



СПРАВОЧНИК по РАДИОМЕТЕОРОЛОГИИ

БЮРО РАДИОСВЯЗИ
Издание 2013 г.



СПРАВОЧНИК ПО РАДИОМЕТЕОРОЛОГИИ

ПРЕДИСЛОВИЕ

Первоначальный вариант Справочника по радиометеорологии был разработан под руководством профессора Герта Бруссаарда (Нидерланды) Рабочей группой 3J (Основы распространения радиоволн) 3-й Исследовательской комиссии МСЭ-R (Распространение радиоволн) и опубликован в 1996 году.

Настоящая пересмотренная версия включает обновления, внесенные специалистами Рабочей группы 3J под руководством профессора Марлены Понтес (Бразилия), а также содержит материалы, актуальные для последних пересмотров Рекомендаций МСЭ-R по распространению радиоволн, имеющих отношение к радиометеорологии.

Основные авторы настоящей пересмотренной версии:

Чезар Амайя (Cesar Amaya)

Даниэль Арапоглу (Daniel Arapoglou)

Ана Бенаррох (Ana Benarroch)

Харви Бергер (Harvey Berger)

Пьер Бушар (Pierre Bouchard)

Ксавье Буланже (Xavier Boulanger)

Лоран Кастане (Laurent Castanet)

Крис Гиббинс (Chris Gibbins)

Вацлав Квицера (Vaclav Kvicera)

Лоренцо Луини (Lorenzo Luini)

Пол Маккена (Paul McKenna)

Альдо Парабони (Aldo Paraboni)

Марлена Понтес (Marlene Pontes)

Патриция Рауш (Patricia Raush)

Карло Рива (Carlo Riva)

Тереза Русин (Theresa Rusyn)

Луис Сильва Мельо (Luiz Silva Mello)

Редактирование Справочника по радиометеорологии выполнили Харви Бергер и Марлена Понтес.

Содержание

Стр.

ГЛАВА 1 – Введение	1
1.1 Назначение Справочника по радиометеорологии.....	1
1.2 Используемые тексты	1
1.3 Таблица перекрестных ссылок.....	2
ГЛАВА 2 – Физические характеристики атмосферы.....	5
2.1 Изменчивость плотности водяных паров и кислорода в приземном слое.....	5
2.2 Изменчивость профиля распределения плотности водяных паров по высоте	6
2.3 Характеристики осадков.....	6
2.3.1 Типы осадков	6
2.3.2 Распределение капель по размерам	7
2.3.3 Форма и ориентация гидрометеора	7
2.3.4 Установившаяся скорость	8
2.3.5 Температура капель.....	8
2.4 Статистические характеристики точечной интенсивности дождя	8
2.4.1 Функция распределения интенсивности дождя	8
2.4.2 Годовая изменчивость функции распределения интенсивности дождя	10
2.4.3 Преобразование функции распределения интенсивности дождя в эквивалентные одноминутные статистические данные	11
2.4.4 Модели, описывающие распределение интенсивности дождя	13
2.4.5 Статистические характеристики продолжительности дождей	13
2.5 Горизонтальная структура дождя	14
2.5.1 Применение для оценки рассеяния за счет дождя	14
2.5.2 Применение для оценки ослабления в дожде.....	15
2.6 Вертикальная структура осадков.....	16
2.6.1 Вариации отражательной способности по вертикали.....	17
2.6.2 Вариации величины удельного ослабления по вертикали	17
2.6.3 Высота изотермы нулевого градуса и высота слоя дождя	18
2.7 Характеристики тумана и облаков	18
2.8 Песчаные и пылевые бури.....	18

Справочные материалы.....	19
ГЛАВА 3 – Атмосферная рефракция	23
3.1 Влияние атмосферы на распространение радиоволн.....	23
3.2 Индекс рефракции и рефракция	24
3.3 Модель индекса атмосферной рефракции	26
3.3.1 Линейные модели	26
3.3.2 Экспоненциальные модели.....	26
3.3.3 Другие модели	28
3.4 Отклонения от моделей	29
3.5 Рефракция у поверхности Земли	29
3.5.1 Среднемесячные значения поверхностной рефракции.....	30
3.5.2 Поверхностная рефракция: ее сезонная изменчивость и изменчивость из года в год.....	30
3.6 Градиенты рефракции.....	32
3.6.1 Модель распределения градиента рефракции	32
3.6.2 Статистическая информация о градиентах рефракции	36
3.6.3 Корреляция между поверхностной рефракцией и градиентом рефракции	38
3.6.4 Эквивалентный градиент рефракции на трассе.....	40
3.7 Структуры индекса рефракции в среднем и крупном масштабе.....	40
3.7.1 Волноводные слои – определение и экспериментальные исследования	40
3.7.2 Условия субрефракции	49
3.8 Горизонтальные градиенты рефракции	52
3.9 Способы измерения индекса рефракции.....	54
3.9.1 Прямые измерения с помощью микроволновых рефрактометров	55
3.9.2 Косвенные измерения – измерения метеорологических параметров.....	56
3.9.3 Измерение вертикальных профилей.....	60
3.9.4 Измерения вертикальной и горизонтальной структур.....	61
Справочные материалы.....	63

ГЛАВА 4 – Влияние рефракции на распространение радиоволн.....	65
4.1 Введение.....	65
4.1.1 Аппроксимация траектории луча.....	65
4.1.2 Модифицированный индекс рефракции и эффективный радиус Земли.....	66
4.2 Коэффициент рефракции в нормальных условиях	67
4.2.1 Субрефракция и суперрефракция	67
4.2.2 Кажущийся угол места.....	68
4.2.3 Радиоэлектрическая длина трассы.....	69
4.2.4 Распространение луча по наклонной трассе.....	71
4.2.5 Ошибка в определении скорости измерения длины пробега	71
4.3 Распространение радиоволн в условиях субрефракции	73
4.3.1 Коэффициент эффективного радиуса Земли на трассе, k_e	73
4.3.2 Прогнозирование минимального значения величины k_e	74
4.4 Распространение волн в слоях с суперрефракцией.....	75
4.4.1 Качественное описание с помощью трассирования хода лучей.....	75
4.4.2 Волноводные эффекты.....	77
4.4.3 Многолучевое распространение	80
4.4.4 Вариации угла прихода волны	82
4.5 Описание канала распространения радиоволн в условиях суперрефракции	82
4.5.1 Многолучевая модель	82
4.5.2 Теоретический подход к описанию одночастотных статистических характеристик	83
4.5.3 Модели передаточной функции процесса многолучевого распространения	83
4.6 Упрощенные представления канала распространения радиоволн	84
4.6.1 Модели луча.....	84
4.7 Мерцание сигнала, возникающее из-за атмосферной турбулентности	86
4.7.1 Мерцание амплитуды.....	86
4.7.2 Мерцание угла прихода волны.....	91
4.8 Распространение радиоволн за счет тропосферного рассеяния	92
4.8.1 Моделирование долгосрочных вариаций напряженности поля	93
4.8.2 Передаточная функция процесса тропосферного рассеяния	94

Справочные материалы.....	97
ПРИЛОЖЕНИЕ 1 – Статистические модели прогнозирования стандартного отклонения и амплитуды мерцания	100
A1.1 Введение.....	100
A1.2 Модели прогнозирования стандартного отклонения мерцания	100
A1.2.1 Модель Карасавы	100
A1.2.2 Рекомендация МСЭ-R P.618.....	100
A1.2.3 Модели Ортгиса	100
A1.2.4 Модель Отунга.....	101
A1.2.5 Модель Ван де Кампа.....	101
A1.2.6 Модели Марцано	101
A1.2.7 Модель UCL.....	102
A1.3 Модели прогнозирования и распределения амплитуды мерцания	102
A1.3.1 Модели Карасавы и МСЭ-R	102
A1.3.2 Модель Ван де Кампа.....	103
Справочные материалы ПРИЛОЖЕНИЯ 1.....	104
ГЛАВА 5 – Рассеяние от отдельно взятой частицы.....	105
5.1 Общие вопросы	105
5.1.1 Представление поля в интегральной форме	106
5.1.2 Рассеяние плоской волны в дальнем поле. Оптическая теорема.....	107
5.2 Методы решения	111
5.2.1 Аналитические методы	111
5.2.2 Приближенные численные методы	116
5.3 Выполнение численных процедур.....	120
Справочные материалы.....	122
ГЛАВА 6 – Ослабление и рассеяние в атмосферных газах.....	123
6.1 Физические предпосылки поглощения в атмосферных газах.....	124
6.2 Расчет ослабления в газах по всей атмосфере Земли	130
6.3 Алгоритмы для погонного ослабления в диапазоне частот 1–350 ГГц, приведенные в Приложении 2 Рекомендации МСЭ-R P.676-9.....	132

Стр.

6.4	Алгоритмы для ослабления на наклонной трассе в диапазоне частот 1–350 ГГц, представленные в Приложении 2	132
6.5	Влияние рассеяния, обусловленное атмосферными газами.....	135
6.6	Сравнение прогнозов, полученных на основе различных моделей поглощения в газах, с результатами измерений.....	139
6.6.1	Наземные радиометрические измерения	140
6.6.2	Наземные спектрометры с преобразованием Фурье.....	146
6.6.3	Заключение	146
6.7	Ослабление инфракрасного и видимого излучения.....	147
	Справочные материалы.....	150
	ГЛАВА 7 – Ослабление за счет атмосферных частиц	153
7.1	Прогнозирование удельного ослабления по данным об интенсивности дождя.....	153
7.2	Затухание на линиях конечной протяженности	157
7.2.1	Влияние пространственной неоднородности дождя.....	158
7.2.2	Линия связи Земля-космос	159
7.3	Прогнозирование ослабления по данным о распространении радиоволн.....	160
7.3.1	Одночастотное масштабирование: постоянное отношение значений ослабления	160
7.3.2	Одночастотное масштабирование: переменное отношение значений ослабления	161
7.3.3	Многочастотное масштабирование	161
7.3.4	Мгновенное одночастотное масштабирование	161
7.3.5	Масштабирование статистических данных ослабления в дожде по длине трассы для линий прямой видимости.....	162
7.4	Изменчивость статистических характеристик ослабления в дожде.....	162
7.5	Радиометрические и радиолокационные измерения	162
7.6	Задержка распространения из-за осадков	164
7.7	Ослабление, вызванное отличными от дождя гидрометеорами	164
7.7.1	Аэрозоли, туман, облака, град и снег	164
7.8	Ослабление сигнала из-за песчаных и пылевых бурь.....	168
	Справочные материалы.....	169

ГЛАВА 8 – Радиоизлучение в атмосфере и от поверхности Земли	175
8.1 Введение.....	175
8.2 Распространение излучения	176
8.2.1 Основные причины	176
8.2.2 Уравнение распространения излучения	177
8.2.3 Яркостная температура.....	179
8.3 Эмиссионная способность атмосферы	181
8.4 Эмиссионная способность Земли	183
8.5 Определение ослабления и длины трассы радиометрическим способом.....	186
8.5.1 Общие вопросы.....	186
8.5.2 Расчет ослабления радиометрическим способом.....	187
8.5.3 Расчет задержки распространения.....	188
8.6 Пассивное дистанционное зондирование состава атмосферы.....	189
8.6.1 Общие вопросы.....	189
8.6.2 Содержание воды в атмосфере	189
8.6.3 Определение содержания воды в атмосфере радиометрическим способом.....	190
8.6.4 Коэффициенты обращения и масштабирования	191
Справочные материалы.....	194
ГЛАВА 9 – Кросс-поляризация и анизотропия	197
9.1 Математические основы.....	197
9.1.1 Поляризация волны	198
9.1.2 Ортогональные поляризации.....	199
9.1.3 Канал передачи с двойной поляризацией	200
9.1.4 Упрощенные модели среды.....	202
9.2 Микрофизика среды деполяризации	205

Стр.

9.2.1	Существование главных плоскостей	206
9.2.2	Модель с равномерно расположенными осями капель дождя.....	207
9.2.3	Капли дождя, имеющие гауссово распределение ориентации	208
9.2.4	Ледяные иглы в облаках	209
9.2.5	Деполяризация льда во время дождя.....	211
9.3	Определение параметров модели	212
	Справочные материалы.....	215
	Глава 10 – Статистические аспекты моделирования	217
10.1	Изменчивость атмосферных процессов	217
10.1.1	Используемые определения	217
10.1.2	Понятия и модели.....	219
10.2	Статистические показатели наихудшего месяца.....	220
10.2.1	Определение, разработанное МСЭ-R.....	220
10.2.2	Метод расчета с использованием переводного множителя Q	221
10.2.3	Метод вычисления с использованием C_0	222
10.2.4	Аспекты, относящиеся к изменчивости	222
10.3	Годовые статистические показатели	222
10.3.1	Модель Крейна	222
10.3.2	Межгодовая изменчивость статистических данных интенсивности дождя и ослабления в дожде	224
10.4	Концепции рисков и обеспечения надежности	225
10.4.1	Анализ рисков.....	225
10.4.2	Период повторяемости.....	228
10.4.3	Средняя наработка на отказ.....	228
10.4.4	Прочие соображения.....	228
10.4.5	Влияние на работу служб	229
10.4.6	Риск возникновения простоев	229
10.5	Выводы.....	230
	Справочные материалы.....	233

ГЛАВА 1

Введение

1.1 Назначение Справочника по радиометеорологии

Справочник по радиометеорологии содержит базовую и дополнительную информацию о распространении радиоволн и служит дополнительным томом и руководством к Рекомендациям, разработанным Рабочей группой 3J (Основы распространения радиоволн) 3-й Исследовательской комиссии (ИКЗ) Сектора радиосвязи МСЭ (МСЭ-R). Справочник содержит общую информацию по радиометеорологии и предназначен для пользователей Рекомендаций МСЭ-R серии Р, стремящихся более глубоко понять Рекомендации, а также желающих принять участие в их разработке.

Рекомендации, относящиеся к влиянию атмосферы, для чего в настоящем Справочнике используется термин "радиометеорология", в основном базируются на результатах долгосрочных научных исследований. Они разработаны на основе консенсуса делегатов по общим знаниям в этой области. В условиях постоянного развития этих знаний первостепенное значение имеет ознакомление с результатами научных исследований, которые составляют основу Рекомендаций. Отсутствие такой информации сделает невозможным пересмотр Рекомендаций и их совершенствование в интересах пользователей. Кроме того, обзор базовой информации поможет пользователям оценить точность и ограничения предлагаемых моделей.

Задача Рекомендаций заключается в объективном представлении методов, применимых на практике, поэтому у читателя неизбежно возникнут вопросы, связанные с этими методами, исчерпывающие ответы на которые в самих Рекомендациях не содержатся. Для того чтобы помочь пользователям Рекомендаций и обеспечить для них руководство по основам рекомендованных методов, в настоящем Справочнике представлена как базовая информация, так и краткий обзор современных экспериментальных исследований и предварительные результаты применения новых моделей.

Эта цель стояла перед 3-й Исследовательской комиссией МСЭ-R (Распространение радиоволн) при подготовке настоящего Справочника. Этот Справочник будет полезен как специалистам самой Исследовательской комиссии, так и другим специалистам, а также членам Исследовательской комиссии, ответственным за разработку Рекомендаций по влиянию тропосферы на распространение радиоволн.

1.2 Используемые тексты

Ниже перечислены Рекомендации по радиометеорологии и методам статистического моделирования, которые находятся в ведении Рабочей группы 3J по основам распространения радиоволн, а также ряд Рекомендаций, важных для дальнейшего проведения работ, выполняемых в Рабочей группе 3J, базовая информация для которых содержится в настоящем Справочнике (по состоянию на июнь 2013 г.).

Рекомендация МСЭ-R P.453-10	Индекс рефракции радиоволн: его формула и данные о рефракции
Рекомендация МСЭ-R P.525-2	Расчет ослабления в свободном пространстве
Рекомендация МСЭ-R P.527-3	Электрические характеристики поверхности Земли
Рекомендация МСЭ-R P.581-2	Концепция "наихудшего месяца"
Рекомендация МСЭ-R P.676-9	Затухание в атмосферных газах
Рекомендация МСЭ-R P.678-1	Оценка изменчивости явлений распространения радиоволн
Рекомендация МСЭ-R P.833-7	Ослабление сигналов растительностью
Рекомендация МСЭ-R P.834-6	Влияние тропосферной рефракции на распространение радиоволн

Рекомендация МСЭ-R P.835-5	Эталонные стандартные атмосферы
Рекомендация МСЭ-R P.836-4	Водяные пары: плотность у поверхности Земли и общее объемное содержание
Рекомендация МСЭ-R P.837-6	Характеристики осадков, используемые при моделировании распространения радиоволн
Рекомендация МСЭ-R P.838-3	Модель погонного ослабления в дожде, используемая в методах прогнозирования
Рекомендация МСЭ-R P.839-3	Модель высоты слоя дождя, используемая в методах прогнозирования
Рекомендация МСЭ-R P.840-5	Ослабление из-за облачности и тумана
Рекомендация МСЭ-R P.841-4	Преобразование годовой статистики в статистику наихудшего месяца
Recommendation ITU-R P.1057-2	Probability distributions relevant to radiowave propagation modelling
Рекомендация МСЭ-R P.1058-2	Цифровые топографические базы данных, необходимые для исследования распространения радиоволн
Рекомендация МСЭ-R P.1144-6	Руководство по использованию методов прогнозирования распространения радиоволн, разработанных 3-й Исследовательской комиссией по радиосвязи
Рекомендация МСЭ-R P.1322	Расчет ослабления в атмосфере с помощью радиометрических измерений
Рекомендация МСЭ-R P.1407-4	Многолучевое распространение и параметризация его характеристик
Recommendation ITU-R P.1510	Annual mean surface temperature
Recommendation ITU-R P.1511	Topography for Earth-to-space propagation modelling

ПРИМЕЧАНИЕ. – Настоящий Справочник (в частности, глава 8) применяется только к той части Рекомендации МСЭ-R P.372-8 (Радиошум), которая относится к тропосферному шуму.

1.3 Таблица перекрестных ссылок

Нижеследующая таблица, в которой отражены перекрестные ссылки на главы Справочника и Рекомендации, может быть полезна для поиска соответствующего текста.

ТАБЛИЦА 1.1

Связь между главами Справочника и Рекомендациями

Глава Рекомен- дация	2	3	4	5	6	7	8	9	10
P.372							X		
P.453	X	X	X						
P.581									X
P.676					X		X		
P.678									X
P.834			X						
P.835	X				X				
P.836	X								
P.837	X					X			
P.838				X		X		X	
P.839	X					X			
P.840				X		X	X	X	
P.841									X
P.1057									X
P.1322							X		
P.1510	X								
P.1621			X		X	X			
P.1623	X								X

ГЛАВА 2

Физические характеристики атмосферы

Для целей настоящего Справочника исследования атмосферы ограничены тропосферой – нижним слоем атмосферы Земли. Для тропосферы характерно равномерное снижение температуры с увеличением высоты, при этом средний градиент составляет от -5 до -6 К на километр. Именно здесь берет начало большинство метеорологических явлений, в частности образуются облака. Высота верхней границы тропосферы колеблется от 8 км на полюсах до 18 км на экваторе и зависит от географической широты, времени года и метеорологических условий. В области, расположенной непосредственно над тропосферой, называемой тропопаузой, температура колеблется от 190 К на экваторе до 220 К на полюсах. В большинстве случаев тропопауза является верхней границей облаков.

Компоненты атмосферы изменяются в зависимости от высоты, например газы с увеличением высоты становятся более легкими и разреженными. Компоненты, как правило, делятся на три категории: компоненты с постоянной плотностью (основные компоненты), компоненты с переменной плотностью (второстепенные компоненты) и аэрозоли.

До высоты 15–20 км основные компоненты атмосферы распределены квазиравномерно. Наиболее важными из этих компонентов являются: азот (N_2), составляющий 78,095% общего объема; кислород (O_2), составляющий 20,93% общего объема; аргон (Ar), составляющий 0,93% общего объема; и двуокись углерода (CO_2), которая составляет 0,03% общего объема.

К второстепенным компонентам атмосферы относятся водяной пар (H_2O), неон (Ne), гелий (He), криптон (Kr), метан (CH_4) и водород (H_2). Концентрация второстепенных компонентов зависит от географического местоположения, условий окружающей среды (континентальная или морская) и погодных условий. Водяной пар является главным компонентом, и его концентрация меняется в зависимости от географического расположения и местных климатических условий.

Аэрозоли представляют собой мельчайшие взвешенные частицы и обладают очень низкой скоростью падения. Их размер, как правило, составляет от 10^{-2} до 100 мкм. Аэрозоли могут быть жидкими или твердыми. Примерами могут служить микроскопические частицы пыли или кристаллы соли в условиях морской среды.

В нижеследующих разделах рассматривается изменчивость плотности водяных паров и кислорода в приземном слое, изменение плотности водяных паров в зависимости от высоты, характеристики выпадения осадков (распределение капель по размеру, форма и ориентация гидрометеоров, конечная скорость, температура капель), статистические характеристики точечной интенсивности осадков (или интенсивность дождя), горизонтальная структура дождя, характеристики тумана или облаков, а также характеристики песчаных и пылевых бурь.

2.1 Изменчивость плотности водяных паров и кислорода в приземном слое

В Рекомендации МСЭ-R P.835 содержится информация о различных значениях эталонной стандартной атмосферы, включая кислород и водяной пар, которые могут использоваться для расчета ослабления в атмосферных газах. В данном разделе рассматриваются изменения характеристик этих газов.

В Рекомендации МСЭ-R P.836 приведена информация для получения годовых значений плотности водяных паров у поверхности, ρ (г/м³), превышаемых для 0,1; 0,2; 0,3; 0,5; 1; 2; 3; 5; 10; 20; 30; 50; 60; 70; 80; 90; 95 и 99% времени среднего года. Разрешающая способность этих карт составляет $1,125^\circ$ по широте и долготе, поэтому приводится подробная процедура интерполяции для получения соответствующих значений объемной плотности водяных паров в произвольной точке поверхности Земли. Приведены примеры кривых среднегодовой плотности водяных паров для вероятностей превышения 0,1; 0,5; 1; 5; 10; 20 и 50%, полученные при помощи цифровых карт.

Соотношения между плотностью водяных паров ρ , давлением водяных паров и относительной влажностью воздуха приводятся в Рекомендации МСЭ-R P.453.

Плотность водяных паров характеризуется высокой изменчивостью. В первом приближении можно считать, что флуктуация параметра ρ во времени подчиняется нормальному закону распределения со стандартным отклонением, равным приблизительно четвертой части среднего значения.

Статистическое отклонение плотности водяных паров зависит от температуры атмосферы. Относительная влажность редко достигает 100%, то есть максимальная плотность водяных паров не превышает величины, соответствующей насыщению при атмосферной температуре.

Плотность водяных паров возрастает до величины, близкой к насыщению, в облаках и дождевом потоке. На частотах, превышающих приблизительно 15 ГГц, при оценке статистических характеристик процесса ослабления радиоволн или расчете атмосферных помех необходимо учитывать, что между ослаблением за счет водяных паров и ослаблением в дожде существует корреляция.

Как правило, дождь возникает в такое время года, когда самые высокие средние значения плотности водяных паров наблюдаются у поверхности Земли, и увеличение интенсивности дождя обычно находится в корреляционной зависимости от увеличения сезонной плотности водяных паров.

Статистический анализ данных об абсолютной влажности для 62 местоположений в Соединенном Королевстве показывает, что значения плотности водяных паров, превышаемые в течение 0,1 и 99,9% времени, равны приблизительно 15 г/м³ и 2,2 г/м³ соответственно, причем эти значения приблизительно на 10% больше на юге и на 10% меньше на северо-востоке Шотландии [UK Meteorology Office, 1976].

2.2 Изменчивость профиля распределения плотности водяных паров по высоте

Характер зависимости плотности водяных паров от высоты ("высотный профиль") весьма переменчив. В Рекомендации МСЭ-R P.835 приведен ряд эталонных профилей атмосферы, предназначенных для использования в основных методах прогнозирования.

Общее содержание водяных паров вдоль трассы распространения используется для расчета увеличения длины трассы и определения ослабления за счет содержащихся в атмосфере водяных паров, причем в случае ослабления за счет содержащихся в атмосфере водяных паров предполагается, что ослабление пропорционально общему содержанию водяных паров с удельным массовым коэффициентом поглощения.

В Рекомендации МСЭ-R P.836 приведена информация для получения годовых значений общего объемного содержания водяных паров в вертикальном столбе (в зените), V (кг/м²), превышаемых для 0,1; 0,2; 0,3; 0,5; 1; 2; 3; 5; 10; 20; 30; 50; 60; 70; 80; 90; 95 и 99% времени года, на основе цифровых карт, представленных на сайте 3-й Исследовательской комиссии по радиосвязи. Разрешающая способность этих карт также составляет 1,125° по широте и долготе, и приводится подробная процедура интерполяции для получения соответствующих значений объемной плотности водяных паров в произвольной точке на поверхности Земли, а также примеры кривых вероятностей превышения 0,1; 0,5; 1; 5; 10; 20 и 50%.

2.3 Характеристики осадков

2.3.1 Типы осадков

Различают следующие типы осадков.

Стратифицированные осадки

Стратифицированные осадки характеризуются наличием обширных зон с малой интенсивностью дождя и небольшими вкраплениями ливневых участков со скоростью выпадения до 25 мм/ч. Этот тип осадков стратифицирован в горизонтальном направлении, причем высота слоя дождя достигает полосы яркости, высота слоя снега – порядка 7 км, а слоя кристаллов льда – порядка 9 км.

Конвективные осадки

Конвективные осадки характеризуются локализованными областями сравнительно интенсивных осадков, для которых характерны сильные восходящие и нисходящие потоки, проходящие через глубокие слои тропосферы. Эти области имеют колоннообразную форму и иногда простираются до тропопаузы. Могут возникать очень интенсивные осадки продолжительностью до десятков минут и протяженностью в несколько километров.

Муссонные осадки

Муссонные осадки характеризуются чередованием полос интенсивных конвективных и стратифицированных осадков. Полосы очень сильного дождя обычно имеют ширину до 50 км, а в длину простираются на сотни километров и могут продолжаться несколько часов.

Тропические штормы

Тропические штормы – это большие сформировавшиеся области осадков, простирающиеся на сотни километров. Для шторма характерно наличие нескольких спиралевидных полос, которые заканчиваются в зонах интенсивных осадков, окружающих центральную часть или глаз шторма. Эти полосы включают в себя зоны интенсивных конвективных осадков.

2.3.2 Распределение капель по размерам

Распределение дождевых капель по размерам, форме и ориентации во время бури может изменяться. Наблюдения показывают, что в среднем распределение капель по размерам относительно стабильно и меняется в основном при изменении интенсивности дождя. Распределение капель по размерам, предложенное Лоусом и Парсонсом [Laws and Parsons, 1943], использовалось для разработки конкретной модели ослабления в дожде, представленной в Рекомендации МСЭ-R P.838. Распределение относительных плотностей маленьких капель диаметром менее 0,5 мм плохо описываются моделью Лоуса-Парсонса, поэтому для данного диапазона величин диаметра можно использовать распределение Маршалла-Пальмера [Marshall and Palmer, 1948]. Относительная концентрация маленьких капель может сильно меняться, и потому использование какой-то одной модели распределения может оказаться неэффективным. В тропиках может применяться распределение капель по размерам, предложенное Аджайи и Ольсеном [Ajayi and Olsen, 1985]. В главе 7 рассматривается точность расчета ослабления сигнала при использовании различных моделей распределения капель по размерам.

2.3.3 Форма и ориентация гидрометеора

Падающие капли дождя деформируются под воздействием гравитации и горизонтальными градиентами ветра, поэтому падая, капли могут вибрировать и осциллировать. Типичная форма дождевой капли – сплюснутый сфероид с близкой к вертикальной осью симметрии. Горизонтальные силы, обусловленные вертикальными градиентами ветра, могут привести к тому, что средняя ориентация капель отклонится на несколько градусов от вертикальной оси симметрии. Пруппачер и Питтер [Pruppacher and Pitter, 1971] выполнили моделирование распределения капель по форме как функцию размера капли, и это прогнозирование формы было подтверждено наблюдениями, проведенными в лаборатории Пруппачером и Беардом [Pruppacher and Beard, 1970]. Однако результаты наблюдений в атмосферных условиях обычно дают меньшее отношение осей по сравнению с расчетными результатами для того же объема капель.

Снег и частицы льда часто описываются с помощью сферической модели. Объемная плотность снега невелика (в смеси воздуха и льда в пределах границ сферы преобладает воздушная фракция) и потому частицы снега почти не производят эффекта поляризации. Частицы льда высокой плотности, такие как ледяные пластины и столбики, возникающие в верхних слоях атмосферы, могут производить ощутимую деполяризацию, если значительная часть частиц имеет одинаковую ориентацию.

Частицы льда и снега – твердые и могут переворачиваться во время падения. Силы торможения среды стремятся заставить частицы льда падать в направлении своего максимального увеличения. Кроме того, наблюдения показали, что электрические поля аналогичным образом ориентируют значительную долю частиц льда.

2.3.4 Установившаяся скорость

Ганн и Кинцер [Gunn and Kinzer, 1949] описывают установившуюся скорость капель дождя в виде функции их размера. Измерения производились в лабораторных условиях, однако предполагалось, что результаты применимы и для реальной атмосферы. Скорость капель зависит от плотности воздуха и, следовательно, является функцией высоты. Радиолокационные наблюдения показывают, что в среднем величина коэффициента отражения мало меняется ниже высоты слоя дождя. Следовательно, количество, размеры капель, а также влагосодержание в пределах того же объема мало зависят от высоты. Учитывая что установившаяся скорость капель зависит от высоты, плотность потока воды или интенсивность дождя также зависят от высоты, а так как удельное ослабление в первую очередь зависит от влагосодержания, то ниже высоты слоя дождя оно меняется незначительно.

2.3.5 Температура капель

Падающие капли дождя имеют температуру, близкую к температуре водяного шарика при температуре, давлении и влажности окружающего воздуха. Маленькие капельки влаги могут существовать и при температурах ниже 0°C особенно в области восходящих потоков конвективных бурь и в переохлажденных туманах. Смесь воды со льдом может также существовать в области нисходящих воздушных потоков на высоте ниже высоты нулевой изотермы. В среднем значительное количество капель воды большего размера, которые оказывают ощутимое влияние на процесс ослабления радиоволн, возникает между поверхностью Земли и высотой, на которой проходит нулевая изотерма.

2.4 Статистические характеристики точечной интенсивности дождя

2.4.1 Функция распределения интенсивности дождя

Измерения, проведенные с помощью чувствительного плувиометра, показали, что дождь высокой интенсивности имеет тенденцию существовать недолго, как правило в течение нескольких минут. Следовательно, экспериментальная функция распределения интенсивности дождя зависит от общего времени проведения эксперимента. Месячные, дневные и, в некоторых случаях, почасовые данные о выпавших в виде дождя осадках, которые без труда можно найти в отчетах различных метеорологических служб, нельзя использовать в чистом виде для построения функций распределения интенсивности дождя, включающей области низких значений процента времени превышения.

Данные об интенсивности дождя, отличающиеся высокой временной разрешающей способностью, были получены с помощью чувствительного плувиометра в Европе и с помощью прибора, называемого "опрокидывающаяся корзина" в Канаде. На основе этих данных была проведена классификация дождевых осадков по климатическим признакам [Kalinin and Nadenenko, 1975; Fedi, 1979a; Segal, 1979, 1980a]. Другие районы были разбиты на категории на основе функций распределения интенсивности дождя, полученных в основном с помощью данных, собранных в течение несколько больших отрезков времени, как правило за 5–10 минут [Lin, 1978; Morita, 1978; CCIR, 1986-90a; Burgueno *et al.*, 1987].

В 1999 году 3-я Исследовательская комиссия утвердила новую версию Рекомендации МСЭ-R P.837 (версия 2), в которой первоначальные карты зон дождя (приведенные в версии 1) были заменены на двойную экспоненциальную модель Салонена-Баптисты [Poiars-Baptista, Salonen, 1998]. Рекомендация МСЭ-R P.837 опирается на данную модель и требует в качестве исходных данных следующие метеорологические параметры:

- M_S = среднегодовое количество стратифицированных осадков (мм);
- M_C = среднегодовое количество конвективных осадков (мм);
- $P_{т6}$ = вероятность 6-часовых периодов дождя (%).

Для формирования карт исходных параметров для Рекомендаций МСЭ-R использовались две базы данных, имеющихся в ESA [Martellucci, 2004]: NA-4 и ERA-15. База данных повторного анализа ECMWF (ERA) 15 использовалась при формировании карт исходных параметров для Рекомендаций МСЭ-R P.837.

База данных ERA-15 содержит информацию, полученную при проведении повторного анализа ECMWF в период с января 1979 года по декабрь 1993 года [ERA 15, 1999]. Каждая из точек стандартной сетки ($1,5^\circ \times 1,5^\circ$), покрывающей всю территорию земного шара, содержит значения, соответствующие времени 00:00, 06:00, 12:00, 18:00 UTC следующих видов осадков: стратифицированные накопленные осадки, конвективные накопленные осадки и суммарное накопленное количество выпавшего снега. Эти данные использовались для создания карт M_s (среднегодовое количество стратифицированных осадков в виде дождя), M_c (среднегодовое количество конвективных осадков в виде дождя) и $P_{т6}$ (вероятность дождя в течение шести часов), которые в настоящее время используются в Рекомендации МСЭ-R P.837. На основе этих параметров можно вычислить среднее суммарное количество осадков в виде дождя (M_i) и среднегодовой коэффициент конвективности, который представляет собой отношение количества конвективных осадков в виде дождя к общему количеству осадков в виде дождя (β).

Недавно Центром ECMWF был выпущен новый продукт (пакет данных ERA-40), полученный путем повторного анализа, проводимого ECMWF в течение длительного периода времени (с середины 1957 г. по 2001 г.). Новый продукт обладает более высоким пространственным разрешением, чем ERA-15 (стандартная координатная сетка $1,125^\circ \times 1,125^\circ$) [ERA 40, 2002]. Основным отличием пакета данных ERA-40 от ERA-15 является возможность получения количественных характеристик конвективных и обильных осадков в виде дождя, накопленных в течение шести часов, непосредственно из соответствующих значений количества осадков и выпавшего снега.

Методика, используемая для усовершенствования метода прогнозирования, приведенного в Рекомендации МСЭ-R P.837, описана в [Castanet *et al.*, 2007a, 2007b].

Если для определенной местности существует необходимый объем данных об интенсивности дождя, то эти данные должны использоваться для определения интегральной функции распределения скорости выпадения дождя. В отсутствие такой информации для прогнозирования статистических данных интенсивности дождя с периодом интегрирования, равным 1 минуте, следует использовать информацию, представленную в Рекомендации МСЭ-R P.837. Данные, представленные в этой Рекомендации, также следует использовать для расчета помех и координационного расстояния.

Пространственное разрешение цифровых карт в Рекомендации МСЭ-R P.837 составляет $1,125^\circ$ по широте и $1,125^\circ$ по долготе. Модель интенсивности дождя состоит из двух компонентов: 1) обильные (широкомасштабные или стратифицированные) осадки, и 2) конвективные (ливневые) осадки.

Для параметров данных ECMWF на глобальном уровне используется модель Райса-Холмберга [Rice and Holmberg, 1973; Dutton and Dougherty, 1974] и метод Салонена-Баптисты [Salonen and Baptista, 1997] для получения статистических показателей осадков с малым временем интегрирования на основе данных с длительным временем интегрирования.

Пакет данных GPCP, полученный в ходе глобального эксперимента по изучению энергетического и водного цикла (GEWEX), включает ежемесячные показатели выпадения осадков над сухопутными территориями с пространственным разрешением, равным $2,5^\circ \times 2,5^\circ$. Данные GPCP основаны на результатах измерения количества осадков, полученных при помощи более чем 30 000 плевнимоетров, расположенных на метеорологических станциях по всему миру. Минимальное разрешение по времени составляет один месяц; однако в данных GPCP снег и дождь не различаются.

При разработке Рекомендации МСЭ-R P.837 использовались среднегодовые показатели осадков с 1986 по 1995 год. Поскольку данные о количестве осадков GPCP основаны на результатах измерений количества осадков в виде дождя, они считаются более точными, чем прогнозы ECMWF; однако в ряде регионов мира наблюдается нехватка либо отсутствие результатов измерений GPCP. В этих случаях данные GPCP были подвергнуты пространственной интерполяции при помощи метода, в котором применяется топография. В целях исключения снеговых осадков в суммарные показатели осадков GPCP были внесены уточнения при помощи полученного из ECMWF среднегодового отношения количества снеговых осадков к количеству дождевых осадков. Вслед за этим были уточнены значения вероятности дождя в течение шести часов, полученные на основе данных ECMWF, в целях отражения количества осадков GPCP.

Для получения более точной информации об интенсивности дождя для конкретного местоположения или территории должны применяться правильно откалиброванные, работающие в режиме непрерывной записи плювиометры, обладающие адекватной чувствительностью и разрешением по времени. Когда же используются приборы типа "опрокидывающаяся корзина", то для более низких интенсивностей дождя рекомендуется проводить измерение временного интервала между последовательными опрокидываниями. Если же характеристики плювиометра и самописца не гарантируют их точной работы при самых высоких ожидаемых интенсивностях дождя, то возможно предпочтительнее будет просуммировать результаты нескольких опрокидываний, если они происходят слишком быстро и их нельзя распознать по отдельности. В Рекомендации МСЭ-R P.311 приводятся формы для представления статистических характеристик дождя.

2.4.2 Годовая изменчивость функции распределения интенсивности дождя

Дождь – это естественное, меняющееся во времени явление. Многие модели, предсказывающие характеристики распространения радиоволн и использующиеся при разработке РЧ-систем, основаны на долгосрочных функциях распределения точечной интенсивности дождя. Можно ожидать, что для любого одного года или ряда лет появится отклонение от этих прогнозов. Поэтому представление о характере изменчивости этой функции из года в год оказывается важным как для оценки отклонения от среднего ожидаемого поведения, так и для определения периода наблюдения, который необходим, чтобы получить точную оценку истинной долгосрочной средней функции распределения интенсивности дождя.

Среди различных исследователей, предпринимавших попытки установить природу изменчивости функции распределения точечной интенсивности дождя из года в год, только некоторые располагали достаточно большими временными выборками данных, которые позволили им глубоко исследовать проблему. В [Aresu *et al.*, 1989] показано, что для периода наблюдения длительностью 10 лет изменчивость из года в год превышает 20%, а в [Crane, 1990] предполагается, что эта цифра достигает 35%.

В [Segal, 1979] исследовались одномоментные записи об интенсивности дождя за 68 лет, собранные в четырех местах, расположенных на больших расстояниях друг от друга при различных условиях выпадения осадков. После обработки ограниченной выборки данных было заключено, что распределение кубических корней годовых значений интенсивности дождя хорошо аппроксимируется нормальным законом. В [Burgueño *et al.*, 1987] после исследования вариации годовой интенсивности дождя за 49 лет в Барселоне сделан вывод, что она распределена аналогичным образом.

Эта проблема также исследовалась [CCIR, 1986-90b] с помощью статистических методов повторного оценивания, которые позволили повысить чувствительность статистического анализа изменчивости данных об интенсивности дождя из года в год, проводившегося для нескольких районов Канады. Для определения адекватного закона распределения годовых превышений интенсивности дождя при фиксированном уровне вероятности исследовался весь спектр нормально-степенных функций:

$$y = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) dx \quad (2.1)$$

где независимая переменная $x = R^\lambda$, а $y = P(R)$. Показатель степени λ изменялся в диапазоне $0 < \lambda \leq 1$. Значение $\lambda = 1$ соответствует нормальному распределению, тогда как логарифмически нормальный процесс соответствует пределу $\lambda = 0$.

Для вероятностей менее приблизительно 0,1% оптимальное значение λ варьировалось от менее чем 0,1 для побережья до более чем 0,8 для восточной части континента, для которой характерны как стратифицированные, так и конвективные осадки.

Было обнаружено, что коэффициент отклонения σ/μ (где μ и σ – среднее и стандартное отклонение соответствующего нормального степенного распределения) изменяется как функция эталонного уровня вероятности, особенно в тех регионах, в которых осадки чаще всего являются орографическими. Была отмечена обратная зависимость между коэффициентом вариации и суммарным годовым количеством выпавших осадков.

2.4.3 Преобразование функции распределения интенсивности дождя в эквивалентные одномоментные статистические данные

Из-за природной изменчивости точечных характеристик дождя функция распределения интенсивности дождя, полученная по данным наблюдений, зависит от времени интегрирования плувиометра. В Приложении 1 Рекомендации МСЭ-R Р.837 приведена методика непосредственного предварительного расчета дополнительной интегральной функции распределения интенсивности дождя, известную как $P(R)$, исходя из долгосрочной метеорологической информации (см. § 2.4.1). Однако в результате испытаний выяснилось, что методы, при помощи которых можно преобразовать статистические данные об интенсивности дождя из длительного (например, $T = 30$ мин или 1 ч) в малое время интегрирования, являются более точными, чем модели, подобные той, которая содержится в Приложении 1 [Emiliani *et al.*, 2010]. Следовательно, всякий раз при наличии результатов локальных измерений, даже с грубым временем интегрирования, для расчета локальных статистических данных дождевых осадков с одномоментным интегрированием следует предпочитать методы преобразования.

В литературе предлагается ряд моделей преобразования статистических данных дождевых осадков из длительного в малое время интегрирования, которые могут классифицироваться следующим образом:

- эмпирическая модель, использующая методы регрессии, применяемые к экспериментальным данным, для определения коэффициентов преобразования;
- физическая модель, основанная на процессах формирования и развития дождя, а также его эволюции в течение времени.

Из всех моделей преобразования, имеющих в литературе, следующие могут применяться на глобальной основе и в качестве исходных данных требуют только интегральную функцию распределения с длительным временем интегрирования.

A) Степенной закон (метод PL, см. [Emiliani *et al.*, 2009])

Метод основан на следующем выражении, преобразующем значения скорости выпадения дождя $P(R)$:

$$R_1(P) = a(T) R_T(P)^{b(T)}, \quad (2.2)$$

где:

T – время интегрирования (мин);

P – вероятность;

$R_1(P)$ и $R_T(P)$ – значения скорости выпадения дождя с временем интегрирования, равным 1 и T м соответственно, превышаемые с той же вероятностью P ;

$a(T)$ и $b(T)$ – коэффициенты, зависящие от времени интеграции.

B) Коэффициент преобразования, смоделированный по степенному закону (метод CF-PL, см. [Emiliani *et al.* 2009]).

Преобразование зависит от P и имеет вид

$$CF(P) = R_1(P)/R_T(P), \quad CF(P) = a(T) P^{b(T)}, \quad (2.3)$$

где $R_1(P)$, $R_T(P)$, $a(T)$ и $b(T)$ сохраняются, как определено в уравнении (2.2).

C) Полуфизический метод, см. [Lavernat and Golé, 1998])

Метод определяется следующим образом:

$$CF = 1/T \rightarrow R_1 = R_T / CF^\alpha \rightarrow P_1(R_1) = CF^\alpha P_T(R_T), \quad (2.4)$$

где α – эмпирический параметр преобразования;

$R_1(P)$, $R_T(P)$, $a(T)$ и $b(T)$ сохраняются как определено в уравнении (2.2).

D) ERSC (преобразование статистических данных дождевых осадков в виде экспоненциальных ячеек) (см. [Capsoni and Luini, 2009]).

Модель ERSC, надлежащим образом описанная в [Capsoni and Luini, 2009] (в которой читатель может найти более подробную информацию), недавно была включена в Приложение 3 Рекомендации МСЭ-R P.837-6. Для моделирования процесса сбора данных в плювиометре с временем интегрирования, равным T , в методе используется модель EXCELL (экспоненциальная ячейка) [Capsoni *et al.*, 1987a]. Метеорологические условия в исследуемых местах описываются при помощи группы синтетических экспоненциальных дождевых ячеек, вероятность возникновения которых зависит от $P(R)_1$, и, следовательно, изменяется в зависимости от места. После классификации и разделения на стратифицированные или конвективные такие ячейки используются для моделирования взаимодействия поля дождя с виртуальным плювиометром, работающим с заданным временем интегрирования T , а затем для преобразования $P(R)_1$ в $P(R)_T$. С этой целью синтезированные дождевые ячейки преобразуются строго с оптимальной скоростью, различной для стратифицированных (v_{strat}) и конвективных (v_{conv}) ячеек и учитывающей фактическую пространственно-временную эволюцию осадков:

$$v_{conv} = v_{700}/k_1(T) \quad \text{и} \quad v_{strat} = k_2(T)v_{conv}. \quad (2.5)$$

В выражении (1) v_{700} – это скорость ветра (относительно изобары 700 гПа), на глобальном уровне предоставляемая Европейским центром среднесрочных прогнозов погоды (ECMWF) на географической сетке $1,125^\circ \times 1,125^\circ$ (база данных ERA 40), при этом $k_1(T)$ (>1) и $k_2(T)$ (>1) – коэффициенты преобразования, зависящие от времени интегрирования плювиометра T :

$$k_1(T) = 0,185T^{0,498} + 0,768 \quad \text{и} \quad k_2(T) = -0,017T^{0,746} + 0,69. \quad (2.6)$$

На последнем этапе для вычисления $P(R)_1$ из $P(R)_T$ (что является фактической целью ERSC) применяется итерационная процедура оптимизации: на основе генетических алгоритмов задачей является определение локального значения $P(R)_1$, которое, будучи использовано в качестве исходных данных для моделирования плювиометра, описанного выше, представляет собой наилучшее расчетное значение измеренной величины $P(R)_T$.

В то время как методика, описанная в пункте D), является по сути глобальной, оптимальные коэффициенты (действительные по всему миру) для эмпирических моделей, упомянутых в пунктах A), B) и C), были выведены из большого набора кривых $P_T(R)$ и $P_1(R)$, полученных в результате измерений во многих точках земного шара. Эти коэффициенты для различных значений времени интегрирования приведены в Таблице 2-1. Следует заметить, что в моделях [Lavergnat and Golé, 1998] предлагается единый коэффициент для всех значений T .

Результаты обширных испытаний показали, что методика ERSC обладает наименьшими суммарными ошибками прогнозирования и обеспечивает наиболее стабильную закономерность характеристик как в отношении времени интегрирования, так и климатической зоны. В связи с этим методика была принята для Приложения 3 Рекомендации МСЭ-R P.837 для преобразования статистических данных дождевых осадков из длительного ($5 \leq T \leq 60$ мин) в малое время интегрирования. Более подробная информация о методике ERSC содержится в [Capsoni and Luini, 2009]. Кроме того, 3-я Исследовательская комиссия МСЭ обеспечила открытый онлайн-доступ к графическому пользовательскому интерфейсу для преобразования статистических данных о дождевых осадках согласно Рекомендациям МСЭ-R.

ТАБЛИЦА 2-1

**Эмпирические параметры, полученные путем применения регрессии к значениям
базы данных результатов измерений**

	PL		CF-PL		LG
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>
с 5 мин. до 1 мин.	0,906	1,055	0,985	−0,026	0,633
с 10 мин. до 1 мин.	0,820	1,106	0,967	−0,051	
с 20 мин. до 1 мин.	0,683	1,215	0,913	−0,100	
с 30 мин. до 1 мин.	0,561	1,297	0,897	−0,130	
с 60 мин. до 1 мин.	0,497	1,440	0,937	−0,181	

2.4.4 Модели, описывающие распределение интенсивности дождя

Осадки с высокой интенсивностью подвержены сильным колебаниям из года в год, поэтому с трудом поддаются регистрации и измерению экспериментальным путем. Однако при проектировании систем связи именно характеристики дождя самой высокой интенсивности часто представляют интерес, а потому желательно иметь модель, которая описывала бы "хвост" функции распределения.

При дожде средней интенсивности, когда возможны точные измерения, функция распределения интенсивности дождя хорошо аппроксимируется логарифмически нормальным законом. Логарифмически нормальный закон зависит от климатического региона и, как правило, справедлив для значений интенсивности осадков в диапазоне от 2 до 50 мм/ч.

Хотя логарифмически нормальная модель распределения дает наилучшие результаты в области низких интенсивностей, анализ экспериментальных данных, собранных в Канаде, показал, что при малом времени интегрирования для значений интенсивности выше приблизительно 5 мм/ч степенная функция удовлетворительно описывает всю функцию распределения [Segal, 1980b].

Для аппроксимации функции распределения интенсивности дождя была также предложена гамма-функция [Morita and Higuti, 1976], хотя, как оказалось, во многих климатических районах эта модель дает неудовлетворительные результаты [Fedi, 1979b; Segal, 1979]. В других исследованиях делается предположение о том, что функцию распределения интенсивности дождя целесообразно описывать логарифмически нормальным законом при низких интенсивностях и гамма-функцией – при высоких [Mourfouma, 1987]. В Приложении 1 обсуждается климатология дождя и три модели, которые показали хорошие результаты при глобальном моделировании функций распределения.

Вместо попыток поиска аналитической модели с множеством параметров для описания комплексных изменений климата по всему миру была произведена сверка цифровых карт статистических данных дождевых осадков с использованием информации, полученной от ECMWF, которая базируется на долгосрочных данных, согласованных в рамках глобальной модели циркуляции. Эти карты включены в Рекомендацию МСЭ-R P.837.

2.4.5 Статистические характеристики продолжительности дождей

Статистическое распределение продолжительности дождей, превышающей заданное пороговое значение, также представляет большой интерес в аспекте оценки надежности передачи сигнала, поскольку обеспечивает правильное представление о статистических данных продолжительности замирания. Существует общее мнение, что это распределение близко к логарифмически нормальному. Измерения, проведенные в Италии и Греции, показали, что медианное значение продолжительности дождей практически обратно пропорционально пороговым значениям интенсивности дождей [Fedi and Merlo, 1977; Fedi, 1979a].

2.5 Горизонтальная структура дождя

Пространственная и временная структура интенсивности дождя является неоднородной. Записи, сделанные с помощью плувиометра, показывают, что короткие интервалы дождя высокой интенсивности включены в более длительные периоды дождей низкой интенсивности, а радиолокационные наблюдения за погодой позволили установить, что небольшие области дождей с высокой интенсивностью вкраплены в более обширные зоны дождя меньшей интенсивности. Такие явления наблюдаются во всех случаях возникновения дождя в любых климатических условиях. Дожди часто делятся на два типа: широкие, или стратифицированные, и конвективные. Различие между этими двумя типами дождя обычно определяется максимальной соответствующей интенсивностью дождя, а не разницей в пространственных характеристиках.

Пространственная и временная нестационарность процесса дождя является важным фактором при решении проблем рассеяния и ослабления сигнала [Riva, 2002]. Явление нестационарности дождя ведет к тому, что использовать такое понятие, как пространственная корреляционная функция для оценки ослабления на трассе или одновременного возникновения рассеяния в объеме и ослабления на трассе между антеннами и рассеивающим объемом следует с большой осторожностью. Значение дисперсии и пространственной ковариации увеличивается при увеличении времени или области наблюдения за процессом дождя. Пространственная корреляционная функция также изменяется при изменении времени или области наблюдения, и мера различия для заданного значения корреляции может меняться так же сильно, как и ее порядок.

2.5.1 Применение для оценки рассеяния за счет дождя

Рассеяние возникает, когда ячейка дождя высокой интенсивности располагается в пределах общего объема антенных лучей. Поэтому для определения ширины ячейки очень важно проводить измерения с высокой разрешающей способностью. В статистических методах прогнозирования рассеяния за счет дождя, являющегося причиной возникновения помех, горизонтальная протяженность ячейки дождя определяется областью, содержащей пиковое значение коэффициента отражения и ограниченной точками, в которых коэффициент отражения равняется половине (-3 дБ) пикового значения.

Диаметр ячейки описывается как случайная величина с экспоненциальным законом распределения вероятностей:

$$P(D) = \exp(-D/D_0) \quad (2.7)$$

где D_0 – средний диаметр ячейки, который является функцией пикового значения интенсивности дождя R_{peak} .

Результаты радиолокационных исследований показали, что значение среднего диаметра D_0 немного уменьшается при увеличении R_{peak} (когда $R_{peak} > 10$ мм/ч). Эта зависимость описывается степенной функцией:

$$D_0 = a R_{peak}^{-b}, \quad (2.8)$$

для $R_{peak} > 10$ мм/ч. В литературе приводятся значения коэффициента a , который варьируется от 2 до 4, и коэффициента b , который меняется в диапазоне от 0,08 до 0,25. Было показано [Carsoni *et al.*, 1987a, 1987b], что в предположении об экспоненциальной форме пространственного профиля ячейки дождя, распределение пиковой интенсивности дождя можно получить из распределения его точечной интенсивности (модель EXCELL). Аналогично модели EXCELL в [Feral *et al.*, 2003] представлена модель дождевой ячейки HYCELL, которая является комбинацией гауссовой и экспоненциальной функций и в которой ячейки имеют эллиптическое горизонтальное поперечное сечение.

Средние значения диаметра ячейки можно использовать при определении общего рассеивающего объема за счет осадков. Однако при оценке влияния рассеяния, связанного с дождем, необходимо учитывать ослабление как за пределами, так и в пределах общего объема.

Пространственная автокорреляционная функция интенсивности дождя, используемая в японской модели рассеяния [Morita and Higuti, 1978], имеет следующий вид:

$$T(d) = \exp(-\alpha\sqrt{d}), \quad (2.9)$$

где $\alpha \approx 0,3$.

В результате использования экспоненциальной модели формы ячейки дождя, основанной на радиолокационных измерениях, проведенных в Милане, Италия, была получена пространственная автокорреляционная функция вида [Carsoni *et al.*, 1985]

$$T(d) = \exp(-\alpha d), \quad (2.10)$$

где $\alpha \approx 0,5$.

В [Lin, 1975; Kanellopoulos and Koukoulas, 1987] была принята другая форма пространственной автокорреляции функции интенсивности дождя:

$$T(d) = \frac{G}{\sqrt{G^2 + d^2}} \quad (2.11)$$

где $G \approx 1,5$.

2.5.2 Применение для оценки ослабления в дожде

Так как дождевые ячейки часто концентрируются в пределах небольших среднемасштабных территорий, наземные линии протяженностью свыше 10 км могут проходить через несколько ячеек в пределах зоны дождя. Кроме того, поскольку необходимо также принимать во внимание ослабление, вызванное дождем небольшой интенсивности вокруг ячейки, любая модель, используемая для расчета ослабления на трассе распространения сигнала, должна учитывать влияние этих более обширных областей. Линейные размеры этих областей увеличиваются с уменьшением интенсивности дождя и могут достигать нескольких десятков километров.

Концепция эффективной протяженности трассы, в которой учитывается неоднородный профиль интенсивности дождя вдоль заданной трассы в целях прогнозирования ослабления в дожде, в настоящее время используется в методах прогнозирования ослабления, в частности приведенных в Рекомендациях МСЭ-R P.530 и P.618. Эффективная длина трассы – это длина гипотетической трассы, полученная путем деления общего ослабления, определенного на основе данных о распространении радиоволн, на значение удельного ослабления, превышенное для того же процента времени. Концепция равных вероятностей противоречит метеорологическим данным и не вполне удовлетворительна с теоретической точки зрения. Тем не менее точность названного метода прогнозирования совместима с качеством и вариативностью имеющихся данных об интенсивности дождя.

Из-за неоднородного характера осадков необходимо значительное разнесение трасс или пунктов. Наибольшее ослабление сигнала как правило возникает, если на пути распространения радиоволн встречается ячейка дождя высокой интенсивности.

Вероятность одновременного появления той же или второй интенсивной ячейки вдоль альтернативной трассы, на 10 или более километров отстоящей от первой, невелика, что ведет к улучшению разнесения, когда используется коммутирование каналов или прием на разнесенные антенны. Если же ослабление сигнала, вызванное более обширными областями дождя, окружающими ячейку, ведет к ухудшению качества работы системы, то для значительного улучшения разнесения потребуются значительно большие разделяющие расстояния (смотри § 3.3 Справочника "Информация о распространении радиоволн для прогнозирования связи на тракте Земля-космос", МСЭ, 1996).

В случае спутниковых систем связи, которые обслуживают одновременно большое количество станций, необходимо знать статистические характеристики замирания сигнала на больших расстояниях. Исследования, проведенные в Италии [Barbaliscia and Paraboni, 1982], были посвящены определению совместной вероятности возникновения дождя в двух местах, находящихся на расстоянии от 10 до 1000 км друг от друга, при точечных значениях интенсивности, превышающих

пороговые величины от 3 до 10 мм/ч. Был определен индекс пространственной зависимости, за который принималось отношение совместной вероятности одновременного возникновения дождя в обоих пунктах а и б к совместной вероятности превышения порогового значения интенсивности в этих пунктах, при условии их статистической независимости:

$$X = \frac{P_{ab}}{P_a \times P_b}. \quad (2.12)$$

Индекс X , который описывает статистическую зависимость между процессами возникновения дождя в двух разных местах одновременно, уменьшается с увеличением расстояния между ними следующим образом:

- 0–50 км – X уменьшается от величины $1/P_a$ (нулевое расстояние) до половины этого значения в пределах 30 км;
- 50–600 км – скорость уменьшения X выражена менее явно;
- > 600 км – X стремится к единице, и можно говорить о статистической независимости.

Для расстояний, превышающих 300 км, индекс зависимости, рассчитанный на основе ежедневных данных о суммарном количестве выпавших дождевых осадков, в равной мере показателен и для одночасовых и четвертьчасовых данных о количестве выпавших осадков.

Радиолокационные наблюдения за погодой, используемые для определения пространственного энергетического спектра дисперсий интенсивности дождя, позволили получить такие же результаты, как и при использовании данных о дожде. Оказалось, что основная горизонтальная пространственная структура, описанная с помощью пространственного спектра, не зависит от климатических условий или широты [Crane, 1987].

Методика моделирования двумерных полей интенсивности дождя в крупном масштабе ($1000 \times 1000 \text{ км}^2$, масштаб луча спутниковой электросвязи или наземной фиксированной широкополосной сети беспроводного доступа) предложена в документе [Feral *et al.*, 2006].

2.6 Вертикальная структура осадков

Информация о вертикальной структуре и протяженности осадков необходима для прогнозирования ослабления на наклонной трассе и для расчета интерференции, возникающей в условиях рассеяния из-за дождя. В предварительных моделях ослабления в дожде использовалась цилиндрическая модель и модель однородной в вертикальном направлении ячейки дождя, простирающейся от поверхности Земли до высоты нулевой изотермы. Тем не менее представление о вертикальной структуре дождя в целом очень важно, особенно когда речь идет о фронтальной и хвостовой частях движущихся дождевых потоков, а также в периоды их образования и спада. Общее время падения капель равняется приблизительно 5–15 мин, что соизмеримо со временем существования интенсивных дождевых осадков и их распространения [CCIR, 1986-90с]. Следовательно, если модель основана на описании одной ячейки дождя, то прогнозируемые значения ослабления будут завышены, особенно в тех климатических условиях, для которых характерны проливные дожди, как, например, в тропиках. Это завышение может быть еще и усилено за счет отличий в характере формирования тропического дождя, являющихся следствием иной горизонтальной и вертикальной структуры и/или другого распределения капель по размерам.

Радиолокационные наблюдения позволяют непосредственно получить данные о вертикальной структуре дождя. На основе этих наблюдений было выделено два различных типа осадков:

- стратифицированные осадки, для которых характерно наличие тонкого горизонтального слоя с повышенной отражательной способностью, называемого полосой яркости;
- конвективные осадки, для которых характерно присутствие практически вертикальных колоннообразных зон повышенной отражательной способности.

Оба типа осадков могут возникать в пределах того же дождевого массива и являются основными формами, из которых состоит большая часть осадков во всем мире [Houze, 1981], за возможным исключением орографических осадков, о которых в настоящее время известно мало.

2.6.1 Вариации отражательной способности по вертикали

Профили изменения коэффициента отражения по вертикали как функции высоты при заданном значении Z на поверхности Земли меняются незначительно ниже определенной высоты перехода. Это справедливо как для эквивероятностных, так и для медианных профилей, полученных в результате анализа отдельных ячеек дождя. В области ниже высоты перехода осадки существуют преимущественно в виде дождя и вносят определенный вклад в процессы ослабления и рассеяния.

В случае слоенообразного дождя приблизительно на высоте перехода существует четко выраженный узкий слой повышенной отражательной способности. Средние размеры этого слоя колеблются в пределах 300 м, но иногда достигают 1 км [Hines *et al.*, 1983]. Этот слой состоит главным образом из сухого и тающего снега и называется "тающим слоем" или "полосой яркости".

Область выше высоты перехода состоит из смеси льда и снега и на частотах ниже приблизительно 60 ГГц не вызывает сильного ослабления. Кристаллы льда в перистых и перисто-слоистых облаках могут вызвать в зависимости от климатических условий увеличение коэффициента отражения до $100 \text{ мм}^6/\text{м}^3$ для процента времени года в диапазоне от 1 до 10.

Выше высоты перехода, как видно из профилей Z , отражательная способность уменьшается при увеличении высоты со скоростью, которая также зависит от климатических условий. Непосредственно над высотой перехода наклон профилей колеблется от 3 до 9 дБ/км. Можно ожидать, что с увеличением высоты наклон станет круче. Над высотой тропопаузы частицы льда присутствуют в незначительном количестве.

Высота перехода по всей видимости тесно связана с высотой нулевой изотермы, которая в свою очередь зависит от широты, климатических условий и времени года. Для стратифицированных осадков сезонные вариации этой высоты коррелируют с температурой на поверхности Земли [Fujita *et al.*, 1979].

В качестве предварительной модели при расчете рассеяния за счет дождя за высоту перехода можно принять высоту нулевой изотермы, о которой речь пойдет ниже, в § 2.6.3. Предполагается, что над этой высотой профиль изменения отражательной способности имеет постоянный наклон, равный 6,5 дБ/км.

2.6.2 Вариации величины удельного ослабления по вертикали

Если высота слоя атмосферных осадков, образующих агрегатную фазу, определена правильно, то по информации о вертикальном изменении отражательной способности можно определить вариации удельного ослабления по вертикали.

В результате для стратифицированных осадков получим модель, состоящую из трех различных областей, каждая из которых содержит атмосферные частицы в виде осадков, образующие однородную агрегатную фазу. Первая область – от поверхности Земли до высоты перехода – содержит только жидкие частицы, и в этой области значение удельного ослабления не зависит от высоты. Вторая область – это приблизительно 300-метровый тающий слой, расположенный на уровне высоты перехода, и его участием в ослаблении не всегда можно пренебречь из-за значительной величины ослабления, непосредственно связанного с мокрым снегом. Третья область распространяется выше высоты перехода; она содержит только лед и снег и не сильно влияет на ослабление на частотах ниже 60 ГГц.

Для стратифицированных осадков высота перехода приближается к значению высоты изотермы наружной температуры 0°C атмосферы, поскольку для данного типа осадков вертикальное движение воздуха является слабым.

В случае сильных конвективных осадков ситуация значительно сложнее. Поскольку в этом случае существуют сильные воздушные потоки в вертикальном направлении, происходит перемешивание частиц всех типов, например сверххолодные капли дождя можно обнаружить в некоторых конвективных ячейках значительно выше уровня нулевой изотермы.

2.6.3 Высота изотермы нулевого градуса и высота слоя дождя

Как говорилось выше, за высоту перехода между нижними слоями атмосферы, где господствуют частицы жидкости, и верхними, содержащими только замерзшие частицы, часто принимается высота изотермы нулевого градуса окружающей среды.

Как правило, в течение года эта высота меняется незначительно. Ежемесячные изменения ощутимы в районах с умеренным климатом и пренебрежимо малы в тропиках [Ajayi and Barbaliscia, 1989]. В качестве первого приближения при оценке значения этой высоты можно использовать средние значения.

Данные о среднем значении высоты нулевой изотермы в течение разного времени года широко доступны [Crutcher, 1971].

В Рекомендации МСЭ-R P.839 приведены среднегодовые значения для нулевой изотермы высоты в качестве модели высоты дождя h_R , применяемой в методах прогнозирования.

2.7 Характеристики тумана и облаков

Туман и водяные облака состоят из водяных капель, находящихся во взвешенном состоянии. Диаметры этих взвешенных капель, как правило, находятся в диапазоне от 10 мкм (туман) до 100 мкм (дождевые облака), а значения плотности их количества находятся в диапазоне от 100 до 500 на см³. Результатом этого являются значения плотности воды от 0,01 до 1 г/м³. В [Slobin, 1982] дается обзор различных моделей облаков и тумана. В миллиметровом и сантиметровом диапазонах водяные облака и туман могут вызвать заметное ослабление сигнала, и для систем с низким коэффициентом готовности такое ослабление может стать основной причиной ухудшения их работы. Помимо ослабления ледяные облака могут привести к значительной деполяризации при отсутствии существенного ослабления.

Ослабление, связанное с облаками, зависит от типа облаков, при этом преимущественно ослабление обуславливают в первую очередь кучевые и слоистые дождевые облака. Полученные в результате наблюдений типы облаков и облачный покров приведены в [Warren *et al.*, 1986], где также обобщена информация о типе облаков и вероятности их появления в [Brussaard and Watson, 1995]. Рекомендация МСЭ-R P.840 и соответствующие цифровые карты облаков водяного пара могут использоваться для прогнозирования ослабления из-за облаков и тумана.

2.8 Песчаные и пылевые бури

Песчаные и пылевые бури – это плотные облака, состоящие из находящихся во взвешенном состоянии частиц песка и пыли, которые могут уменьшать видимость до 10 м и ниже, простираясь на сотни километров и возвышаясь над Землей на 1000 м.

В аспекте метеорологии песчаные и пылевые бури были исследованы многими авторами. Такие бури возникают в Судане, Ливии, Южном Египте, Ираке, в Аравийской пустыне, Индии, бывшем СССР, Центральном Китае (Народная Республика), США и Австралии.

Основные компоненты, из которых состоят песчаные и пылевые бури, – это частицы песка и глины, обычно размером 0,015 и 0,008 см, соответственно. Эмпирическим путем можно найти зависимость между концентрацией частиц песка и глины и оптической видимостью.

Обзор физических моделей песчаных и пылевых бурь приведен в [Brussaard and Watson, 1995].

СПРАВОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

- AJAYI, G.O. and BARBALISCIA, F. [1989] Characteristics of the 0°C isotherm and rain height at locations in Italy and Nigeria. URSI Comm. F. Open Symposium, La Londe les Maures (France).
- AJAYI, G.O. and OLSEN, R.L. [1985] Modelling of raindrop size distribution for microwave and millimetre wave applications, Radio Sci., Vol. 20, pp. 193-202, March-April 1985.
- ARESU, A., BARBALISCIA, F., DI PANFILO, A., GIORGI, P. and MIGLIORINI, P. [1989] Space-time characteristics of rainfall in the Roma area. URSI Comm. F. Open Symposium, La Londe les Maures, September 1989.
- BARBALISCIA, F. and PARABONI, A. [1982] Joint statistics of rain intensity in eight Italian locations for satellite communications network. Electronics Letters, February 1982, Vol. 18, No. 3, pp. 118-119.
- BRUSSAARD, G. and WATSON, P.A. [1995] Atmospheric modelling and millimetre wave propagation. Chapman and Hall, London, ISBN 0-412-56230-8.
- BURGUEÑO, A., AUSTIN, J., VILAR, E. and PUIGCERVER, M. [1987] Analysis of moderate and intense rainfall rates continuously recorded over half a century and influence on microwave and rainrate data acquisition, IEEE Trans. Comm. COM-35, 382-395.
- BURGUEÑO, A., PUIGCERVER, M. and VILAR, E. [1988] Influence of raingauge integration time on the rain rate statistics used in microwave communications, Ann. Telecom., Vol. 43, No. 2.
- CAPSONI, C., LUINI, L. [2009] A physically based method for the conversion of rainfall statistics from long to short integration time. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 57, No. 11, pp. 3692 – 3696.
- CAPSONI, C., MATRICCIANI, E. and MAURI, M. [March-April, 1985] Profile statistics of rain in slant path as measured with a radar. Alta Frequenza, Vol. LIV, 2, 50-57.
- CAPSONI, C., FEDI, F., MAGISTRONI, C., PAWLINA, A. and PARABONI, A. [1987a] Data and theory for a new model of the horizontal structure of rain cells for propagation applications, Radio Sci., Vol. 22, 3, 395, 404.
- CAPSONI, C., FEDI, F. and PARABONI, A. [1987b] A comprehensive meteorological oriented methodology for the prediction of wave propagation parameters in telecommunication applications beyond 10 GHz, Radio Sci., Vol. 22, 3, 387, 393.
- CASTANET, L., BLARZINO, G., JEANNIN, N., TESTONI, A., CAPSONI, C., FERRARO, D., LUINI, L., ROGERS, D., AMAYA, C., BOUCHARD, P., PONTES, M., SILVA MELLO, L. [2007a] Assessment of radiowave propagation for satellite communication and navigation systems in tropical and sub-tropical areas, ESA study n°18278/04/NL/US, ONERA Final report RF 4/09521 DEMR.
- CASTANET, L., CAPSONI, C., BLARZINO, G., FERRARO, D., MARTELLUCCI, A. [2007b] Development of a new global rainfall rate model based on ERA40, TRMM and GPCC products, International Symposium on Antennas and Propagation, ISAP 2007, Niigata, Japan.
- CRANE, R.K. [October 1987] Space-time structure of precipitation. Preprints of the 10th Conference on Probability and Statistics of the American Meteorological Society, pp. 265-268.
- CRANE, R.K. [1990] Rain attenuation measurements: variability and data quality assessment. Radio Science, 25 (4), 455-473.
- CRUTCHER, H.L. [1971] Selected meridional cross sections in heights, temperature and dew points for the northern hemisphere. NAVAIR 50-IC-59, National Climatic Centre, Asheville, NC, United States.
- DUTTON, E.J., DOUGHERTY, H.T. and MARTIN, R.F. [1974] Prediction of European rainfall and link performance coefficients at 8 to 30 GHz, NTIS, U.S. Department of Commerce, Rep. AD/A-000804, 1974.
- ECMWF [1997] ECMWF Re-Analysis Project (ERA).
- EMILIANI, L.D., LUINI, L. and CAPSONI, C. [2009] Analysis and parameterization of methodologies for the conversion of rain rate cumulative distributions from various integration times to one minute. IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol. 51, No. 3, pp. 70-84.
- EMILIANI, L. D., LUINI, L. and CAPSONI, C. [2010] On the optimum estimation of 1-minute integrated rainfall statistics from data with longer integration time. EuCAP 2010, pp. 1-5, 12-16 April, Barcelona, Spain.

- ERA 15 [1999] ECMWF Re-analysis project report series, 1. ERA-15 Description, Version 2, European Centre for Medium-Range Weather Forecasts.
- ERA 40 [2002] ECMWF Re-analysis project report series, ERA-40 Archive, European Centre for Medium-Range Weather Forecasts.
- FEDI, F. [April 1979a] Rainfall characteristics across Europe. *Alta Frequenza*, Vol. XLVIII, 4, 158-166.
- FEDI, F. [April 1979b] Attenuation due to rain on a terrestrial path. *Alta Frequenza*, Vol. XLVIII, 4, 167-184.
- FEDI, F. and MERLO, U. [1977] Statistical data on point rainfall intensity for the design of radio-relay systems at frequencies above 10 GHz. *URSI - Open Symposium on Propagation in Non-Ionized Media*, La Baule, France.
- FERAL, L., SAUVAGEOT, H., CASTANET, L. and LEMORTON, J. [2003] A new hybrid model of the rain horizontal distribution for propagation studies: 1. Modeling of the rain cell. *Radio Sci.*, Vol. 38, No. 3.
- FERAL, L., SAUVAGEOT, H., CASTANET, L., LEMORTON, J., CORNET, F. and LECONTE, K., [2006] Large-scale modeling of rain fields from a rain cell deterministic model. *Radio Sci.*, Vol. 41.
- FUJITA, M., NAKAMURA, K., IHARA, T. and HAYASHI, R. [1979] Seasonal variations of attenuations statistics in millimetre-wave Earth-satellite link due to bright-band height. *Electron. Lett.*, 15, 654-655.
- GUNN, R. and KINZER, G.D. [1949] The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air. *J. Meteorol.*, Vol. 6, 4, 243-248.
- HINES, E.L., LEITAO, M.J. and WATSON, P.A. [12-15 April, 1983] The use of dual-linearly polarized radar data to determine rainstorm and hydrometeor types. *IEE Conf. Publ. No. 219, Part 2*, 51-55. *IEE Third International Conference on Antennas and Propagation (ICAP 83)*, University of East Anglia, Norwich, United Kingdom.
- HOUZE, R.A. [1981] Structure of atmospheric precipitation systems: a global survey. *Radio Sci.*, Vol. 16, 671-689.
- KALININ, A.I. and NADENENKO, L.V. [1975] Issledovania rasprostraneniya UKV do rasstoyaniy poriadka priamoï vidimosti. (Study of ultra-short wave propagation up to line-of-sight distances.) In *Rasprostraneniye radiovoln (Radio wave propagation)*, Nauka, Moscow, USSR.
- KANELLOPOULOS, J.D. and KOUKOULAS, S.G. [1987] Analysis of the rain outage performance of route diversity systems, *Radio Sci.*, Vol. 22, No. 4, pp. 549-565.
- LAVERGNAT, J. and Golé, P. [1998] A Stochastic Raindrop Time Distribution Model. *AMS Journal of Applied Meteorology*, Vol. 37, pp 805-818.
- LAWS, J.O. and PARSONS, D.A. [1943] The relation of raindrop size to intensity. *Trans. Amer. Geophys. Union*, Vol. 24, 452-460.
- LIN, S.H. [1975] A method for calculating rain attenuation distribution on microwave paths. *Bell System Tech. J.*, Vol. 57, 1545-1568.
- LIN, S.H. [1978] More on rain rate distributions and extreme value statistics. *Bell System Tech. J.*, Vol. 57, 1545-1568.
- MARSHALL, J.S. and PALMER, W.Mck. [August, 1948] The distribution of raindrops with size. *J. Meteorol.*, Vol. 5, 165-166.
- MARTELLUCCI, A. [2004] Catalogue of available meteorological and propagation measurements database, Technical Note ESA n°TOS-EEP/2004.178/AM.
- MORITA, K. [1978] Study on rain rate distribution. *Rev. Elec. Comm. Labs, NTT*, Vol. 26, 268-277.
- MORITA, K. and HIGUTI, I. [July-August, 1976] Prediction methods for rain attenuation distribution of micro and millimetre waves. *Rev. Elec. Comm. Labs. NTT*, Vol. 24, 7-8.
- MORITA, K. and HIGUTI, I. [1978] Statistical studies on rain attenuation and site diversity effect on earth to satellite links in microwave and millimetre wavebands. *Trans. Inst. Electron. Comm. Engrs. Japan*, Vol. E-61, 425-434.
- MOUPFOUMA, F. [1987] More about rainfall rates and their prediction for radio systems engineering. *Proc. IEE. Part H*, Vol. 134, No. 6, pp. 527, 537.

POIARES-BAPTISTA, P., SALONEN, E. [1998] Review of rainfall rate modelling and mapping. Proc. of URSI Commission F Open Symposium on Climatic Parameters in Radiowave Propagation Prediction (CLIMPARA'98), Ottawa, Ontario, Canada.

PRUPPACHER, H.R. and BEARD, K.V. [1970] A wind-tunnel investigation of the internal circulation and shape of water drops falling at terminal velocity in air. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., Vol. 96, 247-256.

PRUPPACHER, H.R. and PITTER, R.L. [January, 1971] A semi-empirical determination of the shape of cloud and rain drops. J. Atmos. Sci., Vol. 28, 86-94.

RICE, P.L. and HOLMBERG, N.R. [1973] Cumulative time statistics of surface-point rainfall rates, *IEEE Trans. Comm.*, COM-21, 1131-1136.

RIVA, C. [2002] Spatial characteristics of propagation parameters: a review, First COST 280 Workshop, doc. PM3-019, Malvern, UK.

RUDOLF, B. [1996] "Methods and new results of estimating the global precipitation", *Abstracts of XXVth GA of URSI*, 302.

SALONEN, E.T. and POIARES BAPTISTA, J.P.V. [1997] A new global rainfall rate model, Tenth Int. Conf. on Antennas and Propagation, IEE Conf. Publ. 436, Vol. 2, pp. 2.182-2.185

SEGAL, B. [1979] High intensity rainfall statistics for Canada. CRC Rep. 1329, Dept. of Communications, Ottawa, Canada.

SEGAL, B. [1980a] A new procedure for the determination and classification of rainfall rate climatic zones. *Ann. des Télécomm.*, Vol. 35, 411-417.

SEGAL, B. [1980b] An analytical examination of mathematic models for the rainfall rate distribution function. *Ann. des Télécomm.*, Vol. 35, 434-438.

SEGAL, B. [1986] The influence of raingauge integration time on measured rainfall intensity distribution functions. *J. Atmospheric and Oceanic Technology*, Vol. 3, 4.

SLOBIN, S.D. [November-December, 1982] Microwave noise temperature and attenuation of clouds: Statistics of these effects at various sites in the United States, Alaska and Hawaii. *Radio Sci.*, Vol. 17, 1443-1454.

UK METEOROLOGY OFFICE [1976] Averages and frequency distributions of humidity for Great Britain and Northern Ireland, 1961-70. Meteorology Memorandum 103.

WARREN, S.G., HAHN, C.J., LONDON, J., CHERVIN, M. and JENNE, R.L. [1986] Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over land. NCAR Technical Notes, NCAR/TN-273+STR, United States.

Документы МККР

[1986-90]: a. 5/305 (China); b. 5/320 (Canada); c. 5/17 (Sweden).

ГЛАВА 3

Атмосферная рефракция

3.1 Влияние атмосферы на распространение радиоволн

Рассматривая среду распространения радиоволн как состоящую из атомов, электроны которых совершают колебательные движения под воздействием электромагнитного поля, получим уравнение индекса рефракции среды, зависящее от частоты электромагнитного излучения, количества электронов, собственной частоты электронов и их коэффициента затухания. В данном общем случае индекс рефракции является комплексной величиной. Отношение вещественной части индекса рефракции и скорости распространения радиоволн в среде описывается как $n = c/v$, где c – скорость электромагнитного излучения в вакууме, а v – скорость в среде.

В случае распространения электромагнитной волны по воздуху индекс рефракции воздуха зависит от состава атмосферы (§ 3.2), который меняется как во времени, так и в зависимости от места (высоты над поверхностью Земли, географического положения). В настоящей главе мы рассмотрим аспекты распространения радиоволн в чистой атмосфере; влияние гидрометеоров и других рассеивателей будет обсуждаться в главах 5 и 7. В чистой атмосфере индекс рефракции может считаться непрерывной функцией. Кроме того, в настоящей главе рассматривается только вещественная часть комплексной величины индекса рефракции, которая обуславливает такие явления, как преломление, отражение, рефракция луча, многолучевое распространение радиоволн, волноводное распространение радиоволн, фокусировка и расфокусировка луча, а также деполяризация. Часто вещественную часть комплексной величины называют просто "индекс рефракции" или "индекс атмосферной рефракции" при рассмотрении распространения радиоволн в воздухе. Мнимая часть комплексной величины индекса рефракции обусловлена поглощением или эффектами затухания и иногда называется "индексом поглощения". Данный вопрос будет подробно рассмотрен в главе 6.

Величина индекса атмосферной рефракции будет больше единицы, так как волны распространяются со скоростью, меньшей, чем скорость света в вакууме, обозначаемой c . Процесс распространения радиоволн в значительной мере подвержен влиянию пространственного изменения этого индекса. Эти эффекты будут более подробно описаны в главе 4. Если говорить кратко, крупномасштабные отклонения (по сравнению с длиной волны излучения) меняют направление распространения волн, влияя на многолучевое распространение и периодически вызывая "радиоэлектрические дыры", а также усиливая загоризонтное распространение. В действительности на распространение волн большее влияние оказывает градиент индекса рефракции, чем его абсолютная величина.

С точки зрения пользователя радиолинии эти явления могут привести к вредным последствиям: например, вызвать ошибки при определении направления и дальности действия источника; ослабление и деполяризацию радиоволн; искажение сигнала; интерференцию между разными системами (особенно если атмосферные условия способствуют загоризонтному распространению). Одна из трудностей изучения и моделирования всех этих взаимосвязанных явлений заключается в том, что между основными условиями распространения радиоволн и их влиянием на конкретные линии связи не существует однозначного соответствия.

Расширение вычислительных возможностей при реализации методов численного решения уравнений распространения радиоволн позволило создать физические модели нескольких взаимосвязанных механизмов распространения. Примером таких моделей может служить реализация уравнений параболического типа, а также гибридные модели, которые сочетают в себе уравнение волнового движения параболического типа и методы лучевой оптики. Эти методы подробно описаны в главе 4. Тем не менее статистические данные о свойствах атмосферной рефракции, которые можно получить с помощью измерений, проведенных описываемыми в § 3.9 методами, по-прежнему необходимы для разработчиков радиолиний. Требования к точности и разрешению (как пространственным, так и временным) данных об атмосферной рефракции зависят от предполагаемой области их применения. Например, для сравнения мгновенных значений радиоизмерений с результатами расчетов потребуется очень высокое разрешение, и это сложнее моделировать. С другой стороны, поведение атмосферы в

среднем, представление о котором необходимо для решения задач общего планирования, не требует высокого разрешения и точности и фактически в настоящее время достаточно хорошо изучено.

3.2 Индекс рефракции и рефракция

Значение индекса рефракции в воздухе всегда близко к единице. Для описания пространственных и временных изменений этого индекса, как правило, используется параметр N , называемый рефракцией и определяемый как

$$N = (n - 1)10^6. \quad (3.1)$$

Рефракция выражается в безразмерных единицах N .

Значение индекса рефракции, или рефракции, можно получить по данным о давлении, влажности и температуре воздуха, используя полуэмпирическую формулу, основанную на теоретических разработках [Debye, 1929]. Среди компонентов воздуха только кислород (парамагнитный элемент) имеет постоянный магнитный момент. Этот факт очень важен при изучении явления поглощения радиоволн (глава 6), однако его недостаточно, чтобы считать (с точностью до 10^{-6}), что относительная магнитная проницаемость воздуха на практике равна единице. Таким образом, индекс рефракции связан с относительной диэлектрической проницаемостью ε соотношением

$$n = \sqrt{\varepsilon}. \quad (3.2)$$

На самом деле воздух состоит из смеси нескольких компонентов, однако теоретически можно предположить, что это смесь идеальных газов. При этом предположении, а также учитывая тот факт, что диэлектрическая проницаемость воздуха близка к 1, можно показать, что:

- электрическая поляризация каждого компонента воздуха i не зависит от других компонентов и пропорциональна $(\varepsilon_i - 1)$, где ε_i – диэлектрическая проницаемость i -газа;
- поляризация воздуха является результатом суммарной поляризации его компонентов, следовательно:

$$\varepsilon - 1 = \sum (\varepsilon_i - 1); \quad (3.3)$$

- поляризация неполярных газов происходит за счет индуцированных электрическим полем электрических диполей и

$$\varepsilon - 1 = \frac{KP}{T}, \quad (3.4)$$

где P – давление, T – абсолютная температура, а K – константа, зависящая от вида газа;

- поляризация полярных газов происходит за счет образования индуцированных диполей и ориентации постоянных диполей в направлении приложенного электрического поля. Этот второй фактор зависит от колебаний температуры и уменьшается с ее увеличением. В результате имеем

$$\varepsilon - 1 = K \frac{P}{T} \left(A + \frac{B}{T} \right), \quad (3.5)$$

где константы K , A и B зависят от природы газа.

Состав воздуха был описан в главе 2. Все его компоненты являются электрически неполярными, за исключением паров воды. Кроме того, доля каждого компонента воздуха остается практически неизменной, за исключением опять же паров воды (из-за изменения ее физического состояния) и CO_2 (из-за обмена между воздухом и живыми организмами) – двух компонентов, процент содержания которых в воздухе очень мал. В результате можно записать следующее соотношение для поляризации:

$$\varepsilon - 1 = K_d \frac{P_d}{T} + K_e \frac{e}{T} \left(A + \frac{B}{T} \right) + K_c \frac{P_c}{T}, \quad (3.6)$$

где T – абсолютная температура, e – парциальное давление паров воды, P_c – парциальное давление CO_2 , а P_d – парциальное давление остальных компонентов атмосферы (в основном кислорода и азота). Значения давления выражены в гПа. Нижние индексы d , e и c относятся к сухому воздуху, водяному пару и углекислому газу соответственно.

Индекс рефракции n можно представить как

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 + (\varepsilon - 1)} \approx 1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \quad (3.7)$$

и рефракцию $N = (n - 1)10^6 \approx 10^6 (\varepsilon - 1) / 2$.

Следовательно, N можно представить как мультипликативную функцию всех констант K :

$$N = K_1 \frac{P_d}{T} + K_2 \frac{e}{T} \left(A + \frac{B}{T} \right) + K_3 \frac{P_c}{T}, \quad (3.8)$$

а именно: $K_1 = 5x \cdot 10^5 K_d$, $K_2 = 5x \cdot 10^5 K_e$, $K_3 = 5x \cdot 10^5 K_c$.

Здесь следует заметить, что мы рассматриваем лишь действительную часть индекса атмосферной рефракции. На радиочастотах его мнимая часть очень мала. Однако именно она описывает процесс поглощения энергии волн газами и в связи с этим будет рассмотрена в главе 6.

Если уравнение (3.8) можно получить на основе теории поляризации газов, то численные значения констант в этом уравнении теоретически вывести нельзя, их можно определить с помощью лабораторных экспериментов. В настоящее время приняты значения этих констант, полученные в [Smith and Weintraub, 1953] в результате критического анализа различных экспериментальных данных. Полученное ими уравнение, в предположении что содержание CO_2 равно 0,03%, имеет вид

$$N = 77,6 \frac{P_d}{T} + 72 \frac{e}{T} + 3,75 \times 10^5 \frac{e}{T^2}, \quad (3.9)$$

где:

- P_d – давление сухого воздуха;
- e – парциальное давление паров воды (гПа);
- T – температура (К).

Введя общее давление $P = P_d + e$, приведем уравнение (3.9) к следующему виду:

$$N = 77,6 \frac{P}{T} + 5,6 \frac{e}{T} + 3,75 \times 10^5 \frac{e}{T^2}. \quad (3.10)$$

Уравнение (3.10), в котором коэффициенты заменены тремя численными значениями, обеспечивает общую точность расчета $\pm 0,5\%$. Основное назначение этого уравнения – расчет рефракции по метеорологическим измерениям. На самом деле имеющиеся экспериментальные данные (обсуждаемые в § 3.6) не позволяют достичь указанной точности. Поэтому можно упростить полученное уравнение, сократив его до двух членов. Действительно, в интересующих нас на практике температурном диапазоне (от -40 до $+40^\circ\text{C}$) и типичных значениях давления пара (при 40°C давление насыщенных паров воды равно 73,8 гПа), член e/T значительно меньше по величине и медленнее меняется, чем член, содержащий e/T^2 . Следовательно, можно оценить его значение при средней температуре 273 К и объединить с членом, в который входит e/T^2 . В результате получим:

$$N = 77,6 \frac{P}{T} + 3,73 \times 10^5 \frac{e}{T^2} = \frac{77,6}{T} \left(P + 4810 \frac{e}{T} \right). \quad (3.11)$$

Эта формула дается в Рекомендации МСЭ-R P.453. Часто считают, что первый член этой формулы отражает вклад в рефракцию сухого воздуха, а второй – влажного.

3.3 Модель индекса атмосферной рефракции

В настоящем разделе сопоставляется так называемая "объемная" структура индекса рефракции и случайные краткосрочные возмущения, возникающие из-за различных стохастических атмосферных процессов. Более подробно структура индекса рефракции рассматривается в главе 4.

Индекс атмосферной рефракции изменяется во времени и пространстве при изменении температуры и влажности. Атмосферная рефракция может меняться как по горизонтали, так и по вертикали. Градиенты горизонтальной рефракции зависят от географических, топографических и метеорологических процессов, которые могут подвергаться ежесуточным изменениям, продолжаться в течение нескольких дней либо представлять собой временные явления, такие как прохождения атмосферных фронтов. В противоположность горизонтальным вертикальные градиенты рефракции преобладают в большей степени, при этом существенные изменения происходят на небольших расстояниях, в диапазоне от нескольких метров до десятков или сотен метров. Изменения индекса рефракции в горизонтальном профиле возникают на расстояниях, находящихся в диапазоне от десятков метров до десятков километров. Весьма целесообразными являются простые описания "эталонных" атмосфер, поэтому следует начать с определения нескольких подобных типов атмосфер. Предположим, что атмосфера горизонтально стратифицирована, то есть считается, что изменения будут происходить только как функция высоты. Эти модели атмосфер представляют собой реальную атмосферу с параметрами, усредненными в течение длительного периода времени. Таким образом, временной зависимостью в данном типе моделей можно пренебречь.

3.3.1 Линейные модели

Простейшая модель основана на предположении, что рефракция уменьшается при увеличении высоты, подчиняясь линейному закону. Если наземный индекс рефракции равен N_s на высоте h_s (над уровнем моря), то индекс рефракции N на высоте h задается выражением:

$$N(h) = N_s - \left(\frac{\Delta N}{\Delta h} \right) (h - h_s), \quad (3.12)$$

где $(\Delta N / \Delta h)$ является абсолютным значением градиента рефракции.

На практике линейная модель рефракции справедлива лишь в пределах первого километра атмосферы. На высоте, превышающей 1 км, рефракция уменьшается более медленно (Рисунок 3.1). Эта модель применима к наземным линиям связи и, как показано в главе 4, позволяет использовать простой метод расчета вместе с параметром "эффективный радиус Земли". Как будет видно в § 3.6, градиент рефракции меняется в зависимости от места и времени года. Для умеренных районов в качестве первого приближения используется глобальное среднее – 40 N -единиц/км.

3.3.2 Экспоненциальные модели

При распространении на высоте более 1 км, например в применениях с использованием линии связи "Земля-спутник" и "Земля-самолет", а также для некоторых операций дистанционного зондирования, линейная модель является слишком грубым приближением. Более подходящее описание можно получить с помощью экспоненциальной модели [Bean and Thayer, 1959]. В такой модели рефракция N на высоте h (над уровнем моря) представляется зависимостью

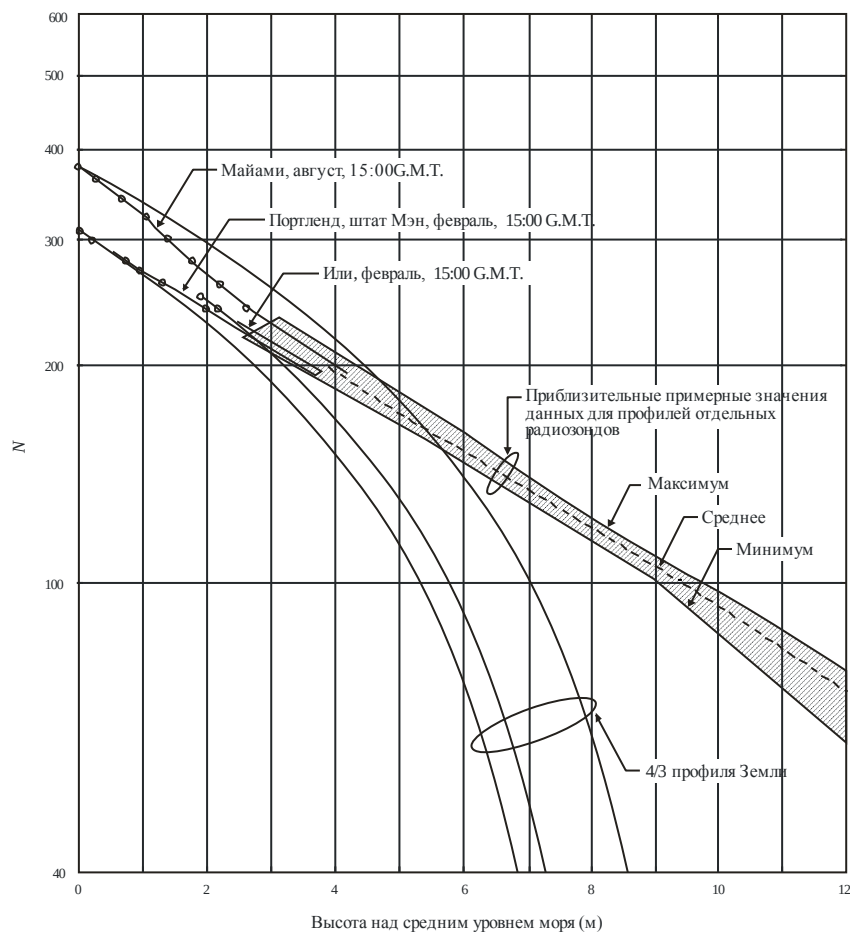
$$N(h) = N_s \exp \left[- \left(\frac{h - h_s}{h_0} \right) \right], \quad (3.13)$$

где N_s – рефракция у поверхности Земли на высоте, h_s – высота поверхности Земли над уровнем моря. Опять параметры N_s и h_s меняются в зависимости от местности и времени года. Параметр h_0 – это приведенная высота для данной модели. В экспоненциальной модели градиент рефракции описывается следующим образом:

$$\frac{dN}{dh} = -\frac{N_s}{h_0} \exp\left(-\frac{h-h_s}{h_0}\right) = -\frac{N(h)}{h_0}. \quad (3.14)$$

РИСУНОК 3.1

Типовые значения N в зависимости от распределения высоты
[Bean and Dutton, 1966]



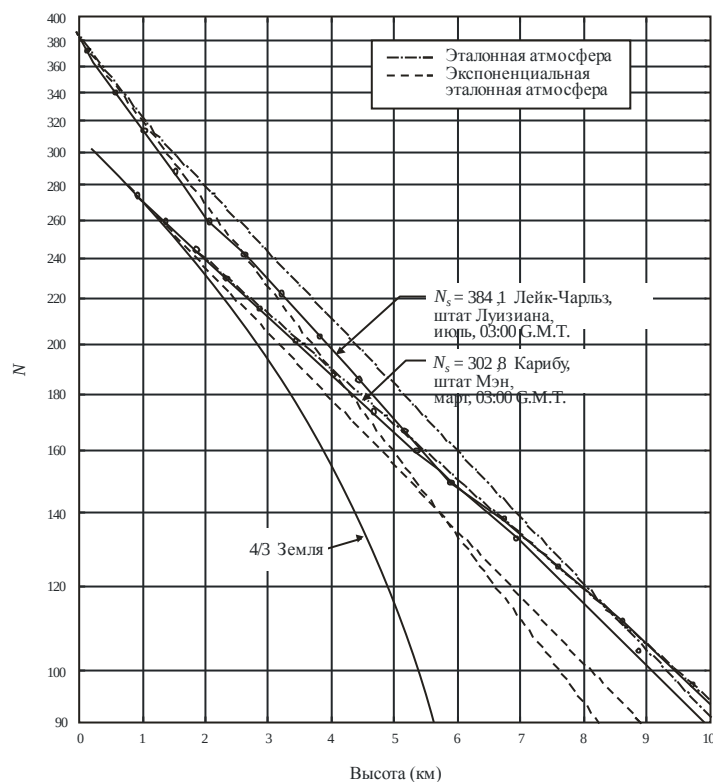
Radio-Meteo. 03-01

Наблюдения показывают, что в действительности часто существует тесная корреляция между поверхностной рефракцией N_s и градиентом рефракции вблизи Земли (см. § 3.3.4). Если принять, что такая же корреляция существует и на большей высоте, то N_s и h_0 становятся взаимосвязанными, и экспоненциальная модель будет функцией лишь одного параметра.

На Рисунке 3.2, взятом из [Bean and Dutton, 1966], приведены профили средней рефракции для двух станций в Соединенных Штатах, а также соответствующие профили, полученные с помощью экспоненциальной модели (пунктирные линии). Из рисунка видно, что экспоненциальная модель дает адекватное описание вплоть до высоты 5 км. Однако выше 5 км расчетные кривые убывают быстрее, чем экспериментальные.

РИСУНОК 3.2

Сравнение эталонной атмосферы с профилями N , полученными в результате наблюдений [Bean and Dutton, 1966]



Radio-Meteo. 03-02

В качестве эталонной атмосферы для расчета рефракции (Рекомендация МСЭ-R P.453) рекомендована экспоненциальная модель, отнесенная к уровню моря, где $h_s = 0$, со следующими параметрами: $N_0 = 315$ N -единиц и $h_0 = 7,35$ км.

$$N(h) = 315 \exp\left(-\frac{h}{7,35}\right), \quad (3.15)$$

где $N(h)$ – индекс рефракции на высоте, h – высота над уровнем моря (км).

3.3.3 Другие модели

Для более точного соответствия данным в большом диапазоне значений высоты в ряде случаев необходимы более совершенные модели. Один из подходов заключается в том, чтобы подобрать различные функции для описания различных участков высотного диапазона. Примером такой модели может служить разбитая на три участка эталонная атмосфера CRPL 1958 [Bean and Thayer, 1959], которая предлагает различные математические описания для рефракции в пределах первого километра, между 1 и 9 км и выше 9 км. Хотя результаты расчетов по этой модели лучше, чем для простой экспоненциальной функции, у нее есть один недостаток. Он заключается в том, что модель описывает профиль градиента рефракции в виде разрывной функции, а это может стать артефактом в некоторых расчетных процедурах.

Другая возможность заключается в использовании уравнения (3.10) или (3.11) для получения эталонного профиля рефракции с использованием любой модели атмосферы при заданных профилях давления, температуры и давления паров воды. В этой процедуре моделирование профиля давления паров воды является задачей, требующей гораздо большей точности.

3.4 Отклонения от моделей

Поскольку эталонные атмосферы представляют атмосферное время, усредненное в течение длительных периодов, целесообразно рассмотреть отход от эталонных схем. Это может быть целесообразным для представления нескольких типов структур, наложенных на усредненный профиль. Для многих применений атмосфера может считаться горизонтально стратифицированной, причем градиенты рефракции на разных слоях могут меняться от -157 N -единиц/км до более чем -40 N -единиц/км и даже принимать положительные значения. В первом случае возникает волноводный эффект, радиодыры и многолучевое распространение. Во втором случае мы имеем субрефракционные условия, которые в экстремальных ситуациях ведут к блокирующему замиранию. Статистические характеристики этих структур, которые не слишком хорошо изучены, обсуждаются § 3.7. Их влияние на распространение радиоволн будет рассмотрено в главе 4.

Горизонтальные градиенты рефракции могут возникать в случаях как среднего, так и крупного масштаба. Например, мгновенные горизонтальные градиенты могут возникать при взаимодействии двух различных масс воздуха, что может происходить вдоль линии берега или на суше, когда сложный поток воздуха проходит над неровной местностью, либо в результате крупномасштабного опускания воздуха над землей или водой. Влияние горизонтальных градиентов на распространение радиоволн также подробно описано в главе 4.

Относительно средних пространственных величин атмосфера также демонстрирует случайную нестабильность на расстояниях в диапазоне от нескольких миллиметров до сотен метров. Эти неоднородности вызывают стохастические эффекты распространения, в частности мерцание. Стохастическая атмосфера, турбулентность атмосферы, ее влияние на индекс рефракции, а также на распространение радиоволн рассматриваются в главе 4.

3.5 Рефракция у поверхности Земли

Опубликован большой объем данных о рефракции у поверхности Земли. Если представить среднее значение рефракции у поверхности Земли в виде функции места, то ее значения будут сильно отличаться друг от друга, в основном из-за разницы в высоте. Поэтому общепринято относить все данные к общей эталонной высоте, за которую обычно принимается высота над уровнем моря. Преобразование поверхностной рефракции N_s в рефракцию над уровнем моря N_0 очень легко осуществить с помощью экспоненциальной функции:

$$N_0 = N_s \exp(h_s/h_0), \quad (3.16)$$

где h_s – высота станции над уровнем моря.

Единственная трудность заключается в выборе приведенной высоты h_0 , которая используется при пересчете данных. Для согласованности данных эту величину следует брать из эталонной экспоненциальной модели (7,35 км). На практике пересчет данных не всегда производится с помощью именно этого значения. Например, в исследовании, проведенном ранее [Bean and Dutton, 1966], использовалось значение приведенной высоты 9,46 км, которое подходит для сухого воздуха. Главной целью пересчета данных является уменьшение диапазона вариаций рефракции, что позволило бы получить более точные интерполяции для мировых карт, о которых речь пойдет в § 3.5.2. Таким образом, точность выбора значения приведенной высоты не является самым важным фактором при пересчете данных.

3.5.1 Среднемесячные значения поверхностной рефракции

Как пояснено в § 3.9, рефракцию можно измерить либо непосредственно с помощью радиоизмерительных приборов, либо косвенным образом, по метеорологическим данным, с использованием уравнения (3.11). В обоих случаях данные, необходимые для анализа, усредняются, как правило за период, равный одному месяцу. Однако очень часто, когда используется уравнение (3.11), исходные метеорологические данные оказываются недоступными. Значение рефракции можно получить и другим способом, используя среднемесячные значения атмосферного давления, температуры и давления паров воды. Значение рефракции, полученное таким образом, будет отличаться от средней рефракции. Это различие было исследовано [Bean and Dutton, 1966; Rao and Srivastava, 1971]. Бин и Даттон сравнивали результаты, полученные с помощью двух названных методов для трех станций, работающих в разных климатических условиях. Разница в полученных значениях не превышала 1,5 N -единиц. Рао и Шривастава теоретически определили эту разность как функцию статистических характеристик метеорологических параметров (средних значений, стандартных отклонений и коэффициентов корреляции) и пришли к заключению, что в большинстве случаев она должна быть очень мала.

3.5.2 Поверхностная рефракция: ее сезонная изменчивость и изменчивость из года в год

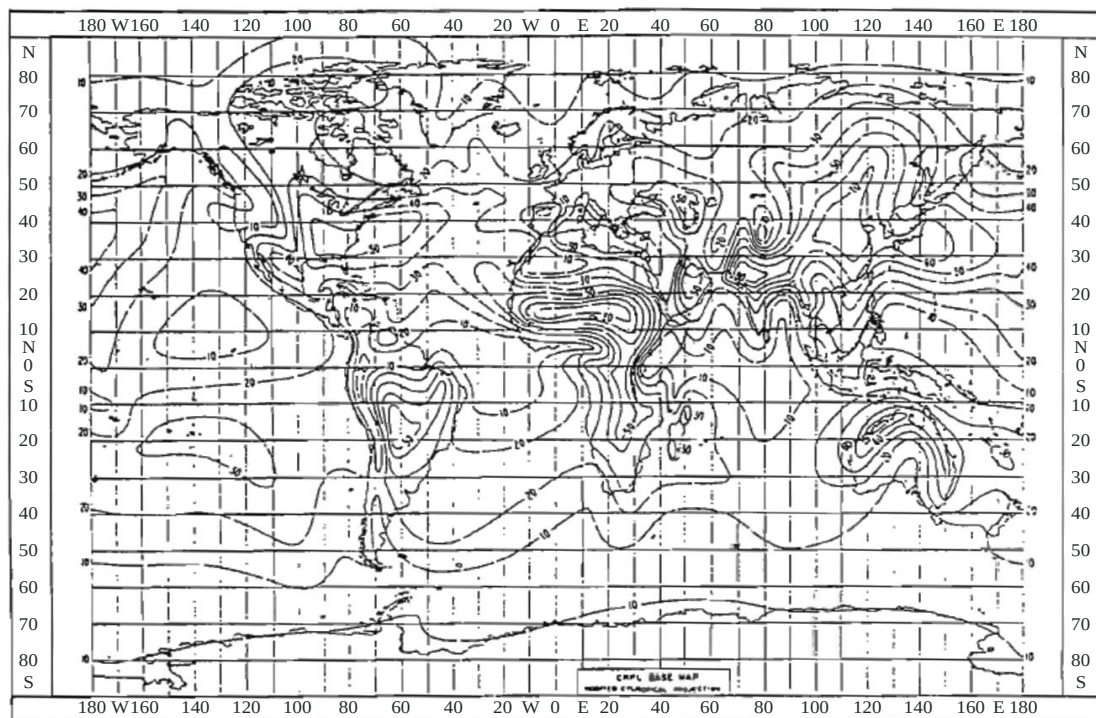
Анализ поверхностной рефракции (приведенной к уровню моря) во всемирном масштабе был проведен Бином и Даттоном [1966]. Эти авторы использовали данные, собранные на 306 метеостанциях. Для каждой станции отбирались данные за пять любых лет в период с 1949 по 1958 год (преимущественно с 1954 по 1958 г.), за исключением России, которая представила данные только за один год (1958 г.). Значения рефракции над океаном пришлось оценивать по очень небольшим выборкам из-за недостатка станций наблюдения в этом районе.

Результаты представлены в виде карты контуров средних значений N_0 для каждого месяца. Результаты для февраля и августа приведены на Рисунках 1 и 2 Рекомендации-МСЭ R P.453.

Для поверхностной рефракции характерна изменчивость как в течение года, так и из года в год. Сезонные вариации показаны на Рисунке 3.3 в виде контуров (по всему земному шару) разности между максимальным и минимальным значениями среднемесячной поверхностной рефракции N_s в течение года. Вариация из года в год представлена на Рисунке 3.4, на котором показаны контуры диапазонов изменения N_s (максимальное значение минус минимальное), рассчитанные для февраля по данным за пять лет. Можно заметить, что изменчивость из года в год может быть соизмерима с сезонными вариациями.

РИСУНОК 3.3

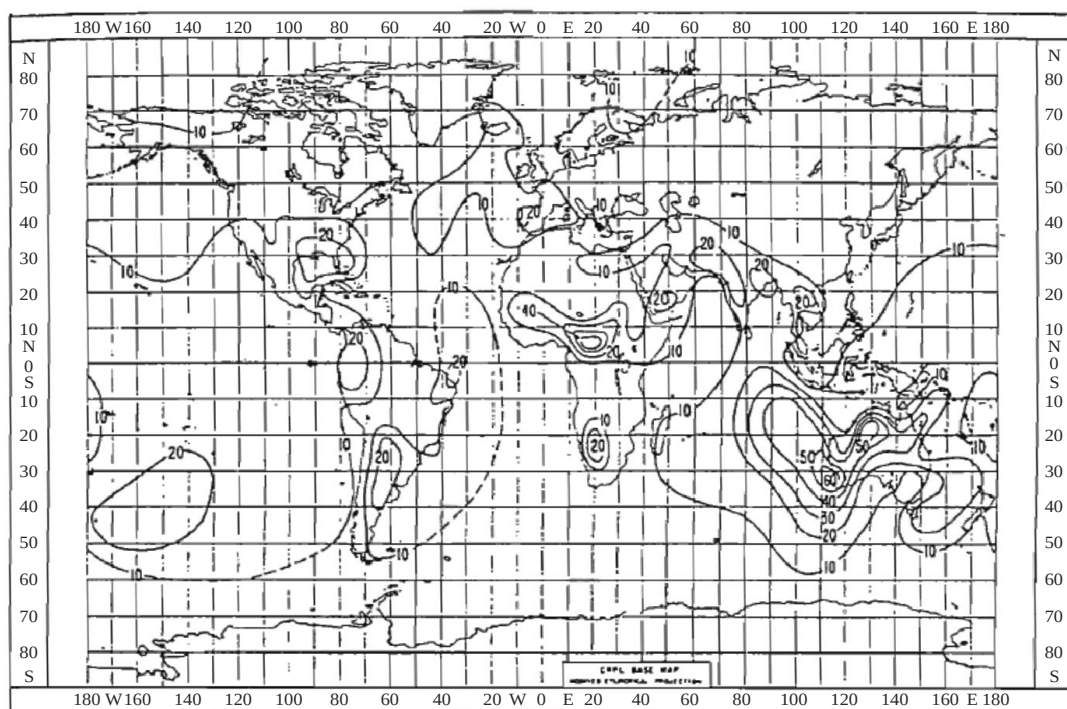
Годовой диапазон ежемесячных средних значений N ,
[Bean and Dutton, 1966]



Radio-Meteo. 03-03

РИСУНОК 3.4

Диапазон изменений из года в год ежемесячных средних значений N , за февраль
[Bean and Dutton, 1966]



Radio-Meteo. 03-04

3.6 Градиенты рефракции

При распространении радиоволн в нижних слоях атмосферы знание градиента рефракции более важно, чем знание величины самого индекса рефракции. При изучении явления рефракции в общих чертах, когда делается предположение о горизонтально стратифицированной атмосфере, имеет смысл рассматривать только вертикальный градиент рефракции.

Строго говоря, градиент рефракции зависит от высоты. Та величина, которую мы можем получить экспериментальным путем, – это обычно среднее значение градиента α в слое толщиной Δh , определяемое по формуле $\alpha_{\Delta h} = \Delta N / \Delta h$. Помимо сезонных и региональных вариаций, распределение этой величины зависит также от высоты h (незначительно) и от ширины слоя Δh .

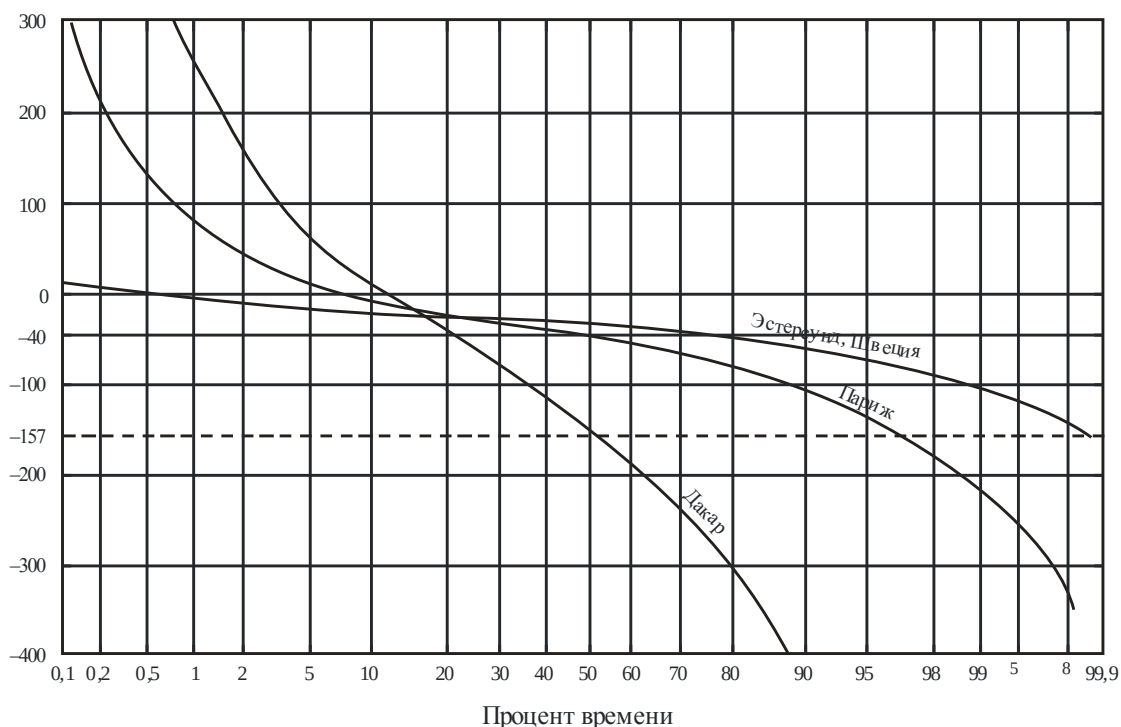
Даже в том случае, если исходные данные отличаются большой вариативностью, наиболее широко используются такие параметры, как $\alpha_{0,1}$, – градиент рефракции, усредненный на первых 100 м атмосферы, или α_1 – градиент, усредненный на первом километре. Первый из этих параметров лучше всего использовать для исследования распространения радиоволн на линиях прямой видимости. Его, как правило, определяют по результатам наблюдений с помощью установленных на мачте измерительных приборов. Второй параметр легко получить с помощью обычного радиозондирования. Он более пригоден для исследований, связанных с распространением радиоволн на трассах Земля-самолет или Земля-спутник и с распространением за пределами радиогоризонта. Можно рассматривать и другие параметры, такие как значения градиента, превышенные для заданного процента времени.

3.6.1 Модель распределения градиента рефракции

В качестве примера, иллюстрирующего обсуждаемые ниже модели, на Рисунке 3.5 показана долгосрочная функция распределения градиента рефракции $\alpha_{0,1}$ в пределах первых 100 м для трех станций, работающих в разных климатических условиях [Boithias, 1984].

РИСУНОК 3.5

Примеры распределения градиента рефракции на первых 100 метрах [Boithias, 1984])



3.6.1.1 Нормальная модель

Независимо от высоты и толщины рассматриваемого слоя центральную часть функции распределения можно аппроксимировать нормальным законом. Детальный анализ данных, собранных в Японии [Ugai, 1959; Ikegami *et al.*, 1966; Akiyama, 1977; Sasaki and Akiyama, 1982] показал, что среднее значение не зависит от толщины слоя Δh (за исключением поверхностных слоев), тогда как стандартное отклонение изменяется по закону $\Delta h^{-1/2}$. В пределах первых 100 м атмосферы ощутимо лишь влияние высоты. Среднее значение градиента здесь меньше, чем на более высоких уровнях, и эта разница может вносить свой вклад в образование слоев инверсии в ночное время. К сожалению, с помощью нормального закона нельзя описать хвосты распределения, один из которых соответствует положительным градиентам, ведущим к затуханию из-за препятствий, а второй – отрицательным, ведущим к образованию волноводов и многолучевому распространению. Следовательно, эту модель можно использовать лишь для изучения распространения в нормальных условиях.

3.6.1.2 Нормальная экспоненциальная модель

Для того чтобы полностью описать распределение градиента рефракции, необходима комбинированная модель. Было предложено несколько таких моделей. Используя данные, собранные в Японии и других странах Юго-Восточной Азии, Акияма и его коллеги [Ikegami *et al.*, 1968; Akiyama, 1977] разработали комбинированную модель, которая описывает большую часть распределения градиента рефракции с помощью нормального закона, а другую часть (для больших отрицательных значений) – экспоненциальной функцией. Обе функции соединяются в точке $\alpha = \alpha_p$. Следовательно, функцию плотности вероятности можно представить следующим образом:

$$f(\alpha) = \begin{cases} \frac{c}{2} \exp\{c(\alpha - \alpha_m)\}, & -\infty < \alpha \leq \alpha_p; \\ \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{(\alpha - \alpha_m)^2}{2\sigma^2}\right\}, & \alpha_p < \alpha < \infty. \end{cases} \quad (3.17)$$

Функцию распределения вероятностей $F(X) = \Pr\{\alpha \leq X\}$ можно получить, проинтегрировав уравнение (3.17):

$$F(\alpha) = \begin{cases} \frac{1}{2} \exp\{c(\alpha - \alpha_m)\}, & -\infty < \alpha \leq \alpha_p; \\ \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf}\left\{\frac{\alpha - \alpha_m}{\sigma\sqrt{2}}\right\}\right), & \alpha_p < \alpha < \infty. \end{cases} \quad (3.18)$$

Описанное комбинированное распределение зависит от трех параметров: α_m (общее медианное значение обоих распределений), σ (стандартное отклонение нормального закона распределения) и от c , а также от значения α_p . Распределение плотности вероятности имеет разрыв в точке $\alpha = \alpha_p$. Однако поскольку функция распределения вероятностей должна быть непрерывна во всей области, то получим следующее соотношение:

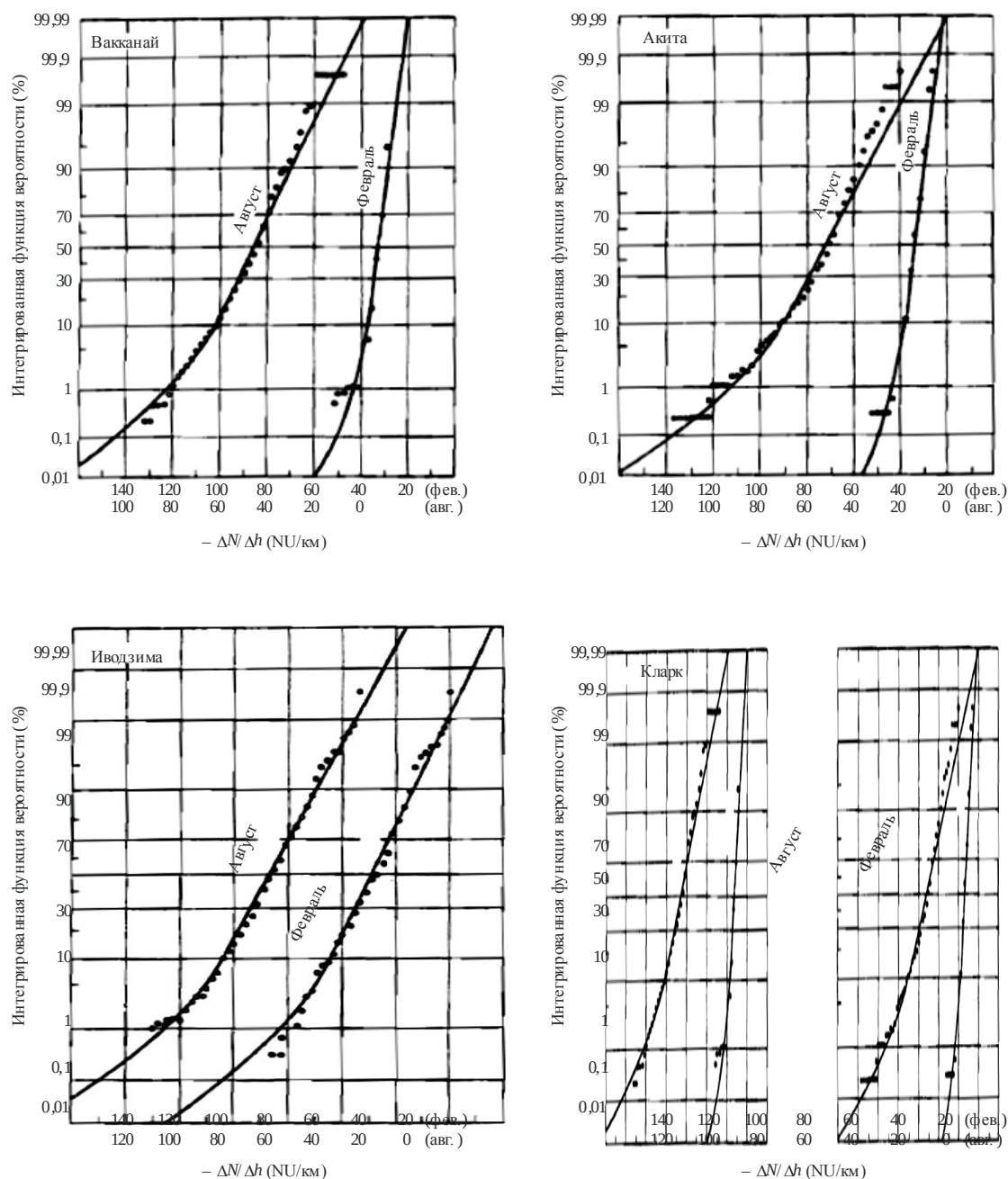
$$c\sigma = -\frac{\ln(2P)}{\sqrt{2}\operatorname{inverf}(2P-1)}, \quad (3.19)$$

где $P = F(\alpha_p)$ а inverf – функция, обратная интегралу вероятности ошибок. (Определение erf , дано в Рекомендации МСЭ-R P.1057.)

Используемые авторами экспериментальные данные показывают, что величина P никогда не отличается существенно от 0,07. Для таких малых значений P среднее значение и стандартное отклонение комбинированного распределения почти совпадают с аналогичными статистическими данными нормального распределения α_m и σ . Кроме того, нормальное распределение $\alpha_p = \alpha_m - 1,48 \sigma$. В результате получим, что градиент рефракции описывается двухпараметрической моделью. Качество аппроксимации показано на Рисунке 3.6.

РИСУНОК 3.6

Примеры распределения градиента рефракции, которым соответствует экспоненциальная модель [Akiyama, 1977]



Radio-Meteo, 03-06

3.6.1.3 Другие модели

Экспоненциально-нормальная модель улучшает качество аппроксимации распределения градиента рефракции в области больших отрицательных значений. Однако поскольку на хвостах экспериментального распределения заметно отклонение от нормального закона, эта модель не может дать удовлетворительных результатов для положительных значений градиента рефракции.

В [Zhang, 1981] разработана модель, описывающая все распределение целиком, путем введения двух степенных функций, описывающих отклонение от нормального закона на хвостах. Функцию распределения вероятностей для этой модели можно представить как

$$F(\alpha) = \begin{cases} P_1 \times [(\alpha_1 - \alpha_m)/(\alpha - \alpha_m)]^{b_1} & -\infty < \alpha < \alpha_1 ; \\ \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left\{\frac{-(\alpha_1 - \alpha_m)}{\sigma\sqrt{2}}\right\} & \alpha_1 < \alpha < \alpha_2 ; \\ 1 - P_2 \times [(\alpha_2 - \alpha_m)/(\alpha - \alpha_m)]^{b_2} & \alpha_2 < \alpha < \infty , \end{cases} \quad (3.20a)$$

где erfc – дополнительный интеграл вероятности ошибок.

Можно ожидать, что вероятности P_1 и P_2 будут достаточно малы, и поэтому среднее значение α_m и стандартное отклонение σ комбинированного распределения на практике будут такими же, как аналогичные статистические данные для центральной части распределения, описываемой нормальным законом. Модель включает шесть параметров: b_1 , b_2 , P_1 , P_2 , α_1 и α_2 . Эти параметры должны удовлетворять следующим условиям:

- i) функция распределения вероятностей должна быть непрерывна при $\alpha = \alpha_1$ и $\alpha = \alpha_2$, то есть:

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left\{\frac{-(\alpha_1 - \alpha_m)}{\sigma\sqrt{2}}\right\}; \\ 1 - P_2 &= \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left\{\frac{-(\alpha_2 - \alpha_m)}{\sigma\sqrt{2}}\right\}; \end{aligned} \quad (3.20b)$$

и

- ii) модель распределения должна совпадать с экспериментальным распределением для уровней вероятностей 0,1 и 99,9%, то есть:

$$b_1 = \frac{\log(1000P_1)}{\log \frac{\alpha_{0,1} - \alpha_m}{\alpha_1 - \alpha_m}}; \quad b_2 = \frac{\log(1000P_2)}{\log \frac{\alpha_{99,9} - \alpha_m}{\alpha_2 - \alpha_m}}. \quad (3.20c)$$

Если взять P_1 и P_2 для тех точек экспериментального распределения, где начинает проявляться отклонение от нормального закона, то модель будет полностью определена.

Представленные модели получены путем эмпирической подгонки к экспериментальным распределениям. Подход, который предложил Скъявоне [Schiafone, 1981] в большей степени отражает физическую суть явления. Он предположил, что различный характер распределения градиента рефракции на трех участках объясняется различными метеорологическими ситуациями. В центральной части распределения, описываемой нормальным законом, действует эффект вертикального перемешивания воздушных масс, а на хвостах распределения сказывается влияние расслаивания атмосферы. Поскольку механизмы возникновения больших отрицательных или положительных значений градиента различны, то хвосты распределения оказываются несимметричными. Условия перемешивания описываются нормальным законом распределения со средним значением μ_m и стандартным отклонением σ_m . Проблема заключается в том, чтобы определить распределения и отрезок времени, на котором действуют условия расслаивания. Скъявоне рассматривал только те значения градиента рефракции, которые превышают среднее. Руководствуясь тем аргументом, что условия расслаивания возникают из условий перемешивания, он допустил, что распределение градиента в области стратифицированной атмосферы описывается нормальным законом с теми же значениями среднего μ_m и стандартного отклонения σ_s . Таким образом, все распределение будет иметь вид

$$f(\alpha) = (1 - P^*)N(\mu_m, \sigma_m) + P^* N(\mu_m, \sigma_s), \quad (3.21)$$

где N описывает нормальное распределение, а P^* – ту часть распределения, которая подвержена воздействию стратифицированной атмосферы.

Эта модель (которая не учитывает явления суперрефракции) зависит от четырех параметров – μ_m , σ_m , σ_s и P^* . Сравнивая описанное таким образом распределение с данными, полученными в Северной

Америке, автор пришел к выводу, что параметры P^* и σ_m практически инвариантны по отношению к месту и времени года, в то время как μ_m и σ_s зависят и от первого и от второго.

В последнее время для описания статистических характеристик вертикального градиента, полученного на основе данных, привязанных к определенному месту, используются также другие модели. Например, в [Grabner and Kvicera, 2011] представлена модель, сочетающая три нормальные распределения Гаусса аналогично уравнению (3.21).

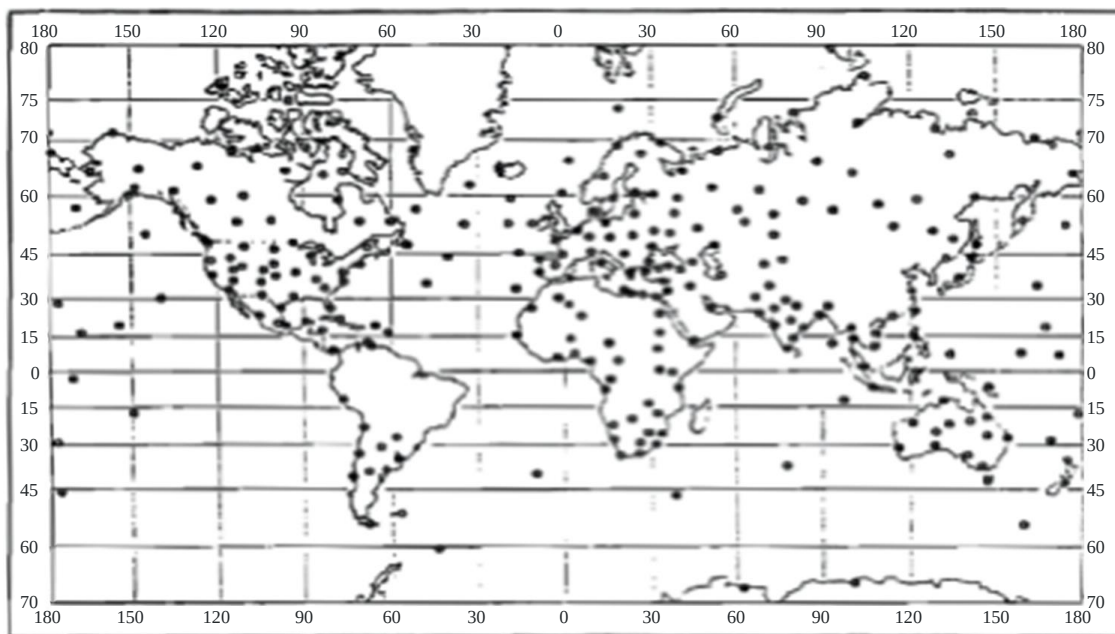
3.6.2 Статистическая информация о градиентах рефракции

Из предыдущего рассмотрения ясно, что параметры, входящие в математическое описание распределения градиента индекса рефракции, зависят от используемой модели. Однако для любой модели самые важные статистические характеристики – это среднее значение и стандартное отклонение градиента, которые зависят от времени года и географического положения исследуемого места.

Глобальная информация относительно среднемесячных значений градиента рефракции в пределах 1 км от поверхности Земли, основанная на результатах радиозондирования, проводимого на 268 станциях в течение пяти лет, представлена [Bean et al., 1966] и отражена на Рисунках 4–7 Рекомендации МСЭ-R P.453. Географическое положение станций, на которых проводились исследования, показано на Рисунке 3.7.

РИСУНОК 3.7

Размещение станций обработки данных ΔN [Bean et al, 1966]



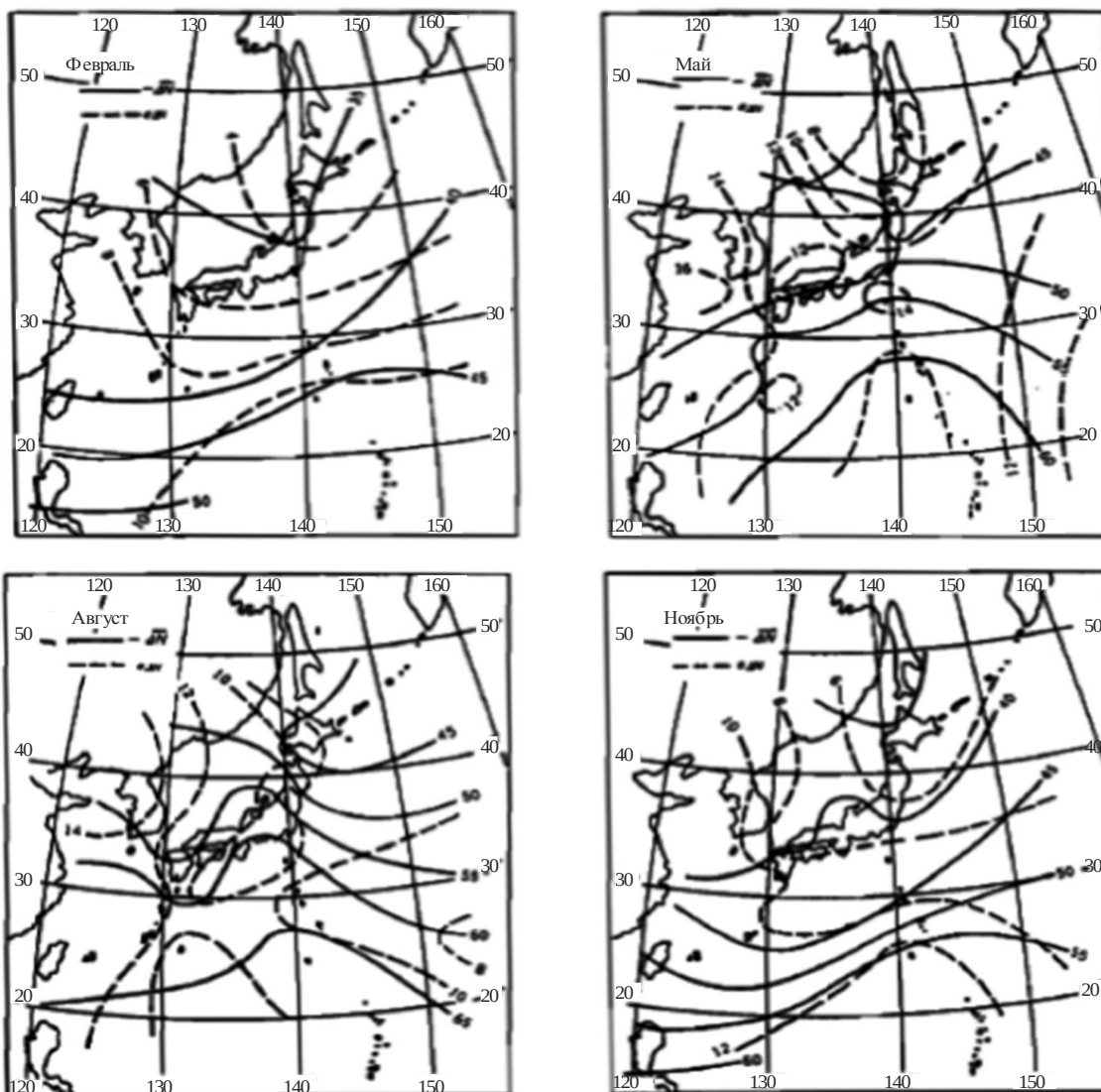
Radio-Meteo. 03-07

Получить стандартное отклонение по данным измерений непросто. Как правило, опубликованные данные содержат информацию либо о проценте времени, в течение которого превышает заданное значение градиента, либо значение градиента, превышенного для данного процента времени. Выбранные значения обычно лежат на хвостах распределения градиента. Следовательно, измерения оказываются не очень точными, а значения градиентов индекса рефракции – зависящими от атмосферных процессов (субрефракции и суперрефракции), которые заметно меняются в течение суток, в то время как обычное радиозондирование обычно проводится только два раза в сутки в определенное время, и результаты его на разных станциях различны. Следовательно, получить распределение этого параметра во всемирном масштабе невозможно. Однако иногда такие

распределения можно получить для отдельно взятых регионов. Такие результаты были получены для Японии [Akiyama, 1977] и приведены в качестве примера на рисунке 3.8. Тем не менее существующую информацию можно использовать для оценки условий суперрефракции или субрефракции (см. § 3.7).

РИСУНОК 3.8

Контурная карта, на которой показано среднее значение ΔN и стандартное отклонение [Akiyama, 1977]



Radio-Meteo. 03-08

Распределение градиента α в пределах одного километра от поверхности Земли в основном рассчитывается по данным радиозондирования. Согласно [Ikegami *et al.*, 1968] на основе этих данных можно вывести параметры экспоненциально – нормальной модели для любого другого высотного диапазона. Для приподнятого слоя толщиной Δh (км) имеем:

$$\alpha_m(\Delta h) = \alpha_m(1 \text{ км}); \quad \sigma(\Delta h) = \sigma(1 \text{ км}) \sqrt{(1/\Delta h)} \quad (N\text{-единиц/км}). \quad (3.22a)$$

В поверхностном слое, в пределах первых 100 м тропосферы, эти соотношения требуют коррекции и, основываясь на данных Японии (нижний индекс g означает, что мы рассматриваем слой, находящийся в непосредственной близости от Земли), получим:

$$\alpha_{mg}(\Delta h) = \alpha_m(1 \text{ км}) - 28; \quad \sigma_g(\Delta h) = [0,755\sigma(1 \text{ км}) + 3,56] \times \sqrt{(1/\Delta h)} \quad (N\text{-единицы}). \quad (3.22b)$$

Разумеется, справедливость этого соотношения за пределами Японии не гарантирована.

Наконец, функции распределения индекса рефракции (подобные той, что приведена на Рисунке 3.5) были опубликованы для многих станций. В работе [Bean *et al.*, 1966] представлены функции распределения градиента $\alpha_{0,1}$, полученные на базе данных радиозондирования, собранные на 22 станциях, находящихся в различных климатических зонах. Для отдельных районов, таких как Канада [Segal and Barrington, 1977], Япония [Akiyama, 1977], Соединенное Королевство [Hall and Comer, 1969] или Республика Чехия [Grabner and Kvicera, 2005, 2006, 2011], имеется информация, собранная на большем числе станций, или более точно измеренные данные.

3.6.3 Корреляция между поверхностной рефракцией и градиентом рефракции

Во многих странах была замечена сильная корреляция между среднемесячным значением поверхностной рефракции и градиентом рефракции в пределах первого километра α_1 [Lane, 1961; Bean and Dutton, 1966; Akiyama, 1977]. На Рисунке 3.9 [Bean *et al.*, 1966], на котором показаны контуры коэффициентов корреляции между двумя названными параметрами, это явление представлено с точки зрения синоптики. Оказывается, что эта корреляция сильна в полярных районах и районах с умеренным климатом, а в тропических и экваториальных зонах она слабее. Таким образом, эта корреляция не наблюдается там, где климат теплый и влажный, и это ведет к возникновению высокого парциального давления воды. Можно предположить, что возникновение корреляции обусловлено тем членом в уравнении рефракции, который описывает рефракцию в сухом воздухе, тогда как вклад составляющей рефракции за счет влажного воздуха лишь смазывает эффект.

Для тех районов, в которых существует сильная корреляция, следующее регрессионное уравнение хорошо описывает экспериментальные данные:

$$\alpha_1 = -a \exp(kN_s). \quad (3.23)$$

Параметры a и k зависят от климатических условий местности. Для Соединенных Штатов [Bean and Dutton, 1966] предлагают следующие значения:

$$a = 7,32; \quad k = 0,005577.$$

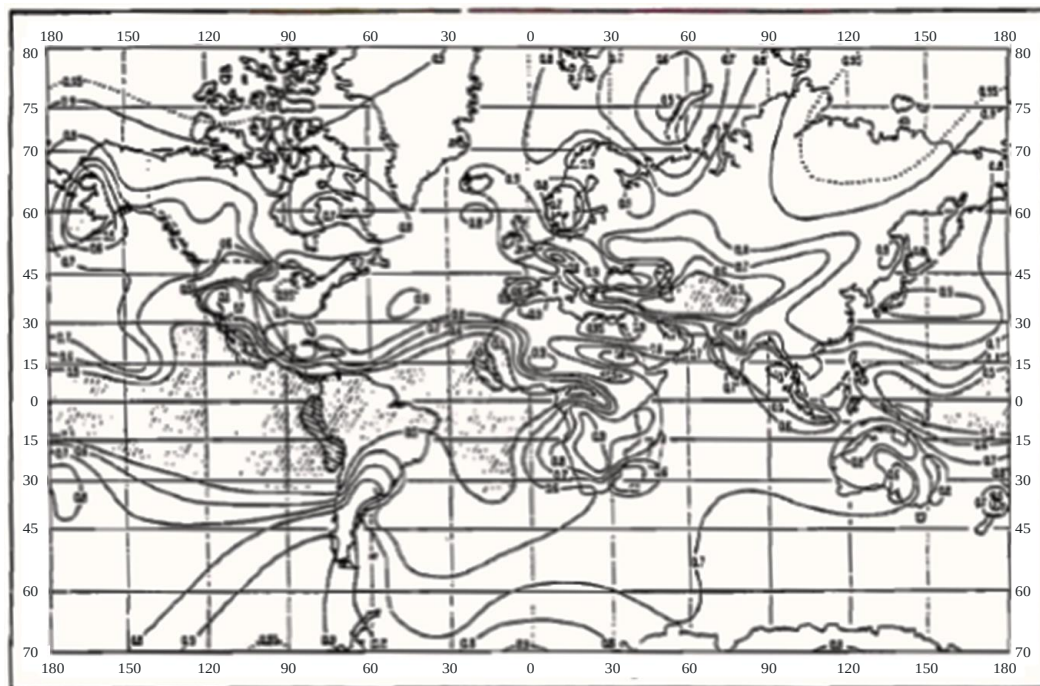
Для Японии [Akiyama, 1977]:

$$a = 3,42; \quad k = 0,007576.$$

Эти наборы данных, хотя и представляются совершенно различными, тем не менее дают вполне соизмеримые результаты, что и показано на Рисунке 3.10.

РИСУНОК 3.9

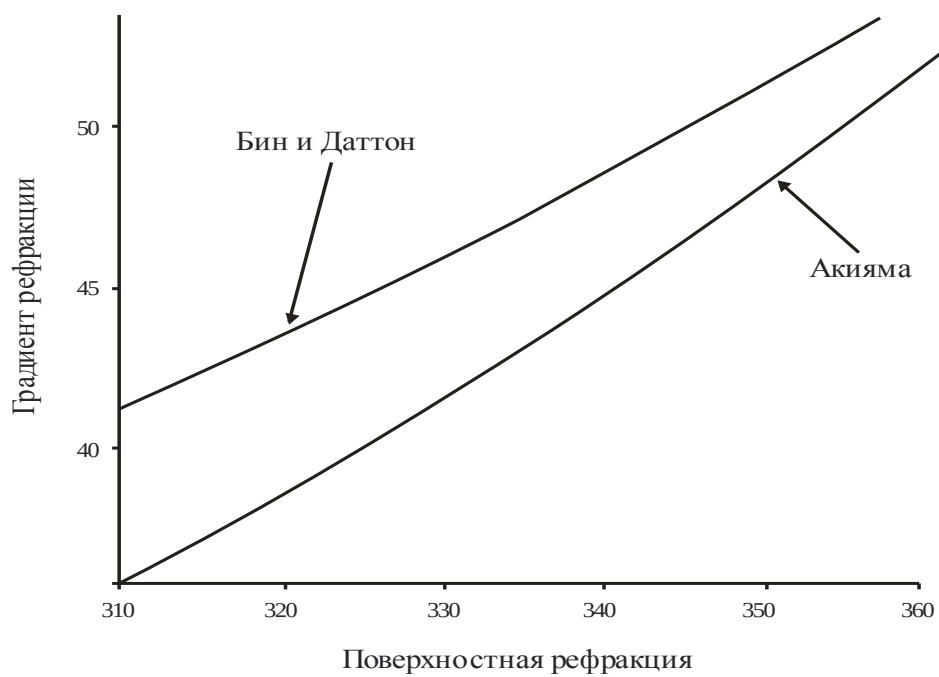
Коэффициент корреляции ΔN и N_s [Bean *et al.*, 1966]



Radio-Meteo. 03-09

РИСУНОК 3.10

Сравнение кривых регрессии по [Bean and Dutton, 1966] с кривыми по [Akiyama, 1977]



Radio-Meteo. 03-10

3.6.4 Эквивалентный градиент рефракции на трассе

Информация, изложенная в предыдущих разделах, касается градиента атмосферной рефракции в данном конкретном месте. Если рассматривать распространение радиоволн в атмосфере, то градиент рефракции вдоль трассы не остается постоянным. Следовательно, говоря о влиянии градиента на распространение волн, мы имеем в виду усредненный эффект, зависящий от состояния атмосферы вдоль трассы.

Учитывая вышесказанное, можно ввести новый параметр – эквивалентный градиент – рефракции вдоль трассы распространения, определяемый как градиент такой атмосферы, в которой рефракция имеет постоянный градиент и производит такой же эффект, как и в реальной атмосфере [Misme, 1960]. Этот параметр является не только характеристикой атмосферы, он зависит также от трассы радиоволны. Методы количественного расчета этого параметра будут обсуждаться в главе 4. Здесь же мы дадим лишь его качественную оценку.

Говоря об эффекте атмосферной рефракции, следует принимать во внимание два вида явлений. Во-первых, это изменение градиента рефракции с высотой. Мы видели, что линейная модель рефракции очень груба. В экспоненциальной модели градиент (его модуль) уменьшается с высотой (уравнение (3.14)). В результате абсолютное значение эквивалентного градиента будет ниже, чем значение поверхностного градиента, и это уменьшение будет зависеть от точной траектории движения волны. Первый эффект был проанализирован в [Misme, 1960; Boithias and Misme, 1962].

Второе явление – это горизонтальная неоднородность атмосферы. Весьма часто вертикальный градиент атмосферной рефракции бывает непостоянным вдоль трассы распространения радиоволн. Расстояние, на котором справедливо предположение о горизонтальной однородности атмосферы (нечто вроде длины корреляции), зависит в реальности от преобладающих атмосферных эффектов, а также от профиля земной поверхности вдоль трассы. Например, длина корреляции в стратифицированной атмосфере возможно будет меньше, чем в условиях перемешивания, и будет уменьшаться еще сильнее, если профиль земной поверхности станет холмистым.

3.7 Структуры индекса рефракции в среднем и крупном масштабе

3.7.1 Волноводные слои – определение и экспериментальные исследования

В те моменты времени, когда атмосфера термодинамически нестабильна и находится в состоянии турбулентного перемешивания, градиент рефракции не очень сильно отличается от -40 N-единиц/км. Однако в других случаях градиент рефракции может быть совершенно иным. При повышении температуры с высотой может возникнуть устойчивая стратификация атмосферы, приводящая к расслоению рефракции, то есть наличию слоев с совершенно разными градиентами индекса рефракции.

Слой с градиентом рефракции ниже -157 N-единиц/км, погруженный в более обширную зону с меньшим значением индекса рефракции (противоположным градиенту), называется волноводным слоем. Распространение волн в условиях волноводного слоя более подробно будет описано в главе 4. В присутствии такого слоя радиус кривизны траектории волны становится меньше, чем радиус Земли и, следовательно, распространяемые практически горизонтально волны могут быть захвачены между двумя слоями (нижний из которых может быть земной поверхностью).

Волноводные слои наблюдаются начиная от поверхности вплоть до высоты в несколько километров. Их толщина может варьироваться от нескольких до сотен метров. Волноводный слой, ограниченный земной поверхностью, называется поверхностным волноводом, в противном случае – приподнятым волноводом. В зависимости от процессов формирования волновода и высоты над поверхностью Земли волноводный слой в горизонтальном направлении может растянуться на несколько сотен километров. На Рисунке 3.11 показан пример приподнятого волновода, возникающего из-за сильного опускания атмосферного воздуха. Измерение производилось при помощи воздушного судна, оборудованного метеорологическими датчиками. Характеристики волноводного распространения определялись на расстоянии в 400 км. На Рисунке 3.12 приведен пример волноводного слоя в нижних слоях атмосферы. Он возникает вследствие адвекции атмосферного воздуха над поверхностью моря как части

циркуляции морского бриза и является примером поверхностного волновода. Протяженность волноводного слоя составляет всего несколько километров в направлении от берега, однако в направлении, параллельном берегу, она существенно больше. В Таблице 3.1 приведен ряд общих характеристик различных типов волноводов.

РИСУНОК 3.11

Пример очень тонкого свехрефракционного слоя
[Lane, 1965]

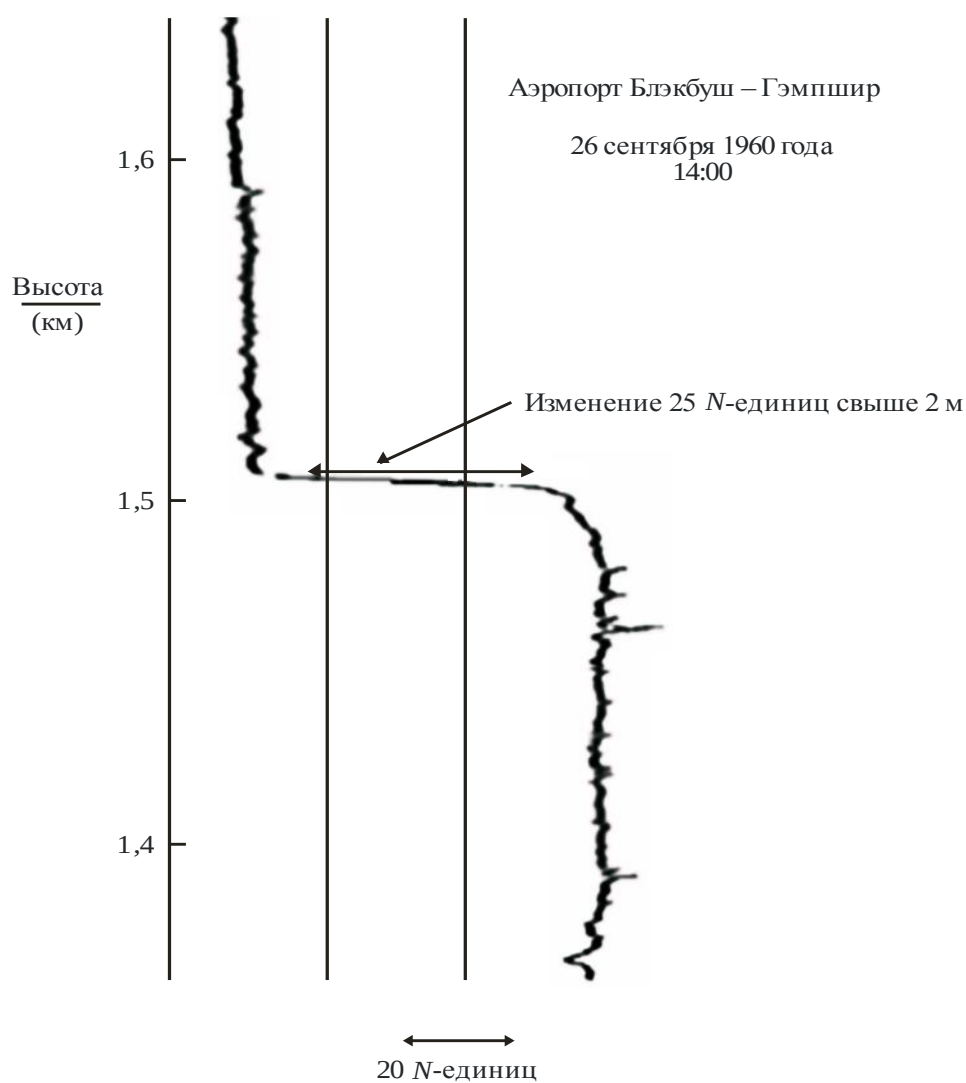
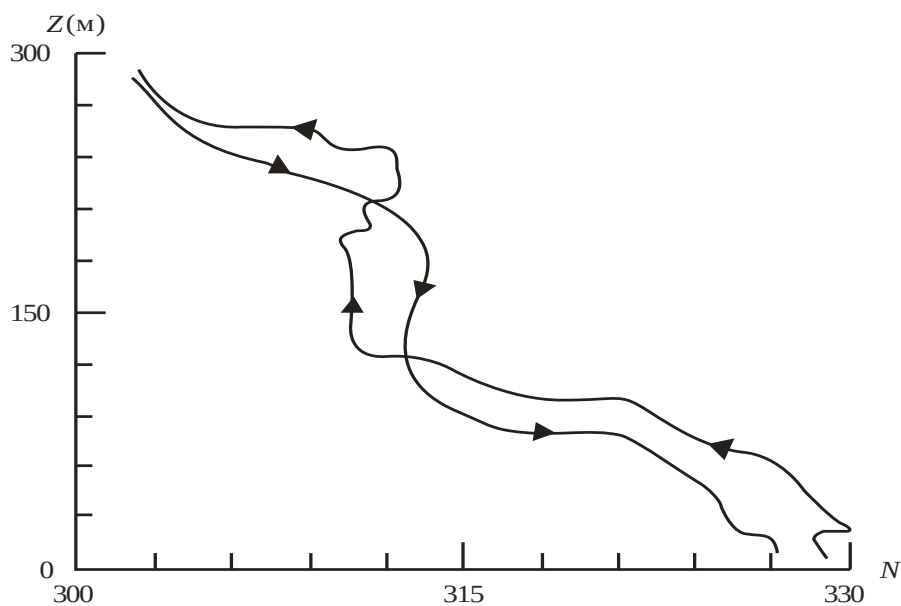


РИСУНОК 3.12

Профили изменения рефракции при многолучевом распространении сигнала, измеренные с помощью воздушного шара
[Sylvain *et al.*, 1983]



Radio-Meteo. 03-12

ТАБЛИЦА 3.1

Классификация волноводов

Тип волновода	Наименование	Размеры (протяженность и высота)	Продолжи- тельность	Имеющиеся данные
Поверхностный	Испарение	Крупномасштабное, явление в приземном слое, максимальная высота волновода ~40 м	От нескольких часов до нескольких дней (вдоль линии берега может быть однодневный)	Базы данных ИКЗ
Поверхностный или приподнятый	Адвекция как часть погодных условий или среднемасштабных ежедневных циркуляций	От среднемасштабного до крупномасштабного, явление в прибрежной зоне (~100 км) До ~300 м	Однодневный	Измерения береговым радиозондом, измерения с воздушного судна, вышки
Поверхностный или приподнятый	(Среднемасштабное) опускание		Однодневный	Данные, полученные с радиозондов и воздушных судов
Приподнятый	Опускание (крупномасштабное)		До нескольких дней	Данные, полученные с радиозондов и воздушных судов
Поверхностный	Радиационное выхолаживание (среднемасштабный – крупномасштабный)		Однодневный	Радиозонд
Приподнятый	Фронтальные системы		1–4 часа	Радиозонд

Размеры:

средний масштаб	–	10–300 км;
крупный масштаб	–	300–3000 км;
глобальный масштаб	–	> 3000 км.

3.7.1.1 Моделирование волновода

Если предположить, что радиоволны распространяются по законам геометрической оптики, то траектории лучей описываются законом Снеллиуса-Декарта. В стратифицированной атмосфере, где используется планиметрия (индекс рефракции зависит только от высоты h), лучевое уравнение примет вид

$$n(h) \sin \alpha = \text{const}, \quad (3.24)$$

где α – угол, который составляет луч с вертикальной осью. Если перейти к сферической геометрии, то это уравнение можно заменить формулой Бугера:

$$n(r) r \sin \alpha = \text{const}, \quad (3.25a)$$

где r – расстояние от центра Земли.

Мы имеем: $r = R + h$ (R – радиус Земли) и $n = 1 + 10^{-6} N$. Если $h \ll R$, то получим следующую аппроксимацию для (3.25a):

$$[1 + 10^{-6} N(h)](R + h) \sin \alpha \approx R[1 + h/R + 10^{-6} N(h)] \sin \alpha = \text{const}. \quad (3.25b)$$

Это соотношение будет идентично уравнению (3.24), если сделаем подстановку:

$$m(h) = n(h) + h/R = 1 + 10^{-6} M(h), \quad (3.26a)$$

где $m(h)$ – модифицированный индекс рефракции, а $M(h)$ – модуль рефракции. Из уравнения (3.26a) видно, что распространение волны вблизи сферической поверхности Земли с профилем рефракции $N(h)$ эквивалентно распространению над плоской поверхностью Земли с профилем рефракции $M(h)$. Учитывая, что радиус Земли равен 6370 км, получим:

$$M(h) = N(h) + 157h, \text{ где } h \text{ выражена в километрах.} \quad (3.26b)$$

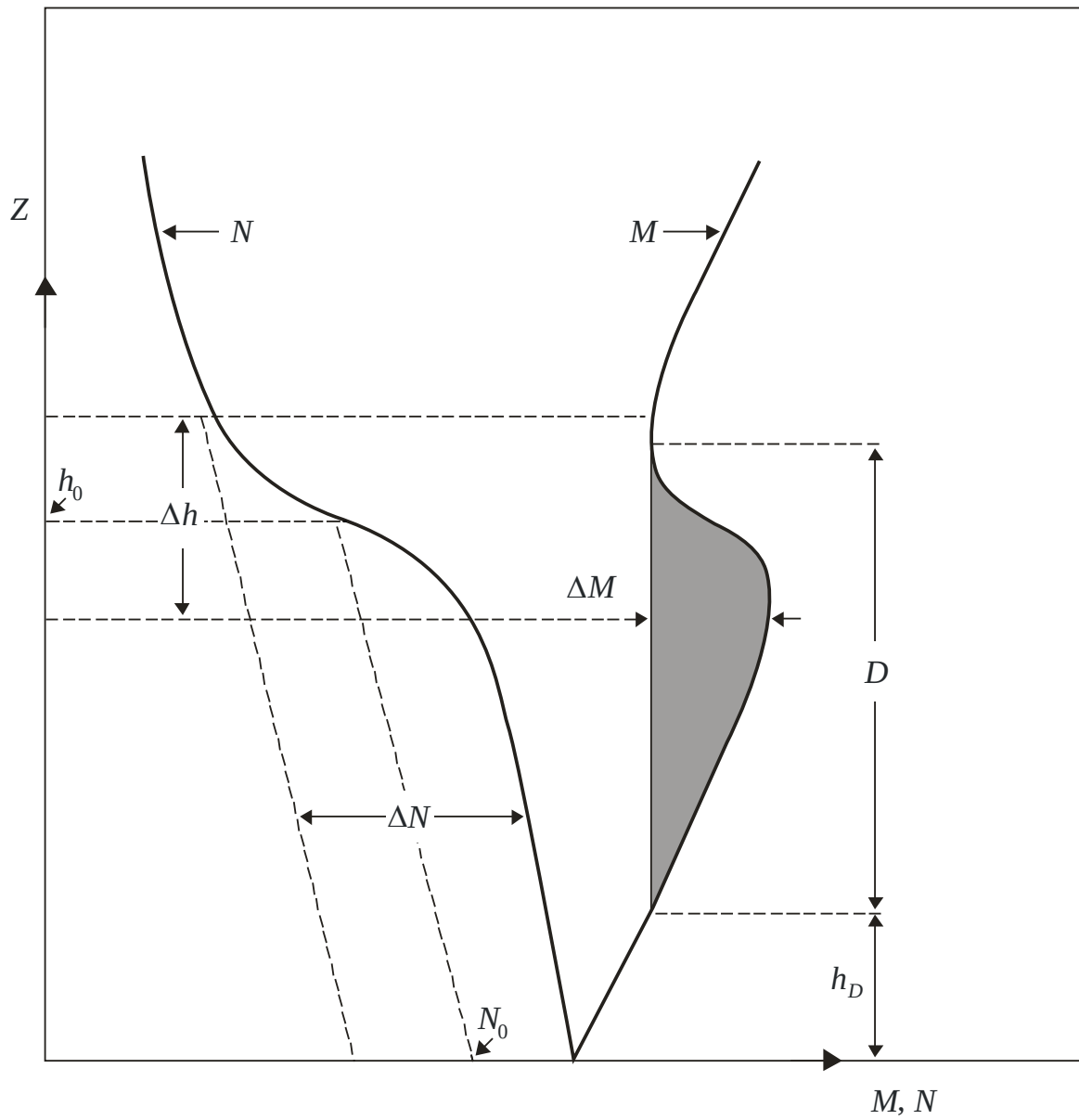
В нормальных условиях распространения модуль рефракции увеличивается с высотой. Он уменьшается с высотой, только если dN/dh меньше, чем -157 N-единиц/км, то есть в пределах волноводного слоя.

На Рисунке 3.13 показано соотношение между профилями N и M для одинаковых условий. Профиль рефракции четко показывает волноводный слой, который характеризуется высотой h_0 , толщиной Δh и интенсивностью ΔN . На профиле M можно видеть не только волноводный слой, но и связанный с ним волновод, ограниченный сверху верхней границей волноводного слоя, а снизу – высотой, на которой модуль рефракции имеет ту же величину (или поверхность Земли). Следовательно, толщина волновода D больше толщины волноводного слоя. Другие характеристики волновода – это его высота h_D , то есть высота нижней границы волновода, и интенсивность волновода ΔM .

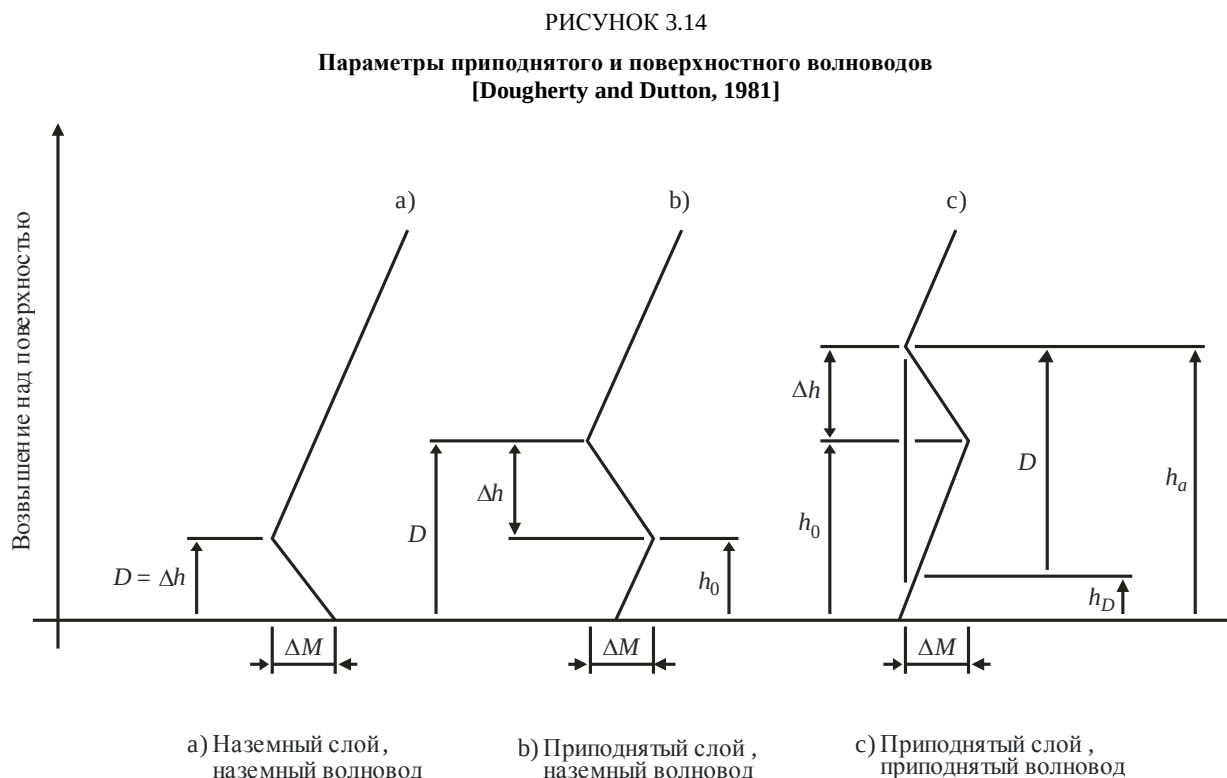
Волновод называется приподнятым, если его нижняя граница расположена выше поверхности Земли. Высота h_D волновода будет в этом случае равна высоте, на которой расположена его нижняя граница. В других случаях волновод называют поверхностным, и его нижняя граница совпадает с поверхностью Земли; при этом нижняя граница соответствующего волноводного слоя может быть выше поверхности Земли (Рисунок 3.14).

РИСУНОК 3.13

Соответствие между представлением волноводных слоев N и M
[Webster, 1982]



Radio-Meteo. 03-13



Radio-Meteo. 03-14

Для исследования процесса распространения радиоволн в условиях волноводов аналитическими или численными методами профили рефракции моделируются простыми аналитическими функциями. Если модель выбрана, то с помощью алгебраических манипуляций можно через параметры профиля N найти параметры профиля M , и наоборот. Самая простая очень широко используемая модель состоит из трех линейных участков, описывающих профиль рефракции, как показано на Рисунке 3.14. Недостаток модели – это нереалистические разрывы функции, описывающей распределение градиента рефракции, которые могут привести к неудовлетворительным результатам при использовании численных методов расчета лучевой траектории. Для того чтобы сохранить непрерывность функции градиента рефракции, Webster [1982] использовал модель арктангенса, в которой рефракция дается:

$$N(h) = N_0 - kh + \frac{\Delta N}{\pi} \arctan \left[\frac{12,63(h - h_0)}{\Delta h} \right] \quad (3.27)$$

В этой модели, как показано на Рисунке 3.13, N_0 – рефракция у поверхности Земли, а k – вертикальный градиент рефракции фона. Волноводный слой, который теоретически распространяется до бесконечности, характеризуется высотой h_0 (высота центральной части слоя), интенсивностью ΔN и толщиной Δh , определяемой как диапазон изменения высоты (h_0 – центр этого диапазона), в который попадает 90% вариаций рефракции ΔN . Было показано, что экспериментальные профили хорошо описываются уравнением (3.27) при наложении нескольких слоев такого типа [Claverie and Klapisz, 1985].

3.7.1.2 Статистические характеристики волновода

При изучении распространения волн интерес представляет статистическое описание волноводного слоя. В идеале такое описание должно включать оценку вероятности возникновения волноводного слоя с учетом ее регулярных колебаний (ежедневных и сезонных), статистическое описание волноводного слоя (высоты, толщины и интенсивности, причем эти величины, вероятно, коррелируют) и статистическое описание его горизонтальных размеров.

В действительности мы знаем очень немного о статистических характеристиках волноводов. Причина этого – в ограниченном объеме данных радиозондирования, единственном источнике информации во

всемирном масштабе. Эти данные не позволяют оценить градиенты рефракции с достаточной точностью (§ 3.9.3); на их основе можно получить только средние значения градиентов в некоем высотном диапазоне, и, следовательно, очень тонкие, но интенсивные волноводные слои могут остаться незамеченными. Радиозондирование обычно производится лишь дважды в день в определенное время, поэтому статистическое описание, полученное на основе таких данных, может неадекватно отражать колебания градиента рефракции в течение дня. И наконец, станции наблюдения находятся слишком далеко друг от друга, чтобы по собранной с их помощью информации можно было оценить протяженность волноводов. В некоторых случаях более конкретные эксперименты дают более адекватное описание волноводов, но эти описания можно использовать только для той местности, где проводился эксперимент.

Оценку вероятности возникновения поверхностных волноводов во всемирном масштабе можно получить из Рисунков 3.15–3.18 [Bean *et al.*, 1966], на которых приведены значения доли времени, для которой градиент $\alpha_{0,1}$ не превышает -157 N-единиц/км, полученные по результатам радиозондирования с помощью 99 станций. Доли времени, для которых градиент $\alpha_{0,1}$ не превышает -100 N-единиц/км, представлены на Рисунках 8–11 Рекомендации МСЭ-R P.453. Во втором случае в пределах первых 100 м атмосферы обязательно присутствует волноводный слой; в первом же случае он вероятен, но не обязателен. Информация большего числа станций радиозондирования имеется лишь для отдельных районов, таких как Канада [Segal and Barrington, 1977] или Индия [Majumdar *et al.*, 1977].

РИСУНОК 3.15

Доля градиента времени ≤ -157 N/км – февраль
[Bean *et al.*, 1966]

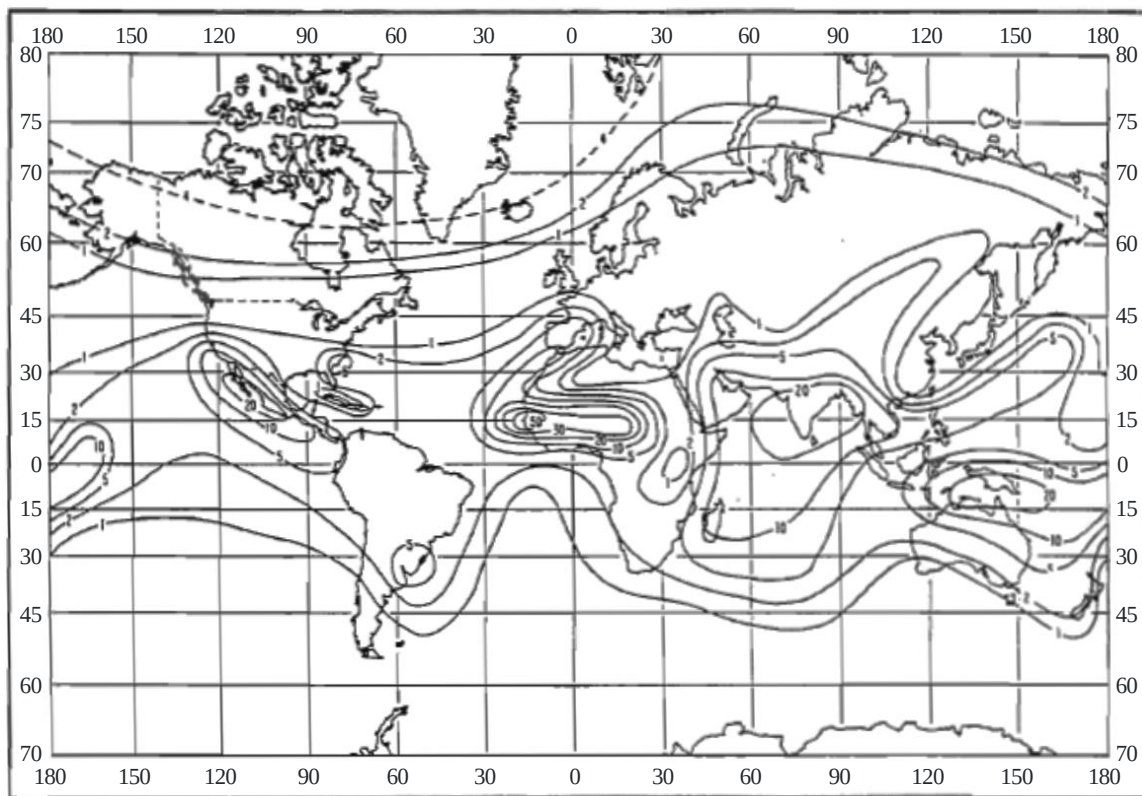
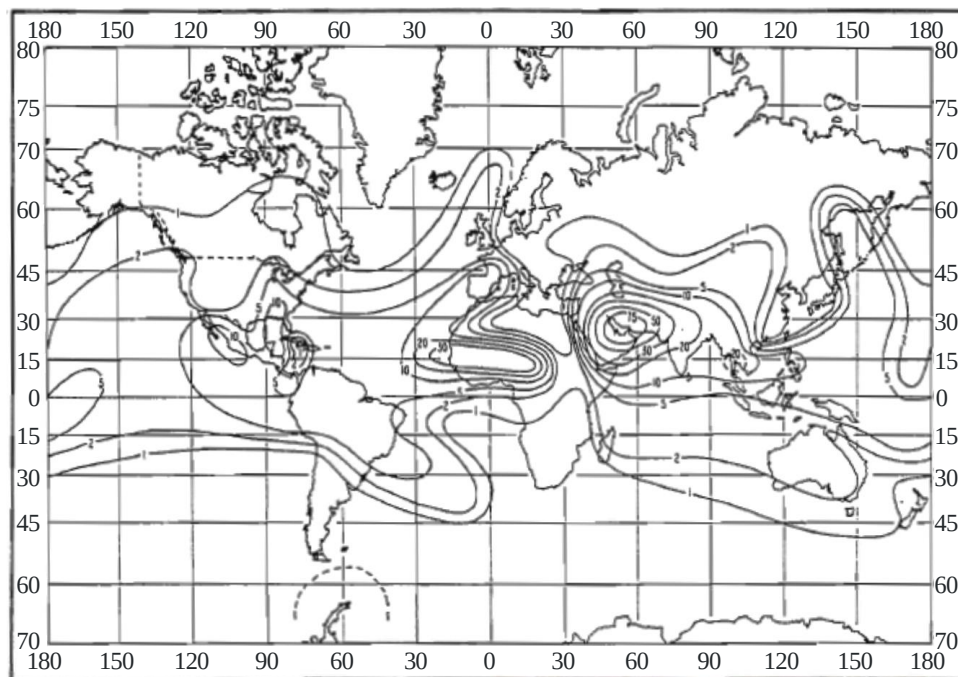


РИСУНОК 3.16

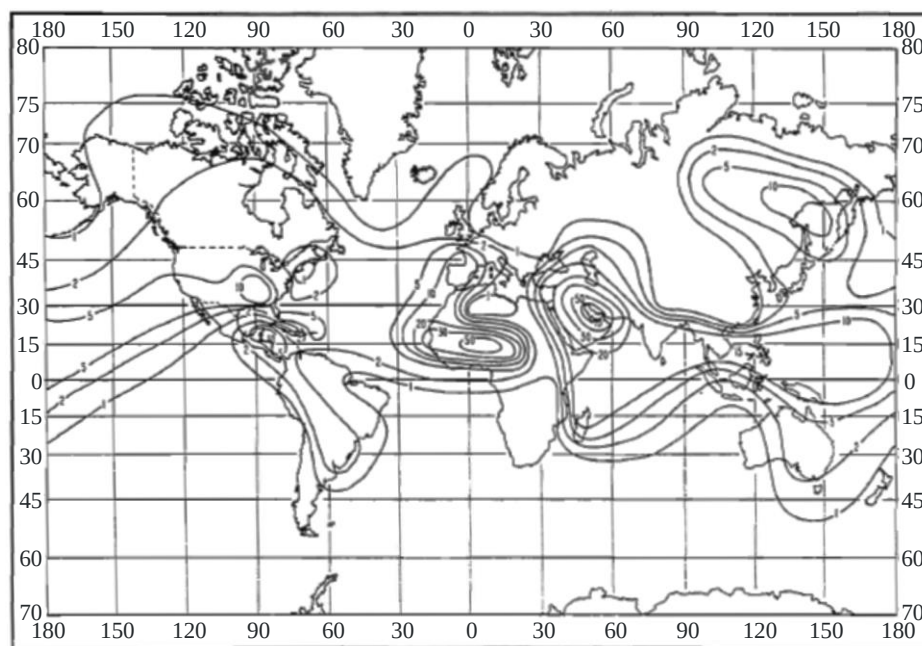
Доля градиента времени ≤ -157 N/км – май
[Bean *et al.*, 1966]



Radio-Meteo. 03-16

РИСУНОК 3.17

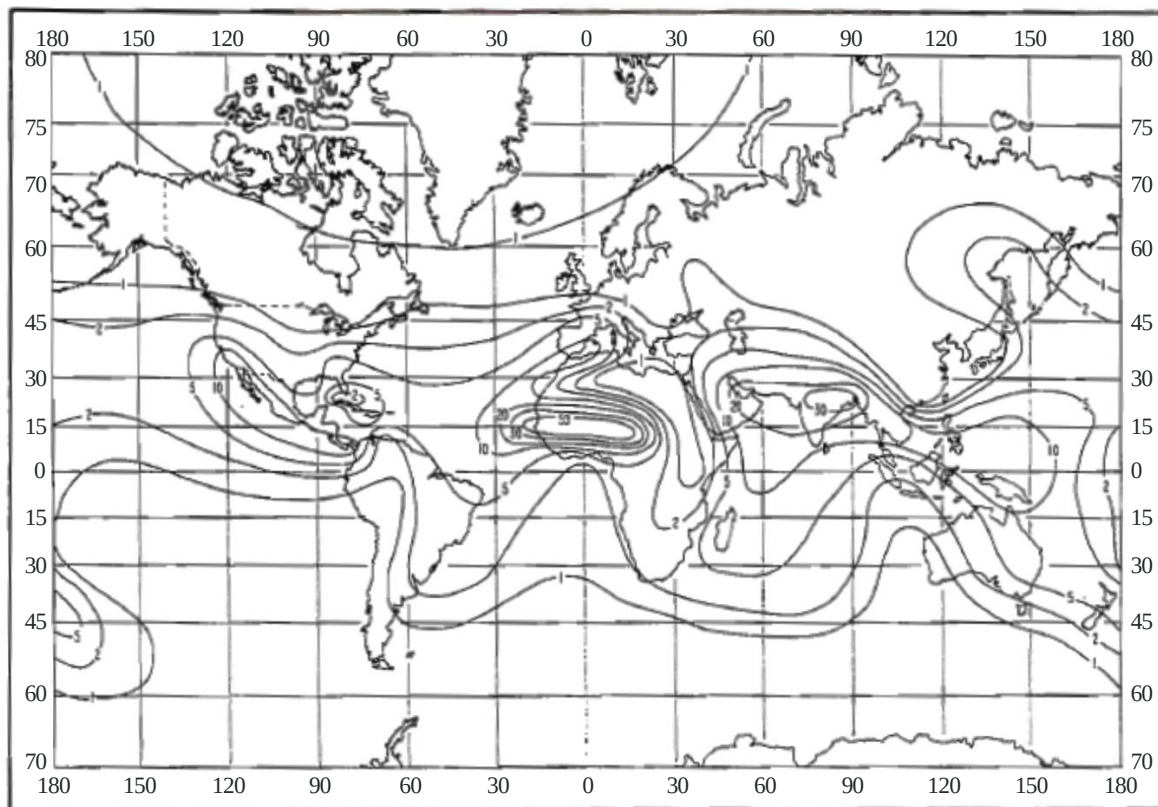
Доля градиента времени ≤ -157 N/км – август
[Bean *et al.*, 1966]



Radio-Meteo. 03-17

РИСУНОК 3.18

Доля градиента времени ≤ -157 N/км – ноябрь
[Bean *et al.*, 1966]



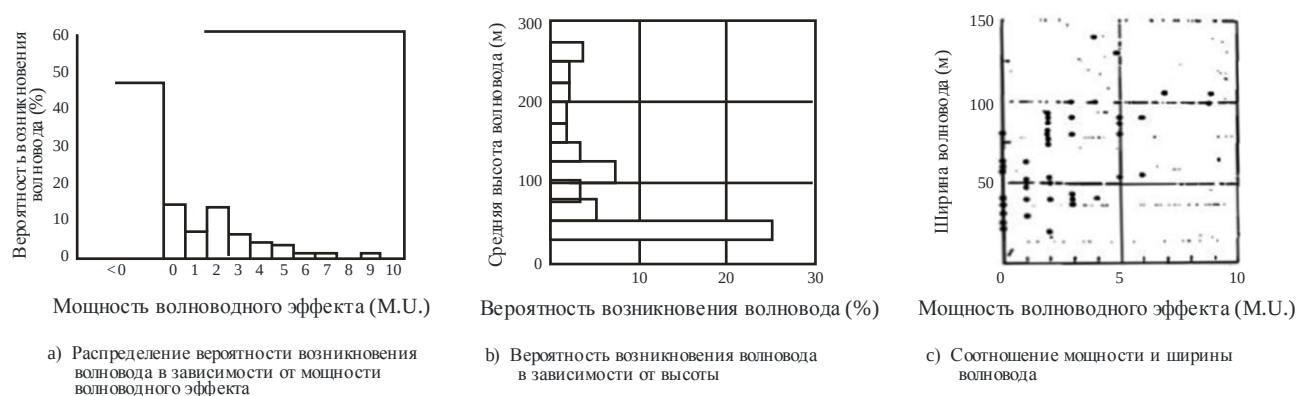
Radio-Meteo. 03-18

Информацию о возникновении волноводных слоев можно также получить из моделей градиента рефракции, описанных в § 3.6, но только для тех районов, для которых известны параметры этих моделей, см., например, [Grabner and Kvicera, 2011].

С другой стороны, точная информация о совместном распределении высоты, толщины и интенсивности волноводного слоя очень скудна. Опубликован ряд данных, собранных в Японии [Ikegami *et al.*, 1966]. Измерения производились непрерывно в течение двух недель с 300-метровой вышки. Некоторые результаты этих исследований представлены на Рисунке 3.19. На Рисунке 3.19 а) показано распределение интенсивности волновода ΔM . Видно, что чем больше интенсивность слоя, тем меньше вероятность его возникновения. На Рисунке 3.19 б) дано распределение высоты волновода – максимальная вероятность появления лежит в пределах первых 50 м атмосферы. Выше, вплоть до 120 м, вероятность возникновения волновода медленно уменьшается, и начиная с высоты 120 м и до 280 м остается постоянной. Что касается взаимосвязи между характеристиками волновода, то оказывается, что между средней высотой и интенсивностью волновода нет существенной корреляции, зато она существует между его интенсивностью и толщиной (Рисунок 3.19 с)). Эти соотношения можно использовать для экстраполяции результатов, полученных в каком-то конкретном районе, на другие районы с иными климатическими условиями.

РИСУНОК 3.19

Статистика параметров волноводных слоев
[Ikegami et al., 1966]



Radio-Meteo. 03-19

Достижения в области компьютерных технологий позволяют с легкостью запускать среднемасштабные численные модели прогнозирования погоды на компьютерах средней производительности. Выходными данными этих моделей являются влажность, температура и давление в заданном объеме и временных рамках, и поэтому они могут использоваться для отображения колебаний коэффициента радиорефракции и дают правильное представление о физических механизмах, которые формируют и поддерживают волноводы. Может возникнуть необходимость дальнейшего уточнения вертикального разрешения данных моделей, но тем не менее можно попытаться провести исследования взаимосвязи между параметрами волноводов для различных климатических регионов. Модели дают ясную картину колебаний при появлении волноводов в конкретном регионе, что очень полезно при разработке комплекса экспериментов, целью которых является получение данных об изменении структуры волноводов в регионе. Таким образом была получена более подробная статистика по волноводам для среднемасштабного региона.

3.7.2 Условия субрефракции

Стандартный градиент рефракции равен -40 N-единиц/км. Условия, при которых градиент становится больше этой величины (меньшие отрицательные или даже положительные значения), называются субрефракцией. На трассах, близких к горизонтальным, субрефракция приводит к тому, что траектория волны приближается к земной поверхности. В экстремальных ситуациях, если вдоль линии связи существует объект, отражающий радиоволны, например холм, уровень передаваемого сигнала может существенно понизиться за счет дифракции. Такой эффект называется блокирующим замиранием и будет описан в главе 4.

Для того чтобы предсказать влияние блокирующего замирания на работу конкретной линии связи, необходима информация о возможности возникновения субрефрактивных условий, то есть информация о хвосте распределения градиента рефракции.

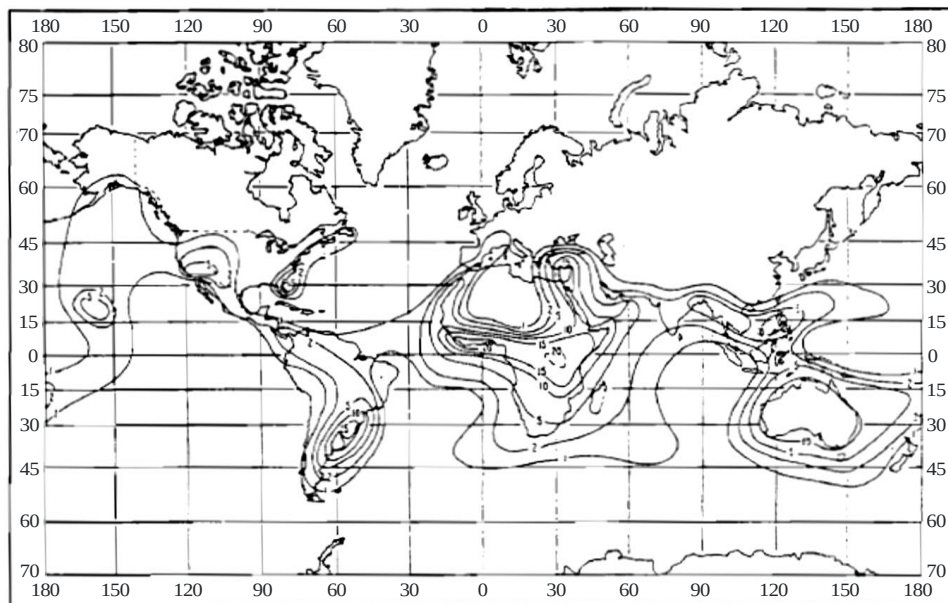
3.7.2.1 Статистические характеристики субрефракции

Блокирующее замирание сигнала может возникнуть при различных значениях градиента рефракции в соответствии с характеристиками конкретной линии связи. Потенциальное влияние субрефракции на распространение радиоволн можно оценить из Рисунков 3.20–3.23, на которых показаны контурные карты (во всемирном масштабе) вероятности возникновения положительного градиента рефракции в пределах первых 100 м атмосферы.

Более точные оценки можно получить, если известно все целиком распределение градиента рефракции.

РИСУНОК 3.20

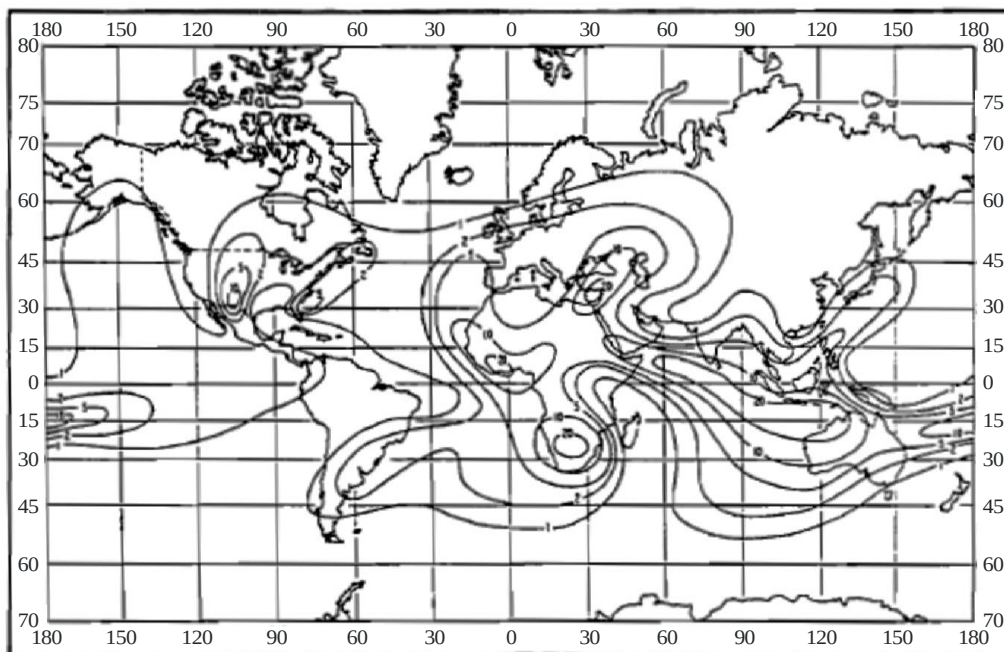
Доля градиента времени ≥ 0 N/км – февраль
[Bean *et al.*, 1966]



Radio-Meteo. 03-20

РИСУНОК 3.21

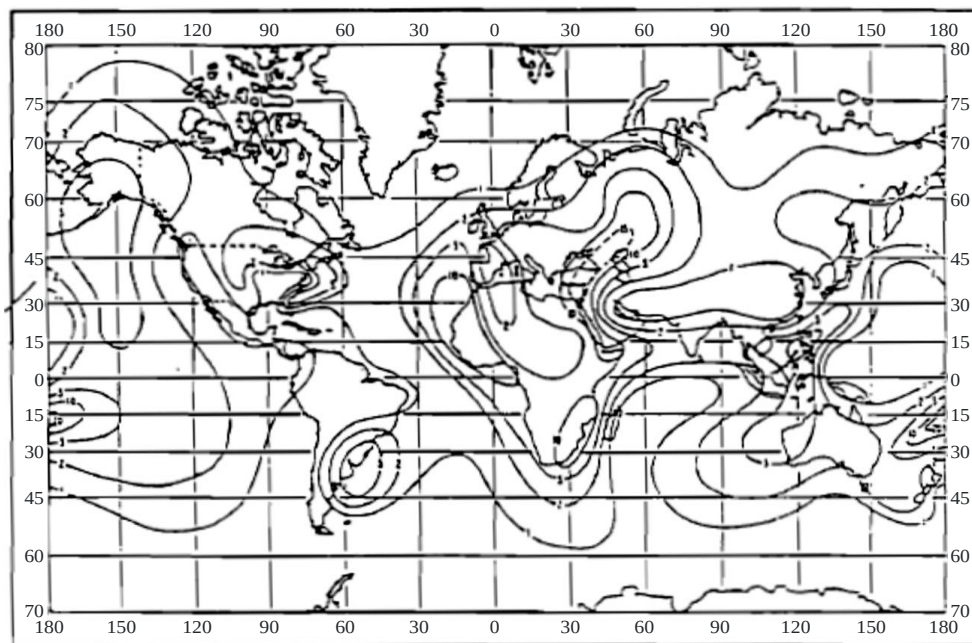
Доля градиента времени ≥ 0 N/км – май
[Bean *et al.*, 1966]



Radio-Meteo. 03-21

РИСУНОК 3.22

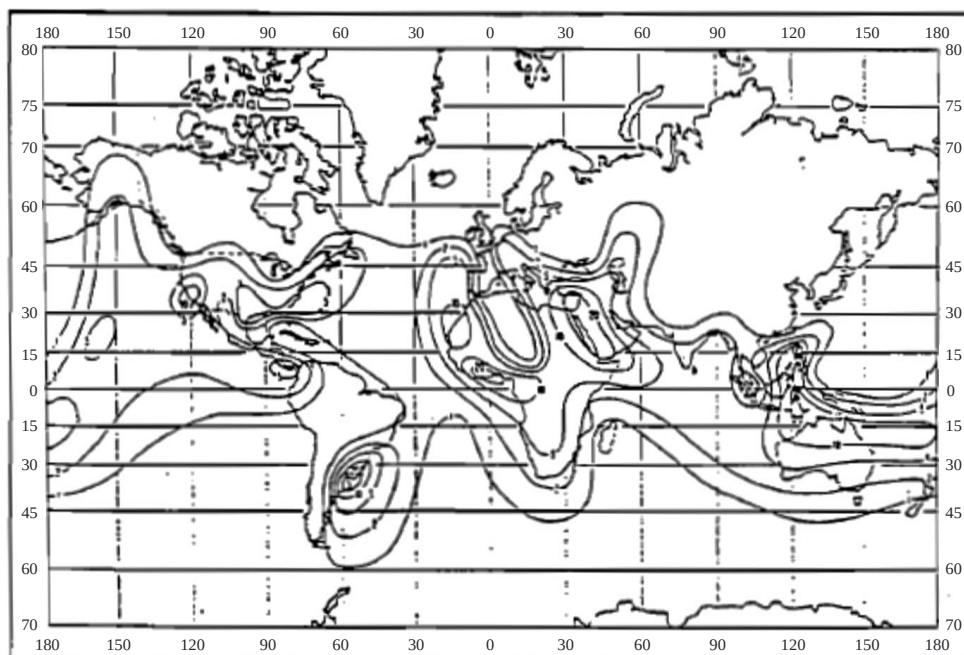
Доля градиента времени ≥ 0 N/км – август
[Bean *et al.*, 1966]



Radio-Meteo. 03-22

РИСУНОК 3.23

Доля градиента времени ≥ 0 N/км – ноябрь
[Bean *et al.*, 1966]



Radio-Meteo. 03-23

3.8 Горизонтальные градиенты рефракции

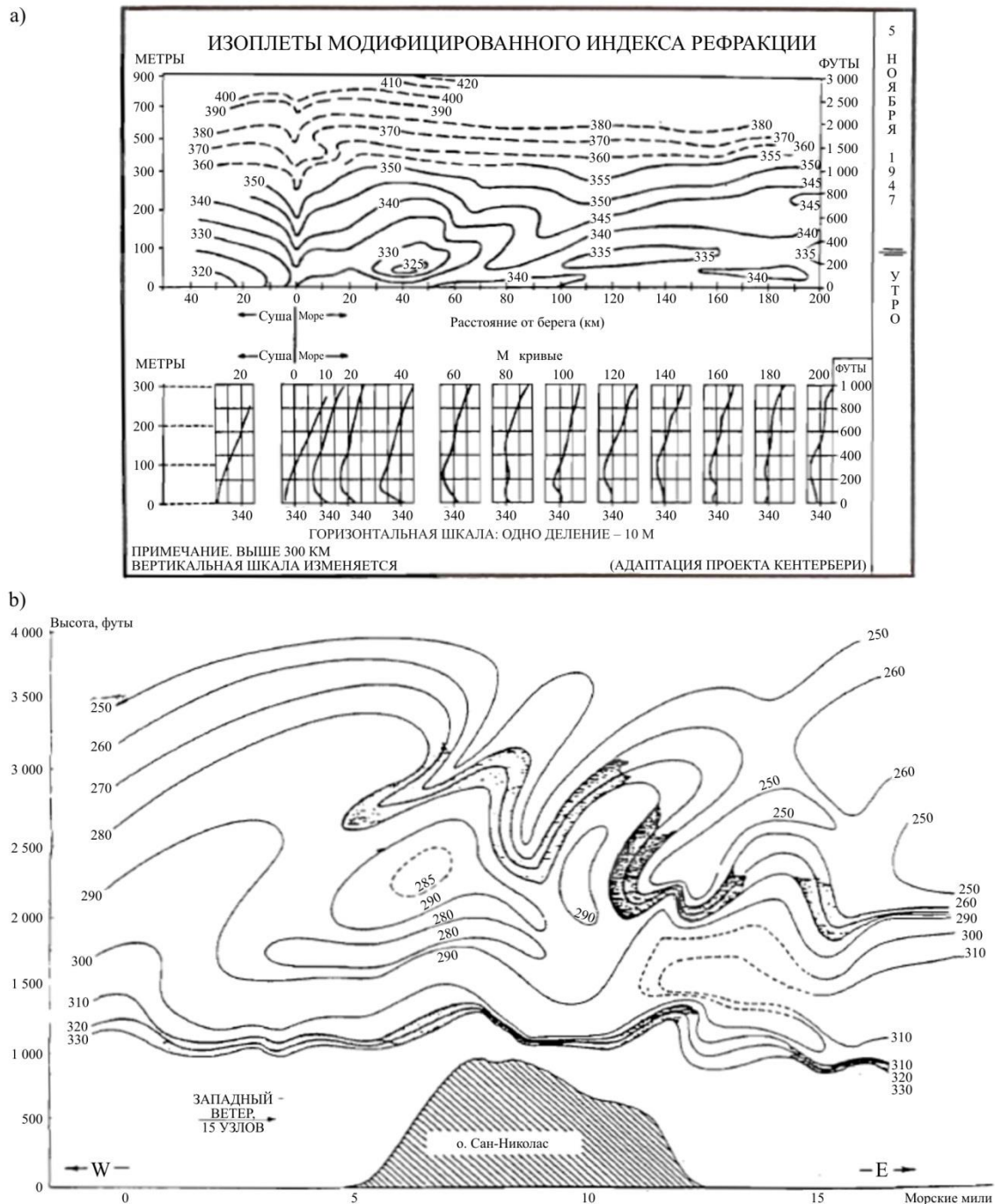
Горизонтальные градиенты рефракции могут возникать в тех регионах, где количество воздушных масс больше единицы. Такое часто происходит при наличии существенных изменений поверхностных условий, например на границе моря и суши, либо при переходе от горного к равнинному рельефу, сопровождаемому значительным изменением климата. Внезапное изменение условий рельефа способно изменить динамику атмосферных явлений, что в свою очередь приводит к появлению циркуляции и волновой структуры. Во время прохождения фронта возникают горизонтальные градиенты рефракции. Причиной появления градиентов может являться также крупномасштабная инверсия, связанная с опусканием воздуха, однако в последнем случае колебания градиента наблюдаются на больших расстояниях. Горизонтальные градиенты могут ощутимо воздействовать на распространение радиоволн, поскольку их действие проявляется вдоль больших расстояний. Рассогласование между радиометрическими данными и результатами имитационного моделирования лучевой траектории с использованием модели атмосферы, полученной по единственному профилю рефракции, измеренному в каком-то одном месте исследуемой траектории, часто объясняют влиянием именно горизонтальных градиентов рефракции [Claverie and Klapisz, 1985].

Опубликован ряд исследований конкретных примеров распространения радиоволн в атмосферах, неоднородных в горизонтальном направлении. В этих публикациях рассматривается амплитуда горизонтальных отклонений индекса рефракции, а также влияние на распространение радиоволн. В таких случаях моделирование распространения радиоволн проводилось при помощи методик отслеживания пути луча, а также методом параболического уравнения.

Несколько примеров атмосферных условий, в которых возникает горизонтальный градиент рефракции, приведено на Рисунке 3.24. На Рисунке 3.24 а) приведены результаты измерений над морем и сушей, осуществленных в Австралии. Когда переход от суши к морю ясно выражен, над морем возникают горизонтальные градиенты, которыми нельзя пренебречь. Горизонтальные градиенты могут также наблюдаться над морем (например, [Chavance *et al.*, 1954]) и над сушей [Blanchetiere-Ciarletti *et al.*, 1989].

РИСУНОК 3.24

Примеры значимых горизонтальных градиентов рефракции
 а) из [Bean and Dutton, 1966]; б) из [Vikers and Lopez, 1975]



Radio-Meteo. 03-24

Влияние горизонтальных градиентов рефракции становится особенно важным, когда вертикальные структуры, например волноводные слои, присутствуют одновременно на протяжении определенной трассы распространения или в зоне распространения. Модели волноводных слоев должны учитывать этот факт с помощью параметров, которые отражают изменение характеристик слоя по горизонтали. Например, можно высоту слоя сделать переменной величиной, меняющейся в зависимости от расстояния. В результате получим наклонный слой. Для имитации слоя с конечными горизонтальными размерами интенсивность наклонного слоя следует моделировать с помощью гауссовской функции, а для описания влияния гравитационной волны или других похожих возмущений можно ввести

параметры, изменяющиеся по синусоидальному закону. Эти ситуации будут рассмотрены в следующей главе, где обсуждается их влияние на распространение радиоволн.

Реализация метода параболического уравнения и разнообразных гибридных методов может создать условия для получения достоверных показателей индекса рефракции. В недавно проведенных исследованиях внимание уделялось также разработке кодов трехмерного параболического уравнения, при помощи которых выполняется обработка отклонений индекса рефракции в обоих горизонтальных, а также в вертикальном направлении.

3.9 Способы измерения индекса рефракции

Поскольку индекс атмосферной рефракции играет важную роль в процессе распространения радиоволн, очень важно иметь возможность измерять его величину. Существует два проверенных способа измерения индекса рефракции [Bean and Dutton, 1966; Hall, 1971; Segal, 1985]. Это достигается либо непосредственно с помощью микроволнового рефрактометра, либо прямым путем, измеряя такие метеорологические параметры, как давление, температуру и влажность воздуха, используя затем соотношение (3.11). Другие методы основаны на методах дистанционного зондирования. Вблизи поверхности моря для получения индекса рефракции может использоваться отражение. Помимо этого, был предложен метод получения волноводных параметров испарения на основе результатов измерений мощности сигнала трасс "спутник–судно", когда спутник находится вблизи горизонта. Было изучено также применение спутниковой сети GPS для получения структуры индекса рефракции в заданном объеме. Кроме того, успешно применялось дистанционное зондирование профилей температуры и влажности в атмосфере, несмотря на то что достигнутое вертикальное разрешение было несколько грубым. Для измерения индекса рефракции разрабатываются различные методы дистанционного зондирования. Данные методы, несомненно, имеют большую ценность, поскольку они снимают необходимость выполнения сложной задачи непосредственного измерения индекса рефракции или связанных с ним метеорологических величин. Подробное рассмотрение методов дистанционного зондирования не входит в сферу рассмотрения данной главы, поэтому обсуждаются лишь методы прямых измерений.

При рассмотрении как измерений при помощи рефрактометра, так и метеорологических измерений, независимо от используемого метода, измерение индекса рефракции с высокой точностью до 1 N -единиц подразумевает относительную точность порядка 10^{-6} . В принципе рефрактометр может дать более точные результаты по сравнению с метеорологическими данными, однако здесь возникают свои трудности, связанные, например, с явлением расширения. Тем не менее благодаря последним достижениям полупроводниковых технологий удалось добиться точности значений индекса рефракции, определяемого на основе результатов метеорологических измерений, достаточной для приложений распространения радиоволн.

Измерение индекса рефракции может представлять определенные трудности. Характер затруднений зависит от условий среды, в которой проводятся измерения. Результаты измерений, собранных в одной точке, безусловно, недостаточно. Градиент индекса рефракции и его пространственно-временные отклонения имеют большое значение для распространения радиоволн. Для получения вертикального градиента необходимо измерить профиль вертикальной рефракции. При этом каждое измерение должно проводиться с определенной точностью (то есть в пределах 1 N -единиц погрешности), а кроме того, измерения должны проводиться с пространственным разрешением, достаточным для идентификации тонких структур, таких как волноводные слои малой толщины. Эти проблемы будут обсуждаться в § 3.9.3.

Наконец, если требуется получить характеристики двух- или трехмерной структуры, в частности для того, чтобы определить горизонтальные градиенты, основные трудности связаны с тем, сколько требуется времени для покрытия всех исследуемых областей (обычно требуется один час для двухмерного картографирования с самолета вдоль трассы прямой видимости). Это приводит к классической проблеме разделения пространственных и временных вариаций. Одним из способов смягчения последствий данной проблемы является изменение стратегии измерений путем использования двух или более самолетов вместо одного. (Эта методика позволяет в основном решить проблему разрешения пространственных и временных вариаций, однако является весьма

дорогостоящим вариантом.) В целях минимизации систематических ошибок были разработаны специальные корпуса для метеорологических датчиков, устанавливаемых на самолетах. Кроме того, датчики расположены таким образом, что движение самолета не оказывает влияния на измеряемую величину. Таким образом, в Европе, Соединенных Штатах Америки и Японии были проведены успешные авиационные измерения атмосферных параметров, в частности температуры, влажности и давления воздуха.

3.9.1 Прямые измерения с помощью микроволновых рефрактометров

Принцип прямого измерения индекса рефракции очень прост. Он основан на том, что резонансная частота микроволнового резонатора является функцией как его геометрической формы и размеров, так и индекса рефракции его содержимого. В любом случае резонанс возникает, если между размером резонатора L и длиной волны λ соблюдается пропорциональная зависимость следующего вида:

$$\lambda = v / f = c / (nf), \quad (3.28)$$

где v – скорость распространения волны, а n – индекс рефракции.

Так как размер L – константа, то резонанс возникает при постоянных значениях λ , и, следовательно, изменения в значении индекса рефракции должны компенсироваться изменениями в значениях резонансной частоты. В соответствии с уравнением (3.28) получим:

$$\Delta f / f = - \Delta n / n. \quad (3.29)$$

При исследовании атмосферного индекса рефракции, как правило, допустимо использовать приближенное значение $n \approx 1$ и, следовательно:

$$\Delta N = -\Delta f / f. \quad (3.30)$$

Выполнить абсолютные измерения трудно. Действительно, размеры резонатора никогда не бывают известны с достаточной точностью, чтобы по его характеристикам можно было теоретически вывести значение резонансной частоты. Значит, необходима градуировка прибора с помощью газа с известным индексом рефракции.

В 50-х годах было разработано два типа рефрактометров [Birnbau, 1950; Crain, 1950], которые впоследствии нашли широкое применение [Crain, 1955]. В то время в рефрактометрах использовались клистроны, резонансные частоты которых менялись в зависимости от температуры, что влекло за собой нестабильность в работе. Чтобы избавиться от этого недостатка, рефрактометры включали два идентичных резонатора, один из которых содержал газ с известными свойствами и использовался как эталонный, а второй был заполнен исследуемым газом. Достижения современной электроники позволяют добиться точного и стабильного измерения резонансной частоты, используя только один резонатор.

Хотя принцип работы рефрактометра очень прост, его практическая реализация значительно сложнее. Во-первых, исследуемый газ должен быть помещен в резонатор таким образом, чтобы не ухудшилась добротность прибора. Как правило используют цилиндрический резонатор с отверстиями на торцах, работающий в режиме TE_{011} . Если индекс рефракции внешней среды меняется, то воздух в резонаторе тоже должен достаточно быстро обновляться, чтобы можно было отследить изменения во внешней среде. Если рефрактометр установлен на борту самолета, то воздух в резонаторе будет обновляться за счет движения самолета. Если же рефрактометр зафиксирован в какой-либо точке, то необходимо обеспечить вентиляцию. В обоих случаях следует удостовериться, что в процессе движения потока воздуха через резонатор характеристики его (давление и температура) не меняются. В частности, не должно быть изменений в пределах поперечного сечения потока воздуха, а сам поток должен быть ламинарным.

Разумеется, резонансная частота будет зависеть от размеров резонатора. Она будет меняться, если вследствие теплового расширения изменятся его размеры. Легко показать, что изменение индекса рефракции Δn связано с изменением размеров резонатора ΔL следующим образом:

$$\Delta n / n = \Delta L / L \quad (3.31)$$

и, следовательно,

$$\Delta n/n = \alpha \Delta T, \quad (3.32)$$

где α – коэффициент теплового расширения. Самым низким коэффициентом теплового расширения ($\alpha \approx 6,10^{-6}$) обладает сплав никель-сталь, который называется инвар. Однако даже в этом случае незначительное тепловое расширение ведет к изменениям в индексе рефракции порядка 6 N -единиц при изменении температуры на 10 °С. Кроме того, тепловое расширение часто подвержено гистерезису.

Итак, сами рефрактометры способны измерять очень быстрые изменения индекса рефракции, а их потенциальная точность может достигать 1 N -единиц. Однако они довольно дороги и сложны в обслуживании, особенно если требуется длительная устойчивая работа или абсолютные измерения.

3.9.2 Косвенные измерения – измерения метеорологических параметров

Способ определения индекса рефракции также может быть основан на измерении метеорологических параметров (давления, температуры и влажности воздуха) с последующим использованием уравнения (3.10). По сравнению с рефрактометром этот способ обладает двумя преимуществами: во-первых, его легко реализовать и, во-вторых, он позволяет сразу же получить физическое объяснение изменений в индексе рефракции.

При проведении измерения давления, температуры и влажности необходимо действовать осторожно для уменьшения числа ошибок, поскольку предполагаемый индекс рефракции может не достигать требуемой точности. На основе результатов измерения влажности и температуры получаем давление атмосферных водяных паров. Из приведенного ниже анализа ошибок ясно, что из всех измерений, которые необходимо выполнить, наиболее важным и критичным является измерение давления водяного пара.

Дифференцируя уравнение (3.11), получим погрешность определения рефракции, которая является следствием неточного измерения метеорологических параметров. Ее можно представить следующим образом:

$$\Delta N = a\Delta P + b\Delta T + c\Delta e, \quad (3.33a)$$

где коэффициенты a , b и c зависят от атмосферных условий:

$$a = 77,6/P; \quad b = 77,6P/T^2 + 7,46 \cdot 10^5 e/T^3; \quad c = 3,75 \cdot 10^5/T^2.$$

Если в качестве примера взять обычный умеренный климат $T = 288$ К, $P = 1000$ гПа, $e = 10,2$ гПа, то получим

$$\Delta N = 0,27\Delta P + 1,25\Delta T + 4,52\Delta e. \quad (3.33b)$$

Оказывается, что давление паров воды необходимо измерять с высокой точностью, а это как раз очень трудно осуществить. Было предложено множество различных методов измерения влажности; § 3.9.2.2 посвящен этому вопросу.

Другое слабое место косвенного метода связано с тем, что постоянные времени датчиков часто бывают велики (порядка нескольких секунд) и не все одинаковые. Это затрудняет определение любых быстрых изменений в значении индекса рефракции или ее градиента.

Следует подчеркнуть, что если ΔP , ΔT и Δe – максимальные значения погрешностей измерения метеорологических параметров, то ошибка в определении рефракции, которая представлена уравнением (3.33), тоже будет максимальной, а это весьма пессимистичный факт. Если сделаны предположения относительно распределений отдельных погрешностей, например предполагается, что они независимы и равномерно распределены на интервалах $2\Delta P$, $2\Delta T$ и $2\Delta e$ соответственно, то можно рассчитать распределение вероятностей для ΔN и оценить точность определения N с помощью таких статистических параметров, как стандартное отклонение или интерквартильная широта.

3.9.2.1 Измерение температуры и давления

Температура – это параметр, который легче всего измерить с высокой точностью. На наземных станциях используются шариковые термометры с постоянной времени порядка секунды. Более

быстрые приборы – это термисторы и платиновый проводник. Платиновые резисторы получили широкое применение в ряде платформ – от измерительных буюв и вышек до самолетов. Будучи тщательно откалиброванными, они обеспечивают точные результаты измерений (до $\pm 0,02$ °C) на высокой частоте. Частота отклика может зависеть от способа размещения датчика. Был проведен ряд успешных измерений температуры атмосферы с частотой до 50 Гц на борту самолета.

Точно измерить давление труднее. Самый обычный прибор для измерения давления – это anerоидная коробка, но он не отличается высокой точностью из-за устойчивых деформаций и зависимости от температуры. Ртутный барометр можно использовать только на наземных станциях. Некоторые приборы используют пьезорезисторы, действие которых основано на преобразовании изменений давления в электрический сигнал.

Однако, как говорилось выше, к точности измерения давления не предъявляется высоких требований, так что, как правило, можно использовать существующие приборы.

3.9.2.2 Измерение влажности

Для тех ситуаций, с которыми приходится иметь дело в радиометеорологических исследованиях, можно принять допущение, что влажный воздух – это смесь идеальных газов. Влажность воздуха, связанную с содержанием паров воды, можно определить количественно, используя несколько параметров, которые связаны между собой соотношениями, зависящими от давления и температуры. Рефракция непосредственно зависит от такой физической величины, как парциальное давление e . Значение парциального давления заведомо ниже (или равно) давления насыщенного пара e_s , которое в предположении об идеальности газов зависит только от температуры T . Обычно пользуются производной величиной, называемой относительной влажностью H (в процентах), которую можно определить как

$$H = 100e/e_s(T). \quad (3.34)$$

Два других параметра, с которыми нам возможно придется столкнуться, – это отношение концентраций компонентов смеси r (в кг/кг), представляющее собой отношение массы паров воды к массе сухого воздуха, и концентрация паров воды ρ_v , за которую принимается масса паров воды в единице объема (в г/м).

Необходимо помнить, что давление насыщенного пара меняется в зависимости от температуры. Было предложено несколько эмпирических или полуэмпирических выражений, описывающих эту зависимость. При практическом использовании эти выражения оказались почти эквивалентными. Фактически целесообразно использовать две формулы: одну при температурах выше 0 °C, дающую давление насыщенного пара над жидкой водой, и вторую – для температур ниже 0 °C, соответствующую давлению насыщенного пара над льдом. Простая формула, приведенная в Рекомендации МСЭ-R P.453, обеспечивает приемлемую точность в температурном диапазоне от –40 до 50 °C.

$$e_s = EF \cdot \alpha \cdot \exp \left[\frac{\left(b - \frac{t}{d} \right) \cdot t}{t + c} \right] \quad (3.35)$$

и

$$EF_{water} = 1 + 10^{-4} [7,2 + P \cdot (0,00320 + 5,9 \cdot 10^{-7} \cdot t^2)];$$

$$EF_{ice} = 1 + 10^{-4} [2,2 + P \cdot (0,00382 + 6,4 \cdot 10^{-7} \cdot t^2)],$$

где:

t – температура (°C);

P – давление (гПа);

H – относительная влажность (%);

e_s – давление насыщенного пара (гПа) при температуре t (°C) и коэффициентах a , b , c и d равно:

для воды:

$$a = 6,1121;$$

$$b = 18,678;$$

$$c = 257,14;$$

$$d = 234,5;$$

(действующее значение
от –40 до 50 °C).

для льда:

$$a = 6,1115;$$

$$b = 23,036;$$

$$c = 279,82;$$

$$d = 333,7;$$

(действующее значение
от –80 до 0 °C).

Давление газа e может быть получено из плотности водяных паров ρ при помощи уравнения

$$e = \frac{\rho T}{216,7} \quad \text{гПа} \quad , \quad (3.36)$$

где ρ измеряется в г/м³. В Рекомендации МСЭ-R P.836 приведены выборочные значения.

Для измерения влажности было разработано несколько методов, большинство из которых используют понятие физического равновесия [Spencer-Gregory and Rourke, 1957], а наиболее поздние основаны на распространении световых волн. Краткий обзор этих методов с изложением принципов их действия, указанием достоинств и недостатков приводится ниже. Заметим, что с помощью уравнения (3.33) можно оценить точность определения рефракции лишь в том случае, если известно парциальное давление паров воды. Если же прибор предназначен для измерения другого параметра влажности, то для определения рефракции следует установить соотношение, связывающее ее значение с этим параметром.

В большинстве случаев необходимо регулярно проводить калибровку приборов для измерения влажности (называемых гигрометрами). Ее можно осуществить с помощью растворов солей. Известно, например, что давление пара над раствором нелетучего вещества меньше, чем давление пара над чистым растворителем при той же температуре (принцип Ле Шателье). Таким образом, может существовать несколько решений, приводящих к известным значениям относительной влажности в диапазоне, например, от 10 до 90%. Значения относительной влажности зависят от температуры над сверхнасыщенным раствором, поэтому необходимо также тщательно отслеживать температуру. Для выполнения точной калибровки нужно использовать по меньшей мере три или четыре раствора в исследуемом диапазоне влажности. Например, если датчики калибровки влажности предполагается использовать в теплой морской атмосфере, где ожидаемые значения относительной влажности превышают 60%, должно быть достаточно трех растворов. Если планируется проводить измерения в большем диапазоне влажности, требуется большее количество растворов (например, для калибровки в диапазоне влажности от 10 до 90%, как правило, используются пять растворов). Не так давно были разработаны приборы, в которых воздух с заданной относительной влажностью представлен смесью сухого воздуха и воздуха, насыщенного парами воды. При использовании данного метода должна быть также известна рабочая температура.

3.9.2.2.1 Конденсационный гигрометр

Принцип работы конденсационного гигрометра (предложен Реньо в 1845 году) основан на понижении температуры воздуха до точки, в которой начинается насыщение. Если оно начинается при температуре T_D , то давление пара можно определить по формуле

$$e = e_s(T_D). \quad (3.37)$$

Эта формула дает прямой результат давления пара.

Принцип работы прибора следующий. Отполированная металлическая пластина при контакте с воздухом медленно охлаждается. Световой луч отражается от пластины и фокусируется на фотодетекторе. Когда начинается конденсация паров воды, свет рассеивается от капель и выходной сигнал детектора уменьшается. Термометр, таким образом, показывает точку росы. В современных приборах температура измеряется термисторами и термопарами, а охлаждение достигается за счет перехода Пельтье.

На практике температура пластины должна то падать, то повышаться, чтобы оставаться в пределах точки росы. В результате постоянная времени прибора будет довольно велика – порядка нескольких секунд.

Кроме того, сам процесс конденсации несколько сложнее, чем мы его представили выше. Фактически выше точки росы на поверхности пластины оседает очень тонкая пленка воды. Точка росы – это температура, при которой эта пленка по всей толщине превращается в капли воды, – термодинамически устойчивое состояние, являющееся следствием уменьшения упругой энергии. Однако давление насыщения над каплями воды будет отличаться (выше) от давления насыщения над плоской поверхностью, поскольку существует градиент давления в газообразной среде и связанный с ним градиент температуры. Для учета этого явления измерения необходимо корректировать.

3.9.2.2.2 Абсорбционные и тонкопленочные гигрометры

В абсорбционных гигрометрах пленка в виде соли (обычно это хлорид лития) или другого гигроскопического вещества, такого как углерод, располагается на стеклянной или пластиковой подложке. При контакте с воздухом возникает обмен молекулами воды между воздухом и солью до установления между ними электролитического равновесия. Процесс абсорбции молекул воды солью, который усиливается при увеличении относительной влажности воздуха, вызывает изменения в физических свойствах соли, например ее электрического удельного сопротивления, которое легко измерить и получить таким образом после соответствующей калибровки значение относительной влажности. Заметим, что удельное сопротивление зависит от температуры.

Гигрометры такого типа чувствительны к загрязнению. Если они работают на постоянном токе, то возникает поляризация электродов, поэтому переменный ток предпочтительнее. Существуют емкостные абсорбционные гигрометры. В этом случае датчиком служит диэлектрическая емкость, свойства которой меняются в зависимости от количества поглощенных паров воды, что в свою очередь зависит от относительной влажности окружающей среды. Классический диэлектрик, который используется в таких приборах, – это корунд. В некоторых приборах диэлектрик состоит из нескольких слоев разных материалов.

Постоянная времени зависит от толщины диэлектрика, а также от толщины и типа защитного покрытия, которое может быть размещено над датчиком. Таким образом, она может находиться в диапазоне от 3 до 15 секунд. При условии что датчик и защитное покрытие содержатся в чистоте, тонкопленочные гигрометры являются идеальным средством для измерения влажности в различных условиях среды и могут легко устанавливаться на вышках, буйях или воздушных шарах. Точной калибровки устройства можно добиться путем использования различных солевых растворов, как уже описывалось ранее. Используя тщательно откалиброванные платиновые резисторы для измерения температуры и полупроводниковые датчики давления, можно добиться точности измерения индекса рефракции более ± 1 N-единиц.

3.9.2.2.3 Психрометр

Психрометр, или прибор, состоящий из "сухого" и "влажного" термометров, – это широко распространенный гигрометр, в котором один термометр измеряет давление воздуха, а второй (влажный термометр) окутан влажной тканью. Если наружный воздух не насыщен водяными парами, некоторое количество воды испаряется с ткани, и в результате влажный термометр показывает температуру T_w , которая ниже температуры воздуха T_A . По разности этих температур, которая называется температурной депрессией, можно получить парциальное давление пара, используя полуэмпирическую формулу:

$$e = e_s(T) - AP(T_A - T_w), \quad (3.38)$$

где P – давление.

Проблема заключается в том, чтобы определить параметр A , или психрометрическую константу, которая фактически зависит от скорости движения воздуха, поэтому каждый прибор должен быть откалиброван.

В классических психрометрах использовались шариковые термометры, в более современных – термисторы.

Психрометры очень просты в обращении, однако на практике существуют некоторые ограничения для их применения. Для того чтобы обеспечить достаточно длительный автоматический режим работы прибора, необходимо соответствующим образом подобрать влагосодержащий резервуар. Прибор очень чувствителен к загрязнению материала, окружающего влажный термометр. Если температура влажного термометра опускается ниже 0°C , работать с ним нельзя, поскольку материал замерзает. И наконец, постоянные времени двух термометров различны, причем у влажного термометра она больше (по меньшей мере несколько секунд).

3.9.2.2.4 Гигрометр Лаймана- α

Гигрометр Лаймана- α – это более быстрый прибор по сравнению с описанными выше (его постоянная времени может быть порядка нескольких сотых секунды). Принцип его работы основан на получении с помощью α -излучения линии Лаймана водородного спектра (расположенной в ультрафиолетовой области на 121,6 нм) и измерении ее ослабления на расстоянии L за счет абсорбции парами воды. Если I_0 – интенсивность излучения, а I – измеренная интенсивность на расстоянии L , то

$$I = I_0 \exp(-k \rho_v L). \quad (3.39)$$

Это выражение можно использовать для оценки концентрации паров воды.

Основной недостаток прибора – это нестабильность в работе, возникающая из-за того, что спектр светового излучения на самом деле содержит несколько линий и меняется со временем. На практике гигрометр Лаймана- α используется вместе с другим, более медленным прибором, как, например, конденсационным гигрометром, с помощью которого можно компенсировать временной дрейф. Для измерения вертикальной и горизонтальной структуры индекса рефракции с самолета на небольших высотах, вплоть до высоты стратосферы, успешно применялся гигрометр Лаймана- α совместно с зеркалом для измерения точки росы.

3.9.3 Измерение вертикальных профилей

Вертикальный градиент рефракции более важен, чем абсолютное значение рефракции. Если нам нужна информация об атмосферной структуре, например о волноводных каналах, то необходимо измерять именно вертикальный профиль. В основном это можно сделать несколькими способами. Для зондирования тропосферы и нижних слоев стратосферы может использоваться радиозонд. При измерении индекса рефракции в пределах первой или второй сотни метров приборы, установленные на вышках, обеспечивают точные расчеты индекса рефракции с высоким пространственным разрешением. Проведение измерений над поверхностью воды может выполняться при помощи спар-буйев, оборудованных измерительными приборами. Спар-буи представляют собой удобную платформу для измерения структуры индекса рефракции на первом десятке метров, что важно, поскольку в условиях ясного неба над водой преобладают испарительные волноводы. Кроме того, для

измерения вертикальной структуры индекса рефракции применяются также парашютные радиозонды, ракетные зонды и привязные аэростаты.

Обычный метеорологический радиозонд состоит из набора датчиков (среди которых имеются описанные выше) и перемещается в воздухе с помощью небольшого воздушного шара, достигая высоты 20–40 км, причем данные передаются на землю с помощью радиопередатчика. Конструкция должна быть недорогой и прочной. Точность прибора, особенно при измерении влажности, обычно ниже, чем этого требуют радиометеорологические задачи, однако если речь идет о статистическом описании, то она вполне приемлема (обычно она составляет от 1 до 2 гПа при измерении давления, 0,2 °C – при измерении температуры и от 2 до 5% – при измерении влажности). Тем не менее измерения с помощью радиозондов успешно применялись при проведении измерений волноводных слоев вблизи поверхности (то есть в пределах первого километра), а также на высоте нескольких километров.

При определении профиля возникают две противоречивые трудности, которые необходимо предвидеть. Если скорость восхождения радиозонда слишком велика, то датчики, из-за их постоянных времени, не будут достигать состояния равновесия и в измерениях градиентов появится серьезная ошибка. Если же, с другой стороны, скорость восхождения низкая, отдельные измерения будут иметь более высокую точность, но сама атмосфера может успеть измениться в течение времени взятия замеров. На практике точность измерений с помощью радиозонда около поверхности земли ограничена высокой начальной скоростью восхождения. Нередко происходит так, что данные, полученные на первой сотне метров, оказываются не слишком достоверными.

Для получения более достоверных данных на первых нескольких десятках метров, а также в пределах тропосферы, вместо радиозонда может использоваться парашютный зонд. Парашютный зонд оборудован схожим с радиозондом комплектом измерительных приборов, обеспечивая точность значения индекса рефракции ± 5 N-единиц. Парашютный зонд, как видно из его названия, сбрасывается с самолета на парашюте. Парашют небольшого размера прикреплен к приборному модулю, при этом скорость снижения составляет от 5 до 10 м/с. Значения времени отклика датчиков приблизительно равны 2 с, таким образом, максимальное вертикальное пространственное разрешение составляет порядка 10 метров. Местоположение зонда контролируется при помощи небольшого GPS-приемника, предоставляющего расчет высоты примерно ± 20 м. Кроме того, высота может быть измерена на основе показаний давления способом, аналогичным применяемому для радиозонда. Диапазон телеметрии парашютного зонда составляет около 300 км. Парашютные зонды также целесообразно использовать при профилировании атмосферы над океаном. Одновременно могут работать максимум четыре зонда.

Измерительные вышки и буи целесообразно использовать лишь для ограниченного диапазона значений высоты. Однако ограниченный диапазон дает два преимущества по сравнению с радиозондами и парашютными зондами; он позволяет различать пространственные и временные вариации (последние лишь в том случае, если они сравнимы с постоянными времени датчиков) и осуществлять непрерывный контроль, в то время как радиозонд обычно снимает профиль только от одного до четырех раз в сутки в заданное время в рамках работы стандартных метеорологических служб. При проведении каких-либо долгосрочных экспериментов, предполагающих ведение непрерывного мониторинга, показания метеорологических датчиков могут дрейфовать, что приводит к систематическим ошибкам. По этой причине все датчики должны периодически подвергаться чистке и повторной калибровке. Эта проблема особенно характерна для измерительных спар-буйев. В датчиках, установленных близко к поверхности моря (то есть ниже 5 м над уровнем моря), накапливаются солевые отложения, что может негативно влиять на точность измерения температуры и влажности, а также привести к увеличению постоянной времени каждого устройства. Таким образом, приборы, расположенные близко к поверхности моря, демонстрируют меньшую точность и хуже синхронизируются с другими приборами. Значительные погрешности результатов измерений могут быть обнаружены спустя всего два–три дня с момента их начала.

3.9.4 Измерения вертикальной и горизонтальной структур

Получение двумерной структуры атмосферной рефракции – наиболее сложная задача. Датчики в этом случае должны располагаться на борту либо самолета, либо вертолета. Небольшие и медленно движущиеся летательные аппараты, в частности мотопланеры, могут использоваться для измерения разнообразных атмосферных параметров, в том числе трех важных величин, необходимых для

определения атмосферного индекса рефракции, а также среднего и турбулентного воздушных потоков. При проведении измерений температуры, давления и влажности с воздуха должно учитываться точное географическое и пространственное расположение летательного аппарата, а также систематические погрешности, содержащиеся в результатах измерения метеорологических величин. Малоинерционные приборы, такие как платиновые резисторы и α -гигрометры Лаймана, совмещенные с цифровыми системами регистрации данных и установленные на медленных летательных аппаратах (со скоростью 20–25 м/с), способны обеспечить пространственное разрешение измерений порядка двух измерений на метр. Измерения индекса рефракции успешно проводились на высоте от 10 до 13 000 м при помощи других летательных аппаратов. Воздушные измерения горизонтальной и вертикальной структуры индекса рефракции могут проводиться во время полета по пилообразной траектории над исследуемым регионом. В качестве примера можно привести измерения, успешно проведенные в Австралии в целях изучения крупномасштабных волноводов, возникающих вследствие опускания воздуха.

При проведении воздушных измерений температуры и влажности необходимо учитывать систематические ошибки. Среди источников ошибок при измерении температуры и влажности можно выделить следующие:

- i) движение самолета сквозь воздушную массу, нарушающее параметры, характерные для неподвижного воздуха;
- ii) адиабатический нагрев датчиков набегающим воздушным потоком;
- iii) разница температур датчика и его корпуса. Данный эффект наиболее выражен при полете самолета по пилообразной траектории. При полете по прямой горизонтальной траектории эффект минимален.

При полете по пилообразной траектории необходимо применять различные поправки в целях компенсации указанных систематических ошибок. Подробная информация о необходимых поправках содержится в работах [Lenschow, 1986] и [Hartmann & Hacker, 1990]. Вкратце данные поправки включают применение:

- i) коэффициента восстановления – основан на скорости полета летательного аппарата и уравнении Бернулли, регулирующем адиабатические изменения идеального газа;
- ii) поправки на скорость набегающего воздушного потока – значения температуры могут корректироваться в зависимости от скорости воздушного потока при помощи формулы, включающей истинную скорость самолета, статическое и динамическое давление, точку росы и коэффициент восстановления;
- iii) коррекции статического давления – основная величина для расчета температуры с поправкой на скорость, полученная на основе информации о перепадах давления при последовательных взлетах и снижениях вместе с данными радиолокационного высотомера;
- iv) поправки на корпус датчика – требуется информация о времени реакции корпуса на изменение температуры. Подробная информация о поправках корпуса датчика приведена в работе [McCarthy, 1973].

Необходима также информация о географическом и пространственном положении летательного аппарата. Эта информация может быть получена на основе комбинации показаний барометрического и радиолокационного высотомеров, разницы показаний GPS и показаний акселерометров. В некоторых самолетах применяется инерционная система позиционирования, использующая комбинацию гироскопов и акселерометров. Фиксируемая информация включает высоту полета, курс, маршрут, рыскание, тангаж, крен, а также время. Частота записи данных составляет 10–15 Гц.

СПРАВОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

- AKIYAMA, T. [1977] Studies on the radio refractive index in the tropospheric atmosphere, Review of the E.C.L., 25, No. 1-2, pp. 79-95.
- BEAN, B.R. and DUTTON, E.J. [1966] Radio Meteorology, National Bureau of Standards Monograph 92, U.S. Government Printing Office, Washington.
- BEAN, B.R., CAHOON, B.A., SAMSON, C.A. and THAYER, G.D. [1966] A world atlas of atmospheric radio refractivity, ESSA Monograph 1, U.S. Government Printing Office, Washington.
- BEAN, B.R. and THAYER, G.D. [1959] Models of the atmospheric radio refractive index, Proc. I.R.E., pp. 705-755.
- BIRNBAUM, G. [1950] A recording microwave refractometer, Rev. of Scien. Instr., 21, No. 2, pp. 169-176.
- BLANCHETIERE-CIARLETTI, V., LAVERGNAT, J., SYLVAIN, M. and WEILL, A. [1989] Experimental observation of horizontal refractivity gradients during periods of multipath propagation, Radio Science, 24, No. 6, pp. 705-724.
- BOITHIAS, L. and MISME, P. [1962] Le gradient equivalent, nouvelle détermination et calcul graphique, Annales Telecom., 17, No. 5-6, pp. 134-139.
- BOITHIAS, L. [1984] Propagation des ondes radioélectroniques dans l'environnement terrestre, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, 2nd Edition, Editions DUNOD, Paris, France.
- CHAVANCE, P., BOITHIAS, L. and BLASSEL, P. [1954] Etude de propagation d'ondes centimétriques dans la région méditerranéenne, Ann. Telecomm., 9, No. 6, pp. 158-185.
- CLAVERIE, J. and KLAPISZ, C. [1985] Meteorological features leading to multipath propagation observed in the Pacem 1 experiment, Ann. Telecom., 40, No. 11-12, pp. 660-671.
- CRAIN, C.M. [1950] Apparatus for recording fluctuations in the refractive index of the atmosphere at 3.2 cm wave-length, Rev. of Scien. Instr., 21, No. 5, pp. 456-457.
- CRAIN, C.M. [1955] Survey of airborne microwave refractometer measurements, Proceedings of the I.R.E., 43, pp. 1405-1411.
- DEBYE, P. [1929] Polar Molecules, Chemical Catalog Co., New York. Reprinted by Dover Publ. Co. in 1957.
- DOUGHERTY, H.T. and DUTTON, E.J. [1981] The role of elevated ducting for radio service and interference fields, NTIA-Report-81-69, U.S. Department of Commerce.
- GRABNER, M. and KVICERA, V. [2005] Statistics of lower atmosphere refractivity in Czechia, APMC 2005, Suzhou, China, Dec 4-7.
- GRABNER, M. and KVICERA, V. [2006] Refractive index measurements in the lowest troposphere in the Czech Republic. In Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics, June, no. 68, pp. 1334-1339.
- GRABNER, M. and KVICERA, V. [2011] Atmospheric Refraction and Propagation in Lower Atmosphere. Electromagnetic Waves, IN-TECH, Vienna, Austria, Rijeka, Croatia, June 2011, pp. 139-156.
- HALL, M.P.M. [1971] Radiosondes for radiometeorological research, Proceedings of NATO Advanced Study Institute on Statistical Methods and Instrumentation in Radiometeorology, Tretten, Norway.
- HALL, M.P.M. and COMER, C.M. [1969] Statistics of tropospheric radio-refractive-index soundings taken over a 3-year period in the United Kingdom, Proc. I.E.E., 116, No. 5, pp. 685-690.
- IKEGAMI, F., AKIYAMA, T., AOYAGI S. and YOSHIDA, H. [1968] Variation of radio refraction in the lower atmosphere, I.E.E.E. Trans. on Ant. and Prop., AP-16, No. 2, pp. 194-200.
- IKEGAMI, F., HAGA, M., FUKUDA, T. and YOSHIDA, H. [1966] Experimental studies on atmospheric ducts and microwave fading, Review of the E.C.L., 14, No. 7-8, pp. 505-533.
- LANE, J.A. [1961] The radio refractive index gradient over the British Isles, J.A.T.P., 21, pp. 157-166.
- LANE, J.A. [1965] Some investigations of the structure of elevated layers in the troposphere, J.A.T.P., 27, pp. 969-978.

- LENSCHOW, D. H. [1986] Aircraft Measurements in the Boundary Layer, Chapter in. Probing the Atmospheric Boundary Layer.
- MAJUMDAR, S.C., SARKAR, S.K. and MITRA, A.P. [1977] Atlas of tropospheric radio refractivity over the Indian subcontinent, National Physical Laboratory, New Delhi, India.
- MISME, P. [1960] Le gradient équivalent, mesure directe et calcul théorique, Annales Telecom, 15, No. 3-4, pp. 92-99.
- RAO, K.N. and SRIVASTAVA, H.N. [1971] Errors in the computation of mean monthly values of radio refractive index, Radio Science, 6, No. 8-9, pp. 753-755.
- SASAKI, O. and AKIYAMA, T. [1982] Studies on radio duct occurrence and properties, I.E.E.E. Trans. on Ant. and Prop., AP-30, No. 5, pp. 853-858.
- SCHIAVONE, J.A. [1981] Prediction of positive refractivity gradients for line-of-sight microwave radio paths, B.S.T.J., 60, No. 6, pp. 803-822.
- SEGAL, B. [1985] Measurement of tropospheric refractive index relevant to the study of anomalous microwave propagation - review and recommendations, CRC Report No. 1387.
- SEGAL, B. and BARRINGTON, R.E. [1977] The radio climatology of Canada, Tropospheric refractivity atlas for Canada, CRC Report No. 1315-E.
- SMITH, E.K. and WEINTRAUB, S. [1953] The constants in the equation for atmospheric refractive index at radio frequencies, Proc. I.R.E., 41, pp. 1035-1037.
- SPENCER-GREGORY, H. and ROURKE, E. [1957] Hygrometry, Crosby Lockwood & Son Ltd., London.
- SYLVAIN, M., BAUDIN, F., KLAPISZ, C., LAVERGNAT, J., MAYRARGUE, S., MON, J.P., NUTTEN, B., ROORYCK, M. and MARTIN, L. [1983] The Pacem experiment on line-of-sight multipath propagation, ESA SP-194, pp. 13-23.
- UGAI, S. [1959] Statistical consideration of the structure of atmospheric refractive index, Review of the E.C.L., 7, No. 8, pp. 253-289.
- VICKERS, W.W. and LOPEZ, M.E. [1975] Low angle radar tracking errors induced by nonstratified atmospheric anomalies, Radio Science, 10, No. 5, pp. 491-505.
- WEBSTER, A.R. [1982] Raypath parameters in tropospheric multipath propagation, I.E.E.E. Trans. on Ant. and Prop., AP-30, No. 4, pp. 796-800.
- ZHANG, M.C. [1981] A study of statistical law of depth for line-of-sight microwave fading. IEE Conf. Publ. No. 195, Proc. Second Int. Conf. on Antennas and Propagation, York, UK, 297-301.

ГЛАВА 4

Влияние рефракции на распространение радиоволн

4.1 Введение

Влияние атмосферной рефракции на распространение радиоволн очень важно, особенно на горизонтальных и квазигоризонтальных трассах. Из-за наличия в атмосфере крупных структур, которые могут вызвать, как описано в главе 3, возникновение отрицательного вертикального градиента рефракции, как, например, в радиоволноводном слое, направление распространения радиоволн и их характер могут сильно меняться вдоль трассы. Следовательно, в зависимости от относительного положения приемных антенн и радиоволновода для данной трассы характеристики принимаемого сигнала будут меняться от одной антенны к другой.

Принимаемый сигнал может в среднем испытывать либо сильное ослабление, либо усиление в широком диапазоне частот. Зависимость уровня сигнала от частоты может быть важна, когда в узком диапазоне возникает избирательное замирание. Вот почему необходимо уметь описывать влияние рефракции на распространение радиоволн вдоль трассы. В литературе существуют различные подходы к решению этой задачи. Они коротко изложены ниже.

4.1.1 Аппроксимация траектории луча

В отношении распространения радиоволн атмосфера – это однородная среда, магнитная проницаемость которой может считаться постоянной величиной, в то время как диэлектрическая проницаемость зависит от местности и времени. По этой причине, вообще говоря, законченное решение уравнения Максвелла получить нельзя, за исключением тех случаев, когда используются некоторые аппроксимации. Одна из них – это аппроксимация с помощью геометрической оптики, которую можно использовать для радиолучей, работающих на высоких частотах, и в оптических системах и которая остается справедливой в том случае, если диэлектрическая проницаемость среды и интенсивность поля меняются очень незначительно на расстояниях, соизмеримых с длиной волны.

Далее мы будем полагать, что распространение радиоволн в рассматриваемой среде осуществляется без потерь и, следовательно, индекс рефракции приблизительно равен 1,0003 и уменьшается с высотой со скоростью -40 N-единиц на км в стандартных условиях. Вектор Пойнтинга перпендикулярен к волновому фронту и, следовательно, в каждой точке представляет собой касательную к траекториям

распространения энергии сигнала, которые и есть лучи. Если предположить, что $\vec{r}$ – вектор положения, связанный с каждой точкой, расположенной на пути луча, а s – криволинейная абсцисса вдоль данного луча, было показано, что уравнение луча может быть записано в виде

$$\frac{d}{ds} \left(n \cdot \frac{\vec{dr}}{ds} \right) = \nabla n, \quad (4.1)$$

что является векторной формой уравнения луча. Основная составляющая градиента ∇n имеет вертикальное направление.

Если принимать во внимание только изменение индекса рефракции по высоте, то сворачивание луча в точке можно представить как

$$\frac{1}{\rho} = - \frac{\cos \varphi}{n} \times \frac{dn}{dh}, \quad (4.2)$$

где:

ρ – радиус кривизны луча;

$\frac{dn}{dh}$ – вертикальный градиент индекса рефракции;
 h – высота над поверхностью Земли;
 φ – угол между траекторией луча и горизонтальной плоскостью в рассматриваемой точке.

Сворачивание луча считается положительным, если кривизна направлена внутрь, к поверхности Земли.

Считая, что значение n близко к единице для трасс, близких к горизонтальным, уравнение (4.2) примет вид:

$$\frac{1}{\rho} \approx -\frac{dn}{dh}. \quad (4.3)$$

Тогда становится ясно, что если градиент постоянен, то траектория луча имеет вид дуги или окружности. Эта аппроксимация конечно же предполагает, что трасса достаточно коротка, и ее можно считать близкой к горизонтальной. Уравнение траектории луча, описанное выше, эквивалентно закону преломления света Снеллиуса-Декарта.

В среде со сферической стратификацией закон преломления примет вид:

$$n \cdot r \cdot \cos \varphi = \text{const}. \quad (4.4)$$

Это выражение известно как формула Бугера, где r – расстояние от рассматриваемой точки на траектории луча до центра Земли. Константа в уравнении (4.4) зависит от начальных параметров луча.

4.1.2 Модифицированный индекс рефракции и эффективный радиус Земли

Индекс рефракции очень близок к единице. Его можно представить как (см. Рекомендацию МСЭ-R P.453):

$$n = 1 + N \cdot 10^{-6}, \quad (4.5)$$

где N – рефракция, выраженная в N -единицах (см. главу 3).

Если траектория луча в атмосфере имеет радиус кривизны, равный радиусу Земли a , то из уравнения (4.3) следует:

$$\frac{dn}{dh} = -\frac{1}{a} \quad (4.6)$$

и, следовательно,

$$n + \frac{h}{a} = \text{const} \quad (4.7)$$

или

$$N + 10^6 \cdot \frac{h}{a} = \text{const}. \quad (4.8)$$

Величина

$$M = N + 10^6 \cdot \frac{h}{a} \quad (4.9)$$

называется модулем рефракции и выражается в M -единицах. Если использовать понятие модуля рефракции M , то можно считать, что радиоволны распространяются над плоской поверхностью Земли

в атмосфере с рефракцией M . Кривизна траектории луча по отношению к (плоской) Земле ρ' выражается как

$$\frac{10^6}{\rho'} = -\frac{dM}{dh}. \quad (4.10)$$

И наоборот, если предположить что волны распространяются по прямолинейной траектории над поверхностью Земли с эффективным радиусом r_e , то получим

$$\frac{10^6}{r_e} = \frac{10^6}{ka} = \frac{dM}{dh} = \frac{dN}{dh} + \frac{10^6}{a}, \quad (4.11)$$

где k – коэффициент эффективного радиуса Земли.

4.2 Коэффициент рефракции в нормальных условиях

4.2.1 Субрефракция и суперрефракция

В стандартных условиях $dN/dh = -39$ N-единиц/км, при этом радиус сворачивания луча $\rho = 25\,641$ км. В этих условиях кривизна траектории луча меньше кривизны поверхности Земли (Рисунок 4.1). При значениях dN/dh больших, чем -39 N-единиц/км, атмосферу называют субрефрактивной. Суперрефрактивные условия возникают при $dN/dh < -39$ N-единиц/км. Радиус сворачивания луча равен радиусу Земли при $dN/dh = -157$ N-единиц/км. При $dN/dh < -157$ N-единиц/км возникают условия для образования волноводного слоя. Когда траектория луча пересекает поверхность Земли, возникает явление отражения от ее поверхности (Рисунок 4.1).

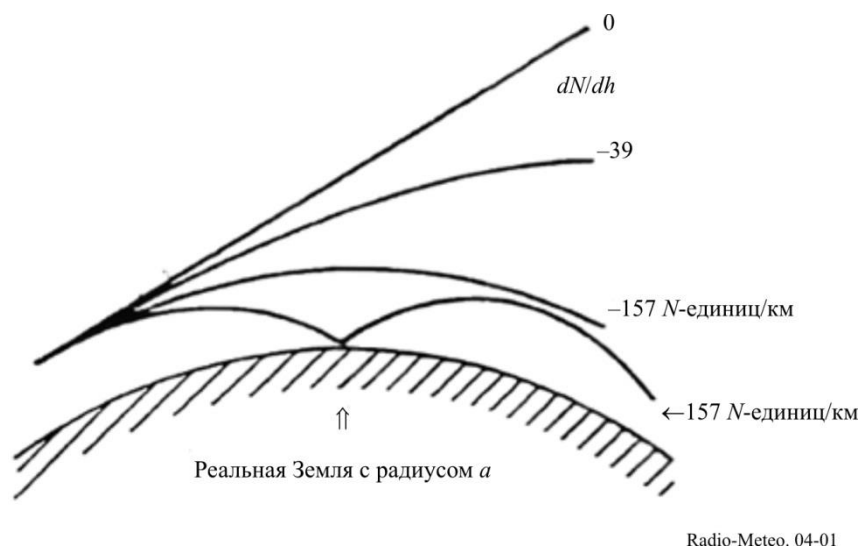
Из вышеизложенного следует, что коэффициент эффективного радиуса земли k_e можно представить как

$$k_e = \frac{10^6/a}{dN/dh + 10^6/a} = \frac{157}{157 + dN/dh}. \quad (4.12)$$

Для стандартных условий ($dN/dh = -39$ N-единиц) коэффициент k_e приблизительно равен $4/3$.

РИСУНОК 4.1

**Влияние атмосферной рефракции
на распространение радиосигнала**



4.2.2 Кажущийся угол места

Уменьшение индекса рефракции по высоте вызывает увеличение кажущегося угла места для отдаленного источника. Из-за локальных изменений в структуре индекса рефракции значения кажущегося угла места будут подвержены колебаниям. Сворачивание луча за счет рефракции по существу не зависит от частоты. Замечено, что искривление траектории радиолуча по большей мере происходит в наиболее плотных, подверженных изменениям слоях атмосферы, находящихся в непосредственной близости от поверхности Земли. В случае распространения радиоволн по линиям связи Земля–космос ошибки в определении кажущегося угла места спутника, возникающие за счет рефракции, быстро уменьшаются по мере движения спутника от горизонта к зениту.

Существующая в литературе информация относительно измерения углового отклонения не слишком обширна. Результаты некоторых измерений приведены в Таблице 4.1.

ТАБЛИЦА 4.1
Значения углового отклонения

Угол места θ (градусы)	Среднее значение суммарного углового отклонения, $\Delta\theta$ (градусы)			
	Полярный континентальный климат	Умеренный континентальный климат	Умеренный морской климат	Тропический морской климат
1	0,45	–	–	0,65
2	0,32	0,36	0,38	0,47
4	0,21	0,25	0,26	0,27
10	0,10	0,11	0,12	0,14
20		0,05	0,06	
30		0,03	0,04	
	Вариации угла $\Delta\theta$ (только для столбцов 1 и 4) изо дня в день			
1	0,1 от среднеквадратичного отклонения			
10	0,007 от среднеквадратичного отклонения			

Чем меньше угол раствора луча антенны, тем выше требования к точности ориентирования антенны. Существующие сегодня модели атмосферы не настолько точны, чтобы их можно было использовать для определения угла ориентирования антенны. В этих условиях следует пользоваться измеренными значениями индекса рефракции как функции высоты.

4.2.3 Радиоэлектрическая длина трассы

Поскольку индекс тропосферной рефракции больше единицы и меняется в зависимости от высоты, электрическая длина трассы при распространении радиоволны вдоль линии связи прямой видимости превышает ее геометрическую длину. Разницу в этих длинах можно получить с погрешностью менее 2 см для угла места φ_0 большего чем 3° с помощью следующего интеграла:

$$\Delta L = \int_0^{\infty} (n - 1) ds. \quad (4.13)$$

Если пренебречь отклонением действительной траектории распространения волны от прямой линии, соединяющей начальную и конечную точки трассы, и принять в качестве эталонной атмосферы экспоненциальную (уменьшение с высотой по экспоненциальному закону с показателем степени $n - 1$), то проинтегрировав уравнение (4.13) [Boithias, 1984], получим:

$$\Delta L = \frac{(n_s - 1)^2}{\left[\frac{dn}{dh} \right]_s \sin \varphi_0}, \quad (4.14)$$

где n_s и $(dn/dh)_s$ – индекс рефракции и ее вертикальный градиент у поверхности Земли соответственно. Однако из-за некоторой неточности экспоненциальной модели атмосферы уравнение (4.14) может дать погрешность в несколько десятков сантиметров на вертикальных трассах в системах Земля-спутник. Поэтому полезно определить вертикальный градиент индекса рефракции, либо из измерений по месту, либо по картам градиента поверхностной рефракции.

Вместе с тем в некоторых применениях превышение длины вертикальной трассы должно быть определено со средней точностью менее 10 сантиметров. Наряду с этим мгновенные значения градиента поверхностной рефракции часто неизвестны, в то время как измерение поверхностных метеорологических параметров вполне осуществимо. Поэтому для предсказания превышения длины вертикальной трассы ΔL_v была предложена полуэмпирическая модель [Berrada-Baby *et al.*, 1988], основанная на измерениях атмосферного давления P у поверхности Земли, температуры T и относительной влажности U , использующая профили, полученные путем радиозондирования во время

одногодичной всемирной измерительной кампании 1979 GASP (500 метеорологических станций, 365 дней работы, 2 зондирования в сутки). В соответствии с этой моделью основное выражение для определения превышения длины трассы ΔL для любого заданного угла места φ_0 имеет вид

$$\Delta L = \frac{\Delta L_v}{\sin \varphi_0 \left\{ 1 \div k \cot^2 \varphi_0 \right\}^{1/2}} + \delta(\varphi_0 \cdot \Delta L_v), \quad (4.15)$$

где ΔL_v – превышение длины трассы по вертикали, а k и $\delta(\varphi_0, \Delta L_v)$ – коэффициенты коррекции, при вычислении которых используется экспоненциальная модель атмосферы.

ΔL_v вычисляется в метрах как сумма двух слагаемых, первое из которых отражает вклад "сухого", а второе – "влажного" компонента тропосферы по формуле

$$\Delta L_v = 0,02228 \frac{P}{g} + f(T)U \quad (\text{м}), \quad (4.16)$$

где P – атмосферное давление в гПа, U – относительная влажность в процентах, а g – ускорение силы тяжести, где проводятся измерения, в м/с^2 . Функция $f(T)$ зависит от географического расположения интересующего нас места, и ее вид был определен с помощью упомянутого выше банка данных как

$$f(T) = \nu 10^{\gamma T}. \quad (4.17)$$

T ($^{\circ}\text{C}$), ν (метры/% относительной влажности) и γ ($^{\circ}\text{C}^{-1}$) приводятся в Таблице 4.2 в соответствии с географическим положением места.

ТАБЛИЦА 4.2

Значения $f(T)$ для географического расположения

Географическое расположение	ν (м/%)	γ ($^{\circ}\text{C}^{-1}$)
Области на побережье (острова или места, расположенные менее чем в 10 км от берега моря)	$5,5 \times 10^{-4}$	$2,91 \times 10^{-2}$
Экваториальные территории, не расположенные на побережье	$6,5 \times 10^{-4}$	$2,73 \times 10^{-2}$
Все остальные области	$7,3 \times 10^{-4}$	$2,35 \times 10^{-2}$

Превышение длины трассы по вертикали, вызванное сухими компонентами тропосферы, определяется первым членом правой части уравнения (4.16). Следует заметить, что эта часть модели основана на чистой теории (гидростатическое равновесие, закон идеального газа). Эта часть уравнения в численном выражении равна приблизительно 2,3 м. Величина стандартного отклонения σ_d , описывающего разницу в результатах расчета превышения длины трассы за счет сухого компонента с помощью уравнения (4.16) и с использованием банка данных, собранных в течение года путем радиозондирования, не превышает 5 мм.

Превышение длины трассы по вертикали, вызванное парами воды, определяется с помощью второго члена уравнения (4.16) и может достигать 50 см. Однако анализ влияния паров воды [Berrada-Baby *et al.*, 1988] показывает, что их вариации могут внести ошибку в определение превышения длины трассы, величина которой будет больше, чем в случае сухой тропосферы. Погрешность вычисления по приведенной выше формуле колеблется от 2 до 6 см, в зависимости от географического положения места. Стандартное отклонение σ_w между расчетными оценками и полученными с помощью упомянутого выше банка данных увеличивается с ростом температуры на поверхности Земли по экспоненциальному закону:

$$\sigma_w = 1,89 \cdot 10^{0,0164 T} \quad (4.18)$$

При расчете превышения длины трассы для любого угла места φ_0 , следует использовать уравнение (4.15). Коэффициент коррекции k учитывает вариации угла места φ вдоль трассы, вызванные рефракцией.

Полагая, что атмосферная рефракция меняется с высотой h по экспоненциальному закону, как показано в главе 3, получим

$$N(h) = N_s \cdot \exp(-h / H), \quad (4.19)$$

где N_s – среднее значение рефракции у поверхности Земли, а H – приведенная высота атмосферы. Используя экспоненциальную модель для описания профиля рефракции, получим

$$H = 10^6 \cdot \Delta L_v / N_s. \quad (4.20)$$

Для вычисления коэффициента коррекции k H рассчитывается по формуле (4.20), где ΔL_v описывается уравнением (4.16). Сам множитель k вычисляется по формуле

$$k = 1 - \left[\frac{n_s r_s}{n(H) r(H)} \right]^2, \quad (4.21)$$

где n_s и $n(H)$ – значения индекса рефракции у поверхности Земли и на высоте H соответственно, а r_s и $r(H)$ соответствующие расстояния до центра Земли. Значения поверхностной рефракции N_s приведены в главе 3. Значение множителя k приблизительно равно 10^{-2} .

Для малых углов места коэффициент коррекции $\delta(\varphi_0, \Delta L_v)$ из уравнения (4.15) позволяет уточнить значения ΔL . Однако это величина порядка всего лишь нескольких сантиметров при 10° и, как правило, ею можно пренебречь по сравнению с другими неточностями.

Существует несколько методов расчета задержки распространения на наклонных трассах в тропосфере или за ее пределами. Есть также метод оценивания дисперсии задержки на трассах Земля-космос, основанный на использовании ежемесячных средних отклонений в значениях поверхностной рефракции и полуэмпирическом оценивании частотного спектра флуктуаций задержки [Nuspl et al., 1975].

4.2.4 Распространение луча по наклонной трассе

Потери сигнала могут возникать также вследствие дополнительного рассеяния энергии луча антенны, вызванного изменениями атмосферной рефракции при изменении угла места. Этот эффект незначителен для углов места выше 3° . На Рисунке 4.2 [Crane, 1971], приведенном ниже, показаны потери за счет атмосферной рефракции при прохождении сигнала через атмосферу. При угле места 1° потери составляют приблизительно $0,8 \pm 0,3$ дБ. При приближении к горизонту потери становятся более 2 дБ с погрешностью того же порядка, что и для средних потерь. Эти результаты были получены с использованием профилей индекса рефракции, построенных по результатам многосуточных наблюдений за траекторией луча, проводимых в течение нескольких лет в Олбани, Нью-Йорк. Они могут считаться типичными для континентальных районов. Для мест, расположенных около побережья, островов, на море или в тропических районах, потери могут несколько увеличиваться из-за увеличения поверхностной рефракции и изменения градиентов индекса рефракции вблизи поверхности [Yokoi et al., 1970]. В диапазоне частот от 1 до 100 ГГц, в котором заметно влияние паров воды на профили рефракции, потери не зависят от частоты. Оценка влияния только сухого воздуха на более высоких частотах не проводилась, но следует ожидать, что оно будет менее ощутимым.

4.2.5 Ошибка в определении скорости измерения длины пробега

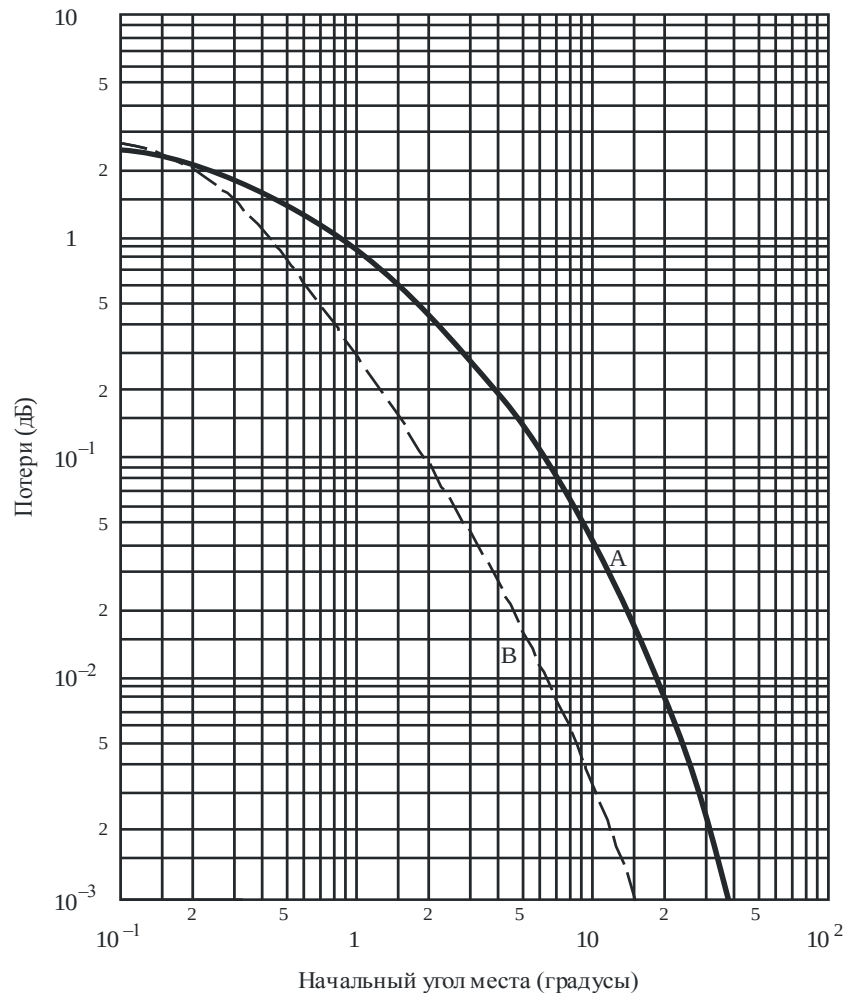
Когда радиоволна пересекает атмосферу или распространяется в атмосфере вдоль линии связи Земля-космос, возникают явления сворачивания луча, инверсии фазы и групповой задержки, приводящие не только к ошибкам при измерении длины пробега и угла места, но также и к

погрешностям в определении скорости Допплера (или радиальной скорости), которые измеряются с наземных станций. Другими словами, возникает отклонение скорости изменения кажущейся длины пробега (dLe/dt) от действительной (dL/dt):

$$\Delta \frac{dL}{dt} = \frac{dLe}{dt} - \frac{dL}{dt}. \quad (4.22)$$

РИСУНОК 4.2

Потери за счет дополнительного рассеяния энергии луча
и стандартное отклонение от среднего



Кривые А – средние потери
В – стандартное отклонение

Radio-Meteo. 04-02

Если предположить, что атмосфера состоит из сферических слоев, то скорость изменения кажущейся длины пробега можно получить из закона Снеллиуса:

$$\frac{dLe}{dt} = n_t \left[\frac{\cos \varphi_t}{\cos \alpha_t} L_0 - \frac{\sin(\alpha_t - \varphi_t)}{\cos \alpha_t} a_{t_0} \right] \cdot \vec{V}, \quad (4.23)$$

где:

φ_t – локальный угол места луча по отношению к цели;

α_t – локальный угол места (у цели) линии L , соединяющий передатчик и приемник;

n_t – индекс атмосферной рефракции у цели;
 a_t – радиальная удаленность цели от центра Земли;

$\vec{L}_0$ и $\vec{a}_{t_0}$ – единичные векторы, определяющие направление L и a_t ;
 $\vec{V}$ – вектор скорости движения цели.

Кроме того,

$$\frac{dL}{dt} = \vec{L}_0 \cdot \vec{V}; \quad (4.24)$$

$\Delta \frac{dL}{dt}$ быстро уменьшается по мере движения цели от горизонта к зениту.

4.3 Распространение радиоволн в условиях субрефракции

4.3.1 Коэффициент эффективного радиуса Земли на трассе, k_e

Малые значения коэффициента k могут вызвать на некоторых трассах блокирующее замирание сигнала. Для того чтобы спрогнозировать это замирание, необходимо знать статистические характеристики коэффициента k в области его низких значений. Однако поскольку мгновенные значения коэффициента k в различных точках интересующей нас трассы отличаются друг от друга, целесообразно ввести в рассмотрение эффективный коэффициент k_e для рассматриваемой трассы (см. уравнение (4.12)). Как правило, k_e , представляющий собой пространственное среднее, определяют по результатам измерений характеристик распространения радиоволн. По-другому его можно получить лишь с помощью многократного одновременного метеорологического зондирования вдоль трассы распространения радиоволн. Определенное таким образом распределение значений k_e отличается меньшей вариативностью, чем распределение, полученное на основе метеорологических измерений в одной точке. С ростом расстояния вариативность увеличивается.

Измерения, проведенные в России, около Москвы, в частотном диапазоне от 600 МГц до 2 ГГц для пяти линий прямой видимости протяженностью 40–60 км, показывают, что для 99,9% времени значения k_e превышают 0,86. Однако оказалось, что значения k_e , рассчитанные по метеорологическим измерениям в 100-метровом слое, превышают величину 0,7 для того же процента времени [Troitsky, 1957]. Эта статья дает также теоретическое обоснование использования эффективного коэффициента k , k_e , который учитывает нелинейный характер зависимости рефракции N и ее вариаций от высоты вдоль трассы.

Измерения угла прихода волны, проведенные в Федеративной Республике Германия для 70-километровой линии прямой видимости на частоте 515 МГц, показывают, что усредненные вдоль трассы значения k_e меняются не так сильно, как этого можно было бы ожидать в случае метеорологических наблюдений в одной точке трассы. Измерения рефракции на 55-километровой линии прямой видимости, проведенные в Соединенном Королевстве, показывают, что k_e превышает 0,9 для 99,9% времени. Измерения, проведенные в Японии на частоте 6,7 ГГц для трассы длиной 112,7 км, проходящей над морем, в условиях отражения волны от поверхности моря, показывают, что значения эффективного коэффициента k превышают 0,99 для 99,9% времени. В Италии были проведены измерения на очень длинной трассе (240 км), пролегающей над морем, для частот 900 МГц и 2164 МГц, которые показали, что в течение 10-месячного периода наблюдений не было получено ни одного значения k_e меньше 1.

Для применения на радиорелейных линиях связи Рекомендация МСЭ-R P.530 предлагает экспериментальные кривые, представляющие собой зависимость минимального значения k_e от длины трассы для умеренного климата.

4.3.2 Прогнозирование минимального значения величины k_e

Процедура расчета минимального значения величины k_e была предложена [Mojoli, 1980]. Эта процедура состоит из следующих шагов:

- получить точечное распределение вертикального градиента индекса рефракции G_0 для интересующей нас местности и оценить его среднее значение и стандартное отклонение, μ_0 , σ_0 .

Значение σ_0 оценивается из распределения G_0 выше медианного значения. Хотя распределение G_0 , как правило, не подчиняется нормальному закону, оценивание σ_0 производится в предположении о нормальности распределения.

Помня о том, что положительные градиенты рефракции приводят к возникновению в нижних слоях атмосферы блокирующего замирания, следует использовать распределение в пределах слоя не выше 100 м от поверхности Земли;

- предполагается, что точечное распределение G_0 одинаково по всей длине трассы. Если принять во внимание, что мгновенное поведение G_0 в двух разных точках может быть различным, то возникает необходимость в введении понятия "эффективного градиента", G_e ;
- можно показать, что эффективный градиент G_e представляет собой среднее значение градиента G_0 во время скачка. Можно также показать, что:
 - при увеличении длины трассы d (км) распределение стремится к нормальному;
 - среднее значение μ_e и стандартное отклонение σ_e эффективного градиента G_e можно получить с помощью следующих эмпирических выражений:

$$\mu_e \approx \mu_0 \quad (4.25)$$

$$\sigma_e \approx \frac{\sigma_0}{\sqrt{1 + d / d_0}}.$$

Одновременные измерения градиента индекса рефракции радиоволн в двух точках трассы в условиях североευропейского климата подтвердили правильность статистической модели и полученного значения $d_0 \approx 13,5$ км;

- если известны значения μ_e и σ_e , то, используя уравнение (4.12), можно найти значения G_e и k_e , превышенные для любого процента времени. Например, получим

$$G_e \approx \mu_e + 3,1 \sigma_e \quad (4.26)$$

для вероятности 99,9% и

$$G_e \approx \mu_e + 3,7 \sigma_e \quad (4.27)$$

для вероятности 99,99%;

- предполагается, что описанная выше процедура верна для трасс длиной d более 20 км. Короткие скачки длиной менее 20 км консервативно моделируются с помощью непосредственного использования точечных статистических характеристик вертикального вектора G_0 . То есть $\mu_e \approx \mu_0$ и $\sigma_e \approx \sigma_0$.

Описанная процедура была опробована в трех местностях. Для первой из них, а именно города Трапп во Франции, расчетная кривая минимального значения k_e как функции от длины трассы для 99,99% времени хорошо согласуется с кривой, полученной только на основе радиоизмерений, показанной на Рисунке 2 Рекомендации МСЭ-R P.530

Результаты использования этой процедуры для восьми других мест позволяют сделать следующие выводы. В основном, если используются данные наихудшего месяца, а для оценки стандартного отклонения градиента рефракции применяется консервативный метод (например, используя величину 99,9%), вышеупомянутый метод способен дать представление о величине k_e для заданной территории. Как правило, метод нельзя использовать для временных интервалов, больших чем 99,9% месяца. Метод неприменим также к тем областям, где медианное значение градиента рефракции ниже, чем приблизительно -100 N/км.

Значение d_0 в уравнении (4.25) было оценено по результатам короткой серии измерений, выполненных в Финляндии. На основе результатов измерений, проведенных в странах, расположенных на низких широтах, вероятно, могут быть получены существенно отличающиеся значения d_0 .

Другие методы оценивания статистических характеристик k_e или иных параметров, относящихся к распространению радиоволн в условиях субрефракции, были использованы в других географических регионах [Schiavone, 1981; Kalinin, 1979].

4.4 Распространение волн в слоях с суперрефракцией

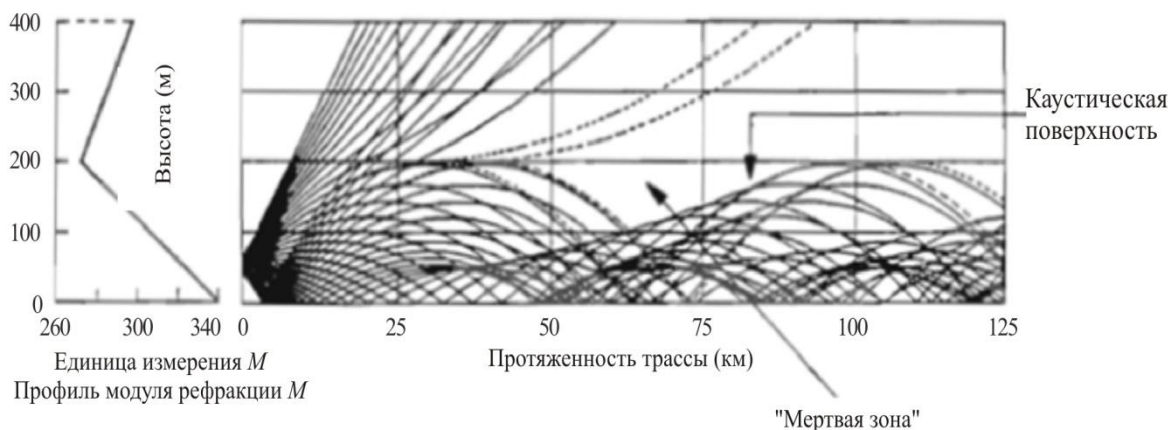
Обычно при описании рефрактивных структур, в которых присутствуют слои с суперрефракцией, возникают трудности, так как вертикальный профиль рефракции N имеет неправильную форму. На Рисунке 3.12 приведен пример такого профиля. Тем не менее рассмотрение схематических вертикальных профилей рефракции N или модуля рефракции M , аналогичных тем, что показаны на Рисунках 3.14 и 3.15, часто оказывается полезным.

4.4.1 Качественное описание с помощью трассирования хода лучей

Некоторые исследователи использовали метод трассирования хода луча для моделирования влияния волноводного слоя на распространение радиоволн вдоль линии прямой видимости. Результаты моделирования можно изобразить графически в виде каустической поверхности, лучей, отраженных от поверхности Земли, и областей, содержащих радиоокна. Пример приведен на Рисунке 4.3 [Boithias, 1984].

РИСУНОК 4.3

Пример трассирования хода лучей



Градиент индекса рефракции в волноводе — -500 N/km
 Толщина волновода — 200 м
 Высота передающей антенны — 50 м

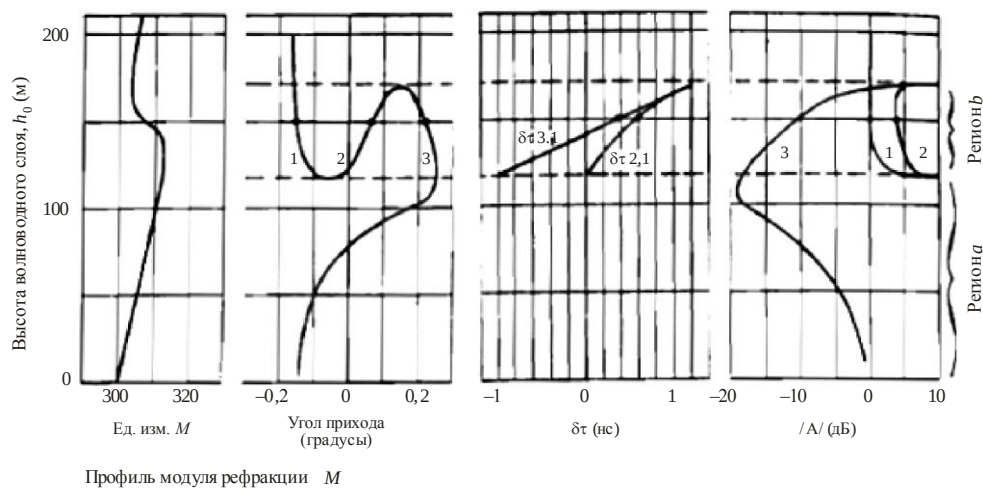
Radio-Meteo. 04-03

Использование метода трассирования хода лучей с очевидностью показывает, что усиление сигнала, избирательное замирание за счет многолучевости и неглубокое замирание в большой ширине полосы, которые наблюдались в процессе эксперимента, суть неразделимые аспекты одного явления, зависящие от относительной высоты передающей и принимающей антенн и от высоты, на которой расположен волноводный слой по отношению к передающей антенне [Parl, 1983]. В области принимающей антенны число лучей и амплитуда волн $/A/$ относительное время задержки $\delta\tau$ и угол прихода волны (УПВ) изменяются в зависимости от отношения высоты волноводного слоя h_0 к высоте терминала (см. Рисунок 4.4) [Webster, 1983].

РИСУНОК 4.4

Изменение амплитуды принимаемого сигнала $/A/$, времени задержки $\delta\tau$ между лучами и угла прихода (УПВ) при высоте волноводного слоя h_0

(Цифрами 1, 2, 3 обозначены три различных луча, образующиеся в волноводном слое)



Radio-Meteo. 04-04

ТАБЛИЦА 4.3

Стандартные значения, используемые в Рисунке 4.4

Исходная поверхностная рефракция, N_0 (N -единицы)	300
Базовый градиент рефракции (N -единиц/км)	–40
Вариации рефракции, ΔN (N -единицы)	–20
Толщина волноводного слоя, H (м)	100
Высота передатчика, h_{0T} (м)	100
Высота приемника, h_{0R} (м)	100
Длина трассы, L (км)	50

В пределах заданного диапазона значений h_0 , представленного на Рисунке 4.4, в регионе a показаны эффекты дефокусировки и отклонения угла прихода волны, возникающие одновременно, а в регионе b – возникновение трех лучей. В случае многолучевого распространения, когда h_0 и высоты обоих терминалов одинаковы, может образоваться до 11 лучей [Parl, 1983]. Некоторые лучи имеют маленькую амплитуду, однако в том случае, если остальные лучи в сумме тоже дают небольшую амплитуду, пренебречь ею нельзя. Относительная задержка распространения лучей пропорциональна d^3 для малых расстояний и d – для больших.

Вариации угла прихода при однолучевом распространении (см. Рисунок 4.4) имеют тот же порядок, что и при многолучевом. Следовательно, проблему многолучевости нельзя решить только за счет увеличения коэффициента усиления антенны, используя развязку антенн.

Был проведен ряд теоретических исследований механизма распространения радиоволн, вызывающего сильное замирание на наклонных трассах с небольшим углом наклона. В одном исследовании, основанном на имитационном трассировании хода луча, сделано предположение о том, что эффект дефокусировки является основной причиной возникновения такого замирания [Strickland, 1980]. Моделирование условий, при которых разница высот принимающей и передающей антенн велика, показывает, что в этом случае многолучевость становится невозможной, однако приобретает значение эффект развязывания антенн. Более того, если передается маломощный сигнал, то даже слабые, отраженные от поверхности Земли лучи могут оказать существенное влияние.

4.4.2 Волноводные эффекты

В условиях нормальной рефракции образование волноводных слоев представляется очень важным явлением, как для линий связи прямой видимости, так и для других.

При наличии волноводного слоя понятие радиогоризонта теряет смысл, поскольку весьма отдаленные точки могут оказаться "на линии прямой видимости". Таким образом, наличие волноводного слоя является одной из основных причин возникновения взаимных помех между двумя станциями. Исследование общих аспектов механизма интерференции можно найти в Рекомендации МСЭ-R P.452.

Образование каустических поверхностей и областей слабого сигнала за счет влияния волноводных слоев показано на Рисунке 4.3.

Комбинация двух или более лучей с разными задержками распространения вызывает избирательное (по частоте) замирание сигнала, что в свою очередь может привести к амплитудным и фазовым сдвигам в полосе пропускания канала передачи. Для того чтобы оценить этот эффект с точки зрения проектировщика систем связи, необходимо знать комплексную передаточную функцию атмосферного канала связи при реакции на импульсное возмущение в условиях многолучевого распространения.

Результаты многих экспериментальных исследований с очевидностью свидетельствуют о сравнительно быстрых изменениях характеристик распространения в условиях многолучевости, то есть изменениях, происходящих за доли секунды.

Вызовет ли волноводный слой рассеяние, отражение или рефракцию радиоволны, которая пересекает этот слой снизу вверх, в основном зависит от градиента индекса рефракции, небольших флуктуаций в

значении индекса рефракции, угла падения волны и отношения длины радиоволны к толщине слоя. Волноводы возникают при углах скользкого падения θ , меньших критического значения θ_c :

$$\theta < \theta_c = \arcsin \left(\sqrt{2|\Delta M| \times 10^{-6}} \right), \quad (4.28)$$

где ΔM – величина падения значения модуля рефракции в волноводном слое толщиной δ [Dougherty and Dutton, 1980]. Для эффективного распространения вдоль волновода длина волны λ должна быть меньше критического значения λ_c :

$$\lambda < \lambda_c = 1,9 \times 10^{-4} D^{1,8}, \quad (4.29)$$

где D – толщина тропосферного радиоволновода в метрах.

Эффект отражения возникает, когда значение угла скользкого падения становится ниже критического. Коэффициент отражения падающей волны можно представить как

$$|C_R| \approx \frac{1}{4\pi} (\theta_c / \theta)^2 \left(\frac{\sigma}{\delta} \right), \quad (4.30)$$

где $\sigma/\delta = \lambda/2\delta \sin \theta$ – величина порядка единицы или меньше [Hall, 1980]. Эффект зеркального отражения возникает, когда вертикальный масштаб $\sigma = \lambda/2 \sin \theta$ больше δ .

Тонкий турбулентный слой также вызовет зеркальное отражение, если его вертикальный масштаб больше, чем вертикальный масштаб внешней турбулентности:

$$\sigma > L_{ov} \approx \delta. \quad (4.31)$$

Если $\sigma < L_{ov}$, то тонкий слой вызовет турбулентное рассеяние в объеме.

Для возникновения отражения от слоя или распространения радиоволн по приподнятому волноводу требуется присутствие тропосферных слоев с достаточно высокими градиентами рефракции. Замечено, что такие слои возникают на границе с тонкими турбулентными слоями. В зависимости от частоты и угла падения волны такой слой может вызвать образование волновода, отражение от слоя в целом, отражение от турбулентного слоя или рассеяние в объеме за счет турбулентности в пределах слоя.

4.4.2.1 Теоретическое исследование процесса распространения радиоволн в условиях волноводного слоя

Для того чтобы решить некоторые теоретические проблемы, возникающие при изучении процесса распространения радиоволн в условиях волноводного слоя, можно использовать различные методы в зависимости от несущей частоты и характеристик волновода. Для частот ниже 300 МГц теоретический метод колебательных режимов даст удовлетворительные результаты, в то время как геометрическая теория более подходит для СВЧ-диапазона и более высоких частот. Однако при практическом применении теории колебательных режимов нельзя обойтись без элементарной геометрии.

4.4.2.1.1 Критическая частота волновода

Как и в металлическом волновод, электромагнитная волна может распространяться по тропосферному волноводу в различных волновых режимах. Количество режимов зависит от соотношения толщины волновода и длины волны распространяющегося сигнала. Аналогию между металлическим и тропосферным волноводами нельзя проводить в том случае, если мы имеем дело с абсолютно гладкой и идеально проводящей поверхностью Земли. Полагая также, что высота волновода вдоль рассматриваемого пути радиоволны остается постоянной, что модуль рефракции M в волноводном слое уменьшается с высотой, подчиняясь линейному закону, а градиент модуля рефракции M остается постоянным вдоль всего пути волны, получим [Boithias, 1984]

$$\frac{H}{\lambda} = \frac{A_n}{\sqrt{\Delta M}}, \quad (4.32)$$

где:

H – минимальная толщина волновода для волнового режима n ;

A_n – константа, зависящая от типа колебаний;

ΔM (интенсивность волновода) – общее падение значения M в волноводном слое; а

λ – длина волны.

В случае поверхностного волновода с фиксированной высотой и заданным значением ΔM максимальную длину волны проходящего по волноводу сигнала можно вычислить, используя для первых трех режимов значения $A_1 = 400$, $A_2 = 930$, $A_3 = 1460$. Для приподнятого волновода значения A_1 и A_2 будут меньше.

Однако вычисленное значение частоты среза для данного тропосферного волновода не соответствует точному предельному значению. Целесообразнее считать, что по мере уменьшения частоты ниже этого предела в тропосферном волноводе остается все меньше и меньше электромагнитной энергии.

Для поверхностного тропосферного волновода толщиной около сотни метров число режимов достигает нескольких десятков в случае распространения дециметровых волн и нескольких сотен – в случае сантиметровых волн. В этих ситуациях лучше воспользоваться геометрической теорией.

4.4.2.1.2 Влияние наклона траектории

Сигнал, передаваемый источником радиоволн, расположенным внутри волновода, нельзя уловить в пределах волновода, если его угол места слишком велик. Для горизонтального приземного волновода, расположенного над плоской поверхностью Земли ($k = \infty$) и характеризующегося только вертикальным градиентом рефракции, можно определить предельное значение угла места φ_0 [Boithias, 1984]. Если

$$|\varphi_0| \geq \sqrt{-2b_1 (H - h_0)}, \quad (4.33)$$

то сигнал выйдет за пределы волновода и многолучевость и связанные с ней эффекты не возникнут. В уравнении через b_1 обозначен градиент модуля рефракции, через H – толщина волновода и через h_0 – высота передающей антенны.

В приведенном схематическом примере φ_0 – это угол между направлением луча и поверхностью, ограничивающей волновод сверху. Если говорить о наклонной, совершенно плоской земной поверхности, то можно предположить, что волноводный слой повторяет форму этого наклона. В этом случае распространение радиоволн будет больше зависеть от разницы между наклоном траектории луча и средним наклоном земной поверхности, чем только от угла наклона трассы.

Как считает [Parl, 1983], атмосферная рефракция значительно более сложное явление, так как предельный угол φ_0 тоже линейно зависит от длины трассы d . Подводя итог, можно сказать, что наклон трассы играет важную роль при возникновении явления многолучевости, однако при этом необходимо учитывать и такие факторы, как средний угол наклона земной поверхности, высоту расположенной в волноводе антенны h_0 и, очевидно, местные метеорологические условия.

4.4.2.2 Потери при распространении в волноводе

При распространении радиоволн в свободном пространстве энергия волны, проходящей через единицу площади, уменьшается прямо пропорционально квадрату расстояния. При распространении радиоволн по волноводу рассеяния энергии в вертикальном направлении не происходит, и энергия волны уменьшается обратно пропорционально расстоянию. То есть основные потери передачи L_b на расстоянии d' в пределах волновода связаны с потерями в свободном пространстве L_{bf} следующим образом:

$$L_b = L_{bf} - 10 \log d' + A. \quad (4.34)$$

Такие низкие потери наблюдались при передаче сигнала над поверхностью воды. Конечно, такое значительное уменьшение потерь по сравнению с распространением в свободном пространстве может быть в нормальных условиях сведено на нет за счет члена A , который отражает вклад различных механизмов ослабления сигнала в общие потери, включая, например, потери на утечку за счет неоднородности волновода или потери на отражение от Земли и т. д. Однако было замечено, что в частотном диапазоне от 0,8 до 3 ГГц при распространении радиоволн над водой напряженность принимаемого поля на высоте 370 км значительно выше, чем в свободном пространстве, а на высоте 1000 км – такая же, как и при распространении в свободном пространстве. Такие явления необычны, но не редки. Они могут сохраняться на протяжении нескольких часов, а в некоторых местах – даже нескольких дней.

Такие ситуации являются обычными над большими водными пространствами или около них.

Наблюдения за распространением радиоволн по трассе протяженностью 920 км над Черным морем на частотах 150, 821, 4800 и 6000 МГц показали, что напряженность поля зависит от частоты, а максимальные потери L_{bf} возникают на частоте 821 МГц [Troitsky, 1989].

Могут возникнуть также дополнительные потери, которые зависят от характеристик волновода и других атмосферных условий:

- не зависящее от частоты поглощение атмосферными газами (Рекомендация МСЭ-R P.676);
- утечка энергии из неоднородных волноводов (то есть волноводов, горизонтальные характеристики которых не постоянны). Например, измерения параметров распространения радиоволн, выполненные в регионе от Шатт-эль-Араб до Оманского залива, показали, что в этой области регулярно возникают неоднородные волноводы.

Кроме того, существуют потери, связанные с взаимодействием радиоволн внутри и снаружи волновода. Этот эффект ощутим, если вертикальные границы волновода совпадают с положением антенн оконечных станций системы радиосвязи. В приподнятых слоях горизонтальные характеристики циклически меняются (как волна) и это отражается на потерях, связанных с взаимодействием волн внутри и снаружи приподнятого слоя [Crane, 1981; Dougherty and Hart, 1979].

4.4.2.3 Отражение от поверхности Земли в условиях существования волновода

Энергия, зеркально отраженная от поверхности Земли, меняется в зависимости от характеристик волновода. Теоретически можно показать, что на трассах распространения радиоволн, расположенных над плоской земной поверхностью, коэффициент отражения и положение точки отражения меняются мало при изменении рефракционных условий в чистой атмосфере от стандартных до сильной рефракции. Небольшие плоские участки земной поверхности (несколько километров или менее того), имеющие неправильный профиль, также могут зеркально отражать энергию радиоволн. Оказывается, что зеркально отраженная от земной поверхности мощность сильно меняется с изменением рефракции, причем чем мощнее волновод, тем выше коэффициент отражения. В зависимости от условий рефракции, апертуры антенны и углов наклона трассы радиоволны и земной поверхности уровень отраженной мощности может быть выше, чем в свободном пространстве.

4.4.3 Многолучевое распространение

Механизмы распространения радиоволн, которые вызывают сильное замирание сигнала и фазовые эффекты на горизонтальных или наклонных трассах с небольшим углом наклона, могут стать причиной возникновения многолучевого распространения и связанных с ним явлений, что в свою очередь может вызвать образование каустической поверхности и возникновение радиооконов с одной стороны этой поверхности и интерференции между лучами – с другой (Рисунок 4.3). Возникновение таких механизмов распространения принципиально возможно в условиях существования отрицательного градиента индекса рефракции и расслоения тропосферы.

Многолучевость обычно означает распространение радиосигнала по двум или нескольким трассам с разной амплитудой и задержкой распространения, при условии что они соединяются в точке приема. Использование антенной системы с высокой разрешающей способностью позволило наблюдать в условиях сильного замирания до четырех лучей [Crawford and Jakes, 1952]. Анализ экспериментальных

данных, собранных в широкой полосе частот, позволяет предположить, что в некоторых случаях сильное избирательное замирание сигнала может возникнуть из-за существования вплоть до семи компонент [Kaylog, 1953]. Разница в задержках распространения этих компонент достигала, по оценке автора, 12 нс.

Измерения, проведенные в разных странах, показали, что число компонент при многолучевом распространении может быть очень велико. Однако в Японии при измерении амплитудного искажения на частотах 500, 750 и 4000 МГц на трассах протяженностью от 20 до 80 км было обнаружено, что в большинстве случаев во время замирания сигнала одновременно существует не более трех лучей [Sasaki and Akiyama, 1979]. Измерения, проведенные в Японии, показали также, что в большинстве случаев глубокое замирание обусловлено деструктивной интерференцией между двумя основными лучами и что разница в длине трасс этих лучей сильно колеблется в зависимости от условий распространения. Оказалось, что отношение нормированных амплитуд лучей сильно меняется в широком диапазоне, в результате чего распределение плотности вероятности носит почти равномерный характер. Иногда задержки распространения могут соответствовать очень высоким значениям разницы длин трассы, даже если ее протяженность невелика.

Результаты эксперимента позволили также предположить, что нормированная амплитуда луча, распространяющегося по отдельной траектории, уменьшается с увеличением задержки распространения. Например, было обнаружено, что для замираний выше 12 дБ, измеренных на линиях связи протяженностью 50 км на частоте 11 ГГц, в 90% случаев, когда наблюдалась задержка не менее 6 нс, амплитуды лучей второго порядка были на 27 дБ ниже, чем в свободном пространстве. Тем не менее никакой четкой взаимосвязи между амплитудами и задержками распространения не было установлено. Большие амплитуды обычно соответствуют задержкам менее 1 нс. Дополнительные данные и соответствующие ссылки можно найти в [Stephansen, 1981]

Наблюдалось ослабление амплитуд лучей и сильное неглубокое замирание принимаемого сигнала в широкой полосе частот [Kaylog, 1953] по сравнению со свободным пространством. Такой уровень ослабления амплитуд можно объяснить существованием радиоокон, которые возникают вследствие эффекта сворачивания луча в волноводном слое. Кроме того, значительные отклонения в углах прихода сигнала, зафиксированные при скачках, могут привести к развязке антенн.

4.4.3.1 Метеорологические и орографические условиях многолучевого распространения

На 155-километровой трассе над Ла-Маншем, между побережьем Францией и Англии, на частоте 11,6 ГГц были зафиксированы уровни сигналов выше, чем в свободном пространстве. В одном случае сигнал высокого уровня просуществовал более 36 часов. Оказалось, что во время этого периода необычайно теплый воздух, движущийся из Франции на северо-запад над холодным морем, способствовал образованию адвективного волновода. Продолжительность существования сигнала высокого уровня совпадала с продолжительностью описанного природного явления [Vilar *et al.*, 1988]. На той же тропосферной трассе в нормальных условиях наблюдалось сильное усиление сигнала во время антициклона: один раз с центром высокого давления над Атлантикой, другой раз – над континентом [Spillard *et al.*, 1989].

Результаты экспериментов, проведенных на одной частоте для разных трасс, показали, что распространение сигналов ночью в условиях сильной отрицательной рефракции часто повторяет описанное выше явление. Сначала уровень сигнала возрастает по сравнению со свободным пространством и может таким и оставаться в течение нескольких часов, изменяясь очень незначительно. Затем наступает второй период, когда уровень сигнала начинает сильно и быстро колебаться, становясь то выше, то ниже уровня в свободном пространстве. Когда этот второй период заканчивается, уровень сигнала часто опять возрастает, становясь выше уровня в свободном пространстве. Однако одновременные измерения на нескольких частотах показывают, что, например, на частоте 3,8 ГГц уровень сигнала колеблется меньше, чем на частоте 6,1 ГГц. Одновременные метеорологические измерения и наблюдения за распространением радиоволн в подобных условиях в одном из случаев свидетельствовали о существовании приземной многослойной структуры со средней температурой 0 °С и высокого атмосферного давления у поверхности земли (1035 гПа) [Mon *et al.*, 1980].

Еще в одном случае отмечалось, что значительное усиление уровня сигнала (10 дБ) ранним утром совпадало по времени с уменьшением температуры и возникновением плотного тумана в области расположения приемника. Минимальная температура (0 °C), при которой возникали сильные и быстрые колебания сигнала, была получена на 07:00 UT.

4.4.4 Вариации угла прихода волны

Угол прихода волны измерялся с помощью направленной антенны с управляемой диаграммой направленности [Crawford and Jakes, 1952] и методом пространственной интерферометрии [Webster and Scott, 1987]. Между углом прихода волны и градиентом модифицированного индекса рефракции существует сильная корреляция. В вертикальной плоскости наблюдались отклонения угла до 0,7° выше нормали и 0,8° – ниже. В горизонтальной плоскости девиация угла прихода волны, как правило, либо отсутствует, либо не превышает 0,1°. Наблюдались вариации в значении угла прихода основного луча порядка 0,9°.

4.5 Описание канала распространения радиоволн в условиях суперрефракции

Когда мы получаем эффект многолучевого распространения в результате имитационного моделирования лучевой траектории, то, очевидно, мы имеем дело с физическим явлением (в рамках рассматриваемой модели). Не так просто обстоит дело, когда мы хотим получить параметры луча на основе экспериментальных данных, поскольку из-за частотных ограничений и шумовых воздействий восстановить по этим данным точную физическую картину оказывается трудно.

4.5.1 Многолучевая модель

Многолучевая модель – это физическая модель, которая наиболее часто используется для точного описания данного физического явления. Имитационные методы исследования, основанные на трассировании хода лучей (§ 4.4.2), подтверждают ее адекватность. Эти исследования показывают, что присутствие в атмосфере определенных структур, таких как суперрефрактивные слои, может привести к возникновению областей интерференции, в которых наложенные друг на друга волны распространяются по нескольким трассам. Некоторые из этих лучей возникают в результате отражения от земной поверхности или расслоенной атмосферы, другие – за счет атмосферной рефракции. Передаточную функцию такой модели можно представить как

$$H_A(\omega) = \sum_{i=1}^N A_i e^{-j(\omega T_i + \phi_i)}, \quad (4.35)$$

где $\omega = 2\pi f$ и A_i , T_i и ϕ_i – амплитуда, задержка распространения и фаза i -го луча, соответственно.

Амплитуды обычно нормируются по отношению к эталонному уровню, например к уровню в свободном пространстве. Задержки и фазы нормируются по отношению к аналогичным параметрам одного из лучей, принятого за эталонный. При этом передаточная функция принимает следующий вид:

$$H(\omega) = a_0 + \sum_{i=1}^{N-1} a_i e^{-j(\omega T_i + \phi_i)}, \quad (4.36)$$

где a_0 и a_i – амплитуды лучей, нормированные по отношению к эталонному уровню, а T_i и ϕ_i – задержки распространения и сдвиги по фазам всех лучей, за исключением эталонного с амплитудой a_0 .

Одна из характерных особенностей такой модели – это изменчивость числа лучей N , которая зависит от физической ситуации. Следовательно, N следует считать параметром модели.

Измерения в широком диапазоне частот (≥ 400 МГц) часто свидетельствуют о наличии большого числа лучей. Измерения в полосе 450 МГц позволили получить множество значений a_i и τ_i для четырехлучевой модели [Crawford and Jakes, 1952] и семилучевой модели [Kaylog, 1953] в предположении о нулевом сдвиге по фазе в обоих случаях ($\phi_i = 0$). Измерения в полосе 1,3 ГГц показали, что только четыре луча оказались значимыми, но позволили зафиксировать вариации параметров во время качания частоты. Настоящая модель вовсе не предполагает, что число лучей N

должно быть велико. Имитационное трассирование хода луча с использованием модели атмосферы с одним волноводным слоем часто дает в результате только три луча атмосферного происхождения.

В случае геометрической аппроксимации многолучевой модели характеристики поля в области радиоокон получить нельзя. Их можно описать с помощью других методов, например параболического уравнения.

4.5.2 Теоретический подход к описанию одночастотных статистических характеристик

На отдельно взятой частоте принимаемый сигнал представляет собой векторную сумму различных лучей. Его амплитуду и фазу можно получить теоретически, если сделать разумные предположения об амплитудах и фазах составляющих сигналов. Предлагаемый ниже метод описан в [Beckmann, 1964].

Одно из важных соображений заключается в предположении о существовании направленного основного сигнала, который считается определяющим. Если такого сигнала нет, то получим распределение Рэлея (если фазы отдельных сигналов распределены равномерно) или, другими словами, более общее распределение.

Если присутствует постоянный сигнал, а все остальные образуют вектор Рэлея, то получим распределение Райса-Накагами. Более полное описание распределений можно найти в [Kalinin, 1992].

Все предыдущие расчеты основаны на использовании центральной предельной теоремы. Если же ее нельзя применить (когда число составляющих сигналов слишком мало или же это число – случайная величина), ситуация становится более сложной и ее, как правило, нельзя рассматривать в общем виде.

Однако, как было показано, если ограничиться случаем глубокого замирания сигнала, то при действии самых общих допущений, функция распределения вероятностей будет меняться пропорционально квадрату амплитуды сигнала (подобно распределению Рэлея). Такое замирание иногда называют Рэлеевским замиранием.

4.5.3 Модели передаточной функции процесса многолучевого распространения

В полосе частот менее приблизительно 60 МГц многолучевую передаточную функцию (МПФ) можно описать математическими моделями, которые значительно проще модели многолучевого распространения, но параметры которых априори не имеют физического смысла. Такие модели можно разделить на два класса – полиномиальные и модели гипотетического луча.

4.5.3.1 Полиномиальные модели

МПФ можно представить с помощью действительного или комплексного полинома, используя условное математическое описание передаточной функции. В полосе частот канала передачи от 20 до 60 МГц искажения МПФ часто настолько малы, что ее можно адекватно описать с помощью полиномов второго порядка или ниже.

Имеющиеся методы включают:

- а) представление амплитуды и групповой задержки в виде полиномиальной функции от частоты, которая имеет вид

$$P(\omega) = C_0 + C_1\omega + C_2\omega^2 + \dots + C_N\omega^N \quad (4.37)$$

[Smith and Cormack, 1982; Liniger, 1983]. Однако в такой модели очень много параметров;

- б) описание передаточной функции с помощью комплексного полинома, который имеет вид

$$H(\omega) = R_0 + \sum_{k=1}^N (R_k + jX_k)\omega^k \quad (4.38)$$

[Sylvain and Lavergnat, 1985].

Расчеты по полиномиальной модели б), включающей лишь член первого порядка, хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными для 42,5-километрового скачка на частоте 6 ГГц в

полосе 26 МГц, и данными, полученными для 37- и 50-километровых скачков на частоте 11 ГГц в полосе 55 МГц. Статистические характеристики параметров модели приводятся в "Справочнике по цифровым радиорелейным системам" МСЭ, 1996 год.

4.5.3.2 Модели гипотетического луча

МПФ можно также описать с помощью математических выражений, аналогичных уравнению (4.36) с фиксированным и ограниченным числом лучей N . Такие модели принято называть "моделями луча". Однако из-за упрощения выражения, описывающего передаточную функцию, эти "лучи", как правило, имеют мало общего с реальными траекториями распространения волн. Чтобы избежать неопределенности, их можно называть "гипотетическими лучами". В описанных ниже моделях луча речь пойдет именно об этих гипотетических лучах.

Теоретический анализ многолучевой модели показывает, что двухлучевая модель, как правило, позволяет получить удовлетворительную аппроксимацию в полосе частот менее приблизительно 100 МГц [Rummler, 1980] и даже дает некоторую свободу в смысле уменьшения числа параметров до трех. Следует заметить, что оценка параметров модели по экспериментальным данным не всегда ведет к цели и должна выполняться с осторожностью, поскольку она осуществляется методами нелинейного оценивания. Тем не менее, Sakagami and Hosoya [1982] показали, что некоторые экспериментально найденные передаточные функции плохо аппроксимируются гипотетическими двухлучевыми моделями и обратились к трехлучевой модели.

Передаточная функция основной двухлучевой модели (называемой также "упрощенная трехлучевая модель") имеет вид

$$H(\omega) = a \left(1 - b e^{\pm j(\omega - \omega_M) \tau_f} \right), \quad (4.39)$$

где:

- a и b – коэффициенты, описывающие амплитуду и форму избирательного замирания соответственно;
- τ_f – задержка распространения второго гипотетического луча;
- ω_M – угловая частота на максимальной глубине замирания.

Значение b меньше 1, знак минус в показателе экспоненты соответствует минимальному фазовому сдвигу, а знак плюс – неминимальному. Эту неопределенность можно устранить только в том случае, если имеются измеренные значения групповой задержки.

[Metzger and Valentin, 1989] показали, что эта модель удовлетворительно описывает передаточную функцию, полученную экспериментальным путем в полосе 44 МГц на частоте 9,5 ГГц для трассы протяженностью 55 км. Теоретическое исследование статистических характеристик параметров модели можно найти в [Grünberger, 1989].

4.6 Упрощенные представления канала распространения радиоволн

4.6.1 Модели луча

4.6.1.1 Двухлучевая модель с фиксированной задержкой

Число параметров модели можно уменьшить до трех, если использовать фиксированное значение задержки распространения τ_f . Такая модель при $\tau_f = 1/6B$ (B – ширина полосы частот) адекватно описывает передаточные функции, полученные экспериментально; она была проверена на данных, собранных на 42-километровой линии связи на частоте 6 ГГц в полосе 26,6 МГц (при $\tau_f = 6,3$ нс [Rummler, 1979]), и на данных, полученных для двух линий связи протяженностью 37 и 50 км на частоте 11 ГГц в полосе 55 МГц ($\tau_f = 3,03$ нс).

В Федеративной Республике Германия был проведен анализ измерений, полученных на трассе прямой видимости при частоте 4 ГГц (в полосе 40 МГц). В противоположность предыдущему случаю, когда

гипотетическая модель с фиксированной задержкой удовлетворительно описывала экспериментальную МПФ, в данном случае возникла необходимость использовать изменяющуюся гипотетическую задержку. Это можно объяснить тем, что лучи, отраженные от Земли, имеют большие задержки распространения.

С помощью измерений, осуществленных в Соединенных Штатах на двух линиях связи [Rummler, 1983], модель была обобщена для случая определения передаточной функции пространственно-разнесенного канала.

4.6.1.2 Нормированная двухлучевая модель

Число параметров модели можно также уменьшить до трех, если принять $a = 1$. В результате получим нормированную двухлучевую модель. Этими тремя параметрами будут b , τ_f и ω_m . Было показано, что она адекватно описывает передаточную функцию, измеренную в полосе 55 МГц. Статистические характеристики были получены для 37 и 50 км скачков на частоте 11 ГГц.

4.6.1.3 Центрированная двухлучевая модель

Некоторые авторы предлагают использовать центрированную двухлучевую модель, которую можно получить из нормированной двухлучевой модели, если принять $\omega_m = \omega_c$, где ω_c – центральная частота. Тогда узел ослабления будет фиксирован в середине рассматриваемой полосы частот. Эта модель оказывается полезной в некоторых случаях, в частности когда центральная частота является несущей. Однако эта модель плохо согласуется с экспериментальными данными, для которых узел ослабления не центрирован, и поэтому не подходит для представления передаточной функции в том виде, о котором говорилось выше.

4.6.2 Параметрическое представление амплитудного искажения

Описываемые здесь параметрические методы являются "двухточечными", поскольку в них для характеристики амплитудного искажения используется разность амплитуд на двух различных частотах. В первом методе выбираются два значения частот на границах рассматриваемого частотного диапазона, во втором – рассматривается широкий частотный диапазон и выбираются две частоты, соответствующие максимуму и минимуму глубины замирания сигнала по отношению к уровню в свободном пространстве. Следовательно, разница в этих частотах суть переменная величина, зависящая от условий распространения.

4.6.2.1 Двухточечный метод с фиксированной разностью частот

Статистическое описание дисперсии, основанное на использовании этой модели, приведено в [Sakagami and Hosoya, 1982]. Метод, позволяющий получить статистическое распределение линейной амплитудной дисперсии, возникающей за счет замирания, вызванного отражением радиоволн от неоднородных тропосферных слоев, описан в [Kalinin, 1985]. Этот метод использует распределение (принятое за нормальное) скачков диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_m$ в тропосферных слоях.

Двухточечный метод оказался полезным при описании улучшения характеристик, полученного за счет пространственного разнесения линий связи различной длины [Babler, 1973; Sakagami and Hosoya, 1982; Vigants, 1983].

4.6.2.2 Двухточечный метод для переменной разности частот

Две частоты, выбранные в данной модели, соответствуют максимальной A_m и минимальной A_n глубине замирания, значения которых ниже соответствующих уровней в свободном пространстве в пределах полосы частот принимаемого сигнала [Kaylor, 1953]. Параметром модели является разность $DA = A_n - A_m$, определяющая максимальное искажение амплитуды внутри полосы. Значения A_m и A_n можно использовать для расчета параметров модели луча (а) с переменной задержкой распространения [Martin, 1982].

4.7 Мерцание сигнала, возникающее из-за атмосферной турбулентности

Изменение индекса рефракции за счет турбулентности может вызвать эффект мерцания амплитуды и флуктуации угла прихода принимаемого сигнала. Эти эффекты присутствуют на всех линиях связи прямой видимости на СВЧ и более высоких частотах, но могут казаться незаметными из-за многолучевого замирания сигнала и связанных с ним явлений на горизонтальных и наклонных трассах с углом места меньше 3° .

4.7.1 Мерцание амплитуды

Изменение логарифма амплитуды в результате мерцания [Tatarskii, 1967] можно представить как

$$\sigma_x^2 = 42,5 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^{7/6} \int C_n^2(r) r^{5/6} dr \quad (4.40)$$

где:

σ_x — стандартное отклонение логарифма принимаемой мощности;

λ — длина волны (м);

C_n^2 — функция, описывающая структуру индекса рефракции ($\text{м}^{-2/3}$);

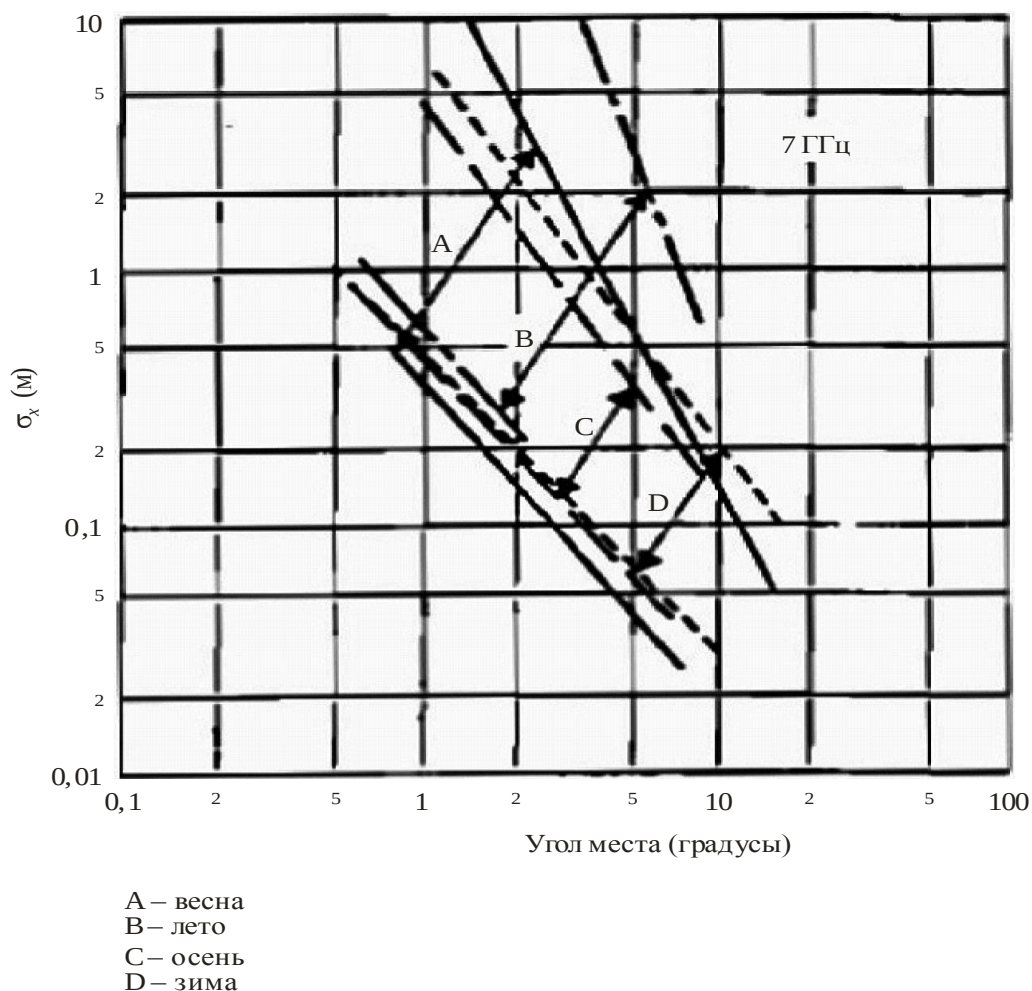
r — расстояние вдоль трассы (м).

Константа 42,5 — средняя величина; значения, расположенные между 42,2 и 42,9, можно получить из [Tatarskii, 1967]. Вывод см. в [Tatarskii, 1944]. Измерения изменчивости амплитудного мерцания вдоль траекторий спутника были проведены Crane [1976a]. Из измерений, проведенных в обсерватории Хейстека, можно видеть, как меняется диапазон вариативности на частоте 7,3 ГГц в зависимости от времени года (см. Рисунок 4.5). На этом рисунке показана зависимость среднеквадратичного отклонения логарифма принимаемой энергии σ_x (дБ) от видимого угла места траектории спутника. Измерения, проведенные на частоте 0,4 ГГц, как и на частоте 7,3 ГГц, подтвердили наличие тропосферного мерцания, что соответствует прогнозам теории слабых мерцаний для углов места больше 2° или 3° . Для более низких значений угла места преобладает явление атмосферного многолучевого замирания.

Таким образом, точность нашего представления об амплитудном мерцании зависит от знания функции, описывающей структуру индекса рефракции вдоль любой интересующей нас наклонной трассы. Поскольку эта функция обычно известна только в общем виде, необходимо для каждой конкретной местности произвести аппроксимацию C_n^2 . На частоте 7 ГГц и при углах места выше 3° уровень сигнала может меняться от 0,1 дБ до приблизительно 1,0 дБ в зависимости от угла места и угла раствора антенны (см. Рисунок 4.5).

РИСУНОК 4.5

Стандартное отклонение амплитудного мерцания
(диаметр антенны 37 м)



Radio-Meteo. 04-05

В Европе были проведены измерения с помощью OTS-спутника в полосе 11 ГГц. Это исследование имело целью собрать значимую статистику, описывающую дисперсию сигнала и подтверждающую ее зависимость от времени года [Ortgies, 1985]. Были также собраны статистические данные об амплитудных превышениях заранее заданных пороговых значений и данные об их суточных и сезонных колебаниях [Vander Vorst *et al.*, 1982]. [Moulsley and Vilar, 1982] подробно изучили взаимосвязь между краткосрочной и долгосрочной плотностью распределения среднеквадратичных значений амплитуды как теоретически, так и экспериментально.

Существует экспериментально подтвержденное свидетельство того, что частотный диапазон энергетического спектра плотности мерцания ограничен. Типичные значения частоты среза имеют порядок от 1 до 3 Гц на частоте 11 ГГц [Rücker, 1985]. Была обнаружена корреляционная связь между высотой турбулентного слоя h , производящего мерцание, и содержанием паров воды в приземных слоях [Rücker and Dintelmann, 1983].

Еще один эффект, который нельзя не учитывать, – это ухудшение апертуры антенны. Он зависит от соотношения диаметра антенны и размеров неоднородностей, вызывающих рефракцию. Эффект, который иногда называют потерей коэффициента усиления антенны, возникает из-за того, что апертура антенны и среда, в которой распространяются радиоволны, связаны. Для трассы распространения, проходящей через тропосферу по направлению к отдаленному спутнику, размеры зоны Френеля можно определить как

$$F = \sqrt{n\lambda z}, \quad (4.41)$$

где:

- n – порядок зоны Френеля;
- λ – рабочая длина волны;
- z – приведенная длина трассы $\frac{r(L-r)}{L}$;
- L – общая длина трассы луча; и
- r – расстояние на трассе.

Флуктуации индекса рефракции в турбулентной среде возникают в широком диапазоне размеров атмосферных неоднородностей. Для неоднородностей малого размера, сравнимого с размером зоны Френеля, процесс рассеяния можно считать изотропным; в противном случае рассеяние будет анизотропным и в результате получим сильное пространственное искривление фронта падающих волн. Наибольшие пространственные флуктуации амплитуды, наблюдавшиеся в плоскости апертуры антенны, были вызваны флуктуациями размеров неоднородностей, соизмеримых с размерами зоны Френеля. Если апертура антенны больше размеров зоны Френеля, то флуктуации за счет гофрированного волнового фронта пространственно усредняются антенной. Далее по мере увеличения угла места размеры зоны Френеля уменьшаются за счет быстрого уменьшения расстояния r между турбулентным слоем и антенной. В результате получим уменьшение глубины флуктуации за счет усреднения апертуры и некоторое уменьшение эффективного коэффициента усиления антенны (то есть потери в коэффициенте усиления). Tatarskii [1967] показал, что среднеквадратичное значение флуктуаций уменьшается на 20%, если диаметр антенны с равномерной круглой апертурой равен половине размера первой зоны Френеля $\left(D_a = \frac{1}{2}\sqrt{\lambda z}\right)$.

Модель тропосферного мерцания, представленная ниже, основана на результатах измерений, произведенных в нескольких регионах с разными климатическими условиями, для углов места от 4° до 32° , диаметра антенны – от 3 до 36 м и частотного диапазона от 7 до 14 ГГц [Lo *et al.*, 1984; Rücker and Ortgies, 1985; Karasawa *et al.*, 1988; Banjo and Vilar, 1986]. В результате стандартное отклонение, описывающее мерцание амплитуды, можно оценить по следующей формуле:

$$\sigma_{pre} = \frac{\sigma_{ref} f^n g(x)}{(\sin \theta)^b}, \quad (4.42)$$

где f – рабочая частота (ГГц), n равно 7/12, b равно 1,2, а θ – кажущийся угол места в градусах. Метеорологическое влияние описывается выражением

$$\sigma_{ref} = 3,6 \times 10^{-3} + N_{wet} \times 10^{-4} \quad (4.43)$$

N_{wet} , – влажностная составляющая индекса рефракции – второй член уравнения (3.11) – может быть получен из Рекомендации МСЭ-Р Р.453 (см. Рисунок 4.6).

Усреднение флуктуаций за счет антенны описывается функцией $g(x)$ [Haddon and Vilar, 1986]:

$$g(x) = \sqrt{3,86(x^2 + 1)^{11/12} \sin\left(\frac{11}{6} \arctan\left(\frac{1}{x}\right)\right)} - 7,08x^{5/6}, \quad (4.44)$$

где:

$$x = 0,0584 \frac{D_{eff}^2 k}{L}; \quad (4.45)$$

$$D_{eff} = D\sqrt{\eta}; \quad (4.46)$$

$$k = \frac{2\pi f}{c}; \quad (4.47)$$

$$L = \frac{2h}{\sqrt{\sin^2 \theta + (2h/R_e) + \sin \theta}}; \quad (4.48)$$

c – скорость света (м/с);

D – диаметр антенны (м);

η – эффективность антенны;

L – эффективная турбулентная трасса (м);

R_e – эффективный радиус Земли ($R_e = 8,5 \times 10^6$ м);

h – высота турбулентного слоя (м).

Высота турбулентности h меняется как в зависимости от времени года [Rücker and Dintelmann, 1983], так и от климата. Однако поскольку о зависимости от климатических условий известно мало, можно принять $h = 1000$ м.

Замирание сигнала A , выраженное в дБ, как показывает долгосрочная функция распределения, не подчиняется нормальному закону распределения. Уровень замирания $A(p)$ превышенный для $p\%$ времени, можно представить как

$$A(p) = a\sigma_{pre}, \quad (4.49)$$

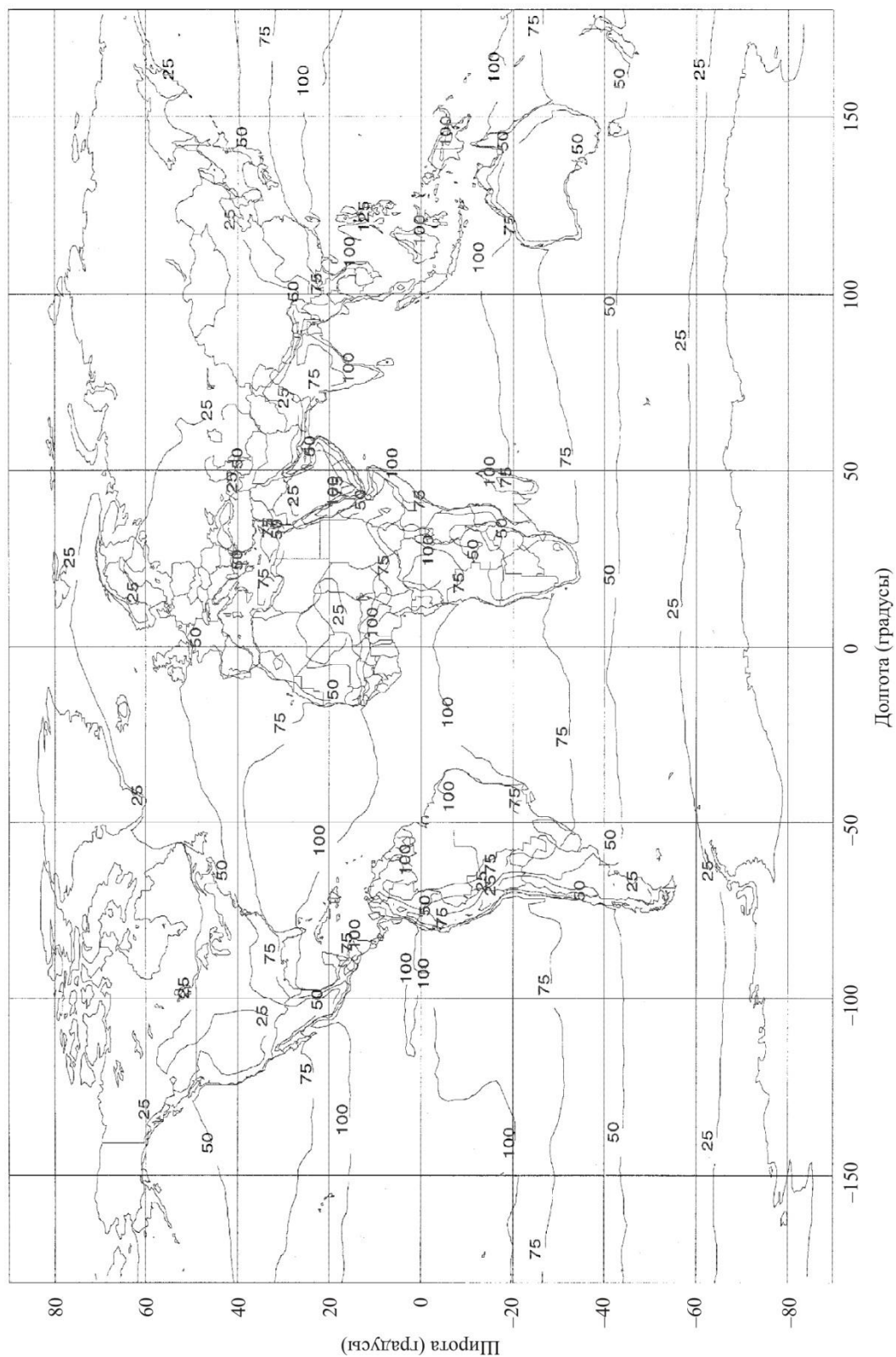
где коэффициент a аппроксимируется следующим выражением:

$$a = -0,061(\log_{10} p)^3 + 0,072(\log_{10} p)^2 - 1,71 \log_{10} p + 3,0 \text{ (для } 0,01 \leq p \leq 50). \quad (4/50)$$

За исходные значения таких параметров, используемых в описанной модели, как температура на поверхности Земли и относительная влажность, принимаются их усредненные за месяц (или более) значения. Из-за того что эти метеорологические параметры усредняются на сравнительно длительном отрезке времени, модель нельзя использовать для более коротких временных периодов.

РИСУНОК 4.6

Влажностная составляющая поверхностного индекса рефракции (ppm),
преобладающая на протяжении 50% года



Было обнаружено, что модель мерцания, описанная выше и разработанная на основе результатов измерений в отсутствие дождя, на практике может быть использована и в условиях дождя.

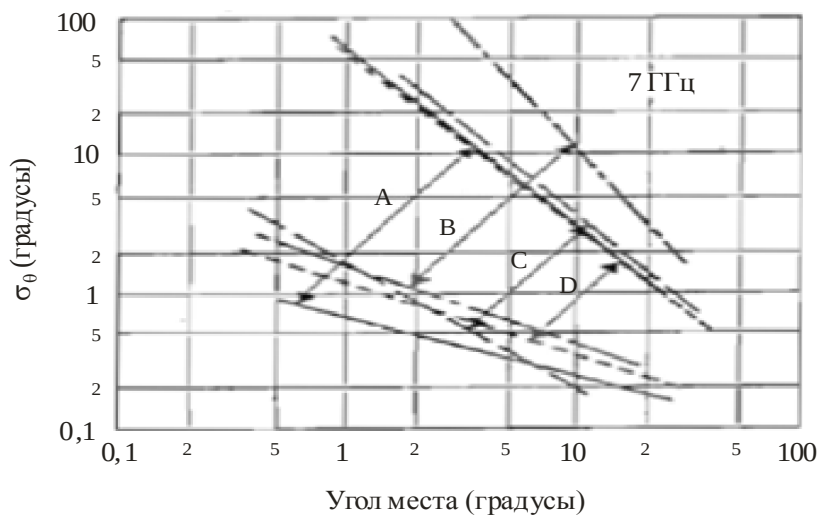
4.7.2 Мерцание угла прихода волны

Данные, полученные в обсерватории Хейстека, Вестфорд (Массачусетс), на частоте 7,3 ГГц с помощью спутникового наблюдения с использованием следящей антенны с большой апертурой, позволили предположить, что мерцание угла прихода волны, вероятно, окажется несущественным для антенн с углом раствора более $0,3^\circ$ при любых углах места или для антенн с углом раствора более $0,01^\circ$ и углами места более 10° . Флуктуации угла места имеют такой же порядок, как и ожидаемая неточность при коррекции рефракции с использованием значений поверхностной рефракции [Crane, 1976a]. На Рисунке 4.7 показан диапазон изменения экстремальных среднеквадратичных значений флуктуаций угла места в виде функций от угла места 36,6-метровой антенны (120 футов) на частоте 7,3 ГГц. С помощью наблюдений, которые проводились в течение целого года, причем измерения осуществлялись в разное время дня, в любое время года и при разных метеорологических условиях, удалось установить зависимость флуктуаций угла места от времени года. Ожидается, что такие величины угла прихода волны относительно независимы от частоты и могут возникнуть в широком диапазоне рабочих условий. Для справки приводим также Рисунок 4.8, на котором для каждого времени года показаны медианные среднеквадратичные значения флуктуаций [Crane, 1976b]. Эти данные при изменении исходных значений углов места в диапазоне от 0° до 43° отражают меру неточности в измерении медианного значения угла места (в течение пятиминутного периода наблюдения), которая может возникнуть из-за влияния тропосферы. С помощью одной радиолокационной антенны или систем связи, возможно, не удалось бы достичь более высокой точности измерения или, соответственно, меньшей неопределенности в определении углового положения, чем та, с которой получены эти данные, причем на трассах, пересекающих всю тропосферу.

Наблюдения в обсерватории Хейстека проводились в течение года, в результате чего были получены данные, репрезентативные для умеренного климата. Флуктуации угла прихода волны, возникающие вследствие воздействия тропосферной турбулентности, оказались не зависящими от частоты, и поэтому значения, приведенные на Рисунках 4.7 и 4.8, можно использовать в диапазоне от 1 до 30 ГГц. На более низких частотах может стать важным эффект мерцания угла прихода из-за влияния ионосферы.

РИСУНОК 4.7

Стандартное отклонение мерцания угла места (диаметр антенны 37 м)

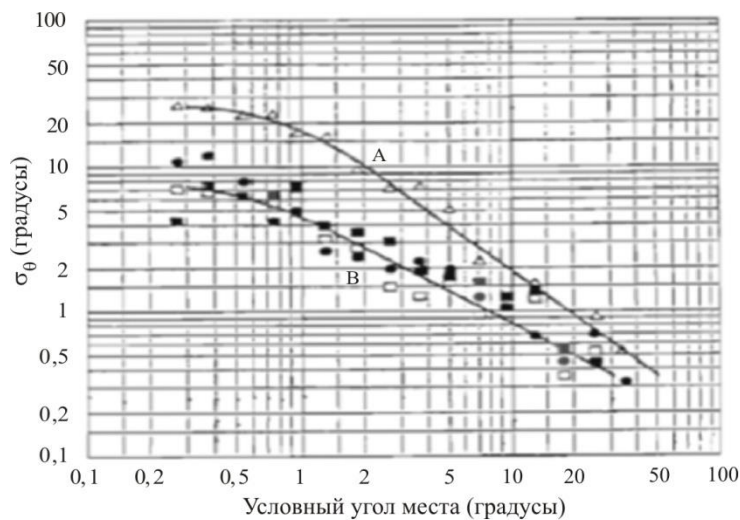


А – весна
В – лето
С – осень
D – зима

Radio-Meteo. 04-07

РИСУНОК 4.8

Медианное стандартное отклонение амплитудного мерцания



• весна
△ лето
□ осень
■ зима

А – лето
В – остальная часть года
 $f = 7,3 \text{ ГГц}$
 $D_a = 36,6 \text{ м}$

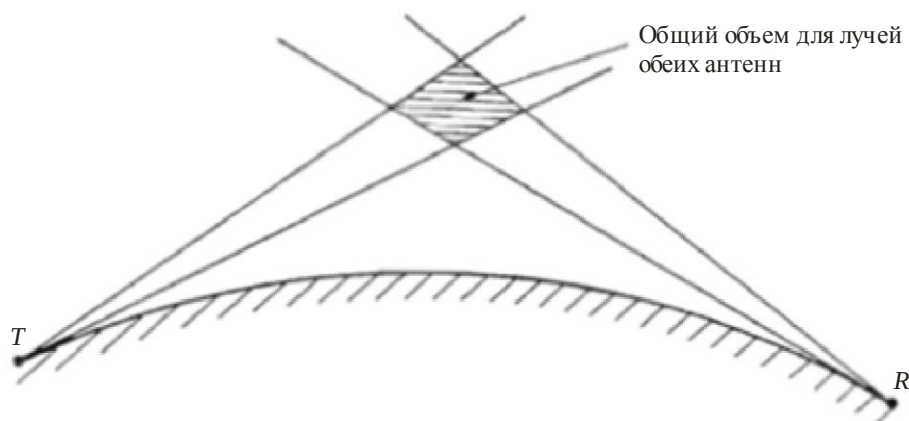
Radio-Meteo. 04-08

4.8 Распространение радиоволн за счет тропосферного рассеяния

Распространение радиоволн за счет тропосферного рассеяния возникает в областях, расположенных на высоте нескольких сотен метров (а иногда и нескольких километров) над поверхностью Земли, благодаря возникновению на пути радиолуча достаточно большого количества мелких неоднородностей, или, что то же самое, отклонениям рефракции от среднего значения (Рисунок 4.9).

В противоположность явлению мерцания здесь нет прямого сигнала, на который бы накладывались флуктуации. Наиболее сильное рассеяние возникает в направлении, близком к направлению распространения. Площадь рассеяния зависит от величины отклонения рефракции ΔN от ее медианных значений. Уровень принимаемых сигналов в основном на 50–100 дБ ниже, чем в свободном пространстве, при этом характерно, что его короткие флуктуации накладываются на более длительные. Краткосрочные флуктуации распределены по закону Рэлея, длительные – по логарифмически нормальному.

РИСУНОК 4.9

Тропосферное распространение

Radio-Meteo. 04-09

При тропосферном распространении наблюдалось возникновение значительных пространственных неоднородностей в напряженности поля и уменьшение коэффициента усиления антенны.

4.8.1 Моделирование долгосрочных вариаций напряженности поля

Поскольку флуктуации за счет мелких структур плохо изучены, для практических целей очень важно определить корреляционную зависимость между характеристиками тропосферного распространения и "макроскопическими" параметрами тропосферы. Было исследовано несколько таких параметров [Boithias and Battesti, 1983].

4.8.1.1 Корреляционная связь индекса рефракции с метеорологическими параметрами у поверхности Земли

Поиск такой корреляции повсеместно привлек внимание исследователей в силу следующих причин:

- рефракцию (N_s) у поверхности Земли легко определить;
- во многих случаях такая корреляция действительно была обнаружена, в частности в районах с умеренным климатом или в районах, где величина N_s была невелика.

Однако эту корреляцию ни в коем случае нельзя считать универсальной. Во-первых, в экваториальных или тропических районах она существует не в любое время года. Во-вторых, даже в районах с умеренным климатом отношение вариаций потерь к вариациям индекса рефракции (выраженное в дБ/Н-единиц) в зависимости от региона может меняться от 0,2 до 0,6. Это отношение может достигать 1 дБ/Н-единиц в тропических районах в то время года, когда корреляция наиболее явно выражена.

Следует подчеркнуть, что такой вывод не удивителен, поскольку механизм распространения обусловлен наличием неоднородностей, расположенных в сотнях метров (в некоторых случаях до нескольких километров) от поверхности Земли. Поэтому корреляция с каким-либо метеорологическим параметром, измеренным у поверхности Земли, кажется сомнительной, если только не рассматривать такие климатические условия, при которых этот параметр оказывается сильно коррелирован с какими-то характеристиками верхних слоев атмосферы. Поэтому если мы обращаемся к методу

прогнозирования, основанному на использовании индекса рефракции у поверхности Земли, то необходимо четко представлять себе границы, в которых этот метод остается справедливым.

4.8.1.2 Корреляция с вертикальным градиентом индекса рефракции

Вертикальный градиент индекса рефракции вызывает два различных, но аддитивных эффекта:

- вертикальный градиент индекса рефракции непосредственно влияет на кривизну трассы. Если его модуль увеличивается в той части атмосферы, которая располагается ниже общего объема лучей антенны, то высота общего объема уменьшается, приводя к уменьшению угла рассеяния и, в связи с этим, к повышению уровня сигнала;
- поскольку распространение является следствием неоднородностей индекса рефракции, то чем сильнее вертикальные вариации (или градиент) в общем объеме, тем выше уровень принимаемого сигнала. Этот второй эффект более важен по сравнению с первым.

С учетом этих замечаний была получена полуэмпирическая формула [Boithias and Battesti, 1983] для средних потерь передачи на тропосферной трассе:

$$A = 102 + 30 \log f + 30 \log d + 1,5 G_c, \quad (4.51)$$

где:

- A – средние потери передачи (дБ) между изотропными антеннами (основные потери передачи);
- f – частота (МГц);
- d – расстояние (км);
- G_c – градиент индекса в общем объеме (N -единиц на км).

Что касается этого соотношения, которое представляется справедливым для любых климатических условий, то полезно помнить следующее:

- единственный случайный элемент связан с индексом рефракции. Поскольку последний оказывается распределен практически по нормальному закону, потери (дБ) будут распределены также по нормальному закону, а поле – логарифмически нормально;
- расстояние определяется членом $30 \log d$, однако на него влияет также и член, содержащий G_c , так как если расстояние меняется, то меняется и высота общего объема, вызывая изменение величины G_c , если только атмосфера не является вертикально однородной (как это бывает в пустыне летом). Таким образом, ясно видно, что влияние расстояния на потери передачи тесно связано с уменьшением количества неоднородностей индекса рефракции при увеличении высоты. Степень неоднородности может сильно меняться в зависимости от климата.

4.8.2 Передаточная функция процесса тропосферного рассеяния

Метод прогнозирования качества передачи цифровой информации на трассах с тропосферным рассеянием не может базироваться только на долгосрочной статистике, описывающей медианные потери передачи. Необходима дополнительная информация о виде передаточной функции процесса тропосферного рассеяния и статистических характеристиках ее параметров. Другими словами, надо принимать во внимание частотно-избирательную природу замирания.

С учетом механизма распространения за счет тропосферного рассеивания передаточную функцию среды, в которой осуществляется передача, можно представить в виде суммы большого количества лучевых траекторий со случайными амплитудами и фазами. Комплексную передаточную функцию можно записать как

$$H(f, t) = A(f, t) \exp(-j\varphi(f, t)), \quad (4.52)$$

где $A(f, t)$ – амплитудная составляющая, $\varphi(f, t)$ – фазовая составляющая, в которых время t и частота f меняются случайным образом.

На фиксированной частоте амплитудная составляющая $A(f_0, t)$ подчиняется распределению Рэлея. Кроме того, одночасовые медианные значения, $A(f_0, t)$, следуют логарифмически нормальному распределению. Фазовая составляющая распределена равномерно в диапазоне от $-\pi$ до π .

4.8.2.1 Ширина полосы корреляции и многолучевое расширение

Частотно-избирательная природа канала распространения может быть описана частотной корреляционной функцией, предложенной [Bello, 1969]:

$$q(\Delta f) = \frac{1}{2} \langle H^*(f, t_0) H(f + \Delta f, t_0) \rangle. \quad (4.53)$$

Величина $q(\Delta f)$ выражает степень корреляции между амплитудами волн, принимаемых на двух частотах, разделенных интервалом Δf . Полоса частот B_c , на которой корреляционная функция падает до значения e^{-1} , называется шириной полосы корреляции.

Очень интересные результаты дает использование понятия интенсивности рассеяния $Q(\Delta\tau)$, называемой также профилем многолучевой интенсивности или энергетическим спектром канала, поскольку оно позволяет представить среднее значение потока выходной мощности как функцию от задержки $\Delta\tau$, которая возникает на трассе распространения из-за рассеяния и лежит в интервале $(\tau, \tau + \Delta\tau)$. Ширина T_M интенсивности рассеяния $Q(\Delta\tau)$, которую можно определить по аналогии с B_c , называется многолучевым расширением канала. По параметру $Q(\Delta\tau)$ можно непосредственно определить величину межсимвольной интерференции в цифровых системах передачи, а также степень частотной избирательности.

Функция частотной корреляции и энергетический спектр задержек образуют пары преобразований Фурье:

$$Q(\Delta\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} q(\Delta f) \exp(j2\pi\Delta\tau\Delta f) d(\Delta f). \quad (4.54)$$

Из-за того что преобразования Фурье для $Q(\Delta\tau)$ и $q(\Delta f)$ связаны между собой, величина, обратная многолучевому расширению, является мерой полосы когерентности канала.

Полагая, что энергетический спектр задержек имеет прямоугольную форму [Sunde, 1964], получим, что разность T_M между максимальной и минимальной задержками распространения на самой высокой и самой низкой трассах в общем объеме лучей антенны, которая представляет собой многолучевое расширение, можно выразить как

$$T_M = \frac{d\alpha}{2c} (\theta + \alpha), \quad (4.55)$$

где:

- d – длина трассы (км);
- α – угол раствора луча антенны в точках половинной мощности (–3 дБ);
- c – скорость света (км/с);
- θ – угол рассеяния.

Хорошую аппроксимацию можно получить только в том случае, если общий объем достаточно мал, и, значит, разброс задержек невелик; другими словами, коэффициент усиления антенны должен быть достаточно велик и находиться на асимптотической части кривой потерь в коэффициенте усиления.

Применив к $Q(\Delta\tau)$ преобразование Фурье, получим частотную корреляционную функцию в виде

$$q(\Delta f) = \sin c(\Delta f \cdot T_M), \quad (4.56)$$

где:

$$\sin c(x) = \sin(\pi x) / \pi x. \quad (4.57)$$

Для $q(\Delta f = B_c) = e^{-1}$ ширину полосы когерентности можно представить как

$$B_c = 0,7 T_M = \frac{1,4c}{d\alpha(\theta + \alpha)}. \quad (4.58)$$

Еще в одной модели делается предположение о том, что влияние рассеивающих элементов внутри общего объема уменьшается по мере удаления от центра в соответствии с законом Гаусса для трехмерного пространства. Тогда корреляционную функцию частоты и энергетический спектр задержек можно представить следующим образом:

$$Q(\Delta \tau) = \exp\{-(\Delta \tau)^2 / 4\sigma^2\} \text{ и } q(\Delta f) = \exp\{-(2\pi\sigma\Delta f)^2\}, \quad (4.59)$$

откуда можно получить диапазон изменения задержек и ширину полосы корреляции:

$$T_M = 4\sigma = \frac{d\alpha\theta}{\sqrt{3}c} \text{ и } B_c = \frac{2c\sqrt{3}}{\pi d\alpha\theta}. \quad (4.60)$$

Обе модели, описанные выше, основаны на упрощенных предположениях относительно распределения задержек распространения.

Более реалистичная модель основана на интегральном представлении энергетического спектра задержек в зависимости от характеристик трассы [Bello, 1969].

4.8.2.2 Экспериментальный подход и статистические результаты

Измерения частотной избирательности канала распространения в условиях тропосферного рассеяния были проведены как во временной, так и в частотной области, то есть исследовались как энергетический спектр задержек, так и частотная корреляционная функция. Измерения в частотной области были описаны в [Collin and Marguinaud, 1979], где приводятся значения искажений амплитуды и групповой задержки в полосе 20 МГц. Было предложено вычислять ширину полосы корреляции B_c с помощью экспериментальной линии связи, считая распределение групповой задержки близким к гауссову и используя соответствующее ему стандартное отклонение. Измеренная функция распределения B_c аппроксимируется логарифмически нормальным законом. Она характеризуется медианным значением B_c (50%) и стандартным отклонением b , которые зависят от характеристик линии связи. Были предложены экспериментальные выражения для B_c и b [Collin, 1979], апробированные на 15 различных линиях связи.

Результаты экспериментальных и теоретических исследований тропосферного распространения радиоволн, проведенных в России, представлены в [Vvedensky, 1965].

СПРАВОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

- BABLER, G.M. [1972] A study of frequency selective fading for a microwave line-of-sight narrow-band radio channel, BSTJ, Vol. 51, 3, 731-757.
- BABLER, G.M. [1973] Selectively faded non diversity and space diversity narrow-band microwave radio channels, BSTJ, Vol. 52, 2, 239-261.
- BANJO, O.P. and VILAR, E. [1986] Measurement and modelling of amplitude scintillations on low-elevation Earth-space paths and impact on communication systems, IEEE Trans. on Communications, Vol. COM-34, 8, 774-780.
- BECKMANN, P. [1964] Rayleigh distribution and its generalizations, Radio Sci., 68 D, No. 9, 927-932.
- BELLO, P.A. [1969] A troposcatter channel model, IEEE Trans. Comm. Tech., Vol. 1, 130-137.
- BERRADA-BABY, H., GOLE, P. and LAVERGNAT, J. [1988] A model for the tropospheric excess path length of radio waves from surface meteorological measurements, Radio Science, 23, Nr. 6, pp. 1023-1038.
- BOITHIAS, L. [1984] Propagation des ondes radioélectriques dans l'environnement terrestre, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, 2nd Edition, Editions DUNOD, Paris, France.
- BOITHIAS, L. and BATTESTI, J. [1983] Propagation due to tropospheric inhomogeneities, IEE Proc., Vol. 130, Part F, 7, 657-664.
- BRUSSAARD, G. and WATSON P.A. [1995] Atmospheric modelling and millimetre wave propagation, Chapman and Hall, London, ISBN 0-412-56230-8.
- COLLIN, C. [1979] Evaluation empirique de la bande de cohérence en diffusion troposphérique, Rev. Tech. Thomson-CSF, Vol. 11, 3, 549-575.
- COLLIN, C. and MARGUINAUD, A. [1979] Evaluation expérimentale de la sélectivité d'une liaison par diffusion troposphérique, Rev. tech. Thomson-CSF, Vol. 11, 1, 103-157.
- CRANE, R.K. [1971] Propagation phenomena affecting satellite communication systems operating in the centimetre and millimetre wavelength bands, Proc. IEEE, 59, 173-188.
- CRANE, R.K. [1976a] Refraction effects in the neutral atmosphere. Methods of Experimental Physics, Vol. 12, Astrophysics Part B. Radio Telescopes, Ed. L.M. Meeks, Academic Press, New York, NY, USA.
- CRANE, R.K. [1976b] Low-elevation angle measurement limitations imposed by the troposphere: An analysis of scintillation observations made at Haystack and Millstone, MIT Lincoln Lab. Tech. Report 518, Lexington, Mass. USA.
- CRANE, R.K. [September-October, 1981] A review of transhorizon propagation phenomena, Radio Sci., Vol. 16, 5, 649-669.
- CRAWFORD, A.B. and JAKES, W.C. Jr. [1952] Selective fading of microwaves, BSTJ, Vol. 31, 1, 68-90.
- DOUGHERTY, H.T. and DUTTON, E.J. [1980] Elevated layer characteristics in the USA - preliminary estimates, NTIA Rep. (NTIS Access) National Technical Information Service, Springfield, Va. 22161, USA.
- DOUGHERTY, H.T. and HART, B.A. [July, 1979] Recent progress in duct propagation predictions, IEEE Trans. Ant. Prop., Vol. AP-27, 4, 542-548.
- GRÜNBERGER, G.K. [1989] An improved two-ray model providing a new basis for outage prediction, Europ. Conf. on Radio-Relay Systems, Padua, Italy.
- HADDEN, J. and VILAR, E. [1986] Scattering-induced scintillations from clear air and rain on Earth-space paths and the influence of antenna aperture, IEEE Trans. Antenna and Propagation, Vol. AP-34, 8, 646-657.
- HALL, M.P.M. [1980] Effects of the troposphere on radiocommunication, Ed. Peter Peregrinus, London, United Kingdom.
- KALININ, A.L. [1979] Rasprostranenie radiovoln na trassakh nazemnykhi kosmicheskikh radioliny (Propagation on terrestrial and space links), Sviaz, Moscow, USSR.
- KALININ, A.I. [1992] Statistical fade depth distributions at radio-relay hops with rough and smooth profiles, TRUDI NIIR.

- KALININ, A.A. [1985] Otsenka selektivnosti zamiraniy na proletakh RRI, vyzvannykh otrazheniyami ot sloistykh neodnorodnostey v troposfere (Evaluation of fading selectivity on radio-relay path sections due to reflections from tropospheric layer inhomogeneities), *Elektrosvyaz*, 3.
- KARASAWA, Y., YAMADA, M. and ALLNUTT, J.E. [1988] A new prediction method for tropospheric scintillation in satellite communication, *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. AP-36, 11, 1608-1614.
- KAYLOR, R.L. [1953] A statistical study of selective fading of super-high frequency radio signals, *BSTJ*, Vol. 32, 1187.
- LINIGER, M. [19-22 June, 1983] One year results of sweep measurements of a radio link, *IEEE International Conference on Communications (ICC '83)*, Boston, MA, USA, Paper C.2.3.
- LO, P.S.L., BANJO, O.P. and VILAR, E. [1984] Observations of amplitude scintillations on a low-elevation Earth-space path, *Elec. Letters*, Vol. 20, No. 7, pp. 307-308.
- MARTIN, L. [13-17 June, 1982] Statistical results on selective fadings. *IEEE International Conference on Communications (ICC '82)*, Philadelphia, PA, USA.
- METZGER, K. and VALENTIN, R. [1989] On the performance of equalized digital radio systems during frequency-selective fading, *AEÜ*.
- MOJOLI, L.F. [1980] A new approach to the visibility problems in line-of-sight hops (ICC 1979). *Telettra Rev.*, 31, 14-21.
- MON, J.P., WEILL, A. and MARTIN, L. [1980] Effect of tropospheric disturbances on a 4.1 on 6.2 GHz line-of-sight path, *Ann. des Télécomm.* 35, pp. 470-473.
- MOULSLEY, T.J. and VILAR, E. [1982] Experimental and theoretical statistics of microwave amplitude scintillations on satellite down-links, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Vol. AP-30, 1099-1106.
- NUSPL, P.P., DAVIES, N.G. and OLSEN, R.L. [1975] Ranging and synchronization accuracies in a regional TDMA experiment, *Proc. Third International Digital Satellite Communications Conference*, Kyoto, Japan.
- ORTGIES, G. [1985] Diurnal and seasonal variations of OTS amplitude scintillations, *Electron. Lett.*, Vol. 21, 143-145.
- PARL, S.A. [1983] Characterization of multipath parameters for line-of-sight microwave propagation, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Vol. AP-31, 6, 938-948.
- RÜCKER, F. [1985] Beschreibung von Amplitudenzintillationen von Satellitensignalen im 11 GHz-Band mit Hilfe der Streuung an turbulenten Schichten (Description of amplitude scintillations on an 11 GHz slant path in terms of forward scattering from turbulent layers), *Techn. Ber. FTZ*, 455 TBr 76.
- RÜCKER, F. and DINTELMANN, F. [1983] Effect of antenna size on OTS signal scintillations and their seasonal dependence, *Electron. Lett.*, Vol. 19, 1032-1034.
- RÜCKER, F. and ORTGIES, G. [1985] Diurnal and seasonal variations of OTS amplitude scintillations, *Elec. Letters*, Vol. 21, No. 4, 143-145.
- RUMMLER, W.D. [May-June, 1979] A new selective fading model: application to propagation data, *BSTJ*, Vol. 58, 5, 1037-1071.
- RUMMLER, W.D. [1980] Time and frequency-domain representation of multipath fading on line-of-sight microwave paths, *BSTJ*, Vol. 59, No. 5, 763-796.
- RUMMLER, W.D. [1983] A rationalized model for space and frequency diversity line-of-sight radio channels, *IEEE International Conference on Communications (ICC '83)*, Paper E.2.7.
- SAKAGAMI, S. and HOSOYA, Y. [1982] Some experimental results on in-band amplitude dispersion and a method for estimating in-band linear amplitude dispersion, *IEEE Trans. Comm.*, Vol. COM-30, 8, 1875-1888.
- SASAKI, O. and AKIYAMA, T. [1979] Multipath delay characteristics on line-of-sight radio systems, *IEEE Trans. Comm.*, Vol. COM-27, 12, 1876-1886.
- SCHIAVONE, J.A. [July-August, 1981] Prediction of positive refractivity gradient for line-of-sight microwave radio path, *BSTJ*, Vol. 60, 6, 803-822.
- SMITH, D.R. and CORMACK, J.J. [June, 1982] Measurement and characterization of a multipath fading channel, *IEEE International Conference on Communications (ICC '82)*, Philadelphia, PA, USA. Paper 7B.4.

- SPILLARD, C., ROORYCK, M., JUY, M. and VILAR, E. [1989] X-band tropospheric transhorizon propagation under differing meteorological conditions, ICAP 89, Warwick, United Kingdom.
- STEPHANSEN, E.T. [1981] Clear-air propagation on line-of-sight radio paths: a review, Radio Sci. Vol. 16, 5, 609-629.
- STRICKLAND, J.I. [1980] Site-diversity measurements of low-angle fading and comparison with a theoretical model, URSI (Commission F) International Symposium on Effects of the lower atmosphere on radio propagation at frequencies above 1 GHz, Lennoxville, Canada.
- SUNDE, E.D. [1964] Digital troposcatter transmission and modulation theory, BSTJ. Vol. 43, 1, 144.
- SYLVAIN, M. and LAVERGNAT, J. [1985] Modelling the transfer function in medium bandwidth radio channels during multipath propagation, Ann. Telecomm., Vol. 40, No. 11-12, 97-116.
- TATARSKII, V.I. [1967] The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation (in Russian), Nauka Publishing House, Moscow, URSS.
- TROITSKY, V.N., [1957] Fading of UHF and SHF on radio-relay links, Electrosvjaz, N 10, 32-39.
- TROITSKY, V.N. PETRUSHKO, Y.I. *et al.* [1989] Long distance propagation of VHF, UHF and SHF over sea, Electrosvjaz, N 5, 23-28.
- VANDER VORST, A., VANHOENACKER, D. and MERCIER, L. [1982] Fluctuations on OTS-Earth co-polar link against diurnal and seasonal variations, Electron. Lett., Vol. 18, 915-917.
- VIGANTS, A. [1983] Effect of space on distance variation of two-tone amplitude dispersion, IEEE International Conference on Communication (ICC '83) Vol. 2, Paper C2.1.
- VILAR, E., SPILLARD, C., ROORYCK, M., JUY, M., BARBER, P.C. and HALL, M.P.M. [1988] Observations of troposcatter and anomalous propagation signal levels at 11.6 GHz on 155 km path over the sea, Electron. Lett. 24, pp. 1205-1207.
- VVEDENSKY, B.A. [1965] Long distance tropospheric propagation under preparation., "Sov. radio", 415 p.p.
- WEBSTER, A.R. [January, 1983] Angles-of-arrival and delay times on terrestrial line-of-sight microwave links, IEEE Trans. Ant. Prop., Vol. AP-31, 12.
- WEBSTER, A.R. and SCOTT, A.M. [1987] Angles-of-arrival and tropospheric multipath microwave propagation, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, AP 35, No. 1, 94-99.
- YOKOI, H., YAMADA, M. and SATOH, T. [1970] Atmospheric attenuation and scintillation of microwaves from outer space, Astron. Soc., (Japan), Vol. 22, 4, 511-525.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Статистические модели прогнозирования стандартного отклонения и амплитуды мерцания

А1.1 Введение

Авторы большинства статистических методов, как правило, пытаются привязать стандартное отклонение σ или отклонение σ^2 флуктуаций с логарифмической амплитудой χ (дБ) к результатам наземных метеорологических измерений, таких как температура, относительная влажность и влажностный коэффициент рефракции. В методах, разработанных Карасавой [Karasawa *et al.*, 1988] совместно с Сектором радиосвязи МСЭ-R [МСЭ-R, 2001] (в справочных материалах не указан), представлены аналогичные модели прогнозирования для расчета стандартного отклонения флуктуаций сигнала, обусловленного мерцанием. В каждой из этих моделей в качестве исходного параметра используется влажностная составляющая наземного индекса рефракции N_{wet} , являющаяся функцией относительной влажности и температуры, усредненная как минимум по одному месяцу. Другие модели, описанные ниже, дают представление о взаимосвязи с другими параметрами, такими как комплексное содержание водяного пара или комплексное содержание воды в жидком состоянии. Обзор статистических моделей, представленных ниже, проводился в рамках европейских мероприятий COST 255 [COST 255, 2002] и COST 280 ("Смягчение последствий ухудшения распространения волн в радиосистемах, работающих на миллиметровых волнах", заключительный отчет по которому находится в процессе подготовки).

А1.2 Модели прогнозирования стандартного отклонения мерцания

А1.2.1 Модель Карасавы

Проверка метода Карасавы [Karasawa *et al.*, 1988] проводилась путем сравнения с результатами измерений для значений угла места от 4° до 30° , частоты в диапазоне от 7,3 до 14,2 ГГц и диаметра антенны от 3 до 36,6 м. Среднее значение N_{wet} колебалось от 20 до 130 ppm. Прогнозируемое стандартное отклонение задается выражением

$$\sigma = (3,42 \times 10^{-3} + 1,186 \times 10^{-4} N_{wet}) \times \sqrt{f^{0,9} G(D_e) / \sin^{2,6} \vartheta}, \quad (1A.1)$$

где f – частота линии [ГГц], ϑ – угол места линии, а N_{wet} рассчитывается на основе показателей относительной влажности и температуры на уровне поверхности Земли. Эти исходные метеорологические показатели должны быть усреднены за период порядка одного месяца. Коэффициент $G(D_e)$ в уравнении (1A.1) представляет собой функцию усреднения антенны [Crane *et al.*, 1979].

А1.2.2 Рекомендация МСЭ-R Р.618

Метод прогнозирования, разработанный МСЭ-R, представлен в § 4.6. Он весьма схож с методом Карасавы и моделирует прогнозируемый разброс мерцания следующим образом:

$$\sigma_p = (3,6 \times 10^{-3} + 10^{-4} N_{wet}) \times \sqrt{f^{7/6} g^2(\chi) / \sin^{2,4} \vartheta}. \quad (1A.2)$$

Однако выражение для N_{wet} отличается от применяемого в методе Карасавы, поскольку может быть получено непосредственно из карты, приведенной на Рисунке 4.6. В [Belloul *et al.*, 1998] предложено усовершенствование модели МСЭ-R, включая шумовую температуру неба.

А1.2.3 Модели Ортгиса

Методы Ортгиса [Ortgies, 1993] были сформированы на основе результатов 30-месячных измерений с использованием спутника Olympus, проведенных в Германии на частотах 12, 20 и 30 ГГц. Считается,

что метод дает корректные результаты для значений угла места от $6,5^\circ$ до 30° . Ортгисом были предложены две формулы, непосредственно связывающие ежемесячное среднее значение $m \ln(\sigma^2)$ и средние поверхностные значения N_{wet} и температуры. Первая формула (под названием "метод Ортгиса-N") устанавливает взаимосвязь m и поверхностного N_{wet} и задается выражением

$$m = \langle \ln(\sigma^2) \rangle = \ln \left[g^2 f^{1,21} (\sin \vartheta)^{-2,4} \right] + (-13,45 + 0,0462 \langle N_{wet} \rangle). \quad (1A.3)$$

Вторая формула (под названием "метод Ортгиса-T") устанавливает взаимосвязь m с температурой поверхности T ($^\circ\text{C}$) и задается выражением

$$m = \langle \ln(\sigma^2) \rangle = \ln \left[g^2 f^{1,21} (\sin \vartheta)^{-2,4} \right] + (-12,5 + 0,0865 \langle T \rangle). \quad (1A.4)$$

В обоих уравнениях (1A.3) и (1A.4) коэффициент масштабирования частоты очень близок к представленному в методе МСЭ-R. Выяснилось, что стандартное отклонение $\ln(\sigma^2)$ не зависит от метеорологических показателей. На основе экспериментальных данных было найдено его значение, равное 1,01.

A1.2.4 Модель Отунга

Данная модель [Otung, 1996] очень похожа на модель, представленную в Рекомендации МСЭ-R P.618. Различие заключается в том, что в модели МСЭ-R используется эмпирическая зависимость от угла места, тогда как в модели Отунга используется коэффициент, полученный на основе упрощенных теоретических выкладок. Прогнозируемый разброс мерцания составляет

$$\sigma_p = \sigma_{ref} \sqrt{f^{7/6} g^2(x) / \sin^{11/6} \vartheta}. \quad (1A.5)$$

Эта модель была подтверждена результатами измерений, проводившимися в течение одного года в Соединенном Королевстве с использованием радиомаяка Olymrus на частоте 20 ГГц, с углом места $28,7^\circ$ и антенной диаметром 1,2 м.

A1.2.5 Модель Ван де Кампа

Неоднократно наблюдалась значительная корреляция между возникновением мерцания и присутствием кучевых облаков вдоль трассы распространения. Это означает, что турбулентная энергия, вызывающая мерцание, частично связана с подобными метеорологическими условиями. Для учета влияния облаков, которое не совсем адекватно описывается параметром N_{wet} , на уровне земной поверхности Ван де Камп [Van de Kamp *et al.*, 1999] использовал улучшенную версию модели облаков Салонена-Уппала, предназначенную для расчета среднего содержания воды в тяжелых облаках W_{hc} , которое должно было быть представлено в новой эмпирической модели прогнозирования σ_n следующим образом:

$$\sigma_p = \frac{\sqrt{g^2(D_e)} f^{0,45}}{\sin^{1,3} \vartheta} 0,98 \times 10^{-4} (N_{wet} + Q). \quad (1A.6)$$

Q – долгосрочный усредненный параметр, зависящий от долгосрочного (как минимум годового) среднего значения W_{hc} и поэтому являющийся постоянным для каждой точки расположения. Таким образом, сезонная зависимость σ_p по-прежнему представлена величиной N_{wet} .

A1.2.6 Модели Марцано

Методы прямого физико-статистического прогнозирования (DSPS) и моделируемого физико-статистического прогнозирования (MPSPS) [Peeters *et al.*, 1997], а также методы STH2 (не определен), STN2 (не определен), STHV2 (не определен) и STNV2 (не определен) [Marzano *et al.*, 1998] позволяют прогнозировать месячное и часовое среднее значение разброса мерцания на основе результатов наземных метеорологических измерений. Результатом применения этих методов является приведение в соответствие выходных данных численных моделей, описывающих взаимодействие между микроволновым излучением и турбулентной атмосферой на основе теории турбулентности

Татарского, модификацией которой служит представленная позже гипотеза прерывистой турбулентности [D'Auria *et al.*, 1993]. Во всех перечисленных методах используется коэффициент масштабирования частоты и коэффициент усреднения апертуры антенны, представленные МСЭ-R.

В частности, основой метода DPSP является прямая корреляция между среднемесячным значением $\ln(\sigma^2)$ и поверхностной температурой T , а метод MPSP устанавливает соотношение между среднемесячным значением $\ln(\sigma^2)$ и индексом рефракции воздуха, обусловленным содержанием водяного пара N_{wet} на уровне поверхности Земли.

Кроме того, Марцано вывел формулы для четырех нелинейных методов прогнозирования. В частности, метод STN2 в качестве регрессивной оценки использует температуру и влажность земли в квадратичной форме, а метод STN2 – температуру земли и влажностный индекс рефракции в квадратичной форме.

Метод STNV2 устанавливает соотношение между разбросом мерцания и температурой поверхности T , относительной влажностью RH и интегрированным содержанием водяного пара V_c . Метод STNV2 устанавливает соотношение между разбросом мерцания и температурой поверхности T , влажностным индексом рефракции N_{wet} и интегрированным содержанием водяного пара V_c .

Формулы вышеуказанных методов прогнозирования были выведены не только для среднемесячных величин, но и для среднечасовых величин.

A1.2.7 Модель UCL

Метод UCL [Vasseur *et al.*, 1998] представляет собой физико-статистическую модель, состоящую из двух основных этапов. На первом этапе статистические характеристики параметров, описывающие вертикальный профиль структуры индекса рефракции, можно получить на основе результатов анализа долгосрочных данных радиозондирования. С этой целью для расчета параметров турбулентности на основе данных радиозондирования используется статистическая модель [Warnock *et al.*, 1985]. На втором этапе из принятой функции тропосферной турбулентности могут быть получены долгосрочные статистические показатели мерцания на наклонной трассе. При этом используется точный статистический метод и теория распространения радиоволн в турбулентной среде. Помимо данных радиозондирования, прочие параметры, необходимые для прогнозирования мерцания, представляют собой характеристики линии: частота, угол места (превышающий величину от 5° до 10°) и диаметр антенны.

A1.3 Модели прогнозирования и распределения амплитуды мерцания

A1.3.1 Модели Карасавы и МСЭ-R

Karasawa [Karasawa *et al.*, 1988] предложили ряд выражений для долгосрочного кумулятивного распределения отклонения амплитуды (y) как функции процентного временного отношения и прогнозируемого долгосрочного стандартного отклонения. Выражение было получено путем интегрирования функции распределения стандартного краткосрочного отклонения, принимаемого как подчиняющееся закону гамма-распределения, с функцией условного краткосрочного распределения уровня сигнала для заданного стандартного отклонения, которое подчиняется закону гауссова распределения.

Итоговое отклонение амплитуды y , преобладающее для заданного процентного временного отношения P , равно

$$y = (-0,0597 \log^3 P - 0,0835 \log^2 P - 1,258 \log P + 2,672) \sigma, \quad (1A.7)$$

где P находится в диапазоне от 0,01 до 50%, а σ представляет собой долгосрочное (как правило, годовое) стандартное отклонение сигнала. Уравнение 1A.7 корректно согласуется с результатами измерений в плане улучшения характеристик сигнала, однако не учитывает затухание сигнала, особенно в регионе с низкой вероятностью. В целях преодоления данного ограничения путем подбора результатов измерения затухания сигнала в интервале вероятности 0,01–50% было получено следующее соотношение:

$$y = (-0,061\log^3 P - 0,072\log^2 P - 1,71\log P + 3,0)\sigma, \quad (1A.8)$$

В Рекомендации МСЭ-R P.618 утверждено лишь распределение для затухания сигнала.

A1.3.2 Модель Ван де Кампа

Изначально допуская, что основной причиной мерцания на спутниковой линии является турбулентность в облаках, то есть турбулентность в тонких слоях, удаленных от приемника, Ван де Камп [Van de Kamp, 1998, 2000] предположил, что кратковременная амплитуда электрического поля принимаемого сигнала подчиняется закону распределения Райса-Накагами, и, следовательно, распределение уровня сигнала y в децибелах является ассиметричным, что подтверждается результатами наблюдений.

Предложенная модель имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} y_f(P) &= \gamma(P) + \delta(P) \\ y_e(P) &= \gamma(P) - \delta(P), \end{aligned} \quad (1A.9)$$

где $y_f(P)$ – распределение затухания сигнала [дБ], а $y_e(P)$ – распределение улучшения характеристик сигнала (дБ).

$$\begin{aligned} \gamma(P) &= (-0,0515\log^3 P + 0,206\log^2 P - 1,81\log P + 2,81)\sigma, \\ \delta(P) &= (0,172\log^2 P - 0,454\log P - 0,274)\sigma^2 \end{aligned} \quad (1A.10)$$

где σ – долгосрочное стандартное отклонение (дБ). Эти отношения были получены путем подбора кривых.

СПРАВОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ПРИЛОЖЕНИЯ 1

Belloul, B., Saunders, S., Evans, B. [1998] Prediction of scintillation intensity from sky-noise temperature in Earth-satellite links, *Electronics Letters*, Vol. 34, No. 10, pp. 1023-1024.

COST 255 : "Radio wave propagation modelling for new Satcom services at Ku-band and above", COST 255 Final Report, ESA Publications Division, SP-1252, March 2002.

Crane, R.K., Blood, D.W. [1979] "Handbook for the estimation of microwave propagation effects", NASA Contract NAS5-25341, NASA GSFC Greenbelt, MA, Technical Report n. 1, Doc. 7376-TR1.

D'Auria, G., Marzano, F.S., Merlo, U. [1993] Model for estimating the refractive-index structure constant in clear-air intermittent turbulence, *Applied Optics*, Vol. 32, pp. 2674-2680.

Karasawa, Y., Yamada, M., Allnutt, J.E. [1988] A new prediction method for tropospheric scintillation on Earth-space paths, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 36, No. 11, pp. 1608-1614.

Marzano, F.S., D'Auria, G. [1998] Model-based prediction of amplitude scintillation variance due to clear-air tropospheric turbulence on earth-satellite microwave links, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 46, No. 10, pp. 1506-1518.

Ortgies, G. [1993] Prediction of slant-path amplitude scintillation from meteorological parameters, *Proc. Int. Symp. Radio Propagation*, Beijing, pp. 218-221.

Otung, I.E. [1996] Prediction of tropospheric amplitude scintillation on a satellite link, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 44, No. 12, pp. 1600-1608.

Peeters, G., Marzano, F.S., D'Auria, G., Riva, C., Vanhoenacker, D. [1997] Evaluation of statistical models for clear-air scintillation prediction using Olympus satellite measurements, *International Journal of Satellite Communications*, Vol. 15, pp. 73-88.

Van de Kamp, M.M.J.L. [1998] Asymmetrical signal level distribution due to tropospheric scintillation, *Electronics Letters*, Vol. 34, No. 11, pp. 1145-1146.

Van de Kamp, M.M.J.L., Tervonen, J.K., Salonen, E.T., Poiars Baptista, J.P.V. [1999] Improved models for long-term prediction of tropospheric scintillation on slant paths, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 47, No. 2, pp. 249-260.

Van de Kamp, M.M.J.L. [2000] Experimental verification of asymmetrical short-term scintillation distribution model, *Electronics Letters*, Vol. 36, pp. 663-664.

Vasseur, H., Vanhoenacker, D. [1998] Characterisation of tropospheric turbulent layers from the radiosonde data, *Electronics Letters*, Vol. 34, No. 4, pp. 318-319.

Warnock, J.M., Vanzandt, T.E., Green, J.L. [1985] A statistical model to estimate mean values of parameters of turbulence in the free atmosphere, Preprints 7th Symposium on Turbulence and Diffusion, Boulder (U.S.A.), pp. 156-159.

ГЛАВА 5

Рассеяние от отдельно взятой частицы

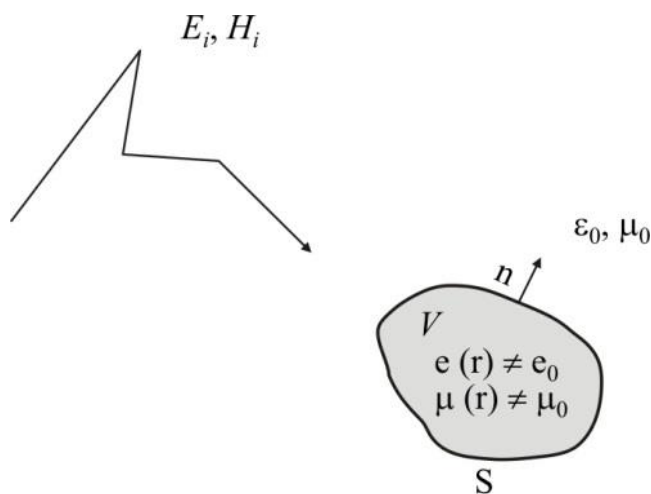
5.1 Общие вопросы

Ряд авторов исследовали проблему рассеяния от отдельно взятой частицы, однако найти систематический подход, который позволил бы получить общее представление о предмете и, кроме того, дал бы возможность судить о достоверности различных решений и границах их возможного применения, оказалось трудно. Те соображения, которые будут изложены ниже, не претендуют на новизну, но могут служить своеобразной путеводной нитью в лабиринте самых современных методов.

Большинство методов (за исключением методов интеграла Фредгольма и конечных элементов) имеют дело с рассеивателями, ограниченными правильной поверхностью (то есть поверхностями, у которых в каждой точке существует только одна нормаль) и представляющими собой изотропные диэлектрики с постоянной диэлектрической проницаемостью. Следует признать, что эти предположения вполне разумны, если речь идет о гидрометеорах, существующих в виде осадков, однако они не верны, если говорить о рассеянии кристалликами льда. Поэтому ими следует пользоваться с большой осторожностью, если мы рассматриваем процесс рассеяния в облаках на большой высоте. Однако исследование подобных ситуаций связано с серьезными техническими трудностями, и лишь немногие берутся за эту проблему.

РИСУНОК 5.1

Пример проблемы, связанной с рассеянием



Radio-Meteo. 05-01

V – объем, а S – поверхность рассеивателя. Индексы "+" и "-" служат для обозначения пространства снаружи и внутри рассеивателя соответственно. Электрические свойства рассеивателя описываются диэлектрической проницаемостью $\epsilon(r)$ и магнитной проницаемостью $\mu(r)$, отличными от аналогичных параметров окружающей среды, которая для простоты считается вакуумом.

Рассеиватель находится внутри электромагнитного поля падающей волны E_i, H_i , созданного внешним источником, который мы обозначим j_{ext} . Следовательно, описание процесса рассеяния сводится к

определению в каждой точке параметров результирующего электрического поля, что можно записать как

$$\begin{cases} E(r) = E_i(r) + E_s(r); \\ H(r) = H_i(r) + H_s(r). \end{cases} \quad (5.1)$$

E_s, H_s называются полем рассеяния. Как правило, нас интересуют его величина вдали от частицы.

5.1.1 Представление поля в интегральной форме

Электромагнитное поле описывается уравнениями Максвелла, которые в нашем случае имеют вид

$$\begin{cases} \nabla \times E = -\mu(r) \frac{\delta H}{\delta t}; \\ \nabla \times H = j_{ext} + \varepsilon(r) \frac{\delta E}{\delta t}. \end{cases} \quad (5.2)$$

Эти уравнения – линейные, и мы можем однозначно записать для гармонических полей и источников (условное обозначение $e^{i\omega t}$ характеризует временную зависимость, означающую, что индекс рефракции имеет вид $m = v - i k$):

$$\begin{cases} \nabla \times E = -i\omega\mu(r)H \\ \nabla \times H = j_{ext} + i\omega\varepsilon(r)E. \end{cases} \quad (5.3)$$

При $k^2 = \omega^2$ получим, что решение уравнения (5.3) ведет себя устойчиво на бесконечности (условие излучения рассеянной волны) и описывается уравнением

$$E(r) = E_i(r) + \bar{G} \otimes \left[(k^2(r) - k_0^2) E(r) + \nabla(\log \mu(r)) \times \nabla \times E(r) \right]. \quad (5.4)$$

Символ $\otimes$ обозначает операцию свертывания. Линейная функция $\bar{G}$ называется линейным векторным оператором Грина для свободного пространства (аффинором). Его можно представить в виде любой из двух эквивалентных формул:

$$\bar{G}(r) = \frac{1}{k_0^2} \left[-\delta(r) + \nabla \times \nabla \times \frac{e^{-ik_0 r}}{4\pi r} \right] \bar{I} = \left[\bar{I} + \frac{1}{k_0^2} \nabla \nabla \cdot \right] \frac{e^{-ik_0 r}}{4\pi r}. \quad (5.5)$$

Второе выражение является наиболее употребимым (например, [Levine and Schwinger, 1951]). Это альтернативный вариант по отношению к уравнению (5.4), которое более широко используется, но не учитывает возможности дальнейшего развития теории:

$$\begin{aligned} E(r) = E_i(r) + \left(\nabla \nabla \cdot + k_0^2 \right) \int_V g(r-r') \left(\frac{\varepsilon(r')}{\varepsilon_0} - 1 \right) E(r') dr' \\ - i\omega \nabla \times \int_V g(r-r') (\mu(r') - \mu_0) H(r') dr', \end{aligned} \quad (5.6)$$

где $g(r) = \frac{e^{-ik_0 r}}{4\pi r}$ является скалярной функцией Грина.

5.1.2 Рассеяние плоской волны в дальнем поле. Оптическая теорема

5.1.2.1 Амплитуда рассеяния

Для определенности нам необходимо задать систему отсчета. Каждый автор, наряду с другими условиями (например, $\pm\omega t$), выбирает свою систему отсчета, поэтому сравнивать их трудно. Мы в качестве системы отсчета примем падающую волну. Если это линейно поляризованная плоская волна, то

$$E_i(r) = E_i e_i e^{-i(k_i \cdot r - \omega t)}, \quad (5.7)$$

где:

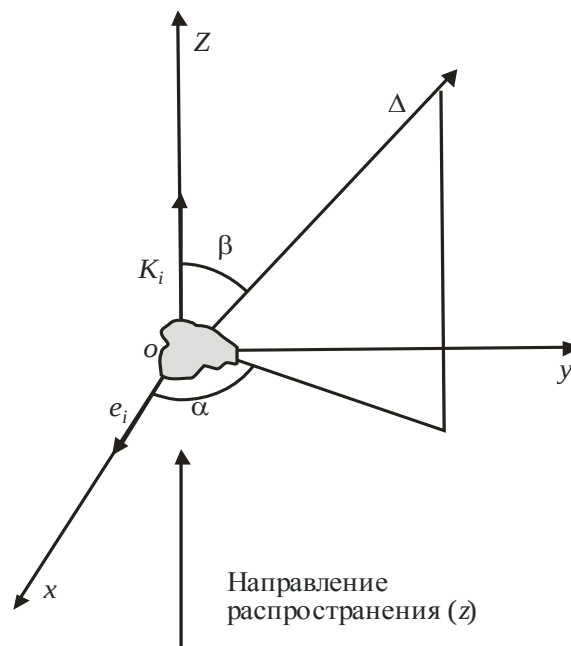
e_i – единичный вектор поляризации;

k_i – волновой вектор ($|k_i| = k_0$);

E_i – амплитуда.

РИСУНОК 5.2

Геометрия рассеяния



Radio-Meteo. 05-02

Обратимся к Рисунку 5.2. Ось Ox расположена на одной прямой с e_i , ось Oz – на одной прямой с k_i (направление распространения волны), а ось Oy замыкает систему отсчета $\left(\hat{y} = \hat{z} \times \hat{x} \right)$. Положение

рассеивателя, который мы будем считать твердым телом, определяется одной из его точек (предпочтительнее выбрать центр масс), которую мы примем за начало координат, и одной осью Δ . Ориентация оси Δ задается двумя углами $0 \leq \beta \leq \pi$ и $0 \leq \alpha \leq 2\pi$ и углом поворота вокруг оси Δ . Если рассеиватель осесимметричен, то последний угол не рассматривается.

Решения на основе уравнения (5.6) справедливы для любой точки пространства вне объема частицы, но если мы рассматриваем точку, сильно удаленную от частицы, то оно становится более простым.

Фактически когда r стремится к бесконечности, то $|r - r'| = r - \frac{r \cdot r'}{r}$.

Поскольку интегрирование производится по конечному объему, эта аппроксимация остается справедливой для достаточно больших r (на практике для $r \gg L^2 / \lambda$, где L – характеристическая длина рассеивателя и $\lambda = 2\pi c / \omega$ длина падающей волны). Тогда поле рассеяния можно выразить как

$$E_s(r) \cong \left(\bar{I} + \frac{\nabla \nabla}{k_0^2} \right) \int_V \frac{e^{-ik_0 r}}{4\pi r} e^{ik_s \cdot r'} \left(k^2(r') - k_0^2 \right) E(r') dr'. \quad (5.8)$$

ПРИМЕЧАНИЕ. $k_s = k_0 r / r$ волновой вектор поля рассеяния, зависящий от начала координат, однако можно показать, что когда речь идет о дальнем поле, то выбор начала координат играет второстепенную роль.

В первой части интеграла оператор дифференцирования относится только к r . После элементарных преобразований уравнения (5.8) получим

$$E_s(r) \cong \left(\bar{I} - \frac{k_s k_s}{k_0^2} \right) \frac{e^{-ik_0 r}}{4\pi r} \int_V e^{ik_s \cdot r'} \left(k^2(r') - k_0^2 \right) E(r') dr'. \quad (5.9)$$

Мы можем сделать вывод, что поле в дальней зоне имеет сферическую структуру и перпендикулярно к своему волновому вектору. Уравнение (5.9) можно записать как

$$E_s(r) \cong E_i S(k_s, k_i) \frac{e^{-ik_0 r}}{ik_0 r} e^{i\omega t}. \quad (5.10)$$

$S(k_s, k_i)$ – вектор, как правило комплексный, ни один из параметров которого не является результатом сложения амплитудных функций S и который называют просто "амплитудой рассеяния". Он зависит от направления наблюдения (k_s), направления падения (k_i) и, очевидно, от свойств самого рассеивателя. Еще раз подчеркнем, что $S \cdot k_s = 0$.

Конечно, в литературе можно найти различные формы математического представления амплитуды рассеяния. Такое многообразие объясняется тем, что этот коэффициент как бы заключен внутри члена, описывающего сферическую структуру. Мы выбрали форму записи, предложенную в [Van de Hulst, 1981].

Для того чтобы получить более точное описание поля, необходимо определить границы наблюдения (см. Рисунок 5.3). Параметр θ обычно называют углом рассеяния, а плоскость (k_s, k_i) – плоскостью рассеяния.

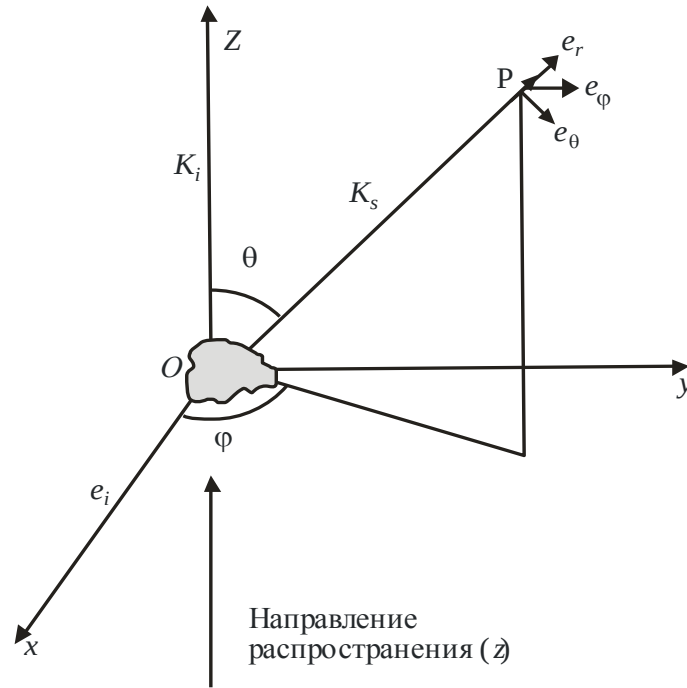
В точке наблюдения $P(r)$ можно использовать локальные координаты (e_r, e_θ, e_ϕ).

Если поле рассеяния E_s выразить в этих локальных координатах, то $S(k_s, k_i) = S_1 e_\phi + S_2 e_\theta$.

Интенсивность рассеяния, которую не следует путать с интенсивностью поля рассеяния, можно представить как $I_s = S_1^2 + S_2^2 = |S|^2$.

Теперь мы можем обратиться к оптической теореме, называемой также теоремой прямого рассеяния.

РИСУНОК 5.3
Геометрия рассеяния



Radio-Meteo. 05-03

5.1.2.2 Оптическая теорема

Среднее значение потока энергии можно получить с помощью среднего значения вектора Пойнтинга S как

$$\langle S \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ E_i \times H_i^* + E_s \times H_s^* + E_i \times H_s^* + E_s \times H_i^* \} \text{ или как } \langle S \rangle = \langle S_i \rangle + \langle S_s \rangle + \langle S' \rangle.$$

Учитывая среднее значение потока энергии, проходящего через сферу с центром в точке O с радиусом R , соизмеримым с размером рассеивателя, получим, что это значение можно найти, взяв интеграл по сферической поверхности от радиальной составляющей $\langle S \rangle$ или $W = W_i + W_s + W'$.

Если рассеиватель способен частично поглощать энергию, то часть энергии падающей электромагнитной волны преобразуется в другую форму энергии (тепло) W_a . В результате преобразования энергии получим $-W_a = W_i + W_s + W'$.

Предположив, что внешний диэлектрик свободен от потерь (свободное пространство), получим $W_i = 0$ и, следовательно,

$$-W' = W_s + W_a. \quad (5.11)$$

Это последнее уравнение показывает, что W' отражает сумму двух эффектов, вызывающих уменьшение энергии волны, падающей вдоль исходного направления, а именно поглощения и рассеяния. В физической оптике сочетание этих двух эффектов называется экстинкцией. Для СВЧ-диапазона используют термин ослабление, а иногда – эффективное ослабление. Используя вполне понятные обозначения, получим

$$2W' = -\frac{E_i^2}{\omega k_0 \mu_0 R} \int_S \operatorname{Re} \left\{ i e_i \times k_s \times S^* e^{i(k_0 R - k_i \cdot r)} + i S \times k_i \times e_i e^{i(k_0 R - k_i \cdot r)} \right\} \cdot k_s dS, \quad (5.12)$$

где для вывода векторов напряженности магнитного поля мы использовали уравнения Максвелла.

Для интегрирования уравнения (5.12) можно использовать метод стационарной фазы, поскольку для фазовых членов характерны очень быстрые колебания. В качестве стационарных можно интуитивно выбрать точки, для которых $k_0 R = |k_i \cdot r|$, то есть $|k_s \cdot k_i| = k_0^2$. Принимая во внимание, что $S \cdot k_s = 0$, с помощью простого преобразования (например, [Born and Wolf, 1980]) получим $W' = \frac{2\pi E_i^2}{k_0^2 Z_0} \text{Re}\{e \cdot S(k_i, k_i)\}$, где $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ – сопротивление вакуума.

Площадь сечения экстинкции σ_{ext} определяется как отношение энергии, поглощенной и рассеянной частицей, к энергии падающего излучения на единицу площади поверхности рассеивателя (часто пользуются также коэффициентом эффективности Q , за который принимается отношение σ к площади проекции поверхности рассеивателя на плоскость, перпендикулярную направлению падения):

$$\sigma_{ext} = \sigma_a + \sigma_s = \frac{W_a + W_s}{|< S_i >|}, \text{ где } \sigma_a \text{ и } \sigma_s - \text{сечения поглощения и рассеяния соответственно.}$$

Так как $|< S_i >| = E_i^2 / (2Z_0)$, то можно без труда получить следующую зависимость:

$$\sigma_{ext} = \frac{\lambda^2}{\pi} \text{Re}\{e_i \cdot S(k_i, k_i)\}. \quad (5.13)$$

Эта формула известна под названием оптическая теорема. Смысл ее заключается в том, что в случае линейно поляризованной волны поперечное сечение экстинкции будет пропорционально одной из составляющих определенной амплитуды рассеянной волны. Под определенной амплитудой подразумевается амплитуда рассеянной в прямом направлении волны $S(k_i, k_i)$, а под составляющей – составляющая, коллинеарная вектору падающего электрического поля, e_i . Эта теорема носит фундаментальный характер, а потому очень полезна. Она применима к любым рассеивателям и, в частности, к рассеивателям, состоящим из большого числа маленьких частиц. Вот почему мы встретим ее еще раз, когда речь пойдет о теории многократного рассеяния.

Весьма важен тот факт, что численные методы оценивания S почти всегда связаны с некоторыми аппроксимациями. Следовательно, нет надобности заранее определять, работает ли оптическая теорема при таких аппроксимациях. Ввиду этого следует проявлять осторожность, когда мы пользуемся ею. Например, при Рэлеевской аппроксимации непродуманное использование оптической теоремы может дать значение $\sigma_{ext} = 0$ для свободного от потерь диэлектрика, что заведомо неверно.

С помощью оптической теоремы можно получить результаты, которые на первый взгляд могут показаться противоречивыми. Если препятствие непрозрачное и площадь его эффективной поверхности в направлении падения равна Σ , то в соответствии с принципом Гюйгенса получим: $\sigma_{ext} = 2 \Sigma$. Этот странный результат следует понимать так, что существуют дополнительные эффекты отражения и/или поглощения от препятствия и эффекты дифракции на краю.

5.1.2.3 Поперечные сечения – использование в радиолокации

В предыдущем параграфе мы говорили о трех сечениях: σ_{ext} , σ_a и σ_s . На практике, особенно в радиолокации, часто используются и другие поперечные сечения.

Плотность потока рассеянной энергии $|< S_s >| = |E_s|^2 / (2Z_0)$ можно использовать для определения дифференциального сечения рассеяния:

$$\sigma_d(k_s, k_i) = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{r^2 |< S_s >|}{|< S_i >|}. \quad (5.14)$$

σ_d имеет ту же размерность, что и полярный/телесный угол. Некоторым образом σ_d имеет отношение к диаграмме направленности интенсивности рассеянного поля. Если проинтегрировать уравнение

(5.14) от 0 до 4π , то получим сечение рассеяния $\sigma_s = \int_{4\pi} \sigma_d d\Omega$. Прямое использование уравнения (5.10)

приводит к следующему соотношению:

$$\sigma_d(k_s, k_i) = \frac{1}{k_0^2} |S(k_s, k_i)|^2 = \frac{\sigma_{ext}}{4\pi} p(k_s, k_i). \quad (5.15)$$

Безразмерная величина $p(k_s, k_i)$ называется фазовой функцией и часто используется в теории распространения излучения. Далее, величину $A = \sigma_s / \sigma_{ext}$ принято считать коэффициентом диффузионного отражения, или альбедо рассеивателя.

В радиолокации используется понятие двухпозиционного сечения локатора

$$\sigma_{bi}(k_s, k_i) = 4\pi \sigma_d(k_s, k_i) \quad (5.16)$$

и сечение обратного рассеяния

$$\sigma_b = 4\pi \sigma_d(-k_i, k_i). \quad (5.17)$$

В формулах (5.16) и (5.17) коэффициент 4π очень удобен, так как позволяет рассматривать цель как изотропный источник.

Оценку σ_a можно получить с помощью интегрирования $\langle s \rangle$ по границе рассеивателя:

$$\sigma_a = \frac{-\int n \cdot \langle s \rangle dS}{\langle s_i \rangle},$$

где n – внешняя нормаль к поверхности рассеивателя. Воспользовавшись теоремой Остроградского–Гаусса, преобразуем последнее уравнение к виду

$$\sigma_a = \frac{k_0 \int_V \varepsilon''(r) |E(r)|^2 dV}{\varepsilon_0 E_i^2}, \quad (5.18)$$

где ε'' – мнимая часть диэлектрической проницаемости (здесь мы полагаем, что $\mu(r) = \mu_0$).

5.2 Методы решения

5.2.1 Аналитические методы

В настоящем параграфе речь пойдет об аналитических решениях (замкнутой формы) уравнения рассеяния линейно поляризованной плоской волны. В некоторых случаях, когда мы имеем дело со специфическими рассеивателями, можно получить точное решение. Эти случаи мы прежде всего и рассмотрим. Затем внимание будет уделено приближенным методам решения.

5.2.1.1 Точное решение

Точное решение можно получить в системе координат, в которой оба уравнения Максвелла (5.3) разделимы, а поверхность рассеивателя определяется одной координатой. Можно показать [Morse and Feshbach, 1953], что эти очень жесткие условия выполняются крайне редко. К счастью, форма гидрометеоров (особенно капель дождя) близка к сфере или сфероиду, что удовлетворяет названным условиям.

5.2.1.1.1 Теория сферического рассеяния Ми

Мие [1908] получил точное решение для изотропного однородного диэлектрика, имеющего форму сферы произвольных размеров, используя в качестве базиса собственных функций оператора

Гельмгольца шаровые гармонические функции. Kerker [1969] распространил это решение для случая, когда $\varepsilon(r)$ сферически стратифицирована.

Подробности этого подхода можно найти в литературе (например, [Stratton, 1941; Born and Wolf, 1959]). Коротко говоря, все эти методы основаны на определении коэффициентов разложения с использованием граничных условий (непрерывность касательных) на поверхности рассеивателя. Здесь мы рассмотрим лишь само решение.

Сфера имеет постоянную диэлектрическую проницаемость ε , а ее магнитная проницаемость равна $\mu = \mu_0$. Для простоты предположим, что диэлектрическая и магнитная проницаемости окружающей среды также постоянны и равны ε_0, μ_0 . Внутри рассеивателя индекс рефракции ($m = \sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0}$) обозначается как $m = v - ik$, где k отражает диссипативные свойства диэлектрика. Вне рассеивателя $m = 1$.

Воспользуемся безразмерным параметром $x = k_0 a = 2\pi a / \lambda_0$, где a – радиус сферы. В дальнем поле в принятой системе координат амплитуду рассеяния $S(\theta, \varphi)$ можно представить как

$$S(\theta, \varphi) = -S_1(x, m, \theta) \sin \varphi e_\varphi + S_2(x, m, \theta) \cos \varphi e_\theta, \quad (5.19)$$

где

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n);$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (b_n \pi_n + a_n \tau_n)$$

и

$$\pi_n = \frac{dP_n(\cos \theta)}{d \cos \theta} \quad \tau_n = \frac{d(\sin \theta \pi_n)}{d \theta}.$$

P_n – полином Лежандра n -порядка. При определении π_n и τ_n не возникает никаких вычислительных трудностей. Простой метод вычисления коэффициентов полинома Лежандра заключается в использовании рекурсивной формулы: $(2j+1)zP_j = (j+1)P_{j+1} + jP_{j-1}$; где z – аргумент полинома. Чтобы упростить процедуру расчета коэффициентов a_n и b_n , целесообразно воспользоваться формулами:

$$a_n = \frac{\left(\frac{A_n(y)}{m} + \frac{n}{x} \right) \operatorname{Re}\{W_n(x)\} - \operatorname{Re}\{W_{n-1}(x)\}}{\left(\frac{A_n(y)}{m} + \frac{n}{x} \right) W_n(x) - W_{n-1}(x)}; \quad (5.20)$$

$$b_n = \frac{\left(mA_n(y) + \frac{n}{x} \right) \operatorname{Re}\{W_n(x)\} - \operatorname{Re}\{W_{n-1}(x)\}}{\left(mA_n(y) + \frac{n}{x} \right) W_n(x) - W_{n-1}(x)},$$

где $W_n(x)$ – функция, вычисляемая рекуррентным способом: $W_n(x) = \frac{2n-1}{x}W_{n-1}(x) - W_{n-2}(x)$ с $W_{-1}(x) = e^{-ix}$ и $W_0(x) = e^{i(\pi/2-x)}$, и где $A_n(y)$ – функция от $y = mx$, также вычисляемая по рекурсивной формуле: $A_n(y) = -\frac{n}{y} + \left(\frac{n}{y} - A_{n-1}(y)\right)^{-1}$ и $A_0(y) = \frac{\sin vx \cos vx + i \sin h\kappa x \cos h\kappa x}{\sin^2 vx + \sin^2 h\kappa x}$.

Все рекурсии должны вычисляться с двойной точностью, чтобы избежать неприемлемых результатов и улучшить сходимость, когда аргументы достаточно велики.

Поперечные сечения

Площади различных поперечных сечений можно определить с помощью интегрирования:

- поперечное сечение рассеяния:
$$\sigma_s = \frac{2\pi}{k_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2); \quad (5.21)$$

- поперечное сечение затухания:
$$\sigma_{ext} = \frac{2\pi}{k_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}\{a_n + b_n\}; \quad (5.22)$$

- поперечное сечение обратного рассеяния:
$$\sigma_b = \frac{2\pi}{k_0^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n (2n+1) (a_n - b_n) \right|^2. \quad (5.23)$$

5.2.1.1.2 Рассеиватели, имеющие форму сфероида

Геометрия рассеивателей, имеющих форму сфероида, позволяет решить уравнение Максвелла аналогичным способом. Тем не менее математическая процедура в этом случае становится более сложной по сравнению со сферическим рассеивателем. Основная трудность связана с тем, что собственные функции зависят от индекса рефракции, и это затрудняет использование описанного метода. Подробное описание проблемы можно найти в [Asano and Sato, 1980].

5.2.1.2 Приближенные решения

5.2.1.2.1 Аппроксимация Рэлея–Ганса

На первом шаге аппроксимации в подынтегральном выражении уравнения (5.9) поле $E(r')$ заменяется падающим полем $E_i(r')$. Эта процедура известна как аппроксимация Рэлея–Ганса, или Рэлея–Дебая, или Борна. Ясно, что такая аппроксимация допустима лишь в том случае, когда рассеивающие свойства рассеивателя выражены слабо. Граничные условия можно определить с помощью итерационной процедуры – на каждом шаге внутреннее поле заменяется полем, вычисленным на предыдущем шаге. Сходимость такой процедуры не очевидна. Тем не менее если L – базисный размер рассеивателя, то можно доказать, что для обеспечения сходимости должны выполняться два условия: $|\varepsilon_r - 1| k_0 L \ll 1$ и $|\varepsilon_r - 1| = |m^2 - 1| \ll 1$.

При рассеянии от капель воды на сверхвысоких частотах $|\varepsilon_r - 1| = |m^2 - 1|$ равно приблизительно 25. Следовательно, подобную аппроксимацию нельзя использовать при рассеянии от гидрометеоров на рабочих частотах современных метеорологических радиолокаторов.

5.2.1.2.2 Рэлеевское рассеяние

Если базисная длина рассеивателя меньше длины волны ($k_0 L \ll 1$), то падающее поле вблизи рассеивателя будет иметь практически такие же характеристики, как и электростатическое поле. Идея аппроксимации заключается в том, чтобы считать поле внутри рассеивателя электростатическим.

Однако в этом случае решение будет зависеть от формы рассеивателя, хотя об этом часто забывают. Приведем два примера.

Рэлеевское рассеяние от сферической частицы

В этом случае электростатическое решение хорошо известно (например, [Stratton, 1941]); поле внутри сферы можно представить как

$$E(r') = \frac{3}{2 + \varepsilon_r} E_i(r'). \quad (5.24)$$

Учитывая уравнения (5.9) и (5.10), получим амплитуду рассеяния:

$$S(k_s, k_i) = \left(\bar{I} - \frac{k_s k_s}{k_0^2} \right) e_i \frac{ik_0^3}{4\pi} \int_V e^{i(k_s - k_i)r} \frac{3(\varepsilon_r - 1)}{\varepsilon_r + 2} dV. \quad (5.25)$$

Для однородной сферы, имеющей радиус a , легко найти

$$S(k_s, k_i) = \left(\bar{I} - \frac{k_s k_s}{k_0^2} \right) e_i \frac{ik_0^3}{k_1^3} (\sin(k_1 a) - k_1 a \cos(k_1 a)) \frac{3(\varepsilon_r - 1)}{\varepsilon_r + 2}, \quad (5.26)$$

где $k_1 = |k_s - k_i|$.

При $a \rightarrow 0$ получим:

$$S(k_s, k_i) = \left(\bar{I} - \frac{k_s k_s}{k_0^2} \right) e_i \frac{ik_0^3}{4\pi} V \frac{3(\varepsilon_r - 1)}{\varepsilon_r + 2}, \quad (5.27)$$

где V – объем рассеивателя. Как упоминалось ранее, $\left(\bar{I} - \frac{k_s k_s}{k_0^2} \right) e_i$ – это компонент e_i , перпендикулярный k_s . Если ξ – угол между e_i и k_s , получаем

$$S = i \sin \xi \frac{k_0^3}{4\pi} V \frac{3(\varepsilon_r - 1)}{\varepsilon_r + 2}. \quad (5.28)$$

Таким образом, диаграмма направленности напряженности рассеянного поля описывается тором идентично диполу, ориентированному вдоль вектора e_i . Поперечное сечение обратного рассеяния представляется зависимостью:

$$\sigma_b = \frac{k_0^4}{4\pi} V^2 \left| \frac{3(m^2 - 1)}{m^2 + 2} \right|^2, \quad (5.29)$$

где мы использовали индекс рефракции внутри рассеивателя $m = \sqrt{\varepsilon_r}$.

Поглощающую площадь можно получить из уравнения (5.18):

$$\sigma_a = k_0 \varepsilon_r V \left| \frac{3}{m^2 + 2} \right|^2. \quad (5.30)$$

Поперечное сечение рассеяния можно определить, проинтегрировав уравнение (5.28) по всему объему:

$$\sigma_s = \frac{3k_0^4}{2\pi} V^2 \left| \frac{(\varepsilon_r - 1)}{\varepsilon_r + 2} \right|^2 \quad (5.31)$$

и для сферы

$$\sigma_s = \frac{128\pi^5 a^6}{3\lambda^4} \left| \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \right|^2. \quad (5.32)$$

Уравнения (5.29), (5.30), (5.31) и (5.32) представляют собой классические формулы Рэлеевской аппроксимации. Напомним еще раз, что все они, за исключением (5.30), применимы лишь для сферических рассеивателей.

Вообще говоря, вопрос о применимости Рэлеевской аппроксимации до конца не решен. Сравнивая Рэлеевскую аппроксимацию с результатами расчета с помощью модели Ми, Kerker [1969] показал, что погрешность этой аппроксимации не превышает 4% при $a = 0,05\lambda$, что свидетельствует об узком диапазоне ее применимости. Тем не менее на частоте 5 ГГц, то есть при $a = 3$ мм, эту аппроксимацию можно использовать для большинства гидрометеоров, хотя на частоте 6 ГГц при $a = 2,9$ мм $< 0,06\lambda$ возникает достаточно сильный резонанс. На частоте 10 ГГц значение $a = 1,5$ мм, а это слишком строгое условие при рассеянии от капель дождя, особенно в случае шторма. В основном теорию Рэлеевского рассеяния можно использовать, когда $k_0 a |\epsilon_r|^{1/2} \leq 0,1$.

Рэлеевское рассеяние от сфероидальной частицы

Поскольку гидрометеоры, как правило, имеют ось симметрии, мы ограничимся рассмотрением сфероидальных гидрометеоров (эту теорию можно распространить и на эллипсоиды, но это связано с громоздкими математическими выкладками).

Ось симметрии Δ определяется углами β , α (см. § 5.1.2.1). Систему координат (O, x, y, z) можно преобразовать в (O, x', y', z') , в которой уравнение сфероиды $x'^2/a^2 + y'^2/a^2 + z'^2/c^2 = 1$ получается в результате простого поворота, описываемого матрицей:

$$\bar{R} = \begin{pmatrix} \cos\beta \cos\alpha & \cos\beta \sin\alpha & -\sin\beta \\ -\sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ \sin\beta \cos\alpha & \sin\beta \sin\alpha & \cos\beta \end{pmatrix}. \quad (5.33)$$

В системе координат (O, x', y', z') напряженность падающего поля E_i можно представить как $E'_i = \bar{R} E_i$

Для электростатического поля внутри рассеивателя получим следующее решение [Stratton, 1941]:

$$E' = \begin{pmatrix} \frac{1}{1 + (\epsilon_r - 1)L_1} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{1 + (\epsilon_r - 1)L_1} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{1 + (\epsilon_r - 1)L_2} \end{pmatrix} E'_i = \bar{C} E'_i. \quad (5.34)$$

Следовательно, возвращаясь к исходной системе координат, получим $E = \bar{R}^{-1} \bar{C} \bar{R} E_i$.

Поскольку Рэлеевская аппроксимация применима лишь для очень маленьких рассеивателей, мы можем предположить, что $e^{i(k_s - k_i) \cdot r'} \approx 1$ в уравнении (5.9), и тогда амплитуда рассеяния будет:

$$S = \frac{i k_0^3}{4\pi} (\epsilon_r - 1) V \left(\bar{I} - \frac{k_s k_s}{k_0^2} \right) \bar{R}^{-1} \bar{C} \bar{R} E_i, \quad (5.35)$$

где $V = (4/3)\pi a^2 c$.

Совершенно ясно, что рассеивающие свойства зависят от вида поляризации падающей волны. В частности, после некоторых преобразований можно сделать следующие выкладки.

Поляризация волны совпадает с осью Ox , $e_i = (1, 0, 0)$:

$$\sigma_{bx} = \frac{k_0^4}{4\pi} V^2 |\epsilon_r - 1|^2 \left[\cos^2 \alpha (p \cos^2 \beta + q \sin^2 \beta) + p \sin^2 \alpha \right]^2 + |q - p|^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \sin^4 \beta \quad (5.36)$$

Поляризация волны совпадает с осью Oy , $e_i = (0, 1, 0)$:

$$\sigma_{by} = \frac{k_0^4}{4\pi} V^2 |\epsilon_r - 1|^2 \left[\sin^2 \alpha (p \cos^2 \beta + q \sin^2 \beta) + p \cos^2 \alpha \right]^2 + |q - p|^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \sin^4 \beta \quad (5.37)$$

где $p = 1/(1 + (\epsilon_r - 1)L_1)$ и $q = 1/(1 + (\epsilon_r - 1)L_2)$, где L_1 и L_2 определены в [Stratton, 1941]:

вытянутый сфероид, $a < c$, а $e^2 = 1 - (a/c)^2$:

$$L_2 = \frac{1 - e^2}{e^2} \left(-1 + \frac{1}{2e} \ln \frac{1 + e}{1 - e} \right) \text{ и } L_1 = \frac{1}{2} (1 - L_2);$$

сплюснутый сфероид, $a > c$, а $u^2 = (a/c)^2 - 1$:

$$L_2 = \frac{1 + u^2}{u^2} \left(1 - \frac{1}{u} \arctg u \right) \text{ и } L_1 = \frac{1}{2} (1 - L_2).$$

В случае сферы $a = c$, так что $L_1 = L_2 = 1/3$ и $p = q = 3/(\epsilon_r + 2)$, и мы приходим к предыдущим результатам.

Заметим, что если даже поперечное сечение обратного рассеяния зависит от формы рассеивателя, то поглощающая площадь (уравнение (5.30)), которая на интересующих нас частотах больше площади сечения рассеяния, будет на два порядка сильнее зависеть от формы рассеивателя.

5.2.2 Приближенные численные методы

Поскольку точные методы решения применимы лишь в немногих конкретных случаях, был разработан ряд методов, которые можно использовать для реальных рассеивателей, таких как большие гидрометеоры. Из-за ограниченного объема этой главы мы не можем описать их все, поэтому остановимся на четырех, наиболее часто используемых.

5.2.2.1 Метод подгонки по точкам

В принципе этот метод применим к любым однородным рассеивателям с правильными границами. Он, в сущности, вытекает из теории Ми, основанной на представлении поля в виде собственных функций векторного уравнения Гельмгольца [Oguchi, 1960]: $\nabla^2 A + k^2 A = 0$ при $k = \text{const}$.

В отличие от случая, когда рассеиватель имеет сферическую форму, здесь мы не можем точно подобрать граничные условия, при которых поверхность рассеивателя не совпадала бы с координатной поверхностью. Задача заключается в том, чтобы ограничить разложение конечным числом членов и обеспечить выполнение граничных условий для достаточного числа точек на граничной поверхности, по которым можно будет определить неизвестные коэффициенты разложения.

Подробное описание всей процедуры выходит за рамки настоящего Справочника. Остановимся на кратком ее изложении согласно [Oguchi 1973].

Предположив, что начало координат находится внутри рассеивателя, получим следующие выражения для базисных функций векторного уравнения Гельмгольца в сферической системе координат (r, β, α) :

$$\begin{aligned} \begin{matrix} m_{emn} \\ m_{omn} \end{matrix} &= \begin{pmatrix} - \\ + \end{pmatrix} \frac{m}{\sin \theta} z_n(kr) P_n^m(\cos \beta) \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} m\alpha e_\beta - z_n(kr) \frac{\partial P_n^m}{\partial \beta} \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} m\alpha e_\alpha; \\ \begin{matrix} n_{emn} \\ n_{omn} \end{matrix} &= \frac{n(n+1)}{kr} z_n(kr) P_n^m(\cos \beta) \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} m\alpha e_r + \frac{1}{kr} \frac{\partial}{\partial r} [r z_n(kr)] P_n^m(\cos \beta) \begin{matrix} \cos \\ \sin \end{matrix} m\alpha e_\beta; \quad (5.38) \\ &\quad \begin{pmatrix} - \\ + \end{pmatrix} \frac{m}{kr \sin \theta} \frac{\partial}{\partial r} [r z_n(kr)] P_n^m(\cos \beta) \begin{matrix} \sin \\ \cos \end{matrix} m\alpha e_\alpha, \end{aligned}$$

где P_n^m – соответствующие функции Лежандра ($m \leq n$), $z_n(kr)$ – шаровая функция Бесселя, а k – порядковый номер волны.

Выбор функций Бесселя зависит от желаемого поведения решения уравнения в окрестности начала координат и на бесконечности. Вблизи начала координат предпочтение следует отдать шаровым функциям Бесселя первого рода, а на бесконечности – четвертого рода (функция Ханкеля). m называется модой.

Если обозначить напряженность суммарного поля внутри рассеивателя через E_- , а напряженность рассеянного поля, как обычно, через E_s , то получим следующее разложение:

$$\begin{aligned} E_- &= E_i \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m \leq n} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_{mn} m_{omn}^{(1)} - i b_{mn} n_{emn}^{(1)}); \quad (5.39) \\ E_s &= E_i \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m \leq n} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)} (c_{mn} m_{omn}^{(3)} - i d_{mn} n_{emn}^{(3)}). \end{aligned}$$

Аналогичные уравнения, включающие те же неизвестные коэффициенты, используются для описания магнитных полей. Эти коэффициенты можно определить с помощью граничных условий на поверхности гладкого рассеивателя.

$$\begin{aligned} n \times (E_i + E_s - E_-) &= 0; \\ n \times (H_i + H_s - H_-) &= 0, \end{aligned} \quad (5.40)$$

где n – внешняя нормаль к поверхности рассеивателя.

Из-за того что тангенциальные составляющие полей имеют две степени свободы, эти граничные условия сводятся к четырем скалярным уравнениям. Умножив эти уравнения на $\cos \alpha$ или $\sin \alpha$ и проинтегрировав их по всему диапазону $(0, 2\pi)$, получим четыре выражения следующего вида:

$$\sum_{n=m}^{\infty} h_n C_n(\beta) = D(\beta). \quad (5.41)$$

h_n описывают неизвестные коэффициенты, а C_n и D включают шаровые функции Бесселя, соответствующие функции Лежандра и их производные. Если обрезать сумму в (5.41) до N , то число неизвестных коэффициентов будет $4(N - m + 1)$, и их можно определить по $(N - m + 1)$ точкам $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_{N-m+1}$ равномерно распределенным в интервале $(0, \pi)$, получив в результате систему алгебраических уравнений первого порядка.

Эту процедуру следует повторить для каждой моды от 0 до M . Если рассеиватели осесимметричны, то вычисление упрощается и сводится к разложению в ряд Фурье на плоскости азимутального угла.

В описанном методе число точек, по которым осуществляется подгонка, равно числу неизвестных коэффициентов. Эта процедура называется коллокацией. Для сильно деформированных рассеивателей

можно добиться существенного улучшения результатов, если использовать метод наименьших квадратов, охватив при этом большее количество точек, чем строго требуется для определения неизвестных коэффициентов [Morrison and Cross, 1974]. Такой прием рекомендуется использовать для больших капель дождя.

Сама идея разложения волны, отраженной от несферического рассеивателя, на векторные шаровые функции сомнительна [Van der Berg and Fokkema, 1979], поэтому метод подгонки по точкам можно использовать лишь для умеренно деформированных капель дождя. В любом случае эти методы применимы только к однородным рассеивателям, исключая такие гидрометеоры, как мокрый снег.

По амплитуде рассеяния, вычисленной с помощью этого метода, были определены параметры (то есть k и α), которые приводятся в Рекомендации МСЭ-R P.838.

5.2.2.2 Метод Т-матрицы

Этот метод, называемый еще МРГУ (метод расширенных граничных условий), также основан на разложении на векторные шаровые функции, но в этом случае неизвестные коэффициенты определяются с помощью представления полей в интегральной форме (см. § 5.1.1). В статье [Barber and Yeh, 1975] приводится ясное и полное описание этого метода. В основе его лежат следующие два основных принципа:

- определяются "эквивалентные токи" $n \times E$ и $n \times H$, которые создают нулевое поле внутри рассеивателя. В некотором смысле классические граничные условия на поверхности становятся граничными условиями в объеме (нулевое поле), этим и объясняется термин "расширенные граничные условия";
- благодаря аналитической непрерывности поля внутри рассеивателя достаточно задать нулевое поле в любой части рассеивателя; для этого, как правило, выбирается сфера, вписанная в частицу.

Процедура сводится к следующему:

- 1) разложить E_i и H_i на шаровые гармонические функции. В операторном виде:

$$E_i = \sum_n a_n \Phi_n^{(1)}(r, \beta, \alpha); \quad (5.42)$$

- 2) рассеянное поле вдали от частицы также разложить на шаровые гармоники:

$$E_s = \sum_n b_n \Phi_n^{(3)}(r, \beta, \alpha). \quad (5.43)$$

Обрезав две полученные суммы до N , получим матрицу перехода, или Т-матрицу $[b] = T[a]$, а раз она известна, то задача рассеивания решена.

Для того чтобы определить эту матрицу, необходимо сделать следующее:

- 3) разложить аффино́р $\bar{G}$ на шаровые гармоники (если заданы граничные условия в окрестности начала координат). Ортогональность шаровых гармоник позволяет выразить коэффициенты a_n в виде линейных зависимостей от интегралов эквивалентных токов, взятых по поверхности;
- 4) используя аналогичную процедуру за границами рассеивателя, получим линейные соотношения между коэффициентами b_n и эквивалентными токами;
- 5) если исключить эквивалентные токи, связывающие две предыдущие линейные системы, то получим Т-матрицу, устанавливающую взаимосвязь между a_n и b_n .

Число N (порядок обрезания разложения) членов разложения, необходимых для получения решения с удовлетворительной точностью, зависит от формы, размера и индекса рефракции рассеивателя.

Этот метод проще, чем метод подгонки по точкам. Он применим для более деформированных рассеивателей и его можно распространить на случай многослойных рассеивателей. Однако для больших частиц, для которых трудно вычислять поверхностные интегралы, сходимость этого метода довольно плохая.

5.2.2.3 Метод, использующий интеграл Фредгольма (МИФ)

Исходным в этом методе является уравнение (5.4), которое, как мы показали выше, для линейного падающего поля преобразуется в уравнение (5.9). Напряженность внутреннего поля $E_i(r')$ можно определить с помощью интегрального уравнения Фредгольма второго рода. Трудность возникает из-за того, что в окрестности начала координат функция Грина имеет особые точки, что не позволяет использовать классический метод решения. Для решения проблемы [Holt *et al.*, 1978] предложили использовать преобразование Фурье, в результате чего получается новое интегральное уравнение, ядро которого не является сингулярным.

Перепишем интегральное уравнение в виде

$$E(r) = E_i(r) + \int_V \overline{G}(r-r') \gamma(r') E(r') dr'. \quad (5.44)$$

Умножив (5.44) на $\gamma(r) e^{ik_1 \cdot r}$ и проинтегрировав по всему объему рассеивателя, получим (отбросив амплитуду E_i):

$$\begin{aligned} \int_V E(r) e^{ik_1 \cdot r} \gamma(r) dr &= e_i \int_V e^{i(k_1 - k_i) \cdot r} \gamma(r) dr \\ &+ \int_V \int_V e^{ik_1 \cdot r} \gamma(r) \overline{G}(r-r') \gamma(r') E(r') dr dr'. \end{aligned} \quad (5.45)$$

Поскольку для того чтобы рассчитать рассеяние (5.44), нам нужно определить только $E_-(r)$, можно предположить, что $E(r)$ разложимо в ряд Фурье и

$$E(r) = \int C(k_2) e^{ik_2 \cdot r} dk_2. \quad (5.46)$$

Подставив (5.46) в (5.45), получим

$$\int \overline{K}(k_1, k_2) \cdot C(k_2) dk_2 = e_i U(k_1, k_2), \quad (5.47)$$

где

$$U(k_1, k_2) = \int \gamma(r) e^{i(k_1 - k_2) \cdot r} dr \quad (5.48)$$

и

$$\overline{K}(k_1, k_2) = \overline{I} U(k_1, k_2) - \int \int e^{ik_1 \cdot r} \overline{G}(r-r') \gamma(r') e^{ik_2 \cdot r'} dr dr'. \quad (5.49)$$

Сингулярность $\overline{K}$ устранена за счет аналитического интегрирования. Решение уравнения (5.47) достигается с помощью вычисления интегралов численным способом. Это равносильно замене интеграла в (5.46) конечной суммой:

$$E(r) = \sum_{j=1}^n C_j e^{ik_j \cdot r}. \quad (5.50)$$

Следовательно, если рассмотреть уравнение (5.47) для n значений $k_1(k_{1j}, j=1, n)$, то получим представление этого уравнения в матричной форме, и решить его уже несложно. Holt *et al.* [1978] показали, что если векторы k_{2j} и k_{1j} равны между собой, решение можно получить с помощью вариационного принципа Свингера и что численная процедура устойчива.

Метод, использующий интеграл Фредгольма, безусловно, является наиболее применимым в общем случае численным методом. Его можно использовать для любых рассеивателей, при условии что их

форма и размеры позволяют осуществить интегрирование аналитическим способом. В основном его применяют, когда рассеиватели имеют форму эллипсоидов [Holt *et al.*, 1976], для частиц с острыми краями [Shepherd and Holt, 1983] и для неоднородных частиц [Hardaker and Holt, 1994]. Однако по сравнению с другими методами, разработанными для однородных частиц, имеющих форму, близкую к сферической, он более сложен и более медленный. Его сходимость можно проверить в процессе вычисления, не возобновляя процедуру с самого начала. Кроме того, если изменилась величина индекса рефракции, то это потребует повторных вычислений лишь для некоторой части шагов всей процедуры.

5.2.2.4 Методы конечных элементов

Огромное преимущество этих методов заключается в том, что их можно использовать для рассеивателей неправильной формы. В частности следует упомянуть о следующих из них.

5.2.2.4.1 Унимоментный метод

Краткое описание метода [Morgan and Mei, 1979; Morgan 1980]. Метод основан на описании поля с помощью связанного с азимутом потенциала (CAP), что в основном допустимо для изотропных, неоднородных, свободных от потерь осесимметричных сред. В таких средах электромагнитное поле можно представить, используя вышеназванный подход – в виде двух потенциалов, которые удовлетворяют самосопряженной системе дифференциальных уравнений в частных производных или, что равносильно, вариационному критерию. Используя вариационный алгоритм конечных элементов в сочетании с трехрегиональным унимоментным методом, можно получить решения уравнений рассеяния для каждого из множества полей, падающих на проницаемое однородное тело вращения, имеющее произвольную форму.

Применение. Помимо некоторых других случаев, унимоментный метод используется для вычисления амплитуды рассеяния от осесимметричных капель дождя [Fang and Lee, 1978; Morgan, 1980]. Форма капель либо задается в соответствии с [Pruppacher and Pitter, 1971], либо считается сплюснутым сфероидом. Сравнение данного метода с другими по результатам расчета приводится в [Morgan, 1980].

5.2.2.4.2 Метод граничных элементов

Краткое описание метода [Schlemmer *et al.*, 1993]. Метод основан на использовании функции Грина для свободной от потерь среды и представлении процесса рассеяния электромагнитной энергии в интегральной форме. Область интегрирования, то есть поверхность диэлектрика, разбивается на конечное число элементов, что позволяет осуществить интегрирование численными методами. Такое разбиение поверхности рассеивателя можно провести, используя метод восьми граничных узловых элементов. И наконец, интегральное уравнение преобразуется в систему линейных уравнений, которую можно решить методом исключения (метод Гаусса).

Применение. Помимо прочих применений, метод граничных элементов используется для расчета рассеяния от сферических частиц. В [Schlemmer *et al.*, 1993] сравниваются результаты такого расчета с решениями, полученными с помощью метода Ми.

5.3 Выполнение численных процедур

Описание большинства численных процедур, используемых в алгоритмах, о которых говорилось в настоящей главе, приводится в [Poiars Baptista, 1994]. В качестве руководства в Таблице 5.1 даются основные, наиболее полезные характеристики различных методов.

ТАБЛИЦА 5.1

Методы расчета рассеяния от отдельной частицы

Метод расчета	Особые преимущества	Ограничения в применении	Требования к вычислительной технике
Рэлеевский	Простой аналитический метод	Для очень маленьких частиц $0 < ka < 0,3$	Обычные
Ми	Точный	Для гомогенных сфер	Умеренные
Обобщенный метод Ми для многослойных сфер	Точный	Только для сферических рассеивателей	Умеренные
Обобщение на случай сфероида	Точный	Для однородных частиц	Большой объем памяти. Повторные вычисления
Подгонка по точкам (коллокация)	Применим для рассеивателей неправильной формы	Ненадежен в смысле сходимости. Применим для однородных рассеивателей	Большой объем памяти
Метод Т-матрицы	Применим для многослойных рассеивателей неправильной формы	Плохая сходимость, контролировать ее трудно	Большой объем памяти
Метод, использующий интеграл Фредгольма	Применим для сильно деформированных неоднородных рассеивателей. Алгоритм устойчив	Трудности в реализации, медленный	Большой объем памяти

СПРАВОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

- ASANO, S. and SATO, M. [1980] Light scattering properties of spheroidal particles. *Applied Optics*, 19, pp. 962-974.
- BARBER, P. and YEH, C. [1975] Scattering of Electromagnetic Waves by Arbitrarily shaped Dielectric Bodies. *Applied Optics*, 14, 2, pp. 2864-2872.
- BORN and WOLF [1980] *Principles of optics*. Ed. Pergamon.
- FANG, D.J. and LEE, F.J. [1978] Tabulations of raindrop induced forward and backward scattering amplitudes. *COMSAT Tech.Rev.*, 8(2), pp. 455-486.
- HARDAKER, P.J. and HOLT, A.R. [1994] Electromagnetic Scattering from Luneberg lens. *J. Electromagnetic Waves and Applications*, 8, pp. 391-405.
- HOLT, A.R., UZUNOGLU, N.K. and EVANS, B.G. [1978] An Integral Equation Solution to the Scattering of Electromagnetic Radiation by Dielectric Spheroids and Ellipsoids. *IEEE-Trans. Ant. and Prop.*, AP-26.5, pp. 706-712.
- HOLT, A.R., UZUNOGLU, N. and EVANS, B.G. [1976] An Integral Equation Solution to the Scattering of Electromagnetic Radiation by Dielectric Spheroids and Ellipsoids. *Proc. IEEE/AP-S International Symposium*, Amherst, pp. 415-428.
- KERKER, M. [1969] *The Scattering of Light*. Ed. Academic Press.
- LEVINE, H. and SCHWINGER, J. [1951] On the theory of electromagnetic wave diffraction by an aperture in an infinite plane conducting screen, in "The theory of Electromagnetic Waves", Ed. Dover Publications, pp. 355-391.
- MIE, G. [1908] Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Ann. Phys. Leipzig*, 25, pp. 377-445.
- MORGAN, M.A. and MEI, K.K. [1979] Finite Element Computation of Scattering by Inhomogeneous Penetrable Bodies of Revolution. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, 27, 2, pp. 202-214.
- MORGAN, M.A. [1980] Finite Element Computation of Microwave Scattering by Raindrops. *Radio Sci.*, 15, 6, pp. 1109-1119.
- MORRISON, J.A. and CROSS, M.J. [1974] Scattering of a plane electromagnetic wave by axi-symmetric raindrops. *B.S.T.J.* 15, 6, pp. 955-1019.
- MORSE, P.M. and FESHBACH, H. [1953] *Methods of Theoretical Physics*. Ed. McGraw-Hill.
- OGUCHI, T. [1973] Attenuation and Phase Rotation of Radio Waves due to Rain: Calculations at 19.3 and 34.8 GHz. *Radio Sci.*, 8, 1, pp. 31-38.
- OGUCHI, T. [1960] Attenuation of Electromagnetic Wave due to Rain with Distorted Raindrops. *J. Radio Res. Lab.*, 7, 33, pp. 467-485.
- POIARES BAPTISTA, J.P.V. (Editor) [1994] *OPEX Reference Book on Radar; Second Workshop of the OLYMPUS Propagation Experimenters*. European Space Agency WPP-083, Noordwijk. 8-10 November 1994.
- PRUPPACHER, H.R. and PITTER, R.L. [1971] A Semi-Empirical Determination of the Shape of Cloud and Rain Drops. *J. Atmos. Sci.*, 28, 1, pp. 86-94.
- SCHLEMMER, E., RUCKER, W.M. and RICHTER, K.R. [1993] Boundary Element Computations of 3D Transient Scattering, from Lossy Dielectric Objects. *IEEE Trans. on Magn.*, 29, 2.
- SHEPHERD, J.W. and HOLT, A.R. [1983] The Scattering of Electromagnetic radiation from dielectric cylinders. *J. Phys. A. (Math. gen.)*, 16, pp. 651-662.
- STRATTON, J.A. [1941] *Electromagnetic Theor.* Ed. McGraw-Hill.
- VAN de HULST, H.C. [1981] *Light scattering by small particles*. Dover Publ., NY.
- VAN der BERG, P.M. and FOKKEMA, J.T. [1979] The Rayleigh Hypothesis in the Theory of Diffraction by a Cylindrical Obstacle. *IEEE Trans. Ant. and Prop.*, AP-27, 5, pp. 577-583.

ГЛАВА 6

Ослабление и рассеяние в атмосферных газах

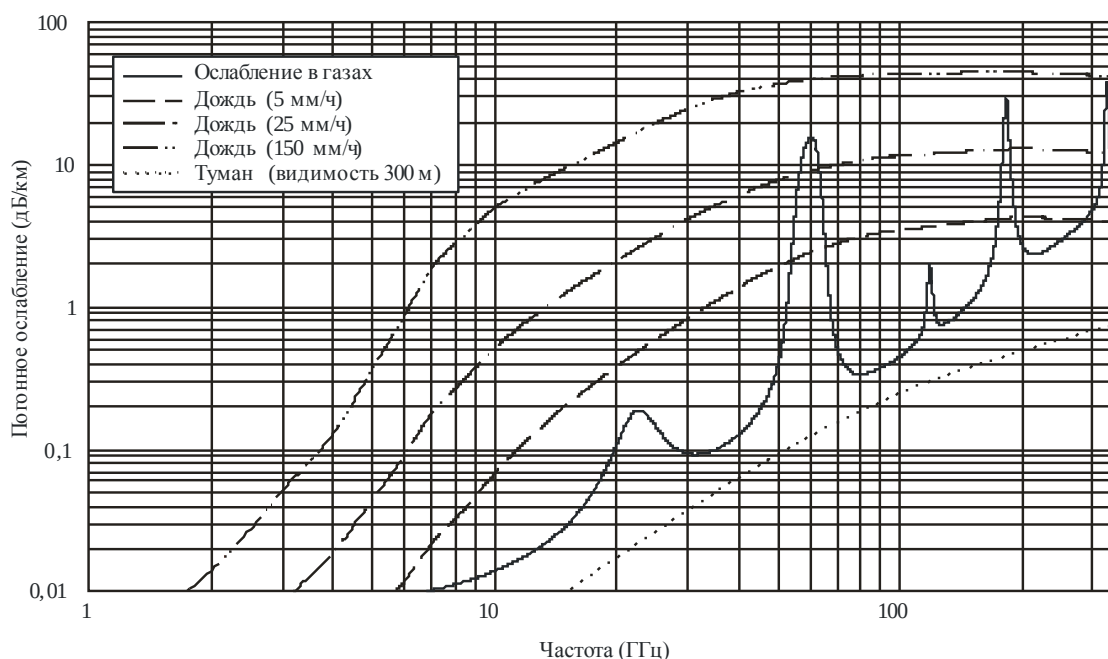
Молекулярное поглощение радиоволн, распространяющихся в атмосфере Земли на сантиметровых и миллиметровых длинах волн, обусловлено главным образом наличием кислорода (O_2) и водяного пара. Молекулы азота (N_2), наиболее распространенного газа (объемное содержание в воздухе 78%), не имеют микроволновых линий ввиду отсутствия постоянного дипольного момента, однако проявляют слабое нерезонансное поглощение в связи с наличием дипольных моментов, вызываемых столкновениями. В условиях очень сухого воздуха на частоте 100 ГГц поглощение становится существенным. В газовых примесях (например, CO , CO_2 , N_2O и O_3) возникает резонансное поглощение, которое может стать значительным в условиях очень сухого воздуха, особенно на частотах более 70 ГГц [Waters, 1796]. Для решения ряда прикладных задач, в частности дистанционного зондирования атмосферы и навигации, необходимо наличие информации о влиянии этих второстепенных составляющих.

На Рисунке 6.1 приведен пример погонного ослабления мощности сигнала (дБ/км), обусловленного наличием газов на уровне моря, как функция частоты в диапазоне от 1 до 350 ГГц. В расчетах используется среднегодовая глобальная эталонная атмосфера, описанная в Рекомендации МСЭ-R P.835-5 ($P = 1013,25$ гПа, $T = 288,15$ К, $\rho = 7,5$ г/м³ на поверхности). На Рисунке 6.1 показано также погонное ослабление мощности сигнала, обусловленное наличием света, умеренного и сильного дождя, а также тумана, достаточно плотного, чтобы уменьшить видимость до 300 м.

В настоящей главе излагаются предпосылки и дополнительная информация по ослаблению радиоволн в атмосферных газах, описанному в Рекомендации МСЭ-R P.676-9. Кроме того, рассмотрено воздействие рассеяния в газах.

РИСУНОК 6.1

**Погонное ослабление, вызванное атмосферными газами
(молекулярным кислородом и водяным паром), дождем и туманом**



6.1 Физические предпосылки поглощения в атмосферных газах

При взаимодействии электромагнитной волны с газообразной полярной молекулой, обладающей дипольным моментом, энергия падающего излучения передается молекуле, и электроны молекулы переходят на более высокий энергетический уровень. Из возбужденного состояния молекула может перейти на более низкий энергетический уровень посредством излучения энергии в виде электромагнитных волн. Энергетические уровни газообразных молекул четко определены и дискретны, поэтому соответствующие взаимодействия происходят на строго определенных частотах, в результате чего образуются спектральные линии. Такие факторы внешней среды, как температура и в особенности давление, приводят к уширению спектральных линий и образованию полос частот, на которых происходит поглощение энергии и, следовательно, ослабление сигнала.

Молекула – это сочетание двух и более связанных между собой атомов, которые могут колебаться около положения равновесия. Молекула как одно целое также может совершать вращательные движения. Кроме того, электроны обладают потенциальной и кинетической энергией. Таким образом, полная энергия отдельно взятой газообразной молекулы может быть выражена с высокой долей точности в виде компонентов, относящихся к различным возбужденным состояниям и режимам движения:

$$E = E_e + E_v + E_r + E_t, \quad (6.1)$$

где E_e , E_v , E_r и E_t – электронная, колебательная и вращательная энергии соответственно, а E_t – поступательная (положение и скорость центра массы молекулы), или кинетическая, энергия. Первые три члена уравнения (6.1) квантованы и принимают только дискретные значения, состоящие из одного или более квантовых чисел, которые определяют энергетическое или квантовое состояние. Строго говоря, кинетическая энергия молекулы E_t также квантована, но разность между энергетическими уровнями столь незначительна, что ее невозможно обнаружить экспериментально [Bohren and Clothiaux, 2006]. Кроме того, изменение поступательной энергии оказывает ничтожно малое воздействие на энергетические уровни молекулы, и в данном контексте им можно пренебречь. Поскольку в механической системе нет четкого разграничения вращательных и колебательных движений (например, для двух материальных точек, связанных упругим элементом), то разложение общей энергии отдельной молекулы на различные виды согласно уравнению (6.1) является лишь приблизительным [Bohren and Clothiaux, 2006].

Электронные уровни энергии возникают при перемещении электронов между различными орбитами и соответствуют наивысшим уровням энергии, поэтому перемещения между электронными энергетическими уровнями происходят в УФ и видимой областях электромагнитного спектра.

Колебательные уровни энергии возникают в результате различных режимов колебаний молекулы, тогда как вращательные уровни энергии возникают при вращении молекулы вокруг различных осей и соответствуют самым низким энергетическим уровням; перемещения электронов между вращательными энергетическими уровнями, как правило, происходят при микроволновом излучении, в миллиметровых и субмиллиметровых областях электромагнитного спектра [Elachi, 1987].

Вращательные уровни энергии зависят от трех главных моментов инерции молекулы. Существует четыре различных типа вращающихся молекул [Elachi, 1987]:

- 1) два момента инерции равны, третий – незначителен. Это справедливо для двухатомных и линейных многоатомных молекул, таких как O_2 и CO_2 соответственно;
- 2) молекулы со сферической симметрией, в которых все три момента инерции равны; это характерно для метана (CH_4);
- 3) молекулы с элементами вращательной симметрии, в которых равны два момента инерции, например аммиак (NH_3);
- 4) молекулы типа асимметрического волчка, например H_2O и SO_2 , в которых все три момента инерции различны.

Взаимодействие между газообразными молекулами и падающим электромагнитным полем проявляется в форме поглощения или выделения энергии и происходит посредством электрического

или магнетического дипольного или квадрупольного момента молекулы. Поэтому для взаимодействия молекулы с магнитным полем и, следовательно, поглощения или испускания фотона частоты f она должна обладать, по крайней мере временно, диполем, генерирующим колебания на данной частоте. При выделении или поглощении этот диполь (в понятиях квантовой механики) обозначается дипольным моментом.

Взаимодействия, приводящие к изменению дипольного момента, могут значительно различаться по интенсивности. Электрические дипольные взаимодействия сильнее магнитных дипольных взаимодействий приблизительно в 10^5 раз, в то время как взаимодействия электрического диполя приблизительно в 10^8 раз сильнее электрических квадрупольных взаимодействий. Таким образом, электрические дипольные взаимодействия обуславливают появление наиболее интенсивных спектральных линий, которые в общем случае являются допустимыми переходами. Прочие переходы в широком смысле называются запрещенными. Характер перехода определяется в категориях квантовых чисел верхнего и нижнего уровней, а взаимодействие между уровнями определяется правилами отбора. При переходе между двумя энергетическими уровнями частота f при поглощении

или испускании кванта излучения определяется условием частот Бора $f = \frac{\Delta E}{h}$, при котором h – постоянная Планка, а ΔE – перепад энергии между двумя энергетическими уровнями, участвующими в переходе.

Наиболее распространенные переходы вызывают одновременные изменения электронной, колебательной и вращательной энергии. Наименьшие энергетические переходы, встречающиеся чаще всего, значительно различаются для трех видов энергий, что позволяет выработать подходящий метод их дифференциации. Как правило незначительные изменения вращательной энергии составляют порядка 1 см^{-1} ($\sim 30 \text{ ГГц}$), при этом вращательные спектральные линии, то есть линии, возникающие при изменении вращательного энергетического уровня молекулы, образуют часть микроволнового излучения диапазоном до субмиллиметрового или длинноволнового инфракрасного спектра. Колебательные переходы в основном приводят к изменениям энергии величиной более 600 см^{-1} ($\sim 20 \text{ ТГц}$). Подобные переходы происходят не сами по себе, а только в сочетании с многочисленными одновременными вращательными изменениями, порождая при этом группы спектральных линий, которые образуют колебательно-вращательные полосы, как правило, в инфракрасной области спектра. Электронные переходы обычно вызывают энергетические изменения величиной в несколько электрон-вольт. Возникающее в результате поглощение или испускание, как правило, происходит в видимой или ультрафиолетовой области электромагнитного спектра.

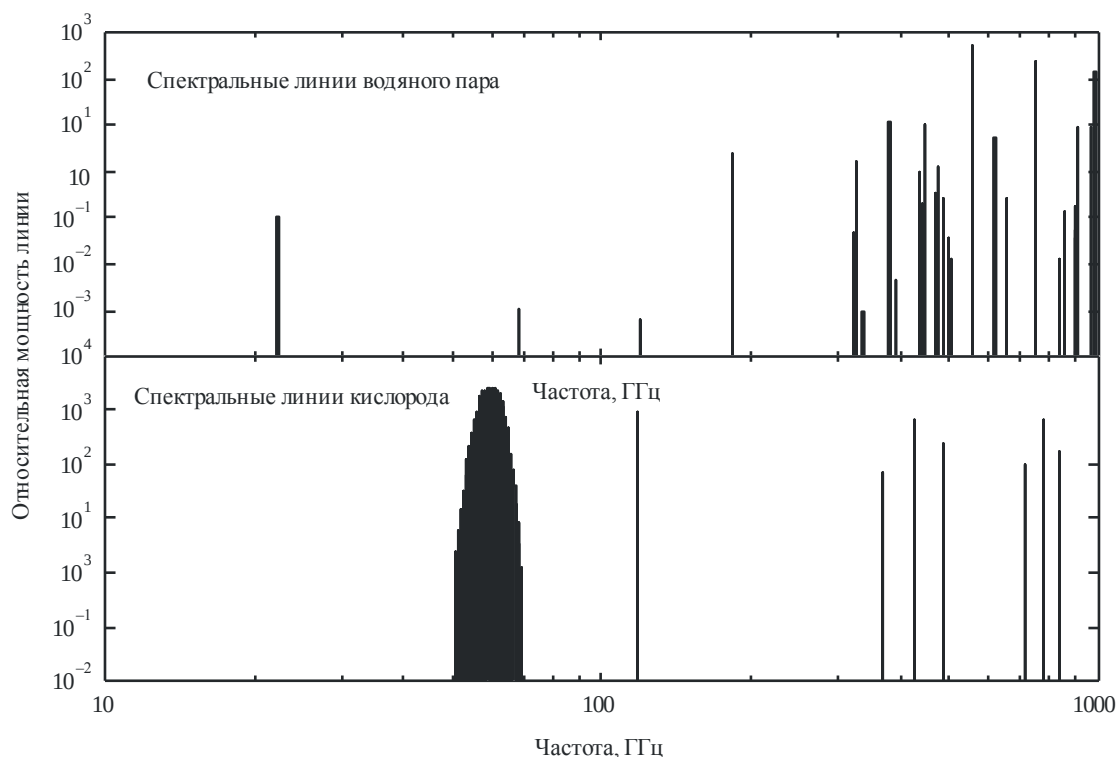
При микроволновом излучении большинство переходов на миллиметровых и субмиллиметровых длинах волн являются исключительно вращательными (при некоторых исключениях), а моделирование взаимодействия радиоволн и молекул газа, как правило, осуществляется прямолинейно. Молекулы кислорода и водяного пара являются наиболее распространенными в атмосфере Земли молекулами, которые взаимодействуют с электромагнитным излучением на миллиметровых и субмиллиметровых длинах волн. Водяной пар – молекула типа асимметричного волчка, с постоянным электрическим моментом диполя, обладающая сложным спектром с переходами между вращательными уровнями энергии, основанными на каждом из трех различных моментов инерции. Большинство ее спектральных линий находятся в субмиллиметровой или инфракрасной областях спектра, хотя низкочастотный переход ($6_{-5} \leftarrow 5_{-1}$, учитывая вращательные энергетически уровни частотой около 500 см^{-1} или $\sim 500 \text{ ТГц}$) происходит на частоте $22,235 \text{ ГГц}$. На Рисунке 6.2 показано расположение и соотношение значений интенсивности спектральных линий водяного пара на частотах до 1000 ГГц .

С одной стороны, поглощение радиоволн водяным паром на микроволновых частотах является результатом воздействия электрического поля и вращающегося электрического диполя молекулы. В большинстве молекул с четным числом электронов электронные спины образуют пары в целях нейтрализации магнитных воздействий, в результате чего возникает электрический дипольный момент. С другой стороны, кислород как аномальная молекула имеет два неспаренных электрона, которые порождают постоянный магнитный дипольный момент. В результате взаимодействия магнитной составляющей падающего электромагнитного излучения с постоянным магнитным дипольным моментом формируется механизм поглощения. Молекула кислорода парамагнитна, она

имеет два неспаренных параллельных электронных спина, ее основное электронное состояние $^3\Sigma_1$. Изменение направлений данных спинов приводит к сверхтонким вращательным ("спин-флип") переходам между уровнями с образованием полосы вращательных спектральных линий порядка 60 ГГц, а также отдельной линии, имеющей частоту 118,75 ГГц. Несмотря на то что магнитные дипольные моменты значительно меньше электронных дипольных моментов, некоторые переходы довольно интенсивны ввиду высокой концентрации молекул кислорода в каждом низком вращательном угловом моменте и значительной концентрации O_2 в атмосфере Земли. Энергетические переходы между различными вращательными уровнями приводят к дальнейшему возникновению спектральных линий на частотах 367 ГГц и выше [Gibbins, 1986]. Расположение и относительная интенсивность спектральных линий O_2 показаны на Рисунке 6.2.

РИСУНОК 6.2

Микроволновые вращательные спектры водяного пара и молекул кислорода



Radio-Meteo. 06-02

Взаимодействие поглощающих газов и электромагнитного излучения на частоте f в непосредственной близости от изолированной спектральной линии выражается объемным коэффициентом поглощения k_f :

$$k_f = S(x) F(f - f_0, x) \rho(x), \quad (6.2)$$

где x – позиция, $S(x)$ – интенсивность спектральной линии, $\rho(x)$ – плотность поглощающего газа, а $F(f - f_0, x)$ – коэффициент формы линии, характеризующий возмущения энергии во вращательных состояниях, которые возникают при столкновении молекул (механизм, преобладающий при давлении, равном давлению на уровне моря), из тепловой энергии молекул (важно на мезосферных высотах) и вследствие погрешностей положения молекул (как правило, ничтожно малых). Таким образом, объемный коэффициент поглощения является функцией плотности поглощающего газа, температуры и давления атмосферы, которые могут существенно отличаться на всем протяжении трассы передачи. Объемный коэффициент поглощения $k_f(x_1, x_2)$ между двумя точками x_1 и x_2 вдоль трассы передачи, относящийся к отдельно взятой линии поглощения, задается выражением [Papatsoris and Watson, 1993]:

$$K_f(x_1, x_2) = \int_{x_1}^{x_2} S(x) F(f - f_0, x) \rho(x) dx, \quad (6.3)$$

а для полосы спектральных линий имеет вид

$$K_f(x_1, x_2) = \sum_{ij} \int_{x_1}^{x_2} S_{ij}(x) F_{ij}(f - f_{ij}, x) \rho_j(x) dx, \quad (6.4)$$

где:

$S_{ij}(x)$ – интенсивность линии i поглощающего газа j на участке трассы от точки x_1 до точки x_2 ;

$F_{ij}(f - f_{ij}, x)$ – коэффициент формы линии;

f_{ij} – частота в центре линии;

$\rho_j(x)$ – плотность поглощающего газа.

При наложении спектральных линий влияние отдельных линий на суммарный коэффициент поглощения, как правило, складывается по линейному закону, так как спектральные линии большинства атмосферных газов расположены неплотно. Однако для полосы кислорода частоты 60 ГГц, имеющей множество наложенных спектральных линий, было введено слагаемое помехи, что позволило более точно описать возникающее в результате поглощение [Rosenkranz, 1988].

Для подсчета интенсивности и частоты спектральных линий необходимо обратиться к квантовой механике. Эти величины зависят от температуры, формы молекулы и степени заполнения при переходе нижнего энергетического состояния. Интенсивность спектральной линии и переход от низшего энергетического состояния l к возбужденному u выражается как [Papatsoris and Watson, 1993]

$$S_{lu} = \frac{(8 \times 10^{-36}) \pi^3 f_{lu}}{3hc} \left[1 - \exp\left(-\frac{c_2 f_{lu}}{T}\right) \right] \frac{g_l I_a}{Q(T)} \exp\left(-\frac{c_2 E_l}{T}\right) R_{lu}, \quad (6.5)$$

где c – скорость света в вакууме, f_{lu} – резонансная частота линии, E_l – энергия низшего состояния при переходе, g_l – статистический вес, характеризующий вырождение ядерного спина низшего уровня, I_a – природный изотопный состав, c_2 – вторая постоянная излучения, а R_{lu} – вероятность перехода или коэффициент Эйнштейна. Вращательная статистическая сумма $Q(T)$, характеризующая степень заполнения состояний, имеет вид следующих *приближенных* выражений, которые справедливы для стандартных значений температуры атмосферы:

$$Q(T) = \begin{cases} \frac{kG}{\sigma hB} T & \text{для линейных молекул;} \\ \frac{G}{\sigma} \sqrt{\frac{\pi}{ABC}} \left(\frac{kT}{h} \right)^3 & \text{для нелинейных молекул,} \end{cases} \quad (6.6)$$

где σ – порядок группы симметрии, к которой принадлежит молекула, h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, а A , B и C – вращательные константы молекулы [Papatsoris and Watson, 1993]. Из уравнения (6.6) можно сделать вывод о том, что статистическая сумма $Q(T)$ линейной молекулы, например O_2 , пропорциональна температуре T , тогда как $Q(T)$ водяного пара (нелинейной молекулы) пропорциональна $T^{3/2}$. Этот факт непосредственно влияет на температурную зависимость соответствующих значений интенсивности линий S_i (см. уравнение (6.10)). Общий множитель G выражается как

$$G = \frac{\prod_i (2I_i + 1)}{\prod_j \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega_j hc}{kT}\right) \right]^{d_j}}, \quad (6.7)$$

где I_i – ядерный спин атома i в молекуле, а ω_j и d_j – частота и вырождение стандартного режима колебаний j . Умножение на i и j в уравнении (6.7) выполняется для всех атомов в молекуле и всех режимов свободных колебаний. Более подробная информация о статистических суммах и их предметное обсуждение приведено в [Herzberg, 1945, 1950].

При объединении данных формул коэффициент поглощения $k_{lu}(f)$, обусловленный единичной линией поглощения, может быть представлен как

$$k_{lu}(f) = \frac{8\pi^3 N f \mu^2}{3hcQ} \left[\exp\left(-\frac{E_l}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{E_u}{kT}\right) \right] g_l |\varphi_{lu}|^2 F(f, f_{lu}), \quad (6.8)$$

где N – число поглощающих молекул на единицу объема, μ – общий дипольный момент, а φ_{lu} – матричный элемент перехода. $F(f, f_{lu})$ – функция формы линии, описанная далее в данном разделе.

Если использовать коэффициент погонного затухания (дБ/км), который является суммой значений по всем переходам (спектральным линиям), на частоте f (ГГц), уравнение (6.8), приведенное в Приложении 1 Рекомендации МСЭ- R P.676-9 [Liebe, Hufford and Cotton, 1993], приобретает следующий вид:

$$\gamma = 0,1820 f \sum_i S_i F_i(f, f_i) \quad \text{дБ/км;} \quad (6.9)$$

при интенсивности линий S_i при переходе с уровня i , равной

$$S_i = \begin{cases} a_1 p \left(\frac{300}{T}\right)^3 \exp\left[a_2 \left(1 - \frac{300}{T}\right)\right] \times 10^{-7} & \text{для кислорода;} \\ b_1 e \left(\frac{300}{T}\right)^{3.5} \exp\left[b_2 \left(1 - \frac{300}{T}\right)\right] \times 10^{-1} & \text{для водяного пара,} \end{cases} \quad (6.10)$$

где p – давление сухого воздуха в гПа, e – парциальное давление водяного пара в гПа, T – температура, выраженная в градусах Кельвина, а коэффициенты (a_1, a_2) и (b_1, b_2) для каждой спектральной линии сведены в таблицы в Рекомендации МСЭ-R P.676-9. Разница в показателях степени $(300/T)$ в уравнении (6.10) объясняется различной температурной зависимостью статистической суммы $Q(T)$ для H_2O (молекулы типа асимметричного волчка) и O_2 (симметричной молекулы), см. уравнение (6.6) [Pardo et al., 2001b].

Форма и уширение спектральных линий определяются тремя механизмами; столкновительное взаимодействие молекул преобладает в нижних слоях атмосферы. Термальное или доплеровское уширение микроволновых линий становится существенным только при низких давлениях – на высотах более примерно 60 км, где частота столкновений молекул меньше или сопоставима с доплеровской шириной линии. Естественное уширение линии, возникающее при конечной продолжительности молекулярных состояний, является результатом спонтанных переходов. Для микроволновых переходов электрических диполей оно составляет приблизительно от 10^{-9} до 10^{-4} Гц (а для магнитных дипольных переходов примерно в 10^4 раз меньше) и, следовательно, является ничтожно малым.

При столкновении молекул происходит возмущение энергетических уровней, при этом расширяется спектральное распределение поглощаемого или испускаемого излучения. Как правило, этот эффект рассматривается как возмущение при взаимодействии молекул и падающего поля излучения. Математическое описание столкновительного уширения аналогично описанию результата столкновений в стандартном осцилляторе с изменением его амплитуды, фазы, ориентации или момента импульса. Если для упрощения допустить отсутствие столкновений, изменяющих момент импульса и равновероятность фазовых изменений, столкновительное уширение, более известное как уширение под действием давления, будет представлено функцией формы линии Ван Флека-Вайскопфа, которую [Rosenkranz, 1975] дополнил эффектом продольного перекрытия [Liebe, Hufford and Cotton, 1993]:

$$F(f, f_0) = \frac{f}{f_i} \left[\frac{1 - i\delta}{f_i - f - i\Delta f} - \frac{1 + i\delta}{f_i + f + i\Delta f} \right], \quad (6.11)$$

где мнимая часть выражения является спектром поглощения, а действительная часть представляет собой спектр рассеивания (см. § 6.5). В данном выражении δ является коэффициентом помех, характеризующим помехи между перекрывающимися линиями, обусловленные давлением, аналогично варианту с полосой кислорода на частоте 60 ГГц. Взаимодействие перекрывающихся линий происходит в том случае, если столкновение поглощающих молекул и уширяющих молекул газа вызывают изменение заполнения вращательных и колебательных молекулярных состояний, приводящее к перераспределению интенсивности спектра в пределах полосы. В литературе δ также известен как коэффициент смещения линий [Cadeddu *et al.*, 2007].

Столкновительная или уширенная в результате давления ширина линии Δf выражается как

$$\Delta f = \Delta f_p = \Delta f_0 \frac{p}{p_0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-y} \text{ ГГц}, \quad (6.12)$$

где y варьируется от 0,5 до 1,0, а Δf_0 является значением ширины линии при стандартных атмосферных условиях, $p = p_0$, а $T = T_0$ [Papatsoris and Watson, 1993]. Амплитуды y и Δf_0 могут также различаться при столкновениях различных типов молекул, поскольку в этом могут участвовать различные межмолекулярные силы.

Ширина линии молекул (ГГц), рассматриваемых в контексте распространения радиоволн в атмосфере, выражается как

$$\Delta f = \begin{cases} a_3 \left[p \left(\frac{300}{T} \right)^{0,8-a_4} + 1,1e \left(\frac{300}{T} \right) \right] \cdot 10^{-4} & \text{для кислорода;} \\ b_3 \left[p \left(\frac{300}{T} \right)^{b_4} + b_5 e \left(\frac{300}{T} \right)^{b_6} \right] & \text{для водяного пара,} \end{cases} \quad (6.13)$$

а фактор поправки помехи δ равен:

$$\delta = \begin{cases} (p + e) \left(a_5 + a_6 \left(\frac{300}{T} \right) \right) \left(\frac{300}{T} \right)^{0,8} \cdot 10^{-4} & \text{для кислорода;} \\ 0 & \text{для водяного пара,} \end{cases} \quad (6.14)$$

где коэффициенты a_i и b_i приведены в работе [Liebe, Hufford and Cotton, 1993], а также в Рекомендации МСЭ-R P.676-9. Следует отметить, что в уравнении (6.14) δ для кислорода является функцией суммарного давления воздуха, при этом она зависит только от давления сухого воздуха p , приведенного в MPM-89 [Liebe, 1989].

При достаточно низких давлениях столкновительное уширение невелико, а термальное или доплеровское уширение становится существенным. Последняя величина является результатом относительного перемещения источника протонов и поглощающих их молекул [Bohren and Clothiaux, 2006]. Так как молекулярные скорости имеют гауссово распределение, доплеровская форма линий также соответствует гауссовой:

$$F(f, f_0) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta f_D} \exp \left[- \left(\frac{f - f_0}{\Delta f_D} \right)^2 \right], \quad (6.15)$$

а доплеровская ширина линий выражается как

$$\Delta f_D = 3,58 \cdot 10^{-7} f \sqrt{\frac{T}{M}} \text{ (см}^{-1}\text{)}, \quad (6.16)$$

где M – молекулярный вес газа [Papatoris and Watson, 1993].

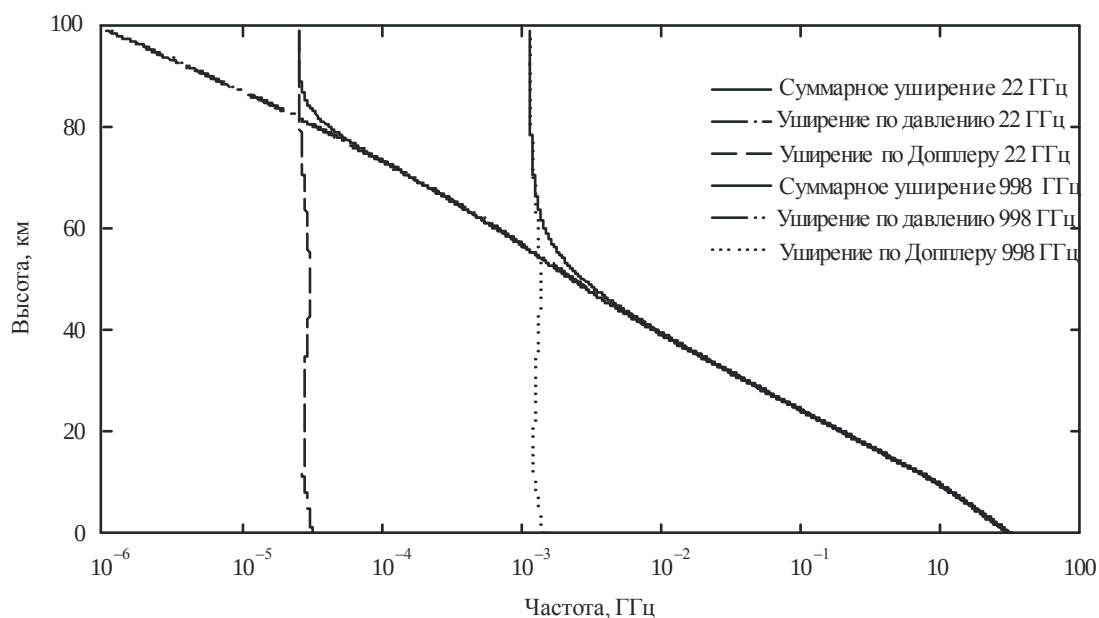
На Рисунке 6.3 стандартные значения ширины линий для столкновительного или доплеровского уширения (как функции высоты) сравниваются с линиями водяного пара на частотах 22 ГГц и 998 ГГц. Столкновительное уширение зависит в первую очередь от количества молекул, то есть от давления, поэтому столкновительная ширина линии быстро уменьшается в зависимости от высоты, в то время как доплеровская ширина линии, зависящая от температуры и частоты линии, остается постоянной по всей атмосфере. Для высоты выше 60 км, где величины столкновительного и доплеровского уширения становятся сравнимыми, резонансную частоту формы столкновительной линии следует свернуть с вероятностным распределением доплеровского смещения для всех возможных доплеровских смещений [Liebe, Hufford and Cotton, 1993]. Данная свертка известна под названием контура Фойгта. Свертка представляет собой упрощенный вариант, однако ее достаточно для определения приблизительной полуширины линии при помощи следующего выражения:

$$\Delta f = \sqrt{\Delta f_p^2 + \Delta f_D^2}, \quad (6.17)$$

а также уравнений (6.12) и (6.16).

РИСУНОК 6.3

Полуширины двух спектральных линий водяного пара на частотах 22 ГГц и 998 ГГц, возникающие вследствие доплеровского уширения и уширения под действием давления



Radio-Meteo. 06-03

6.2 Расчет ослабления в газах по всей атмосфере Земли

Вычисление погонного затухания γ (дБ/км) с использованием процедуры, описанной в Приложении 1 Рекомендации МСЭ-R P.676-9, основано на построчной модели МРМ-93 [Liebe, Hufford and Cotton, 1993]. Для произведения вычислений необходимо суммирование воздействий 44 линий кислородного поглощения, 34 линий поглощения вследствие водяного пара, а также воздействия континуума спектра H_2O выше 1 ТГц, которые формулируются как "реакция крыла" псевдолиний с центром на частоте 1780 ГГц. Кроме того, в данной сумме должны учитываться нерезонансный дебаевский спектр, обусловленный наличием кислорода на частоте ниже 10 ГГц, и вызванное давлением поглощение азота на частотах свыше 100 ГГц (соответственно первый и второй члены уравнения (8), указанного в Рекомендации МСЭ-R P.676-9).

В результате сравнений и оценок моделей, произведенных Рабочей группой 3 МСЭ-R, в Приложении 1 Рекомендации МСЭ-R P.676-9 используется слегка видоизмененная модель МРМ-93, основанная на более поздней работе [Rosenkranz 1998, с исправлениями 1999]: температурная зависимость расширенного извне слагаемого континуума H_2O^1 была модифицирована в целях соответствия МРМ-89 [Liebe, 1989]. Данная модификация эквивалентна изменению спектроскопического коэффициента b_5 модели МРМ-93 (b_4 в Таблице 2 Рекомендации МСЭ-R P.676-9) для псевдолинии H_2O на частоте 1780 ГГц с 2,0 до 0,5.

В свете вышесказанного погонное затухание γ может быть выражено как

$$\gamma = \gamma_o + \gamma_w = 0,1820 f N''(f) \quad \text{дБ/км}, \quad (6.18)$$

где f – частота в ГГц, а $N''(f)$ – мнимая часть частотно-зависимого комплексного индекса рефракции способности:

$$N''(f) = \sum_i S_i F_i + N_D''(f). \quad (6.19)$$

$N_D''(f)$, который представляет вышеупомянутый континуум сухого воздуха с учетом дебаевского спектра O_2 и азотный фактор (соответственно первый и второй члены уравнения (8) в Рекомендации МСЭ-R P.676-9). Интенсивность линии S_i определяется как

$$\begin{aligned} S_i &= a_1 \times 10^{-7} p \theta^3 \exp[a_2(1-\theta)] && \text{для кислорода;} \\ &= b_1 \times 10^{-1} e \theta^{3,5} \exp[b_2(1-\theta)] && \text{для водяного пара,} \end{aligned} \quad (6.20)$$

где $\theta = 300/T$, T – температура по Кельвину, p – парциальное давление сухого воздуха в гПа, e – парциальное давление водяного пара в гПа.

Наряду с уравнением (6.11) функцию, описывающую форму линии для мнимой части индекса рефракции, можно выразить как

$$F_i = \text{Im}\{F(f)\} = \frac{f}{f_i} \left[\frac{\Delta f - \delta(f_i - f)}{(f_i - f)^2 + \Delta f^2} + \frac{\Delta f - \delta(f_i + f)}{(f_i + f)^2 + \Delta f^2} \right], \quad (6.21)$$

где f_i – частота линии поглощения, Δf – ширина линии, а δ – поправочный коэффициент, который возникает вследствие взаимных помех между перекрывающимися линиями поглощения кислорода. F_i в справочной литературе называется также F_i'' , см., например, [Liebe, 1989].

Выражения для этих параметров приведены в Рекомендации МСЭ-R P.676-9 (также см. уравнения (6.13) и (6.14)) наряду с центральными частотами линий поглощения и соответствующих спектроскопических коэффициентов (Таблицы 1 и 2 Рекомендации).

Расчет ослабления на трассе в атмосфере Земли подробно описан в § 2 Приложения 1 на основе локальной информации о вертикальных профилях давления, температуры и абсолютной влажности (при ее наличии). При отсутствии такого рода локальных данных следует использовать параметры эталонной стандартной атмосферы, приведенные в Рекомендации МСЭ-R P.835-5. Ослабление на трассе определяется с использованием численного интегрирования по закону Снеллиуса, по которому вычисляется вертикальный градиент индекса рефракции влажного воздуха. Атмосфера подразделяется

¹ Слагаемое континуума является исключительно эмпирической поправкой в линейной модели, которая была сделана для согласования определенного набора результатов измерений ослабления. Континуум возникает в интенсивных линиях диапазона микроволновых и миллиметровых волн, сконцентрированных во вращательном спектре водяного пара на частоте выше 1 ТГц. Кроме того, континуум водяного пара является главным фактором, влияющим на поглощение в газах, наблюдаемое на частотах окна прозрачности 30 ГГц и выше, характерных для умеренных широт или тропической атмосферы [Rosenkranz, 1998].

на слои, воздействия всех слоев суммируются. Для обеспечения точности расчета общей протяженности трассы через атмосферу с любым углом (критическим является угол менее примерно 5°) среда прохождения волн разделена на слои, достаточно тонкие на малых высотах, в целях сведения ошибок для каждого угла прихода и выхода лучей к минимуму (на Рисунке 4 в Рекомендации МСЭ-Р Р.676-9, определяемые как α_n и β_n соответственно). Таким образом, плотность слоев воздуха должна увеличиваться в геометрической прогрессии с 10 см на уровне Земли до 1 км на высоте 100 км. Таким образом, атмосфера разделяется на 918 таких слоев. Кроме того, в этих расчетах учитывается влияние сферической Земли с использованием радиусов r_n (см. Рисунок 4 в Рекомендации МСЭ-Р Р.676-9). Из-за кривизны земной поверхности наклонная трасса при низких углах места становится меньше по сравнению с ее размером в атмосфере плоской Земли, поэтому по простому закону косеканса (например, как в знаменателе уравнения (28) в Рекомендации МСЭ-Р Р.676-9) длина наклонной трассы для углов места менее 5° (и, следовательно, поглощение в газах) будет завышена.

6.3 Алгоритмы для погонного ослабления в диапазоне частот 1–350 ГГц, приведенные в Приложении 2 Рекомендации МСЭ-Р Р.676-9

Полный построчный расчет ослабления в атмосферных газах может быть продолжительным и интенсивным в отношении процессорного времени, особенно для наклонных трасс. Для получения быстрых в вычислительном отношении приблизительных величин, используемых в прикладных задачах, требующих многочисленных и/или повторяющихся расчетов, были выработаны упрощенные алгоритмы, представленные в Приложении 2 Рекомендации МСЭ-Р Р.676-9. Они основаны на подборе кривых к построчным расчетам, описанным в § 1 Приложения 1 Рекомендации МСЭ-Р Р.676-9, в частотном диапазоне 1–350 ГГц.

Относительная погрешность между расчетами в Приложении 1 и Приложении 2 составляет, как правило, менее $\pm 10\%$ на частотах, удаленных от центров основных линий поглощения; абсолютная погрешность составляет обычно менее 0,1 дБ/км, она достигает максимума 0,7 дБ/км на частоте около 60 ГГц.

Основные различия между двумя методами возникают в непосредственной близости от центров линий, так как погонное затухание в центре и вблизи от него не снижается с высотой так же быстро, как на других частотах. Эта закономерность не может достаточно эффективно моделироваться при помощи упрощенных алгоритмов, представленных в Приложении 2.

Построчный метод, изложенный в Приложении 1, следует использовать для:

- высот более 10 км;
- случаев, в которых необходима высокая точность;
- расчетов погонного ослабления вблизи линий поглощения. По мере увеличения высоты и снижения давления отдельные линии поглощения в полосе кислорода 60 ГГц начинают распадаться, как показано на Рисунке 2 Рекомендации МСЭ-Р Р.676-9.

6.4 Алгоритмы для ослабления на наклонной трассе в диапазоне частот 1–350 ГГц, представленные в Приложении 2

Зенитное ослабление вследствие наличия газов может быть рассчитано путем умножения погонного затухания на эквивалентную высоту. В Приложении 2 Рекомендации МСЭ-Р Р.676-9 содержатся формулы для вычисления эквивалентных высот, которые основаны на алгоритмах Приложения 1, используемых для вычисления общего зенитного ослабления, и более простых алгоритмах для погонного ослабления в Приложении 2.

Вблизи резонансных линий, особенно в диапазоне частот 60 ГГц, зенитное ослабление может достигать очень высоких пиков, незаметных в спектре погонного ослабления на уровне моря. Данные пределы сложно описать простыми алгоритмами, поэтому в целях уменьшения их воздействия и предотвращения ошибок спектр зенитного ослабления рассчитывался с использованием построчного метода, приведенного в Приложении 1, и численного интегрирования по полосе пропускания 500 МГц на каждой частоте.

Уровни ослабления вычислялись в интервалах 1 ГГц как для зенитного, так и для погонного ослабления; эквивалентная высота подсчитывалась посредством деления первой величины на вторую. Зенитное и погонное ослабление для высот на уровне моря и высот 2, 4, 6, 8 и 10 км над уровнем моря были рассчитаны на основе давления, температуры, плотности водяного пара, взятых из среднегодовой глобальной эталонной атмосферы, описанной в Рекомендации МСЭ-R P.835-5, соответствующей каждой из высот. В заключение численные величины, полученные для эквивалентных высот, были использованы для выработки эмпирического подбора данных в зависимости от частоты и высоты (при помощи переменной давления r_p (см. уравнения (25) и (26) в Рекомендации МСЭ-R P.676-9).

Эквивалентная высота сухого воздуха h_0 представляет собой довольно сложную функцию в полосе частот около 60 ГГц. Было проведено исследование ряда различных функций. Как выяснилось, гауссова функция, ограниченная в целях упрощения по высоте и частоте (менее 70 ГГц), обеспечивает наилучший суммарный результат (см. уравнение (25) в Рекомендации МСЭ-R P.676-9).

Для вычисления зенитного ослабления на уровне моря и высоте 2, 4, 6, 8 и 10 км над уровнем моря, возникающего вследствие сухого воздуха и водяного пара, были использованы алгоритмы эффективной высоты в совокупности с алгоритмами погонного ослабления.

Погрешности при подсчете зенитного ослабления, связанного с водяным паром, составляют менее $\pm 5\%$ по сравнению с построчным методом, интегрированным в параметры глобальной эталонной атмосферы.

Для сухого воздуха на частотах вне полосы кислорода 60 ГГц погрешность зенитного ослабления составляет менее $\pm 10\%$. На некоторых частотах в пределах полосы 56–68 ГГц погрешность может превышать 10%, так как процедура подстановки не может дублировать структуру, показанную на Рисунке 7 Рекомендации МСЭ-R P.676-9. Следовательно, в пределах данной полосы рекомендуется применять построчный расчет, содержащийся в Приложении 1, особенно в отношении высот более 6 км.

Таблицы 6.1–6.4 содержат примеры, которые могут использоваться для подтверждения корректной программной реализации Приложения 2 Рекомендации МСЭ-R P.676-9. Промежуточные величины приведены для содействия пользователям в обнаружении проблем при реализации методов.

ТАБЛИЦА 6.1

Примеры подтверждения параметров модели ослабления сигнала в условиях сухого воздуха (первый член уравнения (28) и уравнения (29) Приложения 2 к Рекомендации МСЭ-R P.676-9)

Исходные значения						Промежуточные значения			Результат
Широта (°N)	Долгота (°E)	h_s (км)	Угол места ϕ (градусы)	f (ГГц)	P (гПа)	T (К)	γ_0 (дБ/км)	h_0 (км)	A_0 (дБ)
46,217	6,12	0	33	12	1 013,25	279,09	0,0091	5,20	0,09
46,217	6,12	0	33	20	1 013,25	279,09	0,0123	5,18	0,12
46,217	6,12	0	33	60	1 013,25	279,09	16,2501	10,7	319,27
46,217	6,12	0	33	61	1 013,25	279,09	15,7506	10,7	309,46
46,217	6,12	0	33	90	1 013,25	279,09	0,0332	4,94	0,3
46,217	6,12	0	33	130	1 013,25	279,09	0,044	5,79	0,47

ТАБЛИЦА 6.2

Примеры подтверждения параметров модели ослабления сигнала при наличии водяного пара (второй член уравнения (28) Приложения 2 к Рекомендации МСЭ-R P.676-9). Столбец 8 содержит значения поверхностной плотности водяных паров, превышаемой на протяжении 50% среднего года, полученной из карт, приведенных в Рекомендации МСЭ-R P.836-4

Исходные значения						Промежуточные значения				Результат
Широта (°N)	Долгота (°E)	h_s (км)	Угол места ϕ (градусы)	f (ГГц)	P (гПа)	T (К)	ρ (г/м³)	γ_w (дБ/км)	h_w (км)	A_w (дБ)
46,217	6,12	0	33	12	1 013,25	279,09	4,98	0,0071	1,68	0,02
46,217	6,12	0	33	20	1 013,25	279,09	4,98	0,0674	1,96	0,24
46,217	6,12	0	33	60	1 013,25	279,09	4,98	0,1154	1,66	0,35
46,217	6,12	0	33	90	1 013,25	279,09	4,98	0,2557	1,66	0,78
46,217	6,12	0	33	130	1 013,25	279,09	4,98	0,5636	1,66	1,72

ТАБЛИЦА 6.3

Примеры подтверждения параметров модели ослабления сигнала при наличии водяного пара с использованием комплексного содержания водяных паров (уравнение (37) Приложения 2 к Рекомендации МСЭ-R P.676-9)

Широта (°N)	Долгота (°E)	h_s (км)	θ (градусы)	f (ГГц)	P (гПа)	% времени	T (К)	V_t	ρ_w	t_{ref} (°C)	$\gamma_w(f)$	$\Gamma_w(20,6)$	A_w (дБ)
46,217	6,12	0	33	20	1 013,25	10	279,09	17,5311	4,3828	2,4898	0,05996	0,07847	0,4255
46,217	6,12	0	33	20	1 013,25	1	279,09	21,9792	5,4948	5,6555	0,07525	0,09839	0,5339

ТАБЛИЦА 6.4

Примеры подтверждения параметров модели погонного ослабления сигнала при наличии водяного пара (уравнение (23а) Приложения 2 к Рекомендации МСЭ-R P.676-9)

	12 ГГц	20 ГГц	60 ГГц	90 ГГц	130 ГГц
A_1	3,25891E-02	2,56330E-01	2,59424E-03	8,09416E-04	3,20458E-04
A_2	4,00657E-04	4,40855E-04	7,73012E-04	1,34923E-03	4,12257E-03
A_3	6,91420E-07	7,28631E-07	9,68835E-07	1,23651E-06	1,80781E-06
A_4	3,56459E-05	3,75393E-05	4,97180E-05	6,32106E-05	9,17715E-05
A_5	1,81928E-04	1,90103E-04	2,40600E-04	2,92954E-04	3,94199E-04
A_6	8,78281E-05	9,11421E-05	1,10903E-04	1,30269E-04	1,65102E-04
A_7	2,84515E-03	2,93055E-03	3,42125E-03	3,87493E-03	4,63492E-03
A_8	5,25772E-04	5,37327E-04	6,01241E-04	6,56969E-04	7,44183E-04
A_9	2,44425E-02	2,46652E-02	2,58257E-02	2,67508E-02	2,80635E-02
$g(f,22)$	1,0865052	1,0022676	1,2147531	1,3686224	1,5048476
$g(f,557)$	1,9174206	1,8661576	1,6488472	1,5209850	1,3863156
$g(f,752)$	1,9381596	1,8990577	1,7262734	1,6181470	1,4973288
$g(f,1780)$	1,9733937	1,9560494	1,8738185	1,8167520	1,7462789
P	1 013,25	1 013,25	1 013,25	1 013,25	1 013,25
r_p	1,0002468	1,0002468	1,0002468	1,0002468	1,0002468
T	5,9435147	5,9435147	5,9435147	5,9435147	5,9435147
r_t	1,0324671	1,0324671	1,0324671	1,0324671	1,0324671
ρ	4,9815429	4,9815429	4,9815429	4,9815429	4,9815429
η_1	1,0061063	1,0061063	1,0061063	1,0061063	1,0061063
η_2	0,9468427	0,9468427	0,9468427	0,9468427	0,9468427
γ_w	0,0070570	0,0674272	0,1153802	0,2556834	0,5635838

Примечание. – В уравнение (23а) Приложения 2 были внесены следующие изменения:

$$\gamma_w = \{A_1 g(f, 22) + A_2 + A_3 + A_4 + A_5 + A_6 + A_7 g(f, 557) + A_8 g(f, 752) + A_9 g(f, 1780)\} f^2 r_t^{2,5} \rho \times 10^{-4}.$$

6.5 Влияние рассеяния, обусловленное атмосферными газами

Кислород и водяной пар также вызывают дисперсионные эффекты, более ярко выраженные, чем те, которые возникают в результате обычных частотно-независимых явлений рефракции (описанных в Рекомендации МСЭ-R P.453-10). Эта так называемая "аномальная" дисперсия зависит от частоты сигнала, описывается действительной частью индекса атмосферной рефракции, связана с основными линиями спектра поглощения, как описывается в § 6.2 и в Рекомендации МСЭ-R P.676-9. Таким образом, с одной стороны, метод, описанный в Рекомендации МСЭ-R P.453-10, служит для расчета *суммарной* задержки при прохождении волн через атмосферу Земли, которая исчисляется наносекундами и не зависит от частоты, однако зависит от атмосферных переменных (давления сухого воздуха, температуры и давления водяного пара). С другой стороны, частотно-зависимый действительный компонент индекса рефракции воздуха, описанный ниже, вызывает дополнительные задержки порядка нескольких пикосекунд только вблизи линий поглощения. В заключение целесообразно вспомнить о том, что *аномальное* рассеяние возникает в непосредственной близости к резонансной частоте (в регионе с высокой степенью поглощения), где индекс рефракции среды снижается в зависимости от частоты.

Дисперсионный атмосферный эффект приводит к дисперсии фазы сигнала, которую можно представить как

$$\beta = 1,2008 f N'(f) \quad \text{град/км}, \quad (6.22)$$

где f – частота в ГГц, а $N'(f)$ – зависящая от частоты действительная часть индекса рефракции в атмосферных газах. То же самое можно выразить через конкретную групповую задержку распространения радиоволн:

$$\tau = 3,3356 N'(f) \quad \text{пс/км}. \quad (6.23)$$

Действительная часть индекса рефракции, обусловленного атмосферными газами, описывается уравнением, аналогичным уравнению (6.9):

$$N'(f) = \sum_i S_i F_i' + N_D'(f) \quad N \text{ units}, \quad (6.24)$$

где S_i – интенсивность спектральной линии, представлена в уравнении (6.10). Множитель формы линии F_i' для дисперсии задается действительной частью комплексной функции формы F , описываемой уравнением (6.11):

$$F_i' = \text{Re}\{F\} = \frac{f}{f_i} \left[\frac{(f_i - f + \delta \Delta f)}{(f - f_i)^2 + \Delta f^2} - \frac{(f_i - f - \delta \Delta f)}{(f - f_i)^2 + \Delta f^2} \right]. \quad (6.25)$$

Целесообразно отметить, что уравнение (6.25) строго эквивалентно следующему выражению:

$$F_i' = \frac{(f_i - f) + \delta \left(\frac{f}{f_i} \right) \Delta f}{(f - f_i)^2 + \Delta f^2} - \frac{(f_i - f) - \delta \left(\frac{f}{f_i} \right) \Delta f}{(f - f_i)^2 + \Delta f^2} - \frac{2}{f_i}, \quad (6.26)$$

обоснование которого приведено в МРМ-89 [Liebe, 1989]. $N_D'(f)$ в уравнении (6.24) представляет влияние нерезонансного дебаевского спектра O_2 на частотах ниже 10 ГГц:

$$N_D'(f) = 6,14 \times 10^{-5} p \theta^2 \left\{ \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{d} \right)^2} - 1 \right\}, \quad (6.27)$$

где d – ширина дебаевского спектра [Liebe, Hufford and Cotton, 1993]:

$$d = 5,6 \times 10^{-4} (p + e) \theta^{0,8}. \quad (6.28)$$

Описываемые этой моделью дисперсионные эффекты, возникающие в атмосфере, проиллюстрированы на Рисунках 6.4 и 6.5, отражающих прогнозируемую скорость дисперсионной задержки в пс/км на уровне моря от 0 до 350 ГГц и от 300 до 1000 ГГц соответственно. Эти расчеты производились с интервалом в 500 МГц. На обоих рисунках были использованы данные среднегодовой глобальной эталонной атмосферы, указанные в Рекомендации МСЭ-R Р. 835-5.

РИСУНОК 6.4

Показатель дисперсионной задержки в пс/км на уровне моря, обусловленной атмосферными газами, на частотах от 0 до 350 ГГц с использованием среднегодовой глобальной эталонной атмосферы МСЭ-R
($P = 1013,25$ гПа, $T = 288,15$ К, $\rho = 7,5$ г/м³ на поверхности)

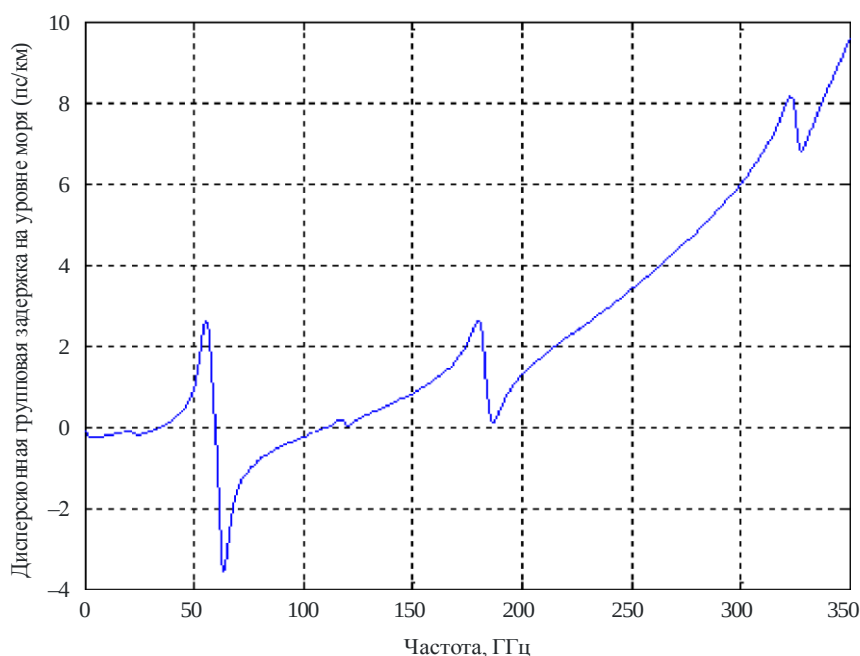
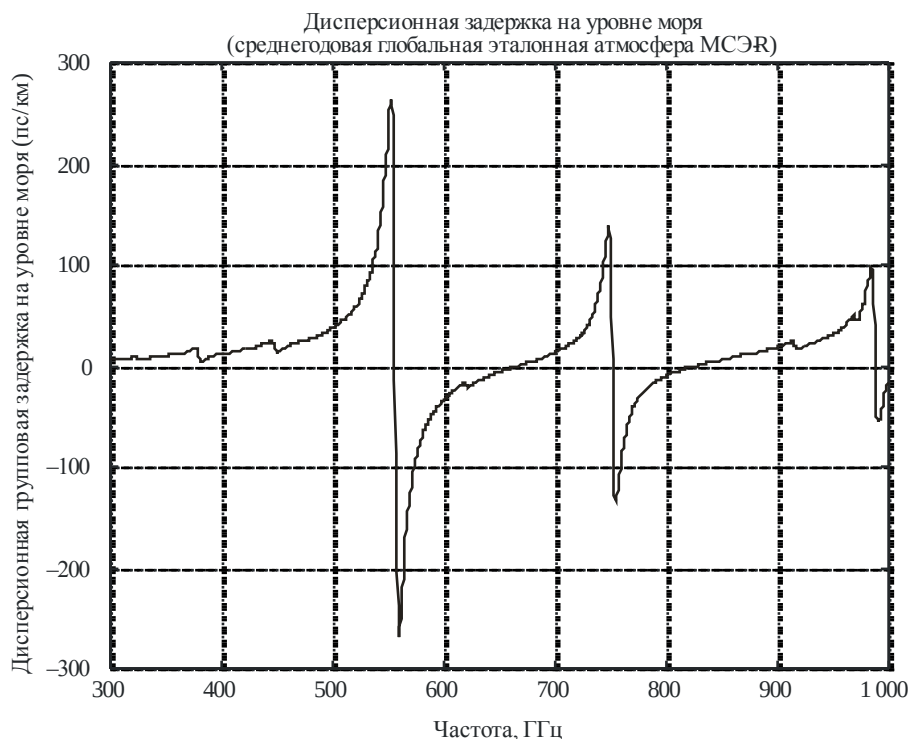


РИСУНОК 6.5

Показатель дисперсионной задержки в пс/км на уровне моря, обусловленной атмосферными газами, на частотах от 300 до 1000 ГГц с использованием среднегодовой глобальной эталонной атмосферы МСЭ-R ($P = 1013,25$ гПа, $T = 288,15$ К, $\rho = 7,5$ г/м³ на поверхности)



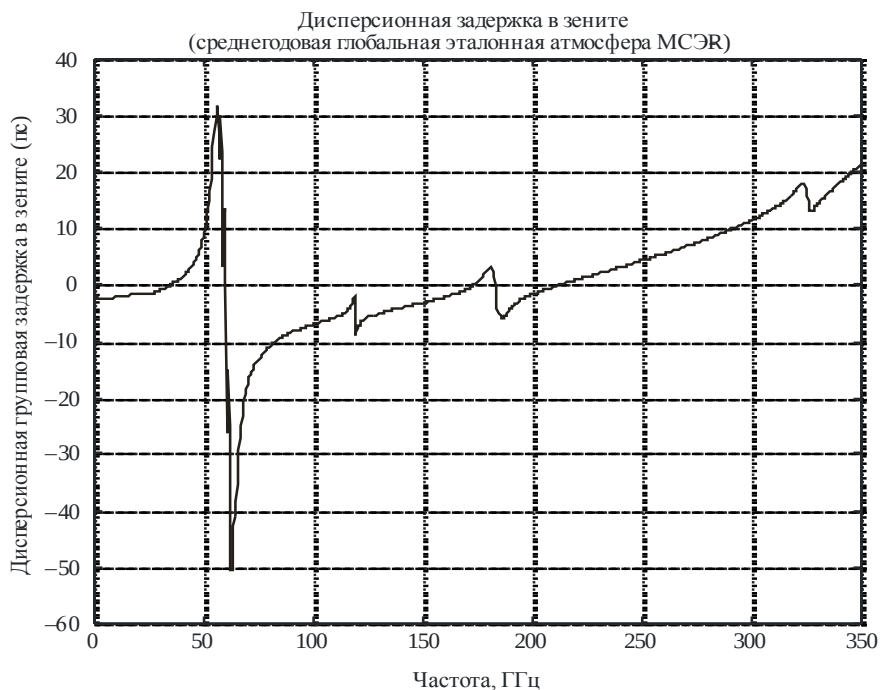
Radio-Meteo. 06-05

Суммарная дисперсионная задержка (пс) для трасс Земля–космос в зените рассчитывается путем интегрирования показателя дисперсионной задержки (пс/км) через атмосферу вплоть до высоты 100 км. Метод интеграции идентичен тому, который описывается уравнениями с (16) по (20) Рекомендации МСЭ-R P.676-9 для ослабления сигнала; однако в данном случае вместо массива слоев, толщина которых увеличивается по экспоненте (описанных в уравнении 21 Рекомендации), используются сферические концентрические слои воздуха *фиксированной* толщины (1 км). На Рисунках 6.6 и 6.7 показаны результаты этих расчетов для одинаковых диапазонов частот (0–350 ГГц и 300–1000 ГГц соответственно) с интервалами 500 МГц. В этом случае также давление, температура и абсолютная влажность для каждого слоя определяются среднегодовой глобальной эталонной атмосферой, описанной в Рекомендации МСЭ-R P.835-5.

В большинстве прикладных задач электросвязи, где используются относительно узкополосные каналы передачи сигналов, эффекты частотно-зависимой аномальной дисперсии оказывают незначительное влияние. Однако с появлением новых цифровых систем связи, где скорости передачи в битах выше, а, следовательно, полосы частот шире, поглощение и дисперсия за счет атмосферных газов в совокупности могут влиять на характеристики принимаемых сигналов, особенно в отношении искажения передаваемого цифрового сигнала. Gibbins [1990] рассчитал искажение, вносимое при передаче очень коротких импульсов в гауссовой форме, как для наземных трасс, так и для трасс Земля-космос.

РИСУНОК 6.6

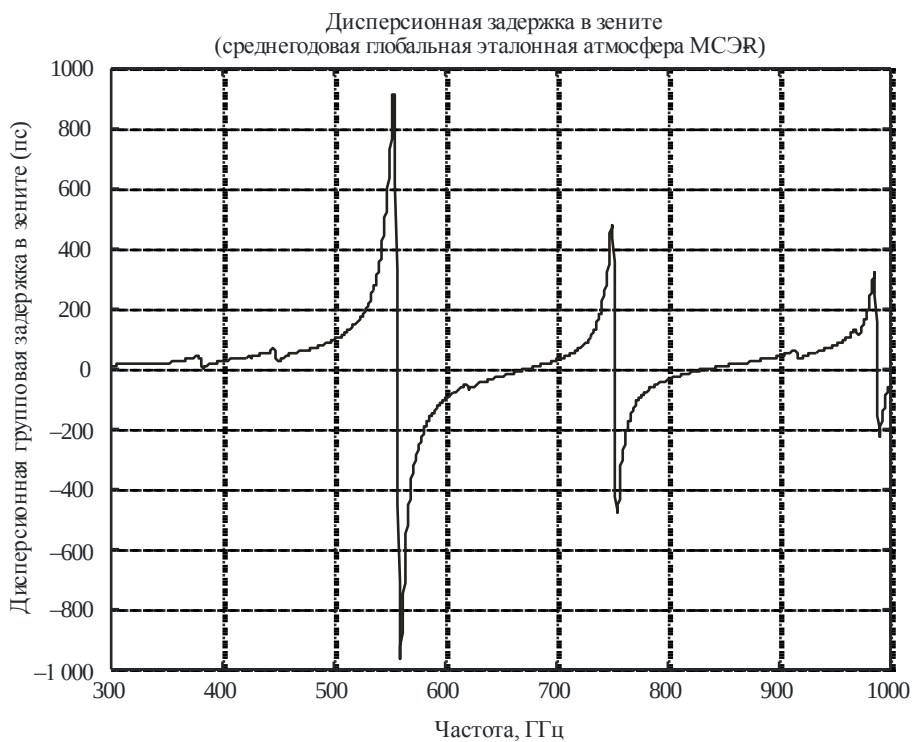
Дисперсионная задержка при прохождении радиоволн через атмосферу (в пс в зените, связанная с атмосферными газами, на частотах от 0 до 350 ГГц с использованием среднегодовой глобальной эталонной атмосферы МСЭ-R



Radio-Meteo. 06-06

РИСУНОК 6.7

Дисперсионная задержка при прохождении радиоволн через атмосферу в пс в зените, связанная с атмосферными газами, на частотах от 300 до 1000 ГГц с использованием среднегодовой глобальной эталонной атмосферы МСЭ-R



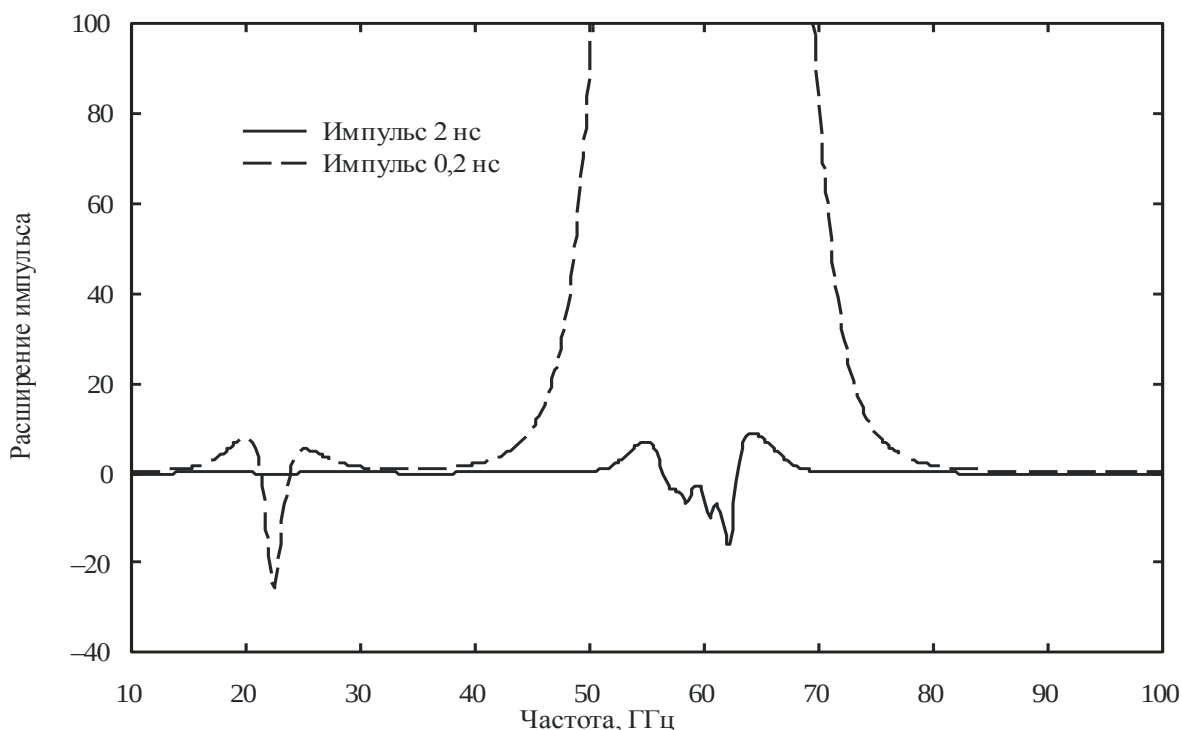
Radio-Meteo. 06-07

Для наглядности на Рисунке 6.8 показано расчетное искажение гауссова импульса в процентном отношении расширения или сжатия (если значение отрицательное) для двух показателей ширины импульса (2 и 0,2 нс) вдоль трассы длиной 10 км на уровне моря. В данном случае также используются параметры среднегодовой глобальной эталонной атмосферы МСЭ-R (с параметрами $P = 1013,25$ гПа, $T = 288,15$ К, $\rho = 7,5$ г/м³ на поверхности). Вычисления основаны на предыдущем варианте модели Либе, MPM-89 [Liebe, 1989]. Импульс длиной 2 нс (при полосе пропускания 0,8 ГГц и 3 дБ) вблизи частоты 55 ГГц расширяется примерно на 7%. Такой же импульс длительностью 2 нс вблизи частоты 62 ГГц сжимается примерно на 16%, а затем вновь расширяется на 8% вблизи частоты 64 ГГц. Для гораздо более короткого импульса длиной 0,2 нс при полосе пропускания 8 ГГц и 3 дБ уровни искажения соответственно выше, и вблизи линии водяного пара 22 ГГц возникает значительное расширение и сжатие; вблизи 60 ГГц полосы кислорода импульс шириной 0,2 нс претерпевает расширение более 100% и фактически может быть разбит на несколько компонентов, что по факту аналогично затухающим колебаниям. Искаженные импульсы возникают при значительном изменении ослабления и задержки распространения по всей полосе пропускания, необходимой для передачи импульсных сигналов. Как следствие, при сверхширокополосной передаче цифровых данных на частотах, близких к линиям поглощения в газах, в цифровых системах связи увеличиваются коэффициенты ошибок по битам и межсимвольные помехи.

РИСУНОК 6.8

Расчетное расширение (или сжатие, при отрицательном значении) гауссовых импульсов длиной 0,2 нс и 2 нс, связанное с дисперсионными эффектами атмосферы, вдоль 10-километровой горизонтальной трассы на уровне моря ($P = 1013,25$ гПа, $T = 288,15$ К, $\rho = 7,5$ г/м³).

Предварительные расчеты на основе модели MPM-89 приведены в [Liebe, 1989]



Radio-Meteo. 06-08

6.6 Сравнение прогнозов, полученных на основе различных моделей поглощения в газах, с результатами измерений

Физические модели поглощения в газах, подобные MPM Liebe, основаны на различных теоретических допущениях и лабораторных данных. Лабораторные данные могут быть получены путем проведения измерений в контролируемых условиях в ограниченном температурном диапазоне. В качестве примера

можно привести полученные [Liebe, Rosenkranz and Hufford, 1992] результаты лабораторных измерений кислородного поглощения (с расширением, зависящим от давления) в сухом воздухе ($O_2 + N_2$), проведенных на частотах между 49,3 и 66,3 ГГц при трех значениях температуры (6, 30 и 54 °C) и 11 выбранных значениях давления в диапазоне между 13 и 1010 гПа. Очевидно, что кислородное поглощение не всегда полностью характеризуется диапазоном значений температуры тропосферного и/или стратосферного воздуха (приблизительно от –89 до 57 °C). Таким образом, погрешности в температурной зависимости параметра подключения к линии δ (уравнение (6.14)) в кислородной полосе 50–70 ГГц влияют на моделируемую радиояркостную температуру, особенно в условиях сухого атмосферного воздуха.

В процессе подтверждающих экспериментов было проведено сравнение прогнозируемых значений, полученных при помощи моделирования, с данными реальных наблюдений. В стандартной конфигурации наземные радиометры или спектрометры обеспечивают измерение радиояркостной температуры, а исходные переменные тестируемой модели измеряются при помощи радиозондов. Поскольку радиозонды в общем случае не измеряют количество жидкой воды, содержащейся в облаках, проверка должна проводиться преимущественно в условиях ясного неба (то есть при отсутствии видимых облаков). Это позволяет исключить из расчета количественно неизмеримые излучения, возникающие в облаках. Возможен сравнительный анализ с показаниями радиометров космического базирования, однако при этом необходимы дополнительные настройки (например, коррекция боковых лепестков антенн) и жесткие критерии отбора данных, полученных в точке проведения измерений (совпадающих по времени и местоположению данных, полученных с радиобуев и радиозондов, с учетом времени подъема последних). В разделе 2.11 работы [Mätzler, 2006] приведены различные виды сравнительного анализа прогнозов на основе моделей поглощения в газах с результатами измерений, полученными при помощи микроволновых спутниковых радиометров.

6.6.1 Наземные радиометрические измерения

[Westwater *et al.*, 1990] провели измерение излучений в условиях ясного неба на частотах 20,6; 31,65 и 90 ГГц при помощи радиометров, установленных в Денвере, штат Колорадо, и на острове Сан-Николас, штат Калифорния, и сравнили полученные результаты с расчетами радиояркостных температур на основе данных, полученных от радиозондов двух различных типов. Следует заметить, что радиометры обладали равной шириной главного лепестка на всех трех каналах; следовательно, можно было измерять суммарное излучение одновременно на двух приборах. Затем был проведен сравнительный анализ прогнозов, полученных на основе моделей поглощения в водяных парах MPM-87 [Liebe and Layton, 1987; Waters, 1976]. Поглощение в кислороде рассчитывалось на основе предыдущей версии модели Розенкранца [Rosenkranz, 1988]. Из результатов сравнения видно, что модель Уотерса превосходит модель MPM-87 на частотах 20,6 и 31,65 ГГц (обладавая минимальной погрешностью и среднеквадратической ошибкой), а на частоте 90 ГГц наблюдается обратная картина. На частоте 90 ГГц поглощение возникает главным образом из-за континуума и/или нерезонансных слагаемых, которые были смоделированы [Waters, 1976; Liebe and Layton, 1987] совсем другими методами.

В июне и июле 1999 года [Westwater *et al.*, 2003] провели измерение атмосферных излучений при помощи радиометров на частотах 23,8 и 31,4 ГГц на острове Науру и в прилегающей тропической зоне в западной части Тихого океана. Согласно Рекомендации МСЭ-R P.836-5 первый канал наиболее чувствителен к водяному пару, тогда как второй расположен в окне прозрачности для поглощения в газах (таким образом преобладает поглощение в континууме водяных паров) и, следовательно, более чувствителен к количеству жидкой воды, содержащейся в облаках. Затем был проведен сравнительный анализ данных, полученных радиометрическим методом, с прогнозами радиояркостной температуры по методам MPM-87 [Liebe and Layton, 1987], MPM-93 и Rosenkranz 98. В качестве исходных данных для этих моделей использовались профили настроек радиозондов. Для снижения заранее известной погрешности сухого воздуха были применены поправки показаний влагочувствительных резисторов радиозондов. Результаты сравнения, полученные на основе совокупных данных с Науру и расположенных поблизости судов (с шагом выборки 175), представлены в Таблице 6.5. Суммарное содержание водяного пара в вертикальном столбе составляло около 4,7 см. Средняя радиояркостная температура составила порядка 65 К на частоте 23,8 ГГц и 32 К на частоте 31,4 ГГц.

ТАБЛИЦА 6.5

Сравнительный анализ измеренных и расчетных значений радиояркостной температуры в условиях ясного неба (К) на частотах 23,8 и 31,4 ГГц для трех моделей поглощения в газах с использованием скорректированных данных радиозондов на острове Науру и в тропической зоне западной части Тихого океана [Westwater *et al.*, 2003]. Шаг выборки равен 175

Частота (ГГц)	Параметр (К)	MPM-87	MPM-93	Rosenkranz 98
23,8	Средняя ошибка (погрешность)	0,80	3,90	0,69
23,8	Стандартное отклонение погрешности	3,46	3,59	3,44
23,8	Доверительный интервал погрешности 99%	±0,67	±0,70	±0,67
31,4	Средняя ошибка (погрешность)	–0,16	3,37	0,86
31,4	Стандартное отклонение погрешности	1,66	1,84	1,69
31,4	Доверительный интервал погрешности 99%	±0,32	±0,36	±0,33

В Таблице 6.5 показано, что результаты, полученные при помощи моделей MPM-87 и Rosenkranz 98 на частоте 23,8 ГГц, близки, а разница составляет лишь 0,1 К. При условии что алгоритм коррекции данных радиозондирования работает в целом удовлетворительно, расчетные данные модели Rosenkranz 98 немного ближе к результатам измерений яркостной температуры [Westwater *et al.*, 2003]. Тем не менее из-за существенного разброса результатов (стандартное отклонение составляет 3,5–3,6 К), модели MPM-87 и Rosenkranz 98 статистически неразличимы в пределах доверительного интервала 99%, показанного в Таблице 6.5.

На частоте 31,4 ГГц разница погрешностей моделей MPM-87 и Rosenkranz 98 составляет 1 К, а разброс результатов меньше, чем на частоте 23,8 ГГц. При условии что алгоритм коррекции данных радиозондирования работает в целом удовлетворительно, данные MPM-87 лучше согласуются с результатами измерений яркостной температуры в пределах доверительного интервала, равного 99% [Westwater *et al.*, 2003]. Однако погрешности как стандартного, так и скорректированного радиозондов не позволяют однозначно определить, какая из моделей лучше – соответствие радиометрических измерений и смоделированных яркостных температур находилось в сильной зависимости от серии радиозондов и не являлось монотонной функцией срока эксплуатации радиозонда [Westwater *et al.*, 2003]. В Таблице 6.5 приведены прогнозируемые значения, основанные на данных MPM-93, которые отличаются от других двух моделей приблизительно на 3 К.

Следует отметить, что в регионах с очень холодным и сухим воздухом (то есть на Северном Ледовитом океане и севере Аляски) модель Rosenkranz 98 на частоте 31,4 ГГц лучше прогнозирует ослабление вследствие сухого воздуха (также известного как непрозрачность сухого воздуха), так как ее применение приводит к наименьшим значениям на трассе с водой в жидком состоянии, полученным радиометрическим путем, по сравнению с двумя другими моделями [Westwater *et al.*, 2001].

В работе [Mattioli *et al.*, 2005] проведен сравнительный анализ результатов радиометрических измерений на частотах 23,8 и 31,4 ГГц, полученных на станции изучения атмосферных излучений Департамента энергетики США на севере центральной части Оклахомы, с прогнозами, полученными при помощи моделей MPM-87, MPM-93 и Rosenkranz 98. Проводились также испытание модели [Liljegren *et al.*, 2005] и обновление модели Розенкранца. Расчетные значения, полученные при помощи последней модели, оказались близки к прогнозам модели Rosenkranz 98. Радиозонды усовершенствованной конструкции (в которых отсутствует погрешность вследствие сухого воздуха) использовались для обеспечения профилей исходных метеорологических показателей для этих моделей. Значения радиояркостной температуры ясного неба (T_{bs}) колебались в диапазоне от 12 до 42 К на частоте 23,8 ГГц (что значительно ниже показателей для влажной тропической атмосферы, полученных в Науру; см. Таблицу 6.5) и от 11 до 22 К на частоте 31,4 ГГц. Наиболее значительные колебания параметра T_{bs} , несомненно, обусловлены наличием водяного пара и становятся заметными в радиоканале с частотой 23,8 ГГц. Для измерений использовались три радиометра (а именно C1, S01

и E14), калиброванные при помощи двух различных алгоритмов (ARM и ETL). В Таблице 6.6 показана средняя ошибка (погрешность), определяемая как [измеренный T_b – прогнозируемый T_b] для микроволнового радиометра C1, калиброванного методом ARM (C1/ARM). Данная комбинация дает погрешность, которая, как правило, находится в середине диапазона систематических ошибок, занимающих вторую и четвертую строку в Таблице 6.6. Основываясь на небольшом шаге выборки, можно сказать, что расчеты при помощи более современных моделей [Rosenkranz 1998; Liljegren 2005] лучше согласуются с результатами измерений, чем показатели "старых" моделей (MPM-87 и MPM-93).

Кроме того, в работе [Mattioli *et al.*, 2005] представлены диаграммы рассеяния измеренных T_b в сравнении с прогнозируемыми для радиометра C1/ARM, а также анализ угловых коэффициентов регрессии. Коэффициент наклона моделей Rosenkranz 1998 и 2003 на канале с частотой 23,8 ГГц близок к единице, тогда как у модели Liljegren 2005 он на 2,5% больше. Значения отсекаемых отрезков для трех более новых моделей очень близки (от –0,51 до –0,58 К), наибольшим значением обладает модель MPM-87 (–1,007 К). Если говорить о радиоканале, чувствительном к количеству жидкости, модель Liljegren 2005 имеет близкий к единице коэффициент наклона и наименьший отсекаемый отрезок (–0,006 К), в то время как коэффициент наклона модели Розенкранц составляет около 1,04, а отсекаемый отрезок – около –0,6 К. Коэффициент наклона модели MPM-93 на частоте 31,4 ГГц равен 1,1519, а отсекаемый отрезок –1,511 К – это несколько выше, чем поглощение в водяных парах на данной частоте. Отклонение наклона линии регрессии от единицы в этих моделях в основном является проверочной величиной для модуля водяного пара, так как временная нестабильность яркостных температур в условиях ясного неба возникает главным образом вследствие наличия водяного пара [Mätzler, 2006].

ТАБЛИЦА 6.6

Сравнительный анализ измеренных и расчетных значений радиояркостной температуры в условиях ясного неба (К) на частотах 23,8 и 31,4 ГГц для четырех моделей поглощения в газах с использованием данных радиозондов на станции ARM в Оклахоме в марте–апреле 2003 года [Mattioli, 2005]. Шаг выборки для радиометра C1 равен 67. Приведены также диапазон погрешностей для шести комбинаций радиометров (C1, S01 и E14) и алгоритмы калибровки (ARM и ETL) [Mätzler, 2006]

Частота (ГГц)	Параметр (К)	Rosenkranz 98	Liljegren 2005	MPM-87	MPM-93
23,8	Средняя ошибка (погрешность) C1/ARM	0,44	–0,07	0,60	–0,65
23,8	Диапазон погрешности	[–0,03; 0,75]	[–0,55; 0,25]	[0,12; 0,91]	[–1,13; –0,33]
31,4	Средняя ошибка (погрешность) C1/ARM	0,09	–0,11	0,64	–0,77
31,4	Диапазон погрешности	[–0,005; 0,27]	[–0,11; 0,06]	[0,54; 0,81]	[–0,86; –0,59]

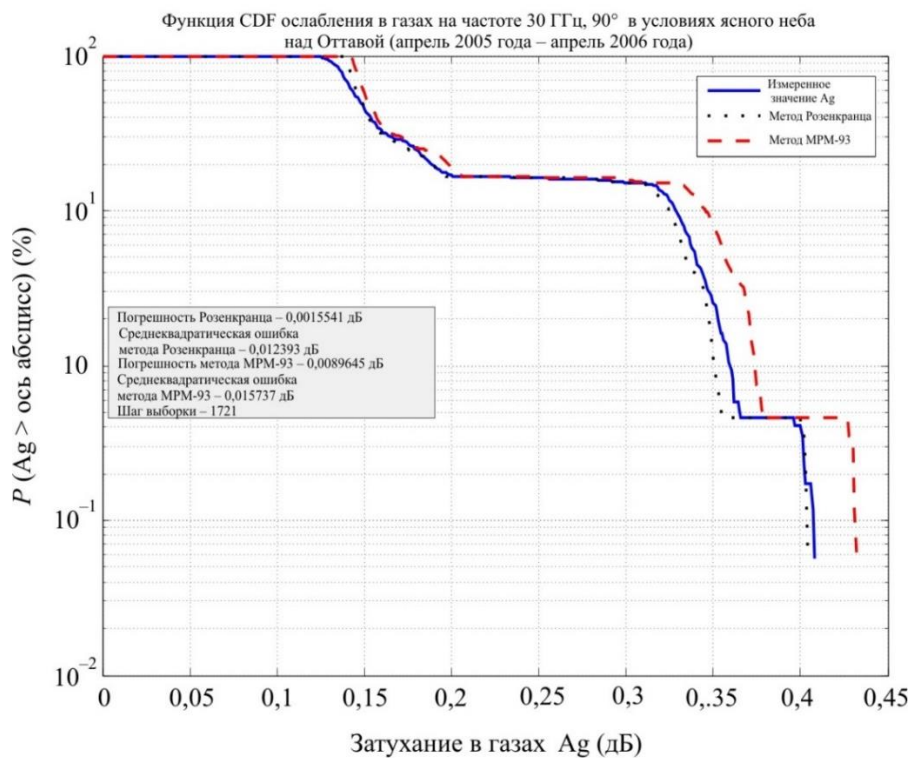
[Bouchard, 2008] получил данные для дневного времени в условиях ясного неба при помощи многочастотного профилирующего радиометра, установленного в Оттаве, Канада. Профилирующее устройство имело пять каналов в полосе частот водяного пара (22,235–30 ГГц) и семь каналов вдоль границы кислородного комплекса между 51,25 и 58,8 ГГц. В подобных условиях ясного неба суммарное ослабление на трассе A_{tot} , рассчитанное на основе радиояркостной температуры неба с использованием широко распространенного соотношения, приведенного в Рекомендации МСЭ-R P.1322, должно в точности равняться величине поглощения в газах: $A_{tot} = A_g$. Всего анализу подверглись 1721 результат измерений, полученных в условиях ясного неба с апреля 2005 года по апрель 2006 года/Временами появлялись случайные клубы тумана и/или нестойкие инверсионные следы самолетов; и те и другие прозрачны для микроволн. Поверхностное давление находилось в диапазоне от 1003 до 1027,1 гПа; содержание водяного пара в вертикальном столбе – от 0,21 до 3,67 см; температура вблизи поверхности колебалась от –19,9 до 28,8 °С.

Обе модели – МРМ-93 (без учета сферической Земли и рефракции) и последняя версия модели Розенкранца под названием Rosenkranz 2007 (полученная непосредственно от автора) – в качестве исходных данных используют полученные профили температуры и влажности от поверхности на высоте до 10 км над уровнем Земли. В обеих моделях используется простой закон косеканса, описывающий зависимость от угла места. Профилирующее устройство измеряет давление воздуха только вблизи поверхности. Таким образом, *профили* давления от поверхности на высоте до 10 км над уровнем Земли были "воссозданы" из показателей давления на поверхности и интерполированных профилей температуры и абсолютной влажности путем решения гидростатического уравнения для тонких слоев (1-м) влажного воздуха. Все указанные профили дополнены наиболее недавними радиозондирующими профилями давления, температуры и относительной влажности, полученными от станции наблюдения за верхними слоями атмосферы Маниваки (WMO 71722) (расположенной приблизительно на расстоянии 105 км) от высоты 10 км вплоть до уровня прокола воздушного шара (как правило, составляющего около 30 км). Эффективная температура среды T_{mr} в уравнении 1 Рекомендации МСЭ-R P.1322 рассчитывается при помощи модели Rosenkranz 2007 с аналогичной комбинацией профилей (профилирующее устройство + радиозонд) в качестве исходных данных. Этот подход применяется [Bouchard, 2008] для сравнения моделей поглощения в газах, поскольку не существует средств, позволяющих запускать комбинированные радиозонды дважды в день. Кроме того, ближайшая станция зондирования (в Маниваки) не проводит исследования поверхности (известные под названием METAR).

Данное сравнение выполняется для частот 30 и 51,25 ГГц. На частоте 30 ГГц модель Rosenkranz 2007 обладает наименьшей погрешностью и среднеквадратической ошибкой по сравнению с результатами наблюдений при четырех заданных углах места (15°–90°); а на частоте 51,25 ГГц наибольшее совпадение с результатами наблюдений демонстрирует модель МРМ-93 (то есть обладает наименьшей погрешностью и среднеквадратической ошибкой). На Рисунках 6.9–6.12 показаны примеры графиков условной функции CDF на частотах 30 и 51,25 ГГц для углов места 90° и 27,45°.

РИСУНОК 6.9

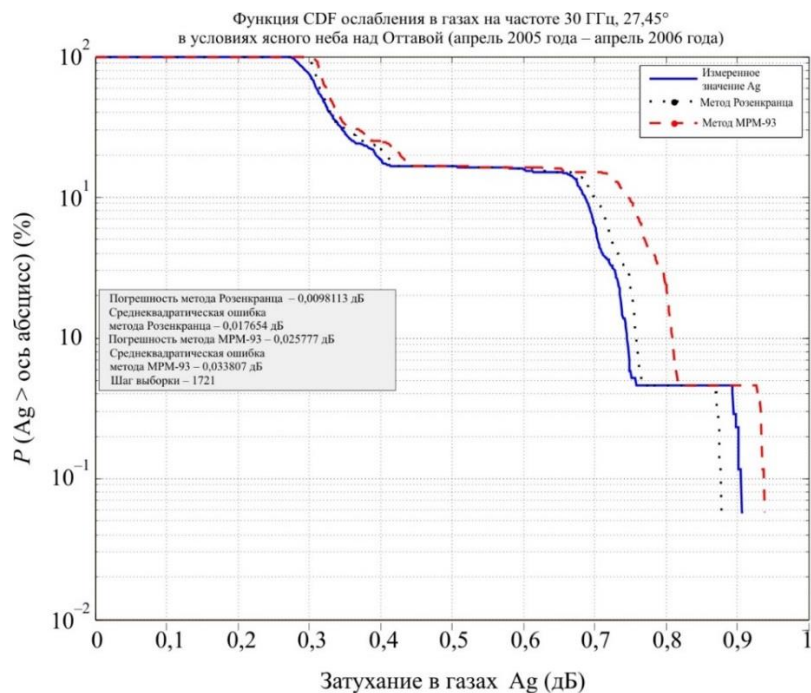
Условная интегральная функция распределения (CDF) измеренного и смоделированного ослабления в газах (A_g) на частоте 30 ГГц, 90° в условиях ясного неба над Оттавой в дневное время. Полученные профили данных дополнены результатами измерений, полученных с радиозондов в Маниваки (71722) и используются в качестве исходных параметров для моделей на Рисунках с 6.9 по 6.12



Radio-Meteo. 06-09

РИСУНОК 6.10

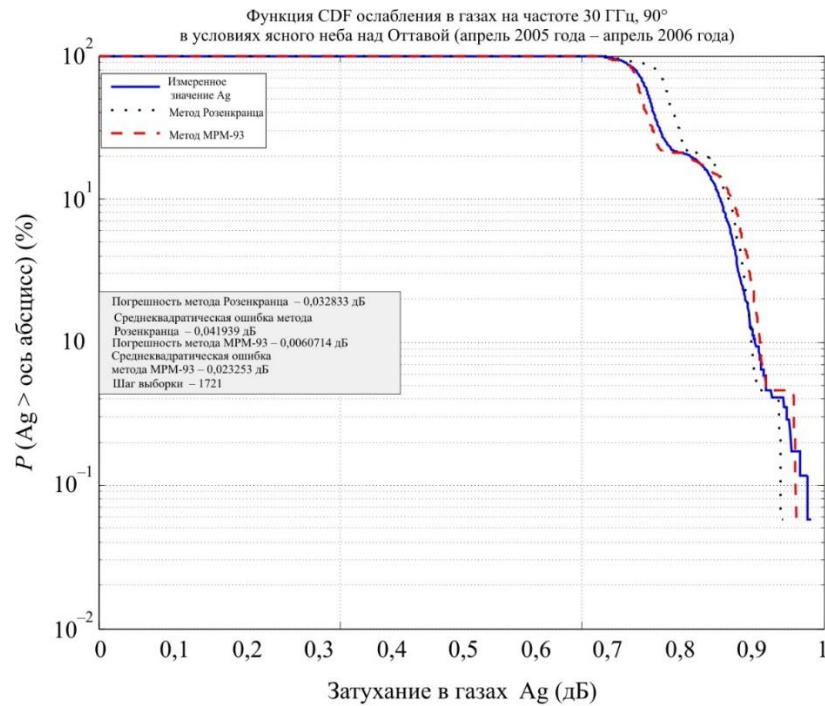
Условная функция CDF измеренного и смоделированного ослабления в газах (A_g) на частоте 30 ГГц, 27,45°, в условиях ясного неба над Оттавой в дневное время (апрель 2005 года – апрель 2006 года)



Radio-Meteo. 06-10

РИСУНОК 6.11

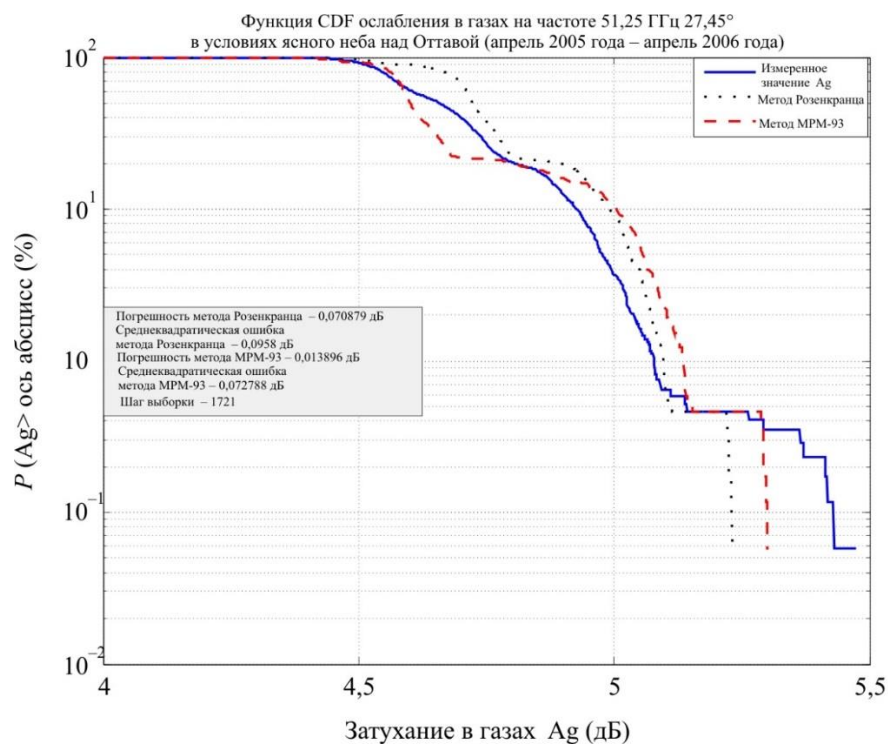
Условная функция CDF измеренного и смоделированного ослабления в газах (A_g) на частоте 51,25 ГГц, 90° в условиях ясного неба над Оттавой в дневное время (апрель 2005 года – апрель 2006 года)



Radio-Meteo. 06-11

РИСУНОК 6.12

Условная функция CDF измеренного и смоделированного ослабления в газах (A_g) на частоте 51,25 ГГц, 27,45° в условиях ясного неба над Оттавой в дневное время (апрель 2005 года – апрель 2006 года)



Radio-Meteo. 06-12

Интересно отметить, что [Hewison *et al.*, 2006] получили аналогичные выводы по двум упомянутым моделям поглощения в газах (точнее по модели Rosenkranz 2003) на частотах 30 и 51,25 ГГц при помощи более точного метода сравнения *моделируемых* радиоярких температур, полученных с радиозондов, запущенных в условиях ясного неба, с *измеренными значениями* радиояркой температуры. Данные были получены при помощи совмещенного профилирующего радиометра той же модели в ходе эксперимента по измерению температуры, влажности и облачности (TUC), который проводился в Пайерне, Швейцария, в зимний период 2003–2004 годов. В ходе эксперимента TUC радиозонды формировали действующие профили влажности лишь вплоть до диапазона 10–12 км; выше данного уровня [Hewison *et al.*, 2006] дополнили профили в точке проведения измерений эталонным зимним профилем для средних широт. Что касается каналов профилирующего устройства, в которых преобладает континуум водяного пара (26,235 и 30 ГГц) [Hewison *et al.*, 2006] выяснили, что модели MPM-87, MPM-89, Rosenkranz 98 и Rosenkranz 2003, а также модель [Liljegren, 2005] четко согласуются с результатами измерений; однако в модели MPM-93 переоценивается интенсивность поглощения. Упомянутые авторы выяснили также, что в модели MPM-93 постоянно переоценивается поглощение в газах в более теплых и влажных условиях в каналах 22,235–23,835 ГГц и что модель MPM-87 обладает наименьшей погрешностью и среднеквадратической ошибкой на частоте 52,28 ГГц по сравнению с остальными пятью моделями. Следует отметить, что в каналах 51 и 52 ГГц объединено влияние параметров сопряжения континуума водяного пара и линии кислорода (оба параметра изменяются от модели к модели); в этих каналах выявлены наибольшие различия между моделями и существенные различия между результатами наблюдений и моделями. В заключение, в более высокочастотных каналах профилирующего устройства (54,94–58,8 ГГц) наблюдалась погрешность T_b порядка 1 К, которая впоследствии была выявлена и устранена производителем. Данная погрешность была исправлена эмпирическим путем в наборе данных TUC для последующего анализа, представленного в документах.

6.6.2 Наземные спектрометры с преобразованием Фурье

Наземные спектрометры с преобразованием Фурье (FTS), установленные на высокогорных измерительных станциях, предоставляют полноценные наборы данных для подтверждения и дальнейшего совершенствования моделей поглощения в газах в условиях сухой атмосферы в диапазоне приблизительно от 0,1 до 2 ТГц [Mätzler, 2006]. В работе [Pardo *et al.*, 2001a] представлены широкополосные спектры передачи сигналов в атмосфере с использованием спектрометров FTS, установленных на Мауна-Кеа, Хило, Гавайи (4100 м над уровнем моря), на частотах от 350 до 1100 ГГц. Эти измерения показали, что для приведения в соответствие результатов измерений непрозрачности сухого воздуха в данной полосе частот слагаемое сухого континуума в модели MPM-93 должно быть умножено на 1,29, поскольку поглощение в псевдоконтинууме H_2O , представленное в обеих моделях – MPM-89 и MPM-93, не является точным в субмиллиметровом диапазоне (см. Рисунок 5 в документе [Pardo *et al.*, 2001a]). Кроме того, в MPM не моделируется поглощение, связанное с озоном, между тем его влияние в очень сухих климатических условиях в субмиллиметровом диапазоне заметно [Pardo *et al.*, 2001b]. Остальные газовые примеси также не представлены в моделях MPM. С другой стороны, необходимо отметить, что в модели Atmospheric Transmission at Microwaves (ATM, передача микроволновых излучений в атмосфере) [Pardo *et al.*, 2001b] представлено поглощение, связанное с газовыми примесями; в процессе разработки ATM особое внимание уделялось проверке и измерению поглощения в континууме в субмиллиметровом диапазоне.

6.6.3 Заключение

К сожалению, результаты сравнительного анализа, приведенные в настоящем разделе, не позволяют выявить, какая из моделей поглощения в газах является наилучшей на всех частотах микроволнового и миллиметрового диапазонов и для всех видов климатических условий. Кроме того, в указанных работах обозначены некоторые трудности, с которыми приходится сталкиваться при проведении целенаправленного сравнительного анализа теоретических моделей и результатов измерений. Погрешности измерений радиояркой температуры должны выявляться и устраняться. Кроме того, серьезной проблемой является точность показателей влажности в точке проведения измерений, полученных при помощи радиозондов в широком диапазоне значений температуры воздуха.

6.7 Ослабление инфракрасного и видимого излучения

В настоящее время все больший интерес представляет применение электромагнитного спектра на частотах выше 1 ТГц (то есть выше 1000 ГГц, или $\sim 33 \text{ см}^{-1}$, или длины волны менее 300 мкм) для осуществления связи в свободном пространстве. Этот диапазон имеет большое значение для использования в области связи, при исследовании космического пространства и в системах дистанционного зондирования в полосах частот от инфракрасной до видимой области электромагнитного спектра, несмотря на интенсивное частотно-избирательное поглощение и рассеяние в тропосфере. Таким образом, для количественной оценки характеристик распространения в конкретных случаях и правильного выбора частот необходима подробная информация о распространении радиоволн в этих полосах частот. Экспериментальные и теоретические данные порой бывают очень скудными, а результаты измерений уровня ослабления сигнала зачастую зависят от характеристик используемого оборудования (например, от разрешающей способности по частоте). Таким образом, в настоящем Справочнике могут быть даны лишь приблизительные показатели для данной области электромагнитного спектра, а для получения достоверных прогнозов необходимы дополнительные исследования. Однако можно выделить те участки спектра, которые по всей вероятности, будут представлять наибольший практический интерес, и определить направления исследований влияния атмосферных явлений в данных полосах частот.

Инфракрасное и видимое излучение частично поглощается атмосферными газами и рассеивается аэрозолями и гидрометеорами, такими как дождь, облака и туман. Термин "аэрозоль" используется для описания небольших частиц (в отличие от капель воды, из которых состоит туман или облако). Размеры этих частиц варьируются от грозди из нескольких молекул до 100 мкм и более [Pruppacher and Klett, 1997], при этом равновесная скорость частиц довольно низка. Пыль и частицы морских брызг – пример аэрозолей, которые обсуждаются в главе 2. Концентрация аэрозолей подвержена сильным изменениям и во времени, и в пространстве, при этом она в значительной степени зависит от близости источников излучения, от мощности излучения, от интенсивности конвекционного и турбулентного диффузионного переноса, а также от эффективности различных механизмов отвода. Согласно подсчетам, 80% общей массы аэрозольных частиц содержится в пределах нижнего километрового слоя атмосферы [Pruppacher and Klett, 1997]. Кроме того, концентрация аэрозолей снижается по мере продвижения по горизонтали от побережья в открытый океан, так как земля по сравнению с океаном производит большее количество частиц. В пределах Северного полушария (являющегося источником свыше 60% общей массы аэрозолей в атмосфере) большая часть этой массы аэрозолей проникает в атмосферу на широтах от 30° с. ш. до 60° с. ш., так как в этом поясе расположено около 88% всех антропогенных источников взвешенных частиц [Pruppacher and Klett, 1997].

Относительный вклад процессов поглощения и рассеяния в общее ослабление сигнала зависит от длины волны и размера частиц. Кроме того, в принимаемом сигнале (между 0,01 и 200 Гц) обычно возникают быстрые флуктуации, или "мерцание", особенно для трасс, близких к поверхности Земли. Мерцание также приводит к искажению фронта волны, в свою очередь вызывающего расфокусировку луча. Это происходит из-за случайных отклонений индекса рефракции, связанных с атмосферной турбулентностью, которая подробнее обсуждается в главе 4 настоящего Справочника и в Рекомендации МСЭ-R P.1817, посвященной разработке оптических линий связи в свободном пространстве. Амплитуда мерцания увеличивается с частотой; отклонение мощности сигнала, σ^2 (в дБ²) возрастает приблизительно как $f^{7/6}$ [Tatarski, 1961].

На радиоволнах, отдаленных от центров линий молекулярного поглощения (то есть в окнах прозрачности атмосферы), основные ограничения по надежности и готовности системы главным образом возникают вследствие легкого или густого тумана, облаков или осадков; все эти эффекты описаны в других главах настоящего Справочника. Однако периодически может возникать значительное усиление поглощения в водяных парах, например, в периоды повышенной влажности; при этом мерцание может вызывать сокращение полезной полосы пропускания системы, работающей в инфракрасном или видимом диапазоне.

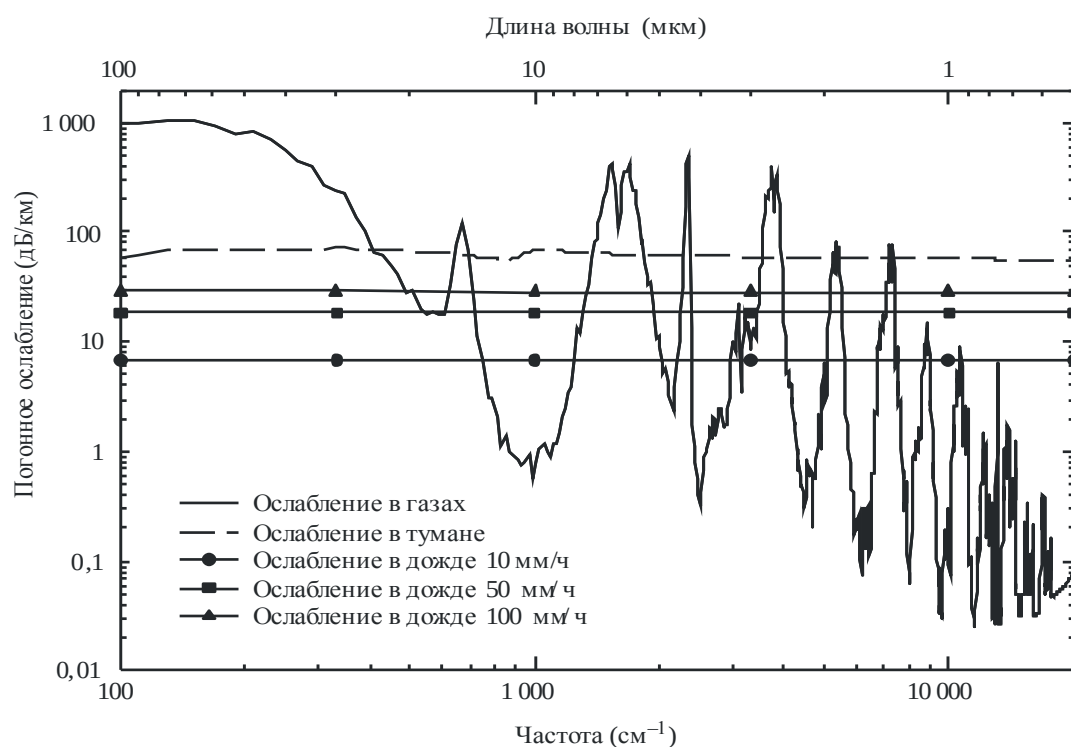
Преобладающим фактором является частотно-избирательное молекулярное поглощение, особенно в диапазоне длин волн более 1 мкм. Поглощение в значительной степени зависит от длины волны, и измерения, проведенные с высоким спектральным разрешением, показали, что в спектре поглощения

присутствуют тонкие структуры, возникающие в результате многочисленных переходов в колебательно-вращательных полосах молекул атмосферы, обладающих электрической полярностью. Следовательно, если точно не установлены разрешающая способность или ширина полосы пропускания измерительного прибора, получить количественные данные относительно процесса поглощения будет трудно. Более того, для уточнения некоторых аспектов требуются дополнительные спектроскопические измерения. Очень важно определить положение главных линий спектра поглощения и атмосферные "окна" со сравнительно низким молекулярным поглощением. Дополнительная информация может быть получена при помощи компьютерной программы расчета коэффициента пропускания, разработанной географической лабораторией Военно-воздушных сил США, HITRAN (высокая разрешающая способность), содержащей список свыше 1 700 000 линий по 37 молекулярным частицам в области спектра от миллиметровой длины волны до ультрафиолетового диапазона при спектральном разрешении, составляющем $0,001 \text{ см}^{-1}$ (что эквивалентно 30 МГц) [Rothman *et al.*, 2005] или LOWTRAN 7 (низкая разрешающая способность), охватывающей диапазон частот от 0 до $50\,000 \text{ см}^{-1}$ при спектральном разрешении, равном 20 см^{-1} (то есть 600 ГГц) [Kneizys *et al.*, 1989].

На Рисунке 6.13 отражены основные особенности явления молекулярного поглощения на уровне моря, рассчитанные при помощи LOWTRAN 7 для среднегодовой глобальной эталонной атмосферы, описанной в Рекомендации МСЭ-R P. 835-5, при спектральном разрешении 20 см^{-1} , от 100 до $20\,000 \text{ см}^{-1}$ (1 см^{-1} соответствует 30 ГГц). Преобладающие полосы поглощения связаны главным образом с водяными парами и углекислым газом. Необходимо отметить, что при спектральном разрешении 20 см^{-1} линии поглощения с большей длиной волны выравниваются и образуют низкочастотную полосу континуума, изображенную на Рисунке 6.13.

РИСУНОК 6.13

Расчетное значение погонного ослабления в газах, тумане и дожде на уровне моря от 100 до $20\,000 \text{ см}^{-1}$ (от 0,5 до 100 мкм) при помощи LOWTRAN 7 с использованием среднегодовой глобальной эталонной атмосферы МСЭ-R ($P = 1013,25 \text{ гПа}$, $T = 288,15 \text{ К}$, $\rho = 7,5 \text{ г/м}^3$ на поверхности). (Шкала частот в нижней части рисунка соответствует обратным значениям длины волны, которые также называются волновыми числами в вакууме: например, 100 см^{-1} соответствуют 3 ТГц)



Radio-Meteo. 06-13

В целях сравнения на Рисунке 6.13 показано также погонное ослабление в тумане настолько плотном, что видимость снижается до 200 м, а также ослабление в дожде при значениях интенсивности осадков

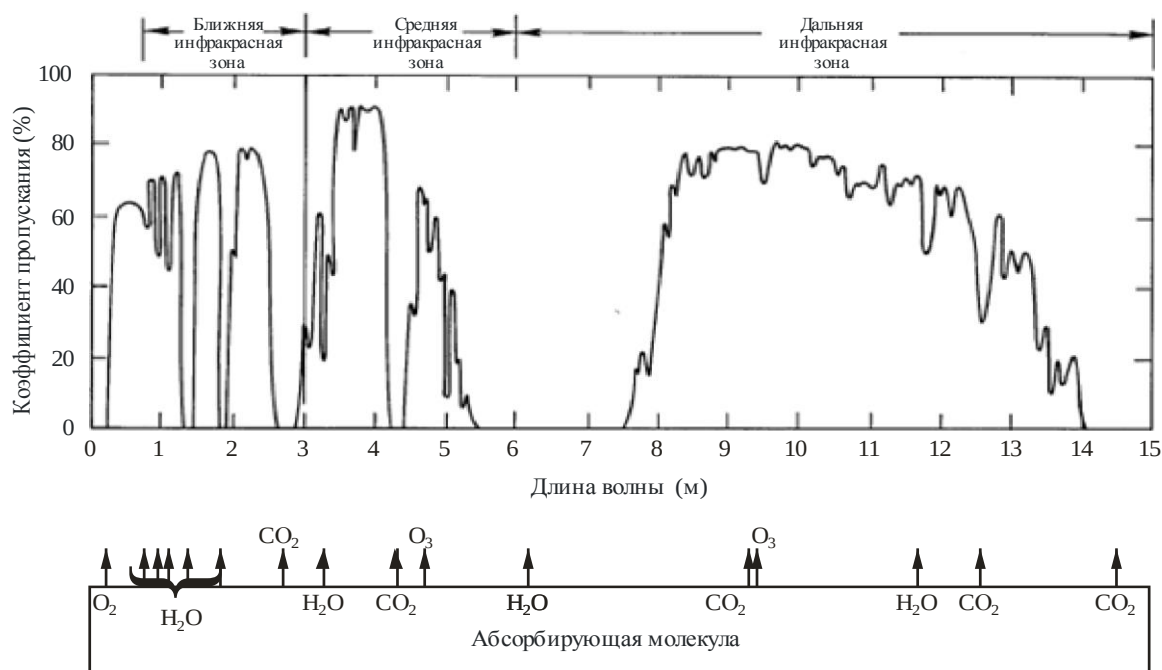
10, 50 и 100 мм/ч, рассчитанное при помощи распределения по размерам капель (формулы Маршалла-Палмера). Здесь важно упомянуть, что ослабление в инфракрасном диапазоне, связанное с туманом, крайне чувствительно к распределению по размеру капель, которое может сильно изменяться как во времени, так и в пространстве; поэтому предварительные расчеты, полученные при помощи таких моделей как LOWTRAN или HITRAN, будут отличаться по абсолютному значению в зависимости от предполагаемого распределения частиц тумана.

Относительно прозрачные атмосферные окна передачи можно найти на Рисунке 6.13: например, а) от 0,4 до 0,7 мкм в видимой области спектра; б) около 1,7; 2,2; 3,5 и 5 мкм; и с) от 8 до 13 мкм. Указанные полосы частот, особенно полоса 8–13 мкм, представляют особый интерес для прикладных задач радиосвязи и радиолокации.

На Рисунке 6.14 показан спектральный коэффициент пропускания (то есть экспоненциальная функция отрицательного значения коэффициента суммарного поглощения), измеренный на горизонтальном участке длиной 1,8 км на высоте 30 м над уровнем моря, приведенный в работе [Chen, 1975]. Горизонтальное содержание водяного пара в столбе составило 17 мм. Эти измерения были проведены в 1950 году на восточном побережье Шотландии, а первый отчет о них был опубликован в работе [Gebbie *et al.*, 1951]. Четко видны окна передачи, в которых коэффициент пропускания превышает 60%. В нижней части Рисунка 6.14 определены полосы четырех видов молекулярного поглощения (молекулярный кислород, водяной пар, углекислый газ и озон). Отметим полосы интенсивного поглощения в CO_2 на длине волны около 4,3 и 15 мкм и в водяных парах на 2,7 и 6,3 мкм. На этой трассе при заданном содержании водяного пара в вертикальном столбе последняя полоса расширяется до 7,5 мкм [Gebbie *et al.*, 1951]. Кроме того, на длине волны 4,5 мкм существует полоса, соответствующая основному режиму колебаний окиси азота (N_2O). Результаты измерения поглощения, полученные на длине волны 7,7 и 7,9 мкм, также совпадают с еще одним основным режимом колебаний N_2O , однако не могут быть однозначно к нему отнесены, так как в данной области спектра энергия инфракрасного излучения поглощается прочими видами молекул [Gebbie *et al.*, 1951].

РИСУНОК 6.14

Атмосферные коэффициенты пропускания, полученные в результате измерений на горизонтальном участке длиной 1,8 км, расположенном на высоте 30 м над уровнем моря вдоль восточного побережья Шотландии, при горизонтальном содержании водяного пара в столбе, равном 17 мм [Chen, 1975]. Следует отметить присутствие тропосферного озона. Использовано с разрешения корпорации RAND



СПРАВОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

- BOHREN, C.F. and CLOTHIAUX, E.E. [2006] Fundamentals of atmospheric radiation, Wiley-VCH, Germany.
- BOUCHARD, P. [2008] Observations of attenuation due to liquid-bearing stratocumulus clouds over Ottawa using a multifrequency profiling radiometer, Proc. 10th Specialist Meeting on Microwave Radiometry and Remote Sensing of the Environment (MicroRad'08), Florence, Italy, March 11-14.
- CADEDDU, M.P., PAYNE, V.H., CLOUGH, S.A., CADY-PEREIRA, K., and LILJEGREN, J.C. [2007] Effect of the oxygen line-parameter modeling on temperature and humidity retrievals from ground-based microwave radiometers, IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 45, No. 7, pp. 2216-2223.
- CHEN, C.C. [1975] Attenuation of electromagnetic radiation by haze, fog, clouds and rain, RAND Corporation Report R-1694-PR, Santa Monica, CA.
- ELACHI, C. [1987] Introduction to the physics and techniques of remote sensing, John Wiley & Sons, New York, USA.
- GEBBIE, H.A., HARDING, W.R., HILSUM, C., PRYCE, A.W. and ROBERTS, V. [1951] Atmospheric transmission in the 1 to 14 μ region, Proc. Roy. Soc., A206, Issue 1084, pp. 87-107.
- GIBBINS, C.J. [1986] Zenithal attenuation due to molecular oxygen and water vapour, in the frequency range 3-350 GHz, Electronics Letters, 22, No. 11, pp. 577-578.
- GIBBINS, C.J. [1990] Propagation of very short pulses through the absorptive and dispersive atmosphere, IEE Proc. Pt. H., 137, pp 304-310.
- HERZBERG, G. [1945] Molecular spectra and molecular structure II: Infrared and Raman spectra of polyatomic molecules, D. Van Nostrand Company.
- HERZBERG, G. [1950] Molecular spectra and molecular structure I: Spectra of diatomic molecules (Second Edition), D. Van Nostrand Company.
- KNEIZYS, F.X., ANDERSON, G.P., SHETTLE, E.P., ABREU, L.W., CHETWYND Jr., J.H., SELBY, J.E.A., GALLERY, W.O. and CLOUGH, S.A. [1989] LOWTRAN 7: Status, review and impact for short-to-long-wavelength infrared applications, AGARD Conference Proceedings No. 454, Atmospheric propagation in the UV, visible, IR and mm-wave region and related systems aspects, Copenhagen, Denmark, October 9-13, pp 13.1-13.11.
- LIEBE, H.J. and LAYTON, D.H. [1987] Millimeter wave properties of the atmosphere: Laboratory studies and propagation modeling, National Telecommunications and Information Administration (NTIA) Report 87-24, Boulder, CO.
- LIEBE, H.J. [1989] MPM-An atmospheric millimetre-wave propagation model, Int. J. Infrared and mm Waves, 10, No. 6, pp. 631-650.
- LIEBE, H.J., ROSENKRANZ, P.W. and HUFFORD, G.A. [1992] Atmospheric 60-GHz oxygen spectrum: New laboratory measurements and line parameters, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 48, pp. 629-643.
- LIEBE, H.J., HUFFORD, G.A. and COTTON, M.G. [1993] Propagation modeling of moist air and suspended water/ice particles at frequencies below 1000 GHz, AGARD Conference Proceedings No. 542, Atmospheric propagation effects through natural and man-made obscurants for visible to mm-wave radiation, pp. 3-1-3-11.
- LILJEGREN, J.C., BOUKABARA, S., CADY-PEREIRA, K. and CLOUGH, S.A. [2005] The effect of the half-width of the 22 GHz water vapour line on retrievals of temperature and water vapor profiles with a 12-channel microwave radiometer, IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 43, No. 5, pp. 1102-1108.
- MATTIOLI, V., WESTWATER, E.R., GUTMAN, S.I. and MORRIS, V.R. [2005] Forward model studies of water vapor using scanning microwave radiometers, global positioning system, and radiosondes during the Cloudiness Intercomparison Experiment, IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 43, No. 5, pp. 1012-1021.
- MÄTZLER, C. (editor) [2006] Thermal microwave radiation: Applications for remote sensing, The Institution of Engineering and Technology (IET), Herts, United Kingdom.
- PAPATSORIS, A.D. and WATSON, P.A. [1993] Calculation of absorption and dispersion spectra of atmospheric gases at millimetre-wavelengths, IEE Proceedings-H, 140, No.6, pp. 461-468.

- PARDO, J.R., SERABYN, E. and CERNICHARO, J. [2001a] Submillimeter atmospheric transmission measurements on Mauna Kea during extremely dry El Niño conditions: Implications for broadband opacity contributions, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 68, pp. 419-433.
- PARDO, J.R., CERNICHARO, J. and SERABYN, E. [2001b] Atmospheric Transmission at Microwaves (ATM): An improved model for millimeter/submillimeter applications, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-49, No. 12, pp. 1683-1694.
- PRUPPACHER, H.R. and KLETT, J.D. [1997] *Microphysics of clouds and precipitation*, Second edition, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands.
- ROSENKRANZ, P.W. [1975] Shape of the 5 mm oxygen band in the atmosphere, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-23, No. 4, pp. 498-506.
- ROSENKRANZ, P.W. [1988] Interference coefficients for overlapping oxygen lines in air, *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 39, pp. 287-297.
- ROSENKRANZ, P.W. [1998] Water vapour microwave continuum absorption: A comparison of measurements and models, *Radio Sci.*, 33, pp. 919-928.
- ROSENKRANZ, P.W. [1999] Correction to water vapour microwave continuum absorption: A comparison of measurements and models, *Radio Sci.*, 34, p.1025.
- ROTHMAN, L.S., JACQUEMART D. and BARBE, A. [2005] The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 96, pp. 139-204.
- TATARSKI, V.I. [1961] *Wave Propagation in a Turbulent Medium*, McGraw-Hill, New York, USA.
- WATERS, J.W. [1976] Absorption and emission by atmospheric gases, *Methods of Experimental Physics*, 12B, Ed. M. L. Meeks, Academic Press, New York, USA.
- WESTWATER, E.R., SNIDER, J.B. and FALLS, M.J. [1990] Ground-based radiometric observations of atmospheric emission and attenuation at 20.6, 31.65, and 90 GHz: A comparison of measurements and theory, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-38, No. 10, pp. 1569-1580.
- WESTWATER, E.R., HAN, Y., SHUPE, M.D. and MATROSOV, S.Y. [2001] Analysis of integrated cloud liquid and precipitable water vapor retrievals from microwave radiometers during the Surface Heat Budget of the Arctic Ocean project, *J. Geophys. Res.*, 106, No. D23, pp. 32019-32030.
- WESTWATER, E.R., STANKOV, B.B., CIMINI, D., HAN, Y., SHAW, J.A., LESHT, B.M. and LONG, C.N. [2003] Radiosonde humidity soundings and microwave radiometers during Nauru99, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 20, pp. 953-971.

ГЛАВА 7

Ослабление за счет атмосферных частиц

Гидрометеоры в виде дождя, града или мокрого снега могут вызвать сильное ослабление энергии радиоволн. В большинстве районов земного шара основной вид атмосферных осадков – это дождь. Хотя дождь способен поглощать и рассеивать энергию на всех частотах, ослабление в дожде имеет значение лишь на частотах выше нескольких гигагерц.

Хотя гидрометеоры в виде дождя оказывают наиболее сильное влияние на распространение радиоволн, облака, туман, снег, град и тающий слой (в основном на трассах Земля-космос) являются дополнительными источниками ослабления сигналов. Ослабление за счет облаков может быть существенным на линиях связи Земля-космос, работающих на частотах свыше 10 ГГц и имеющих небольшие углы места. Ослабление в облаках может являться основной причиной существенного ухудшения характеристик для систем с низкой готовностью при отсутствии или малой интенсивности дождя; и в этом случае энергетический запас линии может определяться величиной ослабления в облаках [Tervonen and Salonen, 2000; Dissanayake *et al.*, 1997, 2001]. Слой таяния – это область температур ниже изотермы 0 °С, в которой гидрометеоры льда и снега превращаются в капли воды. Ослабление радиоволн, связанное с частицами тающего льда, возрастает с увеличением частоты [Dissanayake *et al.*, 2002] и может достигать существенных значений. Воздействие этого дополнительного ослабления нельзя не учитывать в отношении распространения радиоволн по наклонной трассе. Многие из моделей прогнозирования ослабления в дожде для получения суммарного ослабления в дожде используют значение "эффективной высоты слоя дождя" вместо высоты слоя таяния плюс высота слоя дождя. Ослабление за счет частиц песка и пыли в большинстве районов мира не имеет столь существенного значения и редко оказывает ощутимое влияние на распространение радиоволн. Однако исследования показывают, что в некоторых экстремальных ситуациях на частотах свыше приблизительно 10 ГГц это ослабление может оказаться весьма важным.

Поскольку процесс дождя меняется как во времени, так и в пространстве, необходимо тщательно изучить вертикальную и горизонтальную структуры дождя, временные масштабы, в течение которых меняется интенсивность и характер дождя, и отклонение различных характеристик дождя в зависимости от географического положения.

7.1 Прогнозирование удельного ослабления по данным об интенсивности дождя

Ослабление в дожде играет важную роль в наземных системах связи или системах Земля–космос на частотах свыше 10 ГГц, причем влияние дождя сильно увеличивается при увеличении рабочих частот до 100 или 200 ГГц (см. Рисунок 7.1). На частотах свыше приблизительно 200 ГГц, в зависимости от интенсивности дождя, удельное ослабление с ростом частоты немного уменьшается, практически достигая оптического предела на частоте 1000 ГГц. Природа этого явления всесторонне исследовалась как теоретически, так и экспериментально. Поскольку в свободном пространстве длина радиоволн (от 30 мм до 1,5 мм), подверженных поглощению, невелика по сравнению с диаметром капель, вызывающих ослабление (приблизительно от 1 до 6 мм), то, как правило, для расчета удельного ослабления, вызванного дождем, целесообразно использовать теорию рассеяния Ми.

Удельное ослабление определяется как скорость затухания на единице расстояния и может быть представлено в виде

$$\alpha = 0,434 \int_0^{D_{max}} \sigma_{ext}(D) \cdot N(D) dD \quad \text{ДБ/км} \quad (7.1)$$

где $N(D)dD$ – число капель диаметром от D до $D + dD$ в единице объема (м^{-3}), а σ_{ext} – сечение рассеяния в квадратном сантиметре (см. главу 5).

При еще одном подходе к определению ослабления вследствие гидрометеоров воздушная среда рассматривается как искусственный сложный диэлектрик [Van de Hulst, 1957; Kharadly and Choi, 1988]

расширили этот подход, включив в рассмотрение ослабление за счет мокрого снега в пределах тающего слоя.

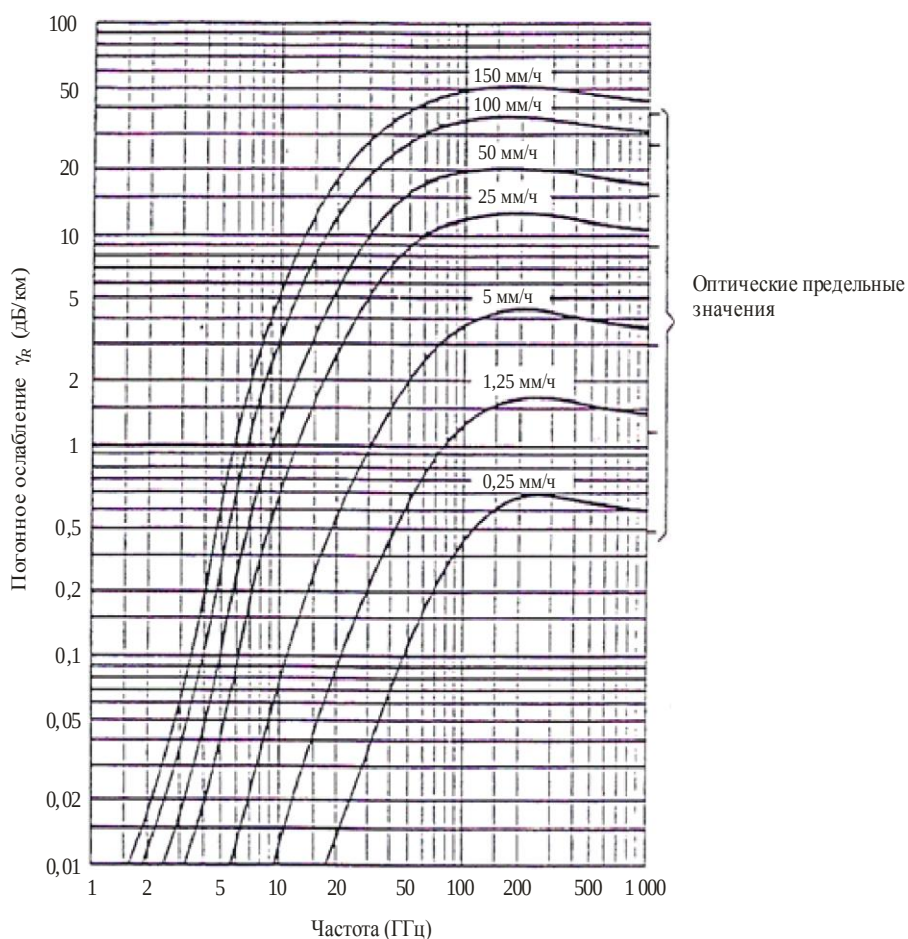
На Рисунке 7.1 показано изменение коэффициента удельного ослабления, рассчитанного с помощью метода Ми и представленного в виде функции от частоты для различных интенсивностей дождя при допущениях, принятых в [Rogers and Olsen, 1976]. Интенсивность дождя, как правило, выраженная в мм/ч, является функцией распределения по размеру капель и скорости падения капель и может быть описана выражением

$$R = 6 \times 10^{-6} \pi \int N(D) \cdot D^3 \cdot v(D) dD \quad \text{мм/ч} \quad (7.2)$$

где за $v(D)$ обычно принимают установившуюся скорость капель (м/с) диаметром D (мм) в неподвижном воздухе.

РИСУНОК 7.1

Удельное ослабление γ_R вследствие дождя



Radio-Meteo. 07-01

Распределение капель по размерам [Laws and Parsons, 1943]
 Установившаяся скорость капель [Gunn and Kinzer, 1940]
 Индекс рефракции воды при температуре 20 °C [Ray, 1972]
 Сферические капли

Отклонения температуры от предполагаемых величин имеют значение лишь на частотах ниже 20 ГГц и могут приводить к изменениям вплоть до 20% по сравнению с кривыми, представленными на Рисунке 7.1.

Существенный недостаток результатов, представленных на Рисунке 7.1, связан с тем, что они получены при предположении о сферической форме капель. Поскольку известно, что капли, падающие в вязкой среде, имеют не сферическую форму [Pruppacher and Pitter, 1971], то горизонтально поляризованные волны будут подвержены ослаблению в большей степени, чем вертикально поляризованные. В некоторых климатических зонах эта разница может достигать 35% [Fedi *et al.*, 1977; Fimbel and Juy, 1977]. Значения погонного ослабления для вертикальной и горизонтальной поляризации на частотах вплоть до 100 ГГц могут быть получены при помощи расчетов, в которых учитывается несферическая форма капель дождя [Oguchi, 1977].

При решении прикладных задач взаимосвязь между ослаблением γ_R (дБ/км) и интенсивностью дождя R (мм/ч) может быть приблизительно выражена по экспоненциальному закону:

$$\gamma_R = k R^\alpha. \quad (7.3)$$

Значения k и α для распределения [Laws and Parsons, 1943] при температуре 20 °С были рассчитаны в предположении, что капли имеют форму сплюсненного сфероида, ориентированы вдоль вертикальной оси вращения, а размеры их такие же, как и размеры сферических капель того же объема [Maggiore, 1981].

Результаты, представленные на Рисунке 7.1, применимы в основном для плоских падающих волн, изотропных сферических волн и сферических волн с конечным сечением пучка. Была доказана возможность их использования в случае дождя в поле вблизи антенны [Haworth, 1980]. Расчеты предполагают наличие когерентной волны и применимы только для когерентных систем связи. Поскольку лишь небольшая часть мощности, связанная с некогерентным рассеянием, попадает на приемную антенну с узким лучом, расчетные значения также могут использоваться в качестве приблизительных показателей для некогерентных систем передачи.

Хотя при прогнозировании условий распространения радиоволн обычно учитывается влияние лишь однократного рассеяния, в теории [Van de Hulst, 1957] принимаются во внимание и процессы многократного рассеяния в направлении распространения (то есть такие процессы, в которых на всех траекториях рассеяния между рассеивателями присутствуют составляющие рассеяния вперед). В связи с тем что даже в наиболее интенсивных осадках количество дождевых капель ограничено, лишь многочисленные процессы рассеяния вносят существенный вклад в среднее (или когерентное) значение напряженности поля, передаваемого в условиях дождя [Rogers and Olsen, 1983]. Для видимого и инфракрасного излучения величина удельного ослабления за счет дождя почти не зависит от частоты, поскольку размеры капель значительно больше длины волны.

Распределение по размерам дождевых капель [Laws and Parsons, 1943] основано на первоначальных достоверных результатах измерений распределения по размерам дождевых капель. Поскольку это распределение основано на результатах измерений для значений интенсивности дождя вплоть до 50 мм/ч, оно может экстраполироваться за пределы данной величины. При проведении последующих экспериментальных наблюдений предполагалось наличие большого количества моделей, описывающих распределение по размеру капель, и это было отражено в источниках. Эти модели в основном выражены в виде алгоритма и могут быть разделены на четыре группы, а именно:

- 1) отрицательное экспоненциальное распределение;
- 2) логарифмически нормальное и смещенное логарифмически нормальное распределение;
- 3) распределение в виде гамма-функции; и
- 4) распределение Вейбулла.

Распределение по размеру капель, представленное отрицательно экспоненциальной функцией, является наиболее распространенным распределением [Marshall and Palmer, 1948; Joss *et al.*, 1968; Manabe *et al.*, 1984; Ihara *et al.*, 1984; Awaka *et al.*, 1987; Yang *et al.*, 2001; Uijlenhoet, 2001].

Распределение, предложенное [Joss *et al.*, 1968] отличается от остальных тем, что оно устанавливает четкое различие в распределениях капель по размерам для трех типов дождя: грозы, или конвективного дождя, обширного дождя и моросящего дождя. На относительно большой высоте слоя дождя, имеющей значение при проектировании систем связи на частотах свыше 10 ГГц, распределение Laws and Parsons дает более высокие значения удельного ослабления, чем распределение Joss *et al.* для грозовых условий. На частотах свыше 100 ГГц это различие особенно велико. По сравнению с этим распределение в моросящем дожде, описанное в работе Joss *et al.*, дает более высокие значения погонного ослабления при меньшей интенсивности дождя в данном частотном режиме [Olsen *et al.*, 1978].

Измерение ослабления в широком диапазоне частот от 12 до 240 ГГц показало, что отрицательное экспоненциальное распределение капель по размерам можно считать адекватным в условиях Японии [Manabe *et al.*, 1984; Ihara *et al.*, 1984; Awaka *et al.*, 1987]. В этом отрицательном экспоненциальном распределении капель по размерам преобладают капли малого размера по сравнению с распределением Laws and Parsons и, следовательно, это приводит к большим коэффициентам погонного ослабления на частотах свыше 80 ГГц. Угол наклона полученной функции распределения также отличается от угла наклона классического распределения Маршалла-Палмера для низких и средних значений интенсивности дождя. Аналогичные отклонения угла наклона характерны для распределения, полученного в Европе [COST 205, 1985a].

В прочие функциональные описания включено логарифмически нормальное распределение [Ajayi and Olsen, 1985; Massambani and Rodrigues, 1987; Maitra and Gibbins, 1999; Veyrunes, 2000]. Согласно некоторым результатам измерений распределения капель по размерам, проведенных в экваториальных регионах, отрицательная экспоненциальная форма может оказаться неподходящей, однако коэффициенты погонного ослабления на частотах ниже 30 ГГц для модели логарифмически нормального распределения, основанные на данных, собранных в Нигерии, существенно не отличаются от коэффициентов негативной экспоненциальной модели [Ajayi, 1985; Ajayi and Olsen, 1985].

Некоторые авторы провели исследование гамма-распределения [Ajayi and Olsen, 1985; Maitra and Gibbins, 1999], а в работе [List *et al.*, 1987] на основе результатов теоретических и экспериментальных исследований была предложена модель трехвершинного гамма-распределения.

Распределение Вейбулла, описанное [Assouline and Mualem, 1989; Brussaard and Watson, 1995], применялось в отношении различных видов климата; [Åsen and Gibbins, 2002] исследовали применение распределения Вейбулла для умеренного и тропического климата.

При расчете концентрации капель дождя очень малых диаметров наблюдается значительная неопределенность. Капли дождя довольно сложно обнаружить, и их концентрация может существенно варьироваться ввиду очень малой массы и низкой скорости падения. Такого рода отклонения концентрации особенно существенны на высоких частотах, где возрастает значение капель меньших размеров при расчете погонного ослабления.

Экспериментальное и теоретическое исследование установившихся скоростей дождевых капель дало вполне согласованные результаты [Gunn and Kinzer, 1949; Best, 1950; Beard, 1976].

В последние годы был опубликован ряд научных работ, посвященных расчету погонного ослабления с использованием как теоретических, так и экспериментальных методик. [Li *et al.*, 2000; Der-Phone and Hsing-Li, 2002; Zhao *et al.*, 2000; Åsen and Gibbins, 2002].

В работе [Gibbins and Walden, 2003] рассчитаны параметры регрессии k и α для разнообразных комбинаций распределения капель по размерам и конечной скорости капель. Кроме того, предложены формулы для данных параметров, в которых сведены к минимуму ошибки при прогнозировании ослабления в дожде. Форма капли моделировалась в виде сплющенного сфероида, а погонное ослабление рассчитывалось в диапазоне частот от 1 до 1000 ГГц для температур от 0 ° до 30 °C с использованием метода расширенных граничных условий или метода Т-матриц [Mishchenko *et al.*, 2000]. При проведении расчетов принимались во внимание некоторые модели распределения капель по размерам и модели определения конечных скоростей. Результаты были подставлены в уравнение степенного закона $\gamma = k R \alpha$ для значений интенсивности дождя 1–150 мм/ч, а коэффициенты степенного

закона были получены при помощи процедуры подстановки по нелинейному методу наименьших квадратов, основанной на алгоритме конечной разности Левенберга-Марквардта.

Данные коэффициенты применялись в методе прогнозирования ослабления в дожде, приведенном в Рекомендации МСЭ-R P.530 для наземных трасс. Метод был модифицирован путем применения нескольких коэффициентов ослабления для трасс разной протяженности, содержащихся в ряде научных работ. Показатели каждой модели оценивались при помощи базы данных МСЭ-R по ослаблению в дожде на наземных линиях связи и тестовой переменной, приведенной в Рекомендации МСЭ-R P.311. Наилучшие суммарные показатели были получены с использованием распределения капель по размерам [Ulbrich, 1983] и поправочных коэффициентов длины трассы Lin [1977].

В итоге был рассчитан набор величин k и α как для вертикальной, так и для горизонтальной поляризации, с распределением капель по размерам по Ульбриху (Лоус и Парсонс). Подгонка значений осуществлялась с использованием сумм гауссовых функций частоты в соответствии с методом, на данный момент принятым в Рекомендации МСЭ-R P.838.

7.2 Затухание на линиях конечной протяженности

Помимо погрешности определения погонного ослабления существует более серьезная погрешность определения ослабления на наземной трассе распространения или трассе Земля–космос.

Суммарное ослабление в дожде на конкретной трассе можно рассчитать, проинтегрировав удельное ослабление по всей длине трассы. К сожалению, такая подробная информация не всегда доступна. Было предложено несколько методов прогнозирования статистических характеристик ослабления в дожде по замерам интенсивности дождя вдоль или около трассы. Во многих случаях при проведении исследований измерялось распределение интенсивности дождя в определенных точках, как правило расположенных вблизи антенн измерительных станций. Несмотря на это, результаты данных измерений имеют ограниченную применимость для описания параметров дождя вдоль трассы распространения. Даже в тех случаях, когда использовалось значительное количество плевометров, установленных на обширной территории, результаты измерения профиля дождя демонстрировали характерные признаки пространственной и временной неоднородности. Что касается тропического дождя, специалисты-метеорологи пришли к единому мнению, что конвективные осадки на самом деле являются комбинацией конвективного и стратифицированного дождя [Houze, 1977]; снимки с радиолокаторов подтверждают, что в регионах, в которых преобладают интенсивные конвективные осадки, всегда существует сопутствующая завеса стратифицированного дождя [Crane, 1980].

Взаимосвязь между погонным ослаблением и интенсивностью дождя применяется во всех методах прогнозирования ослабления в дожде. Ввиду этого точность расчета данных интенсивности дождя в моделях прогнозирования имеет первостепенное значение для формирования конечных моделей прогнозирования ослабления в дожде, обладающих достаточной точностью. Основная трудность заключается в том, что интенсивность дождя подвержена значительным колебаниям в зависимости от климата (наиболее интенсивные дожди характерны для тропических и экваториальных зон). Как правило, метеорологические службы предоставляют информацию о суммарном количестве осадков. В связи с этим были предприняты попытки разработать глобальные модели для получения кумулятивной функции распределения интенсивности дождя на основе имеющихся метеорологических данных [Rice-Holmberg, 1973; Dutton *et al.*, 1974; Tattelman and Scharr, 1983; Moupfouma and Martin, 1995; Boithias, 1990; Flavin, 1996].

Poiars and Salonen [1998] предложили глобальный метод, использующий в качестве исходной информации метеорологические данные, полученные от разных организаций, например Европейского центра среднесрочного прогнозирования погоды (ECMWF) и Глобального проекта в области климата и осадков (GPCR). Метод основан на получении информации о дожде, усредненной за год, путем обработки результатов 6-часовых измерений параметров дождя и ежегодного количества стратифицированных осадков. Модель Salonen-Baptista имеет экспоненциальный характер и является основой Рекомендации МСЭ-R P.837.

7.2.1 Влияние пространственной неоднородности дождя

Интенсивность дождя обладает значительным разбросом как в пространстве, так и во времени. Основное различие между методами прогнозирования заключается в том, каким образом в них учитывается разброс показателей вдоль трассы распространения.

В так называемом методе "искусственной бури" [Drufuca, 1974; Matricciani, 1996] статистические данные ослабления генерируются путем преобразования полученных в точке скоростных/временных профилей в профили скорость/расстояние, описывающие скорость поступательного движения раstra дождя, а достоверная оценка расчета скорости перехода – это скорость ветра, измеренная на уровне 700 мбар с помощью обычного радиозонда [Drufuca, 1974; Bertok *et al.*, 1977; Segal, 1982]. Этот метод требует детально разработанной базы данных, но зато он отражает физическую суть процесса.

Некоторые методы позволяют установить статистический профиль дождя на пути распространения радиоволн из расчета отдельно взятой ячейки дождя подходящей формы [Misme and Fimbel, 1975; Misme and Waldteufel, 1980; Bryant, 1999] или статистического распределения размеров ячеек дождя определенной формы [Rue, 1981; Capsoni *et al.*, 1987]. "Эффективная длина трассы", которая, будучи умноженная на точечную интенсивность дождя, равняется суммарному ослаблению, является средним значением длины трассы, пересекаемой ячейкой дождя, при условии что ячейка дождя может занимать любое положение относительно линии связи с равной вероятностью.

Fedi [1981] использует упрощенную модель концепции эффективной длины трассы, предполагая, что ячейка дождя имеет прямоугольное сечение в плоскости трассы. Для модели Fedi требуется лишь одно значение функции распределения интенсивности дождя, превышаемое в 0,01% времени и экстраполируемое на другие процентные временные соотношения.

Были созданы различные методы моделирования и прогнозирования, которые хорошо согласуются с экспериментальными наблюдениями. Многие из данных методов прогнозирования подвергаются сравнению с результатами локальных измерений и изменяются с учетом локальных условий. В целом данные методы предоставляют удовлетворительные результаты при их глобальном применении и испытании в соответствии с критериями МСЭ-R. Данные методы прогнозирования являются полуэмпирическими, то есть совмещают в себе как анализ теоретических данных, так и данные метеорологических измерений с нескольких точек. В основе данных моделей лежит концепция эффективной длины трассы или эффективной интенсивности дождя, которые обуславливают неоднородность интенсивности дождя вдоль фактической трассы распространения радиоволн. Один из подходов заключается в определении характеристик горизонтальной структуры дождя посредством "поправочного" коэффициента, который может быть выведен из пространственной автокорреляционной функции дождя [Morita and Higuti, 1976], из результатов измерений, сделанных при помощи плувиометров высокой чувствительности, разнесенных вдоль канала связи [Harden *et al.*, 1978a; Crane, 1980], либо из полуэмпирического закона, применяемого к результатам измерений [Assis and Einloft, 1977; Battesti and Boithias, 1978; García-López *et al.*, 1988; Gibbins and Walden, 2003; Zhao *et al.*, 2007; Silva Mello *et al.*, 2007]. Эквивалентное значение скорости выпадения дождя, усредненного вдоль трассы распространения радиоволн, может быть получено путем умножения точечных значений интенсивности дождя на данный поправочный коэффициент.

Поправочный коэффициент, который изначально зависит лишь от длины трассы, был впоследствии изменен и стал зависеть от интенсивности дождя [Yamada *et al.*, 1987]. Ряд поправочных множителей на трассе распространения радиоволн, которые изначально служили лишь для обозначения неоднородности дождя, был выведен эмпирическим методом при помощи расширенной аппроксимации экспериментальных данных. Тем самым были получены выражения, включающие частоту, погонное ослабление или соответствующие переменные величины помимо первоначальных параметров длины трассы и интенсивности дождя.

Несмотря на то что соотношение эффективной и фактической интенсивности дождя (или длины трассы) представляет собой поправочный коэффициент, следует заметить, что данное соотношение для достаточно малых значений интенсивности дождя или больших значений вероятности возникновения может быть больше единицы. Ввиду этого обстоятельством более подходящим определением для данного термина будет "корректирующий множитель длины трассы".

Теоретически метод прогнозирования ослабления в дожде на наклонной трассе должен представлять собой развитие метода прогнозирования наземного затухания в дожде, когда одно из пользовательских устройств расположено выше уровня слоя осадков. Корректирующий множитель длины трассы для горизонтального компонента наклонной трассы в идеале должен быть идентичен фактору, применяемому в наземной модели. Исходя из данного обстоятельства, необходимо определить "вертикальный корректирующий" множитель, который будет определять неоднородность вертикального распределения дождя.

В методе прогнозирования ослабления в дожде, на данный момент утвержденном в Рекомендации МСЭ-R P.530 для наземных линий связи, используется концепция эффективной длины трассы для учета нестабильности интенсивности дождя на трассе распространения радиоволн и требуется только одно значение интегральной функции распределения интенсивности дождя – значение, превышаемое в 0,01% времени. Ослабление в дожде было экстраполировано на различные вероятности превышения, исходя из ослабления, преобладающего в 0,01% времени. Форма распределения вероятности ослабления зависит от климатического пояса. Таким образом, формула экстраполяции зависит от широты. Однако данная процедура приводит к нефизическим неоднородностям в функциях распределения ослабления на границах зон широт.

В основе метода прогнозирования ослабления в дожде на наклонной трассе, в настоящее время принятого в Рекомендации МСЭ-R P.618, лежит концепция вертикальных и горизонтальных корректирующих множителей на трассе распределения радиоволн, которые обуславливают нестабильность интенсивности дождя вдоль наклонной трассы. Аналогично методу прогнозирования для наземных линий связи метод прогнозирования наклонных трасс в дожде требует только одного значения интегрального распределения интенсивности дождя, превышаемого в 0,01% времени. Ослабление в дожде экстраполируется на различные вероятности превышения, исходя из ослабления, превышаемого в 0,01% времени. Форма распределения вероятности ослабления зависит от климатического пояса. Таким образом, формула экстраполяции зависит от широты. Однако данная процедура приводит к нефизическим неоднородностям в функциях распределения ослабления на границах зон широт.

7.2.2 Линия связи Земля-космос

Аналогично наземным трассам, желательно получить статистические данные ослабления вдоль трассы распространения на основе долгосрочных метеорологических показателей. Однако поскольку ослабление на трассе зависит как от вертикальной, так и от горизонтальной структуры осадков, проблема усложняется.

Для учета вертикальной структуры были предложены различные модели [Brussaard, 1981], и некоторые из этих методов являются развитием аналогичных методов для наземных условий [Fedi, 1980; Lin *et al.*, 1980; Rue, 1981; Moupfouma, 1984; Stutzman and Dishman, 1984; Garcia-Lopez *et al.*, 1988]. Другие модели были получены на базе всестороннего изучения структуры дождя [Crane, 1980; Fedi and Paraboni, 1986; Leitao and Watson, 1986; Rue, 1988; Li *et al.*, 1987]. Совсем недавно было предложено несколько моделей, основанных на результатах измерений ослабления в дожде вдоль наклонной трассы [Matricciani, 1991; Flavin, 1996; Gibbins and Walden, 2003; Zhao *et al.*, 2004; 2007, Silva Mello and Pontes, 2008].

Наиболее часто применяемым методом является поправочный коэффициент длины трассы. Поправочный коэффициент для наклонных трасс несколько сложнее определить, чем коэффициент для наземных трасс, поскольку длина трассы сквозь полосу дождя определяется не только геометрией линии. Считается, что трасса, проходящая сквозь полосу дождя, протягивается от земной станции до высоты слоя осадков. Если данные для нужной точки расположения отсутствуют, они могут быть получены из Рекомендации МСЭ-R P.839 для соответствующей широты и долготы. Таким образом, существует два поправочных коэффициента длины трассы, используемых в методе прогнозирования ослабления в дожде на наклонной трассе – один для горизонтального компонента, который обуславливает неоднородность дождя вблизи поверхности Земли (как и в случае с наземными трассами), другой – для вертикального компонента, обуславливающего изменения интенсивности дождя в зависимости от высоты.

Метод, принятый в Рекомендации МСЭ-R P.618, был разработан в документе [Dissanayake *et al.*, 1997] посредством применения двух поправочных коэффициентов – один для горизонтального, другой для вертикального компонента. Оба поправочных коэффициента определяются эмпирическим методом и зависят от частоты, интенсивности дождя с вероятностью превышения до 0,01%, высоты слоя дождя и длины трассы. Аналогично методу прогнозирования для наземных линий связи метод прогнозирования наклонных трасс в дожде требует только одного значения интегрального распределения интенсивности дождя, превышаемого в 0,01% времени. Ослабление в дожде экстраполируется на различные вероятности преобладания, исходя из ослабления, превышаемого в 0,01% времени. Форма распределения вероятности ослабления зависит от климатического пояса. Таким образом, формула экстраполяции зависит от широты. Однако данная процедура приводит к нефизическим неоднородностям в функциях распределения ослабления на границах зон широт.

Широкое апробирование на основе имеющихся методов и данных метода, предложенного в Рекомендации МСЭ-R P.618, показало, что его точность в глобальном масштабе равняется приблизительно 25–30%. Для того чтобы повысить точность прогнозирования с помощью данного метода, необходимы долгосрочные статистические данные, особенно из тропических районов.

7.3 Прогнозирование ослабления по данным о распространении радиоволн

Хотя методы прогнозирования ослабления в дожде в основном базируются на применении модели, использующей данные о климатических условиях отдельных местностей или районов, иногда бывает необходимо или желательно прибегнуть к неметеорологическим подходам. Полезным методом является масштабирование статистических данных ослабления в дожде по частоте, при условии что в данном регионе имеются данные измерения ослабления. Данный метод используется для прогнозирования статистических показателей ослабления на одной или нескольких частотах на основе результатов измерения статистических данных на другой частоте.

В литературе можно найти более сложные методы масштабирования статистических данных по ослаблению. Для трасс Земля–космос можно учесть влияние угла места; однако это влияние представляется не слишком большим [Rue, 1985]. В других методах используются результаты измерений на нескольких частотах.

Методы масштабирования в основном применимы в статистическом смысле; это означает, что они применяются к значениям вероятности превышения, усредненным по значительному периоду времени.

Были проведены крупномасштабные исследования возможности применения частотного масштабирования для статистических методов долгосрочного прогноза [COST 205, 1985b; Upton *et al.*, 1987; Boithias, 1989], которые показали, что точность этих методов колеблется в пределах 10% для уровня вероятности от 0,001 до 0,1%.

Это означает, что применение методов частотного масштабирования на основе результатов измерения ослабления может быть предпочтительнее для предварительного расчета ослабления на основе результатов измерения интенсивности дождя.

Отмечалось, что коэффициент масштабирования больше зависит от изменчивости характеристик из года в год, чем от места к месту, а это означает, что одну и ту же формулу можно использовать для разных районов.

Следует отметить, однако, что современные методы частотного масштабирования не учитывают эффекта поляризации.

7.3.1 Одночастотное масштабирование: постоянное отношение значений ослабления

Следующая эмпирическая формула на основе постоянного коэффициента ослабления может применяться для частотного масштабирования при заданной поляризации [Boithias and Battesti, 1981]:

$$\frac{A_1 g(f_1)}{A_2 g(f_2)}, \quad (7.4)$$

где

$$g(f) = \frac{f^{1,72}}{1 + 3 \times 10^{-7} f^{3,44}}; \quad (7.5)$$

A_1 и A_2 – значения ослабления (дБ) на частотах f_1 и f_2 (ГГц) соответственно и могут быть превышены с одинаковой вероятностью.

Эта формула подразумевает постоянство отношения значений ослабления на двух частотах, хотя в действительности это отношение будет меняться в зависимости от интенсивности дождя. Тем не менее эта формула дает вполне приемлемые результаты в частотном диапазоне примерно от 7 до 50 ГГц для значений ослабления, представляющих практический интерес.

7.3.2 Одночастотное масштабирование: переменное отношение значений ослабления

При наличии достоверных результатов измерений ослабления на одной частоте для частотного масштабирования на одной и той же трассе в частотном диапазоне 7–55 ГГц может использоваться следующая эмпирическая формула, основанная на коэффициенте ослабления, который является функцией частоты и затухания [Boithias, 1989]:

$$A_2 = A_1 \left(\frac{\varphi_2}{\varphi_1} \right)^{1-H(\varphi_1, \varphi_2, A_1)}; \quad (7.6)$$

$$\varphi(f) = \frac{f^2}{1 + 10^{-4} f^2}; \quad (7.7)$$

$$H(\varphi_1, \varphi_2, A_1) = 1,12 \times 10^{-3} \left(\frac{\varphi_2}{\varphi_1} \right)^{0,5} (\varphi_1 A_1)^{0,55} \quad (7.8)$$

где f – частота в ГГц.

7.3.3 Многочастотное масштабирование

Статистические данные ослабления, полученные на двух разных частотах, можно использовать для получения аналогичных статистических данных еще на одной частоте [Hogg, 1973; Matricciani, 1980; Capsoni *et al.*, 1980; Kheirallah and Olsen, 1981]. Другие методы основаны на использовании экспериментальных данных на трех различных частотах, для того чтобы получить параметры статистической модели предсказания профиля интенсивности дождя [Harris and Hyde, 1977; Muller, 1977] или для усредненного вдоль трассы распределения капель по размерам [Ihara and Furuhashi, 1981; Furuhashi and Ihara, 1981] и, следовательно, предсказать возможное ослабление на другой частоте. Сложно определить пространственную структуру интенсивности дождя исключительно на основе радиочастотных измерений. Это происходит из-за нестабильности микроструктуры дождя [Fedi *et al.*, 1977; Harden *et al.*, 1978b; Debrunner, 1980].

7.3.4 Мгновенное одночастотное масштабирование

Для некоторых прикладных задач, в частности систем, использующих регулирование мощности на линии вверх для спутниковых широкополосных фидерных каналов, информация о параметрах ослабления на одной частоте используется для снижения замирания на другой частоте. Для того чтобы этими методами можно было эффективно смягчать последствия замирания, необходима информация о разбросе значений коэффициента мгновенного ослабления на двух частотах. Измерения, проведенные в Европе [COST 205, 1985b], показали, что коэффициент мгновенного ослабления двух частот в полосе 11–14 ГГц подчиняется логарифмически нормальному распределению.

7.3.5 Масштабирование статистических данных ослабления в дожде по длине трассы для линий прямой видимости

Масштабирование измеренных статистических данных ослабления по различным значениям длины трассы – также весьма полезный метод, хотя сфера его применения ограничена. Были предложены методы масштабирования с помощью асимптотического значения длины трассы [Rogers, 1976]. Например, если статистические характеристики ослабления определяются одной из двух ситуаций, а именно либо возникновением сравнительно небольших ячеек сильного дождя, либо широкой полосой осадков, то их зависимость от длины трассы можно описать простыми формулами. В первом случае вероятность $P_2\{A\}$ того, что значение ослабления A будет превышено на трассе длиной D_2 , пропорциональна вероятности $P_1\{A\}$ того, что это же значение будет превышено на трассе длиной D_1 как

$$P_2\{A\} = \frac{D_2 \cdot P_1\{A\}}{D_1}. \quad (7.9)$$

Когда же речь идет о широкой полосе осадков, то значение ослабления A , превышенного с заданной вероятностью P , пропорционально длине трассы:

$$P_2\{A_2\} = P_1\left\{\frac{D_1 A_2}{D_2}\right\}, \quad (7.10)$$

где $P\{A\}$ обозначает функциональную зависимость между вероятностью P и ослаблением A .

7.4 Изменчивость статистических характеристик ослабления в дожде

Самые высокие значения ослабления сигнала соответствуют редким событиям. Для того чтобы получить адекватное статистическое описание таких редких событий, необходимы результаты измерений за несколько лет, что позволит обеспечить достоверность статистических данных для столь редких событий. Долгосрочные измерения (5–9 лет) ослабления в дожде, проведенные в Европе [COST 205, 1985с], показывают, что ежегодная изменчивость (определяемая как процент отклонений долгосрочных значений ослабления) может быть существенной – за 0,01% времени ежегодная изменчивость превысила 25%. В этом эксперименте использовалось скользящее среднее за несколько последовательных лет. Понадобилось 4 года измерений, чтобы уменьшить изменчивость до величины, несколько большей 8%.

7.5 Радиометрические и радиолокационные измерения

Ослабление сигнала может быть без затруднений измерено на наземных трассах. Ослабление может быть измерено на многих трассах Земля-космос при помощи спутниковых линий вниз, однако результаты измерений доступны для ограниченного числа точек расположения, частот и значений угла места. В других методах, в частности в радиометрических и радиолокационных измерениях, для получения ослабления используются физические характеристики гидрометеоров.

При применении радиометрических методов ослабление может быть получено на основе измерений шумовой температуры неба либо в качестве источника может использоваться Солнце. Из-за нелинейной взаимосвязи между ослаблением и шумовой температурой неба максимальное значение ослабления, которое может быть получено с удовлетворительной точностью, ограничено. Однако при отсутствии доступного источника сигнала на линии вниз данный метод радиометрических измерений дает возможности проведения упрощенного расчета статистических данных ослабления в любой точке и при любом угле места [Brussaard, 1985]. Ошибки при получении параметров могут быть следствием того, что используются исходные данные, полученные на частотах, для которых вклад рассеяния в процесс ослабления сигнала значителен [Zavody, 1974]. Измерения, выполненные в Соединенном Королевстве в частотном диапазоне от 30 до 37 ГГц, показали, что ошибка в результате заниженной оценки ослабления превышает 15% значения (дБ) в вертикальной поляризации, но может достигать 35% в горизонтальной поляризации, если не принимать в расчет рассеяние. Однако на практике на

частоте 20 ГГц в тех же климатических условиях ошибкой, по всей видимости, можно пренебречь [Chada and Lane, 1977].

Солнечная радиометрия обеспечивает непосредственные и достаточно точные измерения ослабления в динамическом диапазоне около 15 дБ. Однако данные, полученные при помощи солнечной радиометрии, имеют ограниченную область применения. Это связано с движением Солнца и систематическими отклонениями статистических параметров из-за суточных эффектов. Поскольку выпадение интенсивных осадков, как правило, неравномерно распределяется в течение дня, показатели распределения ослабления, полученные при помощи солнечной радиометрии, имеют ограниченную достоверность и в основном не рекомендуются к применению для расчета статистических данных ослабления на трассе.

Результаты измерений, полученные при помощи правильно калиброванного радиолокатора, могут использоваться для расчета ослабления на наклонной трассе, поскольку радиолокатор потенциально способен вести наблюдение за дождем, распространяющимся на обширных территориях и высотах [Crane, 1977]. Помимо расчета статистических параметров ослабления в дожде на отдельно взятой трассе Земля–космос радиолокационные измерения погодных условий могут также служить для расчета совместных статистических характеристик ослабления на двух или более трассах (разнесенных в пространстве) [Rogers and Olsen, 1976; Goddard and Cherry, 1984a].

Для этой цели использовались радиолокаторы нескольких типов, включая одночастотный, двухчастотный и локаторы с двойной поляризацией. Характерным ограничением одночастотного радиолокатора является его неспособность отличать дождь от льда, так как дождь и лед обладают разными отношениями между отражающей способностью радиолокатора и погонным ослаблением. Тающий слой может оказывать существенное влияние, которое невозможно оценить средствами, применяемыми для дождя. Отражательная способность радиолокатора связана с интенсивностью дождя при заданном распределении размера капель. В районах сосредоточения интенсивного дождя изменение распределения размера капель влияют на взаимосвязь между отражательной способностью радиолокатора и интенсивностью дождя. Один из способов частичного преодоления этого ограничения заключается в совместном использовании одночастотного радиолокатора и других измерительных приборов, таких как радиометры, дистрометры, плювиометры и спутниковые маяки. Откалибровав радиолокатор с помощью одного или нескольких таких приборов, можно получить статистические характеристики ослабления с повышенной точностью [Strickland, 1974; Hodge and Austin, 1977; Furuhashi *et al.*, 1980; Goldhirsh, 1980; McEwan *et al.*, 1980; Rogers *et al.*, 1981]. Еще один способ избежать ошибок из-за неправильно определенного соотношения между отражательной способностью радиолокатора и удельным ослаблением сигнала – это использовать две частоты, на одной из которых ослабление велико, а на другой – пренебрежимо мало [Joss *et al.*, 1974; Yamada *et al.*, 1978]. С помощью этого метода были получены хорошие результаты при непосредственном измерении ослабления в дожде вдоль траектории луча радиолокатора на частоте высокого ослабления вплоть до высоты тающего слоя [CCIR, 1978-1982].

Радиолокатор с двойной поляризацией может применяться для того, чтобы отличать дождевые капли от других гидрометеоров [McCormick and Hendry, 1975] и исключить из рассмотрения регионы с высокой отражательной способностью и незначительным ослаблением, связанным с частицами льда [Radio Science, 1984]. Кроме того, характеристики распределения размера капель могут быть определены при помощи методов двойной поляризации [Hall *et al.*, 1980]. Этот метод обеспечивает достоверные прогнозы ослабления на трассе Земля–космос, даже если точка расположения радиолокатора не является началом трассы [Goddard and Cherry, 1984b].

7.6 Задержка распространения из-за осадков

Помимо того что осадки вызывают ослабление сигнала, они могут вызвать еще и задержку его распространения. Рассчитать удельную задержку по фазе и групповую задержку распространения в дожде можно с помощью теории рассеяния Ми [Nuspl *et al.*, 1975]. Используя в этих расчетах еще и статистические характеристики интенсивности дождя и оценки эффективной длины трассы, можно прогнозировать статистические характеристики задержки распространения. Более гибкий и менее зависящий от распределения капель по размерам способ заключается в совместном использовании отношений задержка/ослабление и статистических характеристик ослабления и интенсивности дождя. Однако из-за возможных ошибок, связанных с "резонансным" поведением кривых фазовой и групповой задержек на высоких частотах, этот метод рекомендуется использовать только для частот ниже 15 ГГц.

7.7 Ослабление, вызванное отличными от дождя гидрометеорами

7.7.1 Аэрозоли, туман, облака, град и снег

Преобразование пространственных характеристик облачного покрова (см. главу 2) в доли времени, в течение которых происходит ослабление сигнала, нельзя осуществить напрямую, поскольку считается, что только некоторые виды облаков (слоистые, кучевые, слоисто-дождевые и грозовые) серьезно влияют на статистические показатели ослабления в облаках [Dissanayake *et al.*, 1997, 2001].

7.7.1.1 СВЧ-диапазон

Исследование дополнительного ослабления на трассах Земля-космос, вызванного облаками, проводилось в Соединенных Штатах и Соединенном Королевстве на частотах до 150 ГГц [Lai-iun Lo *et al.*, 1975] и [CCIR, 1974-78]. В Таблице 7.1 приведен диапазон ожидаемых значений ослабления на частотах 95 и 150 ГГц. Для широкой облачности можно ожидать, что ослабление будет меняться по закону $\cos \theta$, где θ – угол места. В рекомендации МСЭ-R P.840 даются значения коэффициента удельного ослабления как функции частоты для температур от –8 до 20 °C.

ТАБЛИЦА 7.1

Атмосферное ослабление в вертикальном направлении на частотах 95 ГГц и 150 ГГц, Слау, Соединенное Королевство; октябрь 1975 года – май 1976 года

Частота	95 ГГц	150 ГГц
Ослабление в чистом воздухе (дБ): содержание водяного пара у поверхности Земли 4–11 г/м ³	0,7–1	1–3
Дополнительное ослабление (дБ) из-за облаков:		
слоисто-кучевых	0,5–1	0,5–1
небольших облаков при ясной погоде	0,5	0,5
больших кучевых	1,5	2
дождевых	2–7	3–8
слоисто-дождевых	2–4	5–7

Была разработана полуэмпирическая модель для оценки годовых интегральных статистических характеристик ослабления сигнала в облаках, основанная на данных о влажности и температуре приземного слоя, полученных с помощью радиометрических измерений на частотах 20 и 30 ГГц [Dintelmann and Ortgies, 1989].

В связи с разницей диэлектрических параметров ослабление в ледяных облаках примерно на два порядка ниже, чем в водяных облаках с тем же содержанием воды на частотах до 35 ГГц [Crane, 1977]. На более высоких частотах вклад ледяных облаков может привести к значительному ослаблению радиоволн.

Сухой снег оказывает минимальное влияние на ослабление на частотах ниже примерно 30 ГГц. На частоте 30 ГГц при эквивалентной интенсивности дождя 10 мм/ч расчетное погонное ослабление приблизительно равно 3 дБ/км [Battan, 1973]. Некоторые измерения показали, что на более высоких частотах необходимо учитывать влияние сухого снега на ослабление сигнала [Misme, 1966]. Ослабление за счет града может быть значительным на низких частотах – порядка 2 ГГц. В большинстве климатических зон град, по всей видимости, оказывает влияние только для значений вероятности превышения менее 0,001% времени.

Хотя мокрый снег может привести к более значительному ослаблению, чем дождь эквивалентной интенсивности, измерения распространения волн в Японии [Takada and Nakamura, 1966], бывшем СССР [Nadenenko and Sviatogor, 1974] и Швейцарии [Debrunner, 1980] показали, что мокрый снег не оказывает существенного влияния на статистические показатели ослабления. Ухудшение работы антенны ввиду накопления снега или льда может оказаться более важным фактором, чем ослабление на трассе из-за снега.

7.7.1.2 Видимая и инфракрасная области

Аэрозоли всегда в некотором количестве присутствуют в атмосфере. К сожалению, их состав, размеры, распределение и концентрация весьма изменчивы, и прогнозирование ослабления, связанного с аэрозолями, весьма затруднительно. Хотя их концентрация сильно связана с дальностью видимости, для заданной видимости нельзя однозначно определить распределение частиц по размерам. В результате ослабление можно оценить по данным о видимости лишь приблизительно, с помощью эмпирической процедуры, которую надо использовать с осторожностью. Еще один фактор, усложняющий задачу, – это зависимость размеров аэрозолей от относительной влажности. Следовательно, в настоящее время можно предоставить лишь общий расчет отклонения ослабления в зависимости от длины волны на основе выборочных видов распределения по размеру частиц. Компьютерная программа LOWTRAN 6 [Kneizys *et al.*, 1983] содержит ряд моделей для расчета ослабления оптического сигнала за счет аэрозолей.

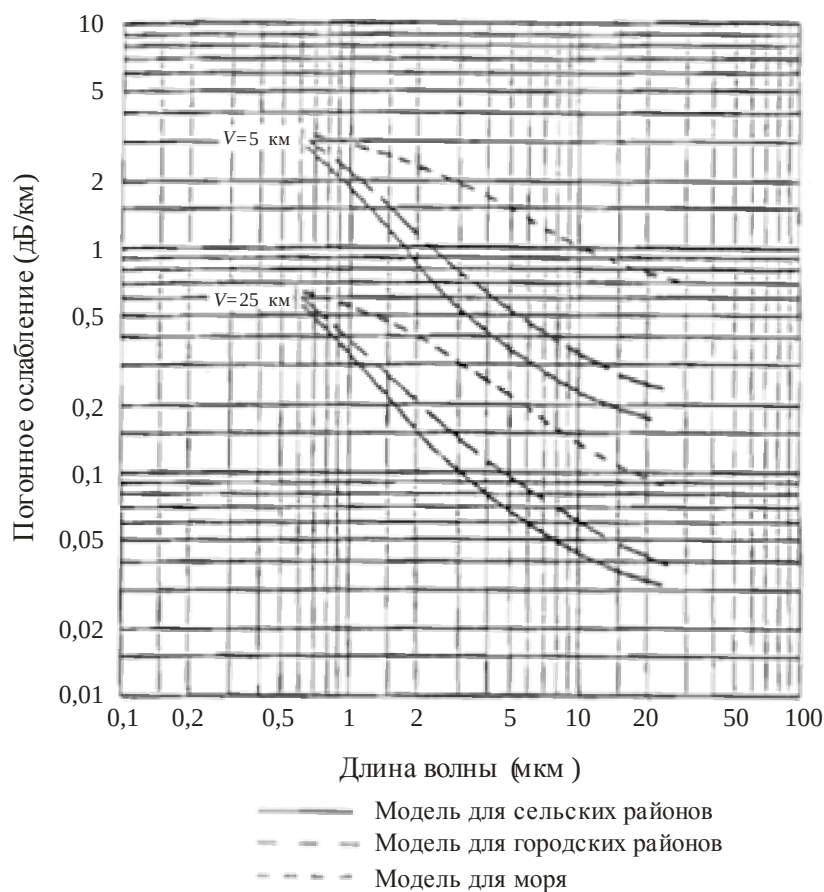
На Рисунке 7.2 обозначено погонное ослабление, связанное с аэрозолями, в зависимости от длины волны. Три различные модели использовались для получения распределения частиц по размерам: модель для сельских условий, для городских условий (которая учитывает влияние частиц сажи) и для морских условий (учитывает в основном морские брызги). Концентрация аэрозолей соответствовала оптической видимости (примерно на 0,6 мкм) 25 км для верхнего комплекса кривых и 5 км – для нижнего. В соответствии с этой моделью ослабление уменьшается при увеличении длины волны, причем морская модель дает наибольшую величину ослабления. Исходные предпосылки для данной модели – это умеренная скорость ветра, расположение трассы в пределах 100 метров над уровнем моря и относительная влажность порядка 80%. При относительной влажности 95% погонное ослабление может в три раза превышать значения, показанные на рисунке.

Приблизительная, но очень полезная формула для расчета ослабления за счет аэрозолей в видимом диапазоне (приблизительно 0,6 мкм) как функция от видимости, имеет вид

$$\alpha \text{ (дБ/км)} = 17/V, \quad (7.11)$$

где V – видимость в км.

РИСУНОК 7.2

Удельное ослабление из-за аэрозолей как функция от видимости, V 

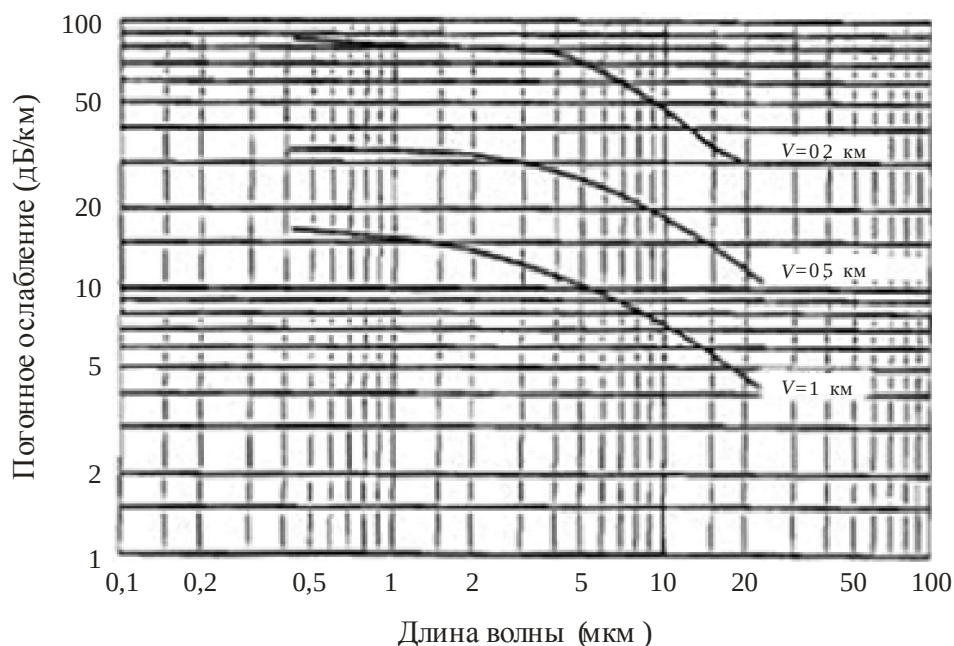
Radio-Meteo. 07-02

Ослабление в тумане зависит от распределения по размеру капель, а прогнозирование ослабления является сложной задачей из-за нестабильности распределения по размеру капель (и трудностей, связанных с его определением). Если максимальный радиус капель меньше 10 мкм, то волны длиной около 10 мкм подвержены в тумане меньшему ослаблению, чем волны в видимой части спектра. Если большинство капель имеют радиус больше 10 мкм, то верно обратное. Следовательно, использование дальности видимости в качестве характеристики тумана может быть основой лишь для приблизительного прогнозирования ослабления. Например, при одной и той же видимости в прибрежном тумане будет, как правило, содержаться больше жидкой воды, чем в тумане, возникающем на удалении от моря. Тем не менее видимость – это параметр, который часто используется на практике. На Рисунке 7.3 показана основная тенденция в изменении ослабления за счет тумана в зависимости от длины волны и видимости. Представленные результаты в основном являются расчетными, но они неплохо согласуются с немногими имеющимися данными измерений. Например, результаты, полученные [Chu and Hogg, 1968], показывают, что ослабление сигнала за счет тумана имеет тенденцию уменьшаться при увеличении длины волны, начиная от 0,6 мкм. Однако некоторые наблюдения, вследствие нетрадиционного распределения капель по размерам, не подтверждают эту закономерность.

Из Рисунка 7.3 следует, что даже небольшой туман с видимостью 500 м может вызвать значительное ослабление излучения в видимой и инфракрасной области.

РИСУНОК 7.3

Удельное ослабление из-за тумана как функция от видимости, V



Radio-Meteo. 07-03

Погонное ослабление в облаках имеет большее значение, чем ослабление в тумане. В Таблице 7.2 приведены расчетные значения погонного ослабления для различных видов облаков как функция длины волны λ . В хорошую погоду кучевые облака вызывают погонное ослабление свыше 0,05 дБ/м, а слоисто-дождевые облака – погонное ослабление, приблизительно равное 0,5 дБ/м.

ТАБЛИЦА 7.2

Ослабление (дБ/м) излучения в видимой и инфракрасной области в облаках

Тип облаков	λ (мкм)				
	0,5	1	3	5	10
Кучевые облака при ясной погоде	0,09	0,095	0,1	0,1	0,05
Слоисто-кучевые	0,18	0,18	0,2	0,21	0,12
Слоисто-дождевые	0,5	0,6	0,6	0,65	0,5

При распространении света в тумане и облаках становится важным явление многократного рассеивания. Поскольку свет, который подвергается многократному рассеянию, может быть обнаружен лишь после воссоединения с прямой трассой, многократное рассеяние малыми составными частицами помимо ослабления, рассмотренного ранее, вызывает снижение когерентности, разброс параметров времени и частоты, а также деполяризацию.

При распространении сигнала в горизонтальном направлении у поверхности Земли воздействие тумана становится более важным фактором, чем воздействие облаков. В настоящее время не существует общедоступных моделей; однако полезной может быть модель оптической связи blue-green в условиях тумана [Mooradian *et al.*, 1979]. Для оптического распространения на трассе Земля-космос более существенным становится влияние облаков. С помощью компьютерного имитационного

моделирования был проведен теоретический анализ влияния облаков на интенсивность и поляризацию волн [Aruga and Igarashi, 1981].

На сегодняшний день имеется лишь небольшое количество данных об ослаблении сигнала из-за снега. [Chu and Hogg, 1968] свидетельствуют о том, что, как правило, ослабление сигнала в этих условиях слегка усиливается при увеличении длины волны от 0,6 до 10 мкм. При слабом снеге ослабление может достигать приблизительно 8 дБ/км при длине волны 0,6 мкм и 10 дБ/км при длине волны 10 мкм. Для сильного снега эти значения могут быть в два раза выше.

7.8 Ослабление сигнала из-за песчаных и пылевых бурь

Механизм ослабления электромагнитных волн из-за песка и пыли такой же, как из-за гидрометеоров. Характеристики ослабления за счет песка и пыли для волн сантиметровой длины можно получить с помощью теории Рэлеевского рассеяния, а для более коротких волн – с помощью теории Ми. Метеорологические данные о характеристиках песчаных и пылевых бурь пока что недостаточны, для того чтобы на их основе рассчитать точные статистические показатели ослабления, однако можно предположить, что для большинства мест влияние этого явления на распространение волн будет совсем незначительным.

Теоретические расчеты для диапазона 3–37 ГГц [Ansari and Evans, 1982] показывают, что интенсивность ослабления сигнала (дБ/км) из-за песчаных и пылевых бурь обратно пропорциональна видимости. Она сильно зависит от содержания влаги, особенно при относительной влажности до 20%. Для реальных распределений сухих частиц по размерам при видимости 100 м на частотах 14 и 37 ГГц величина ослабления составляет приблизительно 0,03 и 0,15 дБ/км соответственно. Для влажных частиц (содержание влаги 20%) соответствующие значения ослабления будут 0,65 и 1,5 дБ/км.

Имитационное моделирование песчаных и пылевых бурь в лабораторных условиях показало, что при концентрации частиц менее 10^{-5} г/см³ на частоте 10 ГГц ослабление сигнала из-за песка будет менее 0,1 дБ/км и 0,4 дБ/км – из-за частиц глины [Ahmed and Auchterlonie, 1976].

Для распределений идентичных частиц коэффициент ослабления будет линейно пропорционален их радиусу. Ослабление волн сантиметровой длины, по всей видимости, будет существенным либо при высокой концентрации частиц (соответствующей видимости не более чем 10–20 м), либо при высокой влажности, или же когда налицо оба эти фактора [Bashir *et al.*, 1980].

[McEwan *et al.*, 1985] предложили полную модель для прогнозирования ослабления. Обзор, связанный с состоянием проблемы, можно найти в [Brussaard and Watson, 1995].

СПРАВОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

- AHMED, I.Y. and AUCHTERLONIE, L.J. [1976] Microwave measurement 3 on dust, using an open resonator, *Electron. Lett.*, Vol. 12, 17, 445.
- AJAYI, G.O. [1985] Rain induced attenuation and phase shift at cm and mm waves using a tropical raindrop-size distribution model, *Proc. Int. Symp. Antennas and Propagation, ISAP'85*, Kyoto, Japan, 1095.
- AJAYI, G.O. and OLSEN, R.L. [1985] Modelling of a tropical raindrop-size distribution for microwave and millimetre wave applications, *Radio Sci.*, Vol.20, 193.
- ANSARI, A.J. and EVANS, B.G. [1982] Microwave propagation in sand and dust-storms. *Proc. IEE*, Vol. 129, Part F, 5, 315-322.
- ARUGA, T. and IGARASHI, T. [1981] Narrow beam light transfer in small particles: image blurring and depolarization, *Appl. Opt.*, Vol. 20, 2698-2705.
- ÅSEN, W., GIBBINS, C.J. [2002] A comparison of rain attenuation and drop size distributions measured in Chilbolton and Singapore, *Radio Science*, vol. 37, no. 3, 6-1 to 6-14.
- ASSIS, M.S. and EINLOFT, C.M. [1977] A Simple Method for Estimating Rain Attenuation Distributions, *Proc. URSI, La Baule*, 301-304.
- ASSOULINE, S. and MUALEN, Y. [1989] The similarity of regional rainfall: a dimensionless model of drop size distribution, *Trans. ASAE*, 32, 1216-1222.
- AWAKA, J., IHARA, T., MANABE, T., KITAMURA, K. and FURUHAMA, Y. [1987] Statistical results of millimeter wave propagation experiment on the basis of 5-year data. *IEE Conf. Publ. No.274, Proc. Fifth Int. Conf. on Antennas and Propagation (ICAP 87)*, York, UK, 43-46.
- BASHIR, S.O., DISSANAYAKE, A.W. and McEWAN, N.J. [1980] Predictions of forward scattering and cross-polarization due to dry and moist habob and sandstorms in Sudan in the 9.4 GHz band, *Telecom. J.*, Vol. 47, VII, 462-467.
- BATTAN, L.J. [1973] *Radar observations of the atmosphere*, The University of Chicago Press, Chicago and London.
- BATTESTI, J. and BOITHIAS, L. [1978] 6th Colloquium on Microwave Communications, Budapest, Hungary.
- BEARD, K.V. [1976] Terminal velocity and shape of cloud and precipitation drops aloft, *J. Atmos. Sci.*, 33, 851-864.
- BERTOK, E., De RENZIS, G. and DRUFUCA, G. [1977] Estimate of attenuation due to rain at 11 GHz from rain-gauge data. *Proc. URSI, Open Symposium on Propagation in Non-Ionized Media, La Baule, France*, 295-300.
- BEST, A.C. [1950] Empirical formulae for the terminal velocity of water drops falling through the atmosphere, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 76, 302-311.
- BOITHIAS, L. and BATTESTI, L. [1981] Au sujet de la dépendance en fréquence de l'affaiblissement dû à la pluie, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 36, 7-8, 483.
- BOITHIAS, L. [1989] Frequency scaling for rain attenuation, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 44, 5-6, 186-198.
- BOITHIAS, L. [1990] ITU-R Doc 5A/40.
- BRUSSAARD, G. [1981] Prediction of attenuation due to rainfall on Earth-space links, *Radio Sci.*, Vol. 16, 5, 745-760.
- BRUSSAARD, G. [1985] Radiometry: a useful prediction tool? ESA publication SP-1071.
- BRUSSAARD, G. and WATSON, P.A. [1995] *Atmospheric modelling and millimetre wave propagation*, Chapman and Hall, London, ISBN 0-412-56230-8.
- BRYANT, G.F., ADIMULA, I., RIVA, C. and BRUSSAARD, G. [1999] Rain Attenuation Statistics from Rain Cell Diameters and Heights, *International Journal of Satellite Communications*.
- CAPSONI, C., METRICCIANI, E. and PARABONI, A. [1980] First attempts of modelling the Earth-to-space radio propagation using SIRIO measurements in the 11 and 18 GHz bands, *Proc. URSI (Commission F)*

- International Symposium on Effects of the lower atmosphere on radio propagation at frequencies above 1 GHz, Lennoxville, Canada.
- CAPSONI, C., FEDI, F., MAGISTRONI, C., PARABONI, A. and PAWLINA, A. [1987] Data and theory for a new model of the horizontal structure of rain cells for propagation applications, *Radio Science*, Vol. 22, 395-404.
- CHADA, R. and LANE, J.A. [1977] Effect of scattering in measurements of rain attenuation by passive radiometry, *Electron. Lett.*, Vol. 13, 7, 177-178.
- CHU, T.S. and HOGG, D.C. [1968] Effects of precipitation on propagation at 0.63, 3.5 and 10.6 microns. *BSTJ*, Vol. 47, 5, 723-759.
- COST 205 [1985a] Influence of the atmosphere on Earth-satellite radio propagation at frequencies above 10 GHz: Precipitation studies. COST-Project 205 - Report EUR 9923 EN. Also in *Alta Frequenza*, Vol. LIV, 3, 116-132.
- COST 205 [1985b] Influence of the atmosphere on Earth-satellite radio propagation at frequencies above 10 GHz: Frequency and polarization scaling of rain attenuation, COST-Project 205 - Report EUR 9923 EN. Also in *Alta Frequenza*, Vol. LIV, 3, 157-181.
- COST 205 [1985c] Influence of the atmosphere on Earth-satellite radio propagation at frequencies above 10 GHz: Statistical properties of attenuation due to rain. COST-Project 205 - Report EUR 9923 EN, Also in *Alta Frequenza*, Vol. LIV, 3, 133-139.
- CRANE, R.K. [1977] Prediction of the effects of rain on satellite communication systems, *Proc. IEEE*, Vol. 65, 3, 456-474.
- CRANE, R.K. [1980] Prediction of attenuation by rain. *IEEE Trans. Comm.*, Vol. COM-28, 9 (ISSN 0090-6778), 1717-1733.
- DEBRUNNER, W.E. [1980] The prediction of rain attenuation statistics, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 35, 11-12.
- DER-PHONG, L. and HSING-YI, C. [2002] An empirical formula for the prediction of rain attenuation in frequency range 0.6-100 GHz. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Volume: 50, Issue: 4, 545-551.
- DINTELMANN, F. and ORTGIES, G. [1989] Semi-empirical model for cloud attenuation prediction, *Elec. Letts.*, Vol. 25, 1487-1488.
- DISSANAYAKE, A., ALLNUTT, J. and HAIDARA, F. [1997] A prediction model that combines rain attenuation and other propagation impairments along Earth satellite paths, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 45, No. 10, 1546-1558.
- DISSANAYAKE, A., ALLNUTT, J. and HAIDARA, F. [2001] Cloud attenuation for SHF and EHF applications, *Int. J. Satell. Commun.*, vol. 19, 335-345.
- DISSANAYAKE, A., ALLNUTT, J. and HAIDARA, F. [2002] A Prediction Model that Combines Rain Attenuation and Other Propagation Impairments Along Earth-Satellite Paths', *Online Journal of Space Communications*, 2, 36.
- DRUFUCA, G. [1974] Rain attenuation statistics for frequencies above 10 GHz from rain-gauge observations, *J. de Recherches Atm.*, 399-411.
- DUTTON, E.J., DOUGHERT, H.T. and MARTIN, R.F. [1974] Prediction of European rainfall and link performance coefficients at 8 to 30 GHz, NTIS, US Department of commerce, Report AD/A-000804.
- FEDI, F., MERLO, U. and MIGLIORINI, P. [1977] Effect of rain structure profile along a path on rain induced attenuation, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 32, 11-12.
- FEDI, F. [1980] Rain attenuation on Earth-satellite links: a prediction method based on point rainfall intensity. *Proc. URSI (Commission F) International Symposium on Effects of the lower atmosphere on radio propagation at frequencies above 1 GHz*, Lennoxville, Canada.
- FEDI, F. [1981] Prediction of attenuation due to rainfall on terrestrial links, *Radio Sci.*, Vol. 16, 5, 731-743.
- FEDI, F. and PARABONI, A. [1986] A new prediction method for attenuation beyond 10 GHz based on a model of raincells characterized by exponential shape, *Proc. URSI (Commission F) Symposium*, Durham, USA.

- FIMBEL, J. and JUY, M. [1977] Affaiblissements différentiels à 13 GHz sur 53 km - comparaison à des mesures simultanées à 20,5 GHz, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 32, 11-12, 454-458.
- FLAVIN, R.K. [1996] Satellite link rain attenuation in Brisbane and a proposed new model for Australia, Telstra Research Laboratories, Report N. 8375.
- FURUHAMA, Y., IHARA, T., FUJITA, M., SHINOZUKA, T., NAKAMURA, K. and AWAKA, J. [1980] Propagation characteristics of millimetre and centimetre waves of ETS-II classified by rainfall types, *Ann. des Télécomm.*, Vol. 36, 24-32.
- FURUHAMA, Y. and IHARA, T. [1981] Remote sensing of path-averaged raindrop-size distributions from microwave scattering measurements, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Vol. AP-29, 275-281.
- GARCIA-LOPEZ, J.A., HERNANDO, J.M. and SELGA, J.M. [1988] Simple rain attenuation prediction method for satellite radio links, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Vol.36, 3, 444-448.
- GIBBINS, C.J., WALDEN, C.J. [2003] A study into the derivation of improved rain attenuation regression coefficients, *Radicommunications Agency Report No. AY4359*, available from <http://www.radio.gov.uk/topics/research/research-index.htm>
- GODDARD, J.W.F. and CHERRY, S.M. [1984a] Site diversity advantage as a function of spacing and satellite elevation angle derived from dual-polarization radar data, *Radio Sci.*, Vol.19, 231-237.
- GODDARD, J.W.F. and CHERRY, S.M. [1984b] Quantitative precipitation measurements with dual linear polarization radar, 22nd Conference on Radar Meteorology, Zürich, Switzerland.
- GOLDHIRSH, J. [1980] Estimation of slant path rain attenuation using radar - A comparative analysis of radar derived and beacon measured fade over a multi-season period. *Proc. URSI Commission F International Symposium on Effects of the lower atmosphere on radio propagation at frequencies above 1 GHz*, Lennoxville, Canada.
- GUNN, R. and KINZER, G.D. [1949] The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air. *J. Meteorol.*, Vol. 6, 4, 243-248.
- HALL, M.P.M., CHERRY, S.M., GODDARD, T.W. and KENNEDY, E.R.K. [1980] Raindrop size, and rainfall rate measured by dual polarization radar, *Nature*, Vol. 285, 5762, 195-198.
- HARDEN, B.N., NORBURY, J.R. and WHITE, W.J.R. [1978a] Estimation of attenuation by rain on terrestrial radio links in the UK at frequencies from 10 to 100 GHz. *IEE J. Microwaves, Optics and Acous.*, Vol. 2, 4, 97-104.
- HARDEN, B.N., NORBURY, J.R., TRACEY, M.A. and WHITE, W.J.R. [1978b] Attenuation ratios and paths diversity gains observed in rain on a network of short terrestrial links at frequencies near 11, 20 and 36 GHz. *IEE Conf. Proc. No. 169*.
- HARRIS, J.M. and HYDE, G. [1977] Preliminary results of COMSTAR 19/29 GHz beacon measurements at Clarksburg, Maryland, *COMSAT Tech. Rev.*, Vol. 7, 599-629.
- HAWORTH, D.P. [1980] Plane wave spectrum treatment of microwave scattering by hydrometeors on an earth-satellite link, *AGARD Conf. Proc. No. 284*.
- HODGE, D.B. and AUSTIN, G.L. [1977] The comparison between radar- and radiometer-derived rain attenuation for Earth-space links, *Radio Sci.*, Vol. 12, 5, 733-740.
- HOGG, D.C. [1973] Intensity and extent of rain on Earth-space paths, *Nature*, Vol. 43, 337-338.
- HOUZE, R.A. [1977] Stratiform rain in regions of convective: a meteorological paradox? *Bulletin of the American Meteorological Society*, 3, 230-255.
- IHARA, T. and FURUHAMA, Y. [1981] Experimental study of frequency scaling of centimetre and millimetre wave rain attenuation, *Trans. Inst. Electron. Comm. Engrs., Japan*, Vol. E64, 497-498.
- IHARA, T., FURUHAMA, Y. and MANABE, T. [1984] Inference of raindrop-size distribution from rain attenuation statistics at 12, 35 and 82 GHz. *Trans. IECE Japan*, Vol.E67, 4, 211-217.
- JOSS, J., THAMS, J.C. and WALDVOGEL, A. [1968] The variation of raindrop-size distribution at Locarno, *Proc. of International Conference on Cloud Physics*, Toronto, Canada.
- JOSS, J., CAVALLI, R. and CRANE, R.K. [1974] Good agreement between theory and experiment for attenuation data. *J. de Recherches Atm.*, Vol. 8, 299-318.

- KHARADLY, H.M.Z. and CHOI, A.S.V. [1988] A simplified approach to the evaluation of EMW propagation characteristics in rain and melting snow, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-36, 282-296.
- KHEIRALLAH, H.N. and OLSEN, R.L. [1981] Comparison of a one- and a two-frequency technique for frequency scaling of rain attenuation statistics, *Electron. Lett.*, Vol. 18, 2, 51-53.
- KNEIZYS, F.X., SHETTLE, E.P., GALLERY, W.O., CHETWYND Jr., J.H., ABREU, L.W., SELBY, J.E.A. and FENN, R.W. [1983] Atmospheric transmittance/radiance: computer code LOWTRAN 6. AFGL-TR-80-00187, Air Force Geophysical Laboratory, Lexington MA, USA 01731.
- LAI-IUN LO, FANNIN, B.M. and STRAITON, A.W. [1975] Attenuation of 8.6 and 3.2 mm radio waves by clouds, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Vol. AP-23, 782-786.
- LAWS, J.O. and PARSONS, D.A. [1943] The relation of raindrop size to intensity, *Trans. Amer. Geophys. Union*, Vol. 24, 452-460.
- LEITAO, M.J. and WATSON, P.A. [1986] Method for prediction of attenuation on Earth-space links based on radar measurements of the physical structure of rainfall, *IEE Proc.*, 133, 4, 429-440.
- LI, H.J., ZHANG, C.Q., LIAO, L. and ZHANG, G.F. [1987] An improved model for the prediction of rain attenuation statistics. *IEE Conf. Publ. No.274, Proc. Fifth Int. Conf. on Antennas and Propagation (ICAP 87)*, York, UK, 226-229.
- LI, L.W., KOOI, P.S., LEONG, M.S. and YEO, T.S. [2000] Integral equation approximation to microwave specific attenuation by distorted raindrops: the Pruppacher-and-Pitter model, *Electrotechnology 2000: Communications and Networks*. [in conjunction with the] International Conference on Information Engineering, 3-7, 600-604.
- LIN, S. H. [1977] Nationwide long-term rainrate statistics and empirical calculation of 11 GHz microwave rain attenuation, *Bell Syst. Tech. J.*, 56, 1581-1604.
- LIN, S.H., BERGAMANN, H.J. and PARSLEY, M.V. [1980] Rain attenuation on Earth-satellite paths - Summary of 10-year experiments and studies, *BSTJ*, Vol. 59, 183-228.
- LIST, R., DONALDSON, N.R. and STEWARD, R.E. [1987] Temporal evolution of drop spectra to collisional equilibrium in steady and pulsating rain, *J. Atmosph. Sci.*, 44, 362-372.
- MAGGIORI, D. [1981] Computed transmission through rain in the 1-400 GHz frequency range for spherical and elliptical drops and any polarization, *Alta Frequenza*, Vol. L, 5, 262-273.
- MAITRA, A. and GIBBINS, C.J. [1999] Modeling of raindrop size distributions from multiwavelength rain attenuation measurements, *Radio Sci.*, 34, 657-666.
- MANABE, T., IHARA, T. and FURUHAMA, Y. [1984] Inference of drop size distribution from attenuation and rain rate measurements, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, AP-32, 474- 478.
- MARSHALL, J.S. and PALMER, W.McK. [1948] The distribution of raindrops with size. *J. Meteorol.*, Vol. 5, 165-166.
- MASSAMBANI, O. and RODRIGUES, C.A.M. [1987] Tropical rain attenuation of microwaves as predicted from drops size distribution measurements, *Proc. Int. Microwave Symp.*, Rio de Janeiro, 2, 1025-1031.
- MATRICCIANI, E. [1980] Earth-space rain cell modelling through SIRIO propagation data, *Electron. Lett.*, Vol. 16, 81-82.
- MATRICCIANI, E. [1991] Rain attenuation predicted with two-layer rain model, *European Transactions on Telecommunication*, Vol. 2, 6, 715-727.
- MATRICCIANI, E. [1996] Physical-mathematical model of the dynamics of rain attenuation based on rain rate time series and a two-layer vertical structure of precipitation, *Radio Science*, Vol. 31, 281-295.
- MCCORMICK, G.C. and HENDRY, A. [1975] Principles for the radar determination of the polarization properties of precipitation, *Radio Sci.*, Vol. 10, 4, 421-434.
- McEWAN, N.J., ALVES, A.P., POON, H.W. and DISSANAYAKE, A.W. [1980] OTS propagation measurements with auxiliary instrumentation. *Proc. URSI (Commission F) International Symposium on Effects of the lower atmosphere on radio propagation at frequencies above 1 GHz*, Lennoxville, Canada.
- McEWAN, N.J., BASHIR, S.O., CONNOLLY, C. and EXCELL, D. [1985] The effect of sand and dust particles on 6/4 and 14/11 GHz signals on satellite-to-Earth paths, University of Bradford, Report 379.

- MISHCHENKO, M.I., HOVENIER, J.W. and TRAVIS, L. D. [2000] Light Scattering by Non-Spherical Particles. Theory, Measurements and Applications, Academic Press, San Diego, Ca., USA.
- MISME, P. [1966] Etude expérimentale de la propagation des ondes millimétriques dans les bandes de 5 et 3 mm, Ann. des Télécomm., Vol. 21, 1-2, 226-234.
- MISME, P. and FIMBEL, J. [1975] Détermination théorique et expérimentale de l'affaiblissement par la pluie sur un trajet radioélectrique, Ann. des Télécomm., Vol. 30.
- MISME, P. and WALDTEUFEL, P. [1980] A model for attenuation by precipitation on a microwave earth-space link, Ra. Sci., Vol. 15, 655-667.
- MOORADIAN, G.C., GELLER, M., STOTTS, L.B., STEPHENS D.H. and KRAUTWALD, R.A. [1979] Blue-green pulsed propagation through fog. Appl. Opt., Vol. 18, 429-441.
- MORITA, K. and HIGUTI, I. [1976] Prediction methods for rain attenuation distributions of micro and millimetre waves, Rev. Elec. Comm. Labs., Vol. 24, 5-6.
- MOUPFOUMA, F. [1984] Improvement of a rain attenuation prediction method for terrestrial microwave links, IEEE Trans. Ant. Prop., AP-32, 1368-1372.
- MOUPFOUMA, F. and MARTIN, L. [1995] Modelling of the rainfall rate cumulative distribution for the design of satellite and terrestrial communication systems, Int. J. Satellite Comm., Vol. 13, 105-115.
- MULLER, E.E. [1977] Long-term rain attenuation observations at 13, 19 and 28 GHz. ESA SP 138, European Space Agency, Paris, France.
- NADENENKO, L.V. and SVIATOGOR, V.V. [1974] Issledovanie vliania osadkov na ustoychivost signala v diapazone 12 GHz. (Study of the effect of precipitation on signal stability in the 12 GHz band). Elektrosviaz, 12.
- NUSPL, P.P., DAVIES, N.G. and OLSEN, R.L. [1975] Ranging and synchronization accuracies in a regional TDMA experiment. Proc. Third International Conference on Digital Satellite Communications, Kyoto, Japan.
- OGUCHI, T. [1977] Scattering properties of Pruppacher-and-Pitter form raindrops and cross-polarization due to rain. Calculations at 11, 13, 19.3 and 34.8 GHz. Radio Sci., Vol. 12, 1, 41-51.
- OLSEN, R.L., ROGERS, D.V. and HODGE, D.B. [1978] The aR^b relation in the calculation of rain attenuation, IEEE Trans. Ant. Prop., Vol. AP-26, 2, 318-329.
- POIARES BAPTISTA, J.P.V. and SALONEN, E.T. [1998] Review of rainfall rate modelling and mapping Proceedings of URSI Open Symposium, CLIMPARA'98.
- PRUPPACHER, H.R and PITTER, R.L. [1971] A semi-empirical determination of the shape of cloud and rain drops. J. Atmosph. Sci., 28, 86-94.
- RADIO SCIENCE [1984] Special issue on multiparameter radar measurements of precipitation, Vol. 19.
- RAY, P.S. [1972] Broadband complex refractive indices of ice and water, Appl. Opt., Vol. II, 1836-1844.
- RICE, P.L., HOLMBERG, N.R. [1973] Cumulative Time Statistics of Surface-Point Rainfall Rates. IEEE Trans. Commun., COM-21, 10, 1131-1136.
- ROGERS, D.V. and OLSEN, R.L. [1976] Calculation of radio wave attenuation due to rain at frequencies up to 1000 GHz. CRC Report No. 1299, Communications Research Centre, Dept. of Communications, Ottawa, Canada.
- ROGERS, D.V. and OLSEN, R.L. [1983] Multiple scattering in coherent wave propagation through rain, COMSAT Tech. Rev., Vol. 13, 2, 385-401.
- ROGERS, R.R. [1976] Statistical rainstorm models: their theoretical and physical foundations, IEEE Trans. Ant. Prop., Vol. AP-31, 547-566.
- ROGERS, R.R., RADHAKANT, S. and MASSAMBANI, O. [1981] New radar studies of slant-path attenuation due to rain, Ann. des Télécomm., 36, 40-47.
- RUE, O. [1981] Theory for attenuation in rain. The influence of the probability function of the equivalent rain cell diameter, Central Administration of Swedish Telecommunications, Report RL 16/80.
- RUE, O. [1985] Influence of the atmosphere on Earth-to-satellite links at frequencies above 10 GHz. TELE, 2 (English Edition, Sweden).

- RUE, O. [1988] The statistical dependence of rain height on rain rate, and its use in rain attenuation prediction, Swedish Telecom Report R1 01/88.
- SEGAL, B. [1982] Rain attenuation statistics for terrestrial microwave links in Canada. CRC Report No. 1351, Communications Research Centre, Dept. of Communications, Ottawa, Canada.
- SILVA MELLO, L.A.R, PONTES, M.S., SOUZA, R.M. and PÉREZ-GARCIA, N.A. [2007] Prediction of rain attenuation in terrestrial links using the full rainfall rate distribution, Electronics Letters, v. 43, p. 1442-1443.
- SILVA MELLO, L.A.R. and PONTES, M.S. [2008] A unified method for the prediction of rain attenuation in slant path and terrestrial links using the full rainfall rate distribution, Proc. ISART/ClimDiff2008, Cleveland, USA.
- STRICKLAND, J.I. [1974] The measurement of slant path attenuation using radar, radiometers, and a satellite beacon, J. de Recherches Atm., Vol. 8, 347-358.
- STUTZMAN, W.L. and DISHMAN, W.K. [1984] A simple model for the estimation of rain-induced attenuation along earth-space paths at millimeter wavelengths, Radio Science, Vol. 19, 946-951.
- TAKADA, M. and NAKAMURA, S. [1966] Attenuation of 11 Gc waves by wet snowfall, Rev. Elec. Comm. Labs., Vol. 14, 1-2, 347-358.
- TATTELMAN, P., and SCHARR, K.G. [1983] A model for estimating one-minute rainfall rates, American Meteorological Society, Vol. 22.
- TERVONEN, J. and SALONEN, E. [2000] Test of recent cloud attenuation models, Millenium Conference on Antennas and Propagation, AP2000.
- UIJLENHOET, R. [2001] Raindrop size distributions and radar reflectivity – rain rate relationships for radar hydrology, Hydro. Earth Syst. Sci., Vol. 54, 4, 615-627.
- ULBRICH, C. W. [1983] Natural variations in the analytical form of the raindrop size distribution. J. Clim. Appl. Meteorol., 22, pp. 1764-1775.
- UPTON, S.A.J., HOLT, A.R. and EVANS, B.G. [1987] Long term frequency scaling of attenuation. IEE Conf. Publ. No. 274, Proc. Fifth Int. Conf. on Antennas and Propagation (ICAP 87), York, UK, 15-18.
- VAN DE HULST, H.C. [1957] Light Scattering by Small Particles, Wiley, New York, NY, USA.
- VEYRUNES, O. [2000] Influence des hydrométéores sur la propagation des ondes électromagnétiques dans la bande 30-100 GHz: Etudes théorétiques et statistiques. Ph.D Thesis, University of Toulon and Var.
- YAMADA, M., OGAWA, A., FURUTA, O. and YOKOI, H. [1978] Measurement of rain attenuation by dual-frequency radar, International Symposium on Antennas and Propagation, Sendai, Japan.
- YAMADA, M., KARASAWA, Y., YASUNAGA, M. and ARBESSER RASTBURG, B. [1987] An improved prediction method for rain attenuation in satellite communications operating at 10-20 GHz, Radio Sci., Vol. 22, 6.
- YANG-SU KIM, YONG-SEOK CHOI, HYUNG-SOO LEE and JEONG-KI PACK [2001] The effect of drop shape and size distribution on the specific rain attenuation. Proc. URSI Comm. Meeting on Climatic Parameters in Radio wave Propagation Prediction, CLIMPARA'2001, Budapest, Hungary, 39–42.
- ZAVODY, A.M. [1974] Effect of scattering by rain on radiometer measurements at millimetre wavelengths. Proc., IEE, Vol. 21, 257-263.
- ZHAO, Z.W., ZHANG, M.G. and WU, Z.S. [2000] An analytic model of specific attenuation due to rain, 25th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Conference Digest, 12-15, 471-472.
- ZHAO, Z.W., LIN, L.K. and LIU, Y. [2004] Prediction models for rain effects on Earth-space links, 2004 Asia-Pacific Conference, Proceedings, 22-25.
- ZHAO, Z.W., LIN, L.K. and LU, C.S. [2007] A prediction model of rain attenuation based on the distribution of rain cell, Chinese Journal of Radio Science, Vol. 22, 184-186.

Документы МККР

- [1974-78]: 5/161 (Соединенное Королевство).
- [1978-82]: 5/23 (Япония).

ГЛАВА 8

Радиоизлучение в атмосфере и от поверхности Земли

8.1 Введение

Любая материя излучает энергию в виде электромагнитных волн. Как частотные характеристики, так и интенсивность излучения зависят от температуры источника и его физических свойств.

Область физики, которая занимается измерением некогерентной электромагнитной энергии, излучаемой всеми материальными телами, называется радиометрией. Радиометрию можно определить так же, как метод пассивного дистанционного зондирования, поскольку наблюдаемое явление сопровождается самовозбуждением за счет естественного излучения. Это излучение обладает свойствами некогерентного широкополосного сигнала, аналогичного шумам, генерируемым самой измерительной системой. Следовательно, для того чтобы измерять характеристики излучения, подобного шуму, приемник радиометра должен иметь широкую полосу пропускания и очень высокую чувствительность.

Метод пассивного дистанционного зондирования позволяет обеспечить необходимой информацией службы наблюдения Земли, радиоастрономические службы и службы связи. В последних двух случаях естественное радиоизлучение, в отличие от такого лимитирующего фактора, как радиопомехи, поступающие на приемную антенну, может также служить мерой абсорбционных свойств среды и использоваться для оценки ослабления на линиях радиосвязи Земля-спутник. Поскольку эмиссионные свойства атмосферы связаны с абсорбционной способностью входящих в ее состав компонентов, то с помощью радиометрических методов можно определить соответствующие параметры распространения радиоволн. Ввиду этого для непрерывного оперативного дистанционного контроля атмосферных переменных используются микроволновые радиометры, точность которых не уступает точности измерений с помощью аэростата.

Радиометрический подход к исследованию распространения радиоволн имеет двоякий характер: с одной стороны, ослабление на трассе и превышение длины трассы можно получить непосредственно по значениям яркостной температуры, измеренной на рабочей частоте радиометра, с другой – полученные значения ослабления используются для определения состава атмосферы, по которому, в свою очередь, можно оценить ослабление на других частотах. Эта процедура, которая обычно применяется в отсутствие дождя, позволяет определить эталонный уровень ослабления при калибровке радиомаяка и оценить содержание воды в атмосфере как в виде паров, так и в жидком виде, а затем с помощью этих данных рассчитать ослабление на трассе на других частотах. Для этого необходимо в целях упрощения процедуры сделать правильные допущения, что существенно ограничивает применение метода для расчета слабых затуханий в отсутствие дождя [Barbaliscia, 1994].

Для того чтобы оценить возможный уровень интенсивности радиоизлучения на входе конкретной системы, необходимо рассмотреть пространственно-временное распределение источников излучения и направленные свойства принимающей антенны.

Как было упомянуто, интенсивность радиоизлучения зависит от частоты. В частотном диапазоне приблизительно от 30 МГц до 1 ГГц преобладают галактические шумы, однако в населенных местах они обычно заглушаются антропогенными шумами. В диапазоне от 1 до 10 ГГц доминирующим может быть любой фактор – либо галактический шум, либо излучение от солнца и дождя, либо излучение от поверхности Земли. Рекомендация МСЭ-R P.372 содержит подробную информацию о шумах, излучаемых различными источниками. На частотах свыше 10 ГГц преобладающим будет радиоизлучение от земной поверхности и абсорбирующих компонентов атмосферы, таких как газы и гидрометеоры, причем вклад последних очень значителен. В диапазоне поглощения кислорода и водяного пара температура шумов сильно приближается к физической температуре абсорбирующей среды (для атмосферы Земли это обычно менее 290 °К). Информацию о спектральных линиях газообразных составляющих и загрязняющих веществ можно найти в [Pointer and Pickett, 1984].

Основы теории распространения излучения коротко изложены в § 8.2. На базе этой теории разработаны основные алгоритмы расчета яркостной температуры на входе наблюдающей антенны. В § 8.3 и 8.4 описываются соответственно характеристики атмосферного и земного излучения. В § 8.5 речь пойдет о радиометрических способах расчета ослабления на трассе и превышения длины трассы. Обратная процедура, используемая для определения общего содержания воды в атмосфере по радиометрическим измерениям яркостной температуры, описана в § 8.6.

8.2 Распространение излучения

8.2.1 Основные причины

Количество электромагнитной энергии, излучаемой материальными телами, зависит от их физической температуры и других характеристик.

В газообразной среде любая линия спектра излучения соответствует переходу с одного энергетического уровня на другой. Интенсивность излучения зависит от числа столкновений между частицами, которое в свою очередь определяется плотностью газа и его кинетической энергией, причем в зависимости от величины последней можно говорить либо о термодинамике, либо об абсолютной физической температуре. Поскольку энергия квантована по уровням, спектр излучения в газообразной среде состоит из отдельных линий, квантованных по частоте.

Переходя от газов к жидкостям и твердому веществу, заметим, что плотность среды в этих случаях возрастает и, следовательно, возрастает частота столкновений. В результате спектр излучения приближается к непрерывному, и излучение происходит почти на всех частотах.

Возможность возникновения возбуждения и распада на молекулярном и атомном энергетических уровнях, на которых происходит поглощение и излучение соответственно определяется как эффектом столкновения частиц, так и интенсивностью излучения. Поскольку механизмы поглощения и излучения одинаковы, соответствующие им спектры идентичны для любого вещества.

Излучение, падающее на поверхность материального тела, частично отражается, а частично поглощается. Идеальное вещество, способное поглощать всю энергию падающего излучения, вообще не отражая его, называется черным телом. Такое тело является идеальным абсорбентом, а затем и идеальным излучателем.

Интенсивность излучения можно выразить через спектральную яркость, которая представляет собой удельную мощность излучения на единицу площади телесного угла и полосы частот.

Закон Планка, основанный на квантовании энергии по уровням, устанавливает взаимосвязь между спектральной яркостью излучения, равномерно излучаемого черным телом во всех направлениях, и его физической температурой, а также частотой:

$$B_f = \frac{2hf^3}{c^2(e^{hf/kT} - 1)} \quad \text{Вт/м}^2 \text{стерадиан}^{-1} \text{Гц}^{-1}, \quad (8.1)$$

где:

B_f – спектральная яркость черного тела ($\text{Вт/м}^2 \text{ср}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}$);

h – постоянная Планка $= 6,63 \times 10^{-34}$ (Дж · с);

f – частота (Гц);

k – постоянная Больцмана $= 1,38 \times 10^{-23}$ (Дж/К⁻¹);

T – абсолютная температура (К);

c – скорость света $= 3 \times 10^8$ (м/с⁻¹).

В пределе для длинных волн ($hf/kT \ll 1$) после соответствующего математического преобразования уравнения (8.1) получим

$$B_f = \frac{2 f^2 k T}{c^2}. \quad (8.2)$$

Это выражение называется аппроксимацией Рэля–Джинса. Оно справедливо в СВЧ-диапазоне вплоть до частоты 300 ГГц для тел, имеющих температуру окружающей среды (300 К: Земля и сильный дождь). Для более низких температур, как, например, в ясной атмосфере, расхождения в результатах расчетов по формулам (8.2) и (8.1) становятся значительными на частотах выше 50 ГГц.

В случае реальных материальных тел, которые обычно называют серыми, часть падающей энергии отражается, и излучение может стать зависящим от направления отражения. Следовательно, реальные тела не могут быть ни идеальными поглотителями энергии, ни идеальными излучателями.

Для реального случая спектральную яркость в заданном направлении в соответствии с аппроксимацией Рэля–Джинса можно представить как

$$B_f = \frac{2 f^2 k T_b}{c^2}, \quad (8.3)$$

где излученная энергия линейно пропорциональна величине T_b , называемой яркостной температурой вещества или эквивалентной радиометрической температурой черного тела, излучающего такое же количество энергии. Эта температура является основным объектом измерения в радиометрии. Поскольку количество энергии, излучаемой черным телом, максимально возможное для данной физической температуры T , яркостная температура реального вещества будет всегда ниже его физической температуры. Эмиссионная способность ε реального тела, зависящая от направления, определяется как отношение яркостной температуры T_b к термодинамической температуре T и, следовательно, всегда меньше 1 и равна 1 лишь для идеального черного тела.

Следует заметить, что в уравнении (8.3) речь идет об однородном веществе и равномерно распределенной температуре.

8.2.2 Уравнение распространения излучения

Энергия, излучаемая средой, и соответствующая ей яркостная температура определяются взаимодействием между излучением и материей, которое, как правило, складывается из двух процессов – экстинкции и эмиссии.

Эффект экстинкции, ведущий к уменьшению интенсивности излучения, пересекающего среду, является суммой процессов поглощения (превращения в тепловую энергию) и рассеяния, в результате которого часть падающей энергии в свою очередь излучается во всех направлениях. Излучение есть результат термоэмиссии и рассеяния.

Когда возникает термодинамическое равновесие, энергия теплового излучения становится равной энергии поглощения (закон Кирхгофа). Это условие выполняется лишь для изотермических абсорбирующих сред (черное тело). В большинстве практических случаев оно не достигается. Однако можно выдвинуть менее строгую гипотезу о "локальном" термодинамическом равновесии, когда каждый элемент объема среды при определенной локальной температуре обладает такими же абсорбционными и эмиссионными свойствами, какими он обладал бы при термодинамическом равновесии при той же самой температуре. На практике это ситуация, когда процесс столкновения частиц преобладает над процессом излучения, как это бывает в среде с достаточно высокой плотностью. Применительно к таким условиям нет надобности делать предположение об изотермичности среды и изотропности интенсивности излучения.

Сигнал на выходе приемника радиометра можно соотнести с яркостной температурой T_b вдоль направления основного луча антенны, считая, что ее величина определяется слоем окружающей среды, находящемся на уровне r , и описывается уравнением [Ulaby *et al.*, 1982]

$$T_b(r) = T_0 e^{-\tau(0,r)} + \int_0^r k_e(r') [(1-a)T(r') + aT_{sc}(r')] e^{-\tau(r',r)} dr' \quad \text{К}, \quad (8.4)$$

где:

- $T_b(r)$ – яркостная температура на входе приемной антенны (К);
 $T(r')$ – физическая температура на уровне r' (К);
 T_0 – яркостная температура на границе (К);
 T_{SC} – средняя температура рассеянного излучения (подразумевается изотропное излучение) (К);
 k_e – коэффициент экстинкции (непер/м);
 k_s – коэффициент рассеяния (непер/м);
 a – альбедо рассеяния k_s/k_e ;
 τ – оптическая толщина, определяемая как $\tau(r, r') = \int_{r'}^r k_e(r') dr'$ (непер).

Это уравнение, известное как уравнение распространения излучения, определяет характер взаимодействия излучения со средой распространения и устанавливает тот факт, что яркостная температура связана с физической температурой, а также с составом и плотностью среды. Прямая зависимость яркостной температуры от физической следует (вплоть до СВЧ-диапазона) из аппроксимации Рэлея–Джинса.

Уравнение распространения излучения, описывающее процесс распространения лучистой энергии по любому сценарию, применимо в самом общем случае. В случае атмосферной радиометрии общее решение уравнения (8.4) описывает процесс поглощения и рассеяния во всех направлениях и ведет к очень сложным математическим формулировкам.

Присутствие жидкой воды в атмосфере, обычно в виде облаков и дождя, служит причиной возникновения процесса рассеяния. Влияние рассеяния на процесс распространения излучения определяется двумя факторами – соотношением между альбедо рассеяния и коэффициентом поглощения (или просто альбедо рассеяния) и фазовой функцией рассеяния. Первый фактор влияет на общую интенсивность рассеяния, а второй определяет распределение поля рассеяния по направлениям. Для изучения отдельных практических ситуаций потребуются сложные вычисления и некоторые дополнительные предположения. Возможность не учитывать явление рассеяния значительно упрощает дело, но это, строго говоря, допустимо лишь при полном отсутствии жидкости. Случаи, когда в среде присутствуют большие капли воды, в принципе сомнительны и обычно ведут к заниженным оценкам общего ослабления на трассе.

Уравнение (8.4) сильно упрощается, если можно пренебречь процессом рассеяния, то есть в условиях ясного неба при отсутствии воды в атмосфере. Если же есть облака и/или идет дождь, то иногда, в зависимости от плотности капель воды и соотношения между их размерами и длиной волны, рассеянием из-за этих капель можно пренебречь. На частотах ниже 10 ГГц эффектом рассеяния можно пренебречь в любых атмосферных условиях. В первом приближении предположение об отсутствии рассеяния справедливо для недождевых облаков и слабого дождя на частотах до 50 ГГц.

Для более низких и плотных слоев атмосферы, где в основном и происходит поглощение волновой энергии и где процесс столкновения частиц является основным фактором, определяющим среднюю установившуюся температуру, необходимо принять концепцию локального термодинамического равновесия. Это предположение остается справедливым вплоть до высоты 20 км.

Для атмосферных условий без рассеяния, в предположении о локальном термодинамическом равновесии, описание процесса распространения излучения упрощается, и взаимосвязь между яркостной температурой T_b и абсорбционными и эмиссионными свойствами среды можно выразить как

$$T_b = T_0 e^{-\tau(0, \infty)} + \int_0^{\infty} k_a(r) T(r) e^{-\tau(0, r)} dr \quad \text{К}, \quad (8.5)$$

где:

T_b – яркостная температура на входе антенны радиометра (К);

$$\begin{aligned}
 T_0 & - \text{температура космического фона (К);} \\
 T(r) & - \text{физическая температура атмосферы на уровне } r \text{ (К);} \\
 k_a(r) & - \text{коэффициент поглощения (непер/м);} \\
 \tau(0, r) & = \int_0^r k_a(r') dr' - \text{поглощение в слое от поверхности Земли до уровня } r \\
 & \quad \text{(оптическая глубина) (непер);} \\
 \tau(0, \infty) & = \int_0^\infty k_a(r') dr' - \text{непрозрачность или общее атмосферное поглощение} \\
 & \quad \text{(непер).}
 \end{aligned}$$

Уравнение (8.5) устанавливает, что яркостная температура неба определяется суммарной яркостной температурой космического фона и излучения от бесконечных единичных атмосферных слоев, расположенных вдоль рассматриваемой трассы, причем поглощение в нижних слоях атмосферы уменьшает обе эти величины. Следовательно, нижние слои сильнее влияют на величину T_b при более или менее одинаковой физической температуре T . В основном T_b зависит от вертикального профиля температуры и коэффициента поглощения, причем последний в свою очередь определяется вертикальным распределением и характеристиками соответствующих компонентов атмосферы.

Упрощенное уравнение (8.5) можно использовать, независимо от радиометрических наблюдений, в соответствии с непосредственным подходом, для расчета яркостной температуры атмосферы по известным вертикальным распределениям физических параметров и коэффициентам поглощения. Эта процедура обычно применяется в теоретических моделях, в которых используются данные радиозондирования [Liebe, 1989; Liebe *et al.*, 1993].

8.2.3 Яркостная температура

В СВЧ-диапазоне излучение обычно измеряется с помощью микроволнового радиометра, который представляет собой пассивное устройство, состоящее из антенны, приемника и прибора, показывающего мощность входящего потока энергии. Приходящая мощность пропорциональна яркостной температуре окружающей среды в направлении главного лепестка антенны. В свою очередь яркостную температуру можно получить с помощью формулы Рэлея-Джинса, которая является аппроксимацией закона Планка и справедлива для частот вплоть до СВЧ.

Можно выделить две характерные конфигурации антенн: i) антенна с главным лепестком, ориентированным вверх, – пример атмосферной радиометрии, использующейся в системах спутниковой радиосвязи и радиоастрономии; ii) антенна с главным лепестком, ориентированным вниз, которая, за исключением линии вниз спутниковой связи, тоже используется для дистанционного зондирования параметров земной поверхности.

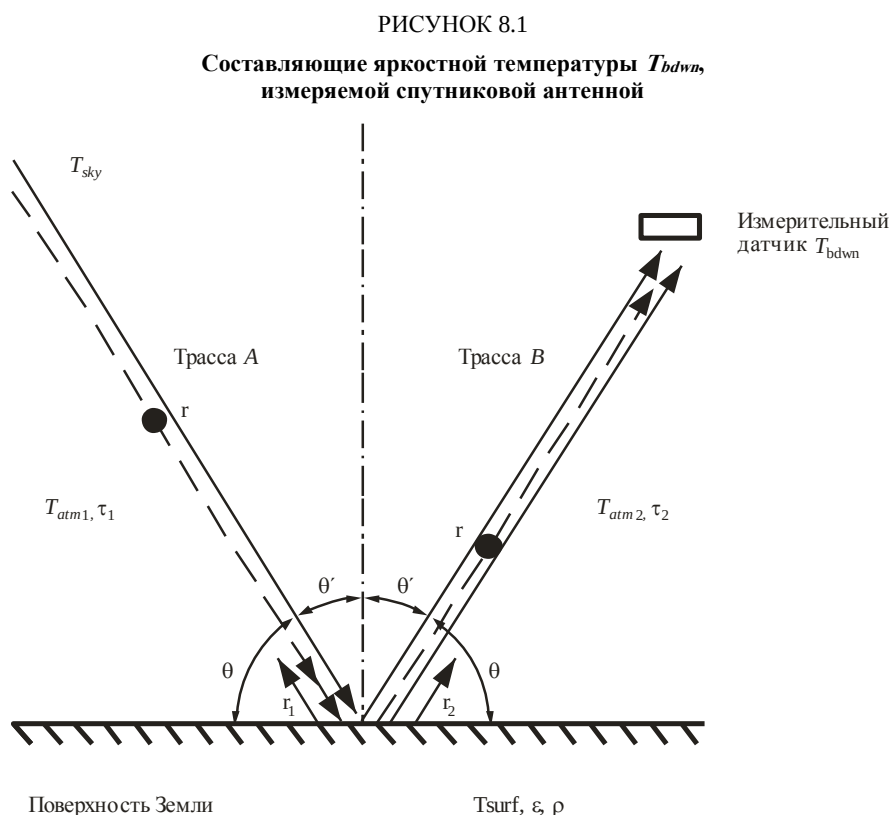
- i) Яркостная температура T_{bup} , измеренная у поверхности Земли с помощью антенны, у которой главный лепесток направлен вверх, в условиях, когда нет ни рассеяния, ни отражения, определяется с помощью уравнения (8.5).
- ii) Выражение для яркостной температуры T_{bdwn} , измеряемой с помощью спутниковой антенны, у которой главный лепесток ориентирован вниз и имеет угол наклона θ , должно учитывать вклад от двух трасс (см. Рисунок 8.1):
 - трасса А – это траектория распространения атмосферного излучения T_{bup} , которое отражается от поверхности Земли по направлению к спутниковой антенне;
 - трасса В – это траектория, которую видит антенна с главным лепестком, направленным вниз с углом наклона θ :

$$T_{bdwn} = T_{atm2} + (eT_{surf} + \rho T_{bup}) e^{-\tau(0, r_2)}, \quad (8.6)$$

где:

- T_{atm2} – яркостная температура атмосферы вдоль трассы В, определяемая с помощью уравнения (8.5) за вычетом вклада от космического фона;
- eT_{surf} – яркостная температура земной поверхности;
- ρT_{bur} – яркостная температура излучения, отраженного от поверхности Земли вдоль трассы А, определяемая с помощью уравнения (8.5);
- $(eT_{surf} + \rho T_{bur})e^{-\tau(0,r_2)}$ – общая результирующая яркостная температура земной поверхности, ослабленная влиянием атмосферы вдоль трассы В;
- T_{surf} – физическая температура (К) земной поверхности;
- e – эмиссионная способность земной поверхности ($0 \leq e \leq 1$);
- ρ – отражательная способность земной поверхности ($0 \leq \rho \leq 1$) (квадрат коэффициента отражения; $e + \rho = 1$);
- θ – угол падения.

Для простоты будем рассматривать гладкую поверхность, для которой справедливо предположение о зеркальном отражении.



Radio-Meteo. 08-01

При определенных допущениях можно добиться значительных упрощений.

Для антенны с главным лепестком, направленным вниз, в окне свыше 3 ГГц и несколько ниже 10 ГГц как космическими шумами, так и атмосферным излучением в первом приближении можно пренебречь.

Тогда уравнение (8.6) упрощается:

$$T_{bdwn} = eT_{surf} + \rho T_0. \quad (8.7)$$

В случае радиометрических измерений с помощью антенны, у которой главный лепесток направлен вверх, если физическую температуру $T(r)$ заменить средней температурой излучения T_{mr} , которая вплоть до частоты 40 ГГц может считаться равной температуре окружающей среды, уравнение (8.5) примет вид

$$T_{bur} = T_{mr} (1 - 10^{-A/10}) + T_0 e^{-A/4,34}, \quad (8.8)$$

где A – однонаправленное ослабление за счет влияния атмосферы (дБ), а T_0 – температура космического фона.

В случае горизонтально стратифицированной атмосферы яркостную температуру для любого угла возвышения θ можно получить путем простого умножения значения яркостной температуры в направлении зенита на $\cos \theta$.

Для углов места больше 70° соответствующая погрешность вычисления не превышает 1% [Waters, 1976].

При определении температуры антенны надо учитывать диаграмму ее направленности и особенно излучение от поверхности Земли в направлении боковых лепестков антенны.

8.3 Эмиссионная способность атмосферы

Атмосфера – это термодинамическая система, которая окружает Землю, простираясь вверх до 100 км. Однако в большинстве случаев, когда речь идет об использовании СВЧ-диапазона, рассматриваются только нижние ее слои, примерно до 20 км, где содержится основной объем воздушных масс.

С точки зрения термодинамики атмосферу можно рассматривать как тепловой двигатель, в котором Солнце вырабатывает энергию, а охлаждающий эффект инфракрасного излучения служит выходом. Скрытый теплообмен, который не сопровождается колебаниями температуры, приводит к фазовым превращениям, парообразованию и конденсации, и эти процессы в свою очередь дополнительно соответственно охлаждают и нагревают воздух. Примерами других источников и выходов энергии в отношении физической материи могут служить испарение воды из почвы и выпадение ее в виде осадков.

Поскольку нас интересует распространение излучения, атмосферу можно рассматривать как среду, состоящую из газов, жидкости и твердых компонентов. Среди жидких и твердых компонентов атмосферы гидрометеоры (дождь, снег, облака) наиболее сильно влияют на распространение излучения в СВЧ-диапазоне, в то время как другие частицы, такие как пыль, дым и песок, как правило, играют второстепенную роль.

Основные газообразные составляющие атмосферы – это азот, кислород, аргон, двуокись углерода (в сумме они составляют 99,999% сухого воздуха) и водяные пары, которые являются переменной величиной. Из этих газов только кислород и водяные пары вызывают сильное поглощение волновой энергии в СВЧ-диапазоне, в то время как газы, которые не имеют электрического или магнитного дипольного момента, энергию микроволн не поглощают [Gibbins, 1988]. В субмиллиметровой и инфракрасной областях поглощение в основном происходит за счет водяного пара и двуокиси углерода.

Поскольку можно считать, что в атмосфере существует локальное термодинамическое равновесие в нижнем слое толщиной 20 км, ее эмиссионная способность в этой области будет зависеть от ее абсорбционных и рассеивающих свойств (см. главы 2 и 6).

На Рисунке 8.2 показаны кривые яркостной температуры атмосферы, измеренной наземным приемником, за вычетом вклада от космических шумов (порядка 2,7 К) или других внеземных источников, для частотного диапазона от 1 до 340 ГГц [Smith, 1982]. Кривые рассчитаны для атмосферных газов, кислорода и водяного пара, для семи различных углов места от $\theta = 90^\circ$ (зенит) до $\theta = 0^\circ$ (горизонт). На Рисунке 8.2 представлены средние слои атмосферы (то есть концентрация водяного пара равна $7,5 \text{ г/м}^3$). Температурный профиль взят из Стандартной атмосферы США 1976

[NOAA *et al.*, 1976] (температура на поверхности Земли 15 °C). Рисунок 8.3 представляет собой расширенный вариант Рисунка 8.2 и включает частоты ниже 60 ГГц.

Во всех расчетах в качестве модели использовалась эталонная атмосфера, описанная в Рекомендации МСЭ-R P.369. За общее давление принималось давление стандартной атмосферы (1013 гПа) на уровне моря плюс давление водяного пара. Таким образом, получаем значения 1023 гПа для концентрации водяного пара 7,5 г/м³.

Предполагается, что концентрация водяного пара уменьшается с высотой по экспоненте, причем приведенная высота атмосферы составляет 2 км до уровня тропопаузы, выше которой используется профиль концентраций водяного пара, предложенный [Harties, 1976]. Уменьшение давления сухой атмосферы также подчиняется экспоненциальному закону, в то время как температура падает линейно (со скоростью 6,5 °C/км) вплоть до высоты 12 км. При этих допущениях можно оценить температуру шумов в зените по данным о температуре, влажности и давлении на поверхности Земли. Полученные результаты вполне согласуются с ограниченным объемом имеющихся экспериментальных данных [Clark *et al.*, 1984; Gibbins *et al.*, 1975].

В некоторых случаях сделанные выше предположения оказываются неверными, особенно в районах с очень высокой относительной влажностью, таких как экваториальные. В частности оценка яркостной температуры будет неточна, если в атмосфере возникает инверсия температуры и влажности.

Исследование процесса распространения излучения под влиянием облаков было проведено в Соединенных Штатах [Slobin, 1982]. Температуры яркостности в зените вычислялись по метеорологическим данным для типичного года, взятым из базы данных, собранной за 15-летний период в 15 различных местах. Результаты, полученные для двух городов США, города Юма, штат Аризона (ежегодный уровень дождевых осадков 5,5 см), и города Нью-Йорка (ежегодный уровень дождевых осадков 98,5 см) представлены на Рисунках 8.4а и 8.4б и охватывают пять различных частот. Из рисунков видно, что температура шума в зените на частоте 90 ГГц может быть ниже, чем на частоте 44 ГГц. Это случай очень низкой яркостной температуры в зените, который означает, что содержание водяного пара в атмосфере незначительно (ниже чем приблизительно 3 г/м³).

РИСУНОК 8.2

Радиояркостная температура (в чистом воздухе) при концентрации водяного пара, равной 7,5 г/м³ (температура и давление на поверхности равны 15 °C и 1023 мбар); θ – угол места [Smith, 1982]

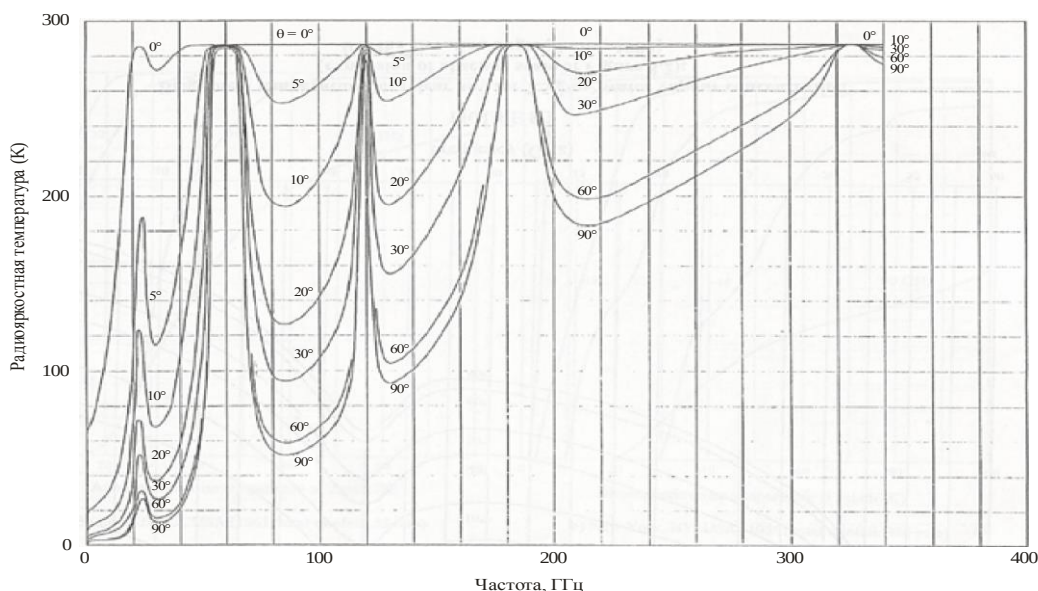
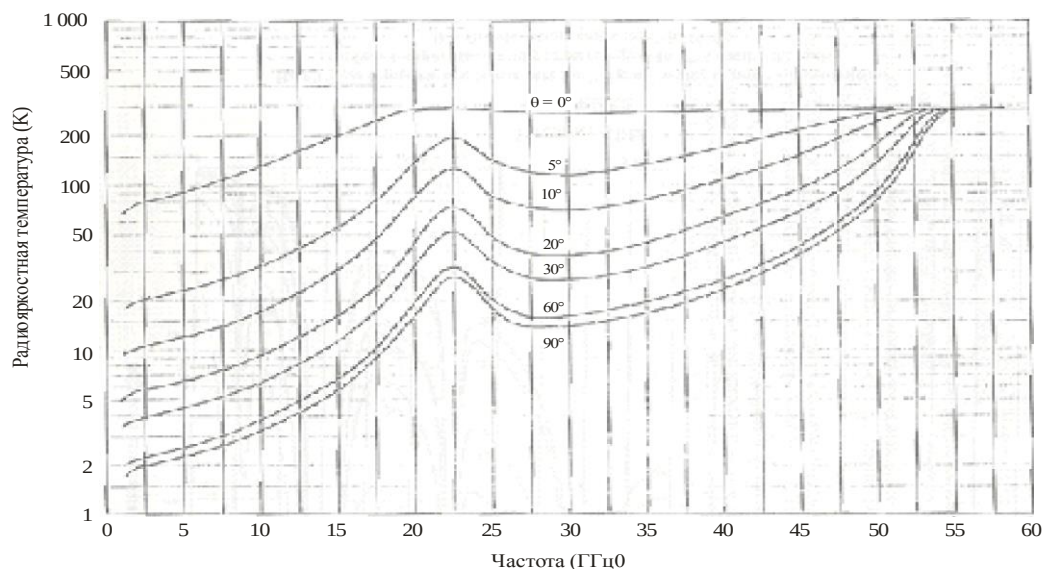


РИСУНОК 8.3

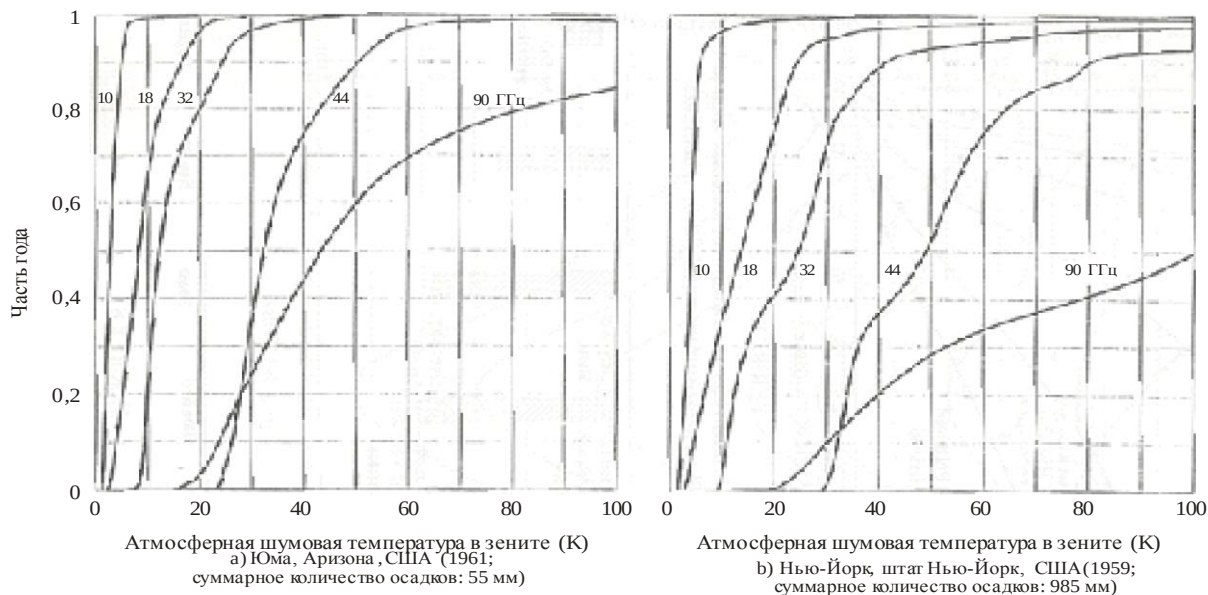
Радиояркая температура (в чистом воздухе) при концентрации водяного пара, равной $7,5 \text{ г/м}^3$ (продолжение шкалы абсцисс рисунка 8.2);
 θ – угол места [Smith, 1982]



Radio-Meteo. 08-03

РИСУНОК 8.4

Доля времени, в которой температура шума неба (радиояркая) в зените меньше или равна значению абсциссы для типичного года [Slobin, 1982]



Radio-Meteo. 08-03

8.4 Эмиссионная способность Земли

Основные свойства гладкой земной поверхности отражены на Рисунке 8.5. На нем представлены эмиссионная способность (левая шкала) и коэффициенты отражения (правая шкала) морской воды, а также влажной и сухой почвы для плоской поверхности на частоте 10 ГГц при вертикальной и горизонтальной поляризации [Ulaby *et al.*, 1981].

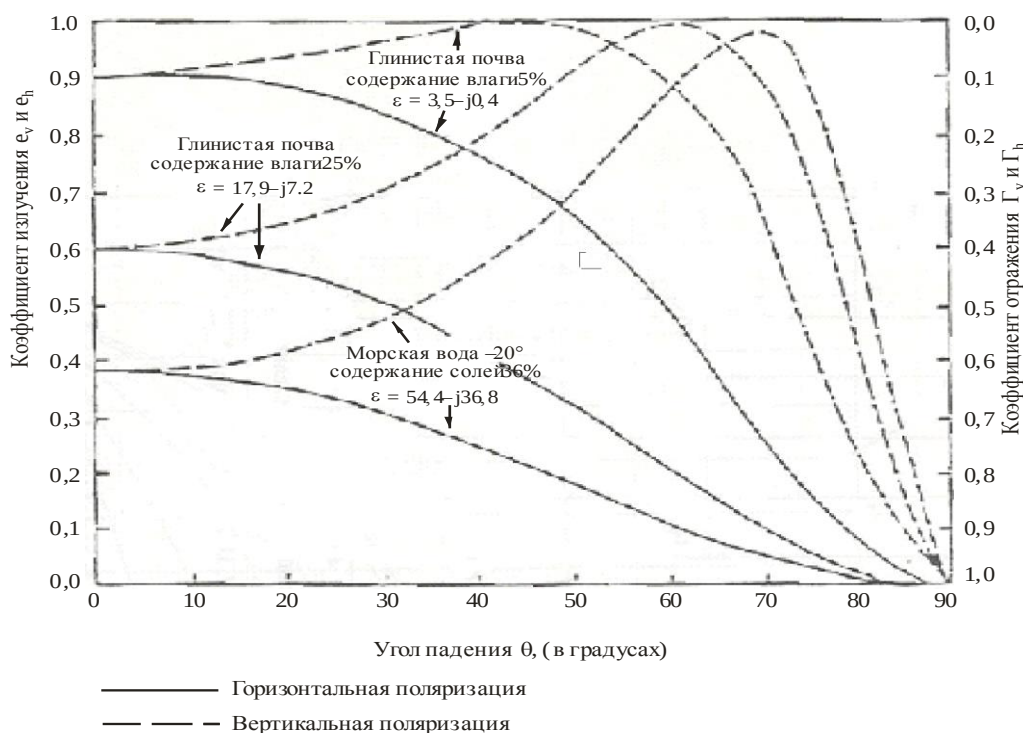
При падении излучения по нормали эмиссионная способность морской воды сравнительно невелика ($< 0,4$) из-за относительно больших значений действительной и мнимой частей диэлектрической постоянной. При увеличении угла падения θ эмиссионная способность возрастает в случае вертикальной и уменьшается в случае горизонтальной поляризации. Максимальная разница при этом наблюдается, когда значение угла падения приближается к углу Брюстера.

Как действительная, так и мнимая части диэлектрической проницаемости почвы ниже, чем для морской воды, вследствие чего для $\theta > 0$ увеличивается эмиссионная способность в зените и уменьшается разница в значениях эмиссионной способности при двух вышеназванных видах поляризации. Естественно эти эффекты более очевидны, когда почва сухая.

Кривые на Рисунке 8.5 были получены в предположении, что поверхность Земли плоская. В действительности неровности и отдельные небольшие элементы (рассеиватели), такие как листья и стебли растений, а также крупинки снега, изменяют поведение земной поверхности, вызывая, как правило, увеличение эмиссионной способности в зените и уменьшение разницы в значениях эмиссионной способности для двух названных видов поляризации.

РИСУНОК 8.5

Расчетные значения отражательной и эмиссионной способности как функции угла падения на частоте 10 ГГц. При расчетах использовалась модель плоской отражающей поверхности [Ulaby *et al.*, 1981]

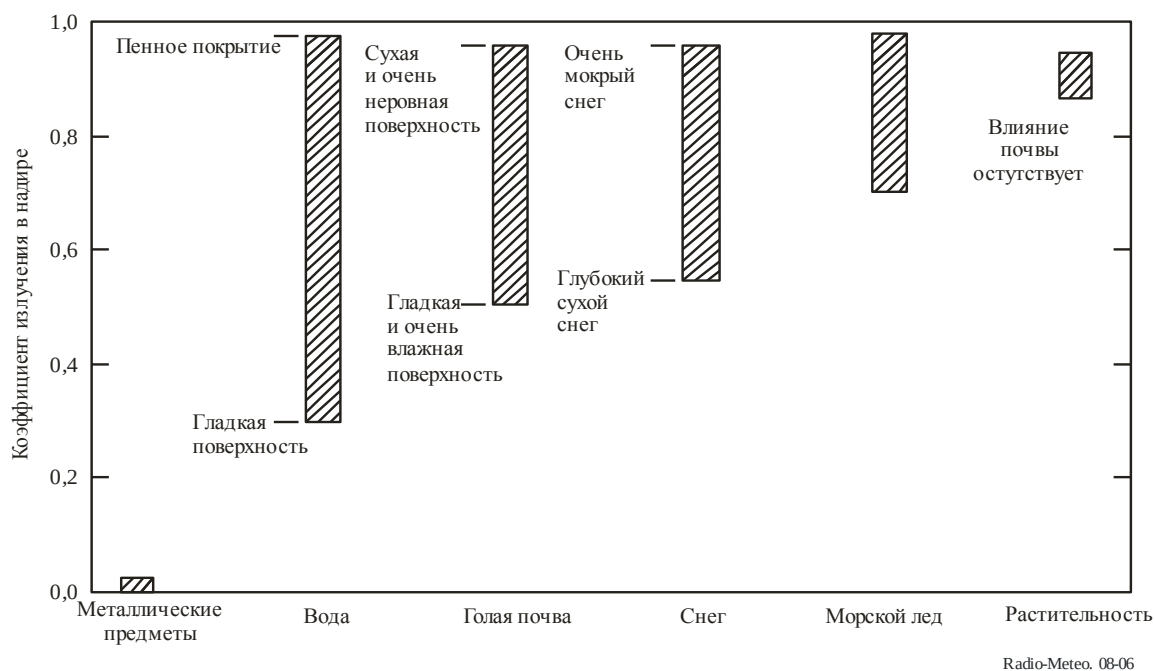


Radio-Meteo. 08-05

На Рисунке 8.6 приведены экспериментальные значения эмиссионной способности в зените, измеренной над естественной поверхностью для частотного диапазона 1–35 ГГц [Ulaby *et al.*, 1982]. Обычно более низкие значения эмиссионной способности связаны с гладкими поверхностями и присутствием воды, а более высокие – с низкой влажностью, сильными неровностями и присутствием отдельных рассеивателей (таких как снег и растительность).

РИСУНОК 8.6

Возможные области изменения эмиссионной способности в надире для СВЧ-диапазона (для различных целей) [Ulaby *et al.*, 1982]



Благодаря поляризуемости, диэлектрическим потерям и наличию в воде соли величины действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости морской воды сравнительно велики в частотном диапазоне от 1 до 40 ГГц. В результате эмиссионная способность и, следовательно, яркостная температура для плоских поверхностей будут низкими. Однако на высоких частотах из-за ветра и пены может произойти заметное увеличение эмиссионной способности [Nordberg *et al.*, 1971].

Эмиссионная способность голой почвы зависит в основном от двух параметров – неровности и влагосодержания. Для $\theta < \approx 40^\circ$ и частот выше 10 ГГц эмиссионная способность грубой сухой почвы будет сравнительно велика (обычно 0,9–0,95). Эмиссионная способность уменьшается, когда почва становится более гладкой и/или влажной или на более низких частотах. Низкие значения эмиссионной способности (0,5–0,6) достигаются на низких частотах (1–5 ГГц) для гладкой влажной почвы [Ulaby *et al.*, 1986].

Что касается растительности, то на частотах выше приблизительно 10 ГГц излучение, испускаемое растениями, оказывается сильнее, чем излучение от почвы, на которой они растут, даже если растительность невысокая. В случае лесов или сельскохозяйственных угодий с культурами, имеющими большие листья и стебли (как кукуруза или подсолнух), вклад растительности в излучение ощутим вплоть до частоты 1,4 ГГц. В области СВЧ эмиссионная способность покрытой растительностью поверхности обычно выше 0,85, причем ее значения при вертикальной и горизонтальной поляризации мало отличаются друг от друга [Ferrazzoli *et al.*, 1992].

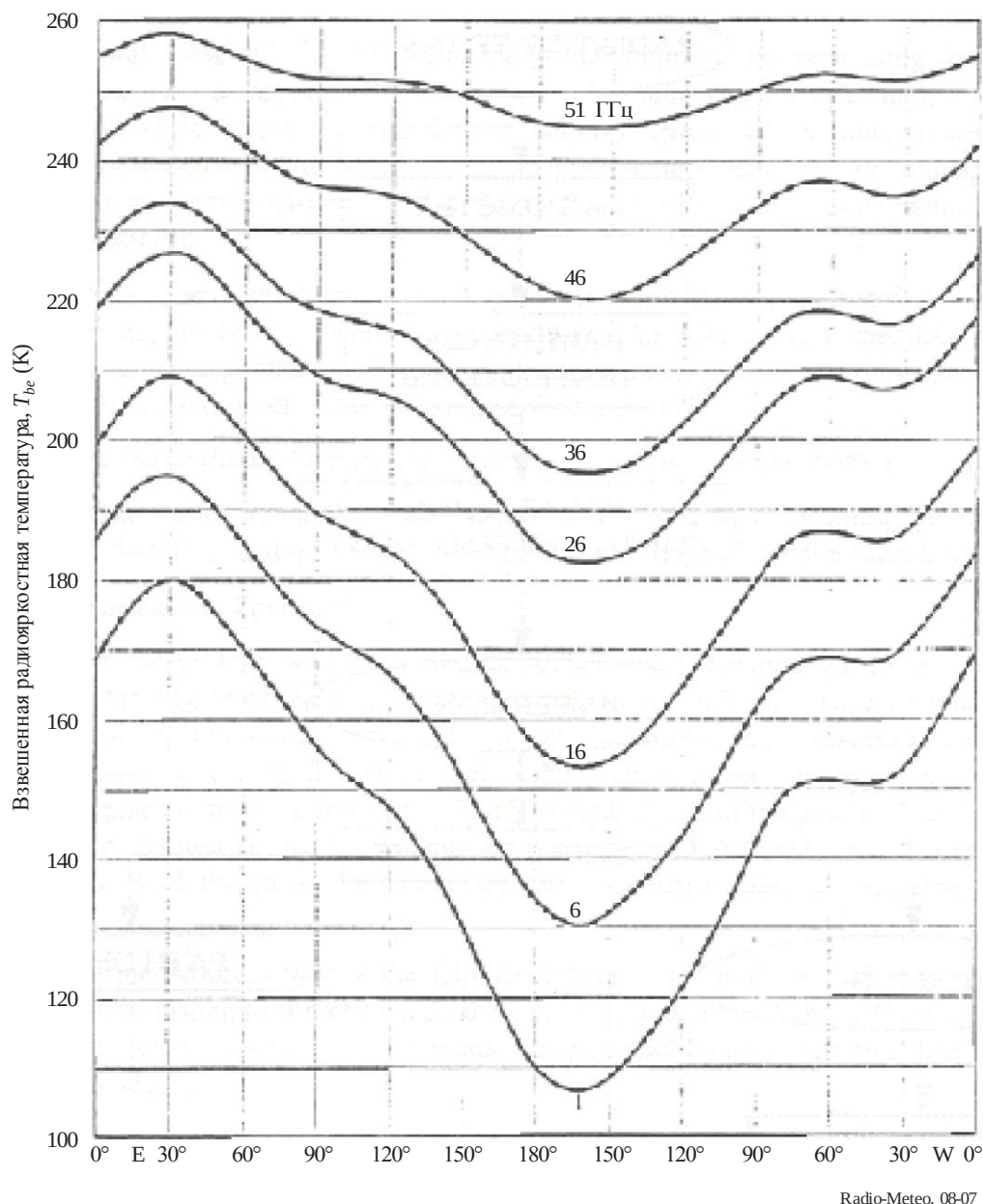
Влияние снега на эмиссионную способность обычно сказывается на высоких частотах (как правило, выше приблизительно 10 ГГц). Эмиссионная способность зависит от общего количества снега (выраженного в сантиметрах эквивалентного количества воды) и его влажности. Присутствие глубоких слоев сухого снега может уменьшить эмиссионную способность до 0,8 на частоте 10 ГГц и до 0,6 на частоте 37 ГГц. С другой стороны, для мокрого снега были получены высокие значения эмиссионной способности [Ulaby *et al.*, 1982].

Если спутник находится на геостационарной орбите, то температуру антенны можно определить, рассчитав с помощью уравнения (8.6) яркостную температуру во всех направлениях при известных атмосферных и поверхностных условиях, а затем проинтегрировав полученные значения по диаграмме направленности антенны (в направлении главного лепестка). Эта процедура была проделана для спутника с гауссовой зоной охвата для частот от 1 до 50 ГГц в предположении об усредненных

поверхностных и атмосферных условиях [Njoku and Smith, 1985]. Результаты приведены на Рисунке 8.7.

РИСУНОК 8.7

Взвешенные значения яркостной температуры Земли, наблюдаемые с геостационарной орбиты, как функции от долготы на частотах от 1 до 51 ГГц



Radio-Meteo. 08-07

8.5 Определение ослабления и длины трассы радиометрическим способом

8.5.1 Общие вопросы

Процесс распространения радиоволн в атмосфере характеризуется двумя основными параметрами — ослаблением на трассе и задержкой распространения, которые можно представить с помощью комплексного выражения для рефракции (см. Рекомендацию МСЭ-R P.453):

$$N = N_0 + N'(f) + j N''(f). \quad (8.9)$$

Величина ослабления зависит от мнимой части $N''(f)$, тогда как задержка определяется двумя действительными членами.

Три члена в комплексном выражении рефракции являются функциями физического состояния атмосферы, то есть ее температуры, давления и плотности водяного пара. Если эти параметры известны, то через них можно рассчитать рефракцию и, следовательно, ослабление и задержку на трассе.

Уравнение распространения излучения связывает измеренное радиометрическим способом значение яркостной температуры T_b с вертикальными профилями атмосферной температуры и поглощения, причем последнее в свою очередь зависит от распределения абсорбирующих элементов. Следовательно, уравнение (8.5), которое является упрощенным вариантом уравнения распространения излучения, можно использовать для расчета как ослабления, так и превышения длины трассы, применив обратные алгоритмы.

Следует помнить однако, что поскольку уравнения (8.4) и (8.5) – интегральные, обратная процедура обычно не дает прямого решения.

8.5.2 Расчет ослабления радиометрическим способом

Типичный пример использования радиометрических измерений яркостной температуры – это определение ослабления на трассе на частоте радиометра. Если ввести эффективную или среднюю температуру излучения T_{mr} , определяемую как

$$T_{mr} = \frac{\int k_a(r) T(r) e^{-\tau(0,r)} dr}{\int k_a(r) e^{-\tau(0,r)} dr} \quad \text{К}, \quad (8.10)$$

то уравнение (8.5) можно упростить до

$$T_b = T_0 (1-t) + T_{mr} t \quad \text{К}, \quad (8.11)$$

где t – коэффициент прозрачности среды ($t = e^{-\tau}$).

Если это уравнение решить относительно t , то получим следующую формулу для расчета ослабления, выраженного в децибелах:

$$A = 10 \log_{10} \left(\frac{T_{mr} - T_0}{T_b - T_0} \right) \quad \text{дБ}. \quad (8.12)$$

Это уравнение обычно используют для преобразования измеренной радиометрическим способом яркостной температуры T_b в ослабление A на трассе. В то же время область использования уравнения (8.12) следует ограничивать низкими значениями ослабления на трассе. По мере увеличения ослабления измеряемые радиометром значения яркостной температуры T_b приближаются к эффективной температуре атмосферного излучения T_{mr} , что сильно уменьшает точность вычисления величины ослабления.

Температура T_{mr} , которая несет информацию о зависимости физических свойств атмосферы от высоты, сама зависит от частоты и локальных физических и климатологических параметров. Использование одной этой константы вместо профиля, меняющегося в зависимости от метеорологических условий, не слишком сильно влияет на точность обратного алгоритма в частотном диапазоне до 50 ГГц и для значений яркостных температур неба меньших приблизительно 100 К (то есть в отсутствие дождя). На частоте 30 ГГц ошибка в определении T_{mr} порядка 10 К ведет к погрешности вычисления A порядка 5%, которой в первом приближении можно пренебречь.

T_{mr} (ее величина обычно колеблется около 270 К), как правило, оценивается по данным о температуре земной поверхности или по среднемесячным климатологическим данным, полученным с помощью атмосферного зондирования. В первом приближении можно считать, что между T_{mr} и температурой на поверхности T_s существует линейная зависимость. В диапазоне 20 ГГц значение T_{mr} можно получить, умножив T_s на 0,95, а в окне 30 ГГц – на 0,94.

Непосредственное определение величины ослабления на трассе на той же рабочей частоте радиометра по формуле (8.12) – это простейший вариант инверсии уравнения распространения излучения (8.5) для случая низкого атмосферного поглощения и в отсутствии рассеяния. Температурный профиль заменяется одной константой, а характеристики поглощения вдоль трассы интегрируются, что дает в результате величину общего поглощения.

Раньше, когда не было спутниковых маяков, эта процедура, являющаяся примером применения радиометрии для изучения процесса распространения радиоволн, широко использовалась для получения статистических характеристик ослабления. Поскольку частоты были сравнительно низкими (11/14 ГГц), условие малого ослабления, как правило, выполнялось, даже в случае дождя.

8.5.3 Расчет задержки распространения

Электрическая длина трассы при распространении радиосигнала в атмосфере больше ее физической длины на величину R , которая называется "электрическим превышением длины трассы" и пропорциональна интегралу от профиля рефракции N , взятому по длине трассы. Превышение длины трассы часто выражается через время соответствующей "задержки на трассе". Знание точного значения величины R в некоторых случаях является очень важным моментом, например, в радиоастрономии (VLBI), в системах слежения за траекторией ракет, в космонавтике и в спутниковых системах ориентирования (GPS) [Solheim, 1993].

Как ионосфера, так и тропосфера влияют на величину задержки распространения. Здесь мы рассмотрим лишь влияние тропосферы. Влияние ионосферы на величину задержки обсуждается в Рекомендации МСЭ-R P.531.

Поскольку влияние гидрометеоров на величину задержки на два порядка ниже, чем влияние газов, им можно пренебречь, а величину рефракции при отсутствии рассеяния можно определить эмпирически как сумму двух компонентов – рефракции за счет сухого воздуха и рефракции за счет водяного пара, как это описано в Рекомендации МСЭ-R P.453.

Общее превышение длины трассы можно соответственно тоже представить в виде суммы двух компонентов, а именно превышения за счет влияния сухой и влажной составляющих атмосферы:

$$R_{tot} = R_{dry} + R_{wet} = 0,00228 P + \frac{1\,790\,V}{T_s} \quad \text{см}, \quad (8.13)$$

где P – общее давление (гПа), T_s – температура на поверхности Земли (К), а V (кг/м³) – суммарное содержание водяного пара вдоль трассы.

На уровне моря в направлении зенита величина R_{tot} варьируется в диапазоне от 220 до 270 см. Несомненно, наибольшее влияние оказывает сухой атмосферный воздух. Это влияние, которое моделируется с достаточной точностью, прямо пропорционально атмосферному давлению. Следовательно, R_{dry} , равная приблизительно 240 см, не может являться основным источником неточности уравнения (8.13), если барометрическое давление измерено точно.

Величина влажной составляющей R_{wet} благодаря полярной природе молекул воды меняется в диапазоне от 5 до 60 см. Поскольку эта составляющая тропосферной задержки отличается сильной изменчивостью, она служит основным источником ошибок в точной геодезии и системах ориентирования и, следовательно, должна измеряться с минимальной погрешностью.

Традиционные методы измерения основаны на получении профилей температуры и содержания водяного пара с помощью радиозондирования, однако они не отражают временных вариаций и обычно не срабатывают, когда измеренное значение V используется для расчета задержек на трассах с низкими углами возвышения, то есть когда нельзя использовать предположение о горизонтальной стратификации атмосферы.

Радиометрические измерения позволяют определить содержание водяного пара и, следовательно, R_{wet} на реальной интересующей нас трассе. Хотя интенсивность излучения от водяного пара прямо пропорциональна значению локальной температуры, тогда как рефракция за счет водяного пара связана с температурой обратно пропорциональной зависимостью, определение содержания водяного

пара радиометрическим способом оказалось очень точным. Вероятно, это объясняется тем, что при достаточно последовательных температурах наблюдается концентрация водяного пара в нижних слоях атмосферы.

Точность расчета превышения длины трассы радиометрическим методом достигает нескольких миллиметров в зените и около 2 см для очень низких углов места.

8.6 Пассивное дистанционное зондирование состава атмосферы

8.6.1 Общие вопросы

В некоторых случаях требуется определить ослабление на трассе для частот, отличных от тех, на которых работают радиометры, и часто в диапазонах, где даже компоненты, содержащиеся в атмосфере в незначительных количествах, оказывают влияние на распространение радиоволн. Такая ситуация может возникнуть при определении уровня "чистого неба" или при устранении периодических флуктуаций за счет самой системы.

В таких случаях необходимо нечто вроде частотного масштабирования. Нужно произвести серию экспериментов на разных частотах, чтобы точнее осуществить обратное преобразование уравнения (8.5) и восстановить с его помощью значения плотности атмосферных составляющих в виде функций от высоты. Зная эти величины, можно определить ослабление на других частотах.

Зависимость яркостной температуры от атмосферных параметров не является линейной. Вертикальное распределение функции отклика яркостной температуры можно описать с помощью весовых функций, которые отражают относительный вклад отдельных компонентов в приращение яркости на разных уровнях. Хотя профили весовых функций определяются для температуры, содержания водяного пара и жидкой воды в атмосфере на нескольких частотах, восстановление полного вертикального профиля распределения воды в атмосфере по радиометрическим измерениям – задача непростая и, строго говоря, ее необязательно решать для применений распространения радиоволн.

Ситуация упрощается, если считать, что суммарное содержание паров и жидкой воды вдоль трассы пропорционально ослаблению, определенному радиометрическим способом. Правильный выбор частот радиометров позволяет восстановить значение суммарного содержания воды в атмосфере и, следовательно, оценить результирующее ослабление на любой частоте, используя модели поглощения и расчетные значения превышения длины трассы.

8.6.2 Содержание воды в атмосфере

При отсутствии дождя и рассеяния в атмосфере полный коэффициент поглощения k_a можно в общем случае представить как сумму отдельных вкладов в процесс поглощения кислорода, водяного пара и жидкой воды:

$$k_a = k_{o2} + k_v + k_L \quad \text{дБ/км.} \quad (8.14)$$

В условиях умеренной влажности эти коэффициенты поглощения приблизительно пропорциональны плотности кислорода, водяного пара и жидкой воды соответственно.

Тогда общее ослабление можно представить как:

$$A = A_o + A_v + A_L = A_o + a_v V + a_L L \quad \text{дБ,} \quad (8.15)$$

где V и L , выраженные в кг/м^2 или мм, – интегральные или общие содержания паров и жидкой воды соответственно вдоль трассы, а a_v , a_L (дБ/мм) – соответствующие коэффициенты массового поглощения.

Уравнение (8.15) можно использовать для расчета атмосферного ослабления на заданной частоте в отсутствие дождя, если известны заданные интегральные значения V и L . Значения A_o , a_v и a_L определяются по данным радиозондирования с использованием теоретических моделей для расчета поглощения в кислороде, парах воды и в жидкой воде [Liebe, 1989; Liebe *et al.*, 1993].

В отличие от прямого измерения общего содержания воды с помощью зондирования в верхних слоях атмосферы определение значений V и L радиометрическим способом становится возможным, если использовать уравнение (8.15) для двух правильно подобранных частот, что позволяет в масштабе реального времени оценить ослабление на требуемой частоте непосредственно на рассматриваемой трассе [Solimini, 1988].

Следует заметить, что интегральные значения содержания компонентов – это всего лишь приблизительные дескрипторы вертикального распределения содержания воды в атмосфере. На самом деле различные профили могут соответствовать одним и тем же значениям V и L . Тем не менее они могут служить удовлетворительной оценкой атмосферных характеристик, если речь идет об общем ослаблении сигнала на трассе.

8.6.3 Определение содержания воды в атмосфере радиометрическим способом

Для двухканального радиометра, работающего на двух частотах f_1 и f_2 , уравнение (8.15) можно записать как

$$A_1 = A_{01} + a_{v1}V + a_{L1}L \quad \text{дБ}; \quad (8.16a)$$

$$A_2 = A_{02} + a_{v2}V + a_{L2}L \quad \text{дБ}, \quad (8.16b)$$

где A_1 и A_2 – ослабления, полученные с помощью уравнения (8.12) по измеренным радиометрическим способом значениям яркостных температур.

С помощью обратного преобразования уравнений (8.16a) и (8.16b) можно получить оценки параметров V и L по определенным радиометрическим способом значениям ослабления на трассе для двух частот, выбранных таким образом, чтобы на одной из них излучение было особенно чувствительно к воздействию водяного пара, а на другой – к воздействию жидкой воды в облаках.

Суммарное содержание водяного пара V зависит от профиля распределения плотности водяного пара по высоте. Если этот профиль имеет экспоненциальный характер, то на одном из крыльев пика поглощения можно выбрать такую частоту (около 22,235 ГГц), чтобы эффект уширения под действием давления компенсировал влияние профиля. В этом случае процедура поиска V не зависит от приведенной высоты профиля. Поэтому в качестве нижней частоты, на которой излучение наиболее чувствительно к воздействию водяного пара, часто выбирается частота 20,6 или 23,8 ГГц. Верхняя частота, на которой излучение наиболее чувствительно к воздействию жидкой воды, часто выбирается на уровне 31,5 ГГц, поскольку эта частота находится в защищенном (радиоастрономическими службами) диапазоне [Westwater *et al.*, 1990]. Как правило, чем больше разница в ослаблении за счет двух названных компонентов на двух частотах, тем выше точность определения параметра

Уравнения (8.16a) и (8.16b) можно инвертировать и получить два отдельных выражения для V и L :

$$V = c_{0v} + c_{1v}A_1 + c_{2v}A_2; \quad (8.17a)$$

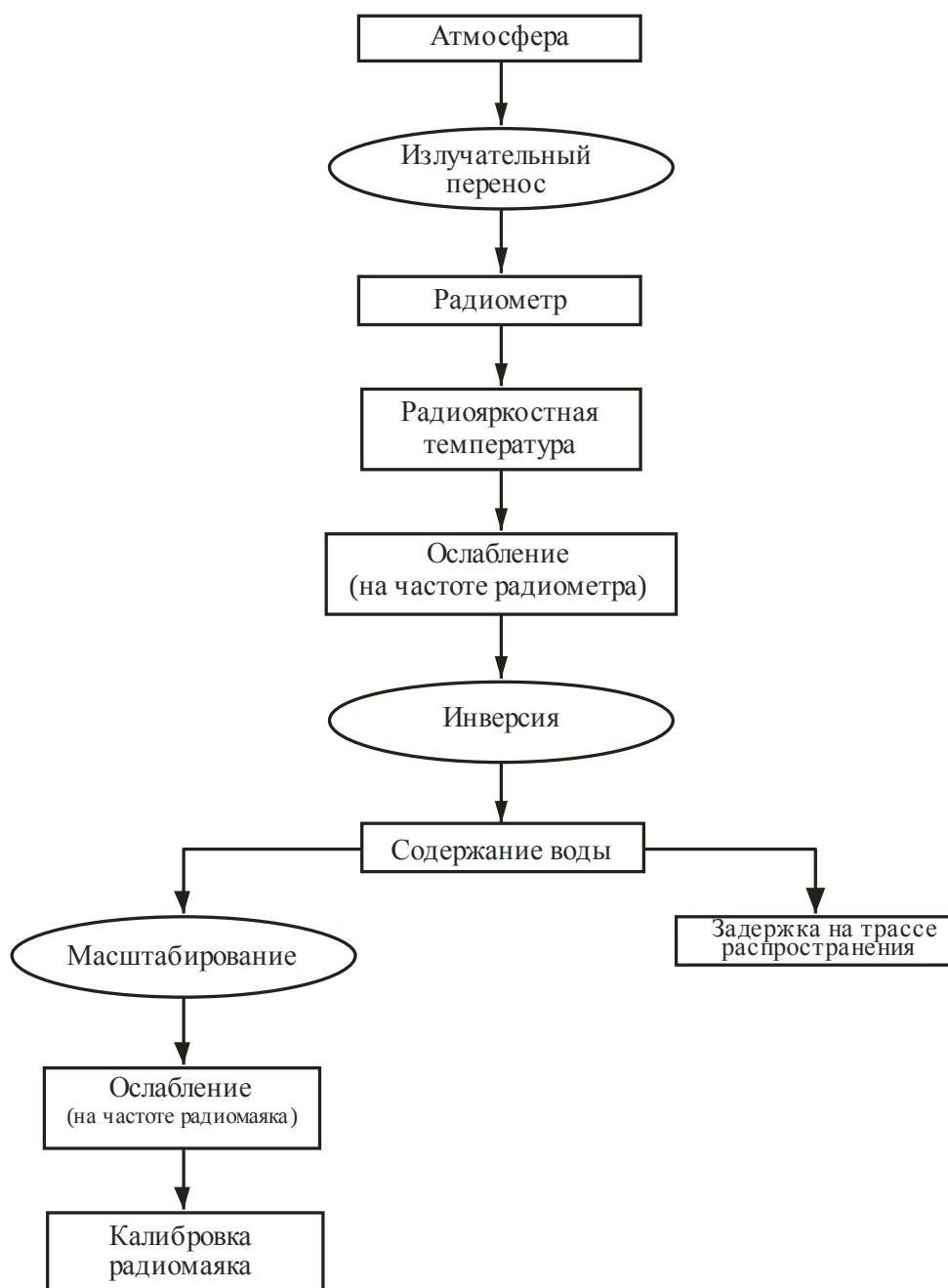
$$L = c_{0L} + c_{1L}A_1 + c_{2L}A_2, \quad (8.17b)$$

где c_{ij} – коэффициенты обращения, которые за счет коэффициентов массового поглощения a_{ij} (уравнения (8.16a) и (8.16b)) отражают суммарные физические свойства атмосферы в СВЧ-диапазоне. Коэффициенты c_{ij} калибруются на основе статистических данных, полученных с помощью радиозондирования, с использованием теоретических моделей.

Процедура получения данных о содержании воды в атмосфере и соответствующих параметров трассы при помощи радиометрии схематически показана на Рисунке 8.8.

РИСУНОК 8.8

Процедура расчета ослабления на трассе по радиометрическим данным



Radio-Meteo. 08-07

8.6.4 Коэффициенты обращения и масштабирования

Коэффициенты обращения и масштабирования c_{ij} и a_{ij} — это основные параметры в процедуре определения содержания атмосферной воды по радиометрическим измерениям и при расчете ослабления на других частотах.

Оба эти коэффициента зависят от частоты и температуры и в меньшей степени от V и L за счет перекрестных взаимосвязей a_v с L и a_L с V .

Полная процедура расчета требует знания значений как c_{ij} так и a_{ij} , причем первых — на частоте радиометра, а вторых на частоте, на которой определяется ослабление. Поскольку эти коэффициенты связаны друг с другом, в большинстве случаев используются только коэффициенты a_{ij} , так как в них

заложен физический смысл. Коэффициенты массового поглощения a_{ij} , и, следовательно, коэффициенты обращения c_{ij} , можно рассчитать как с помощью физического метода, так и регрессионным способом.

Физический метод базируется исключительно на данных радиозондирования, по которым с помощью теоретических моделей рассчитывается общее ослабление (уравнение (8.15)). Суммарное содержание водяного пара V определяется по профилю плотности водяного пара, измеренному непосредственно с помощью радиозонда.

Дополнительные трудности возникают, когда надо оценить суммарное содержание жидкой воды L , поскольку с помощью радиозондирования нельзя прямо измерить концентрацию жидкой воды. Следовательно, наличие и плотность жидкой воды необходимо определять с помощью других, косвенных показателей. Обычно для этого используют локальную плотность паров $\rho_v(z)$. Хотя для решения этой проблемы были предложены сложные модели, определение присутствия жидкой воды в атмосфере и ее общего количества до сих пор остается источником значительных неточностей в расчетах.

Вместе с тем подобная неопределенность имеет место и в линейном регрессионном статистическом анализе, который обычно применяют для определения коэффициентов c_{ij} , основываясь на результатах непосредственных радиометрических измерений и используя уравнения (8.17a) и (8.17b). В соответствии с таким подходом значения ослабления, полученные радиометрическими измерениями, сравниваются со значениями V и L , полученными методом радиозондирования. Сравнение производится в пределах статистически значимой базы данных.

Следует заметить, что значения A_0 для кислорода, будучи просто общим ослаблением в зените, для реальных углов места требуют коррекции. Для кислорода коррекцию можно произвести по закону косеканса.

Пространственно-временные вариации коэффициента массового поглощения парами воды a_v невелики, что позволяет использовать только одно значение этого коэффициента в широком диапазоне. Изменчивость коэффициента a_L выражена более явно. Он может меняться в зависимости от места и времени года, а это приводит к тому, что разница между соответствующими значениями общего ослабления в жидкой воде может достигать нескольких десятых долей децибела. Такое поведение этого коэффициента можно объяснить как его зависимостью от температуры, так и той неопределенностью, которую вносят принятые нами критерии определения наличия и количества жидкой воды в атмосфере.

Чувствительность пересчетного значения ослабления к погрешности определения a_{ij} не очень велика. Вариации порядка 0,01 дБ/мм в значении a_v ведут к погрешности менее 0,1 дБ при расчете A в чистой атмосфере и 0,4 дБ во влажных условиях ($V = 40$ мм). Ошибка в коэффициенте a_L порядка 0,1 дБ/мм приводит к погрешности в расчете A порядка 0,1 дБ при наличии в атмосфере жидкой воды ($L = 1$ мм).

Несколько факторов влияют на величину погрешности определения атмосферного ослабления радиометрическим способом. В частности, любая процедура определения V и L , будь то физический метод измерения излучения или оценивание по ряду параметров, вносит свой вклад в общую погрешность [Westwater, 1978].

Во-первых, что касается уравнения (8.12), то среднюю температуру излучения T_{mr} нельзя точно определить, если не известно полное распределение температуры по вертикали. Однако если использовать для определения T_{mr} климатологические данные, то на частотах ниже 40 ГГц можно получить значение T_{mr} со стандартным отклонением в пределах нескольких градусов Кельвина.

В уравнении (8.15) и последующей расчетной процедуре ослабление за счет кислорода A_0 считается постоянной величиной, тогда как на практике, в зависимости от местности и времени года, оно может меняться приблизительно на 5% из-за изменений в температуре и давлении.

Далее, значения суммарного содержания водяного пара V связаны с радиометрическими измерениями яркостной температуры и, следовательно, со всеми факторами, определяющими точность калибровки прибора.

Ошибки также присутствуют в коэффициентах уравнения для расчета ослабления за счет водяного пара. Они появляются в результате неточностей в значениях молекулярных констант и из-за вариаций в вертикальных профилях ослабления, которые нельзя предсказать на основе климатологических данных.

Присутствие жидкой воды в облаках – более критический фактор, поскольку коэффициент ослабления в жидкой воде весьма ощутимо зависит от температуры (см. главу 7). Без независимой информации относительно температуры облаков, их базовой высоты и толщины неточность в определении среднего значения температуры облаков вполне может достигать 5 °C.

В заключение заметим, что когда количество жидкой воды велико, скажем более 5 мм от общего уровня, ошибка сильно возрастает и, по всей вероятности, может повлиять на определение содержания водяного пара.

СПРАВОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

- BARBALISCIA, F. [1994] Reference Book on Radiometry and Meteorological Measurements, 2nd. OPEX Workshop, ESA WPP-03 Vol. 3, Noordwijk, 8-10 Nov. 1994.
- CLARK, W.W., MILLER, J.E. and RICHARDSON, P.H. [1984] Sky brightness temperature measurements at 135 and 215 GHz. IEEE Trans. Ant. Prop., Vol. AP 32, 929-933.
- FERRAZZOLI, P., PALOSCIA, S., PAMPALONI, P., SCHIAVON, G. and SOLIMINI, D. [1992] Sensitivity of Microwave Measurements to Vegetation Biomass and Soil Moisture Content: A Case Study. IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing, Vol. GE-30, No. 4, pp. 750-756.
- GIBBINS, C.J., WRENCH, C.L. and CROOM, D.L. [1975] Clear sky atmospheric emission measurements at frequencies of 22, 95, 110, 123 and 150 GHz. Int. J. of Infrared and Mm-Waves, Vol. 5, 1443-1472.
- GIBBINS, C.J. [1988] The effects of the atmosphere on radio wave propagation in the 50 -70 GHz frequency band. Journal of the Institution of Electronic and Radio Engineers, Vol. 58, No. 6 (Suppl.), pp. S229-S240.
- HARRIES, J.E. [1976] The distribution of water vapour in the stratosphere. Rev. Geophys. Space Phys., Vol. 17, 565-575.
- LIEBE, H.J. [1989] MPM An atmospheric millimetre-wave propagation model. Int. Journal of Infrared and Millimetre waves, No. 10, pp. 631-650.
- LIEBE, H.J., HUFFORD, G.A., COTTON, M.G. [1993] Propagation modelling of moist air and suspended water/ice particles at frequencies below 1 000 GHz. AGARD 52nd Specialists' meeting of The EM Wave Propagation Panel, Palma de Majorca, Spain, 17-21 May 1993.
- NJOKU, E.G. and SMITH, E.K. [1985] Microwave antenna temperature of the Earth from geostationary orbit. Radio Sci., Vol. 20, 3, 591-599.
- NOAA, NASA and USAF [1976] US Standard Atmosphere, 1976. US Supt. of Documents, Washington, DC, 20402, Stock No. 003-017-00323-0.
- NORDBERG, W., CONAWAY, J., ROSS, D.B. and WILHEIT, T. [1971] Measurements of microwave emission from a foam-covered sea, J. Atmos. Sci., 38, 29-435.
- POINTER, R.L. and PICKETT, H.M. [1984] Submillimetre, millimetre and microwave spectral line catalogue. JPL Publication 80-23, Rev. 2, Caltch, JPL, Pasadena, CA, 91103, USA.
- SLOBIN, S.D. [1982] Microwave noise temperature and attenuation of clouds: Statistics of these effects at various sites in the United States, Alaska and Hawaii. Radio Sci., Vol. 17, 6, 1443-1454.
- SMITH, E.K. [1982] Centimetre and millimetre wave attenuation and brightness temperature due to atmospheric oxygen and water vapour. Radio Sci., Vol. 17, 6, 1455-1464.
- SOLHEIM, F.S. [1993] Use of pointed water vapour radiometer observations to improve vertical GPS surveying accuracy. Thesis submitted to the Faculty of the Graduate School of the University of Colorado for the degree of Doctor of Philosophy, Dept. of Physics.
- SOLIMINI, D. [1988] Measurement of atmospheric water content by ground-based microwave radiometry. FUB Internal Report 1B4588.
- ULABY, F.T., MOORE, R.K. and FUNG, A.K. [1981] Microwave Remote Sensing. Active and Passive, Vol. 1. Addison Wesley, Reading (USA).
- ULABY, F.T., MOORE, R.K. and FUNG, A.K. [1982] Microwave Remote Sensing. Active and Passive, Vol. 2. Addison Wesley, Reading (USA).
- ULABY, F.T., MOORE, R.K. and FUNG, A.K. [1986] Microwave Remote Sensing. Active and Passive", Vol. 3. Artech House, Deadham (USA).
- WATERS, J.V. [1976] Absorption and emission by atmospheric gases. Methods of Experimental Physics, Vol. 12B, Radio Telescopes, Ed. M.L. Meeks, 142-176, Academic Press, New York, NY, USA.

WESTWATER, Ed R. [1978] The accuracy of water vapour and cloud liquid determination by dual-frequency ground-based microwave radiometry. *Radio Science*, Vol. 13, No. 4, pp. 677-685.

WESTWATER, Ed. R., SNIDER, Jack B., FALLS, Michael J. [1990] Ground-based radiometric observations of atmospheric emission and attenuation at 20.6, 31.65, and 90.0 GHz: A comparison of measurements and theory. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 38, No. 10, pp. 1569-1580.

ГЛАВА 9

Красс-поляризация и анизотропия

При ортогональной поляризации по одной линии связи на одной несущей частоте можно передавать два независимых информационных канала. Хотя теоретически ортогонально поляризованные каналы совершенно не связаны, на практике из-за неидеальности поляризационных характеристик антенн и деполяризационных эффектов на трассе между ними существует определенная степень интерференции. Основные причины такой красс-поляризации для сантиметровых и миллиметровых волн заключаются в поглощении энергии волн и ее рассеянии за счет гидрометеоров.

Красс-поляризация возникает из-за отсутствия сферической симметрии в форме гидрометеоров и из-за их тенденции принимать предпочтительную ориентацию.

Несколькими администрациями были проведены эксперименты по сбору данных и разработке методов прогнозирования деполяризации. Целью для части исследований являлось определение полной матрицы переноса среды, для остальных – непосредственное измерение деполяризации. Первый подход является более полным и позволяет глубже понять физические механизмы деполяризации, непосредственно ведущие к понятию анизотропия среды передачи и средней ориентации гидрометеоров, угол наклона, ряд физических параметров (называемых квазифизическими), определяющих само явление деполяризации. Второй подход, более фундаментальный, позволяет напрямую исследовать взаимосвязь деполяризации и ослабления, что является конечной целью при разработке систем электросвязи.

Оба подхода оказались взаимодополнительными для определения некоторых первичных параметров моделей, а также для возможности перекрестной проверки.

В настоящей главе заложены основы представления данной темы в целом: во-первых, математических основ квазифизических параметров, во-вторых, их связи с представляющими интерес величинами в инженерно-технической практике – деполяризацией (XPD) и кополярным ослаблением (CRA).

9.1 Математические основы

Гидрометеоры можно успешно моделировать как физические тела с вращательной симметрией, ориентация которых определяется углами осей вращения по отношению к системе отсчета. Приняв в качестве системы отсчета декартову систему, у которой оси x – y лежат на поперечной плоскости, а ось z совпадает с направлением распространения, получим, что проекция оси вращения на плоскость x – y совместно с осью z определяет плоскость, которую часто называют первой главной плоскостью (или плоскостью симметрии) частицы. Вторую главную плоскость можно определить как плоскость, на которой лежит направление распространения волн и которая перпендикулярна к первой плоскости. Линии пересечения основных плоскостей с поперечной называются основными направлениями.

Красс-поляризация не могла бы возникнуть, если бы вектор электромагнитного поля, падающего на каждую частицу, был ориентирован в одном из двух основных направлений. В противном случае из-за наличия амплитудного и фазового сдвига двух компонент поля, рассеянного в двух основных направлениях, возникает красс-поляризация.

9.1.1 Поляризация волны

Общее уравнение, описывающее вектор напряженности поперечного электромагнитного поля, распространяющегося вдоль оси z , имеет вид

$$\begin{aligned} E(t) &= \operatorname{Re}(E e^{j(\omega t - kz)}) = \operatorname{Re}[(\mathbf{u}_x E_x + \mathbf{u}_y E_y) e^{j(\omega t - kz)}] = \\ &= \mathbf{u}_x |E_x| \cos(\omega t - kz + \varphi_x) + \mathbf{u}_y |E_y| \cos(\omega t - kz + \varphi_y), \end{aligned} \quad (9.1)$$

где:

E – комплексный вектор, компоненты которого $E_x = |E_x| e^{j\varphi_x}$ и $E_y = |E_y| e^{j\varphi_y}$ суть два фазора, (комплексные значения амплитуды), $\mathbf{u}_x$ и $\mathbf{u}_y$ – единичные векторы, направленные вдоль осей x и y , ω – угловая частота, t – время, а k – порядковый номер волны.

В целом конец вектора электрического поля (9.1) описывает эллипс, который можно охарактеризовать с помощью различных эквивалентных параметров: учитывая, что абсолютное значение мощности не представляет интереса в свете проблем, связанных с поляризацией, параметрами, определяющими размер эллипса, можно пренебречь. В данном случае интерес представляют только те параметры, которые описывают конфигурацию эллипса, в частности соотношение осей и угол их наклона. Описания, содержащиеся в научной литературе, основаны на двух действительных или одном комплексном параметре. Наиболее важными из них являются следующие:

$$A \quad \text{коэффициент линейной поляризации} \quad P_l = \frac{E_y}{E_x}; \quad (9.2)$$

$$B \quad \text{коэффициент круговой поляризации} \quad P_c = \frac{E_{rhcp}}{E_{lhcp}} = \frac{1 + jP_l}{1 - jP_l}, \quad (9.3)$$

где:

$$E_{rhcp} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_x + jE_y) \quad \text{и} \quad E_{lhcp} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_x - jE_y) \quad (9.4)$$

амплитуды право- и левосторонних компонент круговой поляризации соответственно;

$$C \quad \text{комплексный угол поляризации} \quad \Phi = \varphi + j\varphi', \quad (9.5)$$

$$\text{определяемый уравнениями} \quad e^{j2\Phi} = P_c \quad \text{или} \quad \tan(\Phi) = P_l. \quad (9.6)$$

Данный параметр позволяет выразить общий вектор поляризации в **традиционном виде**:

$$\mathbf{E} = \mathbf{u}_x \cos \Phi + \mathbf{u}_y \sin \Phi \quad \text{или} \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \cos \Phi \\ \sin \Phi \end{pmatrix}, \quad (9.7)$$

$$\text{где } \Re(\Phi) = \varphi = \frac{1}{2} \angle P_c = \text{и } \Im(\Phi) = \varphi' = -\frac{1}{2} \ln |P_c| \quad \text{или} \quad \Phi = \tan^{-1}(P_l) \quad (9.8)$$

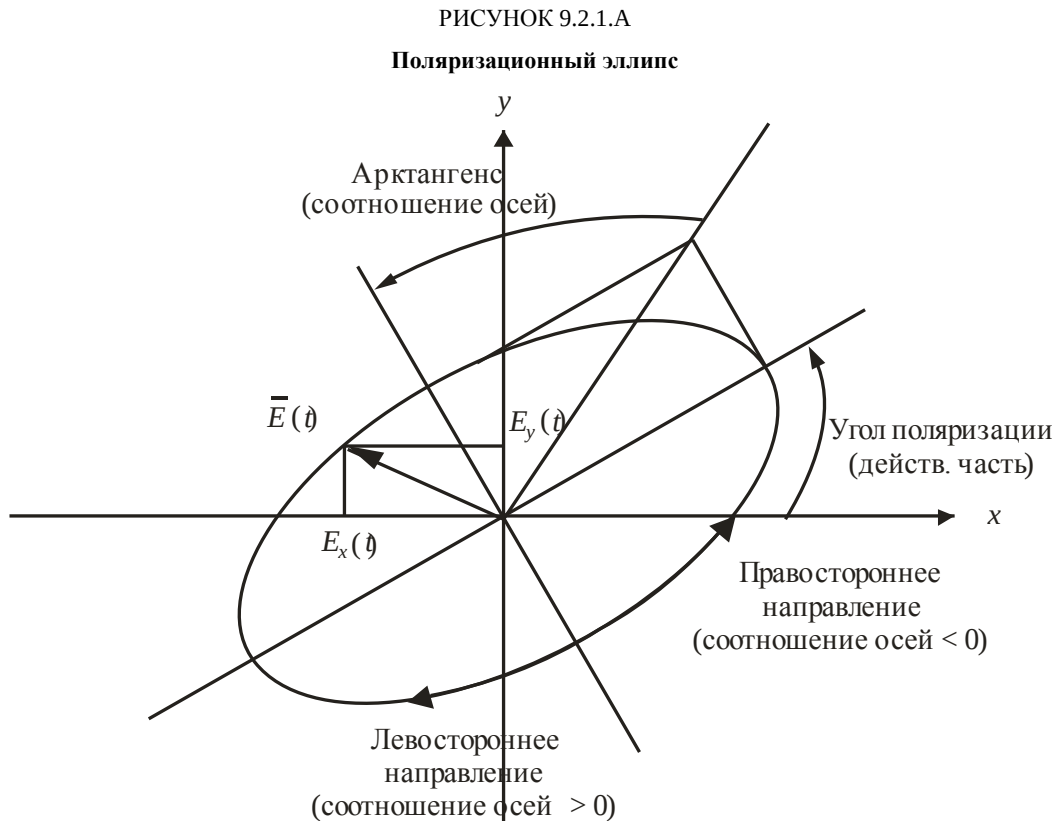
(φ в радианах и φ' в неперях; следует отметить, что это справедливо для правой круговой поляризации $\varphi' = -\infty$, тогда как для левой круговой поляризации $\varphi' = +\infty$).

D "отношение осей" и "угол поляризации" (первый из которых есть отношение между большой и малой осями эллипса:

$$r = \frac{1 + |P_c|}{1 - |P_c|} = \frac{1 + e^{-2\varphi'}}{1 - e^{-2\varphi'}} = \cot \operatorname{anh}(\varphi'), \quad (9.9)$$

а второй, равный φ , угол между большой осью и осью x , см. Рисунок 9.1.

Отметим, что уравнение (9.9) является однозначным, так как два результирующих значения отличаются на π и, следовательно, определяют единое направление. Отметим также, что если эллипс описан в правостороннем направлении, соотношение осей отрицательно, и наоборот. Для линейной поляризации соотношение осей стремится к бесконечности.



E Электрическое поле с "урезанными компонентами": $E = u_x \cos \alpha + u_y \sin \alpha e^{j\psi}$. (9.10)

При подобной нормализация суммарная мощность ограничена фиксированным значением, а x -компонент берется в качестве опорной фазы. Первый параметр α , находящийся в диапазоне от 0 до $\frac{\pi}{2}$, дает разделение мощности между компонентами x и y , тогда как второй параметр $\psi = \varphi_y - \varphi_x$

представляет собой относительный сдвиг фазы между этими компонентами и может принимать любое значение в пределах угла поворота. Основным преимуществом данного представления является то, что оно не становится вырожденным, какая бы поляризация не рассматривалась.

Алгебраические действия по преобразованию данных параметров в параметры, описывающие другие представления, эффективны в обоих направлениях и для краткости пропущены.

9.1.2 Ортогональные поляризации

Два стандартных вида поляризации E_d (которая обычно называется прямой поляризацией) и E_x (называемая кросс-поляризацией) ортогональны друг другу, если общая мощность, передаваемая

суммой $E_d + E_x$, равна суммарной мощности, передаваемой каждой поляризацией в отдельности; это происходит в том случае, если скалярное произведение равно нулю:

$$E_d \cdot E_x^* = 0 \quad (9.11)$$

(условие ортогональности). Обратимся к выражению (9.10) и назовем параметры, описывающие E_d (прямую поляризацию), $-\alpha_d, \psi_d$, а параметры, описывающие E_x (кросс-поляризацию) $-\alpha_x, \psi_x$, тогда условие ортогональности выражается следующим образом:

$$\alpha_x = \frac{\pi}{2} - \alpha_d \quad \text{и} \quad \psi_x = \psi_d + \pi \quad (9.12)$$

или, эквивалентным образом:

$$P_{l,d} P_{l,x}^* = P_{c,d} P_{c,x}^* = -1. \quad (9.13)$$

Эллипсы двух ортогональных поляризаций обладают одинаковым соотношением осей, измененной ориентацией осей и противоположными направлениями.

Любой типовой вектор A может быть разложен по этим поляризациям, в результате чего получаем компоненты A_d и A_x следующим образом:

$$A = A_d \cdot E_d + A_x \cdot E_x. \quad (9.14)$$

Компоненты задаются скалярными произведениями:

$$A = A \cdot E_d^* \quad \text{и} \quad A_x = A \cdot E_x^*. \quad (9.15)$$

9.1.3 Канал передачи с двойной поляризацией

Общий способ описания радиоканала с двойной поляризацией основан на использовании матрицы, которая связывает входные и выходные значения напряженности электрического поля:

$$\begin{pmatrix} E_{xt} \\ E_{yt} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} E_{xr} \\ E_{yr} \end{pmatrix} - \text{вектор напряженности передаваемого и принимаемого поля.} \quad (9.16)$$

$$\begin{pmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{pmatrix} - \text{матрица переноса,} \quad (9.17)$$

элемент которой T_{ij} описывает напряженность составляющей принимаемого поля, направленной вдоль оси i , в то время, как напряженность составляющей передаваемого поля, направленной вдоль оси j , выражается единичным вектором.

$$\begin{pmatrix} E_{xr} \\ E_{yr} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{xt} \\ E_{yt} \end{pmatrix} - \text{основное уравнение канала передачи.} \quad (9.18)$$

(Отметим, что детерминант этой матрицы остается неизменным при любом вращении системы координат.)

$\delta_{xy} = T_{xy} / T_{yy}$ – комплексный коэффициент кросс-поляризации (приемный сигнал поляризован вдоль оси x , передаваемый – вдоль оси y).

$\delta_{yx} = T_{yx} / T_{xx}$ – комплексный коэффициент кросс-поляризации (приемный сигнал поляризован вдоль оси y , передаваемый – вдоль оси x).

$$(9.19)$$

$XP D_y = -20 \log_{10} |\delta_{xy}|$ – кросс-поляризация или избирательность по кросс-поляризации (передаваемый сигнал поляризован вдоль оси y). (9.20)

$XP D_x = -20 \log_{10} |\delta_{yx}|$ – кросс-поляризация или избирательность по кросс-поляризации (передаваемый сигнал поляризован вдоль оси x).

$XPI_x = -20 \log_{10} \left| \frac{T_{xy}}{T_{xx}} \right|$ – развязка по кросс-поляризации. (9.21)

(принимаемые сигналы поляризованы вдоль оси x , а передаваемые – вдоль осей x и y)

$XPI_y = -20 \log_{10} \left| \frac{T_{yx}}{T_{yy}} \right|$ – "развязка по кросс-поляризации" (принимаемые сигналы поляризованы вдоль оси y , а передаваемые – вдоль осей y и x);

$\Delta A_{xy} = T_{xx} / T_{yy}$ – комплексное отношение кополярных сигналов. (9.22)

$\begin{pmatrix} C_{rr} & C_{rl} \\ C_{lr} & C_{ll} \end{pmatrix}$ – матрица переноса в круговой поляризации, (9.23)

где:

$$\left. \begin{aligned} C_{rr} &= \frac{1}{2} \left[(T_{xx} + T_{yy}) + j(T_{yx} - T_{xy}) \right] \\ C_{ll} &= \frac{1}{2} \left[(T_{xx} + T_{yy}) - j(T_{yx} - T_{xy}) \right] \\ C_{rl} &= \frac{1}{2} \left[(T_{xx} - T_{yy}) + j(T_{yx} + T_{xy}) \right] \\ C_{lr} &= \frac{1}{2} \left[(T_{xx} - T_{yy}) - j(T_{yx} + T_{xy}) \right] \end{aligned} \right\}; \quad (9.24)$$

$\delta_{rl} = C_{rl} / C_{ll}$ – коэффициент кросс-поляризации в круговой поляризации (при передаче принимается сигнал с правосторонней поляризацией). (9.25)

$\delta_{lr} = C_{lr} / C_{rr}$ – коэффициент кросс-поляризации в круговой поляризации (при передаче принимается сигнал с левосторонней поляризацией); (9.26)

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{I,II} &= \begin{pmatrix} T_{yy} - T_{xx} \mp \sqrt{(T_{yy} - T_{xx})^2 + 4T_{xy}T_{yx}} \\ -2T_{yx} \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} C_{rl} + C_{lr} \mp \sqrt{(C_{rr} - C_{ll})^2 + 4C_{rl}C_{lr}} \\ j(C_{rr} - C_{ll}) + j(C_{rl} - C_{lr}) \end{pmatrix} \quad \text{– собственные векторы} \end{aligned} \quad (9.27)$$

(векторы проходящие через среду и не подвергающиеся деполяризации; линейные компоненты поляризации, в том числе выраженные при помощи параметров C).

$$G_{I,II} = \exp(-\Gamma_{I,II}) = \frac{1}{2} \left[(T_{yy} + T_{xx}) \pm \sqrt{(T_{yy} - T_{xx})^2 + 4T_{xy}T_{yx}} \right] =$$

$$= \frac{1}{2} \left[C_{rr} + C_{ll} \pm \sqrt{(C_{rr} - C_{ll})^2 + 4C_{rl}C_{lr}} \right] - \text{собственные значения} \quad (9.28)$$

(комплексное соотношение между выходным и входным компонентами собственных векторов при прохождении через среду).

Собственные значения остаются неизменными относительно любого вращения системы координат; их произведение, также неизменное, дает детерминант матрицы перехода.

Собственные векторы могут быть представлены в традиционном виде (9.7):

$$\mathbf{E}_I = \begin{pmatrix} \cos \varphi_I \\ \sin \varphi_I \end{pmatrix}, \mathbf{E}_{II} = \begin{pmatrix} \cos \varphi_{II} \\ \sin \varphi_{II} \end{pmatrix}, \quad (9.29)$$

в качестве доказательства приведены два параметра φ_I и φ_{II} , которые полностью определяют ориентацию и соотношение осей собственных эллипсов поляризации (см. уравнения (9.6) и (9.7)); эти углы называются собственными углами наклона среды.

Параметры Γ_I и Γ_{II} в уравнении (9.28) выражают собственные значения в экспоненциальном виде и дают ослабление (в неперах) и дополнительный сдвиг по фазе (в радианах), которые испытывают собственные поляризации в данной среде.

При изучении явления поляризации абсолютные значения входных и выходных векторов не важны и, следовательно, члены матрицы переноса можно произвольно нормировать. Это уменьшает число интересующих нас комплексных параметров от четырех до трех. Соответственно не теряя общности, мы можем вместо двух собственных значений рассматривать их отношение. Обращаясь к экспонентам $\Gamma_{I,II}$, коэффициент собственных значений выражается разностью:

$$\Delta = \Gamma_{II} - \Gamma_I, \quad (9.30)$$

которая называется анизотропией. (Первый собственный вектор поляризации – это тот, который подвержен меньшему ослаблению, так что действительная часть анизотропии оказывается положительной по определению.)

В заключение, три комплексных параметра φ_I , φ_{II} и Δ полностью определяют режим работы наиболее типичного канала, в том что касается поляризационных свойств. Из этих параметров φ_I , φ_{II} и Δ являются неизменными по отношению к любому вращению осей координат, а φ_I , φ_{II} изменяются в противоположном направлении по отношению к вращению осей координат, тем самым определяя ориентацию эллипсов собственной поляризации.

Еще один параметр, зависящий от первых трех, называемый "индекс продольной гомогенности" и определяемый как

$$L = \frac{T_{xy} - T_{yx}}{T_{xx} + T_{yy}}, \quad (9.31)$$

может также считаться завершенным; для среды, однородной в продольном направлении, его значение равно нулю. Он также является неизменным по отношению к любому вращению осей координат.

9.1.4 Упрощенные модели среды

Общее описание, рассмотренное выше, редко требуется применять в полной мере. Без заметного ущерба для точности на практике можно использовать две упрощенные модели. Это, в порядке уменьшения их сложности, "модель гомогенной среды", которая включает два комплексных параметра (четыре действительных), и "модель главных плоскостей", которая содержит три действительных

параметра. [Dintelmann, 1994; COST 205, 2002]. Располагая последовательно две среды последнего типа, можно представить себе еще одну модель под названием "модель двух множеств", позволяющую разделять воздействие дождя и льда. Эта модель может быть описана четырьмя действительными параметрами при условии создания неких упрощающих гипотез, касающихся дождя и льда (см. далее) [Martellucci *et al.*, 1993].

9.1.4.1 Модель среды, гомогенной в продольном направлении

При предположении о гомогенности среды в продольном направлении, которое справедливо для множества практических ситуаций, используются следующие условия:

$$T_{xy} = T_{yx} \quad (\text{или что эквивалентно } C_{rr} = C_{ll} \text{ или } L = 0); \quad (9.32)$$

$$E_I \cdot E_{II} = 0, \quad (9.33)$$

и

$$p_{I,I} p_{I,II} = -1 \quad (9.34)$$

применяются; эти условия позволяют записать две собственные поляризации в традиционном виде как

$$E_{II} = \begin{pmatrix} \cos \Phi \\ \sin \Phi \end{pmatrix}, \quad E_I = \begin{pmatrix} -\sin \Phi \\ \cos \Phi \end{pmatrix}. \quad (9.35)$$

Из этого следует, что собственные векторы создают два эллипса с одинаковым соотношением и взаимной ориентацией осей. При этом для характеристики обеих собственных поляризаций достаточно использовать комплексный угол поляризации. Из двух возможных углов тот, который образован вторым вектором собственной поляризации (более подверженным ослаблению) с осью x , считается характеристикой среды и называется в литературе "комплексным углом наклона". Два вектора собственной поляризации ортогональны геометрически, но не энергетически (то есть они не полностью развязаны), поскольку соответствующие векторы не описаны в противоположном направлении вращения (безусловно, необходимо отметить, что уравнение (9.34) не является условием ортогональности (9.13)).

Используя анизотропию и комплексный угол наклона, матрица переноса может быть записана следующим образом [Capsoni *et al.*, 1981]:

$$T = \exp\left(-\frac{\Gamma_I + \Gamma_{II}}{2}\right) \begin{pmatrix} \cosh(\Delta/2) - \sinh(\Delta/2) \cos 2\Phi & -\sinh(\Delta/2) \sin 2\Phi \\ -\sinh(\Delta/2) \sin 2\Phi & \cosh(\Delta/2) + \sinh(\Delta/2) \cos 2\Phi \end{pmatrix}, \quad (9.36)$$

в этом выражении, когда Δ приближается к 0, то есть среда становится изотропной, матрица стремится к единице и коэффициент в экспоненциальной форме дает стандартное слагаемое распространения. Отметим, что данный коэффициент, неизменный по отношению к колебанию ориентации осей координат, равен детерминанту всей матрицы переноса (9.17); кроме того, детерминант матрицы в скобках равен единице.

Используя компонент поля круговой поляризации, получаем соответственно:

$$E_{II\text{circ}} = \begin{pmatrix} e^{j\Phi} \\ e^{-j\Phi} \end{pmatrix}; \quad E_{I\text{circ}} = \begin{pmatrix} je^{j\Phi} \\ -je^{-j\Phi} \end{pmatrix}; \quad T = \exp\left(-\frac{\Gamma_I + \Gamma_{II}}{2}\right) \begin{pmatrix} \cosh(\Delta/2) & -\sinh(\Delta/2)e^{j2\Phi} \\ -\sinh(\Delta/2)e^{-j2\Phi} & \cosh(\Delta/2) \end{pmatrix}. \quad (9.37)$$

Коэффициенты кросс-поляризации в двух случаях будут следующими:

$$\delta_{xy,yx} = \frac{-\tanh(\Delta/2) \sin 2\Phi}{1 \pm \tanh(\Delta/2) \cos 2\Phi}, \quad \delta_{rl,lr} = -\tanh(\Delta/2) e^{\pm 2j\Phi}. \quad (9.38)$$

Выражения для непосредственного расчета анизотропии и угла наклона, начиная с коэффициентов кросс-поляризации, следующие:

$$\Delta = 2 \operatorname{arctanh} \sqrt{\delta_{rl} \delta_{lr}} ; \Re(\Phi) = \frac{1}{2} [\angle \delta_{rl} - \angle \sqrt{\delta_{rl} \delta_{lr}} \pm \pi] ; \Im(\Phi) = \frac{1}{4} \ln |\delta_{lr} / \delta_{rl}| \quad (9.39)$$

(знак квадратного корня Δ неотрицательный, $\Re(\Phi)$ уменьшается в диапазоне от $-\pi/2$ до $\pi/2$).

9.1.4.2 Модель главных плоскостей

Эта модель описывается теми же соотношениями, что и предыдущая, плюс следующее дополнительное условие:

$$\frac{1}{\delta_{xy}} - \frac{1}{\delta_{yx}} = \operatorname{real} \quad (\text{или что эквивалентно } |\delta_{rl}| = |\delta_{lr}| \text{ или } \Phi = \operatorname{real}). \quad (9.40)$$

В данном случае оба вектора собственных поляризаций линейны и ортогональны друг другу. Эта модель одна из первых, описанных в литературе, основана на интуитивных соображениях, поскольку отражает ситуацию, когда гидрометеоры равноосны или все их главные плоскости параллельны друг другу. В этом случае направление общей ориентации углов наклона определяет так называемые "главные плоскости среды в целом" (Р.Р.), или "главные направления", распространяясь вдоль которых, линейно поляризованные волны не деполаризуются. На самом деле параллельность всех направлений симметрии отдельных гидрометеоров – слишком строгое условие, так как в принципе модель применима и в случае симметричного распределения направлений ориентации осей (в этом случае Р.Р. задаются медианным направлением), и в случае когда размеры гидрометеоров малы и описываются Рэлеевской теорией рассеяния.

Если существуют Р.Р., то выбрав систему отсчета, параллельную главным направлениям, можно привести матрицу переноса к диагональному виду, и тогда действительная и мнимая части анизотропии, $\Re(\Delta)$ и $\Im(\Delta)$, становятся дифференциалом ослабления и фазовым сдвигом вдоль Р.Р. Хотя привычными единицами измерения для этих величин являются непер и рад, на практике они обычно даются в децибелах и градусах.

Поскольку параметры анизотропия, угол наклона и индекс продольной гомогенности отражают физическую суть явлений, происходящих в окружающей среде, их называют квазифизическими параметрами.

9.1.4.3 Модель, описывающая взаимодействие двух популяций гидрометеоров

Если физическая среда обладает слабо выраженными поляризационными свойствами (анизотропии меньше, чем, скажем, 1–2 дБ и $10^\circ - 20^\circ$ – условие, почти всегда подтверждающееся на практике), можно провести оценку упрощенной модели, отражающей поведение двух взаимодействующих популяций гидрометеоров (как правило, это дождь и лед) [Martellucci *et al.*, 1993]. С этой целью можно расположить в каскадном порядке две среды путем умножения соответствующих матриц, а затем принудительно привести глобальную среду в соответствие с условиями однородной среды путем замены двух слагаемых главной диагонали в уравнении (9.37) их средними значениями.

Из этого выражения при небольшой анизотропии получаем в нормализованном виде:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} C_{rr} & C_{rl} \\ C_{lr} & C_{ll} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 1 & -\frac{\Delta_1}{2} e^{j2\Phi_1} \\ -\frac{\Delta_1}{2} e^{-j2\Phi_1} & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -\frac{\Delta_2}{2} e^{j2\Phi_2} \\ -\frac{\Delta_2}{2} e^{-j2\Phi_2} & 1 \end{bmatrix} \cong \\ &\cong \begin{bmatrix} 1 & -\frac{\Delta_1}{2} e^{j2\Phi_1} - \frac{\Delta_2}{2} e^{j2\Phi_2} \\ -\frac{\Delta_1}{2} e^{-j2\Phi_1} - \frac{\Delta_2}{2} e^{-j2\Phi_2} & 1 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (9.41)$$

где параметры $\Delta_1, \Delta_2, \Phi_1$ и Φ_2 неизвестны, а коэффициенты круговой поляризации, как предполагается, известны (измерены или рассчитаны).

С помощью этого выражения можно по отдельности оценить параметры каждой популяции, при условии что приняты некоторые допущения относительно их дальнейших физических свойств. Пусть среда состоит из капель дождя и кристалликов льда. Тогда можно предположить, что Φ_1 – действительное, так как большие капли (наиболее анизотропные) имеют тенденцию к одинаковой ориентации; Φ_2 – действительное, так как поведение кристалликов льда вполне может быть описано теорией Рэлеевского рассеяния. Кроме того, если записать анизотропию в условиях дождя в полярных координатах $\Delta_1 = d_1 e^{j\alpha_1}$, то можно убедиться, что аргумент α_1 – практически постоянная величина и его значение легко предсказать, задавшись определенным распределением капель по размерам; аналогично, анизотропия для популяции, состоящей из кристалликов льда, практически мнимая величина, поскольку в первом приближении сухой лед не вызывает затухания. Следовательно, можно записать $\Delta_2 = jd_2$ где d_2 – действительное. Четыре величины d_1, d_2, Φ_1 и Φ_2 определяются с помощью обратного преобразования уравнения (9.41). Представляем их значения как

$$d_1 = \frac{|\delta_{rl} + \delta_{lr}^*|}{\cos \alpha_1}, \quad d_2 = \frac{|\delta_{lr}^* e^{j\alpha_1} - \delta_{rl} e^{-j\alpha_1}|}{\cos \alpha_1}; \quad (9.42)$$

$$\Phi_1 = \frac{1}{2} [\angle(\delta_{rl} + \delta_{lr}^*) \pm \pi], \quad \Phi_2 = \frac{1}{2} \left[\angle(\delta_{rl} e^{-j\alpha_1} - \delta_{lr}^* e^{j\alpha_1}) + \frac{\pi}{2} \right].$$

В процессе поиска методов разделения влияния дождя и льда на деполяризацию при выпадении смешанных осадков некоторыми исследователями была принята гипотеза двух расположенных каскадом однородных слоев гидрометеоров, один из которых состоит из частиц дождя, а другой – из кристаллов льда [Amaya, 2000; Van de Kamp, 2004].

9.2 Микрофизика среды деполяризации

В этом разделе, который в основном базируется на материале, разработанном в документах [COST 255, 2002; Van de Kamp, 1994, Martellucci & Paraboni, 1998], мы рассмотрим модель среды, однородной в продольном направлении, которая описывается уравнением (9.36); предположим, что

$$\Gamma_I + \Gamma_{II} = (\gamma_x + \gamma_y)l, \quad (9.43)$$

где:

l – протяженность равномерного распределения частиц, постоянные удельного распространения радиоволн $\gamma_{x,y}$ определяются как

$$\begin{aligned} \gamma_x &= jk + \frac{2\pi}{k^2} \sum S_{xx}(f, a, \vartheta, \varphi); \\ \gamma_y &= jk + \frac{2\pi}{k^2} \sum S_{yy}(f, a, \vartheta, \varphi), \end{aligned} \quad (9.44)$$

а анизотропия и комплексный угол наклона задаются как

$$\Delta = \frac{2\pi}{k^2} \sqrt{\sum (S_2 - S_1) \exp(+2j\varphi) \cdot \sum (S_2 - S_1) \exp(-2j\varphi)}; \quad (9.45)$$

$$\Phi = \frac{j}{4} \ln \left[\frac{\sum (S_2 - S_1) \exp(-2j\varphi)}{\sum (S_2 - S_1) \exp(+2j\varphi)} \right]. \quad (9.46)$$

Во всех приведенных выражениях суммирование производится по всем частицам, содержащимся в рассеянном виде в одном кубическом метре, а

f – частота;

a – поперечный радиус частицы;

θ, φ – углы, описывающие пространственную ориентацию вращающейся оси каждой из частиц относительно направления распространения z , ($0 < \theta \leq \pi$), а в поперечной плоскости ($-\frac{\pi}{2} < \varphi \leq +\frac{\pi}{2}$);

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число;

$S_1(\theta), S_2(\theta)$ – амплитуды кополярного прямого рассеяния матрицы рассеяния одиночных частиц, когда падающее электрическое поле линейно поляризовано вдоль плоскостей симметрии (продольной плоскости 1, определяемой направлением и осью вращения, продольной плоскости 2, включающей направление распространения, и перпендикулярной плоскости 1) [Poiars Baptista, 1994].

$S_{xx, yy}$ – компоненты матрицы рассеяния одиночных частиц стандартной ориентации:

$$\left. \begin{aligned} S_{xx} &= \frac{S_1 + S_2}{2} + \cos(2\varphi) \frac{S_2 - S_1}{2} \\ S_{yy} &= \frac{S_1 + S_2}{2} - \cos(2\varphi) \frac{S_2 - S_1}{2} \\ S_{xy} &= S_{yx} = \frac{S_2 - S_1}{2} \sin(2\varphi) \end{aligned} \right\} -$$

амплитуды кополярного прямого рассеяния матрицы рассеяния одиночных частиц, когда продольная плоскость "2" наклонена под углом φ по отношению к плоскости координат xz .

9.2.1 Существование главных плоскостей

Одной из характеристик среды является существование главных плоскостей (Φ_{real}), при соблюдении как минимум одного из следующих условий:

- 1) матрица рассеяния частиц может быть рассчитана при помощи приближенной зависимости Рэлея для сферических частиц (в этом случае все различия $(S_2 - S_1)_i$ в уравнении (9.46) обладают одинаковым аргументом φ_i , а аргумент логарифма оказывается равным $e^{-4j\Phi}$ для Φ_{real} ; либо
- 2) статистическое распределение ориентации осей вращения является симметричной функцией (в этом случае каждая величина φ_i может быть записана как $\varphi_0 + \Delta\varphi_i$ ($\varphi_0 = \text{average}$) и каждое слагаемое $e^{2j\varphi_i}$ дает одиночное действительное слагаемое $\cos(2\Delta\varphi_i)$ благодаря одновременному присутствию частицы с $+\Delta\varphi_i$ и частицы с $-\Delta\varphi_i$, обладающих равным весом. Отсюда следует, что $\Phi = \varphi_0$).

Это подтверждено для всех последующих физических моделей среды.

9.2.2 Модель с равномерно расположенными осями капель дождя

В данном случае существует уникальное значение θ_0 и φ_0 . Анизотропия и угол наклона среды задаются как

$$\Delta = \frac{2\pi}{k^2} l \int n(a) [S_2(f, a, \theta_0) - S_1(f, a, \theta_0)] da; \quad (9.47)$$

$$\Re(\Phi) = \varphi_0, \quad \Im(\Phi) = 0, \quad (9.48)$$

где $n(a)$ – распределение по размеру капель дождя.

Данный вариант подходит для представления интенсивного дождя с крупными каплями, имеющими форму сплюснутого эллипса. Особенно это характерно для наземных линий радиосвязи, на которых ограниченная турбулентность или градиент ветра оказывают незначительное влияние на расширение осей капель.

На Рисунках 9.2.А и 9.2.В [COST 255, 2002] изображен пример деполяризации, вызываемой дождем, оценка которой проведена при помощи данной модели. При проведении расчетов оценка данного параметра производилась для заданной интенсивности дождя, принятой равномерной на всей протяженности трассы в дожде; аналогичное допущение было принято при оценке кополярного ослабления СРА и, наконец, деполяризация ХРД была непосредственно представлена в графическом виде как функция СРА; при этом дополнительно были приняты следующие допущения:

- частоты (Italsat): 18,7; 39,6 и 49,5 ГГц;
- температура воды 0 °С;
- индекс рефракции воды, рассчитанный согласно [Ray, 1972];
- форма капель – сплюснутый сфероид;
- угол места линии –41°;
- расположение осей капель: $\theta_0 = 59^\circ$ (угол, дополнительный к углу места), $\varphi_0 = 5^\circ, 10^\circ, 30^\circ$ и 45° (эти углы могут считаться углами линейной поляризации, видимыми с земной станции в условиях чистого воздуха);
- распределение капель дождя по размерам – Marshall-Palmer;
- матрица рассеяния капель, рассчитанная при помощи метода сопоставления точек [Oguchi, 1983];
- длина трассы в дожде 1 км.

РИСУНОК 9.2.A

Обусловленная дождем деполяризация XPD в
круговой поляризации как функция ослабления
на частотах
18,7, 39,6 и 49,5 ГГц

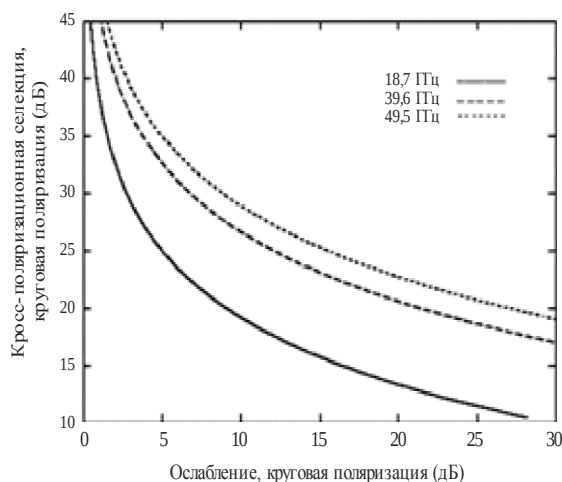
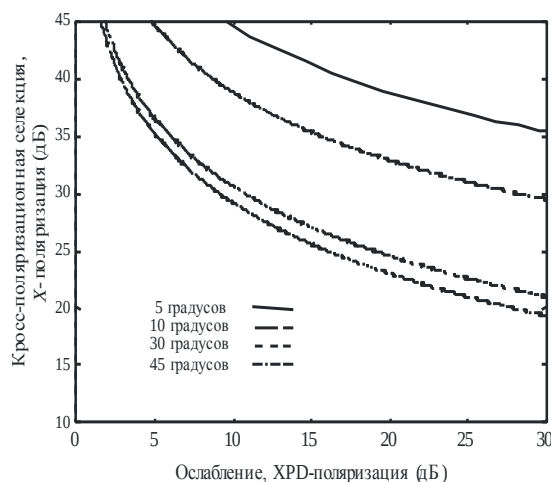


РИСУНОК 9.2.B

Обусловленная дождем деполяризация XPD в
линейной поляризации как функция ослабления
на частоте 49,5 ГГц
и при углах поляризации 5°, 10°, 30°
и 45° относительно горизонтали



Radio-Meteo. 09-02

9.2.3 Капли дождя, имеющие гауссово распределение ориентации

Данная модель предполагает, что продольный угол наклона θ и поперечный угол наклона ϕ осей гидрометеора являются случайными переменными, которые характеризуются двумя взаимно некоррелируемыми видами гауссова распределения. В данном случае общая анизотропия и угол наклона среды задаются как:

$$\Delta = r \frac{2\pi}{k^2} l \int n(a) [S_2(f, a, \theta_0) - S_1(f, a, \theta_0)] da; \quad (9.49)$$

$$\Re(\Phi) = \phi_0; \quad \Im(\Phi) = 0. \quad (9.50)$$

Эти выражения аналогичны (9.47) и (9.48) предыдущего раздела, однако здесь θ_0 и ϕ_0 являются средними углами проекций осей на продольную и поперечную плоскости, соответственно, а r — поправочный коэффициент анизотропии, заданный выражением

$$r = \frac{1}{2} [1 + \exp(-2\sigma_\theta^2)] \exp(-2\sigma_\phi^2), \quad (9.51)$$

где σ_θ и σ_ϕ — стандартные отклонения θ и ϕ . Расчет поправочного коэффициента на наземной линии был произведен в работе [Aresu et al., 1993]: было найдено значение, приблизительно равное 0,6; на спутниковых трассах ожидается более низкое значение.

Данная модель подходит для представления относительно слабого дождя, особенно на спутниковых трассах, пересекающих слои интенсивной турбулентности. Следует отметить, что анизотропия обладает тенденцией к уменьшению с ростом угла места. Это происходит по двум причинам: 1) протяженность трассы, проходящей в дожде, имеет тенденцию к сокращению, тем самым уменьшая ослабление и сдвиги фаз; и 2) угол θ_0 (близкий к углу, дополняемому для угла места) уменьшается, тем самым снижая асимметрию капель, если наблюдать вдоль оси распространения.

Совсем недавно для получения информации о распределении по размеру капель, а также форме, ориентации и колебаниям отдельных капель был применен двухмерный измеритель дождевых капель с функцией видеозаписи [Thurai *et al.*, 2007]. Эти данные были затем использованы для расчета XPD вдоль линии Земля-космос. Предполагается, что эти результаты точнее отражают данные реальных измерений по сравнению с расчетами, в которых используются модели распределения DSD, формы и угла ориентации капель.

9.2.4 Ледяные иглы в облаках

Даже с учетом того, что частицы льда в облаках могут иметь разнообразную форму (сферы, гранулы, шестигранные кристаллы, пластины, иглы и т. д.), как правило предполагается, что большинство из них имеют форму иглы, и используется модель, в которой присутствует только эта форма частиц [COST 255, 2002].

В связи с воздействием аэродинамических, гравитационных и электростатических сил часто предполагается, что ледяные иглы расположены в горизонтальной плоскости; следовательно, можно рассмотреть два крайних случая: первый вариант – оси игл ориентированы в одном направлении, второй, противоположный вариант – присутствуют все направления ориентации осей в горизонтальной плоскости с равным весом (равномерное распределение).

Собственный угол наклона возникает по двум причинам – поскольку рассеяние Е.М. в прямом направлении подчиняется приближенной зависимости Рэлея и в связи с симметричным распределением ориентации осей.

При ориентации ледяных игл в одном направлении угол наклона задается выражением

$$\Re(\Phi) = \arctan[-\cot(\gamma)\sin(\beta)]; \quad \Im(\Phi) = 0, \quad (9.52)$$

где:

γ – угол, образуемый горизонтальными осями ледяных игл относительно вертикальной плоскости, содержащей оси распространения; и

β – угол места.

В противоположном случае, при равномерном распределении ориентации осей, первая главная плоскость среды всегда вертикальна.

Что касается анизотропии, значение задается выражением

$$\Delta = \Delta_{\max}(l)\sqrt{B^2 + C^2}, \quad (9.53)$$

где $\Delta_{\max}$ – максимальная анизотропия, соответствующая теоретически возможному случаю, когда ледяные иглы ориентированы в одном направлении в поперечной плоскости, и ее значение определяется как

$$\Delta_{\max} = j \frac{(\epsilon - 1)\pi}{\lambda} I \cdot (c_2 - c_1). \quad (9.54)$$

Параметры в этих выражениях имеют следующие значения:

$\varepsilon = \varepsilon_r - j\varepsilon_r = n^2$ – комплексная диэлектрическая проницаемость льда;

λ – длина волны (мм);

I – суммарное содержание льда вдоль наклонной трассы (мм);

$$c_{1,2} = \frac{1}{1 - (\varepsilon - 1)a_{1,2}};$$

$$a_1 = \frac{m}{2 \cdot (m^2 - 1)} \left[m - \frac{1}{2 \cdot \sqrt{m^2 - 1}} \ln \left(\frac{m + \sqrt{m^2 - 1}}{m - \sqrt{m^2 - 1}} \right) \right], \quad a_2 = 1 - 2a_1;$$

$m = a/b > 1$;

a, b – большая и малая оси частицы.

$$B = \sin(\beta) < \sin[2 \cdot (90 - \gamma)] >;$$

$$C = < \cos[2 \cdot (90 - \gamma)] > - 0.5 \cdot \cos^2(\beta) \cdot < \cos[2 \cdot (90 - \gamma)] - 1 >,$$

$< >$ – статистическое среднее параметра.

На Рисунке 9.3.А (Paraboni, 1997; COST 255, 2002) показан пример деполяризации XPD_{clouds} вследствие облачности в круговой поляризации. Данное значение было определено при помощи действующей модели и с предположением, что (горизонтальные) ледяные иглы располагаются поперек трассы распространения радиоволн. Однако в отличие от предыдущего случая здесь ослаблением можно пренебречь, и оно не выступает в качестве независимого параметра при расчете деполяризации. Таким образом, общее содержание льда в вертикальном столбе вдоль трассы распространения радиоволн принимается как обуславливающая переменная. Этот вариант является вполне целесообразным с учетом того, что содержание льда – это величина, которая может быть получена из стандартных метеорологических баз данных. На Рисунке 9.3.В показана деполяризация XPD_{clouds} с учетом различной ориентации ледяных игл в горизонтальной плоскости. В данном случае угол наклона $\Re(\Phi)$, являющийся следствием отклонения γ , был принят в качестве независимого параметра.

РИСУНОК 9.3.А

Деполаризация XPD_{cloud} вследствие облачности в круговой поляризации как функция содержания льда в вертикальном столбе на частотах 18,7, 39,6 и 49,5 ГГц

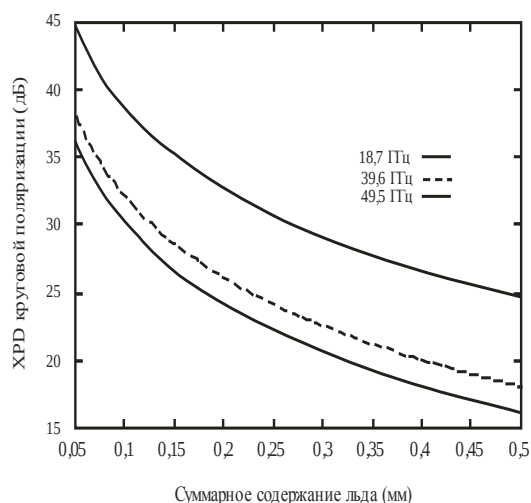
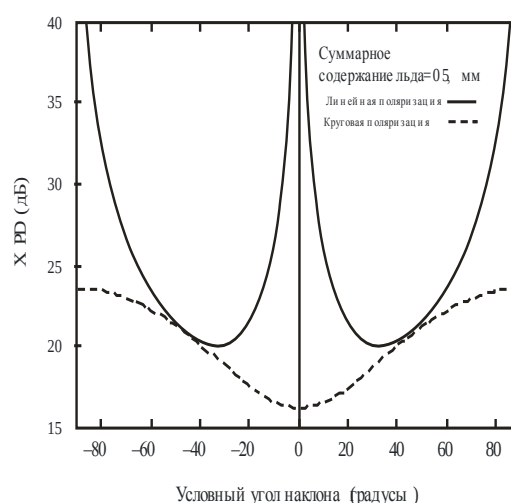


РИСУНОК 9.3.В

Деполаризация XPD_{cloud} вследствие облачности в линейной и круговой поляризации как функция предполагаемого угла наклона на частоте 49,5 ГГц



Radio-Meteo. 09-03

Наблюдения, проведенные в Японии с использованием радиолокационных сигналов, соотнесенные с результатами измерения радиомаяка, работающего в диапазоне частот Ка, показали, что кристаллы пластинчатого типа, такие как секторные пластины и ветвистые кристаллы плоской и широкой формы, могут оказывать сильное влияние на поляризацию вдоль трасс Земля-космос [Maekawa *et al.*, 1993].

9.2.5 Деполаризация льда во время дождя

Данный случай является самым проблематичным, так как при одновременном выпадении дождя и кристаллов льда (что происходит относительно часто) может возникать большое количество комбинаций как по амплитуде, так и по фазе. Одним из возможных подходов к решению данной проблемы является сопоставление, в статистическом смысле, общего содержания льда в вертикальном столбе I [мм] с интенсивностью дождя таким образом, чтобы уникальный параметр (кополярное ослабление CPA) мог выступать в качестве ведущего параметра для деполаризации XPD, вызванной как дождем, так и кристаллами льда [Paraboni *et al.*, 1997]. Предполагаемое отношение равно

$$I_i = a_i \cdot R + b_i, \quad (9.55)$$

где:

$i = 20, 50, 80\%$ — обозначает процентиля статистических данных содержания льда, соотнесенных с интенсивностью дождя R и параметрами;

$a_i = 0,0067; 0,0032; 0,0016$ — действуют для вышеуказанных значений i и $R < 30$ мм/ч,
 $b_i = 0,07; 0,04; 0,02$

когда

$a_i = 0$
 $b_i = 0,7; 0,4; 0,2$ — применяются для вышеуказанных значений i и $R > 40$ мм/ч.

Были предложены методы извлечения I [мм], заданного в качестве основного параметра при вычислении деполаризации XPD, возникающей вследствие льда, из временной последовательности

дифференциального фазового сдвига, обусловленного кристаллами льда, полученной из результатов измерений XPD после разделения влияния дождя и льда на деполяризацию [Amaya and Vanhoenacker-Janvier, 2000]. Использование значения I [мм], выведенного подобным образом, для расчета XPD на других частотах вдоль той же трассы распространения радиоволн позволит точнее рассчитать распределение по сравнению с методами, полностью базирующимися на прогнозах.

9.3 Определение параметров модели

В целом для определения суммарного ухудшения параметров радиоканала, использующего двойную поляризацию, потребуются объединенные статистические данные кополярного ослабления (CPA) и деполяризации (XPD). На практике эти данные редко встречаются в научной литературе, и используется более ограниченный объем информации, который можно получить из среднего значения XPD при условии использования CPA. Данную задачу можно упростить, если рассмотреть взаимосвязь между парами равновероятных значений этих переменных. К счастью, равновероятное значение XPD не сильно отличается от условного среднего значения [Van de Kamp, 2001]. Данное обстоятельство позволяет сравнивать значения, которые могут быть получены путем усреднения вышеуказанных теоретических значений XPD с равновероятными измеренными величинами, которые можно найти в научной литературе. Для достижения данной цели, с учетом того что большая часть краткосрочных изменений около среднего значения XPD происходит в результате быстрых флуктуаций угла наклона вокруг вертикальной оси, для вышеуказанной формулы справедливо будет предположить

$$\langle \Phi \rangle = \Phi_0 = -\tau; \quad (9.56)$$

$$\langle \theta \rangle = \theta_0 = 90^\circ - \beta, \quad (9.57)$$

где τ – угол поляризации линии относительно горизонтали, а β – угол места линии.

Из уравнений (9.38) и (9.20) могут быть получены значения XPD, XPD_{rain} , обусловленные дождем; с этой целью принимаются следующие приближенные выражения:

$$\tanh\left(\frac{\Delta}{2}\right) \cong \frac{\Delta}{2} \quad \text{– малое приближение аргумента;} \quad (9.58)$$

$$|\Delta| \approx K \cdot CPA^\xi \quad \text{– } K \text{ и } \xi \text{ зависят от физических параметров,} \quad (9.59)$$

таких как частота, угол места, разброс углов наклона и т. д.;

$$\ln\left[1 + \frac{\Delta}{2} \cos(2\tau)\right] \approx CPA \cdot \cos(2\tau), \quad \text{прибл. аргумента, близкое к единице;} \quad (9.60)$$

таким образом,

$$XPD_{rain} = -20 \log \left[K \cdot CPA^\xi \cdot \sin(2\tau) \right] + \tilde{K} \cdot CPA \cdot \cos(2\tau), \quad (9.61)$$

где K и $\tilde{K}$ не зависят от CPA и τ . Из этого уравнения может быть получено стандартное выражение XPD, которое постоянно встречается в Рекомендации МСЭ-R P.618:

$$XPD_{rain} = -V \log_{10} CPA + U(f) - C_\tau - C_\beta + C_\sigma + Z \cdot CPA, \quad (9.62)$$

где

V – точное значение, зависящее от частоты (см. ниже);

U – учитывает основную зависимость от частоты;

C_τ – учитывает угол поляризации τ ;

C_β – учитывает угол места линии β ;

C_σ – учитывает расхождение осей ориентации;

$Z = 0$ в круговой поляризации, тогда как в линейной поляризации учитывает угол поляризации и угол места.

На основе экспериментальных данных, встречающихся в научной литературе, эти параметры были определены разными авторами и МСЭ-R; последние данные приведены в Таблице 9.1.

ТАБЛИЦА 9.1

Параметры уравнения (9.62) для XPD_{rain} как функции СРА в дожде

Автор	V	U	C_τ	C_β	C_σ	Z
ITU-R (1)	$30,8f^{-0,216} \leq f < 9$ ГГц $12,8f^{0,19}$ $9 \leq f < 20$ ГГц 22,6 $20 \leq f < 40$ ГГц $13,0 f^{0,15}$ $40 \leq f < 55$ ГГц	$60 \log f - 28,3$ для $6 \leq f < 9$ ГГц $26 \log f + 4,1$ для $9 \leq f < 36$ ГГц $35,9 \log f - 11,3$ $36 \leq f \leq 55$ ГГц	$10 \log[1-0,484(1+\cos(4\tau))]$ (4), (5)	$20 \log(\cos^2\beta)$	$0,0053\sigma^2(p)$ (6)	0
Cost 255 $f \geq 40$ (2)	20	$26 \log f$	$10 \log[1-0,484(1+\cos(4\tau))]$ (4), (5)	$20 \log(\cos^2\beta)$	$0,0052\sigma(p)$ (6)	0
Van de Kamp (3)	16,9	$20 \log f$ для $f < 30$ $-7+25 \log f$ для $30 \leq f \leq 50$	$20 \log(\sin 2\tau)$ (5)	$41 \log(\cos \beta)$	8	$0,075 \cos^2\beta \cos(2\tau)$ (5)

(1) (1)[МСЭ-R, 2009; Nowland *et al.*, 1977].

(2) [Cost 255, 2002], единственный метод с расчетом до 49,5 ГГц.

(3)[Van de Kamp, 2001], параметры оптимизированы для полного набора данных XPD–СРА, имеющихся в открытых источниках, вплоть до 2000 г. [Dissanayake *et al.* 1980; Chu, 1982; Stutzman et Runyon, 1984; Nowland *et al.*, 1977].

(4) В отличие от "натурального" слагаемого $20 \log(\sin 2\tau)$ в этом выражении не предусмотрены какие-либо поляризации, что, строго говоря, означает нулевую деполяризацию, типичное влияние среднего угла наклона Φ_0 при наличии мнимой части, то есть при отсутствии главных плоскостей.

(5) Для круговой поляризации используется $\tau = 45^\circ$.

(6) Единственное слагаемое, зависящее от вероятности, которое учитывает микрофизическую природу осадков: $\sigma(1\%) = 0^\circ$, $\sigma(0,1\%) = 5^\circ$, $\sigma(0,01\%) = 10^\circ$.

Для учета дополнительной деполяризации, связанной с наличием частиц льда, в методе МСЭ-R предлагается следующий способ расчета $XP_{D_{ice}}$:

$$XP_{D_{ice}} = XP_{D_{rain}} \cdot 0,5 \cdot [0,3 + 0,1 \log P], \quad (9.63)$$

где P – вероятность (%), далее две поляризации объединяются следующим образом:

$$XP_{D_{tot}} = XP_{D_{rain}} - XP_{D_{ice}}. \quad (9.64)$$

СПРАВОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

- AMAYA, C. [2000] Separation of rain and ice contributions to depolarization on slant path links, Proc. 5th International Symposium on Antennas, propagation and EM Theory – ISAPE2000, Beijing, China, pp 29-32, August 2000.
- AMAYA, C. and VANHOENACKER-D. [2000] Estimation of the effective ice content on earth-satellite paths from dual-polarisation measurements at Ka-band, IEE Proceedings on Microwaves, Antennas and Propagation, Vol.147, No. 4, pp 315-319, August 2000.
- ARESU, A., MARTELLUCI, A. and PARABONI, A. [1993] Experimental assessment of rain anisotropy and canting angle in horizontal path at 30 GHz, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 41, No. 9, pp. 1331-1335, Sept. 1993.
- COST ACTION 255 [2002] Radiowave propagation modelling for SatCom services at Ku-band and above, Final Report, March 2002.
- CAPSONI, C., PARABONI, A., FEDI, F., MAGGIORI, D. [1981] A model-oriented approach to measure rain induced crosspolarization, Annal. de Telecommunicat., Vol. 36, No. 1-2, Jan-Feb. 1981.
- CHU, T.S. [1982] A semi-empirical formula for microwave depolarization versus rain attenuation on Earth-space paths, IEEE Trans. Commun., COM-30(12), pp. 2550-2554, 1982.
- DINTELMANN, F. [1994] Reference book on depolarisation, OPEX-ESA WPP-083, 1994.
- DISSANAYAKE, A.W., HAWORTH, D.P. and WATSON, P.A. [1980] Analytical models for cross-polarisation on Earth space radio paths for frequency range 9-30 GHz, Annal. de Telecommunicat., Vol. 35, No. 11-12, pp 398-404, 1980.
- ITU-R, P-618-10 [2009] Propagation data and prediction methods required for the design of Earth-space telecommunication systems, 2009.
- MAEKAWA, Y., SOCK CHANG, N. and MIYAZAKI, A. [1993] Ice depolarizations on Ka band (20 GHz) satellite-to-ground path and correlation with radar observations, Radio Science, Vol. 28, No. 3, pp 249-259, May-June 1993.
- MARTELLUCCI, A. MAURI, M. and PARABONI, A. [1993] The physical basis of depolarization, Proceedings of Olympus Utilization Conference, (Sevilla, Spain), pp. 573-581, April 1993.
- MARTELLUCCI, A., and PARABONI, A. [1998] Test and development of models of atmospheric crosspolar discrimination for satellite communication systems at Ka- and V-band, Proceed. of the First International Workshop on Radiowave Propagation Models for SatCom Services at Ku-band and Above, Estec, Noordwijk, The Netherlands, 28-29 Oct. 1998.
- NOWLAND, W.L., OLSEN, R.L. and SHKAROFSKY, I.P. [1977] Theoretical relationship between rain depolarisation and attenuation, Electronics Letters, Vol. 13, No. 22, pp. 676-678, Oct. 1977.
- OGUCHI, T., [1983] Electromagnetic wave propagation and scattering in rain and other hydrometeors, Proc. IEEE, Vol. 71, No. 9, pp. 1029-1078, Sept. 1983.
- PARABONI, A., MARTELLUCCI, A. and POLONIO, R. [1977] A probabilistic model of rain and ice depolarization based on experimental estimation of the atmospheric ice content, Proc. SBMO/IEEE International Microwave and Optoelectronics Conference, Natal, Brazil, pp. 707-712, Aug. 1997.
- POIARES BAPTISTA, J.P.V. (Editor) [1994] Reference book on radar, OPEX-ESA WPP-083, Nov. 1994.
- RAY, P. S. [1972] Broad Band Complex refractive index of ice and water, Applied Optics, Vol. 11, No. 8, 1972.
- STUZMAN, W.L. and RUNYON, D.L. [1984] The relationship of rain-induced cross polarization discrimination to attenuation for 10 to 30 GHz Earth-space radio links, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, AP-32(7), pp. 705-710, 1984.
- THURAI, M., HUANG, G., BRINGI, V. and SCHONHUBER, M. [2007] Calculations of XPD spread for 20 GHz fixed satellite systems using 2-D video disdrometer data, Proc. 2nd European Conference on Antennas and Propagation, on CD, Edinburgh, U.K., 11-16 Nov. 2007.

VAN DE KAMP, M.M.J.L., SMITS, E.J.M., HERBEN, M.H.A.J. and BRUSSAARD, G. [1994] Experimental verification of existing rain depolarization models, Archiv fuer elektronik und uebertragungstechnik, No.48(3), pp. 173-176, 1994.

VAN DE KAMP, M.M.J.L. [2001] Depolarisation due to rain: the XPD-CPA relation, International Journal on Satellite Communication, Vol. 19, Issue 3, pp. 285-301, 2001.

VAN DE KAMP, M.M.J.L. [2004] Separation of simultaneous rain and ice depolarisation, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 52, No. 2, pp. 513-523, 2004.

Глава 10

Статистические аспекты моделирования

10.1 Изменчивость атмосферных процессов

Настоящая глава посвящена вопросам изменчивости любых меняющихся во времени радиометеорологических величин и может быть особенно полезна проектировщику систем электросвязи, которому приходится сталкиваться с критерием качества работы систем (статистическим), относящимся к "любому месяцу", или тому, кто желает оценить риски, связанные с готовностью системы относительно годовой (то есть от года к году) изменчивости явлений, влияющих на распространение радиоволн (в особенности ослабления в дожде).

Радиометеорологические показатели представляют собой случайные процессы, отражающие сложную временную зависимость, при этом временные шкалы изменяются в пределах от миллисекунд до нескольких лет. Очевидный сезонный характер изменения многих из этих величин позволяет определить такой случайный процесс, как циклически-стационарный, а это означает, что в течение сравнительно коротких периодов наблюдения (например, одного месяца или года) исследуемая характеристика работы радиолинии может существенно отклоняться от средних характеристик, взятых за много лет. В силу этой причины многие критерии качества работы систем связи, разработанные МСЭ-R, относятся к контрольному периоду времени, называемому "наихудший месяц" (Рекомендация МСЭ-R P.581). Большинство методов прогнозирования характеристик распространения радиоволн в основном предназначены для прямого или косвенного прогнозирования статистических показателей "наихудшего месяца".

Как для проектировщиков, так и для пользователей систем связи необходимы также способы, которые позволили бы оценить характеристики работы радиолиний за более короткие периоды времени наблюдения. Эти способы должны быть универсальными, поскольку при разных видах применения нас могут интересовать самые разные аспекты работы системы.

В § 10.1.2 представлен общий метод оценки естественного колебания радиометеорологического параметра относительно его долгосрочной средней величины для периодов времени наблюдения, кратных одному месяцу (например, для "наихудшего месяца", второго "наихудшего месяца", годового интервала и т. д.).

В § 10.1.1 даются определения многих параметров, используемых в главе 10.

10.1.1 Используемые определения

Статистические показатели

Самая простая статистическая характеристика стохастического радиометеорологического параметра, обозначаемая ниже как $\underline{s}$, это основное распределение вероятностей $p(s)$:

$$p(s) = \text{вероятность } (\underline{s} > s),$$

где: s обозначает пороговую величину;

p иногда называют долгосрочным распределением или распределением в течение среднего года.

Точно так же можно рассматривать распределение вероятностей p_w для наихудшего месяца среднего годового интервала:

$$p_w(s) = \text{вероятность } (\underline{s} > s \mid \text{для наихудшего месяца}).$$

Здесь рассматривается лишь часть совокупности случайных событий, описывающих явление распространения радиоволн, которые возникают в течение наихудшего месяца, в соответствии с определением, данным в Рекомендации МСЭ-R P.581.

Отрезок времени превышения (t.f.e.)

Можно ввести более универсальную статистическую характеристику, чем распределение вероятностей, а именно распределение интервала времени превышения (t.f.e.), в течение которого стохастическая величина $\underline{s}$ превышает выбранное пороговое значение s в пределах четко определенного периода наблюдения. Этот период может быть либо ограничен, например месяц май 1972 года, либо неограничен, например каждый месяц май. Во втором случае распределение t.f.e. можно интерпретировать как распределение вероятностей.

Ежемесячный t.f.e. $\underline{X}$

Если в качестве периода наблюдения выбрать каждый календарный месяц каждого года, то получим бесконечное множество значений t.f.e.:

$$X_{jm}(s) = \text{t.f.e. в месяц } m \text{ года } j, \text{ для выбранного порогового значения } s \\ (m = 1, 2, \dots, 12, \quad j = \dots, 1988, 1989, \dots).$$

На практике значения X_{jm} могут сильно варьироваться из месяца в месяц и из года в год. Фактически $X_{jm}(s)$ может считаться реализацией стохастической величины $X(s)$ с известными статистическими свойствами в месяце $\underline{m}$ года $\underline{j}$.

Годовой отрезок времени превышения для наихудшего месяца $\underline{W}$

Годовой t.f.e. для наихудшего месяца радиометеорологической стохастической величины $\underline{s}$ в год $\underline{j}$ определяется при заданном пороговом значении s следующим образом:

$$W_j(s) = \text{максимум } X_{jm}(s) \text{ из 12 месяцев } (m = 1, 2, \dots, 12) \text{ в год } j.$$

W_j может считаться реализацией стохастической величины $\underline{W}$ в год $\underline{j}$.

ПРИМЕЧАНИЕ. – Данное выше определение [Crane and Debrunner, 1978; Brussaard and Watson, 1979] также определяет наихудший месяц в каждом году $\underline{j}$; наихудший месяц необязательно является одним и тем же для всех пороговых значений s .

Среднегодовой отрезок времени превышения для наихудшего месяца p_w

Он определяется просто как общее среднее значений годовых отрезков времени превышения для наихудшего месяца:

$$p_w(s) = \langle \underline{W}(s) \rangle.$$

Для практических целей p_w можно приравнять к вероятности того, что $\underline{s} > s$ в течение бесконечного периода всех наихудших месяцев за год.

Среднегодовой отрезок времени превышения p

Если определять периоды времени превышения для каждого года в отдельности, то это приведет к бесконечному множеству реализаций годовых отрезков времени превышения $\underline{Y}(s)$. Общее среднее даст среднегодовой отрезок времени превышения $\langle \underline{Y}(s) \rangle$. На практике это распределение можно приравнять к основному распределению вероятностей $p(s)$, о котором говорилось в § 10.1.2:

$$p(s) = \langle \underline{Y}(s) \rangle.$$

10.1.2 Понятия и модели

Общий подход

При общем подходе сбои в работе радиолиний, ее характеристики и т. д. в экстремальных ситуациях не прогнозируются с помощью обычно скудных данных, описывающих эти редкие события, а экстраполируются на основе большого объема данных о распространении радиоволн, описывающих более обычные ситуации, с помощью общестатистических моделей. Например, если имеются данные за пять лет, то характеристики для наихудшего месяца определяются не на основе анализа данных для пяти наихудших месяцев каждого года, а путем анализа всех ежемесячных данных общим объемом 5×12 .

Исходная точка общего подхода – это дополнительная интегральная функция распределения (CCDF) F , состоящая из комплекса реализаций ежемесячных отрезков времени превышения $\underline{X}$:

$$F(X) = \text{вероятность } (\underline{X} > X).$$

На основе этой так называемой функции CCDF (см. Приложение 10.A.1) могут быть получены статистические распределения отрезка времени превышения для других эталонных периодов (которые суть целое кратное одному месяцу) (например, распределение ежегодного отрезка времени превышения $\underline{Y}$ или распределение годового отрезка времени превышения для наихудшего месяца $\underline{W}$) при помощи комбинаторных статистических методов.

Функция CCDF

Было установлено, что для широкого класса радиометеорологических параметров функция CCDF $F(X)$ является условно экспоненциальной:

$$F(X) = C_0 \exp(-X/C_1); \quad (10.1)$$

$$\{0 < C_0 < 1, X > 0\},$$

где параметры C_0 , C_1 обычно зависят от выбранной пороговой величины. Это распределение было впервые введено в рассмотрение [Crane and Debrunner, 1978], а затем была полностью подтверждена целесообразность его использования [Mawira, 1980; COST 205, 1985a; COST 205, 1985b; Dellagiacoma and Tarducci, 1987] для значений пороговых величин, соответствующих долгосрочным вероятностям менее 1%. Для пороговых величин, соответствующих значениям долгосрочной вероятности более 1%, аппроксимация данных часто приводит к значениям C_0 большим единицы [Poiates Baptista *et al.*, 1989; Fukuchi *et al.*, 1985].

Для таких случаев приведенная выше модель может быть модифицирована следующим образом [Mawira, 1989]:

$$F(X) = \exp(-(X - C_1 \ln(1/C_0))/C_1); \quad (10.2)$$

$$\{X > C_1 \ln(1/C_0), C_0 > 1\},$$

где X моделируется как сумма константы $C_1 \ln(1/C_0)$ и стохастического компонента с экспоненциальным распределением (со средним значением C_1).

В Приложении 10.A.2 описывается процедура оценивания параметров C_0 и C_1 по множеству полученных путем наблюдения данных относительно ежемесячных отрезков времени превышения.

Поскольку среднемесячный t.f.e. $\langle X \rangle$ приблизительно равен p за средний год, то параметр C_1 в описываемой выше модели можно заменить на p/C_0 , с тем чтобы зависимость $C_0(p)$, в сочетании с

методами прогнозирования среднего годового p , обеспечивала полный набор характеристик функции CCDF F .

Исключение порогового параметра – это не просто удобство в отношении математики. Было обнаружено, что зависимость $C_0(p)$ отражает физическую суть основных метеорологических процессов, тогда как конкретные параметры линий радиосвязи имеют второстепенное значение [Mawira, 1980; Yon *et al.*, 1984; COST 205, 1985a; COST 205, 1985b; Fukuchi *et al.*, 1985]. Следовательно, если эта взаимосвязь была определена для какого-то конкретного процесса, ею можно воспользоваться для оценки изменчивости параметров других радиолиний (например, частоты, длины трассы, угла места и т. д.).

К другим предложенным функциям CCDF относятся условный логарифмически нормальный алгоритм [Crane, 1991] и смещенное гамма-распределение [Fukuchi and Watson, 1989]. Более подробно данная тема рассматривается в работе [Mawira, 1999].

Совокупность ежемесячных отрезков времени превышения

Если C_0 меньше 1, то среднее число месяцев в году, для которых значение $\underline{X}$ больше 0, равно

$$M_0 = 12 C_0, \quad (10.3)$$

где $M_0 < 12$ месяцев; для модифицированной модели, где $C_0 > 1$ и $M_0 = 12$.

Следовательно, теоретически можно считать, что совокупность значений $\underline{X}$ состоит из двух отличных друг от друга подмножеств, первое из которых включает 12 M месяцев для каждого года с $\underline{X} = 0$, а второе – M активных месяцев в году, где $M_0 < M \leq 12$, и может дать значение $\underline{X} > 0$.

Для активного подмножества распределение $\underline{X}$ описывается функцией

$$F_M(X) = C_{0M} \exp(-X/C_1), \quad (10.4)$$

где

$$C_{0M} = C_0 12/M; \\ \{0 < C_0 < 1; 0 < C_{0M} < 1\}.$$

Как правило, точное значение M нельзя определить по теоретическому распределению $F(X)$, однако для практического использования часто бывает достаточно положить M равным значению между 12 и $12C_0$ [Mawira, 1985].

10.2 Статистические показатели наихудшего месяца

10.2.1 Определение, разработанное МСЭ-R

При проектировании линий радиосвязи (например, спутник–Земля, наземных линий – линий СВЧ) необходимо принимать во внимание вредное влияние радиометеорологических эффектов. Эти эффекты в основном стохастические по своей природе и отражают сезонные колебания, а также редкие, но серьезные явления.

Спецификация рабочих характеристик конкретной службы связи, проведенная только на базе простого распределения вероятностей (распределение, относящееся к эталонному периоду времени неопределенной длины), не будет отражать все тонкости сложных временных вариаций. Один из способов решения этой проблемы заключается в использовании условных статистических характеристик, определенных для специальных эталонных периодов времени, в которые попадает пик активности распространения радиоволн. Альтернативный подход состоит в том, чтобы вместе с требованиями к системе определить допустимую степень риска того, что ухудшение работы системы за счет радиометеорологических эффектов может превысить заданный уровень.

Ранее МСЭ, следуя практике МСЭ-T, в своей классической формулировке требований к радиопомехам определил контрольный период времени как "любой месяц" и "любой год". При этом подразумевается, что риск равен нулю, а это несовместимо ни с одним из двух вышеупомянутых методов и, в сущности, с любым чувствительным методом статистического анализа.

Решение этой задачи, впервые предложенное [Brussaard and Watson, 1979] и принятое МСЭ-R (Рекомендация МСЭ-R Р.581), сводилось к тому, чтобы сделать определение "средний годовой наихудший месяц" статистическим эквивалентом неопределенного термина "любой месяц". Определение "любой год" обычно считается эквивалентом термина "средний год".

10.2.2 Метод расчета с использованием переводного множителя Q

В основном большинство моделей предназначены для прогнозирования долгосрочного распределения p по радиометеорологическим данным. Распределение p_w для наихудшего месяца рассчитывается с помощью переводного множителя Q , который определяется как отношение среднегодового отрезка времени превышения для наихудшего месяца к среднегодовому отрезку времени превышения, причем для обоих отрезков выбирается одна и та же пороговая величина:

$$Q = p_w/p. \quad (10.5)$$

Исследование взаимосвязи между Q и p для множества эффектов, влияющих на распространение радиоволн, показало, что степенную функцию вида

$$Q = Q_1 \times p^{-\beta}; \quad (10.6)$$

$$\{1 < Q < 12\}$$

можно использовать в диапазоне значений вероятности ($0,001\% < p < 3\%$) [Segal, 1980]. Для более высоких значений вероятности ($p > 3\%$) константа $Q = Q_1 3^{-\beta}$ может использоваться вплоть до значений $p = 30\%$, тогда как для $p > 30\%$ и вплоть до 100% опять справедлив степенной закон $Q = 1$ [Poiarés Baptista *et al.*, 1989].

В некоторых случаях удобнее выразить Q как функцию от p_w :

$$Q = Q'_1 \times p_w^{-\beta'} \quad (10.7)$$

где

$$Q'_1 = Q_1^{1/(1-\beta)} \text{ и } \beta' = \beta/(1-\beta).$$

Формулы, содержащие Q как функцию p с Q_1 и β в качестве параметров, приведены в Рекомендации МСЭ-R Р.841. В Таблице I этой Рекомендации приведены значения Q_1 и β , определенные в различных географических районах для различных эффектов, воздействующих на распространение радиоволн. Из таблицы ясно видно, как меняются эти значения в зависимости от климатических условий и условий распространения радиоволн. Например, для северо-западной Европы при $p = 0,01\%$ значения Q , отражающие влияние дождя на наземных трассах, наклонных трассах и в условиях волновода, равны соответственно 5,5, 6,5 и 7,9.

Для целей глобального планирования в области спутникового радиовещания может оказаться предпочтительным следующее среднее соотношение:

$$Q_1 = 2,85, \beta = 0,13;$$

или как альтернатива:

$$Q'_1 = 3,3; \beta' = 0,15.$$

Можно считать, что эти глобальные значения характеризуют климатическую зону с достаточно слабыми сезонными колебаниями.

Если же говорить о значениях Q , полученных путем измерения, необходимо отметить, что для получения достоверных прогнозов необходимы данные за многие годы. Погрешность Q по данным за 4 года колеблется в диапазоне от 10 до 20%, а при оценке Q по данным за один год ошибка достигает 30% [Mawira, 1985]. Анализ данных об ослаблении сигнала на наклонной трассе, собранных примерно с 40 станций в Западной Европе (176 лет/мест) [COST 205, 1985b], проведенный [Casiraghi and Paraboni, 1989], показывает, что при среднеквадратичной погрешности, равной приблизительно 22%, оптимальные значения для Q_1 и β будут соответственно 3,7 и 0,13. Эта среднеквадратичная

погрешность обусловлена как ограниченным периодом измерений, составляющим примерно четыре года для одной точки наблюдения, так и различиями климатических условий на станциях.

10.2.3 Метод вычисления с использованием C_0

Точную зависимость между Q и C_0 можно вывести, если использовать условно экспоненциальную модель. Это соотношение для $M = 12$ хорошо аппроксимируется следующим выражением:

$$Q = 12/(1 + 3C_0); \quad (10.8)$$

$$\{0 < C_0 < 1\}.$$

Верхнюю огибающую (для $M = 12C_0$) можно определить, увеличив приведенное выше значение Q на величину $(1 + 0,002/C_0)$, причем верхняя граница нового значения Q не должна превышать 12. C_0 можно оценить по измеренным значениям Q , используя приведенное уравнение, однако предпочтительнее определять C_0 по всей совокупности значений X с помощью регрессионного анализа, как это описано в Приложении 10.А.2.

Условно экспоненциальная модель также использовалась для анализа надежности прямой оценки коэффициента Q по данным за ограниченный период наблюдения [Segal, 1980]. Результаты показали, что при оценке Q по данным за один год наблюдения погрешность составляет приблизительно 30%; эта погрешность уменьшается до 10–20% для 4-годового периода наблюдений. В [Dellagiacoma and Tarducci, 1987] показано, что изменчивость параметра Q , полученного с помощью такой модели по ограниченному выборкам данных, совпадала с результатами расчетов с использованием больших баз данных об интенсивности дождя (55 мест, 10 лет наблюдений для каждого места).

Соотношение $C_0(p)$ можно считать основным "дескриптором изменчивости" для разных климатических условий. В качестве альтернативы можно использовать соотношение $Q(p)$, поскольку между Q и C_0 существует практически однозначное соответствие (но соотношение $Q(p)$ легче получить, чем соотношение $C_0(p)$).

10.2.4 Аспекты, относящиеся к изменчивости

Во многих случаях может быть желательным рассматривать более экстремальные ситуации, чем те, что описываются средним значением годового отрезка времени превышения для наихудшего месяца W . Один из возможных сценариев – это рассматривать средний наихудший месяц за N лет, где $N > 1$. В качестве альтернативы можно рассматривать изменчивость параметра $\underline{W}$; этот вариант предпочтительнее, так как не требует другого определения наихудшего месяца.

Условная экспоненциальная модель, приведенная в § 10.1.2, может использоваться для определения распределения вероятностей $\underline{W}/p_w$ как функции C_0 или соответственно Q [Mawira, 1989, 1999]. Результаты приведены на Рисунке 1 Рекомендации МСЭ-R Р.678, где для различных процентилей показаны значения годового отрезка времени превышения для наихудшего месяца $\underline{W}$, приведенные к p_w , как функции от Q . Продемонстрируем в качестве примера, как пользоваться этим рисунком: для порогового значения x при $Q = 6$, 10% годовых значений t.f.e. наихудшего месяца W приобретает значение t.f.e., которое в 1,7 раза превышает значение для p_w . Следовательно, раз для выбранной пороговой величины Q известно, то с помощью Рисунка 1 Рекомендации МСЭ-R Р.678 можно прогнозировать годовые отрезки времени превышения для наихудшего месяца, отражающие более экстремальные ситуации.

10.3 Годовые статистические показатели

10.3.1 Модель Крейна

10.3.1.1 Аспекты, относящиеся к изменчивости

Годовой t.f.e. $\underline{Y}$ (см. § 10.1.1), будучи стохастическим параметром, обнаруживает изменчивость от года к году, которую можно определить количественно с помощью коэффициента вариации:

$$\Omega_y = \sigma_y / p, \quad (10.9)$$

где σ_y – стандартное отклонение $\underline{Y}$. С помощью условно экспоненциальной модели можно вывести следующую зависимость [Mawira, 1980]:

$$\Omega_y = \sqrt{\frac{1}{6C_0} \frac{1}{M}}; \quad (10.10)$$

$$\{0 < C_0 < 1\}.$$

Верхний и нижний пределы Ω_y соответствуют $M = 12$ и $M = 12C_0$. Справедливость этого уравнения была подтверждена проверкой на большой выборке данных об ослаблении сигнала на наклонной трассе [COST 205, 1985b]. С помощью тех же математических выкладок, которые использовались для получения уравнения (10.10), можно найти формулу для определения распределения вероятностей параметра $\underline{Y}$. Эта формула, которую теоретически можно вывести из условно экспоненциальной модели, позволяет представить распределение вероятностей $\underline{Y}$ в виде суммы ряда гамма-распределений. Было установлено [Fukuchi and Watson, 1989], что само гамма-распределение удовлетворительно описывает распределение $\underline{Y}$. Численные расчеты показывают, что распределение величины $\underline{Y}/p$ почти идентично распределению $\underline{W}/p_w$ [Howell et al., 1983]. В результате Рисунок 1 Рекомендации МСЭ-R P.678 можно также использовать для оценки изменчивости годового отрезка времени превышения величины $\underline{Y}$, используя следующие соотношения:

$$Y/p = W/p_w \quad (10.11)$$

для $Q > 6$

и

$$Y/p = 1 + (1 - 0,12(6 - Q))(W/p_w - 1) \quad (10.12)$$

для $Q < 6$.

10.3.1.2 Точность оценки и проверка модели

При рассмотрении изменчивости распределения радиометеорологических вероятностей необходимо рассмотреть еще один аспект, а именно точность оценки среднего распределения (или какой-либо другой характеристики), полученной на ограниченном множестве (независимых) наблюдений. В [Mawira, 1999] точность оценки коэффициента Q по ограниченной несколькими годами выборке анализировалась с помощью условно экспоненциальной модели.

Для анализа изменчивости независимых выборок случайного стационарного процесса с известным распределением вероятностей существуют мощные критерии. Если известно или считается, что распределение вероятностей нормально, то статистическую проверку легко выполнить с помощью стандартных таблиц. В других случаях может возникнуть необходимость в преобразовании измеренных величин в целях получения нормального распределения.

Если нет подходящей модели, то в качестве эталона для проверки валидности нового ограниченного ряда измерений можно использовать долгосрочную медианную совокупную функцию распределения, найденную для длинного ряда измерений. Однако на практике такие длинные выборки данных измерений параметров распространения радиоволн в большинстве случаев отсутствуют. Эту проблему можно обойти, если для получения оценки долгосрочной медианной функции распределения для каждой трассы и места использовать модель прогнозирования. Использование модели для получения оценки эталонной функции распределения неизбежно вносит некоторую неточность из-за ошибок моделирования.

Наблюдения за изменениями, происходящими в течение года в функции распределения ослабления в дожде при заданных уровнях вероятности, проведенные в 11 местах, охватывающих семь климатических зон в Европе и США, позволили предположить, что переменная

$$x = \ln(\text{измеренное значение}/\text{предсказанное значение})$$

распределена по нормальному закону. Если эту величину принять за пороговое значение ослабления, превышаемое в течение 0,01% времени за год, то стандартное отклонение будет равно 0,29 [Crane,

1990]. Согласно оценке это значение состоит из двух компонентов: значение, равное 0,17 для отклонений от точки к точке расположения, и значение, равное 0,23 для отклонений от года к году.

Если эталонное распределение для выборок определено, то можно осуществить проверку гипотезы о логарифмически нормальном распределении для отдельных рядов измерений. При наличии больших отклонений или выбросов гипотеза о том, что наблюдаемое отклонение между эталонным распределением и распределением упорядоченных выборок совместимо с отклонением, полученным по модели, должна быть отвергнута.

И наоборот, логарифмическую переменную x можно использовать для проверки моделей прогнозирования в сравнении с полученной путем измерений функцией распределения ослаблений сигнала. Это фундамент для определения контрольной переменной, данного в Рекомендации МСЭ-R P.311. Метод прогнозирования ослабления в дожде в Рекомендации МСЭ-R P.618 был выбран по той причине, что при его применении среднеквадратическое (логарифмическое) отклонение между методом прогнозирования и результатами измерений, полученными из базы данных 3-й Исследовательской комиссии МСЭ-R, является минимальным.

10.3.2 Междугодовая изменчивость статистических данных интенсивности дождя и ослабления в дожде

В Приложении 2 Рекомендации МСЭ-R P.678 приводится прогноз междугодовой изменчивости статистических данных ослабления в дожде и интенсивности дождя [Jeannin *et al.*, 2013; Boulanger *et al.*, 2013]. Данный подход позволяет вычислить изменчивость вероятности того, что ослабление в дожде (или интенсивность дождя) превышает заданное значение.

В данной модели предполагается, что междугодовые флуктуации статистических показателей ослабления в дожде (или интенсивности дождя) асимптотически нормально распределены вокруг долгосрочной вероятности превышения p с годовым отклонением, состоящим из отклонения расчетного значения и междугодовой климатической вариации.

Прогнозируемое отклонение основано на функции корреляции базового процесса Бернулли и является функцией вероятности превышения.

Междугодовое климатическое отклонение является годовым отклонением вероятности ослабления в дожде или интенсивности дождя от долгосрочной вероятности ослабления в дожде или интенсивности дождя. В данном случае годовая вероятность считается случайной переменной с долгосрочным средним и междугодовым отклонением.

Предполагается, что междугодовое климатическое отклонение происходит из-за отклонения годовой величины p_o^y . Данное допущение предусматривает, что дополнительная функция CCDF ослабления в дожде $P(A > A^* | A > 0)$ или интенсивности дождя $P(R > R^* | R > 0)$ являются неизменными от года к году [Rosenfeld *et al.* 1990; Kedem *et al.*, 1990; Elthir and Bras, 1993; Sauvageot, 1994; Xie and Arkin, 1996; Nzeukou and Sauvageot, 2002]. Из этого следует, особенно для интенсивности дождя, что годовое количество осадков M_T [мм] определяется как

$$M_T = p_o^y \times \bar{R} \times T, \quad (10.17)$$

где $\bar{R} = E[R > R^* | R > 0]$ [мм.ч⁻¹] принято за условное среднее значение интенсивности дождя (то есть при выпадении дождя), а T [ч] представляет собой длительность интеграции (то есть один год). В итоге междугодовое климатическое отклонение определяется как

$$\sigma_C^2 = \left(\frac{\sqrt{\text{var}(M_T)}}{E[M_T]} \cdot p \right)^2, \quad (10.18)$$

где $\sqrt{\frac{\text{var}(M_T)}{E[M_T]}}$ известно как климатическое соотношение r_c и зависит от местоположения. В Приложении 2 Рекомендации МСЭ-R P.678 приведены цифровые карты r_c .

10.4 Концепции рисков и обеспечения надежности

В настоящее время МСЭ определяет показатели эффективности/готовности сетей радиосвязи при помощи средних значений интегрального распределения (например, среднегодовое значение, среднее значение наихудшего месяца). В прошлом данный метод с высокой эффективностью применялся планировщиками сетей радиосвязи, однако в связи с изменениями на рынке электросвязи возникла необходимость в расширении классификации категорий обслуживания. Теоретически разработчик системы должен найти компромисс между стоимостью предполагаемой новой системы, с одной стороны, и степенью удовлетворенности пользователей при использовании этой сети – с другой. Существующие показатели эффективности/готовности МСЭ не помогают разработчикам в проведении подобного анализа. В целом можно заключить, что при наличии динамического экономически эффективного взаимодействия пользователей и поставщиков услуг возникает необходимость в выработке более тонкого подхода к определению показателей эффективности/готовности. При поиске подобных новых подходов разумным будет обратить внимание на концепции, которые обычно используются в технике обеспечения надежности, такие как концепции рисков, повторяемости и средней наработки до отказа. Однако в каждом конкретном случае необходимо учитывать свойства среды распространения радиоволн (например, циклическую стационарность распространения радиоволн, зависящего от погодных условий). Кроме того, по причине высокой стоимости проведения новых исследований распространения радиоволн желательно, чтобы исходные данные для новых концепций могли быть с высокой степенью достоверности получены на основе доступной информации.

10.4.1 Анализ рисков

10.4.1.1 Первый метод

В данном методе искомым параметром является риск того, что отдельная система с поставленной перед ней долгосрочными целями будет неудовлетворительным образом функционировать для ряда пользователей на протяжении определенного (короткого) отрезка времени.

Подобный риск может быть выражен как доля пользователей, испытывающих более низкое качество обслуживания, чем ожидаемое при нормальных условиях. Еще один подход заключается в том, что риск может быть выражен как вероятность того, что качество услуг, которыми отдельно взятый потребитель пользуется на протяжении короткого отрезка времени, будет ниже среднего уровня, предоставляемого системой. Этот подход предполагает проведение анализа изменчивости, при котором данные предполагаемой "неготовности" должны быть подкреплены данными об изменчивости "неготовности". Модели для месячных периодов, безусловно, могут использоваться для определения (для эталонного месячного периода) процентилей или периодов повторяемости риска для установленных пороговых значений.

Рисунок 1 Рекомендации МСЭ-R P.678 содержит информацию, необходимую для оценки рисков, связанных со значениями $t.f.e.$ для наихудшего месяца. Используя уравнения (10.11) и (10.12), приведенные выше, можно рассчитать таким же образом годовые значения $t.f.e.$

Для других эталонных периодов необходимо проведение новых аналитических исследований, для этого необходимо сформировать функции CCDF возникновения замираний или помех для данного эталонного периода.

В Приложении 10.A.3 приведены два примера, которые демонстрируют процедуру расчета сбоев в системе и запаса на замирание при заданных значениях риска или доверительных интервалах.

Ту же процедуру можно использовать для оценки риска/доверительного уровня, связанных с расчетом сверхзапаса на замирание или с определением характеристик слабых сбоев.

10.4.1.2 Оценка риска, связанного с запасом по распространению

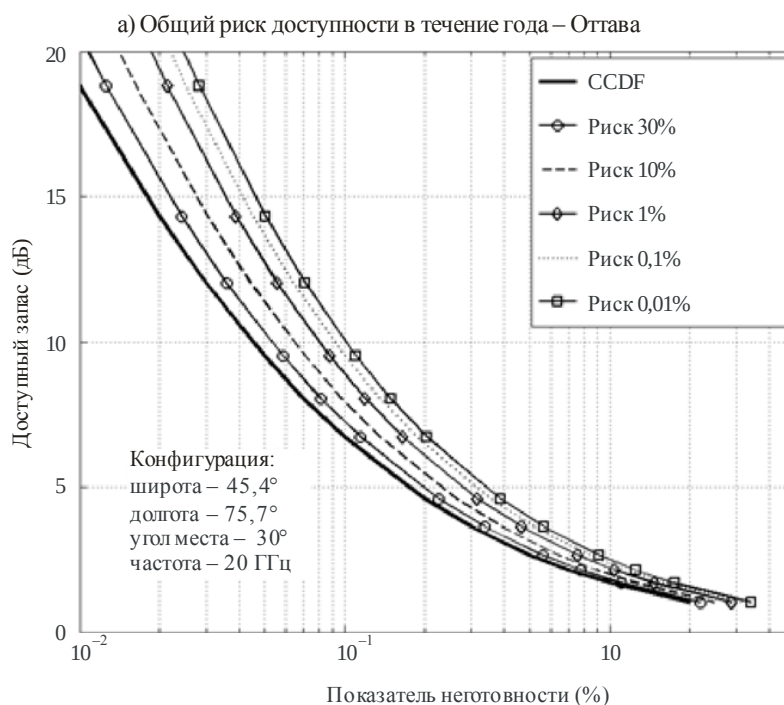
При заданном ослаблении в дожде A , превышаемом с вероятностью p , в Приложении 3 Рекомендации МСЭ-R P.678 приведен метод оценки риска того, что годовая вероятность превысит p_R .

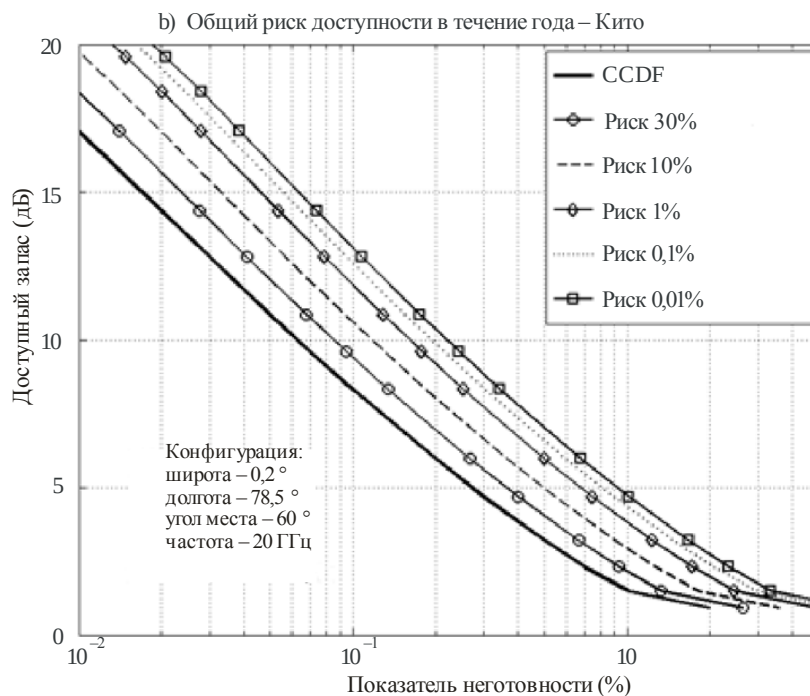
Этот метод оценки может быть чрезвычайно полезным для разработчиков систем и спутниковых операторов, особенно если будут применяться финансовые санкции в случае недостижения целевого годового показателя готовности.

На Рисунке 10.1 приведены два примера рисков для двух линий радиосвязи на частоте 20 ГГц между двумя земными станциями, расположенными в Оттаве (Канада) и Кито (Эквадор). Предварительные расчеты функций CCDF приведены в Рекомендации МСЭ-R P.618, при этом погрешность прогноза функции CCDF (σ_M^2 в пункте 5 Приложения 2 Рекомендации МСЭ-R P.678) принимается равной 0.

РИСУНОК 10.1

Риск $\mathcal{R}$, связанный с готовностью в течение года для линий радиосвязи в Оттаве (Канада) (а) и Кито (Эквадор) (б) на частоте 20 ГГц





Radio-Meteo. 10-01

Для конфигурации в Оттаве,

- начиная с имеющегося запаса 6,7 дБ,
 - гарантируется готовность 99,9%, при этом риск составляет $\mathfrak{R} = 50\%$ (первоначальный прогноз);
 - гарантируется готовность 99,83%, при этом риск составляет $\mathfrak{R} = 1\%$;
 - гарантируется готовность 99,80%, при этом риск составляет $\mathfrak{R} = 0,01\%$.
- Соответственно чтобы гарантировать требуемую готовность в течение года, равную 99,9%,
 - с риском $\mathfrak{R} = 50\%$ требуется запас 6,7 дБ (первоначальная разработка);
 - с риском $\mathfrak{R} = 1\%$ требуется запас 8,9 дБ;
 - с риском $\mathfrak{R} = 0,01\%$, требуется запас 10,1 дБ.

Для конфигурации в Кито,

- начиная с имеющегося запаса 8,3 дБ,
 - гарантируется готовность 99,9%, при этом риск составляет $\mathfrak{R} = 50\%$ (первоначальный прогноз);
 - гарантируется готовность 99,75%, при этом риск составляет $\mathfrak{R} = 1\%$;
 - гарантируется готовность 99,66%, при этом риск составляет $\mathfrak{R} = 0,01\%$.
- Соответственно чтобы гарантировать требуемую готовность в течение года, равную 99,9%,
 - с риском $\mathfrak{R} = 50\%$ требуется запас 8,3 дБ (первоначальная разработка);
 - с риском $\mathfrak{R} = 1\%$ требуется запас 11,9 дБ;
 - с риском $\mathfrak{R} = 0,01\%$ требуется запас 13,1 дБ.

10.4.2 Период повторяемости

Период повторяемости определяется как средний период времени между двумя последовательными простоями или отказами системы. В математическом отношении – это величина, обратная вероятности отказа, умноженная на единицу отсчета времени.

Когда мы говорим о периоде временного ряда, равном N лет, то это означает, что существует среднегодовой риск (вероятность возникновения) порядка $1/N$ того, что интересующее нас значение будет превышено.

Риск того, что какое-то значение с периодом временного ряда, равным N лет (среднегодовая вероятность появления события равна $1/N$), будет превышено по крайней мере один раз в течение отдельного периода, состоящего из M лет, равняется:

$$P_{N,M} = 1 - (1 - 1/N)^M \quad (10.22)$$

Это, по существу, и есть определение функции распределения для наихудшего года по аналогии с наихудшим месяцем [Brussaard and Watson, 1979].

В концепции повторяемости не содержится дополнительной информации помимо плотности распределения вероятностей. Тем не менее применение данной концепции позволяет приблизить показатели эффективности/отказа к опыту использования.

10.4.3 Средняя наработка на отказ

В данном случае эксплуатационные характеристики измеряются путем определения времени между двумя последовательными отказами заданной службы. Очевидно, что особое внимание необходимо уделять тому, в чем именно заключается отказ. Можно выделить несколько режимов отказа (в диапазоне от умеренного до критического), при этом необходимо учитывать также длительность простоев. Для применения данной концепции необходимо досконально знать временную структуру явления распространения радиоволн. Таким образом, статистические показатели длительности замирания должны быть подкреплены статистической моделью процесса (например, Марковской моделью для длительности замирания или периодов между замираниями). Родственные понятия: частота опасных отказов, интенсивность критических отказов.

10.4.4 Прочие соображения

В системах подвижной радиосвязи и радиовещательных системах эксплуатационные показатели, как правило, выражаются в процентных значениях покрытия и готовности, которые должны соблюдаться на границах сот или зоны покрытия. Данное определение неоднозначно в отношении границ сот и размера используемых элементов зоны покрытия. С изобретением микросот возникает вопрос об эффективности данной концепции. С точки зрения статистического моделирования трудно оценить риск, связанный с неудовлетворительным покрытием сети, для столь малых областей. Еще один аспект, который до сих пор не рассматривался, связан с объективными временными эффектами (которые необходимо отличать от псевдовременных эффектов, обусловленных перемещением пользователей). Волноводные эффекты могут вызывать изменение параметров распространения радиоволн на больших территориях, что приводит к помехам и потере пропускной способности. Даже если относительное время действия сильного волноводного эффекта меньше 1%, это может привести к ухудшению качества связи для многих пользователей.

10.4.5 Влияние на работу служб

- 1) Для служб фиксированной радиосвязи (наземных или спутниковых), интегрированных в ЦСИС, статистическое описание эффектов распространения радиоволн в исчислении средних значений функций распределения, таких как среднегодовое значение и среднегодовое значение наихудшего месяца, в настоящий момент считается удовлетворительным.
- 2) Для более специализированных служб (например, телевизионные радиотрансляции, широковещательные передачи, видеоконференц-связь и VSAT) необходимо соблюдать требуемый уровень качества обслуживания с минимальными рисками на протяжении определенного отрезка времени. Например, может быть указан более низкий показатель неготовности, чем установленный в договоре. В этом случае подрядчик (поставщик услуг) должен оценить риски того, что он не сможет предоставить необходимые услуги, в отношении затрат. Это предполагает проведение анализа изменчивости, при котором ожидаемое значение неготовности должно быть подкреплено данными об изменчивости значения неготовности.
- 3) Кроме того, могут потребоваться средние статистические показатели и данные изменчивости для других эталонных отрезков времени (помимо годовых или месячных). Подробные статистические показатели, например длительность замирания или периоды между замираниями, представляют интерес для расчета времени восстановления после потери синхронизации и предполагаемого времени ожидания восстановления конференц-связи для пользователя после мгновенного обрыва из-за сильного замирания. Подобные расчеты необходимы, например, если позднее планируется предложить пользователю изменение расписания предоставления услуги. В последнем случае следует выполнить анализ соответствующего риска в целях подбора подходящих тарифов для данной услуги.

10.4.6 Риск возникновения простоев

Вероятность возникновения простоев заданной длительности является параметром, используемым для оценки риска простоя, связанного с определенными требованиями к качеству. В свете указанного выше вероятность длительных отказов представляет особый интерес.

Во многих случаях возникновение критических значений является распределением экспоненциального типа. В Технологическом университете Эйндрховена был проведен анализ критических значений длительности замираний, возникших при приеме сигнала на частоте 20 ГГц от радиомаяка "Olympus" наземной станцией спутниковой связи, расположенной в Технологическом университете Эйндрховена. Для данного анализа использовались данные о возникновении замирания для различных пороговых значений, включая время начала и время конца каждого события.

Результаты данного анализа [Brussaard, 1995] привели к созданию условно экспоненциальной модели возникновения длительных замираний. В соответствии с данной моделью замирания длительностью более 60 с, возникающие в результате конвективного дождя (5 дБ и выше для канала связи на частоте 20 ГГц в Технологическом университете Эйндрховена), распределяются по экспоненциальному закону. Это позволяет создать простейшую модель оценки рисков в условиях глубокого замирания. Если общее превышение на искомом пороговом значении составляет X_0 , а доля F_0 данного превышения обусловлена замираниями длительностью более 60 с, то общее количество замираний определяется следующей формулой:

$$N_0 = F_0 X_0 / C_1,$$

где C_1 – среднее значение длительности для условно экспоненциального распределения

$$P(X_0 \geq x) = \exp(-(x - 60)/C_1) \text{ для всех } x > 60.$$

Значения $F_0 = 0,90$ и $C_1 = 425$ с были найдены для замираний > 5 дБ на частоте 20 ГГц.

Если интегральная функция распределения ослабления известна, то модель СЕ позволяет беспрепятственно определить такие параметры рисков, как:

- количество замираний, в случае когда заданное пороговое значение превышено в течение определенного периода времени;

– риск возникновения простоя системы определенной длительности.

10.5 Выводы

Использование в CCDF ежемесячных интервалов времени превышения F делает процедуру прогнозирования и анализа изменчивости отрезков времени превышения в различных экстремальных ситуациях значительно более гибкой. Распределение F адекватно описывается условно экспоненциальным законом, так что соотношение $C_0(p)$ можно считать основным климатологическим дескриптором, необходимым для прогнозирования изменчивости различных статистик относительно их средних значений в экстремальных ситуациях.

В настоящее время концепция риска представляется наиболее адекватной для распространения применения действующих критериев производительности/готовности МСЭ. Эта концепция риска не требует каких-либо изменений структуры целевых показателей производительности; напротив, она предоставляет разработчику сетей еще один инструмент для проектирования сетей радиосвязи. Примером может служить то, что польза оценки междугодовой изменчивости статистических показателей ослабления в дожде была показана в руководящих указаниях по проектированию будущих систем спутниковой связи на высоких частотах. Наряду с этим если выбранный период наблюдения не короче месяца, не потребуется получать очень большие объемы новых данных по распространению радиоволн, поскольку уже имеются удовлетворительные модели для изменчивости месячных распределений. Для более коротких временных периодов потребуется повторный анализ имеющихся данных.

Условно экспоненциальная модель также дает базовую информацию для оценки параметров риска, связанного с возникновением сбоев в системе.

ПРИЛОЖЕНИЕ 10.A.1

Ранговые статистические показатели

Термин "ранговые статистические показатели" относится к методу, с помощью которого интегральную функцию распределения вероятностей случайной величины можно определить по данным наблюдений. Соответствующий алгоритм приведен в Приложении 10.A.2 (шаги 1 и 2). В этом методе каждой выборке данных ставится в соответствие определенное значение вероятности. При этом нет необходимости для определения функции распределения использовать "bin-классы".

В соответствии с [Gumbel, 1958] m -му наибольшему значению $\underline{X}_m$ из N независимых наблюдений случайной переменной $\underline{X}$ соответствует значение вероятности (накопленной):

$$p_m = \langle F(\underline{X}_m) \rangle,$$

где $\langle \cdot \rangle$ означает общее среднее, а $F()$ – функция распределения вероятностей величины $\underline{X}$. На первый взгляд это может показаться тавтологией, так как $F()$ не известна. Смысл измерений в том и состоит, чтобы определить $F()$. Однако теоретический анализ показывает [Gumbel, 1958], что

$$\langle F(\underline{X}_m) \rangle = m/(N + 1)$$

и, следовательно, p_m не зависит от $F()$.

В [Gumbel, 1958] показано также, что $F(\underline{X}_m)$ – приведенная случайная величина описывается бета-распределением.

ПРИЛОЖЕНИЕ 10.A.2

Определение C_0 и C_1 по данным измерений

Шаг 1. Упорядочить N ежемесячных отрезков времени превышения, полученных путем наблюдения, следующим образом:

$$X_1 > X_2 > \dots > X_N.$$

Шаг 2. Каждому значению X_i поставить в соответствие значение вероятности p_i :

$$p_i = i / (N + 1); \quad (10.23)$$

$$\{i = 1, 2, \dots, N\}.$$

Шаг 3. Определить L из формулы

$$\sum_{i=L}^{i=N} X_i = 0,05 \sum_{i=1}^{i=N} X_i \quad (10.24)$$

Шаг 4. Определить C_0 и C_1 по данным $(X_i, \ln(p_i))$, $i = 1, \dots, L$ с помощью линейного уравнения:

$$n(p) = \ln(C_0) - X / C_1. \quad (10.25)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 10.A.3

Оценка риска**Примеры расчетов сбоев и запаса на замирание при заданном риске или уровне доверительности****а) Расчет обоев**

- Коэффициент Q для годового t.f.e., равного 0,01%, для трасс спутник-Земля в северо-западной Европе приведен в Рекомендации МСЭ-R P.841. Его значение равно 6,5.
- В Рекомендации МСЭ-R P.678 показано, что при $Q = 6,5$ средний риск превышения t.f.e. для наихудшего месяца, который в 1,8 раз больше среднего значения, равен 10% (период повторяемости – 10 лет).
- Следовательно, при уровне риска 10% процент сбоев для наихудшего месяца равен $1,8 \times 6,5 \times 0,01 = 0,117\%$ для порогового значения (запас на линии), то есть в среднем будет превышать в течение 0,01% времени.

b) Расчет запаса на замирание

Предположим, что выполняется следующее требование: при доверительном уровне, равном 95%, t.f.e. для наихудшего месяца (сбои) порядка 0,1% не будет превышен на спутниковой линии связи в Японии. Теперь воспользуемся итерационной процедурой.

- 1) Выберем начальную оценку для нормированного параметра, например 2.
- 2) Для среднего t.f.e. наихудшего месяца порядка $0,1/2 = 0,05\%$ в условиях Японии ($Q = 4$; $\beta = 0,13$) коэффициент Q равен 7,7 (Рекомендация МСЭ-R P.841).
- 3) Для $Q = 7,7$ значение нормализованного параметра, соответствующего доверительному уровню 95% (период повторяемости 20 лет), равно 2,6 (Рекомендация МСЭ-R P.678).
- 4) Повторим шаги 2 и 3, чтобы убедиться, что результат сходится к 2,6.
- 5) Следовательно, искомый средний годовой t.f.e. (сбои) равен $1/2,6/7,7 = 0,005\%$.
- 6) Теперь запас на замирание можно определить по основной модели прогнозирования замирания (Рекомендация МСЭ-R P.618).

СПРАВОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

- BOULANGER, X., JEANNIN, N., FERAL, L., CASTANET, L., LACOSTE and CARVALHO, F. [2013] Inter-Annual Variability, Risk and Confidence Intervals Associated with Propagation Statistics. Part II: Parameterization and Applications, submitted to International Journal of Satellite Communications and Networking, under review.
- BRUSSAARD, G. and WATSON, P.A. [1979] Annual and annual-worst-month statistics of fading on Earth-satellite paths at 11.5 GHz. *Electronic Letters*, Volume 14, 9, pp. 278-280.
- BRUSSAARD, G. [1995] Extreme-value analysis of outage durations due to rain in satellite communication systems, URSI Comm. F Open Symposium, Ahmedabad, India.
- CASIRAGHI, E. and PARABONI, A. [1989] Assessment of CCIR worst-month prediction method for rain attenuation. *Electronic Letters*, Volume 25, 1.
- CRANE, R.K. and DEBRUNNER, W.E. [1978] Worst-month statistics. *Electronic Letters*, Volume 14, 2, pp. 38-40.
- CRANE, R.K. [1990] Rain attenuation measurements: variability and data quality, *Radio Science*, Vol. 25, No. 4, pp. 455-473.
- CRANE, R.K. [1991] Worst-month: A new approach, *Radio Science*, 26, 4, pp. 801-820.
- COST 205, [1985a] Influence of the atmosphere on Earth-satellite radio propagation at frequencies above 10 GHz; precipitation studies - Report EUR 9923 EN, also in *Alta Frequenza*, Volume 54, 3, pp. 116-132.
- COST 205, [1985b] Influence of the atmosphere on Earth-satellite radio propagation at frequencies above 10 GHz; rain attenuation statistics - Report EUR 9923 EN, also in *Alta Frequenza*, Volume 54, 3, pp. 182-193.
- DELLAGIACOMA, G. and TARDUCCI, D. [1987] A different approach to worst-month rain statistics: Theory and experimental results, *Radio Science*, Volume 22, 2, pp. 266-274.
- ELTHIR, E.A. B. and BRAS, R.L. [1993], Estimation of the fractional coverage of rainfall in climate models, *Journal of Climate*, Vol. 6, No. 4, pp. 639-656.
- FUKUCHI, H., KOZU, T., and TSUCHIYA, S. [1985] Worst-month statistics of attenuation and XPD on Earth-space path, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Volume AP-33, pp. 390-396.
- FUKUCHI, H. and WATSON, P.A. [1989] Statistical stability of cumulative distributions of rainfall rate in the UK, *Proc. IEE*, Volume 136, Pt. H., No. 2, pp. 105-109.
- GUMBEL, E.J. [1958] *Statistics of extremes*, Columbia Univ. Press.
- HOWELL, R.G., THIRLWELL, J. and EMERSON, D.J. [1983] 11/14 GHz depolarization measurements along the OTS slant-path at Martlesham Heath, England, *IEE Conf. Publ.*, 219, part 2, pp. 121-126, IEE Third International Conference on Antenna and Propagation (ICAP 83) University of East Anglia, Norwich, United Kingdom.
- JEANNIN, N., BOULANGER, X., FERAL, L., CASTANET and L. LACOSTE [2013] Inter-Annual Variability, Risk and Confidence Intervals Associated with Propagation Statistics. Part I: Theory of Estimation, submitted to International Journal of Satellite Communications and Networking, under review.
- KEDEM, B., CHIU, L.S. and NORTH, G. R. [1990] Estimation of mean rain rate: Application to satellite observations, *J. Geophys. Res.*, 95(D2), 1965-1972, doi:10.1029/JD095iD02p01965.
- MAWIRA, A. [1980] Statistics of rain rates, some worst-month considerations, *Ann. des Telecomm.*, Volume 35, 11-12, pp. 423-428.
- MAWIRA, A. [1985] Variability of worst-month quotient Q, *Electronic Letters*, Volume 21, pp. 1073-1074.
- MAWIRA, A. [1989] Prediction of the yearly and worst-month time fraction of excess using the conditional exponential model, Report 789/RNL/89, PTT research - Neher Labs.
- MAWIRA, Aю [1999] Variability of Monthly Time Fraction of Excess of Atmospheric Propagation Parameters, PhD thesis, Eindhoven University of Technology, ISBN 90-72125-65-7.
- NZEUKOU, A. and SAUVAGEOT, H. [2002], "Distribution of rainfall parameters near the coasts of France and Senegal", *Journal of Applied Meteorology*, Vol. 41, No. 1, pp. 69-82.

POIARES BAPTISTA, J.P.V., KUBISTA, E., WITTERNIGG, N. and RANDEU, W.L. [1989] Worst-month statistics for high outage probabilities, IEE Conf. Publ. No. 301, part 2, pp. 10-13, ICAP 89, Univ. of Warwick, Coventry, United Kingdom.

ROSENFELD, D., ATLAS, D., and SHORT, D. A. [1990] The estimation of convective rainfall by area integrals: 2. The Height-Area Rainfall Threshold (HART) method, J. Geophys. Res., 95(D3), 2161–2176, doi:10.1029/JD095iD03p02161.

SAUVAGEOT, H. [1994], The probability density function of rain rate and the estimation of rainfall by area integrals, Journal of Applied Meteorology, Vol. 33, No. 11, pp. 1255–1262.

SEGAL, B. [1980] The estimation of worst-month precipitation attenuation probabilities in microwave system design, Ann. des Telecomm., Volume 35, 11-12, pp. 429-433.

XIE, P. and ARKIN, P. A. [1996], Analyses of Global Monthly Precipitation Using Gauge Observations, Satellite Estimates, and Numerical Model Predictions, J. Climate, 9, 840–858, doi: [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442\(1996\)009<0840:AOGMPU>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442(1996)009<0840:AOGMPU>2.0.CO;2).

YON, K.M., STUTZMAN, W.L. and BOSTIAN, C.W. [1984] Worst-month rain attenuation and XPD statistics for satellite paths at 12 GHz, Electronic Letters, Volume 20, pp. 646-647.

Международный союз электросвязи
Отдел продаж и маркетинга
Place des Nations
CH-1211 Geneva 20
Switzerland
Факс: +41 22 730 5194
Тел.: +41 22 730 6141
Эл. почта: sales@itu.int
Веб-сайт: www.itu.int/publications

ISBN 978-92-61-14454-8

SAP id



Отпечатано в Швейцарии
Женева, 2015 г.
Фотографии предоставлены: Shutterstock®