measurements of H₂O and CH₄ // Geophysical Research Letters. 1996. V. 23. N. 17. P. 2401–2404.
- [Afsar, Hasted, 1977] Afsar M. N., Hasted J. B. Measurement of the optical constants of liquid H₂O and D₂O between 6 and 450 cm⁻¹ // J. Optical Society of America. 1977. V. 67. N. 7. P. 902–904.
- [Allison et al., 1974] Allison L. J., Rodgers E. B., Wilheit T. T., Fett R. W. Tropical cyclone rainfall as measured by the Nimbus-5 electrically scanning microwave radiometer // Bull. American Meteorological Soc. 1974. V. 55. N. 9. P. 1074–1089.
- [Andrade et al., 1998] Andrade R. F. S., Schellnhuber H. J., Clausen M. Analysis of rainfall records: possible relation to self-organized criticality // Physica A. 1998. V. 254. N. 3–4. P. 557–568.
- [Angell, 1982] Angell C. A. Super cooled water // Water. A comprehensive treatise. 1982. V. 7. N. Y., L.: Plenum Press. P. 1–81.
- [Anselmet et al., 2001] Anselmet F., Antonia R. A., Danaila L. Turbulent flows and intermittency in laboratory experiments // Planetary and Space Science. 2001. V. 49. N. 12. P. 1177–1191.

- [Apresyan, Kravtsov, 1996] *Apresyan L. A., Kravtsov Yu. A.* Radiation transfer: statistical and wave aspects. Amsterdam: Gordon and Breach Publ., 1996. 456 p.
- [Arkin, Xie, 1994] *Arkin P. A., Xie P.* The Global Precipitation Climatology Project: First Algorithm Intercomparison Project // *Bull. American Meteorological Soc.* 1994. V. 75. P. 401–419.
- [Arrault et al., 1997] *Arrault J., Arneodo A., Davis A., Marshak A.* Wavelet based multifractal analysis of rough surfaces: application to cloud models and satellite data // *Physical Review Letters.* 1997. V. 79. N. 1. P. 75–78.
- [Bak et al., 1987] *Bak P., Tang C., Wiesenfeld K.* Self-organized criticality: an explanation of $1/f$ noise // *Physical Review Letters.* 1987. V. 59. N. 4. P. 381–384.
- [Barichello et al., 1998] *Barichello L. B., Garcia R. D. M., Siewert C. E.* A spherical-harmonics solution for radiative-transfer problems with reflecting boundaries and internal sources // *Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* 1998. V. 60. N. 2. P. 247–260.
- [Barreiro, 2000] *Barreiro R. B.* The cosmic microwave background state of the art // *New Astronomy Review.* 2000. V. 44. N. 3. P. 179–204.
- [Barthel et al., 1970] *Barthel J., Schmithals F., Behret H.* Untersuchungen zur Dispersion der komplexen Dielektrizitäts-Konstante wässriger und nicht wässriger Electrolytösungen // *Zeitschrift für Physik. Chemie.* 1970. V. 71. Bd. 1–3. S. 115–131.
- [Bauer et al., 1986] *Bauer A., Duterage B., Godon M.* Temperature dependence of water-vapor absorption in the wing of the 183 GHz line // *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* 1986. V. 36. N. 4. P. 307–318.
- [Bell, 1972] *Bell R. J.* Introductory Fourier transform spectroscopy. N. Y., L.: Academic Press, 1972. 350 p.
- [Beniston, 1998] *Beniston M.* From Turbulence to Climate. Numerical Investigations of the Atmosphere with a Hierarchy of Models. Berlin: Springer, 1998. 328 p.
- [Bevilacqua et al., 1996] *Bevilacqua R. M., Kriebel D. L., Pails T. A., Aelling C. P., Siskind D. E., Daehler M., Olivero J. J., Puliafito S. E., Hartmann G. K., Kampfer N., Berg A., Croskey C. L.* MAS measurements of the latitudinal distribution of water vapor and ozone in the mesosphere and lower thermosphere // *Geophysical Research Letters.* 1996. V. 23. N. 17. P. 2317–2320.
- [Beyond..., 1998] *Beyond El Nino. Decadal Variability in the Climate Systems* / Ed. Navarra A. L., Berlin etc.: Springer, 1998. 374 p.
- [Bhandari, 1985] *Bhandari R.* Scattering coefficients for a multilayered sphere: analytic expressions and algorithms // *Applied Optics.* 1985. V. 24. N. 13. P. 1960–1967.
- [Birrer et al., 1982] *Birrer I. J., Bracalente E. M., Dome G. J., Berthold G.* Signature of the Amazon rain forest obtained from the Seasat scatterometer // *IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing.* 1982. V. 20. N. 1. P. 11–17.
- [Blinn et al., 1972] *Blinn J. C., Conel J. E., Quade J. G.* Microwave emission from geological materials: observation of interference effects // *J. Geophysical Research.* 1972. V. 77. N. 23. P. 4366–4378.
- [Blue, 1980] *Blue M. D.* Permittivity of ice and water at millimeter wavelengths // *J. Geophysical Research.* 1980. V. 85. N. 2. P. 1101–1106.
- [Blume, Kendall, 1982] *Blume H. J., Kendall B.* Passive microwave measurements of temperature and salinity in coastal zones // *IEEE Trans. Geophysical Remote Sensing.* 1982. V. 20. N. 3. P. 394–404.
- [Blume et al., 1978] *Blume H., Kendall B., Swift C.* Advanced systems requirements for ocean observations via microwave radiometers: AIAA Paper. 1978. N. 1737. 6 p.
- [Bouman, Newell, 1998] *Bouman C., Newell A. C.* Natural patterns and wavelets // *Review of Modern Physics.* 1998. V. 70. N. 1. P. 289–301.
- [Boyarskii et al., 1994] *Boyarskii D. A., Tikhonov V. V., Kleeorin N. I., Mirovskij V. G.* Inclusion of scattering losses in the models of the effective permittivity of dielectric mixtures and applications to wet snow // *J. Electromagnetic Waves and Applications.* 1994. V. 8. N. 11. P. 1395–1410.
- [Boyarskii et al., 2001] *Boyarskii D. A., Tikhonov V. V., Komarova N. Yu.* Model of dielectric constant of bound water for applications of microwave remote sensing // *Progress in Electromagnetics Research.* 2001. V. 35. P. 251–270.

- [Bracewell, Roberts, 1954] *Bracewell R. N., Roberts J. A.* Aerial smoothing in radioastronomy // Australian J. Physics. 1954. V. 7. N. 12. P. 615–640.
- [Brown, 1999] *Brown L.* A radar history of World War II: technical and military imperatives. IOP, Philadelphina, 1999. 563 p.
- [Burdette et al., 1980] *Burdette E., Coin F., Seols J.* In vivo probe measurement technique for determining dielectric properties at VHF through microwave frequency // IEEE Trans. Microwave Theory Technology. 1980. V. 28. N. 4. P. 414–427.
- [Burke, Simmonds, 2001] *Burke E. J., Simmonds L. P.* Passive microwave emission from smooth bare soils: developing a simple model to predict near surface water content // Intern. J. Remote Sensing. 2001. V. 22. N. 18. P. 3747–3761.
- [Burroughs, Tebbens, 2001] *Burroughs S. M., Tebbens S. F.* Upper-truncated power laws in natural systems // Pure Applied Geophysics. 2001. V. 158. N. 4. P. 741–757.
- [Cahalan, 1989] *Cahalan R. F.* Overview of fractal clouds // Advances in remote sensing retrieval methods / Ed. Deepak A., Fleming H. E., Theon J. S., Hampton Va. 1989. P. 371–389.
- [Callen, Green, 1952] *Callen H. B., Green R. F.* On a theorem of irreversible thermodynamics. I // Physical Review. 1952. V. 86. N. 5. P. 704–710.
- [Callen, Welton, 1951] *Callen H. B., Welton T. A.* Irreversibility and generalized noise // Physical Review. 1951. V. 83. N. 1. P. 34–41.
- [Calvet et al., 1995] *Calvet J. C., Wigneron J. P., Chanzy A., Haboudane D.* Retrieval of surface parameters from microwave radiometry over open canopies at high frequencies // Remote Sensing of Environment. 1995. V. 53. N. 1. P. 46–60.
- [Calvet et al., 1996] *Calvet J. C., Chanzy A., Wigneron J. P.* Surface temperature and soil moisture retrieval in the Sahel from airborne multifrequency microwave radiometry // IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing. 1996. V. 34. N. 2. P. 588–600.
- [Camps, Swift, 2000] *Camps A., Swift C. T.* Two-dimensional Doppler-radiometers for Earth observation // IEEE IGARSS'2000 Proc. 2000. V. 7. P. 2997–2999.
- [Camps et al., 1997] *Camps A., Torres F., Corbella I., Bara J., Soler X.* Calibration and experimental results of a two-dimensional interferometric radiometer laboratory prototype // Radio Science. 1997. V. 32. N. 5. P. 1821–1832.
- [Camps et al., 1998] *Camps A., Corbella I., Bara J., Torres F.* Radiometric sensitivity computation in aperture synthetic interferometric radiometer // IEEE Trans. Geosciences Remote Sensing. 1998. V. 36. N. 2. P. 680–685.
- [Carvalho et al., 2001] *Carvalho L. M. T., Fonseca L. M. G., Murtagh F., Clevers J. G. P. W.* Digital change detection with the aid of multiresolution wavelet analysis // Intern. J. Remote Sensing. 2001. V. 22. N. 18. P. 3871–3876.
- [Carver et al., 1985] *Carver K. R., Elachi C., Ulaby F. T.* Microwave remote sensing from space // Proc. IEEE. 1985. V. 73. N. 6. P. 970–996.
- [Chang, Chiu, 1997] *Chang A. T. C., Chiu L. S.* Uncertainty in satellite rainfall estimates: time series comparison // Advances in Space Research. 1997. V. 19. N. 3. P. 469–472.
- [Chen, Dong, 1996] *Chen G., Dong X.* From chaos to order. Perspectives and methodologies. World Scientific, Singapore etc. 1996. 300 p.
- [Chen et al., 1997] *Chen D., Engman E. T., Brutsaert W.* Spatial distribution and pattern persistence of surface soil moisture and temperature over prairie from remote sensing // Remote Sensing Environment. 1997. V. 61. N. 5. P. 347–360.
- [Choudhury, 1987] *Choudhury J. R.* Estimate of primary productivity over the Thar Desert based upon Nimbus-7 37 GHz data: 1979–1985 // Intern. J. Remote Sensing. 1987. V. 8. N. 12. P. 1885–1890.
- [Christensen et al., 1966] *Christensen J. H., Smith A., Reed R., Elmore K.* Dielectric properties of the microwave phosphoric acid solution at 25 °C // J. Chemical Engineering Data. 1966. V. 11. N. 4. P. 60–63.
- [Chui, 1992] *Chui Ch. K.* An introduction to wavelets. N. Y.: Academic Press, 1992. 266 p.
- [Cole, Cole, 1941] *Cole K. S., Cole R. H.* Dispersion and absorption in dielectric. I. Alternating currents characteristics // J. Chemical Physics. 1941. V. 9. N. 4. P. 341–351.
- [Colton, Poe, 1999] *Colton M. C., Poe G. A.* Intersensor calibration of DMSP SSM/I's: F-8 to F-14, 1987–1997 // IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing. 1999. V. 37. N. 1. P. 418–439.

- [Comiso, 2000] Comiso J. C. Variability and trends in Antarctic surface temperatures from in situ and satellite infrared measurements // *J. Climate*. 2000. V. 13. N. 10. P. 1674–1696.
- [Comiso, Kwok, 1996] Comiso J. C., Kwok R. Surface and radiative characteristics of the summer Arctic sea ice from multisensor satellite observations // *J. Geophysical Research*. 1996. V. 101. N. C12. P. 28 397–28 416.
- [Conwell et al., 1984] *Conwell P. R., Barber P. W., Rushforth C. K.* Resonant spectra of dielectric spheres // *J. Optical Society of America A*. 1984. V. 1. N. 1. P. 62–67.
- [Cressie, 1993] *Cressie N. A. C.* Statistics for spatial data. N. Y.: John Wiley and Sons, 1993. 900 p.
- [Crow, Wood, 1999] *Crow W. T., Wood E. F.* Multi-scale dynamics of soil moisture variability observed during SGP'97 // *Geophysical Research Letters*. 1999. V. 26. N. 23. P. 3485–3488.
- [Davidson, Cole, 1950] *Davidson D. W., Cole R. H.* Dielectric relaxation in glycerine // *J. Chemical Physics*. 1950. V. 18. N. 10. P. 1417–1418.
- [Davis et al., 1994] *Davis A., Marshak A., Wiscombe W., Cahalan R.* Multifractal characterizations of nonstationary and intermittency in geophysical fields: observed, retrieved, or simulated // *J. Geophysical Research*. 1994. V. 99. N. D4. P. 8055–8072.
- [Davis et al., 1996] *Davis A., Marshak A., Wiscombe W., Cahalan R.* Multifractal characterizations of intermittency in nonstationary geophysical signals and fields. A model-based perspective on ergodicity issues illustrated with cloud data // *Current topics in nonstationary analysis* / Ed. Trevino G., Hardin J., Douglas B., Andreas E. Singapore: World-Scientific, 1996. P. 97–158.
- [Debye, 1929] *Debye P.* Polar molecules. N. Y.: The Chemical Catalog Company, Inc. 1929. 172 p.
- [Dong et al., 2000a] *Dong X., Wu J., Zhu Y., Sun B., Jiang J.* The design and implementation of CAS C-band interferometric synthetic radiometer // *IEEE IGARSS'2000 Proc.* V. 2. P. 866–868.
- [Dong et al., 2000b] *Dong X., Zhu S., Zhang D., Sun B., Liu H., Jiang J.* The design and implementation of the scatterometer of China advanced microwave remote sensor // *IEEE IGARSS'2000 Proc.* V. 2. P. 863–865.
- [Doviak, Lee, 1985] *Doviak R. J., Lee J. T.* Radar for storm forecasting and weather hazard warning // *J. Aircraft*. 1985. V. 22. N. 12. P. 1059–1064.
- [Droppleman et al., 1970] *Droppleman J. D., Mennella R. A., Evans D. E.* An airborne measurement of the salinity variations of the Mississippi river outflow // *J. Geophysical Research*. 1970. V. 75. N. 30. P. 5909–5913.
- [Dubois, 1998] *Dubois J.* Non-linear dynamics in geophysics. Chichester, N. Y., etc.: John Wiley and Sons/PRAXIS, 1998. 261 p.
- [El Nino..., 1993] El Nino: historical and paleoclimatic aspects of the Southern Oscillation / Eds. Diaz H. F., Margraf V. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993. 490 p.
- [England, 1974]. *England A. W.* Thermal microwave emission from a halfspace containing scatterers // *Radio Science*. 1974. V. 9. N. 4. P. 447–454.
- [England, 1975] *England A. W.* Thermal microwave emission from a scattering layer // *J. Geophysical Research*. 1975. V. 80. N. 12. P. 4484–4496.
- [Engman, 1997] *Engman E. T.* Soil moisture, the hydrologic interface between surface and ground waters // *Remote Sensing and Geographic Information Systems for Design and Operation of Water Resources Systems*. IAHS Publ. 1997. N. 242. P. 129–140.
- [Feder, 2000] *Feder T.* Radio astronomers plan mammoth telescope // *Physics Today*. 2000. V. 53. N. 10. P. 70–71.
- [Ferrazzoli, Guerriero, 1996] *Ferrazzoli P., Guerriero L.* Passive microwave remote sensing of forests: a model investigation // *IEEE Trans. Geosciences Remote Sensing*. 1996. V. 34. N. 2. P. 433–443.
- [Ferrazzoli et al., 2000] *Ferrazzoli P., Wigneron J.-P., Guerriero L., Chanzy A.* Multifrequency emission of wheat: modeling and applications // *IEEE Trans. Geosciences Remote Sensing*. 2000. V. 38. N. 6. P. 2598–2607.

- [Franceschetti et al., 1996] *Franceschetti G., Migliaccio M., Riccio D.* An electromagnetic fractal-based model for the study of fading // *Radio Science*. 1996. V. 31. N. 6. P. 1749–1759.
- [Franceschetti et al., 1999a] *Franceschetti G., Iodice A., Migliaccio M., Riccio D.* Fractals and the small perturbation scattering model // *Radio Science*. 1999. V. 34. N. 5. P. 1043–1054.
- [Franceschetti et al., 1999b] *Franceschetti G., Iodice A., Migliaccio M., Riccio D.* Scattering from natural rough surfaces modeled by fractional Brownian motion two-dimensional processes // *IEEE Trans. Antennas Propagation*. 1999. V. 47. N. 9. P. 1405–1415.
- [Frick et al., 2001] *Frick P., Beck R., Berkhuijsen E., Patrikeyev I.* Scaling and correlation analysis of galactic images // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2001. V. 327. N. 4. P. 1145–1157.
- [Fujita et al., 2000] *Fujita S., Matsuoka T., Ishida T., Matsuoka K., Mae S.* A summary of the complex dielectric permittivity of ice in the meahahertz range and its applications for radar sounding of polar ice sheets // *Physics of ice core records / Ed. T. Hondoh*. Sapporo: Hokkaido University Press, 2000. P. 185–212.
- [Fung, Chen, 1981] *Fung A. K., Chen M. F.* Emission from an inhomogeneous layer irregular interfaces // *Radio Science*. 1981. V. 16. N. 3. P. 289–298.
- [Gasiewski, Johnson, 1993] *Gasiewski A. J., Johnson J. T.* Statistical temperature profile retrievals in clear-air using passive 118 GHz observations // *IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing*. 1993. V. 31. N. 1. P. 106–115.
- [Gaspard, 1997] *Gaspard P.* Chaos and hydrodynamics // *Physica A*. 1997. V. 240. N. 1–2. P. 54–67.
- [Ghanem, Romeo, 2001] *Ghanem R., Romeo F.* A wavelet-based approach for model and parameter identification of non-linear systems // *Intern. J. Non-Linear Mechanics*. 2001. V. 36. N. 5. P. 835–859.
- [Gloersen et al., 1974] *Gloersen P., Wilheit T. T., Chang T. C., Nordberg W., Campbell W. J.* Microwave maps of the polar ice of the Earth // *Bull. American Meteorological Soc.* 1974. V. 55. N. 12. P. 1442–1448.
- [Grant, Shack, 1967] *Grant E., Shack R.* Complex permittivity measurement at 8,6 mm wavelength over temperature range 1–60 °C // *J. Applied Physics*. 1967. V. 18. N. 12. P. 1807–1814.
- [Grant et al., 1957] *Grant E., Buchman T., Cook H.* Dielectric behavior of water at microwave frequencies // *J. Chemical Physics*. 1957. V. 26. N. 1. P. 156–161.
- [Greving, 2000] *Grevinh M.* Annual Report / Institut de Radio Astronomie Millimétrique. Domaine Universitaire de Grenoble, France. 2000. 76 p.
- [Grimm, 2002] *Grimm R. E.* Low-frequency electromagnetic exploration for groundwater on Mars // *J. Geophysical Research*. 2002. V. 107. N. E2. P. 1-1–1-29.
- [Goutoule, De Boer, 2000] *Goutoule J. M., De Boer F.* Large interferometer antenna synthesised by satellites in formation for Earth remote sensing // *IEEE IGARSS'2000 Proc.* V. 2. P. 869–870.
- [Haroules, Brown, 1968] *Haroules G. G., Brown W. E.* Radiometric measurement of attenuation and emission by the Earth's atmosphere at wavelengths from 4 cm to 8 mm // *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques*. 1968. V. 16. N. 9. P. 611–621.
- [Harris, O'Konski, 1957] *Harris F. E., O'Konski C. T.* Dielectric properties of aqueous ionic solution at microwave frequencies // *J. Physical Chemistry*. 1957. V. 61. N. 3. P. 310–319.
- [Hartmann et al., 1996] *Hartmann G. K., Bevilacqua R. M., Schwartz P. R., Kampfer N., Kunzi K. F., Aellig C. P., Rerg A., Boogaerts W., Connor B. J., Crosskey C. L., Daehler M., Degenhardt W., Dicken H. D., Goldiezen D., Kriebel D., Langen J., Loidl A., Olivero J. J., Pauls T. A., Puliafito S. E., Richards M. L., Rudin C., Tsou J. J., Waltman W. B., Umluft G., Zwick R.* Measurements of O₃, H₂O and ClO in the middle atmosphere using the millimeter-wave atmospheric sounder (MAS) // *Geophysical Research Letters*. 1996. V. 23. N. 17. P. 2313–2316.
- [Hasted, 1961] *Hasted J. B.* The dielectric properties of water // *Progress in dielectrics*. 1961. V. 3. P. 101–149.

- [Hasted, 1972] *Hasted J. B.* Liquid water: dielectric properties / Water. A comprehensive treatise / Ed. F. Franks. 1972. N. Y., 1972. V. 1. P. 255–309.
- [Hasted, El Sabeh, 1953] *Hasted J. B., El Sabeh S.* The dielectric properties of water in solution // Trans. Faraday Soc. 1953. V. 49. Pt. 9. P. 1003–1011.
- [Hasted, Roderick, 1958] *Hasted J. B., Roderick G.* Dielectric properties of aqueous and alcohol electrolyte solutions // J. Chemical Physics. 1958. V. 29. N. 1. P. 17–26.
- [Hasted, Shahidi, 1976] *Hasted J. B., Shahidi M.* The low frequency dielectric constant of supercooled water // Nature. 1976. V. 262. N. 5571. P. 777–778.
- [Hasted et al., 1948] *Hasted J., Ritson D., Collie C.* Dielectric properties of aqueous ionic solutions // J. Chemical Physics. 1948. V. 16. N. 1. P. 1–11.
- [Havlin, 1999] *Havlin S.* Scaling in nature: from DNA through heartbeats to weather // Physica A. 1999. V. 273. N. 1–2. P. 46–69.
- [Havriliak, Negami, 1967] *Havriliak S., Negami S.* A complex plane representation of dielectric and mechanical relaxation process in some polymers // Polymer. 1967. V. 8. N. 4. P. 161–310.
- [Henley, 1993] *Henley C. L.* Statistics of a “self-organized” percolation model // Physical Review Letters. 1993. V. 71. N. 17. P. 2741–2744.
- [Hergarten, 2002] *Hergarten S.* Self-organized criticality in Earth systems. Berlin etc.: Springer, 2002. 272 p.
- [Hergarten, Neugebauer, 1998] *Hergarten S., Neugebauer H. J.* Self-organized criticality in a landslide model // Geophysical Research Letters. 1998. V. 25. N. 6. P. 801–804.
- [Hewison, English, 1999] *Hewison T. J., English S. J.* Airborne retrievals of snow and ice surface emissivity at millimeter wavelengths // IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing. 1999. V. 37. N. 4. P. 1871–1879.
- [Ho, Hall, 1973] *Ho W., Hall W. F.* Measurement of the dielectric properties of seawater and NaCl solution at 2.65 GHz // J. Geophysical Research. 1973. V. 78. N. 27. P. 6301–6315.
- [Holdom, 1998] *Holdom B.* From turbulence to financial time series // Physica A. 1998. V. 254. N. 3–4. P. 569–576.
- [Holmes et al., 1975] *Holmes J. J., Balanis C. A., Truman W. M.* Application of Fourier transformations for microwave radiometric inversion // IEEE Trans. Antennas Propagation. 1975. V. 23. N. 6. P. 797–806.
- [Houze, 1993] *Houze R. A.* Cloud dynamics / Intern. Geophysical Series. 1993. V. 53. 570 p.
- [Hussain, 1986] *Hussain A. K. M. F.* Coherent structures and turbulence // J. Fluid Mechanics. 1986. V. 173. P. 303–356.
- [Hyatt, 1970] *Hyatt H. A.* Emission, reflection, and absorption of microwaves at a smooth air-water interface // J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 1970. V. 10. N. 3. P. 217–247.
- [Ivanov et al., 1999] *Ivanov P. Ch., Nunes Amaral L. A., Goldberger A. L., Havlin S., Rosenblum M. G., Struzik Z. R., Stanley H. E.* Multifractality in human heartbeat dynamics // Nature. 1999. V. 399. N. 6735. P. 461–465.
- [Jameson, 1991] *Jameson A. R.* The effect of drop-size distribution variability on radiometric estimates of rainfall rates for frequencies from 3 to 10 GHz // J. Applied Meteorology. 1991. V. 30. N. 7. P. 1025–1033.
- [Jameson et al., 1998] *Jameson A. R., Kostinski A. B., Black R. A.* The texture of clouds // J. Geophysical Research. 1998. V. 103. N. D6. P. 6211–6219.
- [Johnson, 1928] *Johnson J. B.* Thermal agitation of electricity in conductors // Physical Review. 1928. V. 32. P. 97–109.
- [Kaatze, Giese, 1980] *Kaatze U., Giese K.* Dielectric relaxation spectroscopy of liquids: frequency domain and time domain experimental method // J. Physica E. 1980. V. 18. N. 2. P. 133–141.
- [Kaatze, Uhlendorf, 1981] *Kaatze U., Uhlendorf V.* The dielectric properties of water at microwave frequencies // Zeitschrift für physikalische Chemie. Neue Folge. 1981. Bd. 126. Nr. 2. S. 151–165.
- [Kadanov, 1993] *Kadanov L. P.* From order to chaos. Essays: critical, chaotic and otherwise. World Scientific, Singapore etc., 1993. 576 p.

- [Kapitza, 1983] *Kapitza H.* The influence of clouds and rain on the determination profiles from microwave radiation at 54.4 GHz and 58.0 GHz // *Contributions to Atmospheric Physics*. 1983. V. 56. N. 4. P. 452–463.
- [Kaspersen, Krogstad, 2001] *Kaspersen J. H., Krogstad P. A.* Wavelet-based method for burst detection // *Fluid Dynamics Research*. 2001. V. 28. N. 3. P. 223–236.
- [Kalmykov, 1996] *Kalmykov A. I.* Real-aperture radar (RAR) imaging from space // *Radio Science Bulletin*. N. 276. P. 13–22.
- [Keihm et al., 2000] *Keihm S., Zlotnicki V., Ruf C. S.* TOPEX microwave radiometer performance evaluation, 1992–1998 // *IEEE Trans. Geosciences Remote Sensing*. 2000. V. 38. N. 3. P. 1379–1386.
- [Kerr et al., 2000a] *Kerr Y. H., Waldteufel P., Wigneron J. P., Font J.* The soil moisture and ocean salinity mission: the science objectives of an L band 2-D interferometer // *IEEE IGARSS'2000 Proc*. V. 7. P. 2969–2971.
- [Kerr et al., 2000b] *Kerr Y. H., Font J., Waldteufel P., Berger M.* The soil moisture and ocean salinity mission — SMOS // *Earth Observation Quarterly*. 2000. N. 6. P. 18–26.
- [Kerr et al., 2000c] *Kerr Y. H., Waldteufel P., Wigneron J.-P., Martinuzzi J.-M., Lazard B., Goutoule J.-M., Tabard C., Lannes A.* The soil moisture and ocean salinity mission: an overview // *Microwave Radiometry and Remote Sensing of the Earth's Surface and Atmosphere* / Eds. Pampaloni P., Paloscia S. VSP BV, Utrecht, Boston, Koln, Tokyo. 2000. P. 467–475.
- [Kirchner, Weil, 1998] No fractals in fossil extinction statistics // *Nature*. 1998. V. 395. N. 6700. P. 337–338.
- [Klein, Swift, 1977] *Klein L. A., Swift C. T.* An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies // *IEEE Trans. Antennas Propagation*. 1977. V. 25. N. 1. P. 104–111.
- [Kohn, 1997] *Kohn G.* Dielectric properties of ice at millimeter wavelengths // *Geophysical Research Letters*. 1997. V. 24. N. 18. P. 2311–2313.
- [Kohonen, 1989] *Kohonen T.* Self-organization and associative memory. N. Y.: Springer, 1989. 320 p.
- [Kollias et al., 1999] *Kollias P., Lhermitte R., Albrecht B. A.* Vertical air motion and raindrop size distributions in convective systems using a 94 GHz radar // *Geophysical Research Letters*. 1999. V. 26. N. 20. P. 3109–3112.
- [Kostinski, Jameson, 1997] *Kostinski A. B., Jamerson A. R.* Fluctuation properties of precipitation. Part I: on deviations of single-size drop counts from the Poisson distribution // *J. Atmospheric Sciences*. 1997. V. 54. N. 9. P. 2174–2186.
- [Kothari, Islam, 1999] *Kothari R., Islam S.* Spatial characterization of remotely sensed soil moisture data using self organizing feature maps // *IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing*. 1999. V. 37. N. 2. P. 1162–1165.
- [Lagerloef et al., 1995] *Lagerloef G. S. E., Swift C. T., Le Vine D. M.* Sea surface salinity: the next remote sensing challenge // *Oceanography*. 1995. V. 8. N. 2. P. 44–50.
- [Lakhtakia et al., 1987] *Lakhtakia A., Messier R., Varanda V. V., Varanda V. K.* Fractal dimension from the back-scattering cross section // *J. Physics A: Mathematical and Theoretical*. 1987. V. 20. P. 1615–1619.
- [Lam, 1998] *Lam L.* Nonlinear physics for beginners: fractals, chaos, solitons, pattern formations, cellular automata, complex system. Singapore: World Scientific Pub., 1998. 348 p.
- [Lane, Saxton, 1952] *Lane J., Saxton J.* Dielectric dispersion in pure polar liquids at very high frequencies // *Proc. Royal Soc*. 1952. V. 214A. N. 1119. P. 531–545.
- [Larrazza et al., 1985] *Larrazza A., Putterman S., Roberts P. H.* A universal $1/f$ power spectrum as the accumulation point of wave turbulence // *Physical Review Letters*. 1985. V. 55. N. 9. P. 897–900.
- [Lepley, Adams, 1971] *Lepley L. K., Adams W. M.* Electromagnetic dispersion curves for natural waters // *Water Resources Research*. 1971. V. 7. N. 6. P. 1538–1547.
- [Leung et al., 1998] *Leung K., Andersen J. V., Sornette D.* Self-organized criticality in an isotropically driven model approaching equilibrium // *Physica A*. 1998. V. 254. N. 1–2. P. 85–96.

- [Levich, Tzvetkov, 1985] *Levich E., Tzvetkov E.* Helical inverse cascade in three-dimensional turbulence as a fundamental dominant mechanism in meso-scale atmospheric phenomena // *Physics Reports*. 1985. V. 128. P. 1–37.
- [Lhermitte, 1988] *Lhermitte R. M.* Cloud and precipitation remote sensing at 94 GHz // *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*. 1988. V. 26. N. 3. P. 207–216.
- [Liebe, 1989] *Liebe H. J.* MPM — an atmospheric millimeter wave propagating model // *Intern. J. Infrared and Millimeter Waves*. 1989. V. 10. N. 6. P. 631–650.
- [Liebe et al., 1991] *Liebe H. J., Hufford G. A., Manabe T.* A model for the complex permittivity of water at frequencies below 1 THz // *Intern. J. Infrared and Millimeter Waves*. 1991. V. 12. N. 6. P. 659–675.
- [Liou et al., 1999] *Liou Y.-A., Galantowicz J. F., England A. W.* A land surface process/radiobrightness model with coupled heat and moisture transport for prairie grassland // *IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing*. 1999. V. 37. N. 4. P. 1848–1859.
- [Lipton et al., 1999] *Lipton A. E., Griffin M. K., Ling A. G.* Microwave transfer model differences in remote sensing of cloud liquid water at low temperatures // *IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing*. 1999. V. 37. N. 1. P. 620–623.
- [Lovejoy, Mandelbrot, 1985] *Lovejoy S., Mandelbrot B. B.* Fractal properties of rain and a fractal model // *Tellus*. 1985. V. 37A. P. 205–232.
- [Lovejoy, Schertzer, 1985] *Lovejoy S., Schertzer D.* Generalized scale invariance in the atmosphere and fractal models of rain // *Water Resources Research*. 1985. V. 21. N. 8. P. 1233–1250.
- [Lucero, 1998] *Lucero O. A.* Invariance of the design storm in a region under a rainfall climate change at mid-latitudes // *Atmospheric Research*. 1998. V. 49. N. 1. P. 11–20.
- [Mandelbrot, 1977] *Mandelbrot B.* *Fractals: forms, chance and dimension*. W. H. Freeman and Co., San Francisco, Calif., 1977. 250 p.
- [Mandelbrot, 1982] *Mandelbrot B.* *The fractal geometry of nature*. W. H. Freeman and Co., San Francisco, Calif., 1982. 461 p.
- [Mandelbrot, 1989] *Mandelbrot B. B.* Fractal geometry: what is it, and what does it do? // *Proc. Royal Society. London A*. 1989. V. 423. P. 3–16.
- [Mandelbrot, 1998] *Mandelbrot B.* Is nature fractal? // *Science*. 1998. V. 279. N. 5352. P. 783–784.
- [Marshak et al., 1994] *Marshak A., Davis A., Cahalan R., Wiscombe W.* Bounded cascade models as nonstationary multifractals // *Physical Review E*. 1994. V. 49. N. 1. P. 55–69.
- [Marshak et al., 1997] *Marshak A., Davis A., Wiscombe W., Cahalan R.* Scale invariance in liquid water distributions in marine Stratocumulus. Pt. II. Multifractal properties and intermittency issues // *J. Atmospheric Sciences*. 1997. V. 54. N. 11. P. 1423–1444.
- [Mason et al., 1974] *Mason P. R., Hasted J. B., Moore L.* The use of statistical theory in fitting equations to dielectric dispersion data // *Advances in Molecular Relaxation Processes*. 1974. V. 6. N. 3. P. 217–232.
- [Massonnet, 1996] *Massonnet D.* SAR interferometry and the monitoring of the Earth surface at centimeter levels // *Radio Science Bulletin*. 1996. N. 276. P. 23–31.
- [Masuko et al., 2000] *Masuko H., Manabe T., Seta M., Kasai O., Ochiai S., Irimajiri Y., Inatani J., Ikeda N., Nishibori T., Ozeki H., Sato R., Fujii Y., Nakajima T., Watanabe H., Kikuchi K., Koyama M.* Superconducting submillimeter-wave limb emission sounder (SMILES) onboard Japanese experimental module (JEM) of International Space Station (ISS) // *IEEE IGARSS'2000 Proc.* 2000. V. 1. P. 71–73.
- [Matsuoka et al., 1996] *Matsuoka T., Fujita S., Mae S.* Effect of temperature on dielectric properties of ice in the range 5...39 GHz // *J. Applied Physics*. 1996. V. 80. N. 10. P. 5884–5890.
- [Matsuoka et al., 1997] *Matsuoka T., Fujita S., Morishima S., Mae S.* Precise measurement of dielectric anisotropy in ice Ih at 39 GHz // *J. Applied Physics*. 1997. V. 81. N. 5. P. 2344–2348.
- [Mätzler, 2000] *Mätzler Ch.* EUR 19543. Cost Action 712. Radiative transfer models for microwave radiometry. Office for Official Publications of the European Communities, 2000. Luxembourg. 174 p.

- [McDonald et al., 1999] *McDonald K. C., Zimmermann R., Way J. B., Chun W.* Automated instrumentation for continuous monitoring of the dielectric properties of woody vegetation: system design, implementation, and selected in situ measurements // *IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing*. 1999. V. 37. N. 4. P. 1880–1894.
- [McLandress et al., 2000] *McLandress C., Alexander M. J., Wu D. L.* Microwave Limb Sounder observations of gravity waves in the stratosphere: a climatology and interpretation // *J. Geophysical Research*. 2000. V. 105. N. D9. P. 11 947–11 967.
- [Michielsen, De Raedt, 2001] *Michielsen K., De Raedt H.* Integral-geometry morphological image analysis // *Physics Reports*. 2001. V. 347. N. 6. P. 461–538.
- [Miller, 2000] *Miller J. L.* Airborne remote sensing of salinity // *Backscatter*. 2000. V. 11. N. 3. P. 24–27.
- [Miller, Payne, 2000] *Miller J. L., Payne S.* Remote sensing of coastal salinity: naval needs and developing capability // *IEEE IGARSS'2000 Proc*. 2000. V. 6. P. 2534–2536.
- [Miller et al., 1998] *Miller J. L., Goodberlet M. A., Zaitzeff J. B.* Airborne salinity mapper makes debut in coastal zone // *EOS. Trans. American Geophysical Union*. 1998. V. 79. N. 14. P. 173–177.
- [Milman, 1988] *Milman A. S.* Sparse-aperture microwave radiometers for Earth remote sensing // *Radio Science*. 1988. V. 23. N. 2. P. 193–205.
- [Mo, 1999] *Mo T.* AMSU — A antenna pattern corrections // *IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing*. 1999. V. 37. N. 1. P. 103–112.
- [Murray, 1957] *Murray R. L.* Nuclear reactor physics. N. Y.: Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1957. 324 p.
- [Multidimensional..., 1997] *Multidimensional filter banks and wavelets / Eds. Basu S., Levy B.* Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1997. 244 p.
- [Nemarich et al., 1988] *Nemarich J., Wellman R. J., Lacombe J.* Backscattering and attenuation by falling snow and rain at 96, 140, and 225 GHz // *IEEE Trans. Geosciences Remote Sensing*. 1988. V. 26. N. 3. P. 319–329.
- [Njoku et al., 1999] *Njoku E. G., Rahmat-Samii Y., Sercel J., Wilson W. J., Moghaddam M.* Evaluation of an inflatable antenna concept for microwave sensing of soil moisture and ocean salinity // *IEEE Trans. Geosciences Remote Sensing*. 1999. V. 37. N. 1. P. 63–78.
- [Njoku et al., 2000] *Njoku E. G., Wilson W. J., Yueh S. H., Rahmat-Samii Y.* A large-antenna microwave radiometer-scatterometer concept for ocean salinity and soil moisture sensing // *IEEE Trans. Geosciences Remote Sensing*. 2000. V. 38. N. 6. P. 2645–2655.
- [Nyquist, 1928] *Nyquist H.* Thermal agitation of electric charge in conductors // *Physical Review*. 1928. V. 32. P. 110–113.
- [Oguchi, 1983] *Oguchi T.* Electromagnetic wave propagation and scattering in rain and other hydrometeors // *Proc. IEEE*. 1983. V. 71. N. 9. P. 1029–1078.
- [Olsson, 1996] *Olsson J.* Validity and applicability of a scale-independent, multifractal relationship for rainfall // *Atmospheric Research*. 1996. V. 42. N. 1–4. P. 53–65.
- [Parfitt et al., 2000] *Parfitt A., Graeme J., Kot J., Hall P.* A case for the Lunenburg lens as the antenna element for the square kilometer array radio telescope // *Radio Science Bulletin*. 2000. N. 293. P. 32–37.
- [Park, 2001] *Park Y.* Effect of random fractals on the dielectric relaxation of a heterogeneous medium // *Fractals*. 2001. V. 9. N. 3. P. 263–271.
- [Peng, Nan, 2002] *Peng B., Nan R.* Modeling FAST, the world's largest single dish // *Radio Science Bulletin*. 2002. N. 300. P. 12–21.
- [Persky, 1995] *Persky M. J.* A review of space borne infrared Fourier transform spectrometers for remote sensing // *Review of Scientific Instruments*. 1995. V. 66. N. 10. P. 4763–4797.
- [Pinteric et al., 2001] *Pinteric M., Vuletic T., Tomic S., Schutz Von J. U.* Complex low-frequency dielectric relaxation of the charge-density wave state in the $(2.5(\text{OCH}_3)_2\text{DCNQI})_2\text{Li}$ // *European Physical J. B*. 2001. V. 22. N. 3. P. 335–341.
- [Pottel, Lossen, 1967] *Pottel R., Lossen O.* Die Komplexe Dielektrizitätskonstante wässriger Lösungen 1-1-wertiger Electrolyte in Frequenzbereich 0.5 bis 38 GHz // *Berichte der Bunsen-Gesellschaft für Physikalische Chemie*. 1967. Bd. 71. Nr. 2. S. 135–146.

- [Raney, 1983] *Raney R. K.* Synthetic Aperture Radar Observations of Ocean and Land // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1983. V. 309. N. 1508. P. 315–321.
- [Ray, 1972] *Ray P.* Broad band complex refractive induced of ice and water // Applied Optics. 1972. V. 11. N. 8. P. 1836–1844.
- [Rehm, Brand, 1999] *Rehm G., Brand H.* Imaging of plants using radiometry at 600 GHz // IEEE IGARSS'1999 Proc. V. 5. P. 2637–2639.
- [Remote..., 2000] Remote sensing in hydrology and water management / Eds. Schultz G. A., Engman E. T. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2000. 483 p.
- [Rodrigues-Iturbe, Rinaldo, 1997] *Rodrigues-Iturbe I., Rinaldo A.* Fractal river basins: chance and self-organization. Cambridge: Cambridge University Press. 1997. 547 p.
- [Rosenfeld, Woodley, 2000] *Rosenfeld D., Woodley W. L.* Deep convective clouds with sustained supercooled liquid water down to -37.5°C // Nature. 2000. V. 405. N. 6785. P. 440–442.
- [Rozenkranz, 1975] *Rozenkranz P. W.* Shape of the 5 mm oxygen band in the atmosphere // IEEE Trans. Antennas Propagation. 1975. V. 23. N. 4. P. 498–506.
- [Rosenkranz et al., 1972] *Rosenkranz P. W., Barath F. T., Blinn J. C., Johnston E. J., Lenoir W. B., Staelin D. H., Waters J. W.* Microwave radiometric measurements of atmospheric temperature and water from aircraft // J. Geophysical Research. 1972. V. 77. N. 30. P. 5833–5844.
- [Rosenlof et al., 1997] *Rosenlof K. H., Tuck A. F., Kelly K. K., Russell J. M., McCormick M. P.* Hemispheric asymmetries in water vapor and inferences about transport in the lower stratosphere // J. Geophysical Research. 1997. V. 102. N. D11. P. 13 213–13 234.
- [Ruf, 1999] *Ruf K.* Technical and engineering challenges for the future of radio astronomy // Radio Science Bulletin. 1999. N. 291. P. 13–18.
- [Ruf, 2000] *Ruf C. S.* Detection of calibration drift in spaceborne microwave radiometers using a vicarious cold reference // IEEE Trans. Geosciences Remote Sensing. 2000. V. 38. N. 1. P. 44–52.
- [Ruf et al., 1988] *Ruf C. S., Swift C. T., Tannerr A. B., Le Vine D. M.* Interferometric synthetic aperture microwave radiometry for the remote sensing of the Earth // IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing. 1988. V. 26. N. 5. P. 597–611.
- [Rysakov, Ston, 2001] *Rysakov W., Ston M.* Light scattering by spheroids // J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2001. V. 69. N. 5. P. 651–665.
- [Sabins, 1987] *Sabins F. F.* Remote sensing: Principles and Interpretation. N. Y.: W. H. Friman and Co., 1987. 368 p.
- [Saperstein, 1999] *Saperstein A. M.* Dynamical modeling of the onset of war. Singapore: World Scientific Pub., 1999. 148 p.
- [Sasaki et al., 1987] *Sasaki Ya., Asanuma I., Muneyama K., Naito G., Suzuki T.* The dependence of sea-surface microwave emission on wind speed, frequency, incidence angle, and polarization over frequency range from 1 to 40 GHz // IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing. 1987. V. 25. N. 11. P. 138–146.
- [Saxton, 1952] *Saxton J. A.* Dielectric dispersion in pure polar liquids of very high frequencies // Proc. Royal Society. 1952. V. 213A. N. 115. P. 473–492.
- [Schmitt, Montgomery, 2000] *Schmitt R., Montgomery E.* Salinity — a missing piece in the climate puzzle // Backscatter. 2000. V. 11. N. 3. P. 10–16.
- [Schmugge, O'Neill, 1986] *Schmugge T., O'Neill P.* Passive microwave soil moisture research // IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing. 1986. V. 24. N. 1. P. 12–22.
- [Schmugge et al., 1988] *Schmugge T. J., Wang J. R., Asrar G.* Results from the push broom microwave radiometer flights over the Konza Prairie in 1985 // IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing. 1988. V. 26. N. 5. P. 590–596.
- [Schultz, 1988] *Schultz G. A.* Remote sensing in hydrology // J. Hydrology. 1988. V. 100. P. 239–265.
- [Self-organization..., 1997] Self-organization of complex structures / Ed. Schweitzer F. Amsterdam: Gordon and Breach, 1997. 622 p.
- [Sethna et al., 2001] *Sethna J. P., Dahmen K. A., Myers C. R.* Crackling noise // Nature. 2001. V. 410. N. 6825. P. 242–250.

- [Sevruk, Niemczynowicz, 1996] *Sevruk B., Niemczynowicz J.* Rationale and conclusion from the international workshop — closing the gap between theory and practice in urban rainfall applications, December 1995, St. Moritz, Switzerland // *Atmospheric Research*. 1996. V. 42. N. 1–4. P. 1–4.
- [Sharkov, 1998] *Sharkov E. A.* Remote sensing of tropical regions. Chichester, N. Y., Weinheim, Brisbane, Singapore, Toronto: John Wiley and Sons/PRAXIS. 1998. 310 p.
- [Sharkov, 2000] *Sharkov E. A.* Global tropical cyclogenesis. London, Berlin, New York, Paris, Singapore, Tokyo: Springer/ PRAXIS, 2000. 361 p.
- [Sharkov, 2003] *Sharkov E. A.* Passive microwave remote sensing of the Earth: physical foundations. Berlin, N. Y., London, Paris, Tokyo: Springer/PRAXIS. 2003. 612 p.
- [Sharkov, 2012] *Sharkov E. A.* Global tropical cyclogenesis. 2nd ed. L., Berlin, N. Y., Paris, Singapore, Tokyo: Springer/PRAXIS. 2012. 604 p.
- [Shepard, Campbell, 1999] *Shepard M. K., Campbell B. A.* Radar scattering from a self-affine fractal surface: near-nadir regime // *Icarus*. 1999. V. 141. P. 156–171.
- [Shepard et al., 1995] *Shepard M. K., Brackett R. A., Arvidson R. E.* Self-affine (fractal) topography: surface parameterization and radar scattering // *J. Geophysical Research*. 1995. V. 100. N. E6. P. 11 709–11 718.
- [Simpson et al., 1988] *Simpson J., Adler R. F., North G. R.* A Proposed Tropical Rainfall Measuring Missions (TRMM) Satellite // *Bull. American Meteorological Society*. 1988. V. 69. N. 3. P. 278–295.
- [Simpson et al., 2000] *Simpson J., Kummerow C. D., Meneghini R., Hou A., Adler R. F., Huffman G., Barkstorm B., Wielicki B., Goodman S. J., Christian H., Krishnamurti T. N., Yang S., Ferrier B.* The tropical rainfall measuring mission (TRMM) // *Earth observation remote sensing*. 2000. N. 4. P. 71–90.
- [Skofronick-Jackson, Wang, 2000] *Skofronick-Jackson G. M., Wang J. R.* The estimation of hydrometeor profiles from wideband microwave observations // *J. Applied Meteorology*. 2000. V. 39. N. 10. P. 1645–1656.
- [Skolnik, 1980] *Skolnik M. I.* Introduction to radar systems. 2nd ed. N. Y.: McGraw-Hill, 1980. 581 p.
- [Slater, 1942] *Slater J. C.* Microwave transmission. N. Y., L.: McGraw-Hill Book Company, 1942. 308 p.
- [Smith et al., 1998] *Smith D. M., Kniveton D. R., Barrett E. C.* A statistical modeling approach to passive microwave rainfall retrieval // *J. Applied Meteorology*. 1998. V. 37. N. 2. P. 135–154.
- [Smith et al., 2000] *Smith J. A., Baeck M. L., Morrison J. E., Sturdevant-Rees P.* Catastrophic rainfall and flooding in Texas // *J. Hydrometeorology*. 2000. V. 1. N. 1. P. 5–25.
- [Sorai et al., 1998] *Sorai K., Nishiyama K., Nasegawa T., Miyaji T., Ukita N.* A 500-MHz acousto-optical spectrometer for the Nobeyama 45-m radio telescope: Technical report N. 60. Nobeyama Radio Observatory, Nagano. 1998. 10 p.
- [Sornette, 2000] *Sornette D.* Critical phenomena in natural sciences. Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 2000. 434 p.
- [Sorooshian et al., 2000] *Sorooshian S., Hsu K.-L., Gao X., Gupta H. V., Imama B., Braithwaite D.* Evaluation of PERSIANN system satellite-based estimates of tropical rainfall // *Bull. American Meteorological Society*. 2000. V. 81. N. 9. P. 2035–2046.
- [Staelin, 1969] *Staelin D. H.* Passive remote sensing at microwave wavelengths // *Proc. IEEE*. 1969. V. 57. N. 4. P. 427–439.
- [Stoffregen et al., 2002] *Stoffregen H., Zenker T., Wessolek G.* Accuracy of soil water content measurements using ground penetrating radar: comparison of ground penetrating radar and lysimeter data // *J. Hydrology*. 2002. V. 267. N. 3–4. P. 201–206.
- [Stogryn, 1970] *Stogryn A.* The brightness temperature of a vertically structured medium // *Radio Science*. 1970. V. 12. N. 12. P. 1397–1406.
- [Stogryn, 1971] *Stogryn A.* Equations for calculating the dielectric constant for saline water // *IEEE Trans. Microwave Theory Techniques*. 1971. V. 19. N. 8. P. 1658–1666.
- [Stolum, 1996] *Stolum H. H.* River meandering as a self-organization process // *Science*. 1996. V. 271. N. 5256. P. 1710–1713.

- [Stolum, 1997] *Stolum H. H.* Fluctuations at the self-organized critical state // *Physical Review E*. 1997. V. 56. N. 6. P. 6710–6717.
- [Szwarnowski, 1982] *Szwarnowski R.* A transmission line cell measuring the permittivity of liquids over the frequency range 90 MHz to 2 GHz // *J. Physics E: Scientific Instruments*. 1982. V. 15. N. 10. P. 1068–1072.
- [Taylor et al., 1999] *Taylor R. P., Micolich A. P., Jonas D.* Fractal analysis of Pollock's drip paintings // *Nature*. 1999. V. 399. N. 6735. P. 422.
- [Teleconnections..., 1991] *Teleconnections linking worldwide climate anomalies* / Eds. Glantz M., Katz R., Nicholls N. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991. 545 p.
- [Terradellas et al., 2001] *Terradellas E., Morales G., Cuxart J., Yague C.* Wavelet method: application to the study of the stable atmospheric boundary layer under non-stationary conditions // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. 2001. V. 34. N. 3–4. P. 225–244.
- [Thomas, Stamnes, 1999] *Thomas G. E., Stamnes K.* Radiative transfer in the atmosphere and ocean. N. Y.: Cambridge Univ. Press, 1999. 517 p.
- [Troitsky et al., 1993] *Troitsky A. V., Gajkovich K. P., Gromov V. D., Kadyrov E. N., Kosov A. S.* Thermal sounding of the atmospheric boundary layer in the oxygen absorption band center at 60 GHz // *IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing*. 1993. V. 31. N. 1. P. 116–120.
- [Truman et al., 1977] *Truman W. M., Balanis C. A., Holmes J. I.* Three-dimensional vector modeling and restoration of flat finite wave tank radiometric measurements // *IEEE Trans. Antennas Propagation*. 1977. V. 25. N. 1. P. 95–104.
- [Turbulence..., 1985] *Turbulence and predictability in geophysical fluids dynamics and climate dynamics* // Eds. Ghil M., Bensi R., Parisi G. North-Holland, Amsterdam, 1985. 205 p.
- [Tsang et al., 1975] *Tsang L., Njoku E., Kong J. A.* Microwave thermal emission from a stratified medium with nonuniform temperature distribution // *J. Applied Physics*. 1975. V. 47. N. 12. P. 5127–5133.
- [Tsinober, 1994] *Tsinober A.* Anomalous diffusion in geophysical and laboratory turbulence // *Nonlinear Processes in Geophysics*. 1994. V. 1. N. 2/3. P. 80–94.
- [Tziperman et al., 1997] *Tziperman E., Scher H., Zebiak S. E., Cane M. A.* Controlling spatio-temporal chaos in a realistic El Nino prediction model // *Physical Review Letters*. 1997. V. 79. N. 6. P. 1034–1037.
- [Ulaby et al., 1986] *Ulaby F. T., Moore R. K., Fung A. K.* Microwave remote sensing — active and passive. V. 3. Artech House, Norwood, MA, 1986. 320 p.
- [Van Loon, Finsy, 1957] *Van Loon R., Finsy R.* The precise microwave permittivity measurement of liquids using a multipoint technique and curve-fitting procedure // *J. Physics D: Applied Physics*. 1957. V. 18. N. 10. P. 1232–1243.
- [Varadan et al., 1983] *Varadan V. K., Brongi V. N., Varadan V. V., Ishimaru A.* Multiple scattering theory for waves in discrete random media and comparison with experiments // *Radio Science*. 1983. V. 18. N. 3. P. 321–327.
- [Vicsek, 1992] *Vicsek T.* Fractal growth phenomena. Singapore etc.: World Scientific, 1992. 528 p.
- [Vinnikov et al., 1999] *Vinnikov K. Y., Robock A., Qiu S., Entin J. K., Owe M., Choudhury B. J., Hollinger S. E., Njoku E. G.* Satellite remote sensing of soil moisture in Illinois, United States // *J. Geophysical Research*. 1999. V. 104. N. D4. P. 4145–4168.
- [Voss, 1989] *Voss R.* Random fractals: self-affinity in noise, music, mountains and clouds // *Physica D*. 1989. V. 38. P. 362–371.
- [Weinstock et al., 1995] *Weinstock E. M., Hintsala E. J., Dessler A. E., Anderson J. G.* Measurement of water vapour in the tropical lower stratosphere during the CEPEX campaign: results and interpretation // *Geophysical Research Letters*. 1995. V. 22. N. 23. P. 3231–3234.
- [Wen et al., 1990] *Wen B., Tsang L., Winebrenner D. P., Ishimaru A.* Dense medium radiative transfer theory: comparison with experiment and application to microwave remote sensing and polarimetry // *IEEE Trans. Geoscience Remote Sensing*. 1990. V. 28. N. 1. P. 46–59.
- [West et al., 2000] *West R. D., Moghaddam M., Johnson W. T. K., Janssen M. A., Hamilton G. A., Liepach O. G., Bunker A., Berkun A. C., Roth L. E.* Cassini observes the Earth with Ku-band radar and radiometry // *IEEE IGARSS'2000 Proc.* V. 1. P. 298–300.

- [Wigneron et al., 2000] *Wigneron J.-P., Waldteufel P., Chanzy A., Calvet J.-C., Marloie O., Hanocq F., Kerr Y.* Retrieval capabilities of L-band 2-D interferometric radiometry over land surfaces (SMOS mission) // *Microwave Radiometry and Remote Sensing of the Earth's Surface and Atmosphere* / Eds. Pampaloni P., Paloscia S. VSP BV, Utrecht, Boston, Köln, Tokyo. 2000. P. 485–492.
- [Wilheit, 1978] *Wilheit T. T.* Radiative transfer in a plane stratified dielectric // *IEEE Trans. Geosciences Electronics*. 1978. V. 16. N. 2. P. 138–143.
- [Wilheit, 1979] *Wilheit T. T.* A model for the microwave emissivity of the ocean's surface as function of wind speed // *IEEE Trans. Geosciences Electronics*. 1979. V. 17. N. 4. P. 960–972.
- [Wilheit, Chang, 1980] *Wilheit T. T., Chang A. T. C.* An algorithm for retrieval of ocean and atmospheric parameters from the observations of the scanning multichannel microwave radiometer // *Radio Science*. 1980. V. 15. N. 3. P. 525–544.
- [Wilson et al., 2000] *Wilson W. J., Njoku E. G., Yueh S. H.* Active/passive microwave system with deploy-able mesh antenna for spaceborne ocean salinity measurements // *IEEE IGARSS'2000 Proc.* 2000. V. 6. P. 2549–2551.
- [Wolf, Zwiesler, 1996] *Wolf de D. A., Zwiesler A. J.* Rayleigh-Mie approximation for line-of-sight propagation through rain at 5–90 GHz // *IEEE Trans. Antennas Propagation*. 1996. V. 44. N. 3. P. 273–279.
- [Xu, Sun, 2002] *Xu Yong Fu, Sun De An.* A fractal model for soil pores and its application to determination of water permeability // *Physica A*. 2002. V. 316. N. 1–4. P. 56–64.
- [Yamamoto et al., 2001] *Yamamoto K., Otsuka S., Ando M., Kawabe K., Tsubono K.* Experimental study of thermal noise caused by an inhomogeneously distributed loss // *Physics Letters*. 2001. V. 280. N. 5–6. P. 289–296.
- [Yano et al., 2001a] *Yano J.-I., Moncrieff M. W., Wu X., Yamada Y.* Wavelet analysis of simulated tropical convective cloud systems. Pt. I. Basic analysis // *J. Atmospheric Sciences*. 2001. V. 58. N. 8. P. 850–867.
- [Yano et al., 2001b] *Yano J.-I., Moncrieff M. W., Wu X.* Wavelet analysis of simulated tropical convective cloud systems. Pt. I. Decomposition of convective-scale and mesoscale structure // *J. Atmospheric Sciences*. 2001. V. 58. N. 8. P. 868–876.
- [Zuev, Komarov, 1987] *Zuev V. E., Komarov V. S.* Statistical models of the temperature and gaseous component of the atmosphere. Dordrechts-Boston-Lancaster-Tokio: D. Reidel Publ. Comp., 1987. 306 p.

Eugene Sharkov

Radiothermal Remote Sensing of the Earth: Physical Foundations: in 2 v.
V. 1. M.: IKI RAN, 2014. 544 p.

ISBN 978-5-9903101-8-6

This book represents the first comprehensive description of the physical foundations of the radiothermal remote sensing of the Earth. The Volume 1 of this book is concerned with considerations of matters on the role of microwave methods and instruments in the general system of multiwaves remote sensing; the description of random signals and fields, the technique for the development of high-sensitive microwave radiometers, and main characteristics of emitted radiation fields and antenna systems. The book deals with the fundamental foundations of the thermal fluctuations theory, including blackbody radiation and gray-body radiation laws, and the main relaxation models for dielectric properties and emitted characteristics of water medium and terrestrial surfaces. The book contains the phenomenological foundations for the construction of the radiative transfer theory (macromodel) for polydispersive systems in the terrestrial atmosphere and in the near-surface layer above sea level and also the foundations of quantum-mechanical model for radiation theory of selective emissions in terrestrial gases components. The monograph is the extension and development of scientific works supported by the Russian Fund of Basic Research.

The book will be useful for researchers, university teachers, and undergraduate and postgraduate students working in the remote sensing and geophysical areas.

Keywords: remote sensing; electromagnetic waves; random signals and fields; microwave radiometers; antenna systems; thermal fluctuations; emitted radiation; blackbody radiation laws; gray-body radiation; dielectric properties of fresh and salt water; radiative transfer theory; Mie scattering theory; polydisperse media emission; selective radiation; terrestrial atmosphere radiation.

055(02)2

Ротап rint ИКИ РАН
117997, Москва, Профсоюзная, 84/32

Подписано к печати 02.09.2014

Заказ 3332

Формат 70×100/16

Тираж 150

44,2 усл.-печ. л.

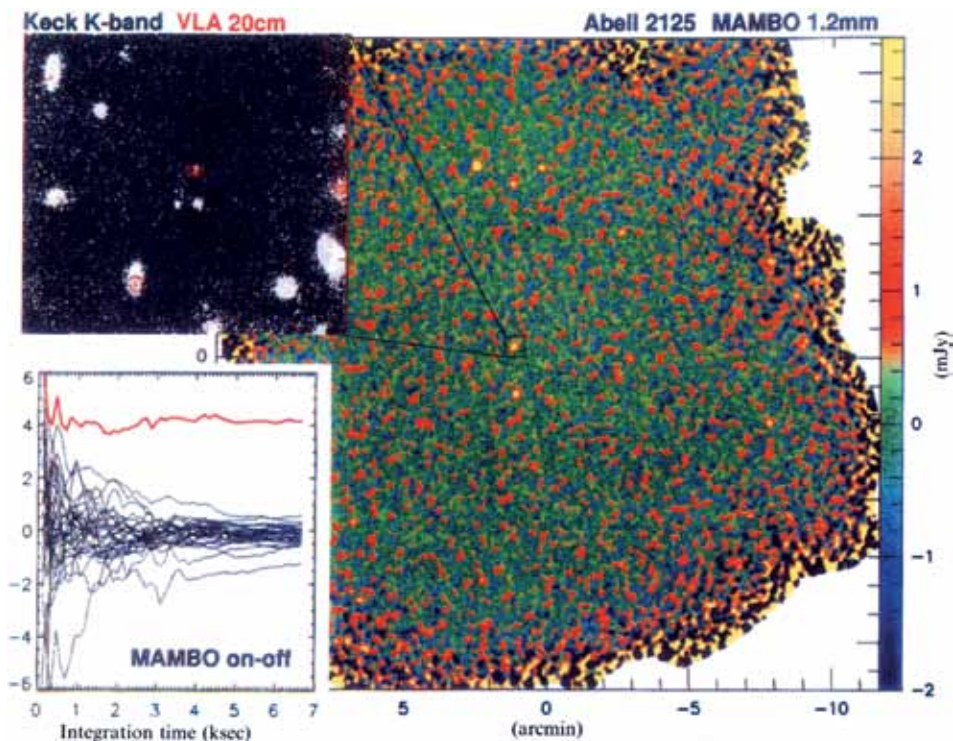


Рис. П1. Шумы приёмника и шумы неразрешённых источников (удалённые квазары и галактики) представлены в виде пространственной точечной радиокарты на длине волны 1,2 мм, полученной с помощью одного из лучших существующих радиотелескопов (IRAM-телескоп, Institut de Radioastronomie Millimétrique, Франция). Радиокарта в псевдоцветах (справа) показывает пространственную область небосвода, сформированную при помощи мультилучевого миллиметрового радиометра (ММВО). Вставка (слева внизу) показывает уменьшение шумовой интенсивности (черные регистрограммы) в 36 элементах разрешения радиометра как функцию от времени накопления («чистый» шум), в то время как красная регистрограмма представляет сигнал от радиоисточника в центре наблюдаемого поля. Этот же источник был также обнаружен при помощи радиоинтерферометра со сверхдлинной базой (VLA, *англ.* Very Large Array) на длине волны 20 см и ИК-телескопа на длине волны 2,2 мкм (вверху слева). Цветовая шкала (справа) показывает измерения потока мощности в [мЯн] [Greving, 2000]. Обозначения осей: слева внизу: ось y — плотность потока [мЯн]; ось x — время накопления (в [кс]); справа внизу — мин. дуги; вверху — названия телескопов и радиоисточника и величины длины волны

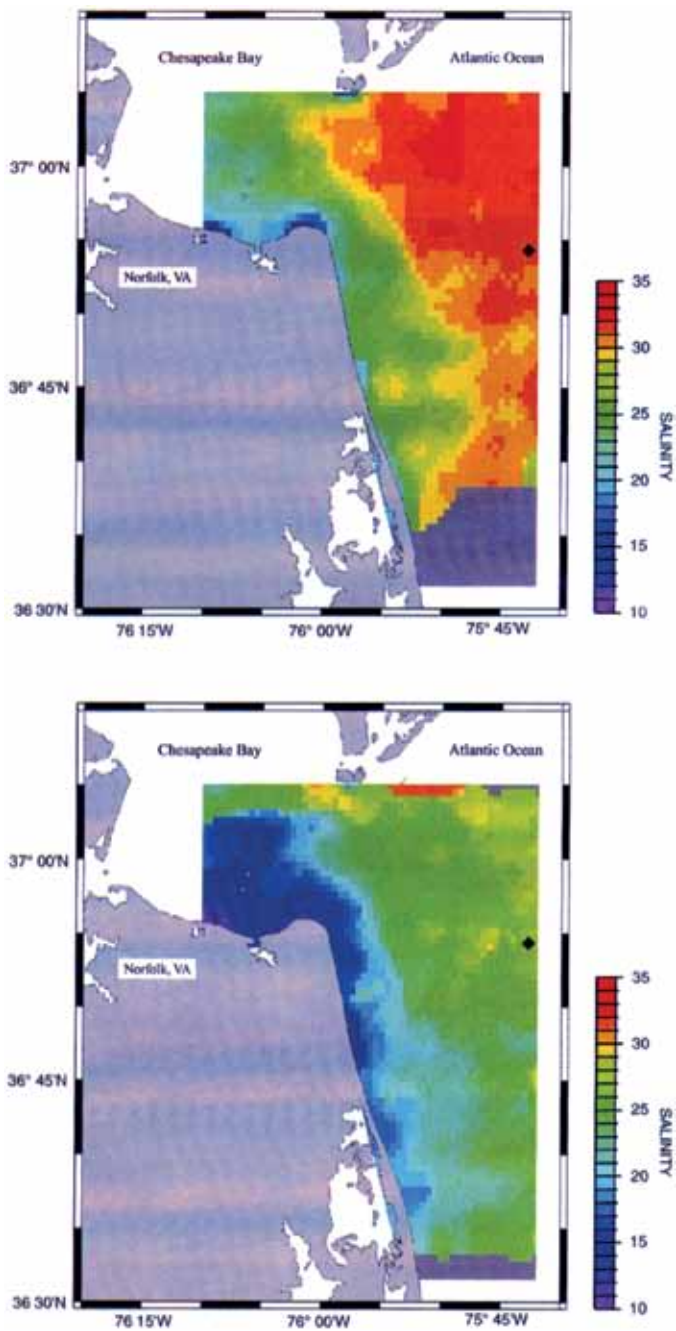


Рис. П2. Поля поверхностной солёности акватории Атлантического океана на выходе Чесапикского залива в открытый океан 14 сентября 1996 г. (вверху) и 20 сентября 1996 г. (внизу). Солёность восстановлена по данным микроволнового дистанционного зондирования. Норфолк, штат Вирджиния. [Miller, 2000]. Обозначения осей справа — солёность [‰]

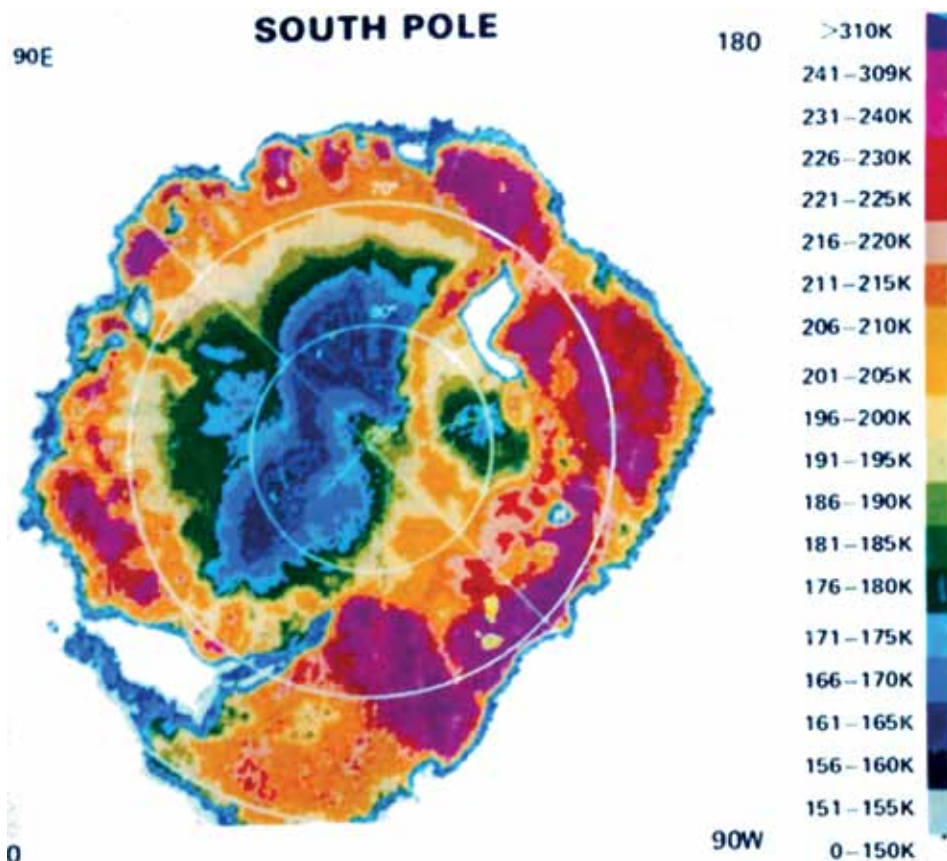


Рис. ПЗ. Радиотепловая карта Южного полюса Земли (в псевдоцветах) в полярной проекции по данным микроволнового радиометра на длине волны 1,55 см, полученная за период 16–18 декабря 1972 г. с КА Nimbus 5. Справа — калибровочная шкала цветности по отношению к яркостной температуре поверхности Антарктиды и полей припайного льда. Белая область в верхнем правом углу соответствует открытой воде в акватории моря Росса между шельфовым ледником Росса и полями морского льда [Gloersen et al., 1974]

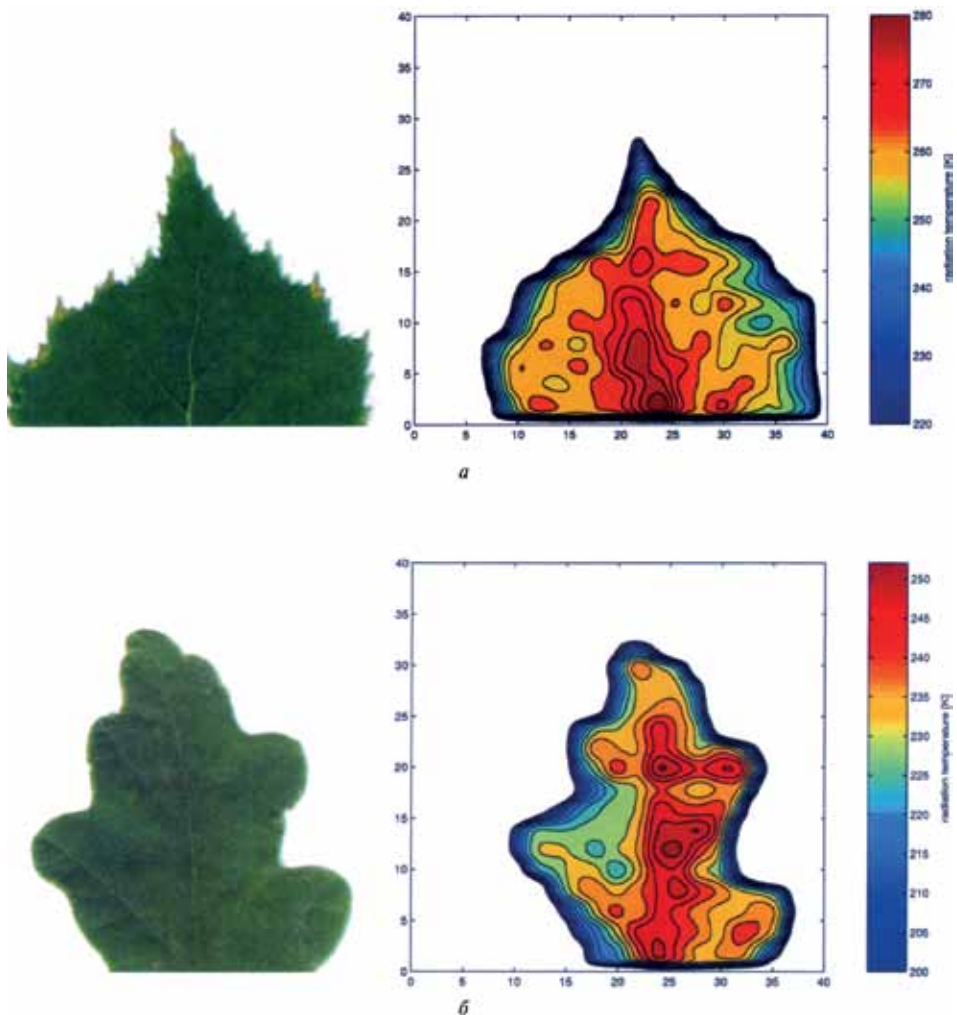


Рис. П4. Оптические и радиотепловые изображения биологических структур в видимом диапазоне (слева) и на частоте 600 ГГц (справа): *a* — лист берёзы; *б* — лист дуба. Справа — калибровочная шкала цветности для радиояркой температуры [K]. Размеры изображений 40×40 мм [Rehm, Brand, 1999].