

国家科学技术学术著作出版基金
电子信息科技专著出版专项资金 资助出版

对流层散射传播

张明高 著

電子工業出版社

Publishing House of Electronics Industry

北京 · BEIJING

内 容 简 介

本书全面总结了对流层散射的各种传播机理,提出了广义散射截面理论模型,并在此基础上系统地论述了对流层散射的各种传播特性及其改善途径,其中包括对流层散射传输损耗中值及其长期统计分布,对流层散射信道特性在时域、频域和空域的随机起伏、相关特性、谱特性,以及分集接收性能等。对于各种传播特性都给出了预测模式,同时提供了测量数据,其中对流层散射传输损耗统计预测方法,不仅在国内对流层散射通信工程中成功应用,还作为全球适用方法被国际无线电咨询委员会(ITU-R)所采纳,替代了曾在国际上沿用几十年的美国 ITU-R 方法,并且形成 ITU-R 建议书。全书共分 7 章,近 30 万字。

本书可供从事无线电通信技术研究、电子系统工程应用和无线电波传播研究的人员,以及高等院校无线电通信、电子系统工程和无线电物理等专业的师生阅读与使用。

未经许可,不得以任何方式复制或抄袭本书之部分或全部内容。

版权所有,侵权必究。

图书在版编目(CIP)数据

对流层散射传播 张明高著 北京:电子工业出版社,2009.10
ISBN 978-7-121-08111-1

I ①对…Ⅱ ②张…Ⅲ ③对流层散射通信Ⅳ ④TN92

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2009)第 183867 号

印 刷 数 量:5000 册 定 价:25.00 元

责任编辑:周瑶琰 底 波 瑶 瑶 特约编辑 叶皓彤

印 刷 者:北京李史山胶印厂

出版发行:电子工业出版社

北京市海淀区万寿路 133 信箱 邮编 100036

经 销 处:各地新华书店

开 本:787mm×1092mm 1/16 印 张:15.5 字 数:380 千字

印 次:2009 年 10 月第 1 次印刷

印 数:5000 册 定 价:25.00 元

凡购买电子工业出版社的图书,如有缺损问题,请向购买书店调换。若书店售缺,请与本社发行部联系。联系电话:(010) 88089345 质量投诉请发邮件至 zhiliang@phei.com.cn 盗版侵权举报请发邮件至 daoban@phei.com.cn

序

对流层散射传播是对流层散射通信的技术基础。利用对流层散射传播机理设计的对流层散射传输系统,可以实现超视距传输;同时具有适中的传输容量、传输性能和可靠度,以及特别强的抗核爆能力。散射传输系统的典型数据:传输速率大于 2Mb/s ,平均误码率小于 1×10^{-6} ,传输可靠度高达 $99\% \sim 99.99\%$,特别是不怕核爆炸和电离层骚扰。

散射传输距离不及短波传输,但其传输容量、传输质量和传输可靠度都远优于后者;散射传输容量不及微波接力传输,但其单跳传输距离远大于后者;散射传输容量和距离都不及卫星传输,但散射传输不易受别人监视,远比后者安全。所以,对流层散射传输系统因为有其特别属性,在多种多样的传输系统之中,特别是在各种无线传输系统之中,始终占据不可替代的特定位置。

我国在 20 世纪 50 年代开始对流层散射传播机理研究,60 年代开始研制和应用对流层散射通信系统。60 年代末到 70 年代初,本人在从事对流层散射传输系统研制中,曾经与张明高院士合作。具体地说,是根据他关于对流层散射传播理论的研究成果,进行对流层散射传输系统总体设计。

70 年代初,张明高院士对国内外对流层散射传播的理论研究和实验结果进行了全面的分析和总结,提出了广义散射截面理论模型;并在此理论基础上,对各种传播特性做了系统的模式研究,提出了一套比较完整的适于我国条件的传输损耗统计预测模式,其后,一直用于国内对流层散射通信系统设计;并且被 CCIR(国际无线电咨询委员会,现 ITU-R)采纳于 CCIR 238-3 报告(超视距无线电中继系统所需传播数据)之中。

80 年代,CCIR 颁布全球对流层散射数据库后,张明高院士据以进行了更为全面、深入的研究,从而提出了全球适用的对流层散射传输损耗统计预测方法,并得到世界各国同行专家公认,替代了国际上沿用 20 多年的美国 NBS(国家标准局)同类方法,形成了 CCIR 238-6 报告(地面超视距系统所需传播数据和预测方法),并且形成了 CCIR 617-1 建议(超视距无线电中继系统设计所需传播预测技术与数据)。

除了传输损耗统计预测外,本书还系统地论述了对流层散射信道在时域、频域和空域的相关性、功率谱、选择性衰落统计分布、衰落速率、衰落持续期、带通特性,以及分路信号相互独立和部分相关条件下的分集接收性能等,并建立了相应的预测和评估模式。所以,本书可以用于各种形式的传输体制设计,其中所用统计研究方法和若干结果也可以用于其他衰落信道。

本书理论阐述明晰,推导严谨;并在统一的广义散射理论模型下,对各种传播特性建立了实用化预测和评估模式,其中主要模式均有国内外测量数据支持,有的模式已成国际技术标准。所以说,本书是一部理论性和实用性都很强的学术专著。现在,本书在国家科学技术学术著作出版基金和电子信息科技专著出版专项资金的资助下得以正式出版,确实是一件幸事。相信,从事电波传播研究和无线电传输系统研制的科技人员和高校师生都可以从本书得到收益。

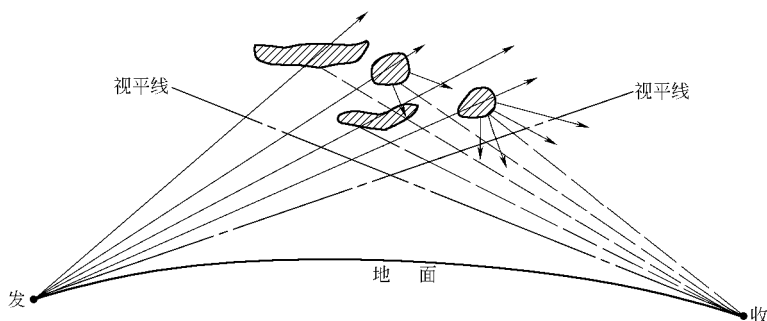
中国工程院院士 孙玉

2004 年 7 月

前 言

地球大气层的最低层为对流层,它是无线电波传播的一种随机不均匀介质,其中分布着大量的不均匀体或称散射体,表现为大量的大大小小、形状各异并且或快或慢地运动变幻的空气旋涡、云团边际和某种渐变层结等,它们在温度、湿度和压强上与周围空气不同,从而在折射指数上与周围空气也有差异。因而,无线电波通过这种不均匀介质时,除沿途遭受折射外,还被不均匀体再次辐射。这种对流层不均匀体对无线电波的再辐射,即所谓对流层散射。

利用对流层散射,无线电波可做超视距传播,即传到远远超出视距的范围,如下图所示。其中,接收场强是收、发双方视平线上那部分双方都能“看见”(即有直达的无线电射线)的区域中所有不均匀体的再辐射分量的叠加。



对流层散射传播示意图

对流层散射与超短波、微波超视距传播相联系。一方面,超短波、微波超视距传播既不能借助电离层反射(因为电离层对它们来说几乎是透明的),又不能借助沿地球表面的绕射(因为它们的球面绕射衰减随距离增长十分快),而只能靠对流层散射;另一方面,对流层散射传播也只能对超短波、微波超视距传播起主导作用,而对其他波段的散射能力十分微弱。在实用上,对流层散射系统常用频段为 $100\text{MHz}\sim 10\text{GHz}$ 。

对流层散射实用距离(单跳)一般为 300km 左右,最远的已超过 $1\,000\text{km}$ 。

对流层散射容许的传输带宽为数百千赫至几兆赫,可以传送语音、数据、电视等信号。

对流层散射系统的传播可靠度可达到 $99.9\%\sim 99.99\%$ 。

对流层散射传播已大量用于通信(主要是军事通信),也有人试图用其于大气结构探测等方面。在实用上,它有一系列突出优点。首先,它不怕核爆炸,只要这种爆炸不伤及对流层散射站本身,传播基本上不受影响。其次,它不怕太阳黑子、磁暴、极光和雷电等影响,传播信号虽有衰落,但较易采取有效措施,因而,实用系统传播可靠度一般很高。第三,传输容量较大,既可传送多达几十路甚至几百路的语音信号,又可传送高速数据,还可传送电视信号。第四,在一定程度上不怕高山、湖海和沙漠等自然障碍,因为电路长度一跳可达数百公里甚至上千公里,这类障碍较易逾越。第五,比较安全、保密,这种系统中间站较少,较易做到集中防卫,人为破坏比较困难,由于天线方向性通常很尖锐,窃听与干扰也较困难。第六,实用系统长期的后勤保障负担较轻,因为系统中间站一般不多。最后,如有必要,实用系统机动性也可以做得较

高。对流层散射的主要缺点,一是传输损耗较大,二是衰落较剧。为了补偿大的传输损耗,通常用大功率发射机、大天线和高灵敏度接收机。为减轻衰落,还需附加设备进行分集接收,这样,对流层散射系统的原始投资一般就会比较高。

对流层散射传播现象在 20 世纪 30 年代被发现。第二次世界大战期间,雷达技术的发展,大功率发射机、大天线和高灵敏度接收机的应用,人们较多、较经常地观察到这种现象。战后,人们出于两种迫在眉睫的需要,对对流层散射发生了兴趣。第一,有的国家要在北极圈建立远程预警网,需用高质量、高可靠度的多路通信系统进行数据传输和通信联络,若用电缆或微波视距系统,架设相当困难,甚或根本办不到;若用短波系统,性能又满足不了要求;而对流层散射则可能多方面满足要求。第二,大功率发射机、大天线和高灵敏度接收机出现以后,对流层散射传播对某些系统有时产生严重的同波导干扰,有的电视站甚至曾因此被迫停止工作,因而,如何有效地抑制这种干扰也提到议事日程上。为此,从 1950 年起,许多国家先后开始研究对流层散射。

对流层散射约从 1955 年开始投入实用。其后,在北美、北大西洋、地中海沿岸、西太平洋和东南亚等地建成了大量的对流层散射通信系统。机动式对流层散射通信系统也得到了很大发展。

对流层散射传播的理论问题,一是传播机制问题,二是传播特性及其改善途径问题。前者涉及引起对流层散射传播的具体介质结构及其作用方式问题,后者包括传输损耗、衰落特性、传输畸变特性及改善传播特性的途径等问题。在传播机制方面,人们已做了大量工作,大体提出了三种可能的机理,其中有的理论已发展得比较完备,但整个理论尚欠统一。在传播特性方面,人们做了更大量的研究。现在,大部分气候区的传输损耗及衰落已能较有效地进行预测,但以往的预测方法过于复杂,而且预测精度欠佳。还有关于传输畸变及传播特性改善途径方面的许多问题也有待深入研究,以利于实用系统性能的不断改善。

我国自 1956 年以来,也在对流层散射传播方面做了大量的理论和实验研究。吕保维院士研究了湍流散射基本理论^[7]。有关研究部门在华北、华东和华中等地区十几条电路上开展了一系列传播试验,取得了平原、山区和海上等多种地形和气候条件下的传输损耗、天线高度增益、地形和气象影响、慢衰落、快衰落及分集接收效果等多方面的大量数据。沙踪、熊皓和其他一些研究人员从理论上分别探讨了湍流散射传输损耗中值^[22]、湍流层反射理论^[15]及其他若干传播特性^[30~33,46,52]。而后,一批研究人员又结合工程实践,对传输损耗和慢衰落等与电路设计有关的若干问题做了进一步的理论研究,而且深入到系统体制设计问题^[41,55]。

有关对流层散射传播的文献已有不少,书也有一些,但多数流于一般性原理介绍,而在工程上无法应用;有些有一定实用意义,但涉及面又较狭窄,而且,不论原理介绍还是实用化研究结果,往往头绪纷纭,令人无所适从。由于对流层散射传播特性与气候气象和地形等条件关系很密切,国外的某些研究结果也不一定都适合我国情况。鉴于这些情况,作者首先在 20 世纪 70 年代根据以国内数据为主的试验结果和国内外理论研究结果,对对流层散射传播做了较为全面、系统的总结、研究,形成专著《对流层散射传播》原始版^[57],其中的对流层散射传输损耗统计预测方法,作为中国地区适用型方法纳入 CCIR(国际无线电咨询委员会)238-3 报告^[58]。20 世纪 80 年代,CCIR 颁布全球对流层散射数据库^[59]后,作者据以进行更加广泛的分析,进一步提出了全球适用型对流层散射传输损耗统计预测方法,此方法得到各国同行专家一致公认,从而替代了美国 NBS(国家标准局)同类方法,形成 CCIR 238-6 报告首要技术模式^[60],并且随后形成 CCIR 617-1 建议^[61]。本书综合反映了所有这些成果。

本书共分 7 章。第 1 章介绍对流层的有关特性。第 2 章先介绍对流层散射的三种机理, 然后进行综合分析, 提出广义散射理论模型。第 3 章从广义散射截面模型出发, 结合国内外实验数据, 论述对流层散射传输损耗中值, 其中包括基本传输损耗, 天线偏向损耗和口面介质耦合损耗, 同时讨论了最佳使用频率问题。第 4 章论述对流层散射信号慢衰落特性, 同时讨论了瞬时信号电平长期变化。第 5 章论述对流层散射信号的相关特性和谱特性, 包括角度相关、空间相关、频率相关、时间相关、频移谱、延迟谱和角度谱等。第 6 章论述自然信号(即无分集信号)在时间、频率和空间等域上的统计分布特性, 包括幅度、相位及其一、二阶导数的统计分布、衰落速率、衰落持续期及容许传输带宽等。最后, 第 7 章论述了分集成信号的快衰落特性, 包括各种合成方式下合成信号电平的统计分布、衰落速率、衰落持续期及容许传输带宽, 其中既讨论了分集信号独立的情况, 也讨论了分集信号部分相关的情况。

作者希望本书能对无线电波传播研究人员和从事无线电工程的研究人员、技术人员及高校师生都有所裨益。

本书得到江长荫研究员、孙玉院士、李文铎研究员和童志鹏院士等许多专家的支持和关心, 所用国内试验数据凝结了长期工作于试验站的许多同志的心血, 作者在此一并致谢。

本书虽然酝酿时间长, 但由于作者水平有限, 事务又较繁忙, 遗误之处恐难避免, 望乞批评指正。

张明高

2004 年 7 月

目 录

第 1 章	对流层有关特性	(1)
1.1	对流层一般特性	(1)
1.2	对流层介电特性	(2)
1.3	关于大气折射	(7)
第 2 章	对流层散射传播机制	(8)
2.1	湍流非相干散射	(8)
2.1.1	接收场强	(8)
2.1.2	接收功率	(9)
2.1.3	散射截面理论模型	(11)
2.2	不规则层非相干反射	(12)
2.2.1	单层界面反射	(13)
2.2.2	反射系数 q	(15)
2.2.3	接收功率	(16)
2.3	稳定层相干反射	(19)
2.4	综合分析——广义散射理论模型	(22)
2.4.1	对流层散射场强一般形式	(23)
2.4.2	广义散射截面	(24)
第 3 章	对流层散射传输损耗	(26)
3.1	接收功率中值一般形式	(26)
3.2	基本传输损耗	(32)
3.2.1	主基本传输损耗	(33)
3.2.2	天线低架损耗	(33)
3.2.3	大气吸收损耗	(36)
3.3	天线偏向损耗	(37)
3.3.1	方位角偏移损耗	(38)
3.3.2	仰角偏移损耗	(39)
3.4	口面介质耦合损耗	(44)
3.5	传输损耗中值预测实用模式及其与实测数据的比较	(48)
3.5.1	中国方法	(48)
3.5.2	美国 NBS 方法	(49)
3.5.3	中国方法与美国方法和法国方法的比较	(50)
3.5.4	最坏月传输损耗中值预测	(51)
3.6	最佳使用频率	(52)
第 4 章	对流层散射信号慢衰落特性	(55)
4.1	慢衰落形式及其机制	(55)

4.2	慢衰落统计分布	(57)
4.3	慢衰落预测实用模式及其与实测数据的比较	(59)
4.4	瞬时信号电平长期变化	(63)
第5章	对流层散射信号相关特性及谱特性	(67)
5.1	引论	(67)
5.2	传输函数相关特性	(69)
5.2.1	传输函数相关特征及其一般形式	(69)
5.2.2	传输函数角度相关特性	(71)
5.2.3	传输函数空间相关特性	(73)
5.2.4	传输函数时间相关特性	(76)
5.2.5	传输函数频率相关特性	(77)
5.2.6	传输函数时频相关特性	(80)
5.3	传输幅度相关特性	(80)
5.3.1	传输幅度相关特性与传输函数相关特性的关系	(81)
5.3.2	传输幅度相关特性	(83)
5.4	对流层散射信号的谱特性	(94)
5.4.1	角度谱	(95)
5.4.2	频移谱	(98)
5.4.3	延迟谱	(99)
5.4.4	时频扩散函数	(101)
第6章	对流层散射信号统计分布特性	(103)
6.1	信号模型	(103)
6.2	信号幅度和相位的统计分布特性	(104)
6.2.1	瑞利矢量情况	(105)
6.2.2	广义瑞利矢量情况	(106)
6.2.3	瑞利矢量加反常随机矢量情况	(111)
6.2.4	综合情况	(112)
6.2.5	实验结果	(112)
6.3	幅度和相位的一、二阶导数的统计分布特性	(115)
6.3.1	幅度和相位的一阶导数的统计分布	(115)
6.3.2	相位的二阶导数的统计分布	(120)
6.4	起伏速率	(123)
6.4.1	衰落速率	(124)
6.4.2	相位起伏速率	(129)
6.4.3	相位导数起伏速率	(129)
6.5	衰落持续期	(129)
6.5.1	平均衰落持续期	(129)
6.5.2	衰落持续期统计分布	(131)
6.6	带通特性	(134)

第 7 章 分集接收信号统计分布特性.....	(140)
7.1 分集接收简述	(140)
7.2 合成信号统计分布	(143)
7.2.1 分路信号相互独立情况	(143)
7.2.2 分路信号部分相关情况	(149)
7.2.3 实测合成电平分布	(153)
7.3 合成信号衰落速率	(155)
7.4 合成信号平均衰落持续期	(158)
7.5 分集接收情况下的带通特性	(160)
参考文献.....	(165)

第 1 章 对流层有关特性

本章介绍与对流层散射传播有关的对流层的一些特性。

1.1 对流层一般特性

大气层通常分为三层,最上层是电离层,中间是平流层,最下层为对流层。对流层与其他二层的不同之处,一是含有大量的水汽,二是其温度平均说来随高度增加而下降。对流层顶即为温度平均说来不再随高度增加而下降之处,其高度,在地球两极为 $8\sim 10\text{km}$,在温带为 $10\sim 12\text{km}$,在热带为 $16\sim 18\text{km}$,平均为 $10\sim 12\text{km}$ 。

表征对流层特性的基本参数是温度、湿度和压力。

对流层主要靠地面间接加热。在太阳照射下,对流层几乎不吸热,主要是地面受热。地面受热后,通过地面热辐射和空气的对流,使对流层自下而上地依次加热。正因为这样,对流层温度平均说来随高度增加而下降。

对流层中的水汽靠地面上的水蒸发形成,因此,其湿度也随高度增加而下降,而且下降速度较快。

由于大气密度分布特点,大气压力也总是随高度增加而递减。

这些是对流层的平均状态。

在对流层,由于各部分空气受热不均匀,有着各种各样的运动,一方面,在地面对对流层间接加热过程中,空气垂直移动;另一方面,由于地面各部分受热不均,会发生水平环流。这种垂直运动和水平环流即形成大气的各种过程,造成对流层各种不同的状态。

在对流层中,有些气象条件导致逆温现象,即在一定的范围内,较高层的空气温度反而比较低层的高,不同程度的云层经常出现这种现象。而更为经常存在的是湍流运动。一般来说,与液体一样,气体的运动可以是片流,也可以是湍流。片流的特性是有规则的,一层相对于另一层,以一定速度运动。而湍流则极不规则,在任何时刻、任何空间点的速度都以随机方式在某平均值附近脉动,并且这种脉动的幅度与平均速度相比还不小。气体的运动究竟是片流还是湍流,可用所谓雷诺数 Re 来判断,它是一定体积内气体惯性力与其在此体积边界上所受粘滞力之比:

$$Re = \frac{\rho v_L L}{\eta} \quad (1.1)$$

式中, ρ 为气体密度, L 为所述体积的特征尺度, v_L 为所述体积的空气团运动速度变化值, η 为粘滞系数。如果 Re 小于某临界值 Re_0 , 空气的运动是片流; 而若 Re 大于 Re_0 , 则空气运动失去稳定性, 变成湍流。由于气体的粘滞系数较小, 因而空气经常做湍流运动。湍流运动发生和发展的过程大致是: 当尺度为 L 的空气团运动速度增加时, 雷诺数 Re 增大。若 Re 小于临界值 Re_0 , 此体积的个别部分所发生的速度起伏很快衰减。但只要 Re 超过 Re_0 , 则在此体积内的尺度为 $l < L$ 的任何部分所发生的速度的随机起伏不再衰减, 而是增长, 尺度为 L 的整个体积的运动变成涡旋形式。当运动速度继续增大, 以致与此涡旋运动相应的雷诺数 $Re = \rho v_l l / \eta$ (v_l 为第一级涡旋速度) 也大于 Re_0 时, 第一级涡旋又产生第二级尺度 $l' < l$ 的涡旋。此涡旋速度依

靠第一级涡旋运动的能量而增长,一直到运动因粘滞作用而达到稳定为止。稳定时, $Re = \rho v_0 l_0 / \eta < Re_0$, 其中 l_0 和 v_0 为稳定时的涡旋尺度和速度起伏。这就是说,在空气团主流的足够能量作用下,最大的涡旋变成较小的涡旋,较小的涡旋又变成更小的涡旋,一直到最小的涡旋,运动达到稳定为止。这样,在尺度为 L 的体积内就有很多的涡旋,其尺度分布在 $l_0 < l < L$ 内,其中 L 称湍流运动的外尺度, l_0 称湍流运动的内尺度。根据实验资料,外尺度和内尺度的量级分别为几十米和几毫米。在湍流运动过程中,较大尺度涡旋运动的能量几乎完全没有损耗地传给较小尺度的涡旋运动。这种传递一直进行到最小尺度 l_0 的涡旋运动,并在这里把动能转变成热能。在整个过程中,由于不可能有能量积累,所以从较大涡旋运动到较小涡旋运动的功率传递应是平稳过程,传递功率应为常数。根据这种能量关系,可以推知湍流运动尺度 l 与速度 v_l 间有确定的关系。尺度为 l 的涡旋具有的动能为

$$W_l = \frac{1}{2} \rho v_l^2 \quad (1.2)$$

其分解成更小的涡旋所经过的时间约为 l/v_l , 因而,其在单位时间内传给较小涡旋的能量即功率约为

$$S_l = W_l / (l/v_l) = \frac{1}{2} \rho v_l^3 / l \quad (1.3)$$

根据上述情况, $S_l = \text{常数}$, 因此

$$v_l = C l^{1/3} \quad (1.4)$$

其中 C 为常数。由此

$$\overline{v_l^2} = C_1 l^{2/3} \quad (1.5)$$

C_1 为常数。这就是所谓的柯尔莫哥洛夫 (КОЛМОГОРОВ) 的“三分之二次方定律”。此定律往往写成另一形式:

$$\overline{(v_1 - v_2)^2} = C_1 l^{2/3} \quad (1.6)$$

式中, v_1 和 v_2 为空间中相距 l 的两点 1 和 2 处的空气运动速度。

1.2 对流层介电特性

对流层的介电特性主要由其介电常数 ϵ 或相对介电常数 ϵ_r 或折射指数 $n = \sqrt{\epsilon_r}$ 表征。由于对流层折射指数仅比 1 大万分之三左右,为方便计,常常不用折射指数而用所谓的折射率 $N = 10^6 (n - 1)$, 其单位叫 N 单位。

由物理学可知,任一气体的折射指数均可表示为

$$n = 1 + \rho \left(A + \frac{B}{T} \right) \quad (1.7)$$

式中, ρ 为气体密度, T 为热力学温度, A 为与分子在外界场作用下的极化有关的常数, B 为由分子的恒定偶极矩所确定的常数。考虑到气体的密度与分压力成正比,而与热力学温度成反比,此式也可变为

$$N = \frac{C p_p}{T} \left(A + \frac{B}{T} \right) \quad (1.8)$$

式中, p_p 为气体的分压力, C 为常数。组成干燥空气的各种气体没有恒定的偶极矩,水汽分子有恒定的偶极矩。作为干燥空气和水汽的混合体,对流层的折射率为

$$N = \frac{C}{T} A_d p_d + \frac{C e}{T} \left(A_w + \frac{B_w}{T} \right) \quad (1.9)$$

式中, A_d 为相应于干燥空气的常数, A_w 、 B_w 为相应于水汽的常数, p_d 为干燥空气压力, e 为水汽压力。实验证明, 对于干燥空气, $CA_d = 77.6 \text{ K/hPa}$; 对于水汽, CA_w 与 CA_d 一样, 而比值 B_w/A_d 为 4810。如此即得

$$N = \frac{77.6}{T} \left(p + \frac{4810e}{T} \right) \quad (1.10)$$

式中, $p = p_d + e$ 为总的大气压力。这说明, 对流层的介电特性取决于温度、湿度和压力, 当某部分的温度、湿度和压力发生变化时, 其介电性能也随着发生变化。

对电波传播来说, 折射率随高度 h 的变化梯度也是很重要的, 由 (1.10) 式可得

$$\frac{dN}{dh} = 77.6 \left[\frac{1}{T} \frac{dp}{dh} - \left(\frac{p}{T^2} + \frac{9620e}{T^3} \right) \frac{dT}{dh} + \frac{4810}{T^2} \frac{de}{dh} \right] \quad (1.11)$$

在此式中, 由于压力总随高度增加而减小, 并且其梯度与气象条件关系较小, 所以第一项几乎为常量, 而且总为负值; 而温度和湿度却受气象条件影响显著, 变动可较剧烈, 因此, 折射率梯度的变化主要由温度和湿度的梯度变化决定。

在标准条件下, 海面折射率 $N_0 = 318N$ 单位, 折射率梯度 $dN/dh \approx -40N$ 单位/km。

在 1km 以内的近地面范围, 折射率可以看成随高度增加而线性下降。而从总体上说, 倾向于指数律分布^[3]:

$$N(h) = N_0 \exp\{-h/h_0\} \quad (1.12)$$

式中, N_0 为海面折射率, h 为海拔高度, h_0 为标称高度。地面折射率 N_s 与 N_0 的关系为

$$N_s = N_0 \exp\{-h_s/h_0\} \quad (1.13)$$

式中, h_s 为地面海拔高度。

根据全球平均情况, $N_0 = 315N$ 单位, $h_0 = 7.35 \text{ km}$ 。根据我国平均情况^[4], $N_0 = 338.5N$ 单位, $h_0 = 7.12 \text{ km}$ 。全球平均折射率剖面如图 1.1 所示。

局部的折射率是随机变化的。

当逆温出现时, 关于 dN/dh 的表达式 (1.11) 的右边三项都将是负值。这时, 随着高度的增加, 折射率将比通常情况下降得更快, 从而形成一种尺度较大的逆温层。

在云层的边际和冷暖空气团的交接面等处, 温度、湿度和压力局部变化剧烈, 从而折射率也变化剧烈, 形成一系列锐变层。这类层状不均匀体强度不等, 形状、尺寸和取向等各式各样, 不断变幻, 并随气流不断移动。

在湍流运动中, 由于存在着经常性的温度、湿度和压力的局部起伏, 其中也相应地存在着折射率的经常性局部起伏, 从而形成又一类局部不均匀体。由于湍流运动的特点, 这类局部不均匀体可能是颗粒状的、大量的, 其尺度、强度各不相等, 不断随机变幻, 同时, 既随气流不断移动, 又类似于热分子运动那样向各个方向湍动。

对流层的局部不均匀性表现为如图 1.2 所示的折射率剖面的齿形波动。

下面介绍湍流运动过程中相对介电常数起伏 $\Delta\epsilon_r$ 的统计特性。

显然, 湍流运动中的相对介电常数起伏 $\Delta\epsilon_r$ 是一随机过程, 它既是时间的随机函数, 又是空间的随机函数。随机过程通常以相关函数表征。当湍流运动平稳时, $\Delta\epsilon_r$ 的相关函数与时间无关, 而只依赖于坐标:

$$B(r_1, r_2) = \overline{\Delta\epsilon_r(r_1, t) \cdot \Delta\epsilon_r(r_2, t)} \quad (1.14)$$

式中, r_1 和 r_2 为以空间某点为原点到任意两点的矢径, 表征两点的位置。当湍流运动统计均匀, 即各点统计平均特征相同时, $B(r_1, r_2)$ 只依赖于两点的矢径差 $r = r_2 - r_1$:

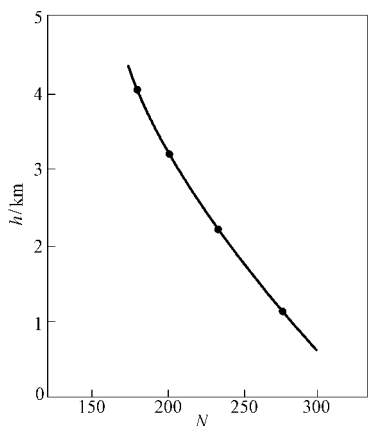


图 1.1 全球平均折射率剖面

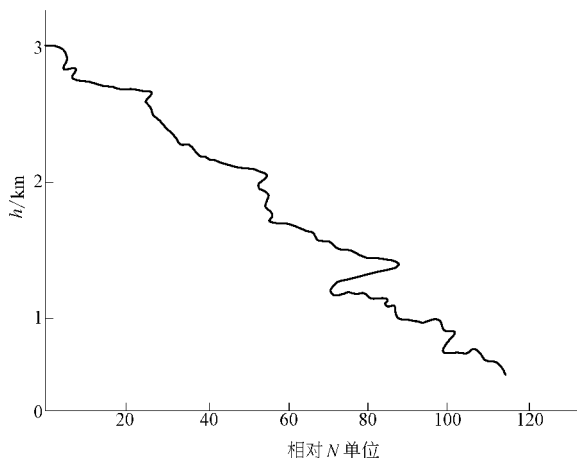


图 1.2 折射率剖面精细结构

$$B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = B(r) \quad (1.15)$$

若湍流运动同时又各向同性, 相关函数更只依赖于两点的距离 $r = |\mathbf{r}| = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$:

$$B(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = B(r) \quad (1.16)$$

使用相关函数的困难是必须先求平均值, 而平均值往往很难通过实验求得。因为在实际情况下, 不同时间区段上的平均值是不一样的, 且平均值经常改变, 究竟在多大时间区段上取平均, 又如何判定平均值是否改变了, 这些都难以确定。为了克服这个困难, 可以用结构函数代替相关函数:

$$D(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \overline{[\Delta \epsilon_r(\mathbf{r}_1, t) - \Delta \epsilon_r(\mathbf{r}_2, t)]^2} \quad (1.17)$$

这里只涉及到 $\mathbf{r}_1$ 和 $\mathbf{r}_2$ 两点的起伏差, 当距离不太远时, 平均值将相互抵消, 从而不必再求平均值。当两点距离足够近, 湍流运动总可趋向于统计均匀时, $D(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 只依赖于 $r = r_2 - r_1$:

$$D(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = D(r) \quad (1.18)$$

湍流运动同时局部各向同性时,

$$D(\mathbf{r}) = D(r) \quad (1.19)$$

结构函数与相关函数显然有如下关系:

$$D(\mathbf{r}) = 2[B(0) - B(r)] \quad (1.20)$$

如同满足某些条件的函数可以通过频谱函数表示成傅里叶积分, 即可表示成无限多谐波分量之和, 相关函数 $B(r)$ 也可通过三维的所谓空间谱函数 $\Phi(\mathbf{K})$ 表示成无限多空间谐波分量之和:

$$B(r) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \Phi(\mathbf{K}) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{K} \quad (1.21)$$

式中, $K = |\mathbf{K}| = 2\pi/\Lambda$ 为空间波数, Λ 为空间波长。作为逆变换, 空间谱函数则为

$$\Phi(\mathbf{K}) = (2\pi)^{-3} \iiint_{-\infty}^{\infty} B(\mathbf{r}) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (1.22)$$

考虑到 $D(r)$ 与 $B(r)$ 之间的关系, 有

$$D(\mathbf{r}) = 2 \iiint_{-\infty}^{\infty} [1 - \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})] \Phi(\mathbf{K}) d\mathbf{K} \quad (1.23)$$

若湍流运动各向同性, 有

$$\begin{aligned}\Phi(\mathbf{K}) &= (2\pi)^{-3} \int_0^\infty dr \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi B(r) \cos(Kr \cos\theta) r^2 \sin\theta \\ &= \frac{1}{2\pi^2 K} \int_0^\infty r B(r) \sin Kr dr\end{aligned}\quad (1.24)$$

相应地,

$$B(r) = \frac{4\pi}{r} \int_0^\infty K \Phi(K) \sin Kr dK \quad (1.25)$$

顺便指出,也有人单就湍流运动局部均匀各向同性情况引用一维空间谱函数:

$$F(K) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty B(r) \cos Kr dr = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty B(r) \cos Kr dr \quad (1.26)$$

相应地,

$$B(r) = \int_{-\infty}^\infty F(K) \cos Kr dK = 2 \int_0^\infty F(K) \cos Kr dK \quad (1.27)$$

显然,三维空间谱 $\Phi(K)$ 与一维空间谱 $F(K)$ 间有如下关系:

$$\Phi(K) = -\frac{1}{2\pi K} \cdot \frac{dF(K)}{dK} \quad (1.28)$$

一维空间谱如图 1.3 所示。此图反映了涡旋的形成、发展和分解情况,其中, $\Lambda_0 = 2\pi/K_0 = L_0$ 表示最大涡旋尺度, $\Lambda_s = 2\pi/K_s = L_s$ 表示最小涡旋尺度。空间谱涉及三个区:涡旋形成区、惯性区和逸散区。在涡旋形成区,在外力作用下,亦即在空气主流作用下,产生最大涡旋。在惯性区,巨大的涡旋依次变成较小的、更小的涡旋,并将能量依次传递,其间没有损耗。最后,在逸散区,尺度小于 L_s 的涡旋分裂了,能量转化为热能。图中的箭头表示了这种能量转化。此图还表明,空间谱的低频成分携带的能量最大,空间波长越短,谐波成分的能量越小。

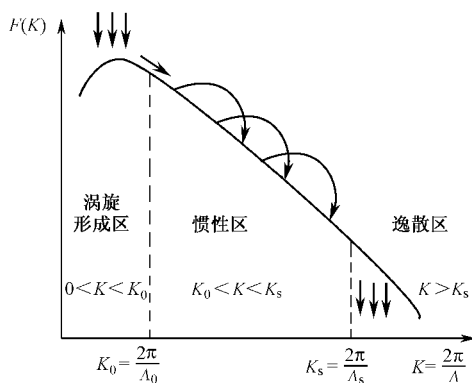


图 1.3 空间谱图形

现在介绍相关函数或结构函数及相应的空间谱函数的某些具体形式。

按布克(H. G. Booker)等人的假定,介电常数的起伏有如下相关函数:

$$B(r) = \overline{(\Delta\epsilon_r)^2} \exp(-r/r_0) \quad (1.29)$$

式中, r_0 表征不均匀体平均尺度。按(1.24)式,相应的谱函数为

$$\Phi(K) = \frac{\overline{(\Delta\epsilon_r)^2} r_0^3}{\pi^2 (1 + K^2 r_0^2)^2} \quad (1.30)$$

对超短波、微波超视距对流层散射传播来说,重要的是 $Kr_0 \gg 1$ 的情况,在此情况下,

$$\Phi(K) \approx \frac{(\overline{\Delta\epsilon_r})^2}{\pi^2 r_0} K^{-4} \quad (1.31)$$

奥布霍夫(A. M. Обухов)在柯尔莫哥洛夫理论的基础上进一步证明,介电常数的起伏也满足三分之二次方定律:

$$[\Delta\epsilon_r(r+r_0) - \Delta\epsilon_r(r_0)]^2 = C^2 r^{2/3} \quad (l_0 \ll r \ll L) \quad (1.32)$$

式中, $C^2 = a \overline{(\Delta\epsilon_r)^2} L^{-2/3}$, a 为常数, l_0 、 L 为湍流运动的内、外尺度。此即所谓柯尔莫哥洛夫-奥布霍夫定律。按此,

$$D(r) = 8\pi \int_0^\infty \left(1 - \frac{\sin Kr}{Kr}\right) K^2 \Phi(K) dK = C^2 r^{2/3} \quad (1.33)$$

在此等式两边乘以 r , 再对 r 微分两次, 得

$$\frac{10}{9} C^2 r^{-1/3} = 8\pi \int_0^\infty K^3 \Phi(k) \sin Kr dk \quad (1.34)$$

通过傅里叶逆变换得

$$\begin{aligned} \Phi(K) &= \frac{5C^2}{18\pi^2} K^{-3} \int_0^\infty r^{-1/3} \sin Kr dr = \frac{\Gamma\left(\frac{8}{3}\right) \sin \frac{\pi}{3}}{4\pi^2} C^2 K^{-11/3} \\ &= 0.033 C^2 K^{-11/3} \end{aligned} \quad (1.35)$$

按维拉尔斯-韦斯科普夫(Villars-Weisskopf)湍流理论

$$D(r) = C_1 \rho^2 \xi^{4/3} r^{4/3} \quad (1.36)$$

式中, C_1 为常数, ρ 为气体密度, ξ 为能量耗散率。相应地,

$$\Phi(K) = C_1 \rho^2 \xi^{4/3} K^{-13/3} \quad (1.37)$$

诺顿(Norton)通过实验证实:

$$B(r) = \frac{(\overline{\Delta\epsilon_r})^2}{2^{v-1} \Gamma(v)} \left(\frac{r}{r_0}\right)^v K_v\left(\frac{r}{r_0}\right) \quad (1.38)$$

式中, $K_v(x)$ 为 v 阶麦克唐纳函数, v 为常数, r_0 表征不均匀体平均尺度。由于湍流运动各向异性的关系, r_0 有如下形式:

$$\frac{1}{r_0^2} = \frac{\cos^2 \phi}{r_v^2} + \left(\frac{\cos^2 \gamma}{r_p^2} + \frac{\sin^2 \gamma}{r_n^2} \right) \sin^2 \phi \quad (1.39)$$

式中, r_p 为不均匀体在风速方向的有效尺度, r_n 和 r_v 为不均匀体在与风速方向垂直的另外两个方向上的有效尺度。如取风速方向的单位矢量为 a , 另外两方向上的单位矢量为 b 和 c , 则 ϕ 为 r 与 c 的夹角, γ 为 r 在 a 、 b 所共平面上的投影与 a 的夹角。相应的谱函数为

$$\Phi(K) = \frac{\Gamma\left(v + \frac{3}{2}\right)}{\pi^{3/2} \Gamma(v)} \frac{(\overline{\Delta\epsilon_r})^2 r_p r_n r_v}{[1 + (Kr_k)^2]^{-(v+3/2)}} \quad (1.40)$$

式中,

$$r_k = \sqrt{(r_p \sin \phi_k \cos \gamma_k)^2 + (r_n \sin \phi_k \sin \gamma_k)^2 + (r_v \cos \phi_k)^2} \quad (1.41)$$

r_k 为不均匀体在 K 方向上的有效尺度, ϕ_k 为 K 与 c 的夹角, γ_k 为 K 在 a 、 b 所共平面上的投影与 a 的夹角。当 $Kr_k \gg 1$ 时,

$$\Phi(K) \approx \frac{\Gamma(v + 3/2)}{\pi^{3/2} \Gamma(v)} \cdot \frac{(\overline{\Delta\epsilon_r})^2 r_p r_n r_v}{r_k^{2v+3}} \cdot K^{-(2v+3)} \quad (1.42)$$

可以看出, (1.42) 式为空间谱的一般形式。

1.3 关于大气折射

本书主要讨论对流层的局部不均匀性对电波的散射,其中,从发射点到散射体,从散射体到接收点,其间的电波都按直线传播考虑。而实际上,由于大气折射效应,电波在真实地球之上是曲线传播的,这就需要有所修正。假定我们的全部讨论是以一个等效地球为背景,等效地球半径为

$$a_e = ka \tag{1.43}$$

式中, a 为真实地球半径, k 为等效地球半径系数。

$$k = \left(1 + a \times 10^{-6} \frac{dN}{dh}\right)^{-1} \tag{1.44}$$

在通常情况下,可取 $dN/dh = -40N$ 单位/km,因而, $k = 4/3, a_e = 8\,500\text{km}$ 。在具体路径上,可以如下确定等效地球半径系数:

$$k = (1 - a \times 10^{-6} \Delta N)^{-1} \tag{1.45}$$

式中, ΔN 为地面与地面以上 1km 处的折射率差。 a_e 和 k 与 ΔN 的关系如图 1.4 所示。

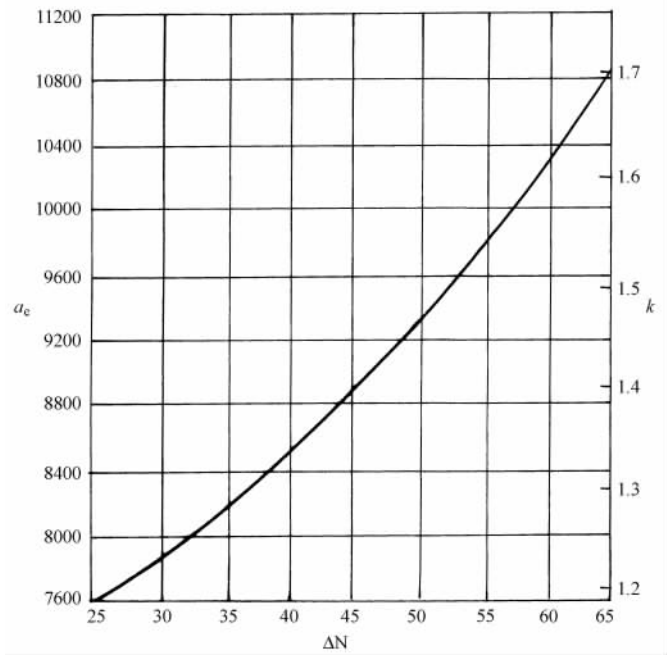


图 1.4 a_e 和 k 与 ΔN 的关系

第 2 章 对流层散射传播机制

人们很早就知道,超短波、微波不可能像短波那样,借助于电离层反射做超视距传播,因为电离层对它来说几乎是透明的。凭借沿地球表面的绕射,超短波、微波也不可能超出视距太多,因为其球面绕射衰减随距离加长而加剧非常之快。正因为如此,人们曾误认为超短波、微波只不过是一种“近距离作用波”。但后来竟然观察到了远远超出视距的超短波、微波信号!什么原因使超短波、微波能做超视距传播呢?有人设想,这种传播现象可能是产生于大气波导之类的偶然因素。但观察资料表明,大气波导设想一般也不成立。比如在某次观察中,若论大气波导的影响,其对 3cm 波本应比对 9cm 波显著得多;但实际观察结果是 9cm 波信号特别强,而且伴随着强烈的衰落。同时,实际还表明,超短波、微波超视距传播现象也绝非偶然,大功率发射机、大天线和高灵敏度接收机使用以后,超短波、微波超视距传播信号经常可以收到。于是,人们提出新的传播机制——对流层散射传播机制。但是,对流层散射传播机制具体是什么呢?多年来,众说纷纭。到现在为止,已经提出的机理大体是三种,即湍流非相干散射、不规则层非相干反射和稳定层相干反射。本章分别介绍这三种机理,并做一综合分析。

2.1 湍流非相干散射

湍流非相干散射理论是布克等人提出的^[5]。这种理论认为,对流层散射传播缘于对流层中的湍流运动。如第 1 章所述,由于空气粘滞性小,对流层中经常存在着湍流运动,从而,其中充满着涡旋。每一个涡旋都是一个介电常数局部不均匀体,在电波照射下,它变成一个偶极子,将入射电磁能量向四面八方再辐射。于是,电波到达该偶极子所能“看见”但电波发射点所不能“看见”的超视距范围。电磁能量的这种向四面八方的再辐射,即谓“散射”,相应的偶极子(即局部不均匀体)称“散射体”。对任一固定的接收点来说,其接收场就是其与发射点双方都能“看见”的那部分空间,即所谓“公共体积”中的所有散射体的总贡献。由于湍流运动的特点,散射体是随机运动变幻的,它们之间在电气性能上应是相互独立的,或者说是互不相干的,因而,所有散射体的贡献按功率相加。

2.1.1 接收场强

在公共体中,任意选定一点为 O ,如图 2.1 所示。任意一点 Q 的位置以从点 O 到点 Q 的矢径 r 表征。假定以 Q 点为中心的体积元 dV 的介电常数相对于周围空间有一起伏 $\Delta\epsilon$,在场强为 E_0 的电波照射下,体积元 dV 将被极化而变得类似于一个元偶极子。由物理学可知,其电矩为

$$dp = E_0 \Delta\epsilon dV \quad (2.1)$$

此元偶极子向周围空间再辐射电波。按电磁理论,在距其 r_2 远处的 R 点产生的赫兹矢量为

$$d\Pi = \frac{dp \cdot e^{-jk r_2}}{4\pi\epsilon_0 r_2} = \frac{E_0 \Delta\epsilon e^{-jk r_2}}{4\pi\epsilon_0 r_2} dV \quad (2.2)$$

式中, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为波长, ϵ_0 为平均介电常数。相应的电场强度为

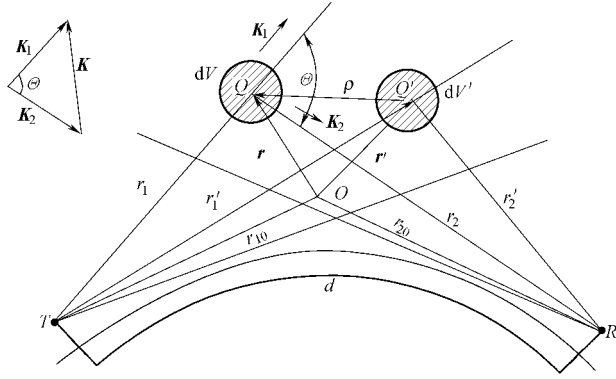


图 2.1 场强推导辅助图

$$dE = k^2 \sin \chi \cdot d\Pi = \frac{k^2 \sin \chi \cdot E_0 \Delta \epsilon_r e^{-jk r_2}}{4\pi r_2} dV \quad (2.3)$$

式中, $\Delta \epsilon_r = \Delta \epsilon / \epsilon_0$ 为相对介电常数起伏, χ 为入射电场方向与散射方向((从点 Q 到点 R) 间的夹角, 当电波为水平极化时, $\chi = \pi/2$; 当电波为垂直极化时, $\chi = \pi/2 + \Theta$, Θ 为电波入射方向与散射方向间的夹角, 即散射角。由于

$$E_0 = \frac{\sqrt{30P_0}}{r_1} e^{-jk r_1} \quad (2.4)$$

式中, P_0 为发射天线等效全向辐射功率, r_1 为发射点 T 到 Q 点的距离, 所以

$$dE = \frac{\sqrt{30P_0} k^2 \sin \chi \cdot \Delta \epsilon_r \exp\{-jk(r_1 + r_2)\}}{4\pi r_1 r_2} dV \quad (2.5)$$

从而, 作为整个公共体积 V 中所有体积元的散射分量的叠加, 总的接收场强为

$$E = \frac{\sqrt{30} k^2}{4\pi} \int_V \frac{\sqrt{P_0} \sin \chi \cdot \Delta \epsilon_r \exp\{-jk(r_1 + r_2)\}}{r_1 r_2} dV \quad (2.6)$$

由图 2.1 可知,

$$k(r_1 + r_2) \approx k(r_{10} + r_{20}) + \mathbf{K} \cdot \mathbf{r} \quad (2.7)$$

式中, $\mathbf{K} = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2$, $\mathbf{K}_1$ 的大小等于 k , 方向为电波入射方向; $\mathbf{K}_2$ 的大小也等于 k , 但方向为散射方向; r_{10} 、 r_{20} 分别为 O 点到 T 和 R 的距离。如此, 接收场也可表示为

$$E = \frac{\sqrt{30} k^2}{4\pi} \exp\{-jk(r_{10} + r_{20})\} \int_V \frac{\sqrt{P_0} \sin \chi \cdot \Delta \epsilon_r}{r_1 r_2} e^{-j\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}} dV \quad (2.8)$$

2.1.2 接收功率

根据(2.8)式, 平均散射能流密度为

$$S = \frac{\overline{\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*}}{120\pi} = \frac{k^4}{(4\pi)^3} \int_V dV \int_V dV' \frac{\sqrt{P_0 P_0'} \sin \chi \sin \chi' \overline{\Delta \epsilon_r \cdot \Delta \epsilon_r'^*} \exp\{-(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} - \mathbf{K}' \cdot \mathbf{r}')\}}{r_1 r_2 r_1' r_2'} \quad (2.9)$$

式中, 撇“'”表示相应于体积元 dV' 中 Q' 点, 如图 2.1 所示。 $\overline{\Delta \epsilon_r \cdot \Delta \epsilon_r'^*}$ 显然为点 Q 和 Q' 处相对介电常数起伏的相关函数。根据 1.2 节所述, 当湍流运动统计均匀时, 此函数只依赖于两点的矢径差 $\rho = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$,

$$\overline{\Delta \epsilon_r \cdot \Delta \epsilon_r'^*} = B(\rho)$$

由于(2.9)式中里层积分的有效积分范围实际仅限于以 Q 点为中心的相关半径范围,而相关半径通常又是很小的,所以,该里层积分中的 P'_0 、 $\sin\chi'$ 、 r_1' 、 r_2' 和 K' 均可视为常数,并近似地取在 Q 点的值。如此,(2.9)式即可变为

$$S = \frac{k^4}{(4\pi)^3} \int_V \frac{P_0 \sin^2 \chi}{(r_1 r_2)^2} \left(\int_V B(\boldsymbol{\rho}) e^{-i\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\rho}} dV' \right) dV \quad (2.10)$$

利用(1.22)式,可得

$$S = \frac{k^4}{8} \int_V \frac{P_0 \sin^2 \chi}{(r_1 r_2)^2} \Phi(\mathbf{K}) dV \quad (2.11)$$

在(2.11)式中

$$|\mathbf{K}| = K = 2k \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.12)$$

为了表征不均匀体对电波的散射能力,通常引入“散射截面”一量。所谓散射截面,就是在单位能流密度照射下,单位散射体积在给定方向上的单位立体角内散射的功率,即

$$\sigma = \frac{dP}{S_0 dV d\Omega} \quad (2.13)$$

式中, dP 是在能流密度为 S_0 的电波照射下,体积元 dV 在给定方向上的立体角 $d\Omega = dA/r_2^2$ 内散射的功率, dA 为散射场通过的有效面积元。根据(2.11)式,

$$dP = dS \cdot dA = \frac{(k^2 \sin \chi)^2 P_0}{8(r_1 r_2)^2} \Phi(\mathbf{K}) dV \cdot dA \quad (2.14)$$

$$S_0 = \frac{P_0}{4\pi r_1^2} \quad (2.15)$$

所以,根据(2.13)式,散射截面为

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{(k^2 \sin \chi)^2 P_0}{8(r_1 r_2)^2} \Phi(\mathbf{K}) dV dA \left/ \left(\frac{P_0}{4\pi r_1^2} \cdot dV \cdot \frac{dA}{r_2^2} \right) \right. \\ &= \frac{\pi}{2} (k^2 \sin \chi)^2 \Phi(\mathbf{K}) \end{aligned} \quad (2.16)$$

对各向同性介质来说,

$$\sigma = \frac{\pi}{2} (k^2 \sin \chi)^2 \Phi(K) \quad (2.17)$$

或者

$$\sigma = - \frac{(k^2 \sin \chi)^2}{4K} \cdot \frac{dF(K)}{dK} \quad (2.18)$$

有了散射截面,即可求得平均接收功率。设发射功率为 P_t ,发射天线最大增益为 G_{10} ,方向性函数为 g_1 ,那么 Q 点将有能流密度

$$S_0 = \frac{P_0}{4\pi r_1^2} = \frac{P_t G_{10} g_1}{4\pi r_1^2} \quad (2.19)$$

在此能流密度照射下,体积元 dV 在接收方向立体角 Ω 上散射的功率将为

$$dP_2 = \sigma S_0 \Omega dV = \frac{P_t G_{10} g_1 \sigma \Omega}{4\pi r_1^2} dV \quad (2.20)$$

再假定接收天线有效面积为 A_2 ,最大增益为 G_{20} ,方向性函数为 g_2 ,则

$$\Omega = \frac{A_2}{r_2^2} = \frac{\lambda^2 G_{20} g_2}{4\pi r_2^2} \quad (2.21)$$

于是

$$dP_2 = P_t G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda}{4\pi r_1 r_2} \right)^2 g_1 g_2 \sigma dV \quad (2.22)$$

从而,总的接收功率即为

$$P_2 = P_t G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda}{4\pi} \right)^2 \int_V \frac{g_1 g_2 \sigma}{(r_1 r_2)^2} dV \quad (2.23)$$

若表示成相对于自由空间的接收功率,则

$$\frac{P_2}{P_{20}} = d^2 \int_V \frac{g_1 g_2 \sigma}{(r_1 r_2)^2} dV \quad (2.24)$$

式中,

$$P_{20} = P_t G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \quad (2.25)$$

P_{20} 为自由空间接收功率, d 为收发点间距离。这里指出,实际中多用接收功率中值 P_m , 其与平均接收功率 $\bar{P}$ 之间可以表示为

$$P_m = A \bar{P} \quad (2.26)$$

式中, A 与信号衰落的统计分布有关,对瑞利型衰落来说, $A = \ln 2$ 。如此,若将 P_2 理解为接收功率中值, (2.23) 式即变为

$$P_2 = A P_t G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda}{4\pi} \right)^2 \int_V \frac{g_1 g_2 \sigma}{(r_1 r_2)^2} dV \quad (2.27)$$

2.1.3 散射截面理论模型

可以看出,在理论上,这里主要的问题是散射截面的问题,与此相应的是介电常数的相关函数、结构函数或空间谱函数的问题。现对与此有关的各种理论结果做一介绍。

根据布克等人假定的相关函数形式 (1.29) 式,或相应的谱函数形式 (1.30) 式,由 (2.17) 式,散射截面为

$$\sigma = \frac{(k^2 \sin \chi)^2 \overline{(\Delta \epsilon_r)^2} r_0^3}{2\pi(1 + K^2 r_0^2)^2} \quad (2.28)$$

由于对超短波、微波来说,通常有 $K r_0 = 4\pi r_0 \sin \frac{\theta}{2} / \lambda \gg 1$, 近似地,

$$\sigma \approx \frac{\overline{(\Delta \epsilon_r)^2}}{32\pi r_0} \sin^2 \chi \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{-4} \quad (2.29)$$

根据柯尔莫哥洛夫-奥布霍夫理论,利用 (1.35) 式,

$$\sigma = B_1 \sin^2 \chi \cdot \lambda^{-1/3} \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{-11/3} \quad (2.30)$$

按维拉尔斯-韦斯科普夫湍流运动理论,利用 (1.37) 式,

$$\sigma = B_2 \sin^2 \chi \cdot \lambda^{1/3} \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{-13/3} \quad (2.31)$$

按诺顿相关函数形式 (1.38) 式,或相应的谱函数形式 (1.40) 式或 (1.42) 式,由 (2.16) 式,

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{\Gamma\left(\nu + \frac{3}{2}\right)}{2\sqrt{\pi}\Gamma(\nu)} \cdot \frac{(k^2 \sin \chi)^2 \overline{(\Delta \epsilon_r)^2} r_p r_n r_v}{[1 + (K r_k)^2]^{\nu+3/2}} \\ &\approx B_3 \sin^2 \chi \overline{(\Delta \epsilon_r)^2} \lambda^{n-4} \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{-n} \end{aligned} \quad (2.32)$$

式中

$$n = 2\nu + 3 \quad (2.33)$$

以上几式中的 B_1, B_2, B_3 和以下还有几式中的类似系数均为常数。

(2.32) 式可以视为湍流散射截面的一般形式, 因为由此不但可以得到 (2.28) ~ (2.31) 式诸特殊形式, 而且可以变得与其他许多有关结果一致。比如由 (2.12) 式可知, 对散射场有贡献的空间波长或不均匀性尺度为

$$\Lambda = \frac{2\pi}{K} = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (2.34)$$

而按柯尔莫哥洛夫定律, 尺度为 Λ 的不均匀体中介电常数的起伏为

$$(\Delta\epsilon_r)_\Lambda = (\Delta\epsilon_r)_0 \left(\frac{\Lambda}{L} \right)^{2/3} \quad (2.35)$$

$(\Delta\epsilon_r)_0$ 相应于最大尺度 L 的不均匀体。将此式代入 (2.32) 式, 并令 $n=3$, 可得

$$\sigma = B_4 \sin^2 \chi \overline{(\Delta\epsilon_r)_0^2} L^{-4/3} \lambda^{1/3} \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{-13/3} \quad (2.36)$$

此即与梅高 (Megaw) 的结果一致。若按维拉尔斯-韦斯科普夫湍流混合理论, 认为在湍流运动中, 仍然存在着介电常数在高度 h 方向的平均梯度

$$\epsilon_r(h) - \epsilon_r(h_0) \approx (h - h_0) \frac{d\epsilon_r}{dh} \quad (2.37)$$

那么, 尺度为 Λ 的不均匀体中的起伏即应为

$$(\Delta\epsilon_r)_\Lambda = \frac{d\epsilon_r}{dh} \Lambda \quad (2.38)$$

代入 (2.32) 式, 则得

$$\sigma = B_5 \sin^2 \chi \cdot \overline{\left(\frac{d\epsilon_r}{dh} \right)^2} \lambda^{m-4} \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{-m} \quad (2.39)$$

式中 $m=n+2$ 。若令 $m=5$, 则

$$\sigma = B_5 \sin^2 \chi \cdot \overline{\left(\frac{d\epsilon_r}{dh} \right)^2} \lambda \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{-5} \quad (2.40)$$

这又与维拉尔斯-韦斯科普夫的湍流混合理论结果一致。

在湍流运动中存在介电常数随高度变化呈平均梯度变化的假定, 据此可以认为 (2.39) 式也是散射截面的一般形式。

从上述各种理论结果看, 散射截面 σ 与波长 λ 的关系从 $\sigma \propto \lambda^{-1/3}$ 到 $\sigma \propto \lambda$, 与散射角 θ 的关系从 $\sigma \propto (\sin \frac{\theta}{2})^{-11/3}$ 到 $\sigma \propto (\sin \frac{\theta}{2})^{-5}$ 。大多数实验表明, 大体应有 $\sigma \propto \lambda$ 。因此, 人们比较支持维拉尔斯-韦斯科普夫的湍流混合理论。但是有人认为, 若论单纯的湍流散射而不考虑其他因素, 还应以柯尔莫哥洛夫-奥布霍夫理论为代表。

最后指出, 在湍流运动中, 本来有着许许多多的空间波数谱分量, 但由 (2.11) 和 (2.12) 式看, 并不是所有的空间波数谱分量都能对散射场有贡献, 有贡献的仅是其中与波长 λ 和散射角 θ 相应的特定分量, 其尺度如 (2.34) 式所定。这说明湍流散射传播过程有某种窄带滤波器的作用。

2.2 不规则层非相干反射

如第 1 章所述, 在对流层中经常出现不同程度的云层, 有时, 冷暖空气团在某处交汇。在云层的边际和冷暖空气团的交接面上, 由于温度、湿度和压力变化急剧, 折射指数的变化比较

剧烈,从而形成一种锐变层。这类锐变层强度不等,形状不一,位置、取向极不规则,不断变幻,并随气流不断移动。非相干反射理论认为,这类不规则层对电波的非相干性部分反射,就是电波超视距对流层传播的起因。这里所谓“非相干”,是指这些锐变层间在电气上可以认为是彼此独立的,它们对接收场的贡献按功率相加。

在关于非相干反射的研究中,一般认为可举弗里斯(H. T. Friis)等人的工作^[11]为代表。这里即围绕他们的理论做一介绍。

2.2.1 单层界面反射

电波在单个层的界面反射情况如图 2.2 所示。其中 S 为层的界面,呈矩形,边长为 a, b, φ 为电波掠射角。此反射问题可以与电波通过一个吸收屏口面的绕射问题一样考虑。设 S 面上的反射场为 E_s ,利用格林公式可得接收点 R 处的场强为

$$E = -\frac{1}{4\pi} \int_S \left(E_s \frac{\partial g}{\partial z} - g \frac{\partial E_s}{\partial z} \right) dS \quad (2.41)$$

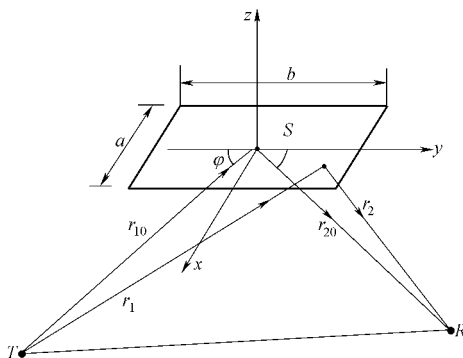


图 2.2 电波在单层界面的反射

式中, z 的方向为 S 面背面的法线方向, g 为一辅助函数,它满足以下条件

$$\nabla^2 g + k^2 g = 0 \quad (2.42)$$

并在 R 点有某种奇异性。若选

$$g = \frac{e^{-jk r_2}}{r_2} - \frac{e^{-jk r'_2}}{r'_2} \quad (2.43)$$

r_2, r'_2 分别为 R 点及其关于 S 面的镜像到考察点的距离,那么, g 不但满足所述条件,而且在 S 面上有

$$g|_S = 0 \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial g}{\partial z} \Big|_S &= 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{-jk r_2}}{r_2} \right) \Big|_S = 2 \cos \phi \frac{\partial}{\partial r_2} \left(\frac{e^{-jk r_2}}{r_2} \right) \Big|_S \\ &= -j2k \cos \phi \left(1 + \frac{1}{jk r_2} \right) \cdot \frac{e^{-jk r_2}}{r_2} \end{aligned} \quad (2.45)$$

ϕ 为由 R 点到考察点的方向与 z 方向间的夹角。一般, $kr_2 \gg 1$, 并且 $\phi \approx \pi/2 - \varphi$, 所以

$$\frac{\partial g}{\partial z} \Big|_S \approx -j2k \sin \varphi \cdot \frac{e^{-jk r_2}}{r_2} \quad (2.46)$$

将(2.44)、(2.46)两式代入(2.41)式,则得

$$E = j \frac{\sin \varphi}{\lambda} \int_S \frac{E_S}{r_2} e^{-jk r_2} dS \quad (2.47)$$

由于 E_S 应为

$$E_S = \frac{\sqrt{30P_0}}{r_1} e^{-jk r_1} \cdot q \quad (2.48)$$

P_0 为发射天线等效全向辐射功率, q 为层反射系数, r_1 为发射点 T 到考察点的距离, 所以又有

$$E = j \frac{\sqrt{30P_0} q \sin \varphi}{\lambda} \int_S \frac{e^{-jk(r_1+r_2)}}{r_1 r_2} dS \quad (2.49)$$

取图 2.2 所示直角坐标系 (x, y, z) , 由几何关系可以算出

$$r_1 + r_2 \approx r_{10} + r_{20} + \frac{1}{r_m} (x^2 + y^2 \sin^2 \varphi) \quad (2.50)$$

式中,

$$\frac{1}{r_m} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r_{10}} + \frac{1}{r_{20}} \right) \quad (2.51)$$

r_{10} 、 r_{20} 为 S 面中心 (即坐标原点) 到发、收点的距离。由此可得

$$\begin{aligned} E &\approx j \frac{\sqrt{30P_0} q \sin \varphi}{\lambda r_{10} r_{20}} e^{-jk(r_{10}+r_{20})} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{-j \frac{k}{r_m} (x^2 + y^2 \sin^2 \varphi)} dx dy \\ &= j \frac{2\sqrt{30P_0} q}{r_{10} + r_{20}} [C(u) - jS(u)][C(v) - jS(v)] e^{-jk(r_{10}+r_{20})} \end{aligned} \quad (2.52)$$

式中,

$$u = \frac{a}{\sqrt{\lambda r_m}} \quad (2.53)$$

$$v = \frac{b \sin \varphi}{\sqrt{\lambda r_m}} \quad (2.54)$$

$C(\xi) = \int_0^\xi \cos(\pi t^2/2) dt$ 和 $S(\xi) = \int_0^\xi \sin(\pi t^2/2) dt$ 为菲涅尔函数, 反射层可以按其第一菲涅尔区的尺度的比较分成大、中、小三层。由 (2.50) 式可知, 第一菲涅尔区由下式确定:

$$\frac{1}{r_m} (x^2 + y^2 \sin^2 \varphi) = \frac{\lambda}{2} \quad (2.55)$$

这是一个椭圆, 两半轴分别为 $\sqrt{\lambda r_m/2}$ 和 $\sqrt{\lambda r_m/(2 \sin^2 \varphi)}$, 两方向上的宽度分别为

$$X_0 = \sqrt{2\lambda r_m} \quad (2.56)$$

$$Y_0 = \frac{\sqrt{2\lambda r_m}}{\sin \varphi} \quad (2.57)$$

若 $a > Y_0, b > Y_0$, 反射层为上层; 若 $a < X_0, b < X_0$, 反射层为下层; 若 $X_0 < a, b < Y_0$, 反射层为中层。显然, 在上层情况下, 由于 u 和 v 都较大, 所以 $C(u) \approx S(u) \approx C(v) \approx S(v) \approx 1/2$; 在下层情况下, 由于 u 和 v 都较小, 所以 $C(u) \approx u, C(v) \approx v, S(u) \approx S(v) \approx 0$; 而在中层情况下, 由于 u 较大而 v 较小, 所以 $C(u) \approx S(u) \approx 1/2, C(v) \approx v, S(v) \approx 0$, 如此, 由 (2.52) 式又可得

$$E \approx j \frac{\sqrt{30P_0} q \sin \varphi}{\lambda r_{10} r_{20}} e^{-jk(r_{10}+r_{20})} \cdot \begin{cases} ab & (\text{上层}) \\ \sqrt{\frac{\lambda r_m}{2}} b e^{-j\frac{\pi}{4}} & (\text{中层}) \\ -j \frac{\lambda r_m}{2 \sin \varphi} & (\text{下层}) \end{cases} \quad (2.58a)$$

$$E \approx j \frac{\sqrt{30P_0} q \sin \varphi}{\lambda r_{10} r_{20}} e^{-jk(r_{10}+r_{20})} \cdot \begin{cases} ab & (\text{上层}) \\ \sqrt{\frac{\lambda r_m}{2}} b e^{-j\frac{\pi}{4}} & (\text{中层}) \\ -j \frac{\lambda r_m}{2 \sin \varphi} & (\text{下层}) \end{cases} \quad (2.58b)$$

$$E \approx j \frac{\sqrt{30P_0} q \sin \varphi}{\lambda r_{10} r_{20}} e^{-jk(r_{10}+r_{20})} \cdot \begin{cases} ab & (\text{上层}) \\ \sqrt{\frac{\lambda r_m}{2}} b e^{-j\frac{\pi}{4}} & (\text{中层}) \\ -j \frac{\lambda r_m}{2 \sin \varphi} & (\text{下层}) \end{cases} \quad (2.58c)$$

2.2.2 反射系数 q

众所周知,当电波从介电常数为 ϵ_{r1} 的介质入射到其与介电常数为 ϵ_{r2} 的介质的无限界面时,菲涅尔反射系数为

$$R = \begin{cases} \frac{\sqrt{\epsilon_{r1}} \sin \varphi - \sqrt{\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1} \cos^2 \varphi}}{\sqrt{\epsilon_{r1}} \sin \varphi + \sqrt{\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1} \cos^2 \varphi}} & (\text{水平极化}) \\ \frac{\epsilon_{r2} \sin \varphi - \sqrt{\epsilon_{r1} (\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1} \cos^2 \varphi)}}{\epsilon_{r2} \sin \varphi + \sqrt{\epsilon_{r1} (\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1} \cos^2 \varphi)}} & (\text{垂直极化}) \end{cases} \quad (2.59)$$

φ 为掠射角。当

$$\frac{\Delta \epsilon_r}{\sin^2 \varphi} = \frac{\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1}}{\sin^2 \varphi} \ll 1 \quad (2.60)$$

时,不论极化如何,由(2.59)式均可得到

$$R \approx -\frac{\Delta \epsilon_r}{4 \sin^2 \varphi} \quad (2.61)$$

照此,设 ϵ_r 沿图 2.3(a) 所示的 z 轴不均匀分布, z 处厚度为 dz 的一层的反射系数将为

$$dR = -\frac{\frac{d\epsilon_r}{dz} dz}{4 \sin^2 \varphi} \quad (2.62)$$

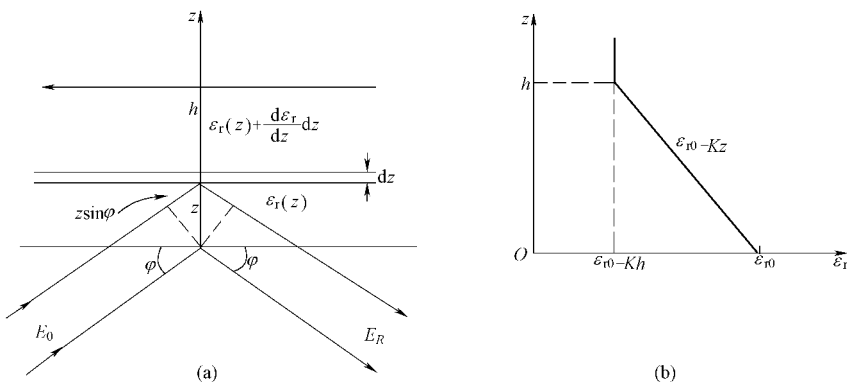


图 2.3 反射系数计算辅助图

相对于 $z=0$ 处,相应的反射分量的相位为

$$\varphi = \frac{4\pi z \sin \varphi}{\lambda} \quad (2.63)$$

从而,相应的反射场分量应为

$$dE_R = E_0 dR \cdot e^{j\varphi} = \frac{-E_0}{4 \sin^2 \varphi} \cdot \frac{d\epsilon_r}{dz} e^{-j\frac{4\pi z \sin \varphi}{\lambda}} dz \quad (2.64)$$

E_0 为入射场强。设总的层厚为 h ,总的反射场强则为

$$E_R = -\frac{E_0}{4 \sin^2 \varphi} \int_0^h \frac{d\epsilon_r}{dz} e^{-j\frac{4\pi z \sin \varphi}{\lambda}} dz \quad (2.65)$$

从而,总的反射系数为

$$q = \frac{E_R}{E_0} = -\frac{1}{4 \sin^2 \varphi} \int_0^h \frac{d\epsilon_r}{dz} e^{-j\frac{4\pi z \sin \varphi}{\lambda}} dz \quad (2.66)$$

将此式代入(2.52)式, 则得

$$E = -j \frac{\sqrt{30P_0} e^{-jk(r_{10}+r_{20})}}{2(r_{10}+r_{20})\sin^2\varphi} [C(u) - jS(u)][C(v) - jS(v)] \int_0^h \frac{d\epsilon_r}{dz} e^{-j\frac{4\pi z \sin\varphi}{\lambda}} dz \quad (2.67)$$

假定 ϵ_r 的分布如图 2.3(b)所示, 将有

$$q = -j \frac{K\lambda}{16\pi\sin^3\varphi} (1 - e^{-j\frac{4\pi h \sin\varphi}{\lambda}}) \quad (2.68)$$

从而即有

$$E = \frac{\sqrt{30P_0} K\lambda e^{-jk(r_{10}+r_{20})}}{8\pi(r_{10}+r_{20})\sin^3\varphi} [1 - \exp(-j\frac{4\pi h \sin\varphi}{\lambda})][C(u) - jS(u)][C(v) - jS(v)]$$

$$= j \frac{\sqrt{30P_0} K \sin(2\pi h \sin\varphi/\lambda)}{8\pi r_{10} r_{20} \sin^2\varphi} e^{-jk(r_{10}+r_{20}+h \sin\varphi)} \cdot \begin{cases} ab & (\text{小层}) \\ \sqrt{\frac{\lambda r_m}{2}} b e^{-j\frac{\pi}{4}} & (\text{中层}) \\ -j \frac{\lambda r_m}{2 \sin\varphi} & (\text{大层}) \end{cases} \quad \begin{matrix} (2.69a) \\ (2.69b) \\ (2.69c) \end{matrix}$$

不过, (2.68)式表明, 从 $z=0$ 到 $z=h$ 的层可以等效于 $z=0$ 和 $z=h$ 处的两个界面, 它们的反射系数模均为

$$q_e = \frac{K\lambda}{16\pi\sin^3\varphi} \quad (2.70)$$

以此代入(2.52)式, 场强幅度则为

$$|E| = \frac{\sqrt{30P_0} K\lambda}{8\pi(r_{10}+r_{20})\sin^3\varphi} \sqrt{[C^2(u) + S^2(u)][C^2(v) + S^2(v)]}$$

$$= \frac{\sqrt{30P_0} K}{16\pi r_{10} r_{20} \sin^2\varphi} \cdot \begin{cases} ab & (\text{小层}) \\ \sqrt{\frac{\lambda r_m}{2}} b & (\text{中层}) \\ \frac{\lambda r_m}{2 \sin\varphi} & (\text{大层}) \end{cases} \quad \begin{matrix} (2.71a) \\ (2.71b) \\ (2.71c) \end{matrix}$$

2.2.3 接收功率

设发射功率为 P_t , 发射天线最大增益为 G_{10} , 方向性函数为 g_1 ; 接收天线有效面积为 A , 最大增益为 G_{20} , 方向性函数为 g_2 , 利用(2.52)式, 单层反射接收功率应为

$$\begin{aligned} P_2 &= \frac{|E|^2}{120\pi} \cdot A \\ &= \frac{P_t G_{10} g_1 q^2}{\pi(r_{10}+r_{20})^2} [C^2(u) + S^2(u)][C^2(v) + S^2(v)] \cdot \frac{\lambda^2 G_{20} g_2}{4\pi} \\ &\approx 4P_t G_{10} G_{20} g_1 g_2 \left(\frac{\lambda}{4\pi d}\right)^2 q^2 [C^2(u) + S^2(u)][C^2(v) + S^2(v)] \end{aligned}$$

$$\approx P_t G_{10} G_{20} g_1 g_2 \left(\frac{\lambda}{4\pi d}\right)^2 q^2 \cdot \begin{cases} \left(\frac{dab\varphi}{\lambda d_1 d_2}\right)^2 & (\text{小层}) \\ \frac{d(b\varphi)^2}{\lambda d_1 d_2} & (\text{中层}) \\ 1 & (\text{大层}) \end{cases} \quad \begin{matrix} (2.72a) \\ (2.72b) \\ (2.72c) \end{matrix}$$

式中, d 为收发点距离, d_1 、 d_2 分别为发、收点到双方视平线的交点所过垂直线的距离。设在公共体积 V 内, 每单位体积有 N 个起反射作用的层, 那么, 作为 V 中所有可能的层的总贡献, 接收功率应为

$$P_2 = 4P_t G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \int_V N q^2 [C^2(u) + S^2(u)] [C^2(v) + S^2(v)] g_1 g_2 dV$$

$$\approx P_t G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \int_V N q^2 g_1 g_2 dV \cdot \begin{cases} \left(\frac{dab\varphi}{\lambda d_1 d_2} \right)^2 & \text{(小层)} \\ \frac{d(b\varphi)^2}{\lambda d_1 d_2} & \text{(中层)} \\ 1 & \text{(大层)} \end{cases} \quad (2.73a)$$

$$\approx P_t G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \int_V N q^2 g_1 g_2 dV \cdot \begin{cases} \left(\frac{dab\varphi}{\lambda d_1 d_2} \right)^2 & \text{(小层)} \\ \frac{d(b\varphi)^2}{\lambda d_1 d_2} & \text{(中层)} \\ 1 & \text{(大层)} \end{cases} \quad (2.73b)$$

$$\approx P_t G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \int_V N q^2 g_1 g_2 dV \cdot \begin{cases} \left(\frac{dab\varphi}{\lambda d_1 d_2} \right)^2 & \text{(小层)} \\ \frac{d(b\varphi)^2}{\lambda d_1 d_2} & \text{(中层)} \\ 1 & \text{(大层)} \end{cases} \quad (2.73c)$$

将(2.70)式代入, 则

$$P_2 = 4P_t G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda^2}{64\pi^2 d} \right)^2 \int_V N K^2 \varphi^{-6} [C^2(u) + S^2(u)] [C^2(v) + S^2(v)] g_1 g_2 dV$$

$$\approx P_t G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda^2}{64\pi^2 d} \right)^2 \int_V N K^2 \varphi^{-6} g_1 g_2 dV \cdot \begin{cases} \left(\frac{dab\varphi}{\lambda d_1 d_2} \right)^2 & \text{(小层)} \\ \frac{d(b\varphi)^2}{\lambda d_1 d_2} & \text{(中层)} \\ 1 & \text{(大层)} \end{cases} \quad (2.74a)$$

$$\approx P_t G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda^2}{64\pi^2 d} \right)^2 \int_V N K^2 \varphi^{-6} g_1 g_2 dV \cdot \begin{cases} \left(\frac{dab\varphi}{\lambda d_1 d_2} \right)^2 & \text{(小层)} \\ \frac{d(b\varphi)^2}{\lambda d_1 d_2} & \text{(中层)} \\ 1 & \text{(大层)} \end{cases} \quad (2.74b)$$

$$\approx P_t G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda^2}{64\pi^2 d} \right)^2 \int_V N K^2 \varphi^{-6} g_1 g_2 dV \cdot \begin{cases} \left(\frac{dab\varphi}{\lambda d_1 d_2} \right)^2 & \text{(小层)} \\ \frac{d(b\varphi)^2}{\lambda d_1 d_2} & \text{(中层)} \\ 1 & \text{(大层)} \end{cases} \quad (2.74c)$$

弗里斯等认为, 在大、中、小三类反射层中, 存在最为普遍的是中层。以下具体讨论中层的接收功率。由图 2.4 容易看出

$$\tan \vartheta_1 = \frac{\rho}{d_1 + \eta} \quad (2.75)$$

$$\tan \vartheta_2 = \frac{\rho}{d_2 - \eta} \quad (2.76)$$

从而,

$$\tan 2\varphi = \tan(\vartheta_1 + \vartheta_2) = \frac{d\rho}{(d_1 + \eta)(d_2 - \eta) - \rho^2} \approx \frac{d\rho}{d_1 d_2} \quad (2.77)$$

$$\varphi \approx \frac{d\rho}{2d_1 d_2} \quad (2.78)$$

ρ 为层中心到收发点连线的距离, 其余参数见图。弗里斯等根据某些实验资料, 假定介电常数

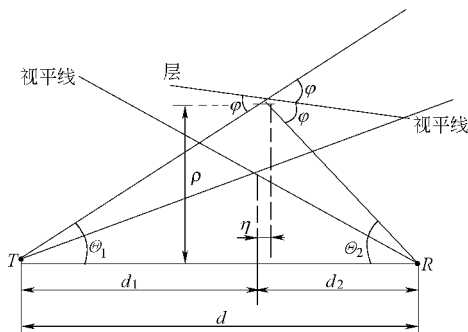


图 2.4 掠射角计算辅助图

的变化梯度为

$$K = \frac{3 \cdot 200 K_1}{\rho} \quad (2.79)$$

K_1 为双方视平线交点的变化梯度。将(2.78)、(2.79)两式代入(2.74)式,中层情况下的接收功率即可表示为

$$P_2 = P_1 G_{10} G_{20} \cdot \frac{A(d_1 d_2)^3 \lambda^3}{d^5} \int_V \rho^{-6} g_1 g_2 dV \quad (2.80)$$

其中假定了 Nb^2 在 V 中保持为常数,并且

$$A = \frac{2M}{\pi^2} \quad (2.81)$$

$$M = \frac{20\,000 Nb^2 K_1^2}{\pi^2} \approx 2\,000 Nb^2 K_1^2 \quad (2.82)$$

现将天线方向图作图 2.5 所示近似。为方便计,其中假定了电路的对称性及收发天线方向图的一致性。在此近似中,天线方向图为楔形的两边和以 TR 为轴的两个圆锥面所限定,楔形两边的夹角为 β ,两圆锥的半角分别为 θ 和 $\theta + \alpha$ 。 θ 为视平线与 TR 线间的夹角, α 相当于天线在垂直面内的半功率角, $\beta(\theta + \frac{\alpha}{2})$ 相当于水平面半功率角。若两半功率角相等,则有

$$\beta = \frac{2\alpha}{2\theta + \alpha} \quad (2.83)$$

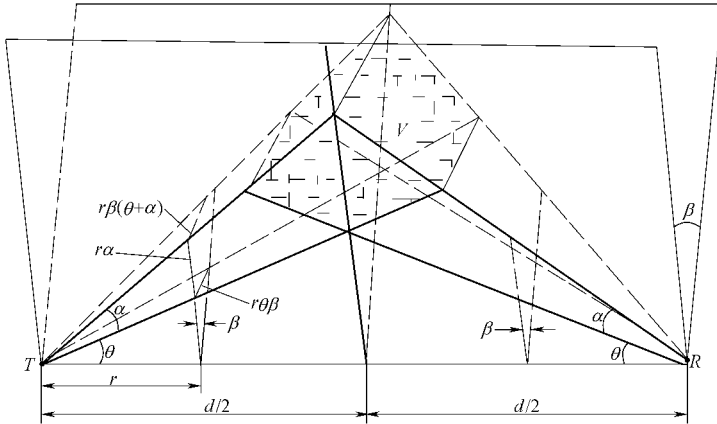


图 2.5 天线方向图近似图

如此,收发天线方向图所交集的公共体积 V 即为图中阴影部分。在具体计算(2.80)式右边积分时,还可参考图 2.6。根据被积函数特点,体积元可分成一系列平行层,由图 2.6 可知,当 $H < \rho < H_1$ 时, ρ 处的一层体积元为

$$dV = 2 \left(\frac{\rho}{\theta} - \frac{d}{2} \right) \beta \rho d\rho \quad (2.84)$$

当 $H_1 < \rho < H_2$ 时, ρ 处的一层体积元为

$$dV = 2 \left(\frac{d}{2} - \frac{\rho}{\theta + \alpha} \right) \beta \rho d\rho \quad (2.85)$$

$$H = \frac{d\theta}{2} \quad (2.86)$$

电常数都有所变化,因而,每层都能对电波进行部分反射;各反射分量间有确定的相位关系,它们在接收点的相干叠加即为接收场。相干反射情况如图 2.7 所示。

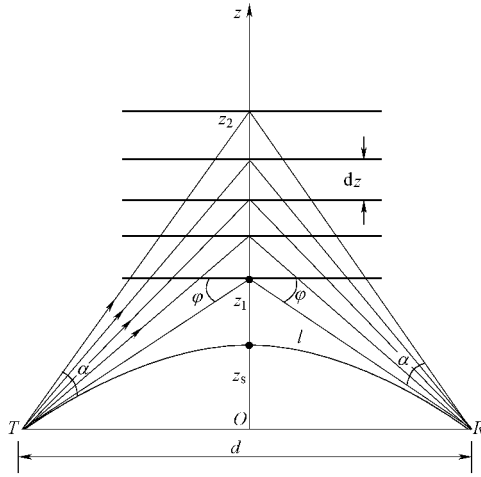


图 2.7 相干反射示意图

与上节有关部分完全一样,设介电常数在 z 处薄层 dz 上的变化为 $d\epsilon_r$,该层的反射分量为

$$\begin{aligned} dE &= -E_0 \cdot \frac{d\epsilon_r}{4\sin^2\varphi} e^{-j\frac{4\pi z \sin\varphi}{\lambda}} \\ &= -\frac{E_0}{4\sin^2\varphi} \cdot \frac{d\epsilon_r}{dz} e^{-j\frac{4\pi z \sin\varphi}{\lambda}} dz \end{aligned} \quad (2.93)$$

E_0 为入射场, φ 为掠射角。设 z_1 和 z_2 分别为收发天线波束交叉区最低点和最高点,总的反射场则为

$$E = -\frac{1}{4} \int_{z_1}^{z_2} \frac{E_0}{\sin^2\varphi} \cdot \frac{d\epsilon_r}{dz} e^{-j\frac{4\pi z \sin\varphi}{\lambda}} dz \quad (2.94)$$

由于 E_0 和 $\sin\varphi$ 在有效积分范围内一般可视为常数,故有

$$E \approx -\frac{E_0}{4\sin^2\varphi} \int_{z_1}^{z_2} \frac{d\epsilon_r}{dz} e^{-j\frac{4\pi z \sin\varphi}{\lambda}} dz \quad (2.95)$$

由此得反射系数

$$R = -\frac{1}{4\sin^2\varphi} \int_{z_1}^{z_2} \frac{d\epsilon_r}{dz} e^{-j\frac{4\pi z \sin\varphi}{\lambda}} dz \quad (2.96)$$

布林顿(K. Bullington)^[14]和加里宁(А. И. Калинин)^[13]均假定,介电常数随高度的变化呈如下形式:

$$\epsilon_r(z) = 1 + \Delta\epsilon_{rs} e^{-b(z-z_s)} \quad (2.97)$$

式中, $\Delta\epsilon_{rs} = \epsilon_{rs} - 1$, ϵ_{rs} 为 ϵ_r 的地面值, b 为常数。将(2.97)式代入(2.96)式,可得

$$R = \frac{b}{4\sin^2\varphi} \cdot \frac{\Delta\epsilon_{rs}}{b + 2Aj} e^{-b(z_1-z_s)} e^{-j2Az_1} [1 - e^{-(b+j2A)(z_2-z_1)}] \quad (2.98)$$

或

$$R = -\frac{\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1}}{4\sin^2\varphi} \cdot \frac{b}{b + 2Aj} \cdot F \cdot e^{-j2Az_1} \quad (2.99)$$

式中,

$$A = \frac{2\pi \sin \varphi}{\lambda} \approx \frac{2\pi \varphi}{\lambda} \quad (2.100)$$

$$F = \frac{1 - e^{-(b+2Aj)(z_2 - z_1)}}{1 - e^{-b(z_2 - z_1)}} \quad (2.101)$$

$$\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1} = \epsilon_r(z_2) - \epsilon_r(z_1) = -\Delta\epsilon_{rs} e^{-b(z_1 - z_s)} [1 - e^{-b(z_2 - z_1)}] \quad (2.102)$$

由于

$$z_2 - z_1 = \frac{\alpha d}{2} \quad (2.103)$$

α 为天线波束宽度, d 为电路长度,

$$z_1 = \frac{\varphi d}{2} \quad (2.104)$$

同时, 一般有 $A \gg b$, 因为 b 一般在 $0.12 \sim 0.16 \text{ km}^{-1}$ 之间, 所以, 由 (2.98) 式又可得

$$\begin{aligned} R &\approx \left[\frac{\Delta\epsilon_{rs}}{4\varphi^2} e^{-b\varphi d/4} \right] [1 - e^{-ba d/2}] \left[\frac{b}{2Aj} \right] \cdot F \cdot e^{-b(\frac{z_1}{2} - z_s)} e^{-j2Az_1} \\ &= \left[\frac{\Delta\epsilon_{rs}}{4\varphi^2} e^{-b\varphi d/4} \right] \cdot \left[\frac{b\lambda}{4\pi\varphi} \right] \cdot [1 - e^{-ba d/2}] \cdot F \cdot e^{-b(\frac{z_1}{2} - z_s)} \cdot e^{-j2Az_1} / j \end{aligned} \quad (2.105)$$

$$F = \frac{1 - e^{-ba d/2} e^{-j2\pi\alpha\varphi d/\lambda}}{1 - e^{-ba d/2}} \quad (2.106)$$

在 (2.105) 式中, 右边第一项可以看成是在高度 $z_1 = \varphi d/2$ (相当于离地高度 $h \approx \varphi d/4$) 处一介电常数的变化为 $\Delta\epsilon_{rs} e^{-b\varphi d/4}$ 的锐变层的反射系数; 第二项表示介电常数随高度增加而指数下降在宽波束情况下的效应; 第三项表示波束效应; 第四项 F 一般可取为 1; 由于通常有 $z_1 \approx 2z_s$, 第五项可以忽略。如此, 可得反射系数模

$$r = |R| \approx \left[\frac{\Delta\epsilon_{rs}}{4\varphi^2} e^{-b\varphi d/4} \right] \cdot \left[\frac{b\lambda}{4\pi\varphi} \right] [1 - e^{-ba d/2}] \quad (2.107)$$

按照此式, 宽波束情况下的反射系数模当为

$$r = \frac{b\Delta\epsilon_{rs}\lambda}{16\pi\varphi^3} e^{-b\varphi d/4} \quad (2.108)$$

如果注意到

$$\varphi \approx \frac{d - d_0}{2a_e} = \frac{d(1 - \xi)}{2a_e} \quad (2.109)$$

a_e 为等效地球半径, d_0 为收发双方视线距离之和, 令

$$\xi = \frac{d_0}{d} \quad (2.110)$$

再令

$$b = \frac{g}{\Delta\epsilon_{rs}} \quad (2.111)$$

(2.108) 式将变为

$$r = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{a_e^3 g \lambda}{d^3 (1 - \xi)^3} \exp \left\{ -\frac{g d^2}{8 a_e \Delta\epsilon_{rs}} (1 - \xi) \right\} \quad (2.112)$$

这就是加里宁的结果。

按 (2.107) 式, 相对于自由空间的接收功率为

$$\frac{P_2}{P_{20}} = r^2 = \left[\frac{b\Delta\epsilon_{rs}\lambda}{16\pi\varphi^3} e^{-b\varphi d/4} \right]^2 [1 - e^{-ba d/2}]^2 \quad (2.113)$$

此式表明 P_2/P_{20} 与波长的二次方成比例。这与大多数实验是不符合的。布林顿对此做了修正。他根据某些实验假定,介电常数的方差与其平均值一样随高度增加而指数下降,而且

$$D(\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1}) = D(\Delta\epsilon_{rs})e^{-b(z_1 - z_s)}[1 - e^{-b(z_2 - z_1)}] \quad (2.114)$$

$$D(4\sin^2\varphi \cdot r) = D(\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1}) \left| \frac{b}{b + 2A_j} F \right| \quad (2.115)$$

其中 D 表示方差,如此即得

$$\begin{aligned} \sigma(r) &= \frac{\sigma(\Delta\epsilon_{rs})}{4\sin^2\varphi} \sqrt{\left| \frac{b}{b + 2A_j} \right| e^{-b(z_1 - z_s)} [1 - e^{-b(z_2 - z_1)}] |F|} \\ &\approx \left[\frac{\sigma(\Delta\epsilon_{rs})}{4\varphi^2} \right] e^{-b\varphi d/8} \cdot \sqrt{\frac{b\lambda}{4\pi\varphi}} \cdot \sqrt{1 - e^{-ba d/2}} \end{aligned} \quad (2.116)$$

σ 表示标准偏差。其次,假定 r 服从高斯分布的折叠分布,从而得

$$\bar{r} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma(r) \quad (2.117)$$

若再考虑地反射影响,(2.117)式所示 $\bar{r}$ 可乘以 2,如此相对于自由空间的平均接收功率即为

$$\begin{aligned} \frac{P_2}{P_{20}} &= \left[2\sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma(r) \right]^2 \\ &= \left[\frac{b\sigma^2(\Delta\epsilon_{rs})\lambda}{8\pi^2\varphi^5} e^{-b\varphi d/4} \right] \cdot [1 - e^{-ba d/2}] \end{aligned} \quad (2.118)$$

此式右边第一部分为基本反射衰减,第二部分表示波束效应,相应于口面介质耦合损耗。这样, P_2/P_{20} 即变得与波长的一次方成比例。但是,口面介质耦合损耗随波束宽度与掠射角的乘积 $\alpha\varphi$ 的增大而减小,这种结果与大多数实验不符合,仅可能与某些特远电路上的实验有所吻合。大多数实验表明,口面介质耦合损耗随 α/φ 的增大而减小。此外,单纯的相干反射理论很难解释场强变化。

2.4 综合分析——广义散射理论模型

综上所述,关于对流层散射传播机制,已经提出了湍流非相干散射、不规则层非相干反射和稳定层相干反射三种理论。第一种理论认为所述传播产生于湍流运动,第二种理论认为所述传播产生于云层边际和冷暖空气团交接面之类的不规则性锐变层,而第三种理论则认为所述传播主要产生于比较稳定的非线性渐变层。每一种理论还有许多细分。比较说来,第一种理论发展得比较完备,它有比较严格的湍流理论作基础,并已得出相当一般的理论形式,这种理论形式上的一般性,使它可以与比较多的实验数据吻合起来。第二种理论在介质结构上缺乏严格的理论基础,但其结果与许多实验数据也还是比较吻合的。第三种理论不像前两种理论那样能与较多的实验数据相吻合,但也有与之比较符合的实验资料。但总的说来,在这三种理论中,哪一种理论都有与之比较接近的实验数据,也有与之偏离较多的实验数据,或者说,哪一种理论都能解释一定的实际传播现象,但都难单独解释绝大部分实际传播现象。

实际上,如第 1 章中所述,在对流层介质结构中,既有相对稳定的成分,也有随机变动的成分;既有渐变层结构,也有锐变层结构,还经常存在着湍流结构。如此,上述三种机制实际上应该都是存在的,对流层散射传播一般应是三者共同作用的结果。

为避免理论基础的片面性,本书在下面讨论各种传播特性时,一律采用广义散射理论模型,即上述三种传播机制,特别是湍流非相干散射和不规则层非相干反射都可能存在的理论模

型。作为广义散射理论模型的基础,一是场强的一般形式,二是广义散射截面。

2.4.1 对流层散射场强一般形式

对流层中的不均匀性,不论是湍流还是层结,都有一个共同点,即 $|\Delta\epsilon_r| \ll 1$ 。在此情况下,通过麦克斯韦方程组的求解,很容易得到散射场强的一般形式,此一般形式正是(2.6)式,亦即

$$E = \frac{\sqrt{30}k^2}{4\pi} \int_V \frac{\sqrt{P_0} \sin\chi \cdot \Delta\epsilon_r}{r_1 r_2} \exp\{-jk(r_1 + r_2)\} dV \quad (2.119)$$

以下特别证明,此式也可以化为层反射场强形式。

首先,在分层介质情况下,对于一个单层,由(2.119)式可得

$$\begin{aligned} E &\approx \frac{\sqrt{30P_0}k^2}{4\pi r_{10}r_{20}} \exp\{-jk(r_{10} + r_{20})\} \int_V \Delta\epsilon_r \exp\{-jk(x^2 + y^2 \sin^2\varphi + 2\rho z)/r_m\} dV \\ &= \frac{\sqrt{30P_0}k^2}{4\pi r_{10}r_{20}} \exp\{-jk(r_{10} + r_{20})\} I \cdot J \end{aligned} \quad (2.120a)$$

$$I = \int_S \exp\{-jk(x^2 + y^2 \sin^2\varphi)/r_m\} dS \quad (2.120b)$$

$$J = \int_0^h \Delta\epsilon_r \exp\{-j2kz \sin\varphi\} dz \quad (2.120c)$$

$$\frac{1}{r_m} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r_{10}} + \frac{1}{r_{20}} \right) \quad (2.120d)$$

S 为层下界面, h 为层厚,其他诸参数几何意义及所取坐标系如图 2.8 所示。设层在 x, y 两轴上的尺度分别为 a, b , 则

$$I = I_1 \cdot I_2 \quad (2.121a)$$

式中,

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{-jkx^2/r_m} dx = \frac{\sqrt{\lambda r_m}}{2} \int_{-\frac{a}{\sqrt{\lambda r_m}}}^{\frac{a}{\sqrt{\lambda r_m}}} e^{-j\frac{\pi}{2}t^2} dt \\ &= \sqrt{\lambda r_m} \left[C\left(\frac{a}{\sqrt{\lambda r_m}}\right) - jS\left(\frac{a}{\sqrt{\lambda r_m}}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.121b)$$

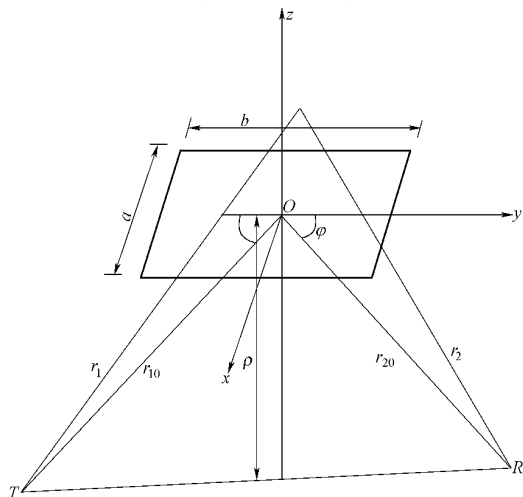


图 2.8 层反射特例计算辅助图

$$\begin{aligned}
 I_2 &= \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{-jk y^2 \sin^2 \varphi / r_m} dy \\
 &= \frac{\sqrt{\lambda r_m}}{\sin \varphi} \left[C\left(\frac{b \sin \varphi}{\sqrt{\lambda r_m}}\right) - j S\left(\frac{b \sin \varphi}{\sqrt{\lambda r_m}}\right) \right]
 \end{aligned} \quad (2.121c)$$

从而

$$I = \frac{\lambda r_m}{\sin \varphi} \left[C\left(\frac{a}{\sqrt{\lambda r_m}}\right) - j S\left(\frac{a}{\sqrt{\lambda r_m}}\right) \right] \left[C\left(\frac{b \sin \varphi}{\sqrt{\lambda r_m}}\right) - j S\left(\frac{b \sin \varphi}{\sqrt{\lambda r_m}}\right) \right] \quad (2.122)$$

设 $\Delta \epsilon_r$ 在层的界面为 0, 则

$$\begin{aligned}
 J &= \frac{\Delta \epsilon_r e^{-j2kz \sin \varphi}}{-j2k \sin \varphi} \Big|_0^h + \frac{1}{j2k \sin \varphi} \int_0^h \frac{d(\Delta \epsilon_r)}{dz} e^{-j2kz \sin \varphi} dz \\
 &= -\frac{j}{2k \sin \varphi} \int_0^h \frac{d\epsilon_r}{dz} e^{-j2kz \sin \varphi} dz
 \end{aligned} \quad (2.123)$$

如此, 得

$$\begin{aligned}
 E &= -j \frac{\sqrt{30P_0} \exp\{-jk(r_{10} + r_{20})\}}{2(r_{10} + r_{20}) \sin^2 \varphi} \left[C\left(\frac{a}{\sqrt{\lambda r_m}}\right) - j S\left(\frac{a}{\sqrt{\lambda r_m}}\right) \right] \cdot \\
 &\quad \left[C\left(\frac{b \sin \varphi}{\sqrt{\lambda r_m}}\right) - j S\left(\frac{b \sin \varphi}{\sqrt{\lambda r_m}}\right) \right] \cdot \int_0^h \frac{d\epsilon_r}{dz} e^{-j2kz \sin \varphi} dz
 \end{aligned} \quad (2.124)$$

这与不规则层非相干反射场强出发式(2.67)完全一致。

其次, 对于渐变层, 若其水平和垂直尺度均为无限大, 则由(2.124)式可得

$$E = -\frac{\sqrt{30P_0} \exp\{-jk(r_{10} + r_{20})\}}{4(r_{10} + r_{20}) \sin^2 \varphi} \int_{z_1}^{z_2} \frac{d\epsilon_r}{dz} e^{-j2kz \sin \varphi} dz \quad (2.125)$$

式中, z_1 和 z_2 分别为收发天线波束交叉区的最低点和最高点。注意到 $\sqrt{30P_0} \exp\{-jk(r_{10} + r_{20})\} / (r_{10} + r_{20}) = E_0$ 为自由空间场强, 此式又与稳定层相干反射场强(2.95)式一致。

2.4.2 广义散射截面

如 2.1 节所述, 对于湍流非相干散射, 其散射截面有如下一般形式:

$$\sigma = B \left(\frac{d\epsilon_r}{dh} \right)^2 \lambda^{m-4} \mathcal{H}^{-m} \quad (2.126)$$

式中, B 为常数。

对于不规则层非相干反射, 也可以同样确定其散射截面。

根据散射截面的定义(2.13)式和关于不规则层非相干反射接收功率的(2.73)式, 所述散射截面为

$$\begin{aligned}
 \sigma &= \frac{4P_t G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 N g_e^2 [C^2(u) + S^2(u)] [C^2(v) + S^2(v)] g_1 g_2 dV}{\frac{P_t G_{10} g_1}{4\pi d_1^2} \cdot dV \cdot \frac{\lambda^2 G_{20} g_2}{4\pi d_2^2}} \\
 &= 4 \left(\frac{d_1 d_2}{d} \right)^2 N g_e^2 [C^2(u) + S^2(u)] [C^2(v) + S^2(v)]
 \end{aligned} \quad (2.127a)$$

对高层来说,

$$\sigma = \left(\frac{d_1 d_2}{d} \right)^2 N g_e^2$$

$$= \frac{N}{(2\pi)^2} \overline{\left(\frac{d\epsilon_r}{dh}\right)^2} \left(\frac{d_1 d_2}{d}\right)^2 \lambda^2 \mathcal{H}^{-6} \quad (2.127b)$$

其中 $\mathcal{H} = 2\varphi$ 。对中层来说,

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{d_1 d_2}{d\lambda} (b\varphi)^2 N q_e^2 \\ &= \frac{N b^2}{(4\pi)^2} \overline{\left(\frac{d\epsilon_r}{dh}\right)^2} \left(\frac{d_1 d_2}{d}\right) \lambda \mathcal{H}^{-4} \end{aligned} \quad (2.127c)$$

而对小层来说,

$$\begin{aligned} \sigma &= \left(\frac{ab\varphi}{\lambda}\right)^2 N q_e^2 \\ &= \frac{N (ab)^2}{(4\pi)^2} \overline{\left(\frac{d\epsilon_r}{dh}\right)^2} \lambda^0 \mathcal{H}^{-4} \end{aligned} \quad (2.127d)$$

从(2.126)和(2.127)式可见,不论是湍流非相干散射还是不规则层非相干反射,散射截面均有如下形式

$$\sigma = A_1 \overline{\left(\frac{d\epsilon_r}{dh}\right)^2} \lambda^n \mathcal{H}^{-m} \quad (2.128)$$

式中, A_1 、 n 、 m 为常数。

进而,根据 1.2 节所述情况,可以设想介电常数确有(2.97)式所示随高度的变化形式,从而可得

$$\overline{\left(\frac{d\epsilon_r}{dh}\right)^2} = (b\Delta\epsilon_{rs})^2 e^{-2bh} \quad (2.129)$$

式中, b 一般在 $0.12 \sim 0.16 \text{ km}^{-1}$ 之间,从而,广义散射截面的一般形式为

$$\sigma = A \lambda^n \mathcal{H}^{-m} e^{-\gamma h} \quad (2.130)$$

式中, γ 一般在 $0.24 \sim 0.32 \text{ km}^{-1}$ 之间, A 为与气象气候条件有关的参数。当以实验确定 A 、 n 、 m 和 γ 这些参数时,作为非主要成分的稳定层相干反射可能的影响也将综合反映进去。

容易看出,2.1 节中所述湍流散射截面与 $\Delta\epsilon_r$ 的相关函数和接收功率的关系同样适用于广义散射截面

$$\sigma = \left(\frac{k^2 \sin\chi}{4\pi}\right)^2 \int_V \overline{\Delta\epsilon_r \Delta\epsilon_r'} e^{-j\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\rho}} dV' \quad (2.131)$$

$$P_2 = P_1 G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda}{4\pi}\right)^2 \int_V \frac{g_1 g_2 \sigma}{(r_1 r_2)^2} dV \quad (2.132)$$

第 3 章 对流层散射传输损耗

从本章起,将陆续讨论对流层散射各种传播特性。其中,传输损耗是首要问题。

不少学者对对流层散射传播损耗做了理论和实验研究,但都局限于特殊的散射机理,也就是说,或者局限于湍流非相干散射机理,或者局限于不规则层非相干反射机理或稳定层相干反射机理。本章借鉴了文[20,16]的某些研究思路,但与以往所有作者不同的是基于广义散射理论模型。本章首先推导了接收功率和传输损耗中值的一般理论形式,然后根据全球对流层散射数据库,对理论结果中的参数进行订正,从而得出了全球适用型预测模式。

对流层散射传输损耗主要包括基本传输损耗和口面介质耦合损耗,有时也需考虑天线偏向损耗。这里先给出有关定义。

传输损耗为

$$L = 10\lg\left(\frac{P_t}{P_2}\right) \quad (\text{dB}) \quad (3.1)$$

式中, P_t 为发射功率, P_2 为接收功率。

基本传输损耗

$$L_b = 10\lg\left(\frac{P_t}{P_{20}}\right) \quad (\text{dB}) \quad (3.2)$$

式中, P_{20} 为收发双方均用无方向性天线时的接收功率。

天线偏向损耗

$$L_a = 10\lg\left(\frac{P_{2m}}{P_2}\right) \quad (\text{dB}) \quad (3.3)$$

式中, P_{2m} 为天线处于最佳指向时的接收功率。

口面介质耦合损耗

$$L_c = 10\lg\left(\frac{P_{20}G_{10}G_{20}}{P_{2m}}\right) \quad (\text{dB}) \quad (3.4)$$

式中, G_{10} 和 G_{20} 分别为发、收天线最大增益。

显然,

$$\begin{aligned} L &= 10\lg\left(\frac{P_t}{P_{20}} \cdot \frac{P_{2m}}{P_2} \cdot \frac{P_{20}G_{10}G_{20}}{P_{2m}} \cdot \frac{1}{G_{10}G_{20}}\right) \\ &= L_b + L_a + L_c - G'_{10} - G'_{20} \end{aligned} \quad (3.5)$$

式中,

$$G'_{10} = 10\lg G_{10} \quad (\text{dB}) \quad (3.6a)$$

$$G'_{20} = 10\lg G_{20} \quad (\text{dB}) \quad (3.6b)$$

本章讨论的传输损耗是其中值。其中,短期中值是在几分钟到一小时内,50%时间的传输损耗瞬时值超过的值;长期中值是在较长的时间内(如一年或一月),50%的短期中值超过的值。

3.1 接收功率中值一般形式

根据 2.4 节所述,对流层散射信号接收功率中值一般可表示为

$$P_2 = A_1 P_i G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda}{4\pi} \right)^2 \int_V \frac{g_1 g_2 \sigma}{(r_1 r_2)^2} dV \quad (3.7)$$

式中, A_1 为与信号衰落的统计分布有关的常数, λ 为波长, g_1 、 g_2 分别为发、收天线方向性函数, V 为公共体积, r_1 、 r_2 分别为发、收点到散射点的距离, σ 为广义散射截面。

$$\sigma = A_2 \lambda^n \Theta^{-m} e^{-\gamma h} \quad (3.8)$$

式中, A_2 、 m 、 n 为与气象气候条件和介质结构有关的参数, γ 为不均匀性强度随高度分布指数, Θ 为散射角(即散射点电波入射方向与散射方向的夹角), h 为离地高度。在(3.7)式中, 由发射点到散射点和散射点到接收点之间的传播均被看成自由空间传播, 而实际上, 其间既会有大气吸收, 又会有地反射影响。考虑到这二者, (3.7)式变为

$$P_2 = A_1 P_i G_{10} G_{20} \left(\frac{\lambda}{4\pi} \right)^2 a \int_V \frac{g_1 g_2 K_1 K_2 \sigma}{(r_1 r_2)^2} dV \quad (3.9)$$

式中, a 为发射点到散射点间和散射点到接收点间总的大气吸收因子, K_1 、 K_2 分别为发射点到散射点和散射点到接收点间的地反射因子。

天线方向性函数一般可以假定为高斯型:

$$g_1 = \exp\{-a_1(\varphi_1 - \varphi_{10})^2 - b_1(\theta_1 - \theta_{10})^2\} \quad (3.10)$$

$$g_2 = \exp\{-a_2(\varphi_2 - \varphi_{20})^2 - b_2(\theta_2 - \theta_{20})^2\} \quad (3.11)$$

式中,

$$a_1 = 4\ln 2 / \psi_{h1}^2 \quad (3.12a)$$

$$a_2 = 4\ln 2 / \psi_{h2}^2 \quad (3.12b)$$

$$b_1 = 4\ln 2 / \psi_{v1}^2 \quad (3.13a)$$

$$b_2 = 4\ln 2 / \psi_{v2}^2 \quad (3.13b)$$

φ_1 、 θ_1 分别为发端方位角和仰角, φ_{10} 、 θ_{10} 分别为发射天线主轴方位角和仰角, φ_2 、 θ_2 分别为收端方位角和仰角, φ_{20} 、 θ_{20} 分别为接收天线主轴方位角和仰角, 方位角均从大圆平面算起, 仰角均从视平线算起; ψ_{h1} 、 ψ_{v1} 分别为发射天线水平波束宽度和垂直波束宽度, ψ_{h2} 、 ψ_{v2} 分别为接收天线水平波束宽度和垂直波束宽度。

根据视线传播理论, K_1 、 K_2 可表示为

$$K_1 = 4\sin^2(kh_{te}\theta_1) = 2[1 - \cos(2kh_{te}\theta_1)] \quad (3.14)$$

$$K_2 = 4\sin^2(kh_{re}\theta_2) = 2[1 - \cos(2kh_{re}\theta_2)] \quad (3.15)$$

式中, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, h_{te} 、 h_{re} 分别为发、收天线有效高度, 即相对于有效地平面的高度。

取图 3.1 所示 (x, y, z) 坐标系, 可以看出:

$$\begin{aligned} \Theta &\approx \frac{\sqrt{x^2 + z^2}}{d_1} + \frac{\sqrt{x^2 + z^2}}{d_2} \\ &= \left(\frac{H}{d_1} + \frac{H}{d_2} \right) \frac{\sqrt{x^2 + z^2}}{H} \\ &\approx \Theta_0 \left[1 + \frac{2(z-H)}{H} + \left(\frac{z-H}{H} \right)^2 + \left(\frac{x}{H} \right)^2 \right]^{1/2} \\ &\approx \Theta_0 \exp \left\{ \frac{z-H}{H} + \frac{1}{2} \left(\frac{x}{H} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (3.16)$$

式中, d_1 、 d_2 为最低散射点 M_0 在收发点连线上的垂足到发、收点间的距离, H 为 M_0 点到收发点连线的距离, Θ_0 为最小散射角, 即 M_0 点的散射角。式中所作近似考虑到公共体积主要部分尺度和 H 相对于 d_1 、 d_2 都很小, x 、 $z-H$ 相对于 H 在主要区域中也很小。另外, 显然有

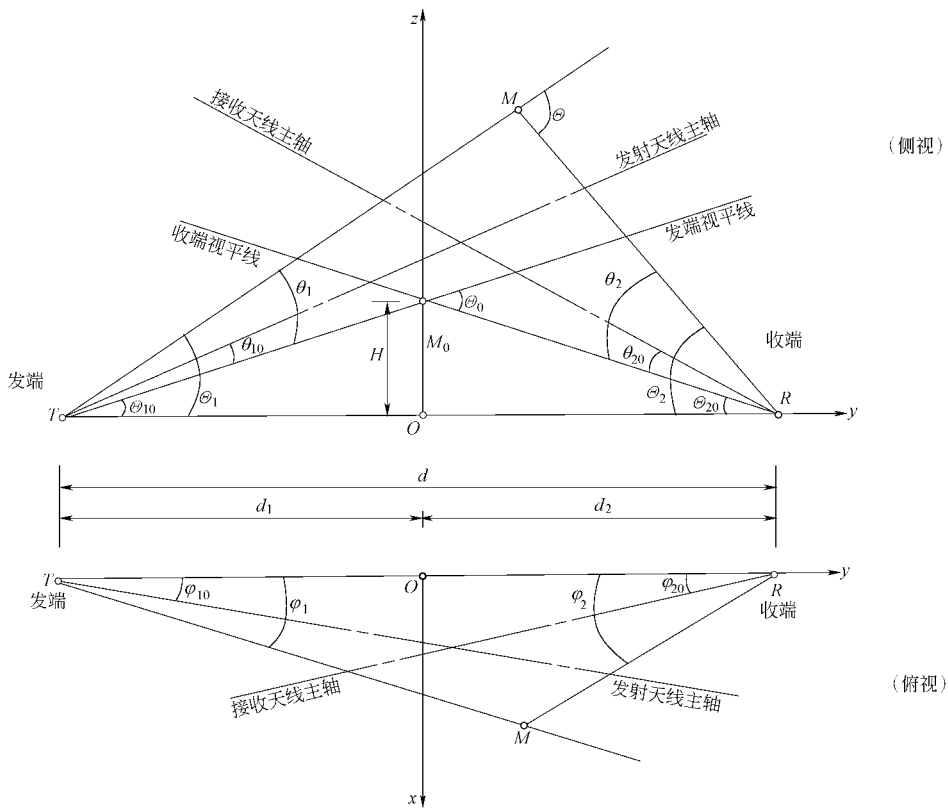


图 3.1 对流层散射电路几何关系及坐标系

$$h = (z - H) + h_0 \quad (3.17)$$

h_0 为 M_0 点离地高度。

若以发、收双方仰角 θ_1 、 θ_2 和收端方位角 φ_2 表示时, 可以算出

$$\begin{aligned} z &= \frac{d \sin(\theta_{10} + \theta_1) \sin(\theta_{20} + \theta)}{\sin(\theta_0 + \theta_1 + \theta)} \\ &\approx H + \frac{s_1 \theta_1 + s_2 \theta}{\theta_0} H \end{aligned} \quad (3.18a)$$

$$\begin{aligned} y &= \frac{d \cos(\theta_{10} + \theta_1) \sin(\theta_{20} + \theta)}{\sin(\theta_0 + \theta_1 + \theta)} - d_1 \\ &\approx \frac{s_2 \theta - \theta_1}{\theta_0} d_1 \end{aligned} \quad (3.18b)$$

$$\begin{aligned} x &= \frac{d \sin(\theta_{10} + \theta_1) \tan \varphi}{\sin(\theta_0 + \theta_1 + \theta)} \\ &\approx H \varphi / \theta_{20} \end{aligned} \quad (3.18c)$$

并且当有

$$\tan \varphi_1 = \frac{\sin(\theta_{10} + \theta_1)}{\sin(\theta_{20} + \theta)} \tan \varphi \quad (3.19)$$

或

$$\varphi_1 \approx s_2 \varphi \quad (3.20)$$

式中,

$$s_2 = 1/s_1 = \Theta_{10} / \Theta_{20} = d_2/d_1 \quad (3.21)$$

Θ_{10} 、 Θ_{20} 分别为发、收双方视平线与收发点连线间的夹角,从而,

$$\Theta \approx \Theta_0 \exp \left\{ \frac{s_1 \theta_1 + s_2 \theta}{\Theta_0} + \frac{1}{2} \left(\frac{\varphi}{\Theta_{20}} \right)^2 \right\} \quad (3.22)$$

$$h = h_0 + \frac{s_1 \theta_1 + s_2 \theta}{\Theta_0} H \quad (3.23)$$

将(3.22)和(3.23)式代入(3.8)式,得

$$\sigma = A_2 \lambda^n \Theta_0^{-m} e^{-\gamma h_0} \exp \{ -m' \varphi^2 - 2c_1 \theta_1 - 2c_2 \theta \} \quad (3.24)$$

式中,

$$m' = \frac{m}{2 \Theta_{20}^2} \quad (3.25)$$

$$2c_1 = \frac{m + \gamma H}{\Theta_0} s_1 \quad (3.26)$$

$$2c_2 = \frac{m + \gamma H}{\Theta_0} s_2 \quad (3.27)$$

根据(3.18)式,还可算得

$$\begin{aligned} dV &= dz dy dx = \left| \frac{\partial(z, y, x)}{\partial(\theta_1, \theta, \varphi)} \right| d\theta_1 d\theta d\varphi \\ &\approx \frac{d_1 d_2^2}{\Theta_0} d\theta_1 d\theta d\varphi \end{aligned} \quad (3.28)$$

式中, $|\partial(z, y, x)/\partial(\theta_1, \theta, \varphi)|$ 为雅可比变换行列式。

将(3.10)、(3.11)、(3.14)、(3.15)、(3.20)、(3.24)和(3.28)等式代入(3.9)式,并注意 $r_1 \approx d_1, r_2 \approx d_2$, 得

$$\begin{aligned} P_2 &= P_t G_{10} G_{20} \cdot 4A_1 A_2 a \lambda^n \Theta_0^{-m-1} \left(\frac{\lambda}{4\pi} \right)^2 e^{-\gamma h_0} / d_1 \cdot \\ &\quad \iiint \exp \{ -m' \varphi^2 - a_1 (s_2 \varphi - \varphi_{10})^2 - a_2 (\varphi - \varphi_{20})^2 \} \cdot \\ &\quad \exp \{ -b_1 (\theta_1 - \theta_{10})^2 - 2c_1 \theta_1 \} \cdot \exp \{ -b_2 (\theta - \theta_{20})^2 - 2c_2 \theta \} \cdot \\ &\quad [1 - \cos(2kh_{te} \theta_1)] [1 - \cos(2kh_{re} \theta)] d\theta_1 d\theta d\varphi \end{aligned} \quad (3.29)$$

由于被积函数随 θ_1 、 θ 和 φ 迅速下降,积分限 θ_1 、 θ 可从 0 取至 ∞ , φ 可从 $-\infty$ 取至 ∞ , 因而又得

$$P_2 = P_t G_{10} G_{20} AUVW \quad (3.30a)$$

$$A = 4A_1 A_2 a \lambda^n \Theta_0^{-m-1} \left(\frac{\lambda}{4\pi} \right)^2 e^{-\gamma h_0} / d_1 \quad (3.30b)$$

$$U = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \{ -m' \varphi^2 - a_1 (s_2 \varphi - \varphi_{10})^2 - a_2 (\varphi - \varphi_{20})^2 \} d\varphi \quad (3.30c)$$

$$V = \int_0^{\infty} \exp \{ -b_2 (\theta - \theta_{20})^2 - 2c_2 \theta \} [1 - \cos(2kh_{re} \theta)] d\theta \quad (3.30d)$$

$$W = \int_0^{\infty} \exp \{ -b_1 (\theta_1 - \theta_{10})^2 - 2c_1 \theta_1 \} [1 - \cos(2kh_{te} \theta_1)] d\theta_1 \quad (3.30e)$$

计算指出

$$U = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \{ -(m' + a_1 s_2^2 + a_2) \varphi^2 + 2(a_1 s_2 \varphi_{10} + a_2 \varphi_{20}) \varphi - (a_1 \varphi_{10}^2 + a_2 \varphi_{20}^2) \} d\varphi$$

$$\begin{aligned}
&= \sqrt{\frac{\pi}{m' + a_1 s_2^2 + a_2}} \exp \left\{ - (a_1 \varphi_{10}^2 + a_2 \varphi_{20}^2) + \frac{(a_1 s_2 \varphi_{10} + a_2 \varphi_{20})^2}{m' + a_1 s_2^2 + a_2} \right\} \\
&= \sqrt{\frac{\pi}{m' + a_1 s_2^2 + a_2}} \exp \left\{ - \frac{a_1 a_2 (\varphi_{10} - s_2 \varphi_{20})^2 + m' (a_1 \varphi_{10}^2 + a_2 \varphi_{20}^2)}{m' + a_1 s_2^2 + a_2} \right\} \\
&= \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \cdot \frac{\mathcal{H}_{20}}{\sqrt{1 + \frac{2}{m} \left[\left(\frac{\mathcal{H}_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2 + \left(\frac{\mathcal{H}_{20}}{\psi'_{h2}} \right)^2 \right]}} \cdot \\
&\quad \exp \left\{ - \frac{\frac{2}{m} \left(\frac{\mathcal{H}_{20}}{\psi'_{h1} \psi'_{h2}} \right)^2 (\varphi_{10} - s_2 \varphi_{20})^2 + \left[\left(\frac{\mathcal{H}_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2 + \left(\frac{\mathcal{H}_{20}}{\psi'_{h2}} \right)^2 \right]}{1 + \frac{2}{m} \left[\left(\frac{\mathcal{H}_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2 + \left(\frac{\mathcal{H}_{20}}{\psi'_{h2}} \right)^2 \right]} \right\} \\
&= \frac{\sqrt{\frac{2\pi}{m}} \mathcal{H}_{20}}{\sqrt{1 + \frac{2}{m} \left[\left(\frac{\mathcal{H}_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2 + \left(\frac{\mathcal{H}_{20}}{\psi'_{h2}} \right)^2 \right]}} \cdot \\
&\quad \exp \left\{ - \frac{\left(\frac{\varphi_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2}{1 + \frac{2}{m} \left(\frac{\mathcal{H}_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2} - \frac{1 + \frac{2}{m} \left(\frac{\mathcal{H}_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2}{1 + \frac{2}{m} \left[\left(\frac{\mathcal{H}_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2 + \left(\frac{\mathcal{H}_{20}}{\psi'_{h2}} \right)^2 \right]} \left[\frac{\varphi_{20}}{\psi'_{h2}} - \frac{\frac{2}{m} \mathcal{H}_{10} \mathcal{H}_{20}}{m \psi'_{h1} \psi'_{h2}} \cdot \frac{\varphi_{10}}{\psi'_{h1}} \right]^2 \right\} \\
&= \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \cdot \frac{\mathcal{H}_{20}}{C_h} \exp \left\{ - \frac{\left(\frac{\varphi_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2}{1 + \frac{2}{m} \left(\frac{\mathcal{H}_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2} - \left(\frac{\varphi_{20} - \varphi_{2m}}{B_{h2} \psi'_{h2}} \right)^2 \right\} \tag{3.31}
\end{aligned}$$

式中

$$C_h = \sqrt{1 + \frac{2}{m} \left[\left(\frac{\mathcal{H}_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2 + \left(\frac{\mathcal{H}_{20}}{\psi'_{h2}} \right)^2 \right]} \tag{3.32}$$

$$B_{h2} = \sqrt{1 + \frac{2 \left(\frac{\mathcal{H}_{20}}{\psi'_{h2}} \right)^2}{m + 2 \left(\frac{\mathcal{H}_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2}} \tag{3.33}$$

$$\varphi_{2m} = \frac{s_1 \varphi_{10}}{1 + \frac{m}{2} \left(\frac{\psi'_{h1}}{\mathcal{H}_{10}} \right)^2} \tag{3.34}$$

$$\psi'_{h1} = \frac{\psi_{h1}}{2\sqrt{\ln 2}} \tag{3.35a}$$

$$\psi'_{h2} = \frac{\psi_{h2}}{2\sqrt{\ln 2}} \tag{3.35b}$$

$$V = V_1 - V_2 \tag{3.36a}$$

$$\begin{aligned}
V_1 &= \int_0^\infty \exp \{ -b_2 (\theta - \theta_{20})^2 - 2c_2 \theta \} d\theta \\
&= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} \exp \{ e_2^2 - b_2 \theta_{20}^2 \} \Psi(e_2) \tag{3.36b}
\end{aligned}$$

$$V_2 = \int_0^\infty \exp \{ -b_2 (\theta - \theta_{20})^2 - 2c_2 \theta \} \cos(2kh_{re} \theta) d\theta$$

$$\begin{aligned}
&= \operatorname{Re} \int_0^\infty \exp\{-b_2(\theta - \theta_{20})^2 - 2(c_2 - jkh_{\text{re}})\theta\} d\theta \\
&= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} \operatorname{Re}\{\exp[-b_2\theta_{20}^2 + (e_2 - jg_2)^2] \Psi(e_2 - jg_2)\} \\
&= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} e^{-b_2\theta_{20}^2} \operatorname{Re}\omega(g_2 + je_2)
\end{aligned} \tag{3.36c}$$

其中,

$$e_2 = \frac{c_2 - b_2\theta_{20}}{\sqrt{b_2}} \tag{3.37}$$

$$g_2 = kh_{\text{re}} / \sqrt{b_2} \tag{3.38}$$

$$\Psi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty e^{-t^2} dt \tag{3.39}$$

$$\begin{aligned}
\omega(z) &= e^{-z^2} \left(1 + \frac{2j}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{z^2} dz\right) \\
&= e^{-z^2} \Psi(-jz)
\end{aligned} \tag{3.40}$$

$\omega(z)$ 可查表^[37], 从而,

$$V = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b^2}} \exp\{e_2^2 - b_2\theta_{20}^2\} \Psi(e_2) (1 - I_2) \tag{3.41a}$$

$$I_2 = e^{-e_2^2} \operatorname{Re}\omega(g_2 + je_2) / \Psi(e_2) \tag{3.41b}$$

类似地,

$$W = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_1}} \exp\{e_1^2 - b_1\theta_{10}^2\} \Psi(e_1) (1 - I_1) \tag{3.42a}$$

$$I_1 = e^{-e_1^2} \operatorname{Re}\omega(g_1 + je_1) / \Psi(e_1) \tag{3.42b}$$

$$e_1 = \frac{c_1 - b_1\theta_{10}}{\sqrt{b_1}} \tag{3.42c}$$

$$g_1 = kh_{\text{te}} / \sqrt{b_1} \tag{3.42d}$$

如此, 最后即得

$$P_2 = P_t G_{10} G_{20} AUVW \tag{3.43a}$$

$$A = 4A_1 A_2 a \lambda^n \mathcal{D}_0^{-m-1} \left(\frac{\lambda}{4\pi}\right)^2 e^{-\gamma h_0} / d_1 \tag{3.43b}$$

$$U = \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \cdot \frac{\mathcal{D}_{20}}{C_h} \exp\left\{-\frac{\left(\frac{\varphi_{10}}{\psi'_{h1}}\right)^2}{1 + \frac{2}{m} \left(\frac{\mathcal{D}_{10}}{\psi'_{h1}}\right)^2} - \left(\frac{\varphi_{20} - \varphi_{2m}}{B_{h2} \psi'_{h2}}\right)^2\right\} \tag{3.43c}$$

$$V = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} \exp\{e_2^2 - b_2\theta_{20}^2\} \Psi(e_2) (1 - I_2) \tag{3.43d}$$

$$W = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_1}} \exp\{e_1^2 - b_1\theta_{10}^2\} \Psi(e_1) (1 - I_1) \tag{3.43e}$$

此即接收功率中值的一般形式。

根据 (3.1) 和 (3.43) 式, 当然也可得到传输损耗的一般形式。

3.2 基本传输损耗

首先考察收发双方均用无方向性天线时的接收功率 P_{20} 。当双方天线均无方向性时, G_{10} 、 $G_{20} \rightarrow 1$, ψ_{h1} 、 ψ_{h2} 、 ψ_{v1} 、 $\psi_{v2} \rightarrow 2\pi$ 。因而, a_1 、 a_2 、 b_1 、 $b_2 \rightarrow 0$, e_1 、 $e_2 \rightarrow \infty$ 。根据(3.43)式,则

$$U = \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \mathcal{U}_{20} \equiv U_0 \quad (3.44)$$

$$V = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} \exp\{e_2^2 - b_2 \theta_{20}^2\} \Psi(e_2) = \frac{1}{2c_2} \equiv V_0 \quad (3.45)$$

$$W = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_1}} \exp\{e_1^2 - b_1 \theta_{10}^2\} \Psi(e_1) = \frac{1}{2c_1} \equiv W_0 \quad (3.46)$$

因为当 z 处于复域第一象限且 $|z| \gg 1$ 时,渐近地有

$$\omega(z) \approx \frac{j}{\sqrt{\pi z}}; \quad (3.47)$$

当 x 甚大时,

$$\Psi(x) \approx \frac{e^{-x^2}}{\sqrt{\pi x}} \quad (3.48)$$

根据(3.41b)、(3.42b)两式

$$I_1 = \frac{e_1^2}{e_1^2 + g_1^2} \quad (3.49a)$$

$$I_2 = \frac{e_2^2}{e_2^2 + g_2^2} \quad (3.49b)$$

或

$$\begin{aligned} 1 - I_1 &= \frac{g_1^2}{e_1^2 + g_1^2} = \left\{ 1 + \left(\frac{c_1}{kh_{te}} \right)^2 \right\}^{-1} = \left\{ 1 + \left[\frac{s_1(m + \gamma H)}{4\pi \mathcal{U}_0 h_{te}/\lambda} \right]^2 \right\}^{-1} \\ &\equiv R_{10} \end{aligned} \quad (3.50a)$$

$$\begin{aligned} 1 - I_2 &= \frac{g_2^2}{e_2^2 + g_2^2} = \left\{ 1 + \left[\frac{s_2(m + \gamma H)}{4\pi \mathcal{U}_0 h_{re}/\lambda} \right]^2 \right\}^{-1} \\ &\equiv R_{20} \end{aligned} \quad (3.50b)$$

如此,根据(3.43)式得

$$\begin{aligned} P_{20} &= P_t A U_0 V_0 W_0 R_{10} R_{20} \\ &= P_t \cdot a \cdot B_1 \lambda^{n+2} \mathcal{U}_0^{-m+2} d^{-1} (m + \gamma H)^{-2} e^{-\gamma h_0} \cdot R_{10} R_{20} \end{aligned} \quad (3.51)$$

式中,

$$B_1 = \frac{4\sqrt{2\pi} A_1 A_2}{(4\pi)^2 \sqrt{m}} \quad (3.52)$$

根据(3.2)式,基本传输损耗则为

$$L_b = L_{b0} + L_{bR} + L_A \quad (3.53a)$$

$$L_{b0} = -10 \lg \{ B_1 \lambda^{n+2} \mathcal{U}_0^{-m+2} d^{-1} (m + \gamma H)^{-2} e^{-\gamma h_0} \} \quad (3.53b)$$

$$L_{bR} = -10 \lg (R_{10} R_{20}) \quad (3.53c)$$

$$L_A = -10 \lg a \quad (3.53d)$$

L_{b0} 为主基本传输损耗, L_{bR} 为天线低架损耗, L_A 为大气吸收损耗。

3.2.1 主基本传输损耗

主基本传输损耗即不计天线低架效应和大气吸收等的基本传输损耗,它仅与对流层散射特性有关,而这种散射特性与气象气候条件、频率和距离等相关联。

由(3.53b)式可知,若 ϑ_0 以 mrad(毫弧度)计,长度单位以 km 计, γ 以 km^{-1} 计, λ 表以频率 f ,并且 f 以 MHz 计,主基本传输损耗将为

$$L_{b0} = F + 10(n+2)\lg f + 10(m-2)\lg \vartheta_0 + 10\lg d + 20\lg(m + \gamma H) + 4.3438h_0 \quad (3.54)$$

式中,

$$F = -10\lg(3^{n+2} \times 10^{3m-n-\gamma} B_1)$$

F 为气象因子。这里先确定两个参数。

(1) n

显然, n 为相对于自由空间的主基本传输损耗的频率指数。在第2章中我们已知, n 随介质结构而异,总的说,其值域为 $-1/3$ 到 2 。实验表明^[2],有时 n 值甚至有更大的变动范围,例如从 -2 到 2 。但是,从大量实验资料看,平均地说, n 一般近于 1 ,我国所做实验结果也是如此,图 3.2 示出了在某两条电路上用 70MHz 和 145MHz 两种频率做的实验结果,结果说明, n 值变化范围就 $10\% \sim 90\%$ 的概率来说,约为 -1 到 3 ,平均约为 1 。如此,我们确定取

$$n = 1 \quad (3.55)$$

(2) m

如在第2章所见,作为散射截面的散射角负幂指数的 m ,也与对流层介质结构有关,因而,也是随介质结构变化而变化的。同时,我们已知,在理论上, m 与 n 有一定联系。例如对湍流非相干散射理论来说, $m = n + 4$,当 $n = 1$ 时,有 $m = 5$;在不规则层非相干反射理论中, m 与 n 也有一定关联,不过该关联与湍流非相干散射不同。总的情况可以根据实验确定。

1957 年~1959 年间,在 2.8GHz 频率上,同时对某一线路的两不同距离测量了基本传输损耗,两距离分别为 108.6km 和 218.5km ,相应的散射角分别为 8.1mrad 和 20.8mrad ,最低散射点高度 H 分别为 2km 和 1.1km ,测试结果显示基本传输损耗差为 13dB 。据此,利用(3.54)式,有

$$L_{b0}(218.5) - L_{b0}(108.6) = 2.44 + 4.099(m-2) + 20\lg \frac{m+0.33}{m+0.6} = 13$$

由此可得 $m \approx 4.7$ 。在另外的线路上, m 值也有比 5 稍大的。如此可取

$$m = 5 \quad (3.56)$$

这与国外大多数实验结果一致。

根据(3.54)~(3.56)式得到

$$L_{b0} = F + 30\lg f + 30\lg \vartheta_0 + 10\lg d + 20\lg(5 + \gamma H) + 4.343\gamma h_0 \quad (3.57)$$

3.2.2 天线低架损耗

在有地反射影响时,公共体积内的照射场或散射场均为直接波和地反射波相叠加的干涉场,其场强随散射点高度变化而变化,并交替出现波峰与波谷,与视距电路一端天线高度变动时的高度-损耗曲线一样。这里,波峰与波谷之间的间隔与相对于波长的发端或收端天线高度有关。当天线高度足够高时,波峰与波谷靠得很近,公共体积中一个不大的高度区段中就可能若干波峰与波谷。这时,对这种不大的高度区段来说,照射功率或散射功率比无地反射增加

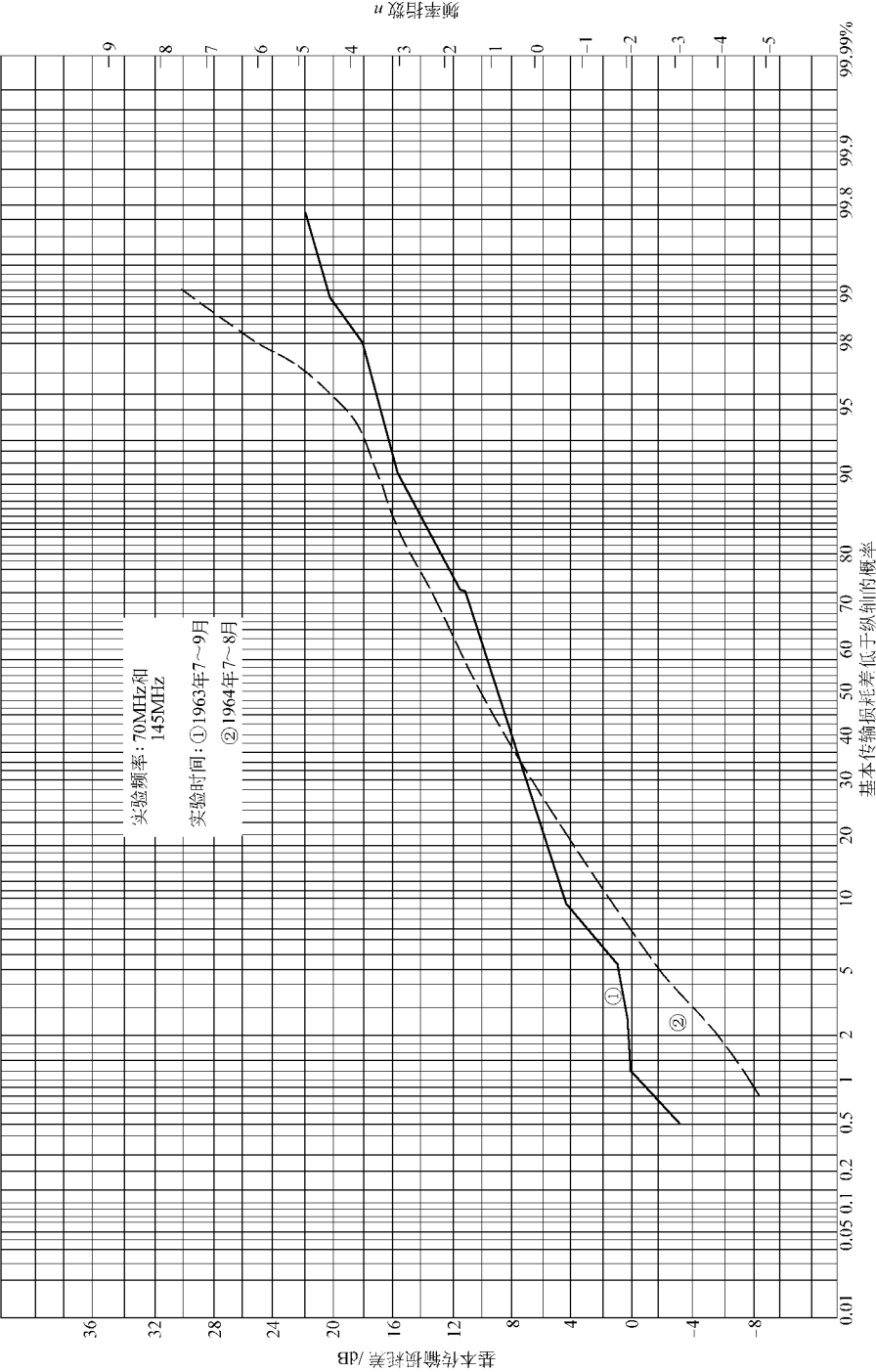


图 3.2 基本传输损耗频率关系实测情况

一倍。但当天线高度很低时,所述波峰与波谷隔得很远,这时,起主导作用的公共体积下部相当多的部分都可能接近波谷,即公共体积主要部分的照射场或散射场均被地反射所抵消或削弱。从而相对于高架天线情况来说,低架天线情况出现损耗,这就是天线低架损耗。也有人称此损耗为频率增益函数,因为它随频率增高而减小。频率增高,波长减小,相对天线高度即增大,于是此损耗即降低。

根据(3.53c)和(3.50)两式,基本天线低架损耗可以表示为

$$L_{bR} = L_{bR1} + L_{bR2} \quad (3.58a)$$

$$\begin{aligned} L_{bR1} &= -10\lg R_{10} = 10\lg \left\{ 1 + \left[\frac{s_1(m + \gamma H)}{4\pi \mathcal{D}_0 h_{te}/\lambda} \right]^2 \right\} \\ &= 10\lg \left\{ 1 + \left[\frac{s_1(5 + 0.3H)}{4\pi \mathcal{D}_0 h_{te}/\lambda} \right]^2 \right\} \end{aligned} \quad (3.58b)$$

$$\begin{aligned} L_{bR2} &= -10\lg R_{20} = 10\lg \left\{ 1 + \left[\frac{s_2(m + \gamma H)}{4\pi \mathcal{D}_0 h_{re}/\lambda} \right]^2 \right\} \\ &= 10\lg \left\{ 1 + \left[\frac{s_2(5 + 0.3H)}{4\pi \mathcal{D}_0 h_{re}/\lambda} \right]^2 \right\} \end{aligned} \quad (3.58c)$$

L_{bR1} 和 L_{bR2} 如图 3.3 所示,其中粗略地取 $\gamma = 0.3\text{km}^{-1}$ (3.5 节以前 γ 均取该值)。实验数据如图 3.4^[29] 所示。

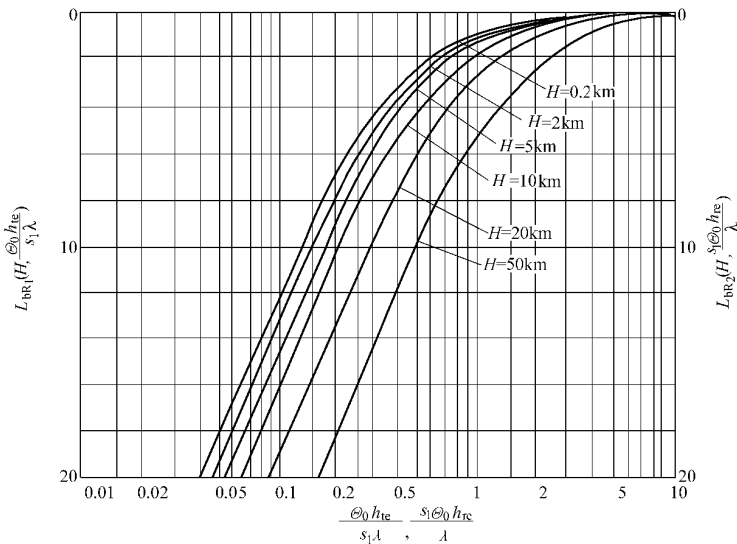


图 3.3 天线低架损耗 L_{bR1} 和 L_{bR2}

根据(3.58)式,可以定出宽波束情况下,发、收天线任意低架损耗点的架高。例如对发射端天线来说,根据(3.58b)式,其 L_{bR1} 点架高为

$$\left(\frac{h_{te}}{\lambda} \right)_{L_{bR1}} = \frac{s_1(5 + 0.3H)}{4\pi \mathcal{D}_0} (10^{\frac{L_{bR1}}{10}} - 1)^{-1/2} \quad (3.59)$$

作为特例,其 3dB 点和 1dB 点架高分别为

$$\left(\frac{h_{te}}{\lambda} \right)_{3\text{dB}} = \frac{s_1(5 + 0.3H)}{4\pi \mathcal{D}_0} \quad (3.60)$$

$$\left(\frac{h_{te}}{\lambda} \right)_{1\text{dB}} = \frac{s_1(5 + 0.3H)}{2\pi \mathcal{D}_0} \quad (3.61)$$

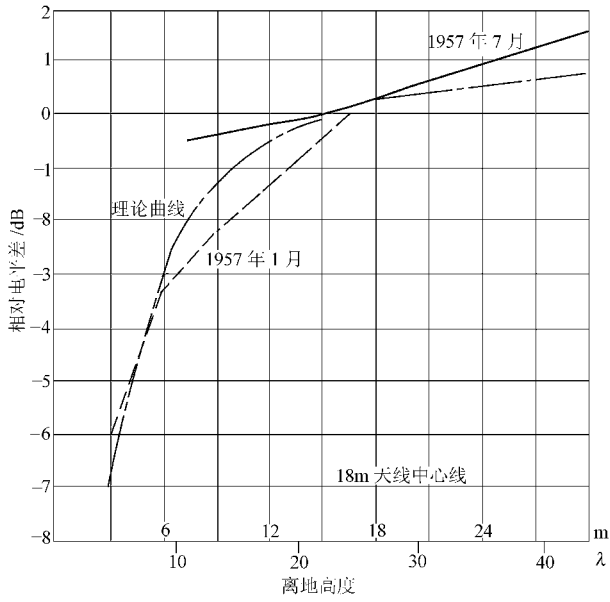


图 3.4 实测信号电平与天线高度的关系

收端情况完全类似。

根据(3.60)和(3.61)式,在光滑地球表面情况下,1dB 和 3dB 点天线架高如图 3.5 所示。此图表明,当天线架高 30 个波长以上时,天线低架损耗一般即可忽略。

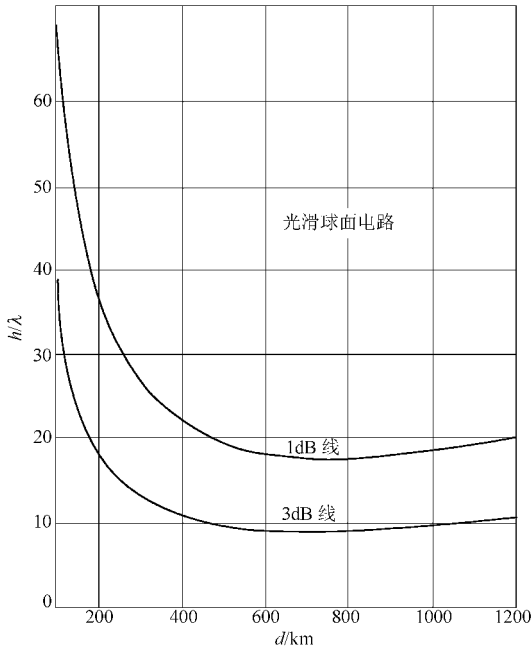


图 3.5 1dB 点和 3dB 点天线高度

3.2.3 大气吸收损耗

大气吸收损耗 L_A 可由下式粗略估计：

$$L_A = (\gamma_d + \gamma_w)d \quad (\text{dB}) \tag{3.62}$$

式中, γ_d 和 γ_w 分别为干空气和水汽衰减率(dB/km), 距离 d 以 km 计。

在地面标准大气条件下, γ_d 和 γ_w 如图 3.6 所示。图 3.6 表明, 在 10GHz 以下频率范围, 大气吸收通常可以忽略。

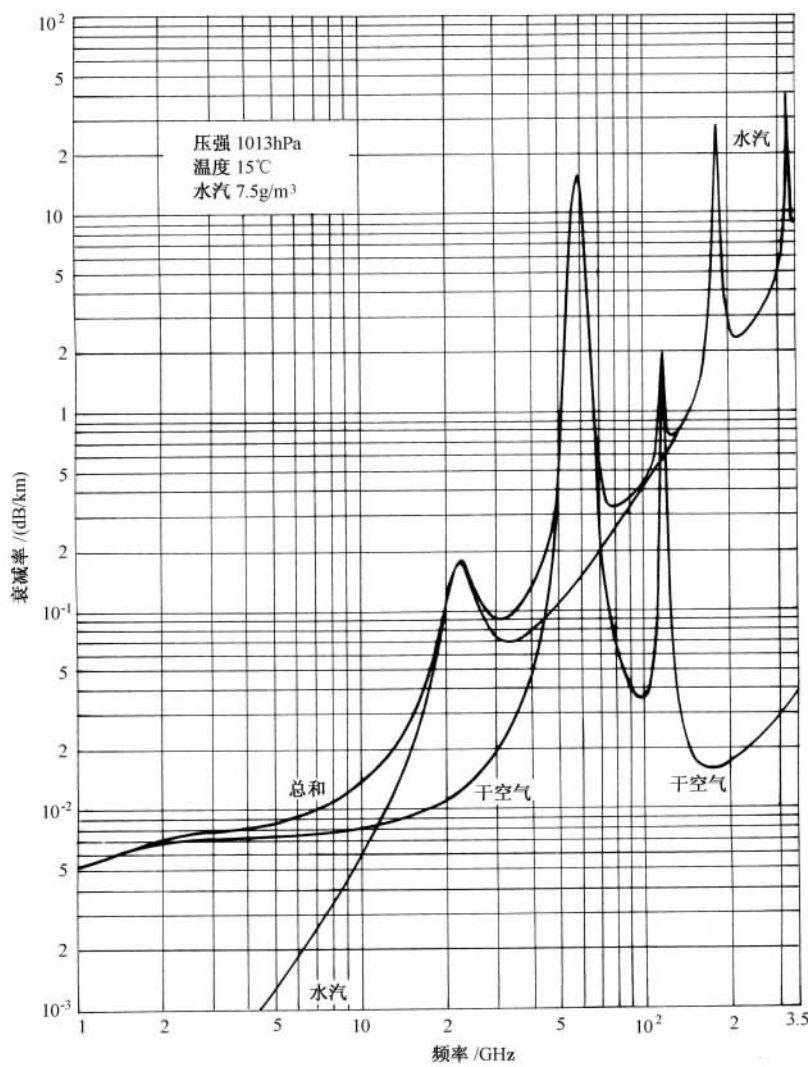


图 3.6 大气衰减率

3.3 天线偏向损耗

对流层散射电路收、发端天线波束均有一个最佳指向。从仰角方面说, 天线波束既不能抬得太高, 又不能扎得太低, 因为抬得太高会使散射能量过分减弱, 扎得太低又会使过多的辐射能量被地球所遮蔽, 所以波束仰角必有一个适中值, 即最佳仰角。从方位角方面说, 收、发端天线波束显然以相互对准为最佳, 也就是说, 两波束方位角以同时为 0 为最佳。而若天线波束偏离最佳指向, 则或因为散射能量减弱, 或因为到达接收点的信号偏离接收天线主轴而产生损耗, 此损耗即为天线偏向损耗。

天线偏向损耗在天线定向或在考虑信号泄漏等时特别需要注意。

根据(3.43)式,天线指向处于最佳时的接收功率可以表示为

$$P_{2m} = P_t G_{10} G_{20} A U_m V_m W_m \quad (3.63)$$

U_m 为 U 在最佳方位角上的值, V_m 、 W_m 分别为 V 、 W 在收发天线仰角处于最佳时的值。

如此,根据(3.3)式,天线偏向损耗为

$$L_a = 10 \lg \left(\frac{P_{2m}}{P_2} \right) = L_{ah} + L_{av1} + L_{av2} \quad (3.64)$$

式中, L_{ah} 为方位角偏移损耗

$$L_{ah} = 10 \lg \left(\frac{U_m}{U} \right) \quad (3.65)$$

L_{av1} 与 L_{av2} 分别为发、收天线仰角偏移损耗

$$L_{av1} = 10 \lg \left(\frac{W_m}{W} \right) \quad (3.66)$$

$$L_{av2} = 10 \lg \left(\frac{V_m}{V} \right) \quad (3.67)$$

3.3.1 方位角偏移损耗

方位角偏移损耗因发、收端天线波束在方位上彼此对得不准,散射信号在方位角上偏离接收天线主轴,以及附加的散射损耗所造成。

由(3.43c)和(3.34)式易见,最佳方位角为

$$\varphi_{10} = \varphi_{20} = 0 \quad (3.68)$$

相应地,

$$U_m = \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \cdot \frac{\mathcal{E}_{20}}{C_h} \quad (3.69)$$

将(3.69)和(3.43c)两式代入(3.65)式,即得方位角偏移损耗

$$L_{ah} = L_{ah1} + L_{ah2} \quad (3.70a)$$

$$L_{ah1} = \frac{4.343}{1 + \frac{2}{m} (\mathcal{E}_{10} / \psi'_{h1})^2} \left(\frac{\varphi_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2 = 12 \left(\frac{\varphi_{10}}{B'_{h1} \psi_{h1}} \right)^2 \quad (3.70b)$$

$$L_{ah2} = 4.343 \left(\frac{\varphi_{20} - \varphi_{2m}}{B_{h2} \psi'_{h2}} \right)^2 = 12 \left(\frac{\varphi_{20} - \varphi_{2m}}{B_{h2} \psi_{h2}} \right)^2 \quad (3.70c)$$

式中

$$B'_{h1} = \sqrt{1 + 1.1 (\mathcal{E}_{10} / \psi_{h1})^2} \quad (3.70d)$$

$$\varphi_{2m} = \frac{s_1 \varphi_{10}}{1 + \frac{m}{2} (\psi'_{h1} / \mathcal{E}_{10})^2} = 1.1 s_1 \varphi_{10} \left(\frac{\mathcal{E}_{10}}{B'_{h1} \psi_{h1}} \right)^2 \quad (3.70e)$$

$$B_{h2} = \sqrt{1 + \frac{2 (\mathcal{E}_{20} / \psi'_{h2})^2}{m + 2 (\mathcal{E}_{10} / \psi'_{h1})^2}} = \sqrt{1 + \frac{1.1 (\mathcal{E}_{20} / \psi_{h2})^2}{1 + 1.1 (\mathcal{E}_{10} / \psi_{h1})^2}} \quad (3.70f)$$

L_{ah1} 、 L_{ah2} 如图 3.7 所示。

根据(3.70c)式可以画出接收天线在水平面内的实效方向图。可以看出,由于对流层散射传播的作用,此实效方向图较之自由空间方向图展宽了,展宽后的波束宽度为

$$\psi_{h23} = B_{h2} \psi_{h2} \quad (3.71)$$

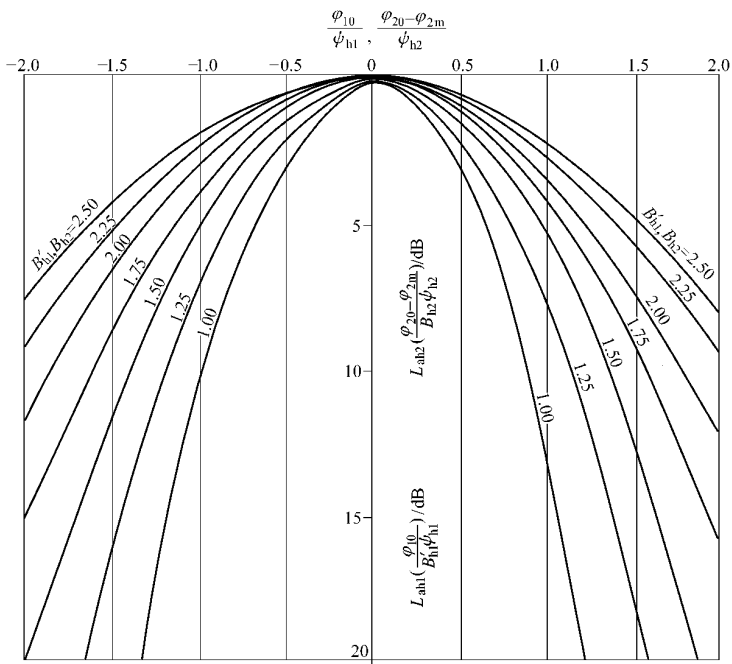


图 3.7 方位角偏移损耗 L_{ah1} 和 L_{ah2}

式中, B_{h2} 为接收天线水平方向图展宽因子。

方位角偏移损耗实测情况见图 3.8~3.10^[20,21,55], 其中图 3.8 所示曲线为 17 次测试结果的平均情况。

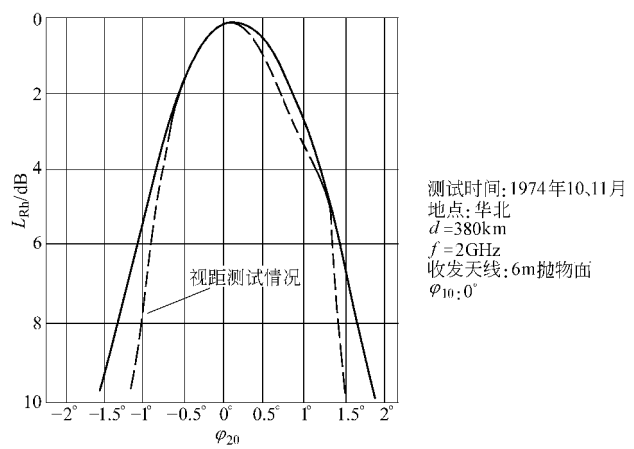
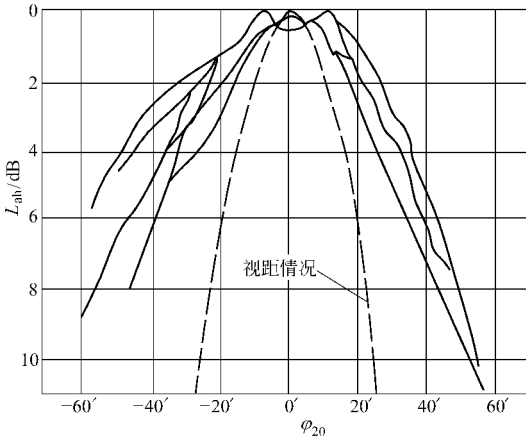


图 3.8 方位角偏移损耗实测曲线一

3.3.2 仰角偏移损耗

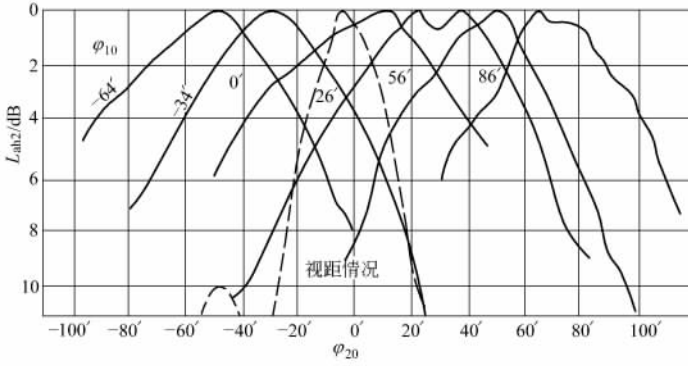
仰角偏移损耗因天线波束抬得过高或扎得过低, 以致散射能量过分减弱或辐射能量过多地被地球所遮蔽而产生。

接收天线最佳仰角 θ_{2m} 可由下式确定:



测试时间: 1962年2月
地点: 日本
 $d=310\text{km}$
 $f=2\text{GHz}$
天线: 10m抛物面发
20m抛物面收

图 3.9 方位角偏移损耗实测曲线二



测试时间: 1962年2月24日
地点: 日本
 $d=310\text{km}$
 $f=2\text{GHz}$
天线: 10m 抛物面 ($\phi_{h2}=60^\circ$) 发
20m 抛物面 ($\phi_{h1}=28^\circ$) 收

图 3.10 方位角偏移损耗实测曲线三

$$\left. \frac{\partial V}{\partial \theta_{20}} \right|_{\theta_{20}=\theta_{2m}} = 0 \quad (3.72)$$

将(3.41)式代入,则有

$$\begin{aligned} & \exp\left[\left(\frac{1}{x_2} - \frac{\theta_{2m}}{\phi'_{v2}}\right)^2\right] \Psi\left(\frac{1}{x_2} - \frac{\theta_{2m}}{\phi'_{v2}}\right) \\ &= \text{Re}\left\{(1 - jg_2 x_2) \exp\left[\left(\frac{1}{x_2} - \frac{\theta_{2m}}{\phi'_{v2}} - jg_2\right)^2\right] \Psi\left(\frac{1}{x_2} - \frac{\theta_{2m}}{\phi'_{v2}} - jg_2\right)\right\} \end{aligned} \quad (3.73)$$

或

$$\omega\left[j\left(\frac{1}{x_2} - \frac{\theta_{2m}}{\phi'_{v2}}\right)\right] = \text{Re}\left\{(1 - jg_2 x_2) \omega\left[g_2 + j\left(\frac{1}{x_2} - \frac{\theta_{2m}}{\phi'_{v2}}\right)\right]\right\} \quad (3.74)$$

式中

$$\begin{aligned} x_2 &= \sqrt{b_2}/c_2 \\ &= \frac{2s_1}{m + \gamma H} \cdot \frac{\theta_0}{\phi'_{v2}} \\ &= \frac{3.33s_1}{5 + 0.3H} \cdot \frac{\theta_0}{\phi_{v2}} \\ g_2 &= kh_{re}/\sqrt{b_2} \end{aligned} \quad (3.75)$$

$$\begin{aligned}
 &= 2\pi\psi'_{v2}h_{re}/\lambda \\
 &= 3.77\psi_{v2}h_{re}/\lambda
 \end{aligned} \quad (3.76)$$

解(3.74)式,得最佳仰角 θ_{2m} 如表 3.1 所示。通常,仰角偏移损耗仅在天线方向性较尖锐时才显著。而当天线方向性尖锐时,天线口径必大,其中心离地高度与波长之比必然不小,即必然是高架情况。因此,考虑仰角偏移损耗及下面将谈及的口面介质耦合损耗时,实际上一般不必考虑天线低架情况,而只需考虑高架天线情况,相应于 $g_2 \rightarrow \infty$ 。这种情况下的最佳仰角 θ_{2m} 示于图 3.11。当 $x_2 < 10$ 时,近似有

$$\frac{\theta_{2m}}{\psi'_{v2}} \approx 0.4 \sqrt{x_2} \quad (3.77)$$

或

$$\theta_{2m} \approx 0.44 \sqrt{\frac{s_1 \mathcal{D}_0 \psi_{v2}}{5 + 0.3H}} \quad (3.78)$$

表 3.1 最佳仰角 θ_{2m}

θ_{2m}/ψ'_{v2} g_2	x_2	0.2	0.5	1	2	4	6	8	10
∞		0.11	0.22	0.39	0.60	0.84	0.98	1.01	1.14
3		0.22	0.39	0.49	0.64	0.83	0.95	1.03	1.11
1		0.27	0.62	0.93	1.19	1.36	1.44	1.48	1.50
0.4		0.30	0.67	1.17	1.88	2.64	3.00	3.20	3.34
0.2		0.32	0.68	1.21	2.11	3.46	4.45	5.14	5.58

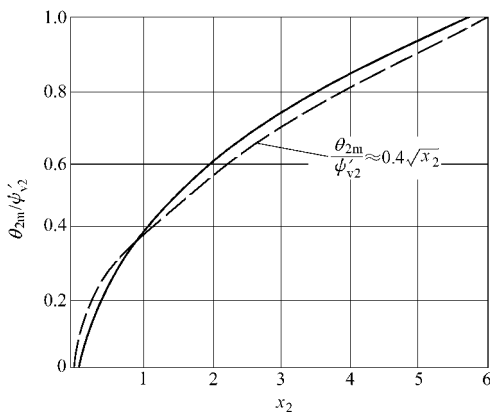


图 3.11 接收天线最佳仰角 θ_{2m}

在高架天线情况下,由(3.41)、(3.73)两式得

$$\begin{aligned}
 V_m &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} \exp\{e_{2m}^2 - b_2 \theta_{2m}^2\} \Psi(e_{2m}) (1 - I_{2m}) \\
 &= -\frac{\sqrt{\pi} g_2}{2c_2} e^{-(\frac{\theta_{2m}}{\psi'_{v2}})^2} \operatorname{Re} \left\{ j\omega \left[g_2 + j \left(\frac{1}{x_2} - \frac{\theta_{2m}}{\psi'_{v2}} \right) \right] \right\} \\
 &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} \exp\{e_{2m}^2 - b_2 \theta_{2m}^2\} \Psi(e_{2m}) \\
 &= \frac{1}{2c_2} e^{-(\frac{\theta_{2m}}{\psi'_{v2}})^2}
 \end{aligned} \quad (3.79a)$$

$$I_{2m} = e^{-e_{2m}^2} \operatorname{Re}[\omega(B_{2m})] / \Psi(e_{2m}) \quad (3.79b)$$

$$B_{2m} = g_2 + j e_{2m} \quad (3.79c)$$

$$e_{2m} = \frac{1}{x_2} - \frac{\theta_{2m}}{\psi'_{v2}} \quad (3.79d)$$

由(3.67)和(3.41)式,接收天线仰角偏移损耗即为

$$L_{av2} = 10 \lg \left[\frac{\Psi(e_{2m})}{\Psi(e_2)} \right] + 8.686 \left(\frac{e_{2m} - e_2}{x_2} \right) \quad (3.80)$$

类似地,可得发射天线最佳仰角及其偏移损耗。在高架天线情况下,当 $x_1 < 10$ 时,也有

$$\frac{\theta_{1m}}{\psi'_{v1}} \approx 0.4 \sqrt{x_1} \quad (3.81)$$

或

$$\theta_{1m} \approx 0.44 \sqrt{\frac{\Theta_0 \psi_{v1}}{s_1 (5 + 0.3H)}} \quad (3.82)$$

式中

$$x_1 = \sqrt{b_1}/c_1 = \frac{2}{s_1(m + \gamma H)} \cdot \frac{\Theta_0}{\psi'_{v1}} = \frac{3.33}{s_1(5 + 0.3H)} \cdot \frac{\Theta_0}{\psi_{v1}} \quad (3.83)$$

其次,类似也有

$$W_m = \frac{1}{2c_1} e^{-(\frac{\theta_{1m}}{\psi_{v1}})^2} \quad (3.84)$$

$$L_{av1} = 10 \lg \left[\frac{\Psi(e_{1m})}{\Psi(e_1)} \right] + 8.686 \left(\frac{e_{1m} - e_1}{x_1} \right) \quad (3.85a)$$

$$e_{1m} = \frac{1}{x_1} - \frac{\theta_{1m}}{\psi'_{v1}} \quad (3.85b)$$

按(3.80)式所得接收天线仰角偏移损耗 L_{av2} 示于图 3.12 中。

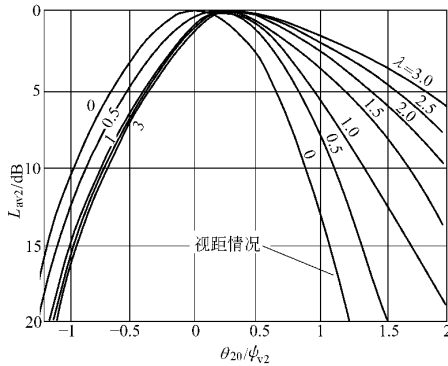


图 3.12 接收天线仰角偏移损耗 L_{av2} (高架天线情况)

显然,根据(3.85)和(3.80)式可得图 3.12 所示收发天线实效垂直方向图。由于对流层散射传播,垂直方向图也展宽了,其展宽因子

$$B_{v2} = \Delta\theta/\psi_{v2} \quad (3.86)$$

如图 3.13 所示,其中 $\Delta\theta$ 为实效方向图 3dB 点波束宽度。

实测资料见图 3.14 和图 3.15^[20,21,55],其中,图 3.14 所示曲线为 15 次测试结果的平均值。

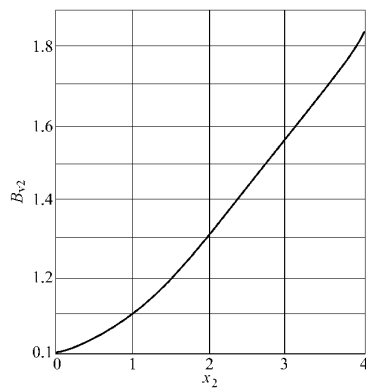


图 3.13 垂直面波束展宽因子

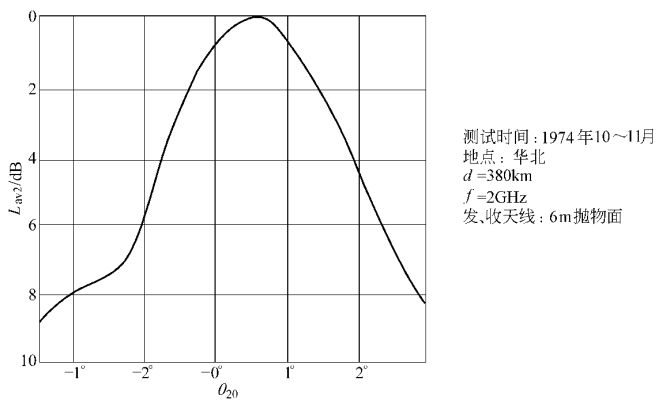


图 3.14 仰角偏移损耗实测曲线之一

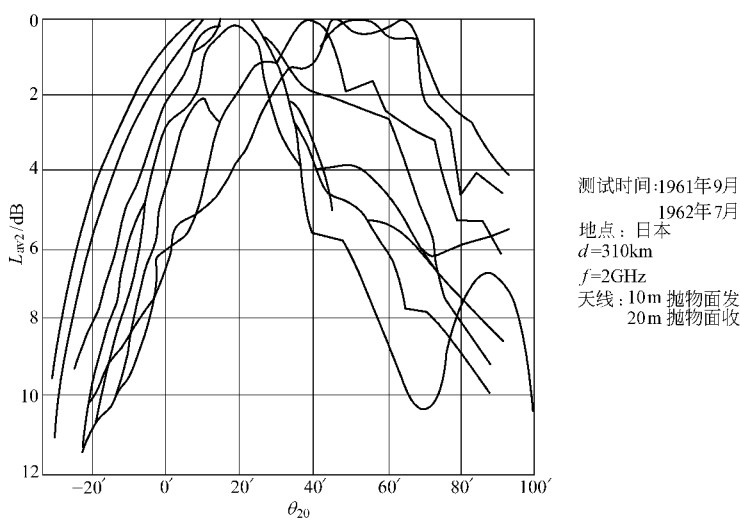


图 3.15 仰角偏移损耗实测曲线之二

3.4 口面介质耦合损耗

在对流层散射传播中,当天线增益足够高(大于 30dB)时,其平面波增益将会降低,此即所谓口面介质耦合损耗。对此,理论上有三种解释。其一是所谓有效散射体积效应,就是说接收功率是与有效散射体积成比例的,当天线增益足够高或波束足够窄时,此有效散射体积将随天线增益的增高或波束的变窄而减小,这就导致天线的平面波增益不能完全实现。其二是天线口面波前失真效应,就是说在自由空间中,到达接收天线口面的波是平面波,即天线口面上各点的场强均同相,这时,总场当然最大;但在对流层散射传播情况下,到达天线口面的波不再是平面波,特别当天线口面足够大时,口面上各点的场强相位杂乱无章,而且随机变化,这时的总场当然没有各点场强同相时大,这就造成天线平面波增益的降低。其三是随机到达角效应,就是说,在对流层散射情况下,无线电波是从各个不同的方向到达接收天线的,这显然也不像在自由空间传播中电波仅从最佳方向到达那样有利。可以证明这三种说法完全等效,实质都是多径传播效应。

根据(3.4)、(3.51)、(3.63)、(3.44)、(3.45)、(3.46)、(3.69)、(3.79)、(3.84)式等,天线介质耦合损耗应为

$$L_c = L_{ch} + L_{cv1} + L_{cv2} \quad (3.87)$$

式中, L_{ch} 为水平面介质耦合损耗, L_{cv1} 、 L_{cv2} 分别为发、收天线垂直面介质耦合损耗,且

$$\begin{aligned} L_{ch} &= 10\lg(U_0/U_m) = 10\lg C_h \\ &= 10\lg \sqrt{1 + \frac{2}{m} \left[\left(\frac{\theta_{10}}{\psi'_{h1}} \right)^2 + \left(\frac{\theta_{20}}{\psi'_{h2}} \right)^2 \right]} \\ &= 10\lg \sqrt{1 + 1.1 \left[\left(\frac{\theta_{10}}{\psi_{h1}} \right)^2 + \left(\frac{\theta_{20}}{\psi_{h2}} \right)^2 \right]} \end{aligned} \quad (3.88)$$

$$L_{cv1} = 10\lg(W_0/W_m) = 4.343 \left(\frac{\theta_{1m}}{\psi'_{v1}} \right)^2 \quad (3.89)$$

$$L_{cv2} = 10\lg(V_0/V_m) = 4.343 \left(\frac{\theta_{2m}}{\psi'_{v2}} \right)^2 \quad (3.90)$$

当 $x_2 < 10$ 时,根据(3.77)式,近似有

$$L_{cv2} \approx \frac{2.3s_1}{5 + 0.3H} \cdot \frac{\theta_{20}}{\psi_{v2}} \quad (3.91)$$

同样,当 $x_1 < 10$ 时,近似有

$$L_{cv1} \approx \frac{2.3}{s_1(5 + 0.3H)} \cdot \frac{\theta_{10}}{\psi_{v1}} \quad (3.92)$$

可以看出,天线介质耦合损耗与方向图展宽密切相连。这点对水平方向图来说特别明显,因为由(3.70)式可知,

$$B'_{h1} \cdot B_{h2} = \sqrt{1 + 1.1 \left[\left(\frac{\theta_{10}}{\psi_{h1}} \right)^2 + \left(\frac{\theta_{20}}{\psi_{h2}} \right)^2 \right]} \quad (3.93)$$

式中, B'_{h1} 和 B_{h2} 分别为发、收天线水平方向图展宽因子,所以由(3.88)式可知

$$L_{ch} = 10\lg B'_{h1} + 10\lg B_{h2} \quad (3.94)$$

这在物理意义上是很好理解的,天线方向图的变宽意味着电波能量的分散,从而意味着天线增益的降低;反之亦然。

根据(3.88)、(3.89)和(3.90)式算出的水平面介质耦合损耗 L_{ch} 和垂直面介质耦合损耗 L_{cv1} 、 L_{cv2} 分别示于图 3.16 和图 3.17 中。假定电路对称,收发天线 3dB 点波束宽度均等于 ψ , 总的天线介质耦合损耗理论曲线则如图 3.18 所示。可以看出,天线介质耦合损耗一般随散射角与天线波束宽度之比 Θ_0/ψ 增加而增加,但却随最低散射点高度 H 增加而减小。

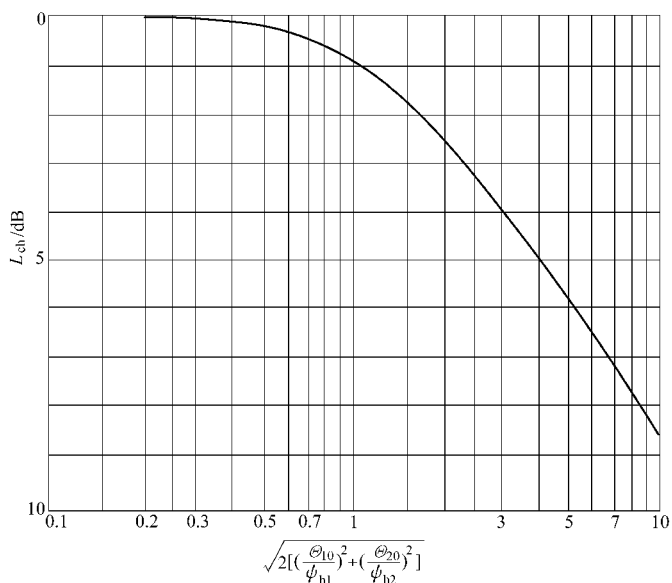


图 3.16 水平面介质耦合损耗

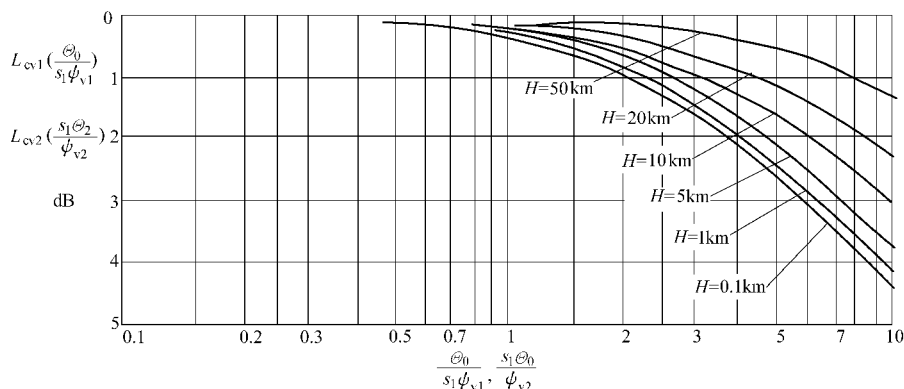


图 3.17 垂直面介质耦合损耗

但应指出,文[34、36]根据某些实验结果分析认为,口面介质耦合损耗在一定条件下仅与收、发天线增益之和有关,文[19]早已反映这一结果。按照这一结果,口面介质耦合损耗按如下经验公式计算:

$$L_c = 0.07 \exp\{0.055(G'_{10} + G'_{20})\} \quad (\text{dB}) \quad (3.95)$$

式中, G'_{10} 、 G'_{20} 分别为发、收天线平面波增益,以 dB 计。其适用条件为距离 $d=150\sim 500\text{km}$, $G'_{10} < 50\text{dB}$, $G'_{20} < 50\text{dB}$ 。

有关测试数据如表 3.2^[35、36]所列,其中一并给出了按图 3.16~3.18 和(3.95)式得到的计算值与实测值的差异。可以看出,按(3.95)式所得计算值偏高一些,按图 3.16~3.18 所得计算值偏低,但偏离程度都差不多。按图 3.16~3.18 所做计算与实测值间的差异,可能部分与

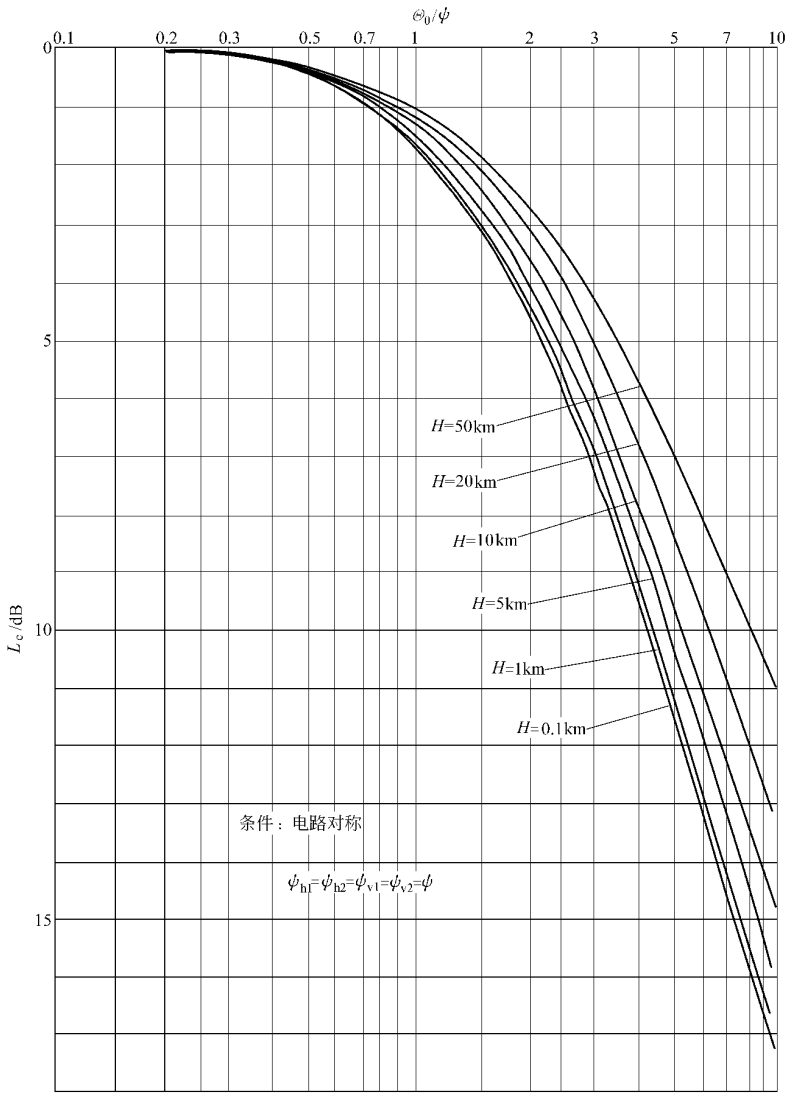


图 3.18 总介质耦合损耗

实测值不全在最佳天线指向下测得有关。考虑到这点,若对图 3.16~3.18 中的值做如下修正:

$$\begin{aligned} L'_c &= L_{cA} + 12 \left[\left(\frac{\theta_{1m}}{\psi_1} \right)^2 + \left(\frac{\theta_{2m}}{\psi_2} \right)^2 \right] \\ &\approx L_{cA} + \frac{2.32}{5 + 0.3H} \left(\frac{\theta_0}{s_1 \psi_1} + \frac{s_1 \theta_0}{\psi_2} \right) \end{aligned} \tag{3.96}$$

再用 L'_c 与实测值做比较,差异将更小,见表 3.2 或图 3.19。可以看出,按图 3.16~3.18 和 (3.96) 式所做计算与实测值的标准偏差为 1.7dB,按 (3.95) 式所做计算与实测值的标准偏差为 2dB。

虽然 (3.96) 式较好地反映了口面介质耦合损耗与 θ_0/ψ 间的关系,并与实测数据更为符合,但由于 (3.95) 式极便于应用,同时也还比较符合实测数据,所以,实用中可以优先采用 (3.95) 式。

表 3.2 口面介质耦合损耗实验数据

序号	f /MHz	d /km	ϑ_0 /mrad	H /km	s_1	$D_{11}^{①}$ /m	$D_{12}^{②}$ /m	$D_{21}^{①}$ /m	$D_{22}^{②}$ /m	$\psi_{11}^{①}$ /mrad	$\psi_{12}^{②}$ /mrad	$\psi_{21}^{①}$ /mrad	$\psi_{22}^{②}$ /mrad	$G_{11}^{①}$ /dB	$G_{12}^{②}$ /m	$G_{21}^{①}$ /dB	$G_{22}^{②}$ /dB	ΔL_{eE} /dB	$\Delta L_c(A)/dB$			$(\Delta L_c(A) - \Delta L(E))/dB$		
																			(3. 87)	(3. 96)	(3. 95)	(3. 87)	(3. 96)	(3. 95)
1	413	584	692	10	1	8. 5	8. 5	18	标准	104. 5	104. 5	49	宽	29	29	35	小	0	1. 2	1. 6	1. 5	1. 2	1. 6	1. 5
2	413	1000	117	29	1	18	18	18	8. 5	49. 2	49. 2	49. 2	105	35	35	35	29	0	1. 0	1. 2	1. 0	1. 0	1. 2	1. 0
3	413	1030	121	31	1	37	37	37	4. 8	23. 6	23. 6	23. 6	180	39. 5	39. 5	39. 5	21	0. 3	1. 9	2. 6	4. 5	1. 6	2. 3	4. 3
4	505	240	28. 4	1. 7	1	8. 5	8. 5	8. 5	1. 7	86. 3	86. 3	86. 3	419	31	31	31	17	1. 0	0. 2	0. 3	1. 0	-0. 8	-0. 7	0
5	850	325	2. 8	3. 1	1	12	12	12	八木	35. 1	35. 1	35. 1	96. 6	37	37	37	16	3. 2	0. 8	1. 1	3. 6	-2. 4	-2. 1	0. 4
6	2160	310	37	2. 8	1. 18	10	10	20	2	17. 4	17. 4	8. 5	85	45	45	49	30	5. 8	5. 1	6. 8	8. 3	-0. 7	1. 0	2. 5
7	2170	105	12. 4	0. 3	1	3. 3	3. 3	12	1. 6	50. 3	50. 3	13. 8	103. 7	35. 6	35. 6	46	29. 6	4. 4	0. 6	1. 0	4. 6	-3. 8	-3. 4	0. 2
8	2170	325	38	3. 1	1	12	12	12	3. 3	14	14	14	52. 5	46	46	46	35. 6	4. 2	2. 1	2. 9	5. 5	-2. 1	-1. 3	1. 3
9	2290	302	35. 6	2. 7	1	8. 5	标准	8. 5	标准	19. 2	480	19. 2	480	42. 5	16	42. 5	16	6. 0	3. 5	4. 2	8. 2	-2. 5	-1. 8	2. 2
10	2290	560	66. 3	9. 3	1	8. 5	标准	8. 5	标准	19. 2	480	19. 2	480	42. 5	16	42. 5	16	9. 0	6. 8	7. 8	8. 2	-2. 2	-1. 2	-0. 8
11	3480	280	32. 8	2. 3	1	2. 4	2. 4	2. 4	标准	38. 4	38. 4	38. 4	300	36. 5	36. 5	36. 5	20	1. 4	0. 7	1. 0	3. 0	-0. 7	-0. 4	1. 6
12	3670	302	35. 6	2. 7	1	8. 5	8. 5	8. 5	1. 5	12. 8	12. 8	12. 8	66. 4	47. 8	47. 8	47. 8	32. 7	4. 8 ^③	2. 4	3. 3	7. 1	-2. 4	-1. 5	2. 3
13	4000	105	12. 4	0. 3	1	3. 3	3. 3	12	1. 6	27. 2	27. 2	7. 5	56. 3	41	41	51. 2	33. 2	5. 4	1. 8	2. 5	8. 0	-3. 6	-2. 9	2. 6
14	4000	160	38	1. 5	1	3. 3	3. 3	12	1. 6	27. 2	27. 2	7. 5	56. 3	40	40	51. 2	33. 2	7. 5	6. 0	7. 7	8. 0	-1. 5	0. 2	0. 5
15	4090	240	28. 4	1. 7	1	8. 5	8. 5	8. 5	1. 4	10. 6	10. 6	10. 6	62. 8	46	46	46	33	2~ 4. 5	2. 2	3. 1	6. 2	-1. 0	-0. 1	3. 0
16	4110	275	32	2. 2	1	3. 1	3. 1	18	2. 2	29. 6	29. 6	5. 2	42. 4	40	40	54. 5	37	10. 5	7. 1	9. 3	8. 3	-3. 4	-1. 2	-2. 2

注：①表示被测天线；
②表示比较天线， ΔL_c 为天线组合 $D_{11} \sim D_{21}$ 与 $D_{12} \sim D_{22}$ 口面介质耦合损耗差， D 表示天线口径；
③表示平面波增益差计算值减路径天线增益差实测值。

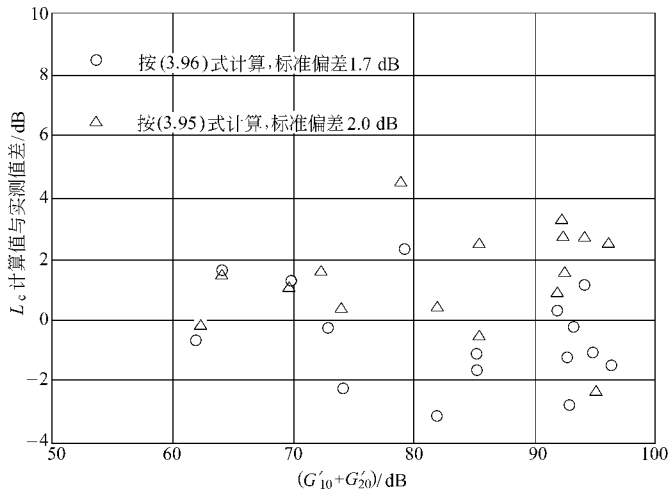


图 3.19 口面介质耦合损耗计算值与实测值的差

3.5 传输损耗中值预测实用模式及其与实测数据的比较

以上各节论述了对流层散射传输损耗的各个分项,主要限于理论形式。本节按应用要求,对各分项予以综合,并根据实测数据确定其中气象因子和不均匀性参数,从而确定传输损耗中值的实用化预测模式。此模式连同相应的慢衰落预测模式已在国际上被称为 Zhang 氏方法或中国方法。

本节也简单介绍了原先在国际上最具权威性的同类模式——美国 NBS 方法,并且对照全球对流层散射数据库,将中、美方法做了比较。

3.5.1 中国方法

在对流层散射传输损耗预测中,通常不必考虑天线低架损耗、大气吸收和天线偏向损耗。因此,根据(3.5)、(3.53)、(3.54)和(3.95)等式,对流层散射传输损耗中值通常可综合为如下形式:

$$L_m = F + 30\lg f + 30\lg \vartheta_0 + 10\lg d + 20\lg(5 + \gamma H) + 4.343\gamma h_0 + L_c - G'_{10} - G'_{20}$$

(3.97)

式中, L_m 为传输损耗中值 (dB), F 为气象因子 (dB), f 为频率 (MHz), ϑ_0 为最小散射角 (mrad), d 为电路长度 (km), H 为最低散射点到收、发点连线上的高度 (km), h_0 为最低散射点离地高度 (km), γ 为对流层不均匀性强度随高度的指数衰减系数 (km^{-1}), L_c 为口面介质耦合损耗 (dB), G'_{10} 和 G'_{20} 分别为发、收天线增益 (dB)。

根据上节所述情况,(3.97)式中的 L_c 一般采用(3.95)式。但若发、收天线均采取最佳指向, L_c 可由(3.87)~(3.90)式确定。

(3.97)式中的参数 F 和 γ , 首先根据国内测量数据得到订正,所得传输损耗中值模式作为区域性适用模式纳入原 CCIR 238-3 报告^[58]。CCIR 颁布全球对流层散射数据库^[59]后, F 和 γ 得到进一步修订。

在分析气象因子 F 时,参数 γ 粗略地取为 0.3km^{-1} 。对于任一获得传输损耗中值 L_m 的电路,根据(3.97)式,得到

$F = L_m - [30\lg f + 30\lg \mathcal{D}_0 + 10\lg d + 20\lg(5 + 0.3H) + 1.3h_0 + L_c - G'_{10} - G'_{20}]$

如此得到的世界各地的 F 值彼此差异很大。为此,按 CCIR 对于对流层散射的既定气候区划分,分别对各气候区的 F 进行分析,并曾经试图寻求 F 与地面折射率 N_s 的适当关系;但分析表明,不同电路上的 F 与 N_s 相关性很小,而一定气候区的 F 值变化不大。为此,对每一气候区确定一个最佳 F 值。

F 和 γ 的值按优化方法确定。取传输损耗预测值和实测值的方差:

$$D(F,\gamma) = \sum_i D_i(F,\gamma)$$

式中, i 表示第 i 条电路,

$$D_i(F,\gamma) = [F + 30\lg f_i + 30\lg \mathcal{D}_{0i} + 10\lg d_i + 20\lg(5 + \gamma H_i) + 4.343\gamma h_{0i} + L_{ci} - G'_{10i} - G'_{20i} - L_{mi}]^2$$

F 和 γ 的最佳值 F_m 和 γ_m 应使 $D(F,\gamma)$ 达到极小,因而由如下两式确定:

$$\left. \frac{\partial D(F,\gamma)}{\partial F} \right|_{\substack{F=F_m \\ \gamma=\gamma_m}} = 0$$
$$\left. \frac{\partial D(F,\gamma)}{\partial \gamma} \right|_{\substack{F=F_m \\ \gamma=\gamma_m}} = 0$$

如上确定的 F 和 γ 列于表 3.3 中。

表 3.3 气象参数 F 和 γ

气候区	1	2	3	4	6	7a	7b
$F(\text{dB})$	39.60	29.73	19.30	38.50	29.73	33.20	26.00
$\gamma(\text{km}^{-1})$	0.33	0.27	0.32	0.27	0.27	0.27	0.27

表中所列气候区为:1—赤道;2—大陆性亚热带;3—海洋性亚热带;4—沙漠;6—大陆性温带;7a—海洋性温带陆地;7b—海洋性温带海面。

有关气候区的定义见 CCIR 617-1 建议^[61]。

气候参数取表 3.3 所列值的(3.97)式,适于全球对流层散射传输损耗年中值预测,是关于对流层散射传输损耗统计预测的中国方法的主要部分。

3.5.2 美国 NBS 方法

国际上以往广泛沿用的对流层散射传输损耗预测方法,主要是美国 NBS 方法^[17]。法国基于测量数据总结出的一套传输损耗曲线^[60]也有一定影响。这里对前者做一简单介绍。

NBS 方法主要基于湍流散射机理,其传输损耗预测包括大量曲线的应用。这些曲线中的基本部分基于计算机数值计算,其中有关气象参数事先按特定地区资料定死。而按这些基本曲线所做的预测与其他地区实测数据间的差异,则不仅分区而且按距离逐点修正。此方法完整版本的使用极其繁杂,在传输损耗中值预测中,即使不考虑频率增益函数和大气吸收等,仍然包括 68 条曲线的应用。后来仅取电路基本对称情况,同时简化口面介质耦合损耗计算,所得简本纳于 CCIR 238-2 报告^[19]。

按 NBS 方法简本,传输损耗中值为:

$$L_m = 30\lg f - 20\lg d + F(\theta d) + L_c - G'_{10} - G'_{20} - V(d_e) \tag{3.98}$$

式中, f 、 d 、 L_c 、 G'_{10} 和 G'_{20} 的物理意义同上, θ 为最小散射角(rad),函数 $F(\theta d)$ 如图 3.20 所示, $V(d_e)$ 如图 3.21 所示,其中 d_e 为特殊规定的有效距离(km)。

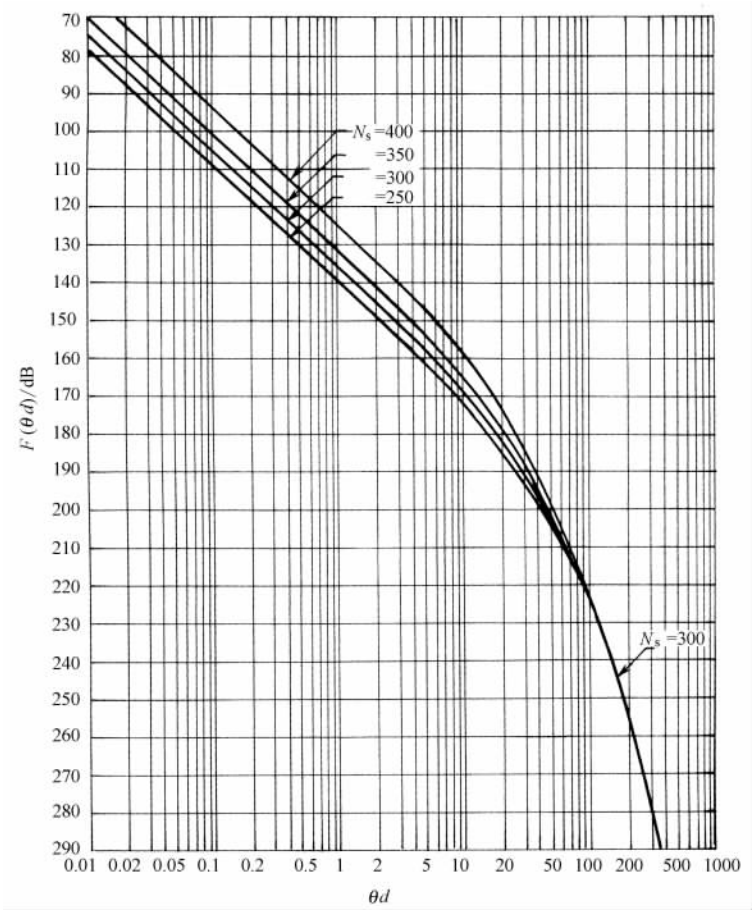


图 3.20 函数 $F(\theta d)$

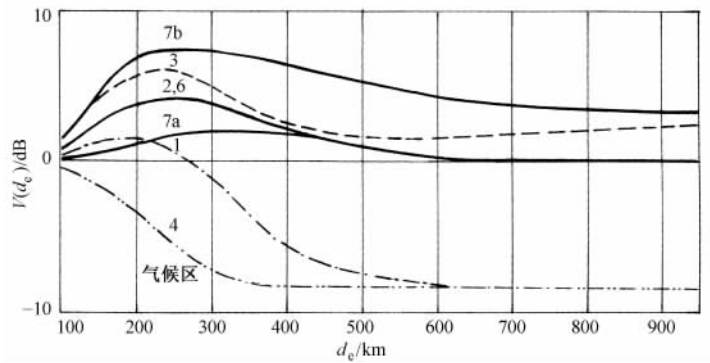


图 3.21 函数 $V(d_e)$

3.5.3 中国方法与美国方法和法国方法的比较

对照全球对流层散射数据库^[59]和国内部分电路数据,中国方法与美国方法和法国方法的比较情况见表 3.4。显然,中国方法的预测精度优于美国和法国方法。

中国方法替代美国方法作为首要方法纳入 CCIR238-6 报告^[60],随后形成 CCIR617-1

表 3.4 中国方法与美国方法和法国方法预测误差比较

电路序号	相对于自由空间的传输 损耗中值实测值(dB)	相对于实测值的预测误差 (dB)		
		中 国	美 国	法 国
908	78	2.4	0.1	6.9
1440	67	－5.5	－10.5	－5.7
1441	84	－0.9	－6.0	－1.1
2064	72	1.7	－3.2	1.9
2272	71	－4.4	－6.3	1.5
2273	76	5.0	3.3	10.8
2304	69	0.7	0.4	11.1
2305	61	0.6	－3.8	3.7
2306	84	－4.9	－5.1	5.5
2307	70	0.9	－3.3	4.1
4901	63	2.9	－0.2	6.1
5006	71	3.5	－1.2	5.0
5009	82	－2.0	－6.0	3.9
9009	99	0.9	－0.9	14.9
9018	81	2.5	－1.6	2.5
9019	80	0.7	－1.2	5.6
9034	76	3.7	1.8	10.8
9041	71	0.0	－2.6	6.4
9042	97	0.0	－1.1	－0.5
9043	44	0.0	0.7	4.6
9045	73	－0.4	－2.8	4.0
9046	77	0.1	－2.0	4.5
A	63	－3.7	－9.1	－2.7
B	66	－0.6	－4.3	1.4
C	72	－3.6	－7.6	－0.5
平 均 值		0.0	－2.9	4.2
均 方 根 值		2.7	4.4	6.2

建议^[61]。

3.5.4 最坏月传输损耗中值预测

CCIR 238-6 报告^[60]给出了对流层散射传输损耗的最坏月中值与年中值的差值曲线,如图 3.22 所示,其中的等效距离如下确定:

$$d_q = a_e \vartheta_0 / 1000 \quad (\text{km})$$

(3.99)

a_e 为等效地球半径(km), ϑ_0 为最小散射角(mrad)。由此,最坏月中值可以如下预测:

$$L_{mw} = L_m + \Delta(0.5)$$

(3.100)

式中, L_{mw} 为最坏月传输损耗中值 (dB); L_m 为年度传输损耗中值 (dB), 按 (3.97) 式确定; $\Delta(0.5)$ 为传输损耗的最坏月中值与年中值的差, 按图 3.22 中的曲线确定。

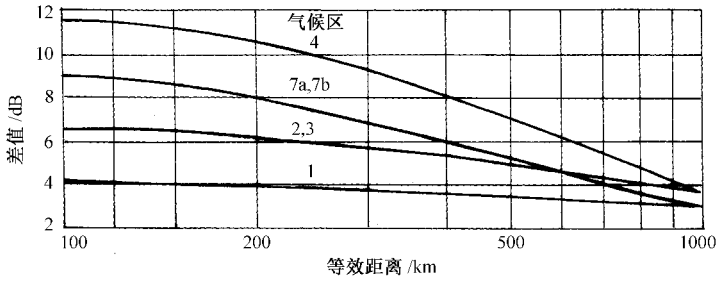


图 3.22 传输损耗的最坏月中值与年中值的差

3.6 最佳使用频率

一般来说, 最佳使用频率取决于传播特性、天线特性、系统体制及无线电干扰等多种因素。这里仅考虑传播与天线两个因素。这对频率使用大体原则的确定有一定参考意义。

众所周知, 当天线口面一定时, 平面波天线增益是随频率的增高而增加的。从这一角度看, 频率是高一些好。但如上所述, 总的基本传输损耗也是随频率的增高而增加的, 从这一角度看, 频率又应是低一些好。综合考虑传播与天线二者, 如果不存在口面介质耦合损耗, 情况很简单。因为收、发天线总平面波增益与频率的 4 次方成比例, 而基本传输损耗一般大致与频率的 3 次方成比例, 所以总的情况还是增高频率好。但是, 当存在口面介质耦合损耗时, 对固定口面的天线来说, 其实效路径天线增益在较低的频率范围大致仍然与频率的 4 次方成比例, 但当频率增加到一定程度后, 它可能只与频率的 3 次方、2 次方成比例, 在极限情况下, 它甚至可能只与频率的 1 次方成比例。这样, 当频率高到一定程度后, 由天线方面所能得到的实际增益的提高将不能补偿基本传输损耗的增加。如此, 对于一定口面的天线来说, 使用频率既不宜太低, 也不宜太高。这就产生一个最佳使用频率问题。由此也可看出, 最佳使用频率应是实效路径天线增益与基本传输损耗之间的一种折中频率。

如前所述, 在对流层散射传输损耗预测中, 实际上通常不必考虑天线低架损耗、大气吸收和天线偏向损耗。在此情况下, 由 (3.5)、(3.53) 等式可知, 传输损耗可以表示为

$$L = L_{b0} + L_c - (G'_{10} + G'_{20})$$

$$L_{b0} = A - 30 \lg \lambda$$

式中, A 为与频率无关的常数, $G'_{10} + G'_{20}$ 可以表示为

$$G'_{10} + G'_{20} = B - 40 \lg \lambda$$

B 与频率无关。所谓最佳频率 f_m , 意指在此频率上, 或者在与此相应的波长 λ_m 上, 传输损耗 L 达到极小。这就应有

$$\left. \frac{\partial L}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\lambda_m} = 0$$

从而有

$$\left. \frac{\partial L_c}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\lambda_m} = -4.343/\lambda_m \quad (3.101)$$

若按前述理论结果,设电路对称,收、发天线口径均等于 D ,由(3.87)~(3.90)和(3.96)等式可知,此时将有

$$L_c \approx 10\lg\sqrt{1+0.55\alpha^2} + \frac{9.24\alpha}{5+0.3H}$$

式中,

$$\alpha = \vartheta_0/\psi$$
$$\psi = 1.2\lambda/D$$

利用(3.101)式,即有

$$4.343 \times \frac{0.55\alpha_m^2}{1+0.55\alpha_m^2} + \frac{9.2\alpha_m}{5+0.3H} = 4.343$$

或

$$\alpha_m^3 + 1.82\alpha_m = 4.29 + 0.26H$$

式中,

$$\alpha_m = \frac{\vartheta_0 D}{1.2\lambda_m}$$

由此可得

$$\alpha_m = (4.29 + 0.26H)^{1/3} - 0.6/(4.29 + 0.26H)^{1/3}$$
$$\lambda_m = \frac{\vartheta_0 D}{1.2\alpha_m} = \frac{\vartheta_0 D}{1.2[(4.29 + 0.26H)^{1/3} - 0.6/(4.29 + 0.26H)^{1/3}]}$$

从而得最佳频率

$$f_m = \frac{300}{\lambda_m} = \frac{360\alpha_m}{\vartheta_0 D}$$
$$= \frac{360}{\vartheta_0 D} [(4.29 + 0.26H)^{1/3} - 0.6/(4.29 + 0.26H)^{1/3}] \quad (\text{MHz}) \quad (3.102)$$

式中, λ_m 以 m 计, ϑ_0 以弧度计, D 以 m 计。设电路为光滑球面情况,按(3.102)式所得计算结果如表 3.5 所列。可以看出,当天线口径一定时,最佳使用频率随距离的增大而降低;当距离一定时,最佳使用频率随天线口面的增大而降低。在实际中,天线口径总与距离相适应,即随距离的增大而增大。如此,可以一般地说,最佳使用频率随距离的增大而降低。另外,在任何确定的距离上,只要波长与天线口径间始终保持如下最佳关系:

$$\left(\frac{D}{\lambda}\right)_m = \frac{1.2[(4.29 + 0.26H)^{1/3} - 0.6/(4.29 + 0.26H)^{1/3}]}{\vartheta_0}$$

表 3.5 最佳使用频率理论值(光滑球面电路情况)

f_m/MHz d/km D/m	3	6	9	12	15	18	21
200	6639	3319	2213	1660	1328	1106	948
400	3639	1819	1213	910	728	606	520
600	2726	1363	909	682	545	454	389
800	2305	1152	768	576	461	384	329
1 000	2063	1032	688	516	413	344	295

则在一定范围内频率越低越好。因为在这种情况下,收、发天线平面波增益和天线介质耦合损耗都是一定的,因而,实效路径天线增益也是一定的,在传输损耗中,基本上只有基本传输损耗 L_{b0} 随频率而变。如上所述,基本传输损耗 L_{b0} 是与频率的 3 次方成比例的,因此,频率越低,传输损耗越小,降低频率所得增益与前后频率比的 3 次方成比例。

若按经验关系式(3.95)式估算口面介质耦合损耗,注意到关系

$$G'_{10} = 10\lg\left[\nu_t\left(\frac{\pi D_t}{\lambda}\right)^2\right]$$

$$G'_{20} = 10\lg\left[\nu_r\left(\frac{\pi D_r}{\lambda}\right)^2\right]$$

可得

$$L_c = 0.07\left[\nu_t\nu_r\left(\frac{\pi D_t}{\lambda}\right)^2\left(\frac{\pi D_r}{\lambda}\right)^2\right]^{0.2389}$$

式中, ν_t 、 ν_r 分别为发、收天线效率, D_t 、 D_r 分别为发、收天线口径。利用(3.101)式,则得

$$\lambda_m \approx 0.0399[\nu_t\nu_r D_t^2 D_r^2]^{0.25}$$

假定 $\nu_t = \nu_r = 0.6$, $D_t = D_r = D$, 则

$$\lambda_m \approx 0.0309D$$

从而得最佳频率为

$$f_m \approx 9\,708.7/D \qquad (\text{MHz}) \tag{3.103}$$

其计算结果如表 3.6 所列。

表 3.6 最佳使用频率按经验推算值

D/m	3	6	9	12	15	18	21
f_m/MHz	3 236	1 618	1 079	809	647	539	462

第 4 章 对流层散射信号慢衰落特性

对流层散射信号电平随时间的随机变化叫做衰落,其中包括快衰落和慢衰落,前者指瞬时信号电平在几分钟到一小时内的短期变化,后者指短期信号电平中值在以昼夜、月、季和年以至数年为周期的长期变化。

慢衰落特性是传播可靠度设计的依据。

4.1 慢衰落形式及其机制

慢衰落的表现形式为短期信号电平中值的逐时、逐日、逐月和逐年变化。逐时变化或昼夜变化的例子如图 4.1 所示。

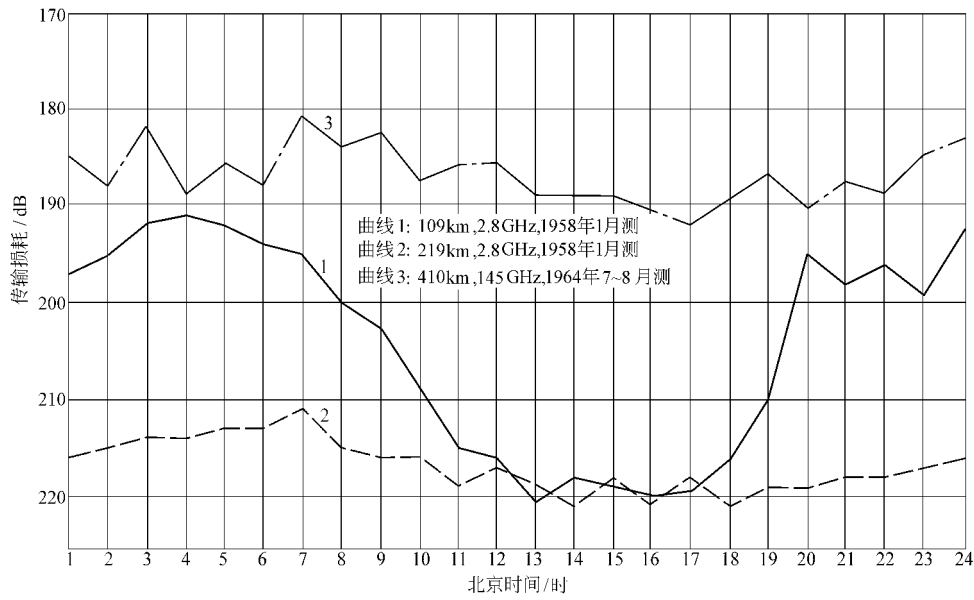


图 4.1 传输损耗昼夜变化

图例说明,在一天中,信号电平最强的时间一般在午夜和早晨,最弱的时间一般在 12~18 时之间,且昼夜变化幅度与距离有关,距离远的幅度较小。

图 4.1 表明,在 110km 的电路上,小时到小时的电平变化一般在 5dB 以内,昼夜变化幅度约达 30dB;在 220 和 410km 的电路上,小时到小时的电平变化一般在 3dB 以内,昼夜变化幅度平均约 10dB。具体情况与所在气候区、月份和距离等因素有关,不尽一致。

在气象条件变化急剧的日子里,小时到小时的电平变化有时也可达到十几甚至几十分贝。

一个月中,传输损耗日中值的逐日变化的特例如图 4.2 所示,此特例取自海上电路。特例表明,日到日的电平变化一般在 3~4dB 以内,但最大的高达 21dB,逐日变化幅度达 26dB。

此例是一个月的测试结果,其中几次信号剧增伴随着反气旋天气形势。若用较多月份的测试数据,平均结果可能比较平缓。若在内陆,变化将较小。有的文献认为,信号电平一般没

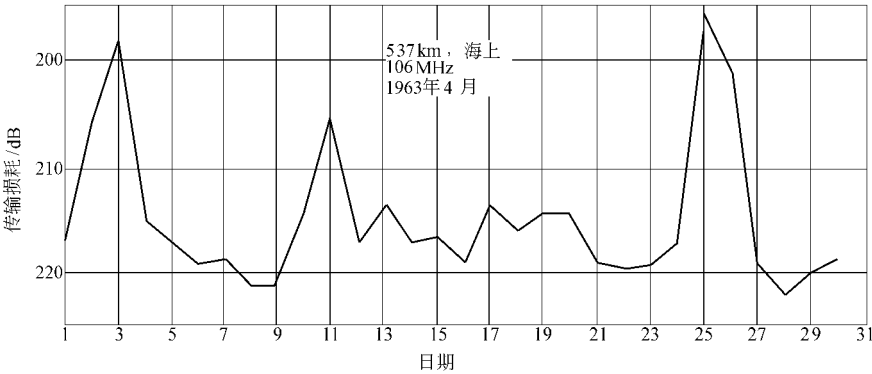


图 4.2 传输损耗逐日变化

有显著的日到日的变化。

传输损耗月中值的逐月变化情况如图 4.3 所示,其中实线测于我国华北、华东地区,虚线取自美国东海岸资料。

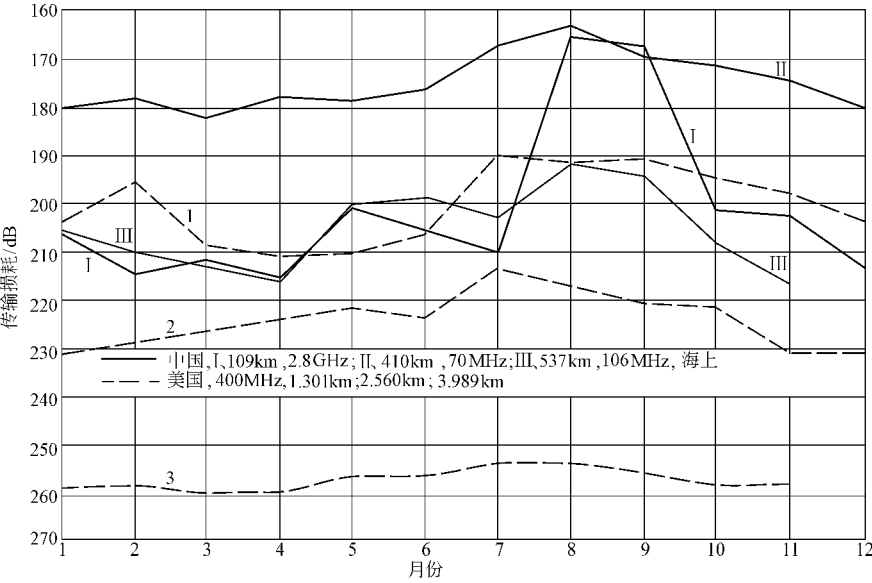


图 4.3 传输损耗逐月变化

情况表明,信号电平逐月变化幅度与距离有关,距离越近,幅度越大。实线表明,逐月变化幅度可达 20dB 以上。虚线表明,对 300km 的电路,逐月变化幅度约为 21dB;对 560km 的电路,逐月变化幅度约 17dB;而对 990km 的电路,逐月变化幅度仅约 5dB。

其次,实线表明,在我国,信号电平最强的月份约在 6~9 月间,最弱的月份约在 12~4 月间。

实验表明,信号电平的年中值也是变化的。在我国华东沿海某条 537km 的电路及 100MHz 的频率上,1964 年所测电平中值较 1963 年所测的高 5dB。

慢衰落产生于气象气候条件的变化。由第 2 章可知,信号电平中值取决于折射率 N 及其梯度 dN/dh 的变化,取决于湍流起伏强度 $(\overline{\Delta N})^2$ 和大气分层状况等。而这一切均取决于气象气候条件。

由第1章所述 N 、 dN/dh 等与温度、湿度和压力的关系及某些气象变化规律看,有两种趋势对信号电平是有利的,即温度呈上部升高或下部降低趋势,湿度呈上部降低或下部升高趋势。因为在这样的情况下,首先,折射指数起伏强度,特别是高度方向上的起伏强度可能增强;其次,可能形成较稳定的层结,甚至波导;再则,沿途折射条件可能变好,因而有效散射体可能降低,有效散射角可能减小,较低散射体内的折射指数起伏强度又可能更加增强。由此可以理解一系列慢衰落现象与气象气候条件的联系。

在北半球,由于水汽蒸发情况不一样,夏季地面比较潮湿,冬季地面比较干燥,而高空湿度冬夏变化较小,因此,夏季湿度的下高上低程度比冬季强烈。从而,信号电平一般夏强冬弱。

如第1章所述,由于地面和大气比热比不一样,白天在太阳照射下,地面是先于大气受热的,对流层则主要靠地面的热辐射和对流由下而上地被逐次加热,因而,白天对流层温度下高上低的程度是较强烈的,下午两三点钟尤其如此。而到晚上,情况则相反,地面较快散热,以至对流层温度向上高下低趋势发展。因此,信号电平一般晚上和早晨强,下午两三点钟弱。

还有些特殊的气象条件影响信号电平。在反气旋中心,信号常因收缩逆温的产生而增强。在沿海地区,当来自内陆的干暖空气团移到冷湿的海面时,信号兼因温度的上高下低和湿度的上低下高而剧增。在陆上晴天的晚上,信号也可能在辐射冷却逆温出现时增强。而当低压来到后,信号则可能下降。

具体的气象气候条件及其影响下的慢衰落与气候区有关,与大气运动状况、地理位置和地形影响等情况密切相关。热带、温带和寒带情况各不一样,海洋性气候区和大陆性气候区大不一样,海上与陆上、平原与山地也不一样。在海洋性气候区,由于平流逆温等情况较多出现,较稳定层结甚至大气波导较常形成,因而信号电平变化较大,特别在海上更是如此。而在粗糙的山区,特别在强风较多地区,由于大气经常搅和,稳定层结和大气波导之类则极少出现,信号电平变化则小得多。

对流层在各高度上的变动情况一般是不一样的。因而,长度不同的电路上的慢衰落情况一般不一样。一般来说,较近电路上的有效散射体高度较低,而较低高度的介质变动较剧烈,特别在刚刚超出视线的范围,可能还夹杂绕射等传播机制的经常性影响,所以信号电平变化较剧烈,较远的电路情况则相反。

4.2 慢衰落统计分布

慢衰落通过其统计分布描述。

作为例子,图4.4示出了中国、西欧、北美、日本和新加坡等地一些电路上实测的慢衰落统计分布,其中电路序号取自数据库^[59]。

图4.4采用的是对数正态坐标图纸,在这种图纸上,任一直线均满足对数正态分布。该图表明,所示五条实测曲线基本上都是直线,因此,基本上都是对数正态分布。

对数正态分布函数的形式为:

$$P(x) = P_{\text{rob}}(x' < x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^x \exp\left\{-\frac{(x' - x_m)^2}{2\sigma^2}\right\} dx' \quad (4.1)$$

其中, x_m 为信号电平的平均值,也是中值, σ 为标准偏差。相应的分布密度为:

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(x - x_m)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (4.2)$$

对数正态分布函数可以通过概率积分表达:

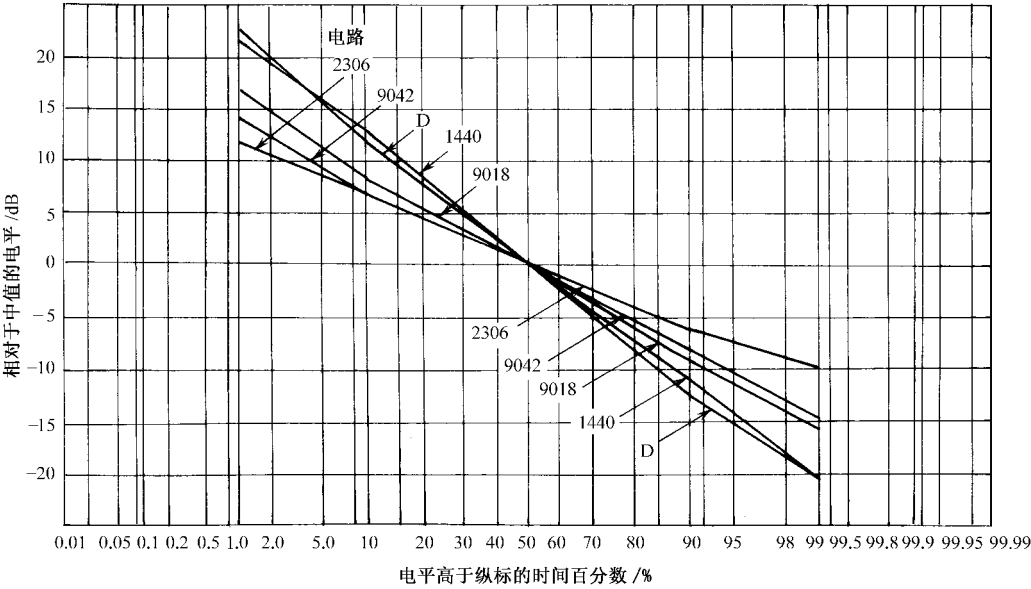


图 4.4 实测慢衰落统计分布

$$P(x) = \frac{1}{2} \left[1 + \Phi \left(\frac{x - x_m}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right]$$
 (4.3)

其中, $\Phi(Z)$ 为概率积分,

$$\Phi(Z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z \exp(-t^2) dt$$
 (4.4)

实际常用与传播可靠度相联系的概率 $q(x)$, 它是信号电平 x' 超过值 x 的概率。根据 (4.3) 式,

$$q(x) = 1 - P(x) = \frac{1}{2} \left[1 - \Phi \left(\frac{x - x_m}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right] = \frac{1}{2} \Psi \left(\frac{x - x_m}{\sqrt{2}\sigma} \right)$$
 (4.5)

其中, $\Psi(z)$ 为余概率积分。从而, 相对于中值的电平变化 $Y = x - x_m$ 的分布为:

$$q(Y) = \frac{1}{2} \Psi \left(\frac{1}{\sqrt{2}\sigma} \right)$$
 (4.6)

在慢衰落预测中, 有时需在已知衰落裕量时预测传播可靠度。此时需用 (4.6) 式。但是, 也常常需要直接预测满足预定传播可靠度所要求的衰落裕量。为此, 作为 (4.6) 式的逆运算, 可得

$$Y(q) = Y(0.9)C(q)$$
 (4.7)

式中, $Y(q)$ 为相应于概率 q 的电平变化, $Y(0.9)$ 为相应于 $q=90\%$ 的电平变化,

$$Y(0.9) = -1.2816\sigma$$
 (4.8)

$C(q)$ 的典型值如表 4.1 所列。

$C(q)$ 可近似表达为:

表 4.1 函数 $C(q)$ 的典型值

q	0.50	0.90	0.99	0.999	0.9999	0.99999
$C(q)$	0	1.0000	1.8152	2.4112	2.9018	3.3278

$$C(q) = \begin{cases} [\xi(q) - T(q)]/1.2816 & (q \leq 0.5) \\ [T(q) - \xi(q)]/1.2816 & (q > 0.5) \end{cases} \quad (4.9a)$$

$$T(q) = \begin{cases} \sqrt{-2\ln q} & (q \leq 0.5) \\ \sqrt{-2\ln(1-q)} & (q > 0.5) \end{cases} \quad (4.9b)$$

$$\xi(q) = \frac{C_0 + [C_1 + C_2 T(q)]T(q)}{1 + \{D_1 + [D_2 + D_3 T(q)]T(q)\}T(q)} \quad (4.9c)$$

$$\left. \begin{aligned} C_0 &= 2.515516698 \\ C_1 &= 0.802853 \\ C_2 &= 0.010328 \\ D_1 &= 1.432788 \\ D_2 &= 0.189269 \\ D_3 &= 0.001308 \end{aligned} \right\} \quad (4.9d)$$

由于相对于中值的电平变化与相对于中值的传输损耗变化有如下关系：

$$Y(q) = X(q) - X_m = -[L(q) - L_m]$$

式中, $L(q)$ 为相应于信号电平 $X(q)$ 的传输损耗, L_m 为相应于信号电平中值 X_m 的传输损耗, 从而可得完整的信号电平和传输损耗统计描述分别为：

$$X(q) = X_m + Y(q) \quad (4.10)$$

$$L(q) = L_m - Y(q) \quad (4.11)$$

4.3 慢衰落预测实用模式及其与实测数据的比较

如上节所述,慢衰落可按(4.7)式预测,其中 $Y(0.9)$ 可代替标准偏差而作为主要特征参数。 $Y(0.9)$ 是 90% 时间的信号电平超过的值与中值的差。在对数正态坐标图纸上,只要通过中值点 ($q=50\%$, $Y=0$) 和 90% 值点 [$q=90\%$, $Y=Y(q)$] 画一直线,即可得到完整的慢衰落分布信息。

$Y(0.9)$ 可根据全球对流层散射数据库^[59]统计建模。

根据以往国际上有关资料, $Y(0.9)$ 除与气候区有关外,似乎还应与地面折射率的年变化量 ΔN_s 有关。从对流层不均匀性强度关系看, $Y(0.9)$ 还应随散射体高度 h 的增高而下降。对照数据库^[59]的分析表明: $Y(0.9)$ 确因气候区而异;在各气候区, $Y(0.9)$ 与高度 h 有较好的相关性;在温带地区, $Y(0.9)$ 与频率 f 也有一定相关性;但在各气候区, $Y(0.9)$ 与 ΔN_s 间的相关性均很小。

根据上述数据分析结果,设想 $Y(0.9)$ 的粗略模型为：

$$Y(0.9) = a + (b + cf)\exp(-eh)$$

式中, a 、 b 、 c 和 e 为待定数。分气候区结合数据进行优化分析,得到：

$$Y(0.9) = \begin{cases} -2.2 - (8.1 - 2.3 \times 10^{-4} f)\exp(-0.137h) & (\text{气候区 2、6 和 7a}) \\ -9.5 - 3.0\exp(-0.137h) & (\text{气候区 7b}) \end{cases} \quad (4.12)$$

式中, f 以 MHz 计, h 以 km 计。对于气候区 1、3 和 4, 由于测量数据较少,只得根据已有曲线^[58]做简化和综合,结果见图 4.5, 其中 d_s 为超视线距离,

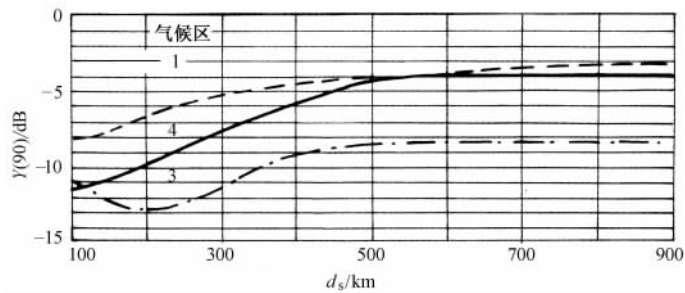


图 4.5 气候区 1、3 和 4 中的 $Y(0.9)$

$$d_s = a_e \vartheta_0 / 1000 \tag{4.13}$$

a_e 为等效地球半径(km), ϑ_0 为最小散射角(mrad)。

如此,(4.7)式连同(4.12)式和图 4.5 形成第 3 章所述中国方法中的慢衰落预测实用模式。

在美国 NBS 方法^[17]中,信号电平变化 $Y(q)$ 由一系列曲线表示。曲线簇分气候区给出,每一气候区都包括 $q=0.01\%$ 、 0.1% 、 1% 、 10% 、 50% 、 90% 、 99% 、 99.9% 和 99.99% 九条曲线。CCIR 238-3 报告^[58] 截取了其中 $q=50\%$ 、 90% 、 99% 、 99.9% 和 99.99% 五条曲线。作为例子,图 4.6 示出其中大陆性温带的曲线,图中 d_e 为特殊规定的有效距离。

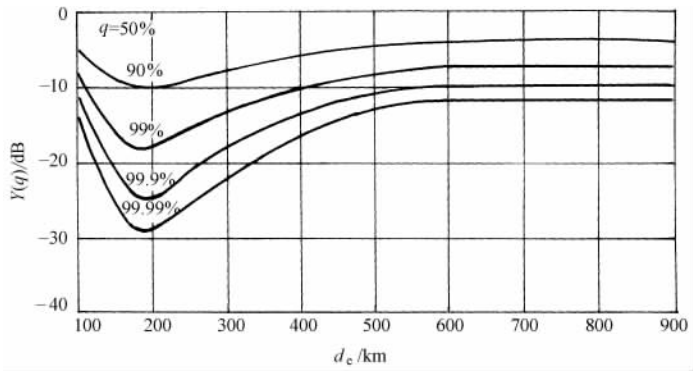


图 4.6 NBS 方法中的大陆性温带 $Y(q)$ 曲线

取自数据库^[59]的慢衰落实测结果和上述中、美方法的预测误差对比见表 4.2,表中电路序号取自所述数据库。表中数据说明,中国方法预测精度优于美国方法。

表 4.2 慢衰落实测结果和中、美方法预测误差对比

电路 序号	-Y(0.9)/dB			-Y(0.99)/dB		
	实测值	预测误差		实测值	预测误差	
		中国	美国		中国	美国
908	9	-0.1	-2.4	—	—	—
1440	11	-1.3	-0.6	21	-3.3	-2.1
1441	9	0.0	1.0	16	0.3	2.2
1700	9	0.5	-0.6	17	0.2	-1.8
1701	9	0.5	-0.6	14	3.2	1.3

续表

电路 序号	-Y(0.9)/dB			-Y(0.99)/dB		
	实测值	预测误差		实测值	预测误差	
		中国	美国		中国	美国
1705	4	2.1	0.1	6	5.1	1.4
2064	7	2.0	3.9	13	3.3	6.9
2093	8	1.7	3.2	14	3.6	6.4
2272	10	-0.8	-3.9	17	-0.4	-6.0
2273	8	0.9	-2.1	15	1.1	-4.3
2282	14	-2.3	-2.4	24	-2.8	-2.9
2283	15	-3.3	-3.4	27	-5.8	-6.0
2297	12	-0.1	0.4	16	5.6	6.5
2304	11	-2.5	-5.5	18	-2.6	-8.1
2305	10	-0.4	-1.8	17	0.3	-2.0
2306	6	2.2	-0.7	10	4.9	-0.4
2307	6	3.2	2.0	10	6.8	4.5
2360	5	4.8	4.1	12	5.7	4.6
4019	10	0.1	0.1	—	—	—
4025	5	5.1	5.5	17	1.3	2.1
4052	9	0.8	1.3	16	1.7	2.7
4901	7	0.4	2.9	10	3.4	8.0
5006	5	3.9	4.7	15	1.1	2.6
5009	8	0.2	1.1	19	-4.1	-2.4
9009	8	-1.0	-1.8	14	-1.3	-2.7
9018	9	-1.3	1.7	16	-2.0	3.5
9019	7	1.2	2.0	—	—	—
9034	10	-1.5	-3.3	17	-1.5	-4.8
9041	5	7.4	8.6	12	10.5	12.6
9042	8	-3.5	-3.5	15	-6.8	-6.8
9043	5	6.9	6.9	—	—	—
9045	12	-2.6	-4.9	19	-2.0	-6.1
9046	8	0.6	-1.1	13	2.7	-0.5
均方根	—	2.7	3.3	—	4.0	5.0

以上所述慢衰落预测模式适于年度预测。它也可以转化为最坏月预测模式。

根据 CCIR 238-6 报告^[60],最坏月与年度的传输损耗差 $\Delta(q)$ 如图 4.7 所示,其中的等效距离由(3.99)式确定。

图 4.7 中曲线相应于四个典型概率值: $q=50\%$ 、 90% 、 99% 和 99.9% 。按对数正态律进行外插,也可以得到相应于 $q=99.99\%$ 的差:

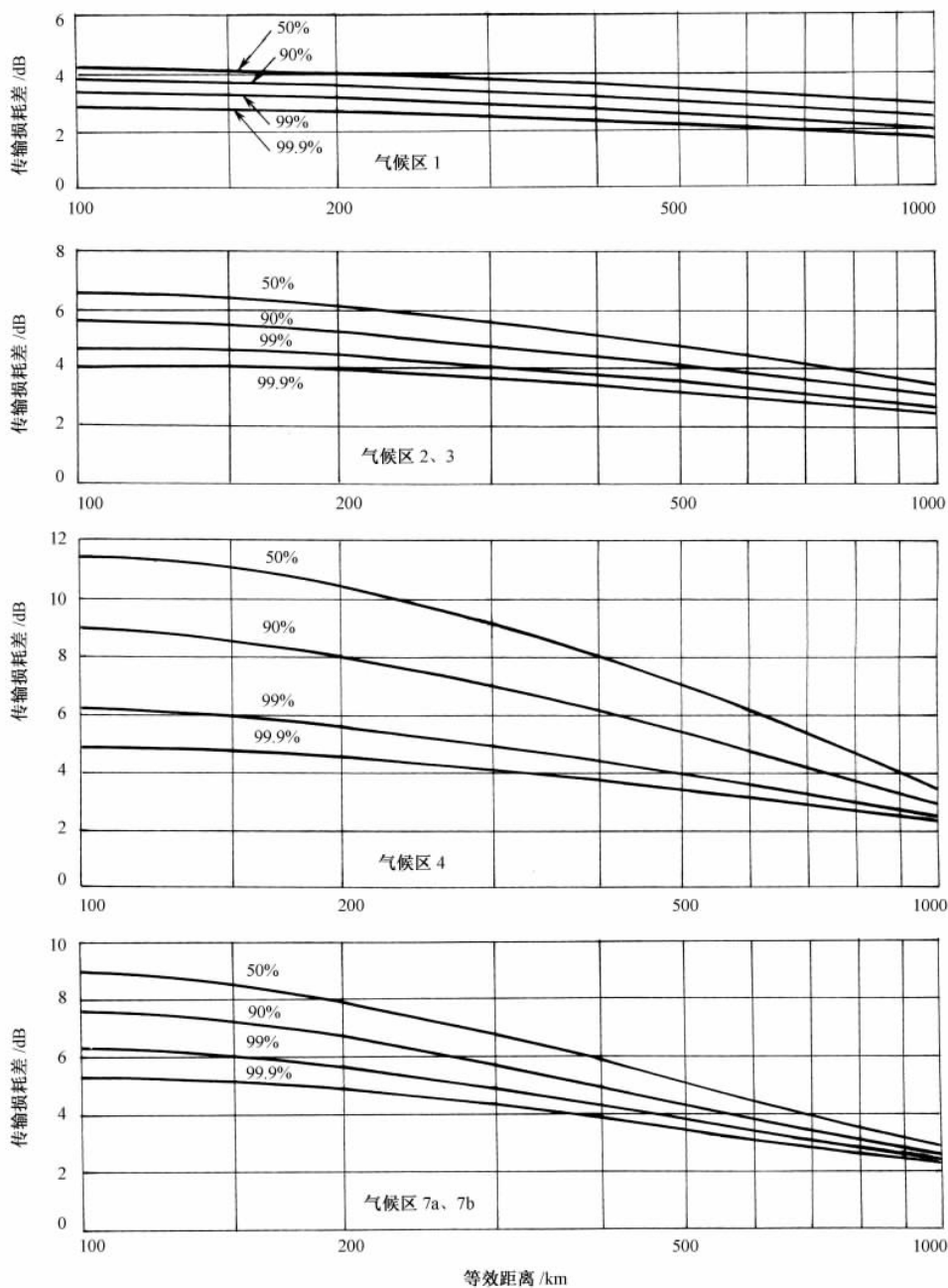


图 4.7 最坏月与年度传输损耗值

$$\Delta(0.9999) = \Delta(0.99) + \frac{2.9018 - 1.8152}{2.4112 - 1.8152} \Delta(0.999) = \Delta(0.99) + 1.82 \Delta(0.999) \tag{4.14}$$

对于介于上述典型概率值之间的 q 值,相应的差值 $\Delta(q)$ 可按对数正态律进行内插得到。
根据这些信息,最坏月传输损耗可以如下统计预测:

$$L_w(q) = L(q) + \Delta(q) \tag{4.15}$$

式中, $L_w(q)$ 为相应于概率 q 的最坏月传输损耗, $L(q)$ 为相应于 q 的年度传输损耗。从而,最

坏月的慢衰落可以如下预测:

$$Y_w(q) = L_{mw} - L_w(q) = Y(q) + \Delta(0.5) - \Delta(q) \quad (4.16)$$

式中, $Y_w(q)$ 为相应于概率 q 的最坏月信号电平变化, L_{mw} 为最坏月传输损耗中值, $Y(q)$ 为相应于 q 的年度信号电平变化。

4.4 瞬时信号电平长期变化

这里也对瞬时信号电平长期变化做一讨论。瞬时信号电平长期变化如图 4.8 中整个连续实线所示。由图可见, 在任一短的时段, 瞬时信号电平均围绕一大体恒定的中值线(即图中点划线)上下变动, 此即所谓快衰落。但在长时期中, 瞬时信号电平的短期中值线(即图中整个虚线)是变动的, 此即前述慢衰落。显然, 瞬时信号电平的长期变化既包含快衰落成分, 又包含慢衰落成分, 是二者的有机叠加, 这种叠加是乘性的, 若按分贝计, 则是加性的。

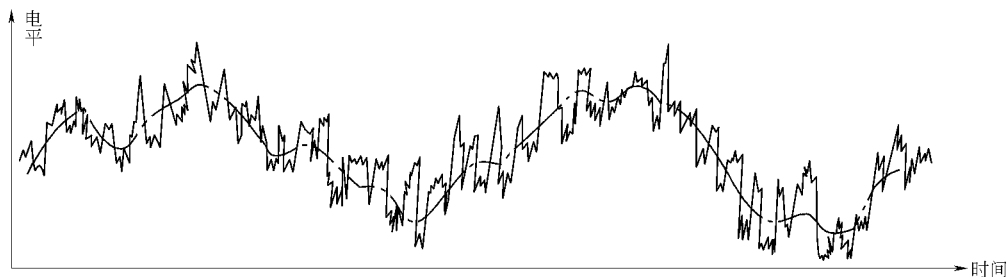


图 4.8 瞬时信号电平长期变化示意

现在讨论瞬时信号电平长期分布或快、慢衰落组合分布。设短期内瞬时信号电平 Y 在中值为 x 时的条件分布(即快衰落分布)概率为 $P(Y/x)$, 短期电平中值 x 在长时期中的分布密度(即慢衰落分布密度)为 $p(x)$, 则瞬时信号电平 Y 在长时期中的分布概率为

$$P(Y) = \int P(Y/x) p(x) dx \quad (4.17)$$

如以被超过概率 $q(Y)$ 、 $q(Y/x)$ 分别代替累积分布概率 $P(Y)$ 、 $P(Y/x)$, 则

$$q(Y) = \int q(Y/x) p(x) dx \quad (4.18)$$

关于慢衰落分布密度, 按(4.2)式有

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \quad (4.19)$$

式中, x 为相对于长期中值的短期中值电平, σ 为标准偏差。

快衰落特性将在第 6 章论述。在瑞利型快衰落情况下, 无分集时有

$$q = \exp\left(-\frac{r}{R_m} \ln 2\right)$$

在 n 重分集时, 如果采取选择式合成有

$$\begin{aligned} q &= 1 - \left[1 - \exp\left(-\frac{r}{R_m} \ln 2\right)\right]^n \\ &= \sum_{k=1}^n \frac{(-1)^{k-1} n!}{k!(n-k)!} \exp\left(-\frac{kr}{R_m} \ln 2\right) \end{aligned} \quad (4.20)$$

式中, r 为瞬时信号合成信噪比, R_m 为单路信噪比短期中值。若 r 、 R_m 都代之以 dB 表示,

$$Y' = 10\lg r$$
$$x' = 10\lg R_m$$

则有

$$\frac{r}{R_m} = e^{b(Y'-x')} = e^{b(Y-x)} \tag{4.21}$$

式中

$$b = \ln 10 / 10 \approx 0.23 \tag{4.22}$$

Y 、 x 分别为 Y' 、 x' 相对于长期中值的值。从而, n 重分集选择式合成情况下的快衰落分布概率可以表示为

$$q(Y/x) = \sum_{k=1}^n \frac{(-1)^{k-1} n!}{k!(n-k)!} \exp[-e^{b(Y-x)} \cdot k \ln 2] \tag{4.23}$$

将(4.19)、(4.23)两式代入(4.18)式, 即得 n 重分集选择式合成情况下的瞬时信号电平 Y 长期分布概率:

$$q(Y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \sum_{k=1}^n \frac{(-1)^{k-1} n!}{k!(n-k)!} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma^2} - e^{b(Y-x)} \cdot k \ln 2\right] dx \tag{4.24}$$

其他合成方式相对于选择式合成都有一定增益, 详见第 6 章。

作为(4.24)式的特例, 无分集情况下的瞬时信号电平长期分布概率为

$$q(Y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma^2} - e^{b(Y-x)} \cdot \ln 2\right] dx \tag{4.25}$$

按(4.24)式所做数值积分结果如图 4.9~4.11 所示。

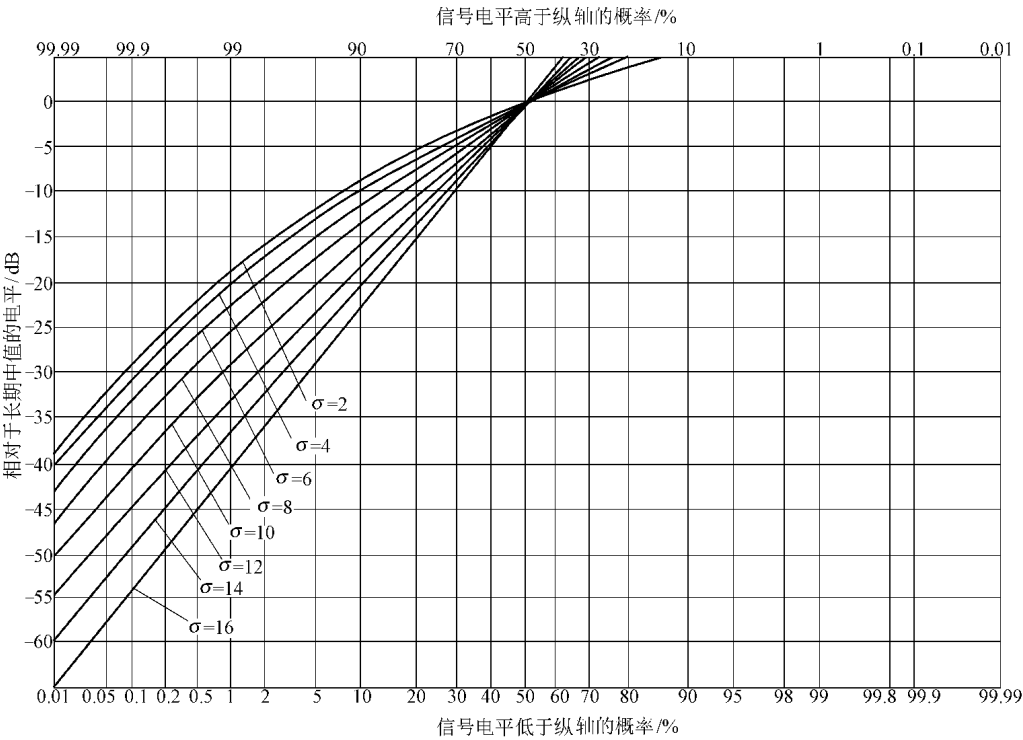
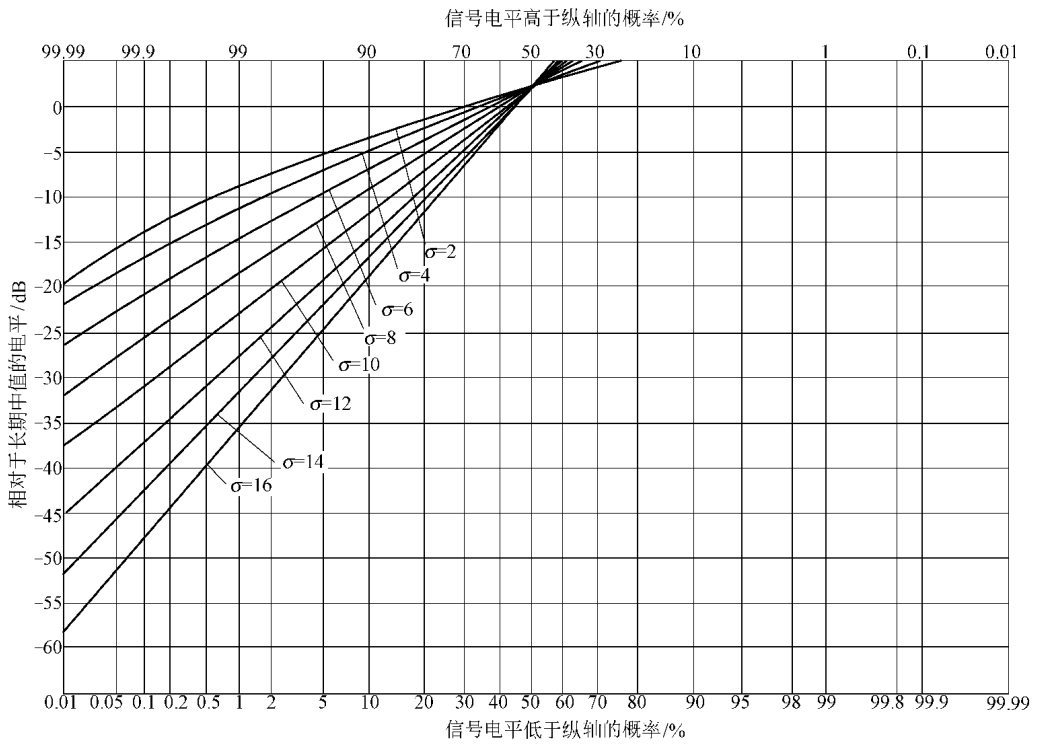
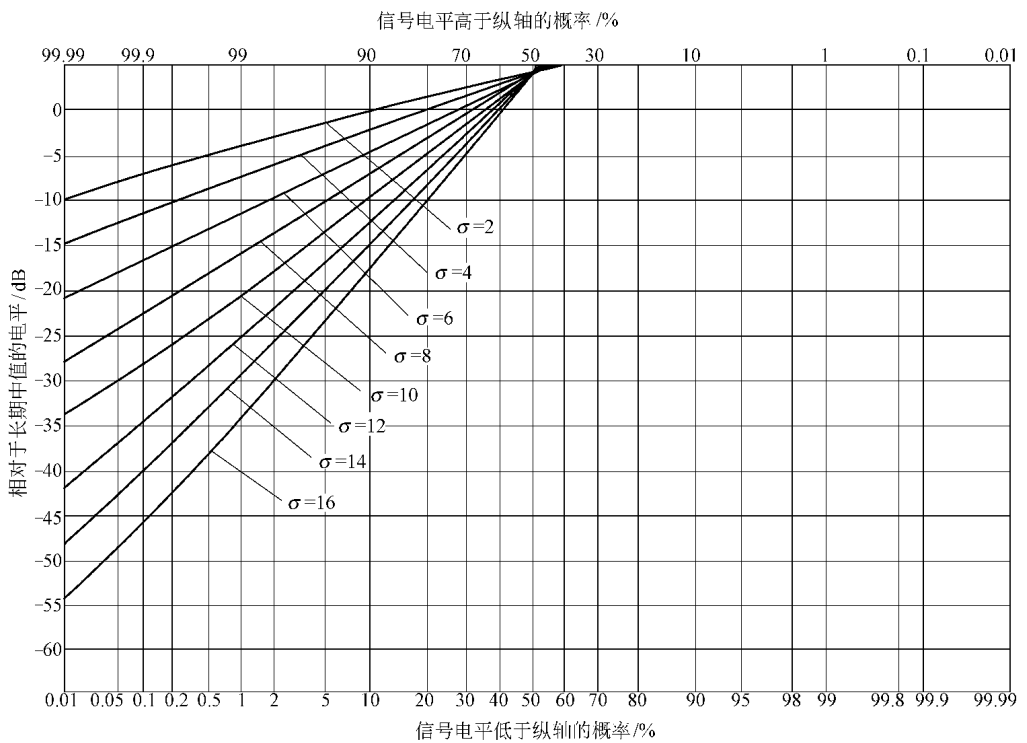


图 4.9 瞬时信号电平长期分布 ($n=1$)

图 4.10 瞬时信号电平长期分布($n=2$)图 4.11 瞬时信号电平长期分布($n=4$)

文[17]指出,在长期中,相对于长期中值的瞬时信号电平以概率 q 超过的值可按下式近似估计:

$$Y(q) = \pm \sqrt{Y_1^2(q) + Y_2^2(q)} \tag{4.26}$$

式中,正号用于 $q \leq 50$ 时,负号用于 $q > 50$ 时, $Y_1(q)$ 、 $Y_2(q)$ 分别为相对于长期中值的电平变化的快、慢衰落分量,分别按快、慢衰落分布确定。此式对低电平有一定误差,其计算值一般约比精确值低 2~3dB。应用此式,显然对多种快、慢衰落分布形式都易求得其组合分布结果。

实测的瞬时信号电平长期分布如图 4.12 所示。

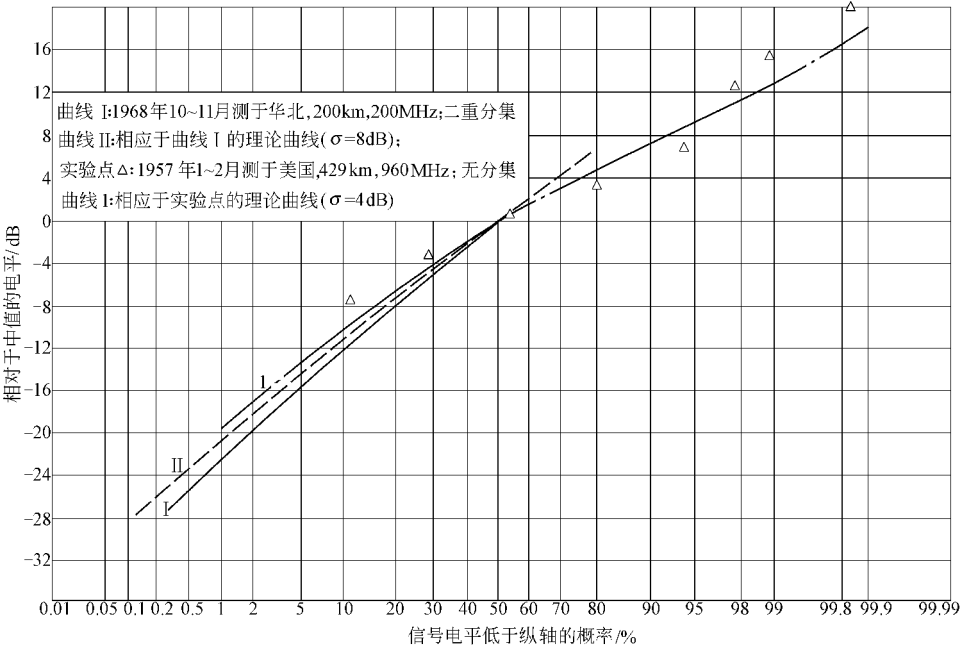


图 4.12 实测瞬时信号电平长期分布

第 5 章 对流层散射信号相关特性及谱特性

5.1 引论

对流层散射信号在时间、频率和空间域上都是随机起伏的,与此相应,信号功率在频率、时间和到达角上都发生扩散。这些起伏和扩散的基本统计特性是相关特性和谱特性,是调制解调设计和分集接收设计所必需的基本依据。这里,先引进一些必要的概念和参数。

描述传输过程常用所谓传输函数。众所周知,在任何信道上,当一个单频信号

$$x(t) = e^{j2\pi ft} \quad (5.1)$$

被发送时,经过传输,其变化无非是幅度发生衰减,相位发生偏移。设衰减后的幅度和相位偏移分别为 E 和 φ ,接收信号将为

$$y(t) = E e^{j(2\pi ft + \varphi)} \quad (5.2)$$

E 、 φ 一般为时间 t 、频率 f 和表征接收点局部位置的空间矢量 r 的函数。当一个频谱为 $x(f)$ 的信号

$$x(t) = \int x(f) e^{j2\pi ft} df \quad (5.3)$$

被发送时,由于不同的谱分量遭受不同的衰减和相移,接收信号为

$$y(t, r) = \int E(t, f, r) x(f) \exp\{j[2\pi ft + \varphi(t, f, r)]\} df \quad (5.4)$$

可见,对任何信道来说,全部传输效应体现于因子

$$H(t, f, r) = E(t, f, r) e^{j\varphi(t, f, r)} \quad (5.5)$$

中。这个因子,即所谓传输函数。 $E(t, f, r)$ 和 $\varphi(t, f, r)$ 分别为传输幅度和相位。

在信息传递研究中,也常用到所谓响应函数。对任何信道,特别是对流层散射这种多径传输信道来说,接收信号通常可以看做是许多路径分量的叠加,而每一路径分量在频移 ν 、延时 τ 和到达角 a 等方面都不同; a 表示到达方向上的单位矢量。设在频移 ν 、延时 τ 和到达角 a 及 $d\nu$ 、 $d\tau$ 和 da 上的传输量为 $h(\nu, \tau, a) d\nu d\tau da$,那么,当单频信号如(5.1)式被发送时,接收信号当为

$$y(t, r) = \iiint h(\nu, \tau, a) \exp\left\{j2\pi\left[(f + \nu)t - f\tau + \frac{r \cdot a}{\lambda}\right]\right\} d\nu d\tau da \quad (5.6)$$

其中,相位因子中 $r \cdot a / \lambda$ 的出现系考虑到当信号自方向 a 到达时,点 r 处的来波行程比参考点 O 领先 $r \cdot a$,如图 5.1 所示。

而当一个频谱的信号如(5.3)式被发送时,接收信号则为

$$y(t, r) = \iiint h(\nu, \tau, a) x(f) \exp\{j2\pi[(f + \nu)t - f\tau + \frac{r \cdot a}{\lambda}]\} d\nu d\tau da df \quad (5.7a)$$

$$= \iiint h(\nu, \tau, a) x(t - \tau) \exp\left\{j2\pi\left(\nu t + \frac{r \cdot a}{\lambda}\right)\right\} d\nu d\tau da \quad (5.7b)$$

这里, $h(\nu, \tau, a)$ 即所谓响应函数。它实际是在时刻 $t - \tau$ 发出一个脉冲时,接收端在方向 a 和频移 ν 上产生的响应。

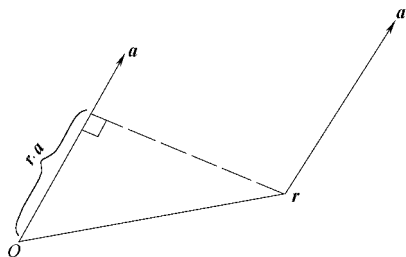


图 5.1 程差

如此,响应函数也能充分反映传输特性。比较(5.2)与(5.6)式或(5.4)与(5.7)式可知,响应函数完全可由传输函数确定

$$H(t, f, \mathbf{r}) = \iiint h(\nu, \tau, \mathbf{a}) \exp \left\{ j2\pi \left(\nu t - f\tau + \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{a}}{\lambda} \right) \right\} d\nu d\tau d\mathbf{a} \quad (5.8)$$

或者

$$h(\nu, \tau, \mathbf{a}) = \iiint H(t, f, \nu) \exp \left\{ j2\pi \left(-\nu t + f\tau - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{a}}{\lambda} \right) \right\} dt df d(\mathbf{r}/\lambda) \quad (5.9)$$

由此可得响应函数的相关函数为

$$\begin{aligned} R_h(\nu_1, \tau_1, \mathbf{a}_1; \nu_2, \tau_2, \mathbf{a}_2) \\ = \overline{h^*(\nu_1, \tau_1, \mathbf{a}_1) h(\nu_2, \tau_2, \mathbf{a}_2)} \\ = \int \cdots \int \exp \left\{ j2\pi \left[-\nu_2 t_2 + \nu_1 t_1 + f_2 \tau_2 - f_1 \tau_1 - \frac{\mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{a}_2}{\lambda} + \frac{\mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{a}_1}{\lambda} \right] \right\} \cdot \\ \overline{H^*(t_1, f_1, \mathbf{r}_1) H(t_2, f_2, \mathbf{r}_2)} dt_1 df_1 d(\mathbf{r}_1/\lambda) dt_2 df_2 d(\mathbf{r}_2/\lambda) \end{aligned} \quad (5.10)$$

式中, $\overline{H^*(t_1, f_1, \mathbf{r}_1) H(t_2, f_2, \mathbf{r}_2)}$ 为传输函数相关函数。在对流层散射信道中,传输函数在时间域、频率域和空间域上一般都可看做是平稳的。所以传输函数相关函数可以表为

$$\overline{H^*(t_1, f_1, \mathbf{r}_1) H(t_2, f_2, \mathbf{r}_2)} = R_H(t_2 - t_1, f_2 - f_1, \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)$$

从而

$$\begin{aligned} R_h(\nu_1, \tau_1, \mathbf{a}_1; \nu_2, \tau_2, \mathbf{a}_2) \\ = \int \cdots \int \exp \left\{ j2\pi \left[-(\nu_2 - \nu_1)t_2 - (t_2 - t_1)\nu_1 + (\tau_2 - \tau_1)f_2 + (f_2 - f_1)\tau_1 - \frac{(\mathbf{a}_2 - \mathbf{a}_1) \cdot \mathbf{r}_2}{\lambda} - \frac{(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \cdot \mathbf{a}_1}{\lambda} \right] \right\} \cdot \\ R_H(t_2 - t_1, f_2 - f_1, \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) dt_1 df_1 d(\mathbf{r}_1/\lambda) dt_2 df_2 d(\mathbf{r}_2/\lambda) \\ = W(\nu_1, \tau_1, \mathbf{a}_1) \delta(\nu_2 - \nu_1) \delta(\tau_2 - \tau_1) \delta(\mathbf{a}_2 - \mathbf{a}_1) \end{aligned} \quad (5.11)$$

式中,

$$\begin{aligned} W(\nu, \tau, \mathbf{a}) \\ = \iiint R_H(\Delta t, \Delta f, \Delta \mathbf{r}) \cdot \exp \left\{ j2\pi \left(-\nu \Delta t + \tau \Delta f - \frac{\mathbf{a} \cdot \Delta \mathbf{r}}{\lambda} \right) \right\} d(\Delta t) d(\Delta f) d(\Delta \mathbf{r}/\lambda) \end{aligned} \quad (5.12)$$

此即信号在频移域、延时域和角度域中的功率谱。由于它描述信号功率在所述域中的扩散,所以常称扩散函数。作为特例,有

$$W(\nu) = \int R_H(\Delta t) e^{-j2\pi \nu \Delta t} d(\Delta t) \quad (5.13)$$

$$W(\tau) = \int R_H(\Delta f) e^{j2\pi \tau \Delta f} d(\Delta f) \quad (5.14)$$

$$W(\mathbf{a}) = \int R_H(\Delta \mathbf{r}) e^{-j2\pi \mathbf{a} \cdot \Delta \mathbf{r}/\lambda} d(\Delta \mathbf{r}/\lambda) \quad (5.15)$$

三者分别称为频移谱、延时谱和角度谱。

5.2 传输函数相关特性

5.2.1 传输函数相关特征及其一般形式

在 2.4 节中曾经证明对流层散射场强一般形式为 (2.119) 式。根据该式,再考虑到收、发天线方向性函数 g_2, g_1 的影响和介质运动的多普勒效应,可得传输函数的一般形式为

$$H = B_1 \int_V \sqrt{g_1 g_2} \Delta \epsilon_r \exp\{-j[k(r_1 + r_2) + \mathbf{K} \cdot \mathbf{v} t]\} dV \quad (5.16)$$

式中,

$$\mathbf{K} \cdot \mathbf{v} = \frac{\partial}{\partial t} [k(r_1 + r_2)]$$

K 为电波入射方向与散射方向的单位矢量的差与 k 之积, v 为介质运动速度矢量。

现考虑两传输函数 H_1 和 H_2 。 H_1 相应于时刻 t_1 、频率 f_1 、接收地点 a_1 和接收天线波束 g_{21} , H_2 相应于时刻 t_2 、频率 f_2 、接收地点 a_2 和接收天线波束 g_{22} 。显然,

$$H_1 = B_1 \int_V \sqrt{g_1 g_{21}} \Delta \epsilon_r \exp\{-j[k_1(r_1 + r_{21}) + \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{v} t_1]\} dV$$

$$H_2 = B_2 \int_V \sqrt{g_1 g_{22}} \Delta \epsilon_r \exp\{-j[k_2(r_1 + r_{22}) + \mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{v} t_2]\} dV$$

式中, k_1, k_2 分别相应于频率 f_1, f_2 , r_{21}, r_{22} 分别相应于接收点 a_1, a_2 。假定 $\overline{\Delta \epsilon_r} = 0$, 此二传输函数的相关函数当为:

$$\begin{aligned} R_{H12} &= \overline{H_1^* H_2} \\ &= B_1 B_2 \iint \sqrt{g_1 g_{22} g'_1 g'_{21}} \overline{\Delta \epsilon_r \Delta \epsilon_r'^*} \exp\{-j[k_2(r_1 + r_{22}) - k_1(r'_1 + r'_{21}) + \mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{v} t_2 - \mathbf{K}'_1 \cdot \mathbf{v}' t_1]\} dV' dV \end{aligned} \quad (5.17)$$

假定在介质相关半径范围内, $g'_1, g'_{21}, \mathbf{K}'_1$ 及 $\mathbf{v}'$ 均无明显变化, 则

$$\begin{aligned} R_{H12} &= B_1 B_2 \int g_1 \sqrt{g_{21} g_{22}} \exp\{-j[k_2(r_1 + r_{22}) - k_1(r_1 + r_{21}) + \mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{v} t_2 - \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{v} t_1]\} \cdot \\ &\quad \left(\int \overline{\Delta \epsilon_r \Delta \epsilon_r'^*} \exp\{-j[k_1(r_1 + r_{21}) - k_1(r'_1 + r'_{21})]\} dV' \right) dV \\ &= B_3 \int g_1 \sqrt{g_{21} g_{22}} \sigma \exp\{-j[k_2(r_1 + r_{22}) - k_1(r_1 + r_{21}) + \mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{v} t_2 - \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{v} t_1]\} dV \end{aligned} \quad (5.18)$$

其中利用了 (2.131) 式, σ 为散射截面,

$$B_3 = B_1 B_2 \left(\frac{4\pi}{k_1^2 \sin \chi} \right)^2$$

再注意到

$$\begin{aligned} &k_2(r_1 + r_{22}) - k_1(r_1 + r_{21}) \\ &= (k_2 - k_1)(r_1 + r_{21}) + k_2(r_{22} - r_{21}) \\ &\approx (k_2 - k_1)(r_1 + r_{21}) + k_1(r_{22} - r_{21}) \end{aligned} \quad (5.19)$$

$$\mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{v} t_2 - \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{v} t_1 \approx \mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{v} (t_2 - t_1) \quad (5.20)$$

并令

$$\Delta t = t_2 - t_1 \quad (5.21)$$

$$\Delta k = k_2 - k_1 \quad (5.22)$$

或

$$\Delta f = f_2 - f_1 \quad (5.23)$$

$$\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}_{22} - \mathbf{r}_{21} = -\mathbf{r} \cdot \mathbf{a} \quad (5.24)$$

$\mathbf{r}$ 为由 a_1 点到 a_2 点的矢量, $\mathbf{a}$ 为来波方向上的单位矢量, 那么 (5.18) 式则变为

$$R_{H12} = B_3 \int g_1 \sqrt{g_{21} g_{22}} \sigma \exp\{-j[\mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{v} \Delta t + \Delta k(r_1 + r_{21}) - k_1 \mathbf{r} \cdot \mathbf{a}]\} dV$$

为方便计, 相位因子中与 H_1 相应的脚标可以略去。略去后得

$$R_{H12} = B_3 \int g_1 \sqrt{g_{21} g_{22}} \sigma \exp\{-j[\mathbf{K} \cdot \mathbf{v} \Delta t + \Delta k(r_1 + r_2) - k \mathbf{r} \cdot \mathbf{a}]\} dV \quad (5.25)$$

一般来说, 介质的运动既有相应于平均风速之类的恒定分量, 又有类似于气体热分子运动那样的湍动。设 $\mathbf{v}$ 的平均分量为 $\mathbf{v}_o$, $\mathbf{v}_o$ 在 x 、 y 和 z 三个方向上的分量分别为 v_{ox} 、 v_{oy} 和 v_{oz} ; $\mathbf{v}$ 的湍动分量在 x 、 y 和 z 三个方向上的分量均服从正态分布, 平均值均为 0, 均方根值分别为 δ_x 、 δ_y 和 δ_z , 并且彼此独立, 那么, $\mathbf{v}$ 的三个分量 v_x 、 v_y 和 v_z 的联合分布密度将为

$$p(v_x, v_y, v_z) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \delta_x \delta_y \delta_z} \exp\left\{-\frac{(v_x - v_{ox})^2}{2\delta_x^2} - \frac{(v_y - v_{oy})^2}{2\delta_y^2} - \frac{(v_z - v_{oz})^2}{2\delta_z^2}\right\} \quad (5.26)$$

如此代替 (5.25) 式, 又应有

$$\begin{aligned} R_{H12} \\ = \iiint (B_3 \int g_1 \sqrt{g_{21} g_{22}} \sigma \exp\{-j[\mathbf{K} \cdot \mathbf{v} \Delta t + \Delta k(r_1 + r_2) - k \mathbf{r} \cdot \mathbf{a}]\} dV) \cdot p(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z \end{aligned} \quad (5.27)$$

由于

$$\begin{aligned} & \iiint \exp\{-j\mathbf{K} \cdot \mathbf{v} \Delta t\} p(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z \cdot \\ &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \delta_x \delta_y \delta_z} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{(v_x - v_{ox})^2}{2\delta_x^2} - jK_x v_x \Delta t\right\} dv_x \\ & \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{(v_y - v_{oy})^2}{2\delta_y^2} - jK_y v_y \Delta t\right\} dv_y \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{(v_z - v_{oz})^2}{2\delta_z^2} - jK_z v_z \Delta t\right\} dv_z \\ &= \exp\left\{-\frac{(K_x \delta_x \Delta t)^2}{2} - jK_x v_{ox} \Delta t\right\} \cdot \exp\left\{-\frac{(K_y \delta_y \Delta t)^2}{2} - jK_y v_{oy} \Delta t\right\} \cdot \\ & \exp\left\{-\frac{(K_z \delta_z \Delta t)^2}{2} - jK_z v_{oz} \Delta t\right\} \\ &= \exp\left\{-\frac{(K_x \delta_x)^2 + (K_y \delta_y)^2 + (K_z \delta_z)^2}{2} (\Delta t)^2 - j\mathbf{K} \cdot \mathbf{v}_o \Delta t\right\} \end{aligned}$$

所以

$$\begin{aligned} R_{H12} = B_3 \int g_1 \sqrt{g_{21} g_{22}} \sigma \exp\left\{-\frac{(K_x \delta_x)^2 + (K_y \delta_y)^2 + (K_z \delta_z)^2}{2} (\Delta t)^2 - \right. \\ \left. j[\mathbf{K} \cdot \mathbf{v}_o \Delta t + \Delta k(r_1 + r_2) - k \mathbf{r} \cdot \mathbf{a}]\right\} dV \end{aligned} \quad (5.28)$$

设 $\delta_x = \delta_y = \delta_z = \delta$, 则

$$R_{H12} = B_3 \int g_1 \sqrt{g_{21} g_{22}} \sigma \exp\left\{-\frac{(K \delta \Delta t)^2}{2} - j[\mathbf{K} \cdot \mathbf{v} \Delta t + \Delta k(r_1 + r_2) - k \mathbf{r} \cdot \mathbf{a}]\right\} dV \quad (5.29)$$

其中去掉了 $\mathbf{v}_o$ 的脚标, 往后只须注意它是平均风速即可。此外, 如在 3.1 节中所见, 有关坐标

系可取 (x, y, z) 坐标系, 也可取特定的 $(\theta_1, \theta[\theta_2], \varphi[\varphi_2])$ 坐标系, 如取后者, 体积元 dV 将由 (3.28) 式表示。如此又有

$$R_{H12} = B_4 \iiint g_1 \sqrt{g_{21} g_{22}} \sigma \exp \left\{ -\frac{(K\delta\Delta t)^2}{2} - j[\mathbf{K} \cdot \mathbf{v}\Delta t + \Delta k(r_1 + r_2) - k\mathbf{r} \cdot \mathbf{a}] \right\} d\theta_1 d\theta d\varphi \quad (5.30)$$

式中,

$$B_4 = B_3 d_1 d_2^2 / \mathcal{D}_0$$

若再将天线方向性函数与散射截面的表达式 (3.10)、(3.11) 和 (3.24) 式代入 (5.30) 式, 则

$$\begin{aligned} R_{H12} = & B_5 \int_{-\infty}^{\infty} d\varphi \int_0^{\infty} d\theta \int_0^{\infty} d\theta_1 \cdot \exp \left\{ -m'\varphi^2 - a_1(s_2\varphi - \varphi_{10})^2 - \frac{a_2}{2}[(\varphi - \varphi_{21})^2 + (\varphi - \varphi_{22})^2] \right\} \cdot \\ & \exp \left\{ -b_1(\theta_1 - \theta_{10})^2 - 2c_1\theta_1 - \frac{b_2}{2}[(\theta - \theta_{21})^2 + (\theta - \theta_{22})^2] - 2c_2\theta \right\} \cdot \\ & \exp \left\{ -\frac{(K\delta\Delta t)^2}{2} - j[\mathbf{K} \cdot \mathbf{v}\Delta t + \Delta k(r_1 + r_2) - k\mathbf{r} \cdot \mathbf{a}] \right\} \end{aligned} \quad (5.31)$$

式中,

$$B_5 = A_2 B_4 \lambda^n \mathcal{D}_0^{-m} e^{\gamma h_0}$$

(5.30) 或 (5.31) 式即为所求传输函数的相关函数的比较一般的原始表达形式。

这里需要指出, (5.31) 式采用了在形式上与一般形式完全相同的散射截面表达式。在考虑传输损耗时, 散射截面中的参数 m 一般取 5, 此值实际是由大量传输损耗实测资料确定的, 其中一般都有比较恒定的传播分量的影响, 当仅考虑随机传播分量时, 此值可能有所不同。从理论上讲, 如第 2 章所述, 按湍流非相干散射理论, m 的取值范围一般为 $11/3 \sim 5$ 。若按单纯的湍流散射考虑, 则 $m = 11/3$; 而若按中、小层不相干反射理论, 则 m 约应取 4。由此看来, 在仅考虑随机传播分量时, 可能 m 宜取在 4 左右, 当然, 具体情况得由实验确定。

下面从一般形式 (5.31) 式出发, 具体讨论各种类型的相关特性。

5.2.2 传输函数角度相关特性

来自不同方向或角域的信号之间的相关, 叫做角度相关。来自不同方向的信号一般用指向不同的天线波束摄取。

传输函数的角度相关函数可由 (5.31) 式令 Δt 、 Δf 和 r 均等于 0 而得到:

$$\begin{aligned} R_{H12} = & B_5 \int_{-\infty}^{\infty} d\varphi \int_0^{\infty} d\theta \int_0^{\infty} d\theta_1 \cdot \\ & \exp \left\{ -m'\varphi^2 - a_1(s_2\varphi - \varphi_{10})^2 - \frac{a_2}{2}[(\varphi - \varphi_{21})^2 + (\varphi - \varphi_{22})^2] \right\} \cdot \\ & \exp \left\{ -b_1(\theta_1 - \theta_{10})^2 - 2c_1\theta_1 \right\} \cdot \exp \left\{ -\frac{b_2}{2}[(\theta - \theta_{21})^2 + (\theta - \theta_{22})^2] - 2c_2\theta \right\} \\ = & B_6 U_{12} V_{12} \end{aligned} \quad (5.32a)$$

$$B_6 = B_5 \int_0^{\infty} \exp \left\{ -b_1(\theta_1 - \theta_{10})^2 - 2c_1\theta_1 \right\} d\theta_1 \quad (5.32b)$$

$$U_{12} = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -m'\varphi^2 - a_1(s_2\varphi - \varphi_{10})^2 - \frac{a_2}{2}[(\varphi - \varphi_{21})^2 + (\varphi - \varphi_{22})^2] \right\} d\varphi \quad (5.32c)$$

$$V_{12} = \int_0^{\infty} \exp \left\{ -\frac{b_2}{2}[(\theta - \theta_{21})^2 + (\theta - \theta_{22})^2] - 2c_2\theta \right\} d\theta \quad (5.32d)$$

相应的传输函数角度相关系数为

$$\rho_{H12} = \rho_{Hu} \rho_{Hv} \quad (5.33a)$$

$$\rho_{Hu} = U_{12} / \sqrt{U_{11} U_{22}} \quad (5.33b)$$

$$\rho_{Hv} = V_{12} / \sqrt{V_{11} V_{22}} \quad (5.33c)$$

式中,

$$U_{11} = U_{12} \mid_{\varphi_{22} = \varphi_{21}} \quad (5.34a)$$

$$U_{22} = U_{12} \mid_{\varphi_{21} = \varphi_{22}} \quad (5.34b)$$

$$V_{11} = V_{12} \mid_{\theta_{22} = \theta_{21}} \quad (5.34c)$$

$$V_{22} = V_{12} \mid_{\theta_{21} = \theta_{22}} \quad (5.34d)$$

ρ_{Hu}, ρ_{Hv} 分别称为传输函数的方位角相关系数和仰角相关系数。

1. 方位角相关系数 ρ_{Hu}

根据(5.32c)式容易算出,

$$U_{12} = \sqrt{\frac{\pi}{m' + a_1 s_2^2 + a_2}} \exp \left\{ \frac{[2a_1 s_2 \varphi_{10} + a_2 (\varphi_{21} + \varphi_{22})]^2}{4(m' + a_1 s_2^2 + a_2)} - a_1 \varphi_{10}^2 - \frac{a_2}{2} (\varphi_{21}^2 + \varphi_{22}^2) \right\} \quad (5.35a)$$

$$U_{11} = \sqrt{\frac{\pi}{m' + a_1 s_2^2 + a_2}} \exp \left\{ \frac{(2a_1 s_2 \varphi_{10} + 2a_2 \varphi_{21})^2}{4(m' + a_1 s_2^2 + a_2)} - a_1 \varphi_{10}^2 - a_2 \varphi_{21}^2 \right\} \quad (5.35b)$$

$$U_{22} = \sqrt{\frac{\pi}{m' + a_1 s_2^2 + a_2}} \exp \left\{ \frac{(2a_1 s_2 \varphi_{10} + 2a_2 \varphi_{22})^2}{4(m' + a_1 s_2^2 + a_2)} - a_1 \varphi_{10}^2 - a_2 \varphi_{22}^2 \right\} \quad (5.35c)$$

因此,按(5.33b)式,方位角相关系数 ρ_{Hu} 当为

$$\begin{aligned} \rho_{Hu} &= \exp \left\{ - \frac{[(2a_1 s_2 \varphi_{10} + 2a_2 \varphi_{21})^2 + (2a_1 s_2 \varphi_{10} + 2a_2 \varphi_{22})^2]/2 - [2a_1 s_2 \varphi_{10} + a_2 (\varphi_{21} + \varphi_{22})]^2}{4(m' + a_1 s_2^2 + a_2)} \right\} \\ &= \exp \left\{ - \frac{a_2^2 (\varphi_{22} - \varphi_{21})^2}{4(m' + a_1 s_2^2 + a_2)} \right\} \end{aligned}$$

$$= \exp \left\{ - \left(\frac{\Phi}{\Phi_{0H}} \right)^2 \right\} \quad (5.36a)$$

$$\Phi = \varphi_{22} - \varphi_{21} \quad (5.36b)$$

$$\Phi_{0H} = 2\sqrt{m' + a_1 s_2^2 + a_2} / a_2 = \Phi_{00H} C_h \quad (5.36c)$$

$$\Phi_{00H} = \frac{\sqrt{2m} \psi_{h2}^2}{4 \ln 2 \cdot \mathcal{E}_{20}} \quad (5.36d)$$

C_h 由(3.32)式确定。(5.36c)和(5.36d)式表明,传输函数的方位角相关性随接收天线波束的变窄,发射天线波束的变宽,距离的增加,特别是接收天线波束的变窄而减小。

2. 仰角相关系数 ρ_{Hv}

根据(5.32d)式

$$V_{12} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} \exp \left\{ \frac{[2c_2 - b_2 (\theta_{21} + \theta_{22})]^2}{4b_2} - \frac{b_2}{2} (\theta_{21}^2 + \theta_{22}^2) \right\} \Psi \left[\frac{2c_2 - b_2 (\theta_{21} + \theta_{22})}{2 \sqrt{b_2}} \right] \quad (5.37)$$

$$\rho_{Hv} = V_{12} / \sqrt{V_{11} V_{22}}$$

$$= \exp\{-b_2\theta^2/4\}\Psi(\bar{e}_2)/\sqrt{\Psi(e_{21})\Psi(e_{22})} \quad (5.38)$$

式中,

$$\theta = \theta_{22} - \theta_{21} \quad (5.39a)$$

$$e_{21} = \frac{c_2 - b_2\theta_{21}}{\sqrt{b_2}} \quad (5.39b)$$

$$e_{22} = \frac{c_2 - b_2\theta_{22}}{\sqrt{b_2}} \quad (5.39c)$$

$$\bar{e}_2 = \frac{e_{21} + e_{22}}{2} \quad (5.39d)$$

若取

$$\theta_{21} = \theta_{20} - \frac{\theta}{2} \quad (5.40a)$$

$$\theta_{22} = \theta_{20} + \frac{\theta}{2} \quad (5.40b)$$

则

$$\bar{e}_2 = e_{20} = \frac{c_2 - b_2\theta_{20}}{\sqrt{b_2}} \quad (5.41a)$$

$$e_{21} = e_{20} + \sqrt{b_2}\theta/2 \quad (5.41b)$$

$$e_{22} = e_{20} - \sqrt{b_2}\theta/2 \quad (5.41c)$$

从而

$$\rho_{Hv} = \exp\left\{-\frac{b_2\theta^2}{4}\right\}\Psi(e_{20})\sqrt{\Psi\left(e_{20} + \frac{\sqrt{b_2}\theta}{2}\right)\Psi\left(e_{20} - \frac{\sqrt{b_2}\theta}{2}\right)} \quad (5.42)$$

此式表明,仰角相关性不仅依赖于仰角间隔,一般与平均仰角或起始仰角也有关系。

当 $e_{20} < -2$ 时, (5.42) 式可以化简为

$$\rho_{Hv} \approx \exp\left\{-\frac{b_2\theta^2}{4}\right\} = \exp\left\{-\left(\frac{\theta}{\theta_{0H}}\right)^2\right\} \quad (5.43a)$$

$$\theta_{0H} = \psi_{v2}/\sqrt{\ln 2} \quad (5.43b)$$

而当 $e_{20} > 3$ 时, 则

$$\rho_{Hv} \approx \sqrt{\frac{e_{21}e_{22}}{e_{20}^2}} = \sqrt{1 - \frac{b_2\theta^2}{4e_{20}^2}} = \sqrt{1 - \frac{\ln 2}{e_{20}^2}\left(\frac{\theta}{\psi_{v2}}\right)^2} \quad (5.44)$$

(5.43) 式相应于接收天线波束足够窄的情况, (5.44) 式相应于接收天线波束足够宽的情况。

可以看出, 仰角相关性也随接收天线波束的变窄和距离的增大而减小。

总的说来, 角度相关性随不同天线波束交叉区有效部分的近远而增减, 因为角度相关性随接收天线波束的变窄、发射天线波束的变宽和距离的增大而减小, 而这几种情况都意味着不同天线波束交叉区有效部分的间隔变远。

5.2.3 传输函数空间相关特性

在不同地点接收的信号之间的相关叫做空间相关。传输函数的空间相关函数可由 (5.31) 式令 $\Delta t, \Delta f$ 为 0, $\varphi_{21} = \varphi_{22} = \varphi_{20}$, $\theta_{21} = \theta_{22} = \theta_{20}$ 而得到

$$R_{H12}(r) = B_5 \int_{-\infty}^{\infty} d\varphi \int_0^{\infty} d\theta \int_0^{\infty} d\theta_1 \cdot \exp\{-m'\varphi^2 - a_1(s_2\varphi - \varphi_{10})^2 - a_2(\varphi - \varphi_{20})^2\} \cdot$$

$$\exp\{-b_1(\theta_1 - \theta_{10})^2 - 2c_1\theta_1 - b_2(\theta - \theta_{20})^2 - 2c_2\theta\} \cdot \exp\{jkr \cdot a\} \quad (5.45)$$

由于

$$\begin{aligned} r \cdot a &\approx X\varphi + Z\theta + Y\left(1 - \frac{\theta^2 + \varphi^2}{2}\right) \\ &\approx X\varphi + Z\theta + Y \end{aligned} \quad (5.46)$$

式中, X 、 Y 和 Z 分别为 r 在 x' 、 y' 和 z' 三个方向上的分量, x' 、 y' 、 z' 原点在接收点(a_1), x' 方向与大圆平面垂直, 可称水平方向; y' 方向为视平线方向, 可称纵向; z' 方向与 x' 、 y' 两向垂直, 可称垂直方向。从而,

$$R_{H12}(r) = B_6 \exp\{jkY\} U(X) V(Z) \quad (5.47a)$$

$$B_6 = B_5 \int_0^\infty \exp\{-b_1(\theta_1 - \theta_{10})^2 - 2c_1\theta_1\} d\theta_1 \quad (5.47b)$$

$$U(X) = \int_{-\infty}^\infty \exp\{-m'\varphi^2 - a_1(s_2\varphi - \varphi_{10})^2 - a_2(\varphi - \varphi_{20})^2 + jkX\varphi\} d\varphi \quad (5.47c)$$

$$V(Z) = \int_0^\infty \exp\{-b_2(\theta - \theta_{20})^2 - 2c_2\theta + jkZ\theta\} d\theta \quad (5.47d)$$

传输函数空间相关系数则为

$$\rho_H(r) = R_{H12}(r)/R_{H12}(0) = \rho_H(X)\rho_H(Z) \quad (5.48a)$$

$$\rho_H(X) = U(X)/U(0) \quad (5.48b)$$

$$\rho_H(Z) = V(Z)/V(0) \quad (5.48c)$$

$\rho_H(X)$ 、 $\rho_H(Z)$ 可分别称为传输函数的水平相关系数和垂直相关系数。原则上, 还可以考虑纵向相关, 但这种相关要在纵向间隔(Y)甚大时才可能较小, 实用价值一般不大。所以不必过细去考虑。

1. 水平相关系数 $\rho_H(X)$

根据(5.47c)式算出,

$$U(X) = \sqrt{\frac{\pi}{m' + a_1 s_2^2 + a_2}} \exp\left\{\frac{(2a_1 s_2 \varphi_{10} + 2a_2 \varphi_{20} + jkX)^2}{4(m' + a_1 s_2^2 + a_2)} - a_1 \varphi_{10}^2 - a_2 \varphi_{20}^2\right\} \quad (5.49)$$

从而

$$\begin{aligned} \rho_H(X) &= \exp\left\{-\frac{(2a_1 s_2 \varphi_{10} + 2a_2 \varphi_{20})^2 - (2a_1 s_2 \varphi_{10} + 2a_2 \varphi_{20} + jkX)^2}{4(m' + a_1 s_2^2 + a_2)}\right\} \\ &= \exp\left\{-\frac{(kX)^2 - j4(a_1 s_2 \varphi_{10} + a_2 \varphi_{20})kX}{4(m' + a_1 s_2^2 + a_2)}\right\} \\ &= \exp\left\{-\left(\frac{X}{X_{0H}}\right)^2 + jI_X X\right\} \end{aligned} \quad (5.50a)$$

$$X_{0H} = \sqrt{\frac{m}{2}} \cdot \frac{C_h}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{\mathcal{D}_{20}} \quad (5.50b)$$

$$I_X = 8 \ln 2 \left(\frac{\mathcal{D}_{10} \varphi_{10}}{\psi_{h1}^2} + \frac{\mathcal{D}_{20} \varphi_{20}}{\psi_{h2}^2} \right) \left/ \left(\frac{m C_h^2}{2\pi} \cdot \frac{\lambda}{\mathcal{D}_{20}} \right) \right. \quad (5.50c)$$

当收、发双方天线方位角均为最佳时, 则

$$I_X = 0 \quad (5.51)$$

(5.50b) 式表明, 传输函数水平相关性随收、发天线波束的变宽而减小, 当天线波束不太窄时, 也随距离的增加而减小。

2. 垂直相关系数 $\rho_H(Z)$

计算(5.47d)式指出:

$$V(Z) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} \exp \left\{ -b_2 \theta_{20}^2 + \frac{(c_2 - b_2 \theta_{20} - jkZ/2)^2}{b_2} \right\} \Psi \left(\frac{c_2 - b_2 \theta_{20} - jkZ/2}{\sqrt{b_2}} \right)$$

$$= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} e^{-b_2 \theta_{20}^2} \omega(g_Z + je_2) \quad (5.52a)$$

$$g_Z = \frac{kZ}{2\sqrt{b_2}} \quad (5.52b)$$

$$e_2 = \frac{c_2 - b_2 \theta_{20}}{\sqrt{b_2}} \quad (5.52c)$$

从而

$$\rho_H(Z) = e^{-e_2^2} \omega(g_Z + je_2) / \Psi(e_2) \quad (5.53)$$

当 ψ_{v2} 较小, 以至 $e_2 < -1$ 时,

$$\begin{aligned} \rho_H(Z) &\approx \exp \{ -g_Z^2 - j2g_Z e_2 \} \\ &= \exp \left\{ - \left(\frac{Z}{Z_{0H}} \right)^2 - jI_Z Z \right\} \end{aligned} \quad (5.54a)$$

$$Z_{0H} = \frac{2\sqrt{b_2}}{k} = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{\psi_{v2}} \quad (5.54b)$$

$$I_Z = ke_2 / \sqrt{b_2} \quad (5.54c)$$

而当 ψ_{v2} 很大, 以至 $e_2 > 3$ 时, 注意到

$$\omega(g_Z + je_2) \approx \frac{e_2 + jg_Z}{\sqrt{\pi}(e_2^2 + g_Z^2)} \quad (5.55)$$

$$\Psi(e_2) \approx \frac{e^{-e_2^2}}{\sqrt{\pi}e_2} \quad (5.56)$$

有

$$\begin{aligned} \rho_H(Z) &\approx \frac{e_2(e_2 + jg_Z)}{e_2^2 + g_Z^2} = \frac{1 + jg_Z/e_2}{1 + (g_Z/e_2)^2} = \frac{1 + j \frac{kZ}{2\sqrt{b_2}e_2}}{1 + \left(\frac{kZ}{2\sqrt{b_2}e_2} \right)^2} \\ &\approx \frac{\exp(j\alpha)}{\sqrt{1 + \left[\frac{2\pi \mathcal{H}_0}{s_2(m + \gamma H)} \cdot \frac{Z}{\lambda} \right]^2}} \end{aligned} \quad (5.57a)$$

$$\alpha \approx \arctan \left(\frac{2\pi \mathcal{H}_0}{s_2(m + \gamma H)} \cdot \frac{Z}{\lambda} \right) \quad (5.57b)$$

情况表明, 当接收天线波束尖锐时, 传输函数的垂直相关性主要受接收天线波束影响, 即随此波束变宽而减小; 而当接收天线波束较宽时, 传输函数的垂直相关性则主要受传输介质影响, 随距离的增加而减小。

总的说来, 空间相关性随天线波束的变宽、距离的增大和频率的增高而减小。

5.2.4 传输函数时间相关特性

不同时刻的接收信号之间的相关叫时间相关,常称自相关。根据(5.31)式,传输函数的时间相关函数应为

$$\begin{aligned}
 R_H(\Delta t) &= R_{H12} \left| \begin{array}{l} \Delta f = 0 \\ r = 0 \\ \theta_{21} = \theta_{22} = \theta_{20} \\ \varphi_{21} = \varphi_{22} = \varphi_{20} \end{array} \right. \\
 &= B_5 \int_{-\infty}^{\infty} d\varphi \int_0^{\infty} d\theta \int_0^{\infty} d\theta_1 \cdot \exp\{-m'\varphi^2 - a_1(s_2\varphi - \varphi_{10})^2 - a_2(\varphi - \varphi_{20})^2\} \cdot \\
 &\quad \exp\{-b_1(\theta_1 - \theta_{10})^2 - 2c_1\theta_1 - b_2(\theta - \theta_{20})^2 - 2c_2\theta\} \cdot \\
 &\quad \exp\left\{-\frac{(K\delta\Delta t)^2}{2} - j\mathbf{K} \cdot \mathbf{v}\Delta t\right\} \quad (5.58)
 \end{aligned}$$

由于

$$\begin{aligned}
 \mathbf{K} \cdot \mathbf{v} &\approx k[(\varphi_1 + \varphi)v_x + (\theta_0 + \theta_1 + \theta)v_z] \\
 &\approx k[(1 + s_2)\varphi v_x + \theta v_z] \quad (5.59)
 \end{aligned}$$

式中, θ_m 为 $(\theta_0 + \theta_1 + \theta)$ 相应于散射区主要部位的值,可考虑取为 $(\theta_0 + \theta_{1m} + \theta_m)$, 所以

$$R_H(\Delta t) = B_7 \exp\left\{-jk\theta_m v_z \Delta t - \frac{(K\delta\Delta t)^2}{2}\right\} U_t(\Delta t) \quad (5.60a)$$

$$B_7 = B_5 \int_0^{\infty} d\theta \int_0^{\infty} d\theta_1 \cdot \exp\{-b_1(\theta_1 - \theta_{10})^2 - 2c_1\theta_1 - b_2(\theta - \theta_{20})^2 - 2c_2\theta\} \quad (5.60b)$$

$$\begin{aligned}
 U_t(\Delta t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{-m'\varphi^2 - a_1(s_2\varphi - \varphi_{10})^2 - a_2(\varphi - \varphi_{20})^2 - jk(1 + s_2)v_x \Delta t \varphi\} d\varphi \\
 &\quad (5.60c)
 \end{aligned}$$

比较(5.60c)和(5.47c)两式发现,

$$U_t(\Delta t) = U(X) \big|_{X=-(1+s_2)v_x \Delta t} \quad (5.61)$$

从而

$$\begin{aligned}
 \frac{U_t(\Delta t)}{U_t(0)} &= \frac{U(X) \big|_{X=-(1+s_2)v_x \Delta t}}{U(0)} \\
 &= \rho_H(X) \big|_{X=-(1+s_2)v_x \Delta t} \quad (5.62)
 \end{aligned}$$

利用(5.50)式,则

$$\frac{U_t(\Delta t)}{U_t(0)} = \exp\left\{-\left(\frac{kv_x \theta_0 \Delta t}{\sqrt{2m}C_h}\right)^2 - jI'_t \Delta t\right\} \quad (5.63a)$$

$$I'_t = 8\ln 2 \left(\frac{\theta_{10}\varphi_{10}}{\phi_{h1}^2} + \frac{\theta_{20}\varphi_{20}}{\phi_{h2}^2} \right) v_x \left/ \left(\frac{mC_h^2}{2\pi} \frac{\lambda}{\theta_0} \right) \right. \quad (5.63b)$$

当收、发天线水平指向最佳时

$$I'_t = 0 \quad (5.64)$$

从而,传输函数的时间相关系数为

$$\begin{aligned}
 \rho_H(\Delta t) &= R_H(\Delta t)/R_H(0) \\
 &= \exp\left\{-jk\theta_m v_z \Delta t - \left[\frac{(K\delta)^2}{2} + \left(\frac{k\theta_0 v_x}{\sqrt{2m}C_h} \right)^2 \right] (\Delta t)^2 - jI'_t \Delta t\right\}
 \end{aligned}$$

$$= \exp \left\{ - \left(\frac{\Delta t}{T_H} \right)^2 - j I_t \Delta t \right\} \quad (5.65a)$$

$$\begin{aligned} T_H &\approx \frac{\sqrt{2}}{k} \left\{ (\Theta_m \delta)^2 + \frac{(\Theta_0 v_x)^2}{m C_h^2} \right\}^{-\frac{1}{2}} \\ &\approx \frac{\sqrt{2}}{k \Theta_0} \left[\delta^2 + \left(\frac{v_x}{\sqrt{m C_h}} \right)^2 \right]^{-1/2} \end{aligned} \quad (5.65b)$$

$$I_t = k \Theta_m v_x + 8 \ln 2 \left(\frac{\Theta_{10} \varphi_{10}}{\psi_{h1}^2} + \frac{\Theta_{20} \varphi_{20}}{\psi_{h2}^2} \right) v_x \left/ \left(\frac{m C_h^2}{2\pi} \cdot \frac{\lambda}{\Theta_0} \right) \right. \quad (5.65c)$$

一般, 收、发天线水平指向可以接近最佳, 风速的垂直分量常可忽略, 因此一般有

$$I_t = 0 \quad (5.66)$$

(5.65b) 式表明, 传输函数时间相关性首先取决于介质的运动, 包括平均风速和湍动速度, 介质运动速度愈快, 时间相关性愈小。一般认为, 湍动速度可以忽略, 所以时间相关性更多地取决于平均风速。其次可以看出, 时间相关性与频率和散射角成反比, 同时, 随天线方向性加宽而减小。

顺便指出, 从前述方程可以发现, 如果忽略介质湍动的影响, 传输函数的时间相关性与空间相关性之间有如下联系:

$$\rho_H(\Delta t) = \rho_H(X) \big|_{X=-(1+s_2)v_x \Delta t} \quad (5.67)$$

这表明相隔 Δt 的两个时刻的传输函数之间的联系, 与相距 $(1+s_2)v_x \Delta t$ 的水平方向上的两个接收点的传输函数之间的联系一样, 并且可以看出, 两种相关系数的 e^{-1} 点间有如下关系:

$$\frac{X_{0H}}{T_H} = (1+s_2)v_x \quad (5.68)$$

5.2.5 传输函数频率相关特性

频率不同的信号之间的相关叫做频率相关。根据(5.31)式, 传输函数的频率相关函数为

$$\begin{aligned} R_H(\Delta f) &= R_{H12} \left| \begin{array}{l} \Delta t = 0 \\ r = 0 \\ \theta_{21} = \theta_{22} = \theta_{20} \\ \varphi_{21} = \varphi_{22} = \varphi_{20} \end{array} \right. \\ &= B_5 \int_{-\infty}^{\infty} d\varphi \int_0^{\infty} d\theta \int_0^{\infty} d\theta_1 \cdot \exp \{ -m' \varphi^2 - a_1 (s_2 \varphi - \varphi_{10})^2 - a_2 (\varphi - \varphi_{20})^2 \} \cdot \\ &\quad \exp \{ -b_1 (\theta_1 - \theta_{10})^2 - 2c_1 \theta_1 - b_2 (\theta - \theta_{20})^2 - 2c_2 \theta \} \cdot \exp \left\{ -j \frac{2\pi \Delta f}{c} (r_1 + r_2) \right\} \end{aligned} \quad (5.69)$$

其中 c 为光速。由于

$$\begin{aligned} &r_1 + r_2 - (r_{10} + r_{20}) \\ &\approx \frac{d}{2} \left\{ (\Theta_{10} + \theta_1)(\Theta_{20} + \theta) \left[1 + \left(\frac{\varphi}{\Theta_{20}} \right)^2 \right] - \Theta_{10} \Theta_{20} \right\} \\ &\approx \frac{d}{2} (\Theta_{20} \theta_1 + \Theta_{10} \theta) \end{aligned} \quad (5.70)$$

$r_{10} + r_{20}$ 为最低散射点到发、收点距离之和, 相应于最小传输延时 τ_0 :

$$r_{10} + r_{20} = c \tau_0 \quad (5.71)$$

所以

$$R_H(\Delta f) \approx B_8 \exp\{-j2\pi\tau_0 \Delta f\} V_f W_f \quad (5.72a)$$

$$B_8 = B_5 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{-m'\varphi^2 - a_1(s_2\varphi - \varphi_{10})^2 - a_2(\varphi - \varphi_{20})^2\} d\varphi \quad (5.72b)$$

$$V_f = \int_0^{\infty} \exp\left\{-b_2(\theta - \theta_{20})^2 - 2c_2\theta - j\frac{\pi d \Theta_{10}}{c} \Delta f \theta\right\} d\theta \quad (5.72c)$$

$$W_f = \int_0^{\infty} \exp\left\{-b_1(\theta_1 - \theta_{10})^2 - 2c_1\theta_1 - j\frac{\pi d \Theta_{20}}{c} \Delta f \theta_1\right\} d\theta_1 \quad (5.72d)$$

从而, 传输函数的频率相关系数为

$$\rho_H(\Delta f) = R_H(\Delta f) / R_H(0) = \rho_{Hvf}(\Delta f) \rho_{Hwf}(\Delta f) \exp(-j2\pi\tau_0 \Delta f) \quad (5.73a)$$

$$\rho_{Hvf}(\Delta f) = V_f(\Delta f) / V_f(0) \quad (5.73b)$$

$$\rho_{Hwf}(\Delta f) = W_f(\Delta f) / W_f(0) \quad (5.73c)$$

计算(5.72c)式指出

$$\begin{aligned} V_f &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} \exp\left\{-b_2\theta_{20}^2 + \frac{(c_2 - b_2\theta_{20} + j\frac{\pi d \Theta_{10}}{2c} \Delta f)^2}{b_2}\right\} \cdot \Psi\left[\frac{c_2 - b_2\theta_{20} + j\frac{\pi d \Theta_{10}}{2c} \Delta f}{\sqrt{b_2}}\right] \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} \exp\{-b_2\theta_{20}^2 + (e_2 + jg_{f_2})^2\} \cdot \Psi(e_2 + jg_{f_2}) \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} e^{-b_2\theta_{20}^2} \omega(-g_{f_2} + je_2) \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{b_2}} e^{-b_2\theta_{20}^2} \omega^*(g_{f_2} + je_2) \end{aligned} \quad (5.74a)$$

$$g_{f_2} = \frac{\pi d \Theta_{10}}{2c \sqrt{b_2}} \Delta f \quad (5.74b)$$

从而

$$\rho_{Hvf}(\Delta f) = e^{-g_{f_2}^2} \omega^*(g_{f_2} + je_2) / \Psi(e_2) \quad (5.75)$$

当 ψ_{v2} 较小, 以至 $|e_2| \ll 1$ 并且 g_{f_2} 也较小时,

$$\begin{aligned} \rho_{Hvf}(\Delta f) &\approx \exp\{-g_{f_2}^2 + j2e_2 g_{f_2}\} \\ &= \exp\left\{-\left(\frac{\pi d \Theta_{10} \psi_{v2}}{4c \sqrt{\ln 2}} \Delta f\right)^2 + j\frac{\pi d \Theta_{10}}{c \sqrt{b_2}} e_2 \Delta f\right\} \end{aligned} \quad (5.76)$$

当 ψ_{v2} 很大, 以至 $e_2 \gg 1$ 时

$$\begin{aligned} \rho_{Hvf}(\Delta f) &\approx \frac{e_2(e_2 - jg_{f_2})}{e_2^2 + g_{f_2}^2} = \frac{1 - jg_{f_2}/e_2}{1 + (g_{f_2}/e_2)^2} \\ &= \frac{1 - j\frac{\pi d \Theta_{10}}{2c e_2 \sqrt{b_2}} \Delta f}{1 + \left(\frac{\pi d \Theta_{10}}{2c e_2 \sqrt{b_2}} \Delta f\right)^2} \approx \frac{1 - j\frac{\pi d \Theta_{10} \Theta_{10}}{s_2(m + \gamma H)c} \Delta f}{1 + \left[\frac{\pi d \Theta_{10} \Theta_{10}}{s_2(m + \gamma H)c} \Delta f\right]^2} \\ &= \frac{e^{-j\beta_2}}{\sqrt{1 + \left[\frac{\pi d \Theta_{10} \Theta_{10}}{s_2(m + \gamma H)c} \Delta f\right]^2}} \end{aligned} \quad (5.77a)$$

$$\beta_2 = \arctan \left[\frac{\pi d \Theta_0 \Theta_{10}}{s_2 (m + \gamma H) c} \Delta f \right] \quad (5.77b)$$

同样,

$$\rho_{Hwf}(\Delta f) = e^{e_1^2} \omega^* (g_{f_1} + j e_1) / \Psi(e_1) \quad (5.78a)$$

$$e_1 = \frac{c_1 - b_1 \theta_{10}}{b_1} \quad (5.78b)$$

$$g_{f_1} = \frac{\pi d \Theta_{20}}{2c \sqrt{b_1}} \Delta f \quad (5.78c)$$

当 ψ_{v1} 较小, 以至 $|e_1| \ll 1$ 并且 g_{f_1} 也较小时,

$$\rho_{Hwf}(\Delta f) \approx \exp \left\{ - \left(\frac{\pi d \Theta_{20} \psi_{v1}}{4c \sqrt{\ln 2}} \Delta f \right)^2 + j \frac{\pi d \Theta_{20}}{c \sqrt{b_1}} e_1 \Delta f \right\} \quad (5.79)$$

当 ψ_{v1} 较大, 以至 $e_1 \gg 1$ 时,

$$\rho_{Hwf}(\Delta f) \approx \frac{e^{-j\beta_1}}{\sqrt{1 + \left[\frac{\pi d \Theta_0 \Theta_{20}}{s_1 (m + \gamma H) c} \Delta f \right]^2}} \quad (5.80a)$$

$$\beta_1 = \arctan \left[\frac{\pi d \Theta_0 \Theta_{20}}{s_1 (m + \gamma H) c} \Delta f \right] \quad (5.80b)$$

如此, 传输函数频率相关系数即为

$$\rho_H(\Delta f) = \frac{e^{-e_1^2} \omega^* (g_{f1} + j e_1)}{\psi(e_1)} \cdot \frac{e^{-e_2^2} \omega^* (g_{f2} + j e_2)}{\psi(e_2)} \cdot \exp(-j 2 \pi \tau_0 \Delta f) \quad (5.81)$$

当 ψ_{v1} 、 ψ_{v2} 都较小, 以至 $|e_1|$ 、 $|e_2| \ll 1$ 并且 g_{f1} 、 g_{f2} 也不大时,

$$\rho_H(\Delta f) \approx \exp \left\{ - \left(\frac{\Delta f}{F_H} \right)^2 - j I_f \Delta f \right\} \quad (5.82a)$$

$$\begin{aligned} F_H &= \frac{4c \sqrt{\ln 2}}{\pi d \sqrt{(\Theta_{20} \psi_{v1})^2 + (\Theta_{10} \psi_{v2})^2}} \\ &= \frac{4c \sqrt{\ln 2}}{(1 + s_2) \pi H \sqrt{(s_1 \psi_{v1})^2 + \psi_{v2}^2}} \end{aligned} \quad (5.82b)$$

$$I_f = 2\pi \tau_0 - \frac{\pi d}{2c \sqrt{\ln 2}} (\Theta_{20} \psi_{v1} e_1 + \Theta_{10} \psi_{v2} e_2) \quad (5.82c)$$

当 ψ_{v1} 、 ψ_{v2} 都较大, 以至 e_1 、 $e_2 \gg 1$ 时,

$$\begin{aligned} \rho_H(\Delta f) &\approx \frac{\exp\{-j\beta\}}{\sqrt{1 + \left[\frac{\pi d \Theta_0 \Theta_{20}}{s_1 (m + \gamma H) c} \Delta f \right]^2} \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{\pi d \Theta_0 \Theta_{10}}{s_2 (m + \gamma H) c} \Delta f \right]^2}} \\ &= \frac{\exp\{-j\beta\}}{\sqrt{1 + \left[\frac{(1 + s_2) \pi H \Theta_0 \Delta f}{(m + \gamma H) c} \right]^2} \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{(1 + s_1) \pi H \Theta_0 \Delta f}{(m + \gamma H) c} \right]^2}} \\ &\approx \frac{\exp\{-j\beta\}}{1 + \left[\frac{2\pi H \Theta_0 \Delta f}{(m + \gamma H) c} \right]^2} \end{aligned} \quad (5.83a)$$

$$\beta = 2\pi \tau_0 \Delta f - \arctan \left[\frac{(1 + s_2) \pi H \Theta_0 \Delta f}{(m + \gamma H) c} \right] - \arctan \left[\frac{(1 + s_1) \pi H \Theta_0 \Delta f}{(m + \gamma H) c} \right]$$

$$\approx 2\pi\tau_0\Delta f - 2\arctan\left[\frac{2\pi H}{(m + \gamma H)c}\Delta f\right] \quad (5.83b)$$

情况表明,传输函数频率相关性与传输延时有关系,当天线方向性尖锐时,它随最低散射点高度 H 与波束宽度的乘积增大而减小;天线方向性宽时,它随最低散射点高度 H 与散射角 ϑ_0 的乘积增大而减小。

5.2.6 传输函数时频相关特性

在研究信息传递等问题时,有时需要知道传输函数在时间、频率等多维空间中的相关特性,特别是在时间、频率二维空间中的相关特性,我们简单称之为时频相关特性。现对此做一讨论。

根据(5.31)式,传输函数的时频相关函数应为

$$\begin{aligned} R_H(\Delta t, \Delta f) &= R_{H12} \bigg|_{\substack{r=0 \\ \theta_{21}=\theta_{22}=\theta_{20} \\ \varphi_{21}=\varphi_{22}=\varphi_{20}}} \\ &= B_5 \int_{-\infty}^{\infty} d\varphi \int_0^{\infty} d\theta \int_0^{\infty} d\theta_1 \cdot \exp\{-m'\varphi^2 - a_1(s_2\varphi - \varphi_{10})^2 - a_2(\varphi - \varphi_{20})^2\} \cdot \\ &\quad \exp\{-b_1(\theta_1 - \theta_{10})^2 - 2c_1\theta_1 - b_2(\theta - \theta_{20})^2 - 2c_2\theta\} \cdot \\ &\quad \exp\left\{-\frac{(K\delta\Delta t)^2}{2} - j\mathbf{K} \cdot \mathbf{v}\Delta t - j2\pi(r_1 + r_2)\Delta f/c\right\} \end{aligned} \quad (5.84)$$

将 $\mathbf{K} \cdot \mathbf{v}$ 与 $(r_1 + r_2)$ 的表达式(5.59)与(5.70)式代入,则

$$R_H(\Delta t, \Delta f) = B_5 \cdot \exp\left\{-jk\vartheta_m v_z \Delta t - \frac{(K\delta\Delta t)^2}{2}\right\} U_t(\Delta t) \cdot \exp\{-j2\pi\tau_0\Delta f\} V_f W_f \quad (5.85)$$

$U_t(\Delta t)$ 、 V_f 、 W_f 分别由(5.60c)、(5.72c)、(5.72d)式给出。对照(5.60a)、(5.72a)两式,显然,

$$R_H(\Delta t, \Delta f) = B_9 R_H(\Delta t) R_H(\Delta f) \quad (5.86)$$

$$B_9 = \frac{B_5}{B_7 B_8}$$

由此,传输函数的时频相关系数即为

$$\begin{aligned} \rho_H(\Delta t, \Delta f) &= R_H(\Delta t, \Delta f) / R_H(0, 0) \\ &= \rho_H(\Delta t) \rho_H(\Delta f) \end{aligned} \quad (5.87)$$

即传输函数的时频相关系数为其时间相关系数与频率相关系数的乘积。

5.3 传输幅度相关特性

在分集接收等技术中,常需知道传输幅度相关特性,即传输函数模的相关特性,常称(实)包络相关性或幅度相关性。

传输幅度相关特性与传输函数相关特性之间有一定关系。下面先找出这种关系,然后根据前述传输函数相关特性讨论传输幅度相关特性。

5.3.1 传输幅度相关特性与传输函数相关特性的关系

传输函数 H_1 、 H_2 可表示为

$$H_1 = x_1 + jy_1 = E_1 e^{j\varphi_1} \quad (5.88a)$$

$$H_2 = x_2 + jy_2 = E_2 e^{j\varphi_2} \quad (5.88b)$$

按下章将要谈到的瑞利矢量加常矢量信号模型,分量 x_1 、 y_1 、 x_2 和 y_2 均应服从正态分布,并且

$$\bar{x}_1 = \alpha_1 \quad (5.89a)$$

$$\bar{y}_1 = 0 \quad (5.89b)$$

$$\bar{x}_2 = \alpha_2 \quad (5.89c)$$

$$\bar{y}_2 = 0 \quad (5.89d)$$

$$\overline{(x_1 - \alpha_1)^2} = \overline{y_1^2} = \psi_{01} \quad (5.89e)$$

$$\overline{(x_2 - \alpha_2)^2} = \overline{y_2^2} = \psi_{02} \quad (5.89f)$$

$$\overline{x_1 y_1} = \overline{x_2 y_2} = 0 \quad (5.89g)$$

α_1 、 α_2 为两信号中的常矢量, ψ_{01} 、 ψ_{02} 为两信号中的随机分量的平均载波功率。为方便计,可设 $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, $\psi_{01} = \psi_{02} = \psi_0$ 。此外,一般有

$$\overline{(x_1 - \alpha_1)(x_2 - \alpha_2)} = \overline{y_1 y_2} = \psi_0 r \quad (5.90a)$$

$$\overline{(x_1 - \alpha_1)y_2} = -\overline{(x_2 - \alpha_2)y_1} = \psi_0 s \quad (5.90b)$$

r 为两信号的同相分量相关系数, s 为交叉分量相关系数。如此, x_1 、 y_1 、 x_2 和 y_2 的联合分布密度应为

$$p(x_1, y_1, x_2, y_2) = \frac{1}{(2\pi)^2 \sqrt{M}} \exp \left\{ -\frac{1}{2M} \sum_{i,j=0}^4 M_{ij} u_i u_j \right\} \quad (5.91)$$

其中, M 为与方阵 $[a_{ij}]$ 相应的行列式, M_{ij} 为方阵元素 a_{ij} 的代数余子式, $a_{ij} = \overline{u_i u_j}$, $u_1 = (x_1 - \alpha)$, $u_2 = y_1$, $u_3 = (x_2 - \alpha)$, $u_4 = y_2$ 。由于

$$M = \begin{vmatrix} \psi_0 & 0 & r\psi_0 & s\psi_0 \\ 0 & \psi_0 & -s\psi_0 & r\psi_0 \\ r\psi_0 & -s\psi_0 & \psi_0 & 0 \\ s\psi_0 & r\psi_0 & 0 & \psi_0 \end{vmatrix} = \psi_0^4 [1 - (r^2 + s^2)]^2 \quad (5.92a)$$

$$M_{11} = M_{22} = M_{33} = M_{44} = \psi_0^3 [1 - (r^2 + s^2)] \quad (5.92b)$$

$$M_{13} = M_{31} = M_{24} = M_{42} = -r\psi_0^3 [1 - (r^2 + s^2)] \quad (5.92c)$$

$$M_{14} = M_{41} = -M_{23} = -M_{32} = -s\psi_0^3 [1 - (r^2 + s^2)] \quad (5.92d)$$

$$M_{12} = M_{21} = M_{34} = M_{43} = 0 \quad (5.92e)$$

所以

$$\begin{aligned} & p(x_1, y_1, x_2, y_2) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2 \psi_0^2 (1 - R^2)} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2\psi_0 (1 - R^2)} [(x_1 - \alpha)^2 + y_1^2 + (x_2 - \alpha)^2 + y_2^2 - \right. \\ & \quad \left. 2r[(x_1 - \alpha)(x_2 - \alpha) + y_1 y_2] - 2s[(x_1 - \alpha)y_2 - (x_2 - \alpha)y_1] \right\} \end{aligned} \quad (5.93a)$$

$$R^2 = r^2 + s^2 \quad (5.93b)$$

从而,传输幅度 E_1, E_2 与相位 φ_1, φ_2 的联合分布密度为

$$\begin{aligned}
 & p(E_1, \varphi_1, E_2, \varphi_2) \\
 &= p(x_1, y_1, x_2, y_2) \left| \frac{\partial (x_1, y_1, x_2, y_2)}{\partial (E_1, \varphi_1, E_2, \varphi_2)} \right| \\
 &= \frac{E_1 E_2}{(2\pi)^2 \psi_0^2 (1-R^2)} \exp \left\{ -\frac{1}{2\psi_0 (1-R^2)} [E_1^2 + E_2^2 + 2(1-r)\alpha^2 - \right. \\
 & \quad 2\alpha(E_1 \cos \varphi_1 + E_2 \cos \varphi_2) - 2r[E_1 E_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) - \alpha(E_1 \cos \varphi_1 + E_2 \cos \varphi_2)] - \\
 & \quad \left. 2s[E_1 E_2 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) + \alpha(E_1 \sin \varphi_1 - E_2 \sin \varphi_2)] \right\} \quad (5.94)
 \end{aligned}$$

注意式中:

$$\left| \frac{\partial (x_1, y_1, x_2, y_2)}{\partial (E_1, \varphi_1, E_2, \varphi_2)} \right| = E_1 E_2 \quad (5.95)$$

$|\partial(x_1, y_1, x_2, y_2)/\partial(E_1, \varphi_1, E_2, \varphi_2)|$ 为雅可比变换行列式。幅度 E_1, E_2 的联合分布密度则应如下确定:

$$p(E_1, E_2) = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} p(E_1, \varphi_1, E_2, \varphi_2) d\varphi_1 d\varphi_2 \quad (5.96)$$

计算得出^[56]

$$\begin{aligned}
 p(E_1, E_2) &= \frac{E_1 E_2}{\psi_0^2 (1-R^2)} \exp \left\{ -\frac{E_1^2 + E_2^2}{2\psi_0 (1-R^2)} \right\} \exp \left\{ -\frac{\alpha^2}{\psi_0 (1+R^2)} \right\} \cdot \\
 & \quad \sum_{k=0}^{\infty} \eta_k I_k \left[\frac{R E_1 E_2}{\psi_0 (1-R^2)} \right] I_k \left[\frac{\alpha E_1}{\psi_0 (1+R)} \right] I_k \left[\frac{\alpha E_2}{\psi_0 (1+R)} \right] \quad (5.97a)
 \end{aligned}$$

$$\eta_k = \begin{cases} 1 & \text{当 } k=0 \text{ 时} \\ 2 & \text{当 } k>0 \text{ 时} \end{cases} \quad (5.97b)$$

$I_k(z)$ 为 k 阶虚变量贝塞尔函数。若 $\alpha=0$, 则

$$p(E_1, E_2) = \frac{E_1 E_2}{\psi_0^2 (1-R^2)} \exp \left\{ -\frac{E_1^2 + E_2^2}{2\psi_0 (1-R^2)} \right\} I_0 \left[\frac{R E_1 E_2}{\psi_0 (1-R^2)} \right] \quad (5.98)$$

而幅度相关系数按定义应为

$$\rho_A = \frac{\overline{(E_1 - \bar{E})(E_2 - \bar{E})}}{\sqrt{\overline{(E_1 - \bar{E})^2} \overline{(E_2 - \bar{E})^2}}} = \frac{\overline{E_1 E_2} - (\bar{E})^2}{\bar{E}_1^2 - (\bar{E})^2} \quad (5.99)$$

根据(5.97a)式,

$$\begin{aligned}
 \overline{E_1 E_2} &= \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} E_1 E_2 p(E_1, E_2) dE_1 dE_2 \\
 &= \frac{\pi}{2} \psi_0 (1-R^2)^2 e^{-\gamma} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(2m)}{2^{2m} (m)!^2} \frac{[(2m+1)!]^2}{2} \cdot \\
 & \quad \sum_{n=0}^{2m} \frac{R^{2m-n} Z^n}{(2m-n)! (n)!^2} \cdot {}_1F_1(n-2m-2; n+1; -Z) \quad (5.100a)
 \end{aligned}$$

$$Z = \frac{1-R}{1+R} \gamma^2 \quad (5.100b)$$

$$\gamma^2 = \frac{\alpha^2}{2\psi_0} \quad (5.100c)$$

$(2m+1)!!$ 表示 $(2m+1)$ 及其以下所有奇数的乘积, ${}_1F_1$ 为退化超几何函数。从而可得幅度

相关系数为

$$\rho_A = \frac{\pi}{4 - \pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{[(2m-3)!!]^2 (2m)!}{2^{2m} (m!)^2} \sum_{n=0}^{2m-1} \frac{R^{2m-n}}{(2m-n)! (n!)^2} Z^n {}_1F_1(n-2m-2; n+1; -Z) \quad (5.101)$$

近似地有

$$\rho_A = R^{2f(\gamma)} \quad (5.102)$$

$f(\gamma)$ 如图 5.2 所示。

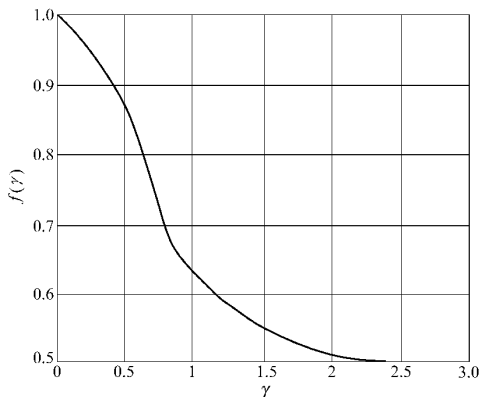


图 5.2 $f(\gamma)$ 与 γ 的关系

而传输函数相关系数应为

$$\begin{aligned} \rho_H &= \frac{(H_1 - \alpha)^* (H_2 - \alpha)}{|H_1 - \alpha|^2} \\ &= \frac{(x_1 - \alpha - jy_1)(x_2 - \alpha + jy_2)}{|x_1 - \alpha + jy_1|^2} \\ &= \frac{2y_1 y_2 + j2(x_1 - \alpha)y_2}{2y_1^2} \\ &= r + js \end{aligned} \quad (5.103)$$

因而

$$|\rho_H|^2 = r^2 + s^2 \quad (5.104)$$

比较(5.104)、(5.93b)两式,显然

$$|\rho_H| = R \quad (5.105)$$

所以,最后得知传输幅度相关系数与传输函数相关系数之间有如下关系:

$$\rho_A = |\rho_H|^{2f(\gamma)} \quad (5.106)$$

图 5.2 表明,当参数 γ 由 0 变到 ∞ 时,传输幅度相关系数与传输函数相关系数的关系由 $\rho_A = |\rho_H|^2$ 变到 $\rho_A = |\rho_H|$; 当 $\gamma < 1$ 时,其间关系变动较快;当 $\gamma > 2$ 时,则 $\rho_A \approx |\rho_H|$ 。瑞利模型相对于 $\gamma=0$ 时,

$$\rho_A = |\rho_H|^2 \quad (5.107)$$

工程上一般采取瑞利模型假定,因而可按(5.107)式考虑。

5.3.2 传输幅度相关特性

本节按(5.107)式,根据前述传输函数相关特性,讨论传输幅度相关特性,同时给出一些相应的实验资料。

1. 角度相关特性

根据(5.107)、(5.33a)、(5.36)和(5.42)等式,传输幅度角度相关系数为

$$\rho_A = \rho_A(\Phi) \rho_A(\theta) \quad (5.108a)$$

传输幅度方位角相关系数为

$$\rho_A(\Phi) = |\rho_{Hu}(\Phi)|^2 = \exp\{-(\Phi/\Phi_{0A})^2\} \quad (5.108b)$$

$$\Phi_{0A} = \Phi_{0H} / \sqrt{2} = \frac{\sqrt{m} \psi_{h2}^2}{4 \ln 2 \theta_{20}} C_h \quad (5.108c)$$

传输幅度仰角相关系数为

$$\begin{aligned} \rho_A(\theta) &= |\rho_{Hv}(\theta)|^2 \\ &= e^{-\frac{b_2 \theta^2}{2}} \Psi^2(e_{20}) \left/ \left[\Psi\left(e_{20} + \frac{\sqrt{b_2} \theta}{2}\right) \Psi\left(e_{20} - \frac{\sqrt{b_2} \theta}{2}\right) \right] \right. \end{aligned} \quad (5.108d)$$

$$\approx \begin{cases} \exp\{-(\theta/\theta_{0A})^2\} & (\text{天线波束尖锐时}) \\ 1 - \frac{\ln 2}{e_{20}^2} \left(\frac{\theta}{\psi_{v2}}\right)^2 & (\text{天线波束宽时}) \end{cases} \quad (5.108e)$$

$$\theta_{0A} = \theta_{0H} / \sqrt{2} = \psi_{v2} / \sqrt{2 \ln 2} \quad (5.108f)$$

e_{20} 由(5.41a)式确定,其中 θ_{20} 为两波束相对于视平线的平均仰角。

相关系数的 e^{-1} 点叫相关半径。可以看出,(5.108c)式所给 Φ_{0A} 即为传输幅度方位角相关半径,(5.108f)式所给 θ_{0A} 即为波束尖锐时的传输幅度仰角相关半径。由(5.108e)式不难看出,波束宽时的传输幅度仰角相关半径大致为

$$\sqrt{\frac{1 - e^{-1}}{\ln 2}} e_{20} \psi_{v2}$$

按(5.108b)、(5.108d)二式所得传输幅度的方位角相关系数与仰角相关系数分别如图5.3和5.4所示,实验数据如图5.5和5.6所示^[20,55]。

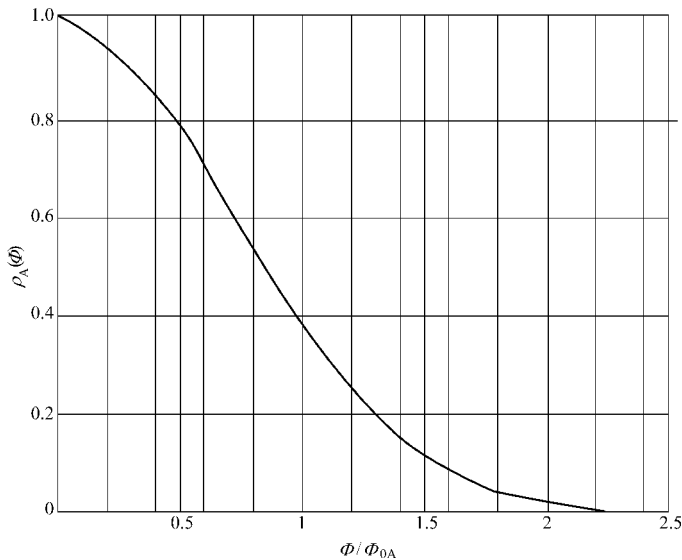


图 5.3 传输幅度方位角相关系数

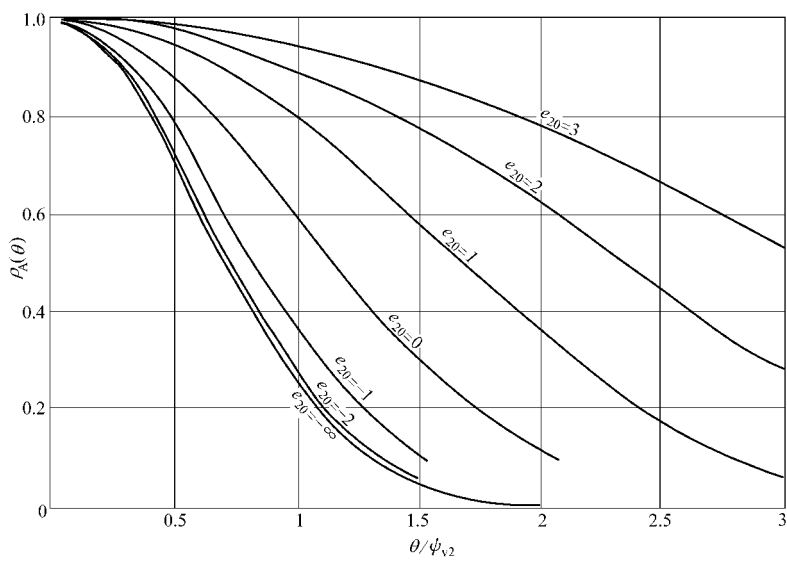


图 5.4 传输幅度仰角相关系数理论曲线

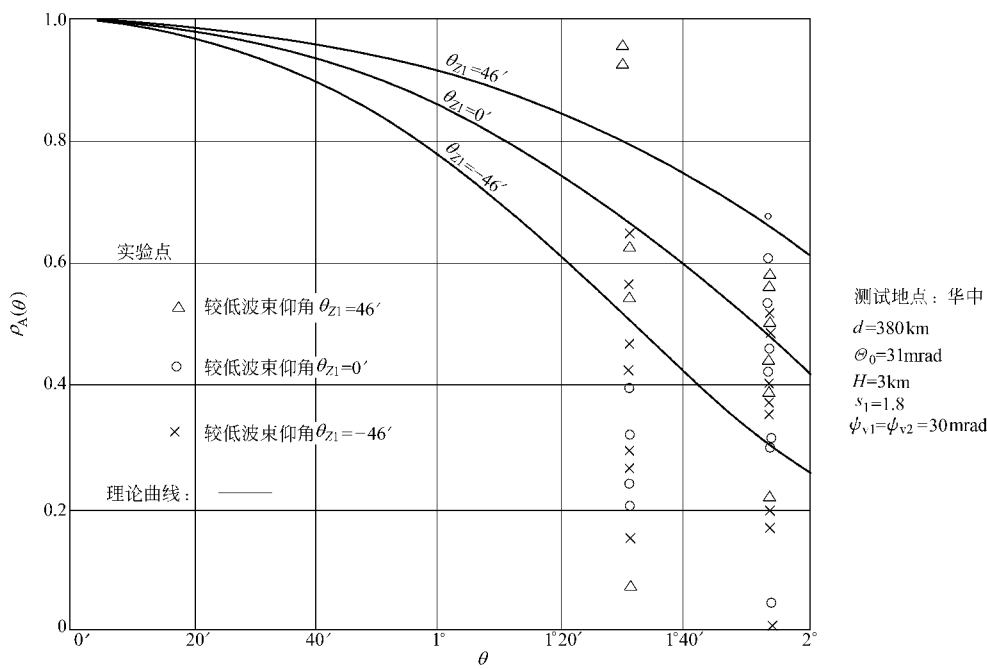


图 5.5 传输幅度仰角相关系数实验数据

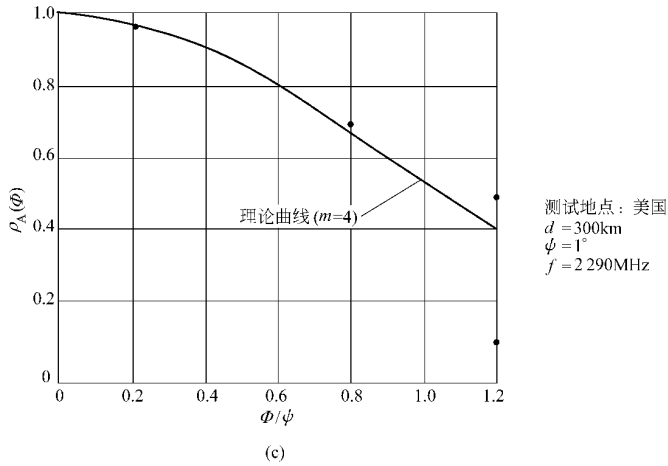
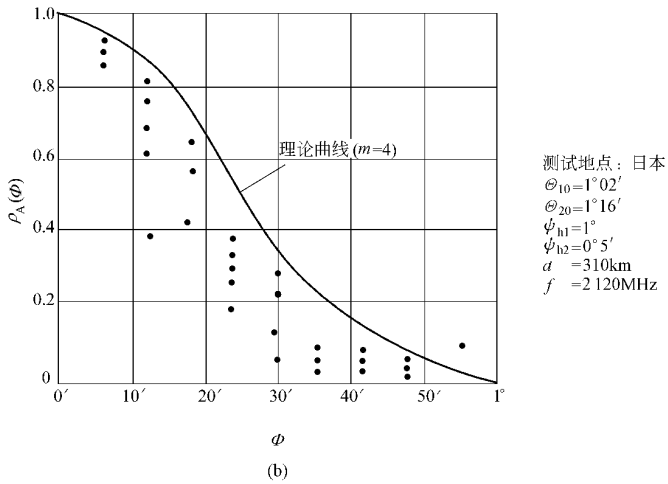
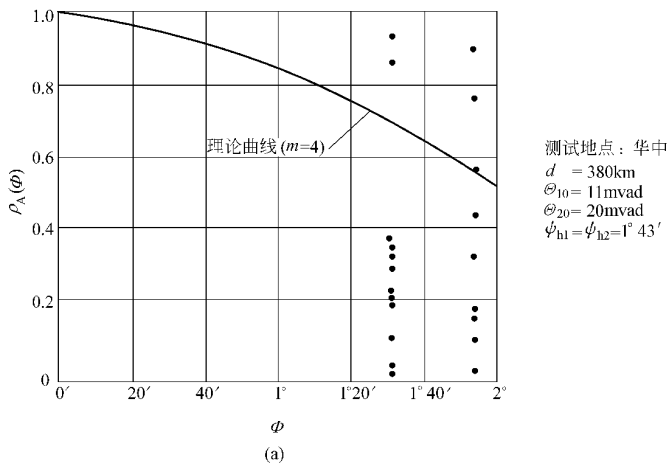


图 5.6 传输幅度方位角相关系数实验数据

2. 空间相关性

根据(5.48)、(5.50a)和(5.53)等式,传输幅度空间相关系数为

$$\rho_A = \rho_A(X)\rho_A(Z) \quad (5.109a)$$

传输幅度水平相关系数为

$$\rho_A(X) = |\rho_H(X)|^2 = \exp\{-(X/X_{0A})^2\} \quad (5.109b)$$

$$X_{0A} = X_{0H}/\sqrt{2} = \frac{\sqrt{m}C_h\lambda}{2\pi\Theta_{20}} \quad (5.109c)$$

传输幅度垂直相关系数为

$$\rho_A(Z) = |\rho_H(Z)|^2 = e^{-2e_2^2} |\omega(g_Z + je_2)|^2 / \Psi^2(e_2) \quad (5.109d)$$

$$\approx \begin{cases} \exp\{-(Z/Z_{0A})^2\} & \text{(天线波束尖锐时)} \\ \left\{ 1 + \left[\frac{2\pi\Theta_0 Z}{s_2(m + \gamma H)\lambda} \right]^2 \right\}^{-1} & \text{(天线波束宽时)} \end{cases} \quad (5.109e)$$

$$Z_{0A} = Z_{0H}/\sqrt{2} = \frac{\sqrt{2\ln 2}\lambda}{\pi\psi_{v2}} \quad (5.109f)$$

e_2 、 g_Z 分别由(5.52c)、(5.52b)式确定。

按(5.109b)式所得的传输幅度水平相关系数曲线与图 5.3 所示一样,只需将纵轴改为 $\rho_A(x)$,横轴改为 X/X_{0A} 。按(5.109d)式所得传输幅度垂直相关系数如图 5.7 所示。

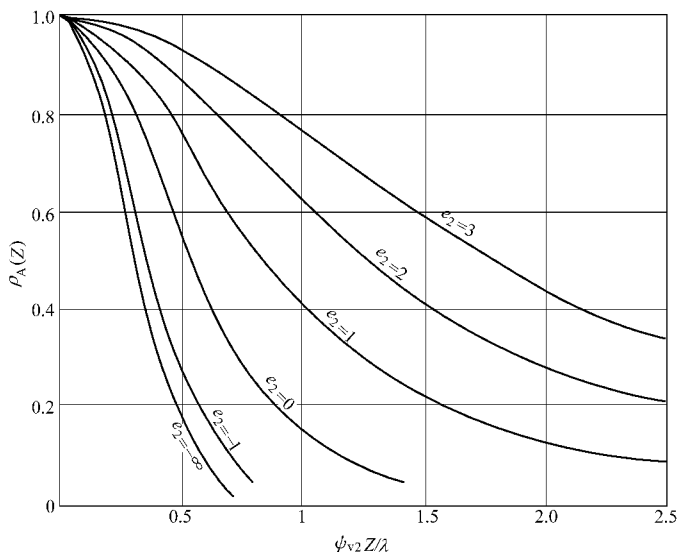


图 5.7 传输幅度垂直相关系数

关于传输幅度水平相关系数的实验数据如图 5.8^[20]和表 5.1^[56]所示,垂直相关实验数据如表 5.2^[56]所列。

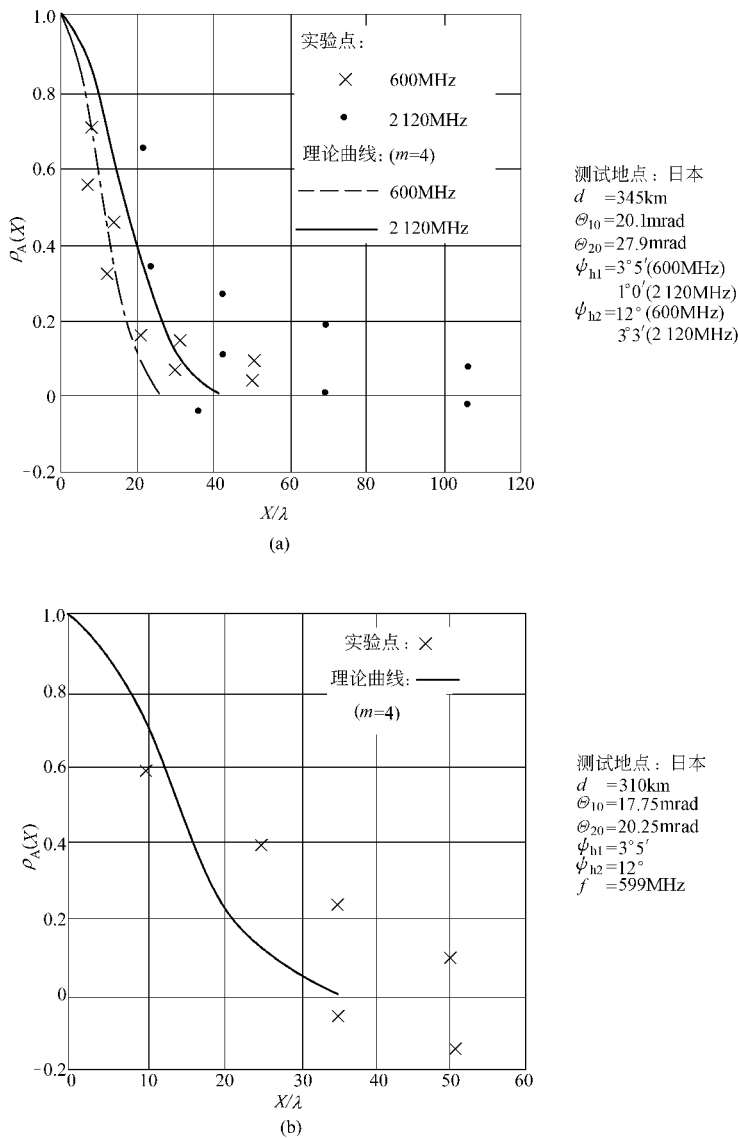


图 5.8 传输幅度水平相关系数实验数据

表 5.1 水平相关数据

X/λ	ρ_A	d/km	f/GHz	$\psi_{v1}/(^{\circ})$	$\psi_{h1}/(^{\circ})$	$\psi_{v2}/(^{\circ})$	$\psi_{h2}/(^{\circ})$	测试时间
30	0.35	181	0.945	6	2	12	12	1960 年 9 月~10 月
65	0.37	275	3	2	0.7	2	0.7	1958 年 4 月~11 月
33	0.4	200	3	2	1	4	4	1957~1959 年
28	0.4	250	3	2	1	4	4	1957~1959 年
45	0.4	350	3	2	1	4	4	1957~1959 年
33	0.4	84	10	1	1	4	4	1962 年 6 月~8 月
33	0.4	152	10	1	1	4	4	1962 年 6 月~8 月
11	0.5	255	10	1	1	4	4	1962 年 6 月~8 月

续表

X/λ	ρ_A	d/km	f/GHz	$\psi_{v1}/(^{\circ})$	$\psi_{h1}/(^{\circ})$	$\psi_{v2}/(^{\circ})$	$\psi_{h2}/(^{\circ})$	测试时间
40	0.5	995	0.4	2.5	2.5	5.5	5.525	1956~1957 年
40	0.4	150	2.78	6	6	6	6	1954 年 7 月
40	0.4	150	9.15	2	2	2	2	1954 年 7 月
22	0.4	192	2.78	6	6	6	6	1954 年 7 月
22	0.4	192	0.915	2	2	2	2	1954 年 7 月
10~15	0.37	345	0.6	3.5	3.5	12	12	1959 年 7 月
20~34	0.37	345	212	1	1	3.3	3.3	1959 年 7 月
15~25	0.37	310	0.599	3.5	3.5	12	12	1960 年 8 月
74	0.4	364	0.159	28	28	8	8	1961 年 6 月
10~12	0.4	365	0.1	30	30	90	90	1956 年 11 月~1957 年
10~12	0.4	365	1.046	6	18	90	90	1953 年
15~20	0.4	300	0.821	1	1	8	8	1961~1962 年
65~72	0.4	630	0.821	1	1	10	35	1961~1962 年

表 5.2 垂直相关数据

Z/λ	ρ_A	d/km	f/GHz	$\psi_{v1}/(^{\circ})$	$\psi_{h1}/(^{\circ})$	$\psi_{v2}/(^{\circ})$	$\psi_{h2}/(^{\circ})$	测试时间
16	0.4	84	10	1	1	4	4	1962 年 6 月~8 月
31	0.4	152	10	1	1	4	4	1962 年 6 月~8 月
22	0.4	225	10	1	1	4	4	1962 年 6 月~8 月
20	0.4	150	278	3	6	6	6	1954 年 7 月
20	0.4	150	3.15	2	2	2	2	1954 年 7 月
18	0.4	192	2.78	6	6	6	6	1954 年 7 月
18	0.4	192	9.15	2	2	2	2	1954 年 7 月
22	0.4	322	0.858	2.5	2.5	20	20	1958 年
60	0.35	280	3.48	2.6	2.8	2.2	2.5	1957 年 3 月
10~30	0.37	373	1.317	4	4	5.5	5.5	1960 年
14~24	0.37	373	1.317	0.9	0.9	5.5	5.5	1960 年
10~22	0.37	577	1.317	4	4	5.5	5.5	1960 年
10~24	0.37	5.77	1.317	0.9	0.9	5.5	5.5	1960 年
12~16	0.4	365	0.1	30	30	90	90	1953 年
12~16	0.4	365	1 046	6	18	90	90	1953 年

3. 时间相关特性

根据(5.65)式,传输幅度时间相关系数为

$$\rho_A(\Delta t)=|\rho_A(\Delta t)|^2=\exp\{-(\Delta t/T_A)^2\}$$

(5.110a)

$$T_A=T_H/\sqrt{2}\approx\left\{k\mathcal{D}_0\left[\delta^2+\left(\frac{v_x}{\sqrt{m}C_h}\right)^2\right]^{1/2}\right\}^{-1}$$

(5.110b)

传输幅度时间相关系数曲线也与图 5.3 所示一样,只需将纵轴改为 $\rho_A(\Delta t)$,横轴改为 $\Delta t/T_A$,实验数据如图 5.9 和表 5.3^[56] 所示。

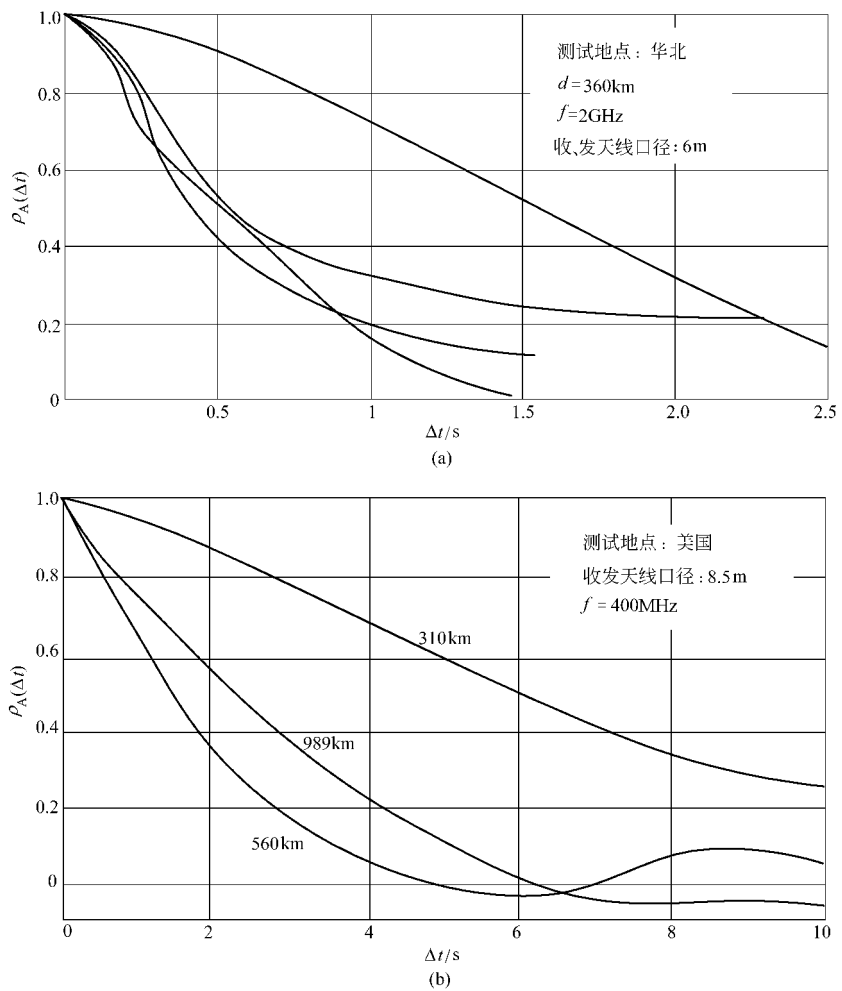


图 5.9 传输幅度时间相关系数实验数据

表 5.3 时间相关数据

$\Delta t/s$	ρ_A	d/km	f/GHz	$\psi_{v1}/(^{\circ})$	$\psi_{h1}/(^{\circ})$	$\psi_{v2}/(^{\circ})$	$\psi_{h2}/(^{\circ})$	测试时间
2	0.4	66	1	6	2	12	12	1958~1960 年
1.2	0.4	137	1	6	2	12	12	1958~1960 年
0.9	0.4	181	1	6	2	12	12	1958~1960 年
0.6	0.4	390	1	6	2	6	2	1958~1960 年
8	0.4	322	0.11	35	35	30	30	1960 年 11 月 12 日
7	0.4	302	0.417	5.5	5.5	5.5	5.5	1962 年
2	0.4	562	0.417	5.5	5.5	5.5	5.5	1962 年
3	0.4	995	0.412	5.5	5.5	5.5	5.5	1962 年
3	0.4	995	0.412	2.5	2.5	2.5	2.5	1962 年

(续表)

$\Delta t/s$	ρ_A	d/km	f/GHz	$\psi_{v1}/(^{\circ})$	$\psi_{h1}/(^{\circ})$	$\psi_{v2}/(^{\circ})$	$\psi_{h2}/(^{\circ})$	测试时间
0.25~0.6	0.4	240	1.85	6	6	6	6	1960 年 5 月
1~2	0.4	240	0.516	14	14	14	14	1960 年 5 月
3~5.5	0.4	240	0.2	无方向性	无方向性	35	35	1960 年 5 月
4~10	0.4	240	0.1	无方向性	无方向性	70	70	1960 年 5 月
1.2	0.4	275	3	2	0.7	2	0.7	1958 年 6 月~11 月
0.15~0.6	0.4	120	3	4	4	4	4	1961 年
0.15~0.6	0.4	200	3	4	4	4	4	1961 年
0.15~0.6	0.4	250	3	4	4	4	4	1961 年
0.15~0.6	0.4	350	3	4	4	4	4	1961 年

4. 频率相关特性

根据(5.81)或(5.73a)、(5.75)和(5.78)等式,传输幅度频率相关系数为

$$\rho_A(\Delta f) = | \rho_H(\Delta f) |^2 = \rho_{Avf}(\Delta f)\rho_{Awf}(\Delta f) \tag{5.111a}$$

$$\approx \begin{cases} \exp\{-(\Delta f/F_A)^2\} & \text{(天线波束尖锐时)} \\ \left\{ 1 + \left[\frac{2\pi H \mathcal{D}_0 \Delta f}{(m + \gamma H)c} \right]^2 \right\}^{-2} & \text{(天线波束宽时)} \end{cases} \tag{5.111b}$$

$$\rho_{Avf}(\Delta f) = | \rho_{Hvf}(\Delta f) |^2 = e^{-2e_2^2} \left| \frac{\omega(g_{f_2} + j e_2)}{\Psi(e_2)} \right|^2 \tag{5.111c}$$

$$\approx \begin{cases} \exp\left\{-\left(\frac{\pi d \mathcal{D}_{10} \psi_{v2}}{2c\sqrt{2\ln 2}} \Delta f\right)^2\right\} & \text{(天线波束尖锐时)} \\ \left\{ 1 + \left[\frac{(1 + s_1)\pi H \mathcal{D}_0 \Delta f}{(m + \gamma H)c} \right]^2 \right\}^{-1} & \text{(天线波束宽时)} \end{cases} \tag{5.111d}$$

$$\rho_{Awf}(\Delta f) = | \rho_{Hwf}(\Delta f) |^2 = e^{-2e_1^2} \left| \frac{\omega(g_{f_1} + j e_1)}{\Psi(e_1)} \right|^2 \tag{5.111e}$$

$$\approx \begin{cases} \exp\left\{-\left(\frac{\pi d \mathcal{D}_{20} \psi_{v1}}{2c\sqrt{2\ln 2}} \Delta f\right)^2\right\} & \text{(天线波束尖锐时)} \\ \left\{ 1 + \left[\frac{(1 + s_2)\pi H \mathcal{D}_0 \Delta f}{(m + \gamma H)c} \right]^2 \right\}^{-1} & \text{(天线波束宽时)} \end{cases} \tag{5.111f}$$

$$F_A = F_H/\sqrt{2} = \frac{2c\sqrt{2\ln 2}}{(1 + s_2)\pi H \sqrt{(s_1 \psi_{v1})^2 + \psi_{v2}^2}} \tag{5.111g}$$

e_1 、 g_{f_1} 、 e_2 、 g_{f_2} 分别由(5.78b)、(5.78c)、(5.52c)、(5.74b)等式确定。

按(5.111c)和(5.111e)两式, $\rho_{Awf}(\Delta f)$ 和 $\rho_{Avf}(\Delta f)$ 曲线如图 5.10 所示。

设电路对称, $\psi_{v1} = \psi_{v2} = \psi_v$,容易看出,

$$\rho_A(\Delta f) = e^{-4e_0^2} \left| \frac{\omega(g_f + j e_0)}{\Psi(e_0)} \right|^4 \tag{5.112a}$$

$$\approx \begin{cases} \exp\{-(\Delta f/F_A)^2\} & \text{(天线波束尖锐时)} \\ \left\{ 1 + \left[\frac{2\pi H \mathcal{D}_0 \Delta f}{(m + \gamma H)c} \right]^2 \right\}^{-2} & \text{(天线波束宽时)} \end{cases} \tag{5.112b}$$

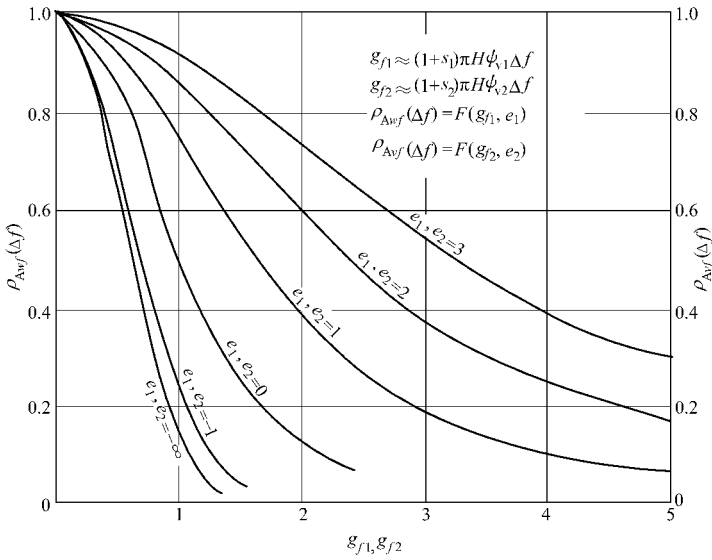


图 5.10 $\rho_{Awf}(\Delta f)$ 与 $\rho_{Avf}(\Delta f)$ 曲线

$$e_0 = e_1 = e_2 \tag{5.112c}$$

$$g_f = g_{f_1} = g_{f_2} \approx 2\pi H \psi_v \Delta f \tag{5.112d}$$

$$F_A = \frac{\sqrt{\ln 2} c}{\pi H \psi_v} \tag{5.112e}$$

式中, Δf 以 MHz 计。按(5.112a)式所得传输幅度频率相关系数如图 5.11 所示。实验数据如图 5.12^[20, 28, 39]和表 5.4^[56]所示。

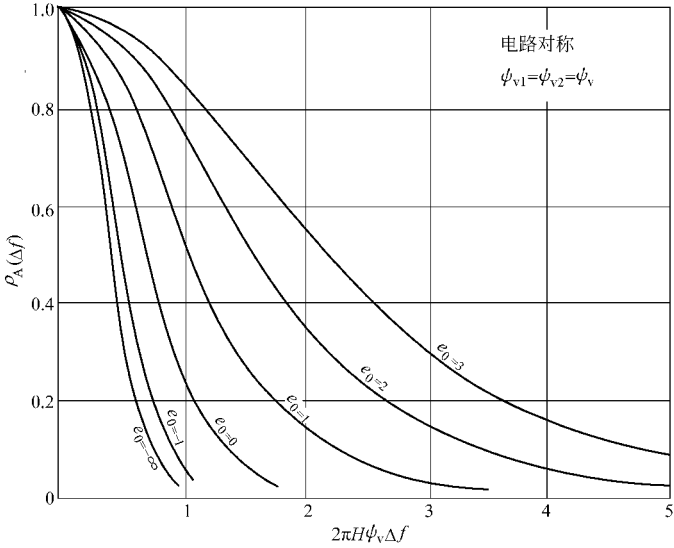


图 5.11 传输幅度频率相关系数

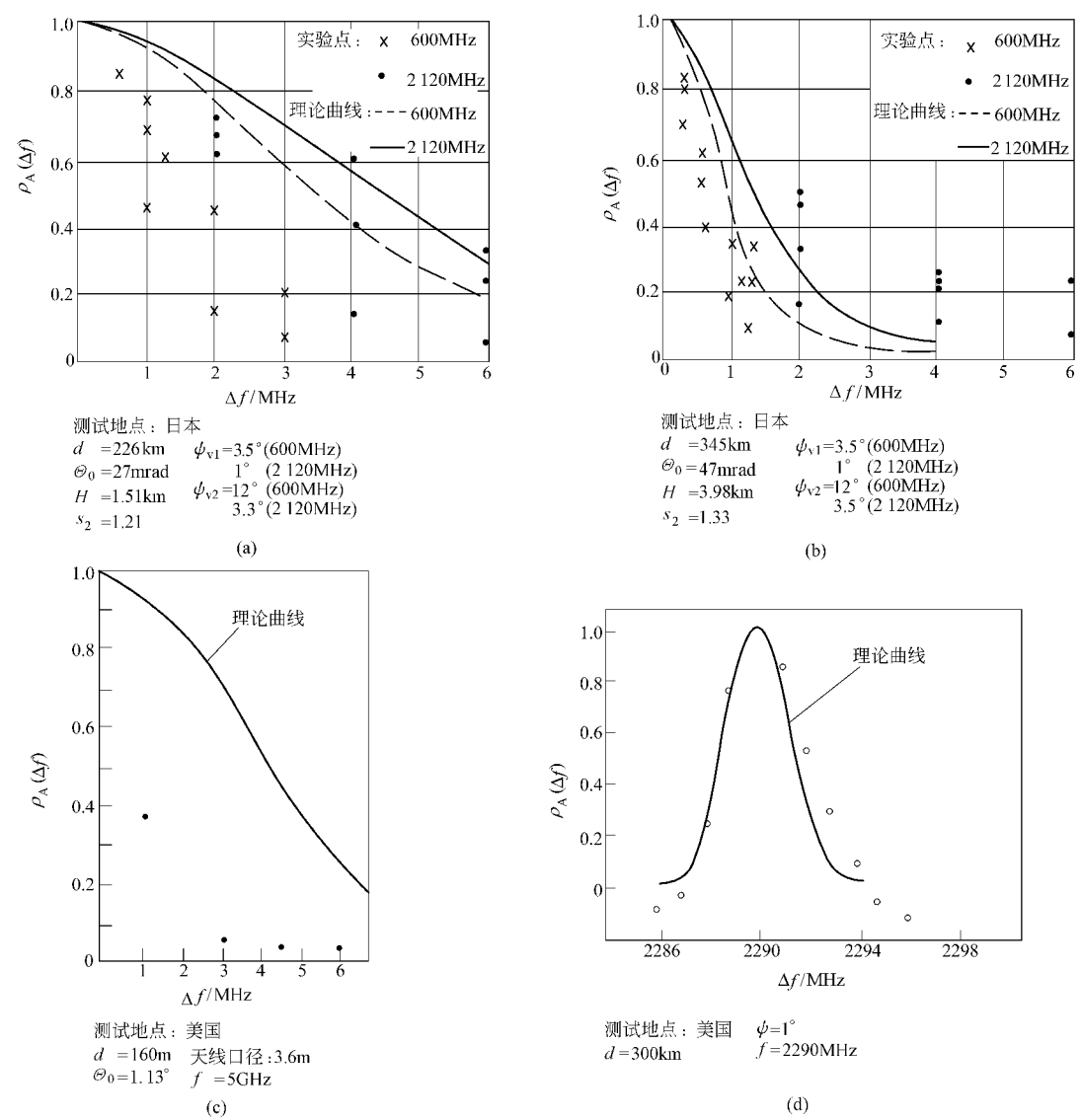


图 5.12 传输幅度频率相关系数实验数据

表 5.4 频率相关数据

$\Delta f/\text{MHz}$	ρ_A	d/km	f/GHz	$\psi_{v1}/(^{\circ})$	$\psi_{h1}/(^{\circ})$	$\psi_{v2}/(^{\circ})$	$\psi_{h2}/(^{\circ})$	测试时间
2	0.4	66	0.945	6	2	6	2	1959~1960 年
1.5	0.4	137	0.945	6	2	6	2	1960 年 7~9 月
1	0.4	181	0.945	6	2	6	2	1960 年 7~9 月
5	0.27	322	0.11	35	35	35	35	1960 年 11~12 月
1	0.34	488	1	1	6	1	6	1963 年 4 月
0.9~1.25	0.4	303	1	1	1	1	1	1959~1962 年
2.5	0.4	309	2.29	1	1	1	1	1960 年
1.5	0.4	160	5	1	1	1	1	1962 年 5~6 月

续表

$\Delta f/\text{MHz}$	ρ_{Λ}	d/km	f/GHz	$\psi_{v1}/(^{\circ})$	$\psi_{h1}/(^{\circ})$	$\psi_{v2}/(^{\circ})$	$\psi_{h2}/(^{\circ})$	测试时间
1.8	0.4	226	0.6	3.5	3.5	12	12	1959年2~8月
0.8	0.4	345	0.6	3.5	3.5	12	12	1959年2~8月
4	0.4	226	2.12	1	1	3.3	3.3	1959年2~8月
2.2	0.4	345	2.12	1	1	3.3	3.3	1959年2~8月
2	0.4	300	2.29	1	1	1	1	1958年
3.6	0.4	275	5.1	0.55	0.55	0.25	0.25	1957年9月
0.1	0.7	995	0.4	2.5	2.5	2.5	2.5	1956~1957年
2	0.5	220	0.9	/	/	/	/	1959年
2	0.5	275	5.11	8~1	8~1	8~1	8~1	1959年
2	0.5	300	2.29	1	1	1	1	1959年

5.4 对流层散射信号的谱特性

下面讨论对流层散射信号的谱特性,即在频移域、延时域和角度域等中的平均扩散特性。它一般由扩散函数描述。如 5.1 节所述,扩散函数与传输函数相关函数关系如下:

$$W(\nu,\tau,a)=\iiint R_{\text{H}}(\Delta t,\Delta f,\boldsymbol{r})\exp\{\text{j}2\pi(-\nu\Delta t+\tau\Delta f-\frac{\boldsymbol{a}\cdot\boldsymbol{r}}{\lambda})\}\text{d}(\Delta t)\text{d}(\Delta f)\text{d}\left(\frac{\boldsymbol{r}}{\lambda}\right)$$

(5.113a)

作为特例,

$$W(\nu)=\text{频移谱}=\int R_{\text{H}}(\Delta t)\text{e}^{-\text{j}2\pi\nu\Delta t}\text{d}(\Delta t)$$

(5.113b)

$$W(\tau)=\text{延迟谱}=\int R_{\text{H}}(\Delta t)\text{e}^{\text{j}2\pi\tau\Delta f}\text{d}(\Delta f)$$

(5.113c)

$$W(a)=\text{角度谱}=\int R_{\text{H}}(\boldsymbol{r})\text{e}^{-\text{j}2\pi\boldsymbol{a}\cdot\boldsymbol{r}/\lambda}\text{d}(\boldsymbol{r}/\lambda)$$

(5.113d)

将传输函数相关函数一般表达形式(5.30)代入(5.113a)式得

$$\begin{aligned} &W(\nu,\tau,a) \\ &=B'_{10}\iiint g_1g_2\sigma\exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\frac{\nu+\left(\frac{\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{v}}{2\pi}\right)}{\left(\frac{K\delta}{2\pi}\right)}\right]^2\right\}\delta\left(\tau-\frac{r_1+r_2}{c}\right)\delta(a-a')\text{d}\theta_1\text{d}\theta'\text{d}\varphi' \\ &=B_{10}\iiint g_1g_2\exp\{-m'\varphi'^2-2c_1\theta_1-2c_2\theta'\}\exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\frac{\nu+\left(\frac{\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{v}}{2\pi}\right)}{\left(\frac{K\delta}{2\pi}\right)}\right]^2\right\}\cdot \\ &\quad\delta\left(\tau-\frac{r_1+r_2}{c}\right)\delta(a-a')\text{d}\theta_1\text{d}\theta'\text{d}\varphi' \end{aligned}$$

(5.114a)

式中, B'_{10} 、 B_{10} 为常数,并且假定 $g_{21}=g_{22}=g_2$ 。这就是对流层散射传输情况下扩散函数的一般表达形式。作为特例,

$$W(\nu) = B_{10} \iiint g_1 g_2 \exp\{-m' \varphi^2 - 2c_1 \theta_1 - 2c_2 \theta\} \exp\left\{-\frac{1}{2} \left[\frac{\nu + \left(\frac{\mathbf{K} \cdot \mathbf{v}}{2\pi} \right)}{\left(\frac{K\delta}{2\pi} \right)} \right]^2 \right\} d\theta_1 d\theta d\varphi \quad (5.114b)$$

$$W(\tau) = B_{11} \iiint g_1 g_2 \exp\{-m' \varphi^2 - 2c_1 \theta_1 - 2c_2 \theta\} \delta\left(\tau - \frac{r_1 + r_2}{c}\right) d\theta_1 d\theta d\varphi \quad (5.114c)$$

$$W(\mathbf{a}) = B_{11} \iiint g_1 g_2 \exp\{-m' \varphi'^2 - 2c_1 \theta_1 - 2c_2 \theta'\} \delta(\mathbf{a} - \mathbf{a}') d\theta_1 d\theta' d\varphi' \quad (5.114d)$$

式中, B_{11} 为常数。

5.4.1 角度谱

按(5.114d)式, 角度谱显然可以表示为

$$\begin{aligned} W(\mathbf{a}) &= W(\varphi, \theta) \\ &= B_{11} \iiint g_1 g_2 \exp\{-m' \varphi'^2 - 2c_1 \theta_1 - 2c_2 \theta'\} \delta(\varphi - \varphi') \delta(\theta - \theta') d\theta_1 d\theta' d\varphi' \\ &= B_{11} \int g_1 g_2 \exp\{-m' \varphi^2 - 2c_1 \theta_1 - 2c_2 \theta\} d\theta_1 \end{aligned} \quad (5.115)$$

若天线方向性函数可以表示为

$$g_1(\theta_1, \varphi_1) = g_1(\theta_1) g_1(\varphi_1) = g_1(\theta_1) g_1(s_2 \varphi) \quad (5.116a)$$

$$g_2(\theta, \varphi) = g_2(\theta) g_2(\varphi) \quad (5.116b)$$

显然

$$W(\varphi, \theta) = W_0(\varphi, \theta) g_2(\varphi) g_2(\theta) \quad (5.117a)$$

$$W_0(\varphi, \theta) = W_{00}(\varphi, \theta) g_1(s_2 \varphi) \quad (5.117b)$$

$$W_{00}(\varphi, \theta) = B_{12} \exp\{-m' \varphi^2 - 2c_2 \theta\} \quad (5.117c)$$

$$B_{12} = B_{11} \int_0^\infty g_1(\theta_1) \exp\{-2c_1 \theta_1\} d\theta_1 = \text{常数} \quad (5.117d)$$

式中, $W_0(\varphi, \theta)$ 为接收点来波到达角谱, $W_{00}(\varphi, \theta)$ 为发射天线无方向性时的来波到达角谱。

作为特例, 接收信号方位角谱为

$$W(\varphi) = \int W(\varphi, \theta) d\theta = W_0(\varphi) g_2(\varphi) \quad (5.118a)$$

$$W_0(\varphi) = \text{来波方位角谱} = B_{13} g_1(s_2 \varphi) e^{-m' \varphi^2} \quad (5.118b)$$

$$B_{13} = \text{常数} \quad (5.118c)$$

将天线方向性函数的有关高斯型式代入, 则

$$\begin{aligned} W_0(\varphi) &= B_{13} \exp\{-m' \varphi^2 - a_1 (s_2 \varphi - \varphi_{10})^2\} \\ &= B_{14} \exp\left\{-4 \ln 2 \left(\frac{\varphi - \varphi_0}{B_0 \varphi_{h1}} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (5.119a)$$

$$B_0 = s_1 \sqrt{1 + \frac{m}{8 \ln 2} \left(\frac{\varphi_{h1}}{\vartheta_{10}} \right)^2} \quad (5.119b)$$

$$\varphi_0 = B_0^2 s_2 \varphi_{10} \quad (5.119c)$$

$$B_{14} = B_{13} \exp\left\{-\frac{m}{2} \left(\frac{B_0 \varphi_{10}}{\vartheta_{20}} \right)^2 \right\} \quad (5.119d)$$

$$\begin{aligned} W(\varphi) &= B_{13} \exp\{-m' \varphi^2 - a_1 (s_2 \varphi - \varphi_{10})^2 - a_2 (\varphi - \varphi_{20})^2\} \\ &= B_{15} \exp\left\{-\left(\frac{\varphi - \varphi_r}{\varphi_r}\right)^2\right\} \end{aligned} \quad (5.120a)$$

$$\phi_r = \sqrt{\frac{2}{m}} \cdot \frac{\mathcal{D}_{20}}{C_h} \quad (5.120b)$$

$$= \frac{\beta_r \psi_{h1}}{2\sqrt{\ln 2}} \quad (5.120c)$$

$$\beta_r = s_1 \sqrt{1 + \frac{m_1}{8\ln 2} \left(\frac{\psi_{h1}}{\mathcal{D}_{10}}\right)^2 + \left(\frac{s_1 \psi_{h1}}{\psi_{h2}}\right)^2} \quad (5.120d)$$

$$\varphi_r = \frac{8\ln 2}{mC_h^2} \left(\frac{\mathcal{D}_{10} \varphi_{10}}{\psi_{h1}^2} + \frac{\mathcal{D}_{20} \varphi_{20}}{\psi_{h2}^2}\right) \quad (5.120e)$$

$$= \beta_r^2 \left[s_2 \varphi_{10} + \left(\frac{\psi_{h1}}{\psi_{h2}}\right)^2 \varphi_{20}\right] \quad (5.120f)$$

$$B_{15} = B_{13} \exp\left\{-\frac{\left(\frac{\varphi_{10}}{\psi_{h1}}\right)^2}{1 + \frac{2}{m} \left(\frac{\mathcal{D}_{10}}{\psi_{h1}'}\right)^2} - \left(\frac{\varphi_{20} - \varphi_{2m}}{B_{h2} \psi_{h2}}\right)^2\right\} \quad (5.120g)$$

B_{h2}, φ_{2m} 由 (3.33)、(3.34) 式确定。参考 (3.70) 式

$$B_{15} = B_{13} 10^{-\frac{L_{ah}}{10}} \quad (5.120h)$$

其次,接收信号仰角谱为

$$W(\theta) = \int W(\varphi, \theta) d\varphi = W_0(\theta) g_2(\theta) \quad (5.121a)$$

$$W_0(\theta) = \text{来波仰角谱} = B_{16} e^{-2c\theta} \quad (\theta \geq 0) \quad (5.121b)$$

$$B_{16} = \text{常数} \quad (5.121c)$$

将天线方向性函数的有关高斯型式代入,则

$$W(\theta) = B_{17} \exp\left\{-4\ln 2 \left(\frac{\theta - \theta_r}{\psi_{v2}}\right)^2\right\} \quad (\theta \geq 0) \quad (5.122a)$$

$$\theta_r = \theta_{20} - \frac{\psi_{v2}'}{x_2} \quad (5.122b)$$

$$B_{17} = B_{16} \exp\left\{-\left(2c_2 \theta_{20} - \frac{1}{x_2^2}\right)\right\} \quad (5.122c)$$

x_2 由 (3.75) 式确定。

按 (5.119)~(5.122) 式,接收信号和来波的方位角谱和仰角谱的可能曲线图如图 5.13 和 5.14 所示。

谱的重要特征是其谱点的平均值 v_1 、均方值 v_2 和标准偏差 σ ,特别是后者十分重要。根据 (5.120a) 式,接收信号方位角谱的这些特征为:

$$v_1(\phi) = \int_{-\infty}^{\infty} W(\varphi) \varphi d\varphi / \int_{-\infty}^{\infty} W(\varphi) d\varphi = \varphi_r \quad (5.123a)$$

$$v_2(\phi) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^2 W(\varphi) d\varphi / \int_{-\infty}^{\infty} W(\varphi) d\varphi = \varphi_r^2 + \frac{1}{2} \phi_r^2 \quad (5.123b)$$

$$\sigma^2(\phi) = v_2 - v_1^2 = \frac{1}{2} \phi_r^2 \quad (5.123c)$$

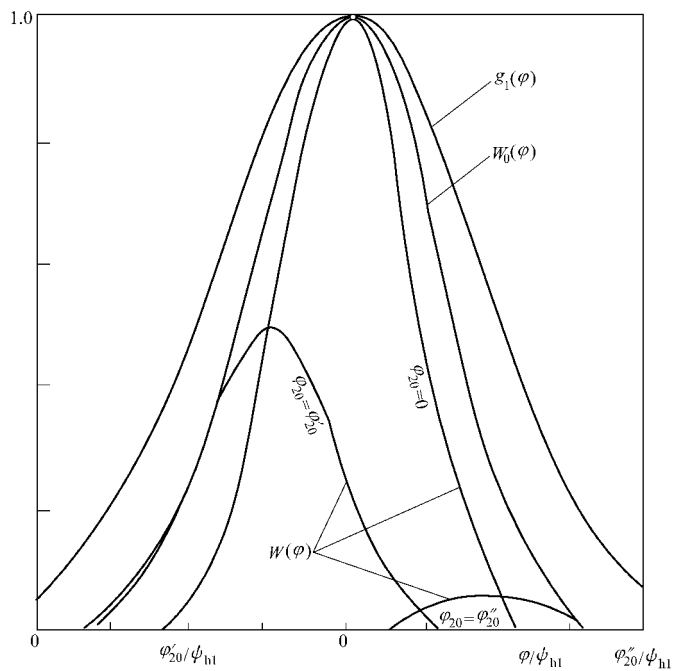


图 5.13 方位角谱示意图

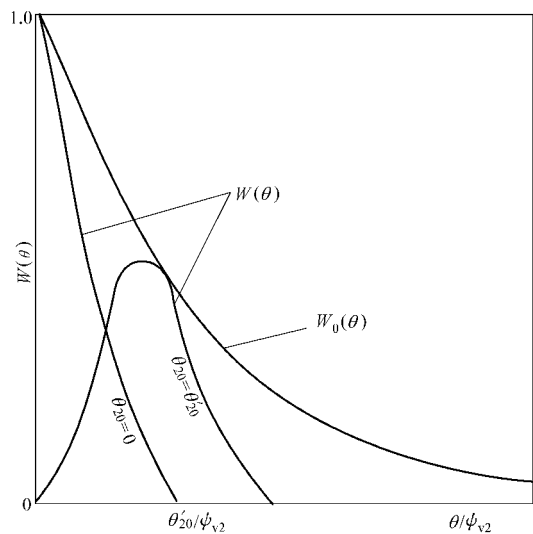


图 5.14 仰角谱示意图

将(5.120b)式代入(5.123c)式,则

$$\sigma(\phi) = \frac{\mathcal{H}_{20}}{\sqrt{m}C_h} \tag{5.123d}$$

对照(5.50b)、(5.109c)两式发现,方位角谱标准偏差 $\sigma(\phi)$ 与传输函数和传输幅度的水平相关半径 X_{0H} 、 X_{0A} 间有如下联系:

$$\sigma(\phi) = \frac{\lambda}{\sqrt{2}\pi X_{0H}} \tag{5.123e}$$

$$= \frac{\lambda}{2\pi X_{0A}} \quad (5.123f)$$

根据(5.122)式,接收信号仰角谱的几个特征量为:

$$\nu_1(\theta) = \int_0^\infty W(\theta)\theta d\theta / \int_0^\infty W(\theta)d\theta = \theta_r + \frac{\psi'_{v2}}{2\psi_0} \exp\left\{-\left(\frac{\theta_r}{\psi'_{v2}}\right)^2\right\} \quad (5.124a)$$

$$\nu_2(\theta) = \int_0^\infty \theta^2 W(\theta) d\theta / \int_0^\infty W(\theta) d\theta = \theta_r^2 + \frac{\psi'^2_{v2}}{2} + \frac{\psi'_{v2}\theta_r}{2\psi_0} \exp\left\{-\left(\frac{\theta_r}{\psi'_{v2}}\right)^2\right\} \quad (5.124b)$$

$$\sigma^2(\theta) = \frac{\psi'^2_{v2}}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{\psi'_0} \left(\frac{\theta_r}{\psi'_{v2}} \right) e^{-\left(\frac{\theta_r}{\psi'_{v2}}\right)^2} - \frac{1}{2\psi_0^2} \exp\left[-2\left(\frac{\theta_r}{\psi'_{v2}}\right)^2\right] \right\} \quad (5.124c)$$

式中,

$$\psi'_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[1 + \Phi\left(\frac{\theta_r}{\psi'_{v2}}\right) \right] \quad (5.125)$$

设天线仰角处于最佳,当天线方向性由宽变窄时, θ_r/ψ'_{v2} 可由负变正。计算指出,

$$\sigma^2(\theta) \approx \begin{cases} \frac{\psi'^2_{v2}}{2} = \left(\frac{\lambda}{\sqrt{2}\pi Z_{0H}} \right)^2 = \left(\frac{\lambda}{2\pi Z_{0A}} \right)^2 & (\text{天线方向性尖锐时}) \\ \frac{\psi'^2_{v2}}{4} \left(\frac{\psi'_{v2}}{\theta_r} \right)^2 \approx \left(\frac{s_1 \mathcal{H}_0}{m + \gamma H} \right)^2 & (\text{天线方向性宽时}) \end{cases} \quad (5.126)$$

其中 Z_{0H} 、 Z_{0A} 分别为传输函数和幅度在天线方向性尖锐时的垂直相关半径。

上述结果表明:

- (1) 角度谱一般与介质散射特性和天线方向性有关。
- (2) 来波方位角谱与发射天线水平方向图相近,当发射天线水平方向性尖锐时,来波方位角谱与该方向图基本一样,而在一般情况下,其宽度较发射天线水平方向图有所压缩。
- (3) 接收信号方位角谱因接收天线水平方向性的作用而比来波方位角谱更窄,其宽度随角距离的增大而增大,随收、发天线水平方向性的尖锐化而减小。
- (4) 接收信号方位角谱的中心点随天线水平指向转移,一般位于最佳方位(0)与接收天线水平指向之间,天线方向性越尖锐,谱中心越靠近天线水平指向,反之则离开。
- (5) 来波仰角谱与发射天线方向性关系不大,主要与介质有关,其宽度随距离增大而变宽。
- (6) 当接收天线垂直方向性强时,接收信号仰角谱宽度仅取决于该天线垂直波束宽度;该天线方向性宽时,则取决于介质,随着距离的增加,有效宽度变大。

5.4.2 频移谱

频移谱可由(5.113b)、(5.65)式直接得到:

$$\begin{aligned} W(\nu) &= B_{18} \int \exp\left\{-\left(\frac{\Delta t}{T_H}\right)^2 - jI_t \Delta t - j2\pi\nu \Delta t\right\} d(\Delta t) \\ &= B_{19} \exp\left\{-\frac{(\nu + \nu_0)^2}{2\sigma^2(\nu)}\right\} \end{aligned} \quad (5.127a)$$

$$\nu_0 = \frac{I_t}{2\pi} = \frac{kv_z \mathcal{H}_m}{2\pi} \quad (5.127b)$$

$$\sigma(\nu) = \frac{1}{\sqrt{2}\pi T_H} = \frac{1}{2\pi T_A} \quad (5.127c)$$

$$= \frac{k \mathcal{D}_0}{2\pi} \left[\delta^2 + \left(\frac{v_x}{\sqrt{m} C_h} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (5.127d)$$

式中, B_{18} 、 B_{19} 均为常数, T_H 、 T_A 为传输函数、传输幅度的时间相关半径, I_t 由(5.65c)式确定, 这里假定 $\varphi_{10} = \varphi_{20} = 0$ 。

显然, 在此, 平均频移 $\nu_1(\nu) = -\nu_0$, (5.127c)式所示 σ 即为频移标准偏差。

结果表明:

(1) 介质运动的平均垂直分量决定平均频移, 平均水平分量和端动分量决定频移谱有效宽度。

(2) 频移谱有效宽度和平均频移一般均随频率的增高和角距离的增大而增大。

(3) 频移谱有效宽度随收、发天线水平方向性的尖锐化而变小。

如前所述, 介质运动的平均垂直分量和端动分量一般可以忽略, 所以介质运动一般只考虑平均水平分量。

5.4.3 延迟谱

延迟谱可由(5.114c)式求出。考虑到(5.70)式, 若将 τ 作为相对于最短传输路径的延时, 将有

$$W(\tau) \approx B_{11} \iiint g_1 g_2 F \delta \left[\tau - \frac{d}{2c} (\mathcal{D}_{20} \theta_1 + \mathcal{D}_{10} \theta) \right] d\theta_1 d\theta d\varphi \quad (5.128a)$$

$$F = \exp \{ -m' \varphi^2 - 2c_1 \theta_1 - 2c_2 \theta \} \quad (5.128b)$$

在里层积分中令

$$\frac{d}{2c} (\mathcal{D}_{20} \theta_1 + \mathcal{D}_{10} \theta) = \tau'$$

有

$$\begin{aligned} W(\tau) &= B_{12} \iiint \delta(\tau - \tau') d\tau' d\theta d\varphi \cdot [g_1 g_2 F] \Big|_{\theta_1 = \frac{2c\tau'}{d\mathcal{D}_{20}} - s_2 \theta} \\ &= B_{12} \int_{-\infty}^{\infty} d\varphi \int_0^{\frac{2c\tau}{d\mathcal{D}_{10}}} d\theta \cdot [g_1 g_2 F] \Big|_{\theta_1 = \frac{2c\tau}{d\mathcal{D}_{20}} - s_2 \theta} \\ &= B_{13} \int_0^{\frac{2c\tau}{d\mathcal{D}_{10}}} d\theta \cdot [g_1 g_2 F] \Big|_{\varphi=0} \Big|_{\theta_1 = \frac{2c\tau}{d\mathcal{D}_{20}} - s_2 \theta} \end{aligned} \quad (5.129)$$

这里利用了被积函数的方位角因子可以与仰角因子相分离的特点。将天线方向性函数的高斯表达式和(5.128b)式代入(5.129)式, 则

$$\begin{aligned} W(\tau) &= B_{14} \left\{ \Phi \left[\frac{b_2 \left(\frac{2c\tau}{d\mathcal{D}_{10}} - \theta_{20} \right) + b_1 s_2 \theta_{10} - c_1 s_2 + c_2}{\sqrt{b_1 s_2^2 + b_2}} \right] + \right. \\ &\quad \left. \Phi \left[\frac{b_1 s_2 \left(\frac{2c\tau}{d\mathcal{D}_{20}} - \theta_{10} \right) + b_2 \theta_{20} + c_1 s_2 - c_2}{\sqrt{b_1 s_2^2 + b_2}} \right] \right\} \cdot \\ &\quad \exp \left\{ - \frac{b_1 b_2 \left(\frac{2c\tau}{d\mathcal{D}_{20}} \right)^2 + 2[b_2 c_1 + b_1 c_2 s_2 - b_1 b_2 (\theta_{10} + s_2 \theta_{20})] \left(\frac{2c\tau}{d\mathcal{D}_{20}} \right)}{b_1 s_2^2 + b_2} \right\} \end{aligned}$$

$$\approx B_{15} Z \exp\{-bZ^2 - m_1 Z\} \quad (5.130a)$$

$$Z = \frac{c\tau}{\mathcal{H}_0} \quad (5.130b)$$

$$b = \frac{b_1 b_2}{b_1 s_2^2 + b_2} \left[\frac{2(1+s_2)}{d} \right]^2 = \frac{2 \mathcal{H}_{10} \mathcal{H}_{20}}{H^2 \psi_{ve}'^2} \quad (5.130c)$$

$$m_1 = \frac{4(1+s_2)}{d} \cdot \frac{b_2 c_1 + b_1 c_2 s_2 - b_1 b_2 (\theta_{10} + s_2 \theta_{20})}{b_1 s_2^2 + b_2} \\ \approx \left[m + \gamma H - 2 \left(\frac{\mathcal{H}_{20} \theta_{10} + \mathcal{H}_{10} \theta_{20}}{\psi_{ve}'^2} \right) \right] / H \quad (5.130d)$$

$$\psi_{ve}'^2 = (s_1 \psi_{v1}'^2 + s_2 \psi_{v2}'^2) / 2 \quad (5.130e)$$

由微分法易知, $W(\tau)$ 的极大值点为

$$\tau_m = Z_m \mathcal{H}_0 / c \quad (5.131a)$$

Z_m 满足

$$2bZ_m^2 + m_1 Z_m = 1 \quad (5.131b)$$

或者说,

$$Z_m = \frac{\sqrt{m_1^2 + 8b} - m_1}{4b} \quad (5.131c)$$

在极大值点

$$W_m = W(\tau_m) = B_{15} Z_m e^{-1+bZ_m^2} \quad (5.132)$$

从而, 相对于极大值的归一化延迟谱为

$$w(\tau) = \frac{W(\tau)}{W_m} = \frac{Z}{Z_m} \exp\{-b(Z^2 + Z_m^2) - m_1 Z + 1\} \quad (5.133)$$

其曲线图如图 5.15 所示。

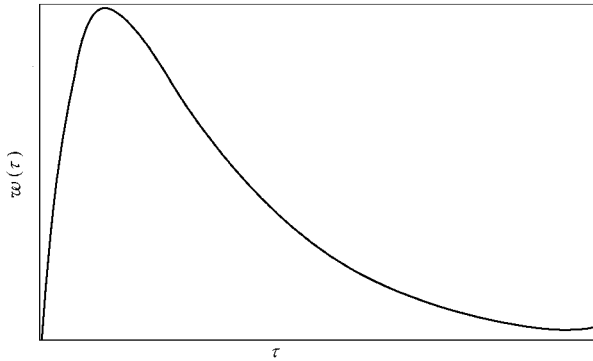


图 5.15 延迟谱曲线

按(5.130a)式, 延迟谱的几个特征量为

$$\nu_1(\tau) = \int W(\tau) \tau d\tau / \int W(\tau) d\tau = \frac{\mathcal{H}_0}{2ca\sqrt{b}} \{F(a) - 2a^2\} \quad (5.134a)$$

$$\nu_2(\tau) = \int W(\tau) \tau^2 d\tau / \int W(\tau) d\tau = \frac{1}{b} \left(\frac{\mathcal{H}_0}{c} \right)^2 \left\{ 1 + a^2 - \frac{1}{2} F(a) \right\} \quad (5.134b)$$

$$\sigma^2(\tau) = \nu_2(\tau) - \nu_1^2(\tau) = \frac{1}{b} \left(\frac{\mathcal{H}_0}{c} \right)^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2} F(a) - \left[\frac{F(a)}{2a} \right]^2 \right\} \quad (5.134c)$$

式中

$$a = \frac{m_1}{2\sqrt{b}} \quad (5.134d)$$

$$F(a) = \frac{\sqrt{\pi} a e^{a^2} \Psi(a)}{1 - \sqrt{\pi} a e^{a^2} \Psi(a)} \quad (5.134e)$$

将(5.130c)式代入(5.134c)式并记

$$\beta^2(a) = 1 + \frac{1}{2}F(a) - \left[\frac{F(a)}{2a} \right]^2 \quad (5.135)$$

$$\psi_{ve}^2 = 4 \ln 2 \cdot \psi_{ve}'^2 = (s_1 \psi_{v1}^2 + s_2 \psi_{v2}^2) / 2 \quad (5.136)$$

可得

$$\sigma(\tau) = \sqrt{\frac{s_1}{2 \ln 2}} \cdot \frac{2}{1 + s_1} \cdot \frac{d \Theta_0 \psi_{ve}}{4c} \cdot \beta(a) \quad (5.137)$$

$\beta(a)$ 如图 5.16 所示。在特殊情况下, 延时标准偏差可以近似为

$$\sigma(\tau) \approx \begin{cases} \frac{\sqrt{s_1}}{2\sqrt{\ln 2}} \cdot \frac{2}{1 + s_1} \cdot \frac{d \Theta_0 \psi_{ve}}{4c} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi F_H} = \frac{1}{2\pi F_A} & (a \ll -3) \\ \sqrt{\frac{s_1}{2 \ln 2} \left(1 - \frac{\pi}{4}\right)} \cdot \frac{2}{1 + s_1} \cdot \frac{d \Theta_0 \psi_{ve}}{4c} & (a \rightarrow 0) \\ \frac{4s_1}{(1 + s_1)^2} \cdot \frac{\sqrt{2}}{m + \gamma H} \cdot \frac{d \Theta_0^2}{4c} & (a > 3) \end{cases} \quad (5.138)$$

$a \ll 0$ 相对于天线方向性尖锐的情况, $a \gg 1$ 相对于天线方向性宽的情况。

结果表明, 延时标准偏差随距离增大而变大, 随天线方向性变尖而变小, 天线方向性尖锐时, 标准偏差主要取决于收、发天线方向图; 天线方向性宽时, 标准偏差主要取决于介质。

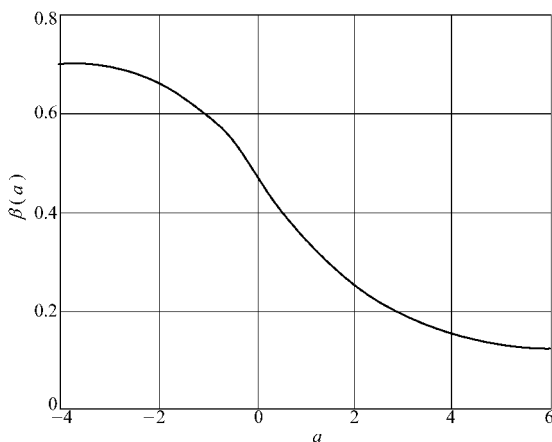


图 5.16 $\beta(a)$ 曲线图

5.4.4 时频扩散函数

这里对实际中比较关心的延时、频移二维空间中的谱或称时频扩散函数做一描述。

根据(5.113a)式, 时频扩散函数应为

$$W(\tau, \nu) = \int W(\tau, \nu, a) da$$

$$= \iint R_H(\Delta t, \Delta f) \exp\{j2\pi(-\nu\Delta t + \tau\Delta f)\} d(\Delta t) d(\Delta f) \tag{5.139}$$

根据 5.2.6 节所述,传输函数的时频相关函数等于其时间相关函数与频率相关函数的乘积(见(5.86)式),再根据(5.113b)和(5.113c)式,有

$$W(\tau, \nu) = B_9 W(\tau) W(\nu) \tag{5.140}$$

这就是说,时频扩散函数基本上等于延迟谱与频移谱之积。将(5.127a)、(5.130a)式代入上式,时频扩散函数为

$$W(\tau, \nu) = B_{16} Z \cdot \exp\{-bZ^2 - m_1 Z\} \cdot \exp\left\{-\frac{(\nu + \nu_0)^2}{2\sigma^2(\nu)}\right\} \tag{5.141a}$$

$$Z = \frac{c\tau}{\Theta_0} \tag{5.141b}$$

其曲线图如图 5.17 所示。

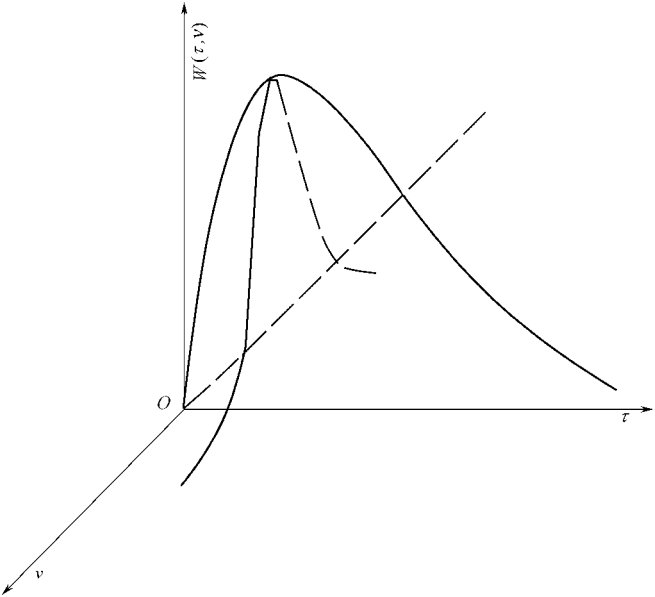


图 5.17 时频扩散函数曲线

第 6 章 对流层散射信号统计分布特性

本章讨论对流层散射信号统计分布特性,包括幅度、相位及其一、二阶导数在时间、频率和空间等域上的分布特性。通常所谓的快衰落,即信号幅度的短期起伏的分布特性是其中一个项目,但其中不包括信号的长期变化。

对流层散射信号统计分布特性的研究,对确定对流层散射传输质量,包括短期可靠度、保真度等是很重要的。幅度的统计分布特性的重要性已很清楚,相位及其导数的统计分布特性的重要性,可参见文[44]。例如在低速数据传输中,相位在时间域上的一、二阶导数的统计分布即需考虑。在移相系统中,设相位 $\varphi=0$ 表示传号, $\varphi=\pi$ 表示空号,那么,在一个信码期间,相位的变化就不允许超过 $\pi/2$;否则,信杂比再高,也将误码,如此即应满足 $|\varphi'|T < \pi/2$,“'”表示取导数, T 为信码长度。但如何才能保证这一关系在人们所要求的高时间百分率内保持?这就得知道 φ' 在时间域上的统计分布规律。在移频系统中,设频率 $f=f_0-\Omega$ 表示传号, $f=f_0+\Omega$ 表示空号,那么,在一个信码期间,频率的变化就不允许超过 Ω ,因此有 $|f'|T = (|\varphi''|/2\pi) \cdot T < \Omega$,这就要求考虑相位在时间域上的二阶导数的统计分布规律。在高速数据传输中,幅度、相位在频率域上的一、二阶导数,尤其是相位的二阶导数是特别值得考虑的。文[44]指出,为了不导致严重误码,某特征值 λ 应不超过某临界值 λ_e ,此特征值 λ 与相位关于圆频率的二阶导数 φ'' 的关系为: $\lambda = 2\pi\varphi''/T^2$,如此即应满足 $2\pi|\varphi''|/T^2 < \lambda_e$ 。这就要求了解 φ'' 在频率域的统计分布规律。

6.1 信号模型

要研究信号统计分布特性,先应对信号模型即信号基本成分及其相互关系进行基本分析。

分析应与传播机制相联系。根据第 2 章所述,信号基本成分总的可分为两类,一类为稳定层相干反射分量,大气波导分量或山峰绕射分量出现时,也可归入这一类;另一类为湍流非相干散射分量和不规则层非相干反射分量。

稳定层相干反射分量在短期内一般较恒定。在某些气象条件下,例如大气波导结构处于迅速消失中,大气波导分量也可能有变化,其变化幅度或小或大,但其变化速率一般很小,这种分量以下称反常随机矢量。

湍流非相干散射分量和不规则层非相干反射分量变化迅疾,公共体积中的每个湍流团、每个不规则层都对应一个这样的分量。由于湍流团和不规则层结的大小、位置和介电常数分布等是随机变化的,所以,这些分量的幅度也是随机变化的。比起全部分量的功率总和来,这些分量中任一分量的功率应是很小的,因为相应的湍流团或层结在其总体中有如沧海一粟。又由于这些分量的相位与从发点到再辐射体及从再辐射体到收点沿途的折射条件、再辐射体的运动及频率有关,同时也依赖于再辐射体的大小和位置,所以这种分量的相位也是随机的。这些分量的相位变化范围可以很大,其相对于 2π 整倍数的差可在 $[-\pi, \pi]$ 间等概率取值,因为没理由认为它能够优先取其中任何特定值。由于再辐射体特征互有差异,所以不同分量相位间的变化关系不大。再则,由于这种分量的幅度和相位所依赖的随机因素不完全一样,其幅度

和相位间的变化一般可看做是相互独立的。

综上所述,对流层散射信号模型具有如下一些特征:

(1) 接收信号由大量的路径分量所组成,

$$H = H_0 + \sum_i H_i \quad (6.1)$$

式中, H 为接收信号, H_0 为稳定层相干反射分量或其与大气波导分量或山峰绕射分量的叠加, $\{H_i\}$ 为不规则层非相干反射分量和湍流非相干散射分量的总体。

(2) H_0 在短期内一般为常矢量,但在某些特殊情况下也可能有某种异常的变动,成为反常随机矢量。

(3) 诸 H_i 为随机变量,其幅度和相位均为时间、频率乃至空间的函数。

(4) 诸 H_i 的参数之间,特别是相位之间、相位与幅度之间互不相关。

(5) 任一 H_i 的相位 φ_i 在 $[-\pi, \pi]$ 内等概率:

$$p(\varphi_i) = \frac{1}{2\pi} \quad (6.2)$$

(6) 比起全部 H_i 的功率总和来,任一 H_i 的功率都微乎其微,或者说,

$$D(H_i) \ll D(H) \quad (6.3)$$

D 表示方差。

根据这种模型,我们可推得信号幅度、相位及其一、二阶导数在时间、频率乃至空间等域上变化的一系列统计分布特性。

6.2 信号幅度和相位的统计分布特性

既然对流层散射信号各路径分量的幅度和相位在时间、频率甚至空间域上都随机变化,那么,作为全部路径分量的叠加,总的信号就有可能在某一时刻,或某一频率,或某一接收点上,如图 6.1(a)所示;而在另一时刻,或另一频率,或另一接收点上,如图 6.1(b)所示。结果,信号的幅度和相位都发生起伏。

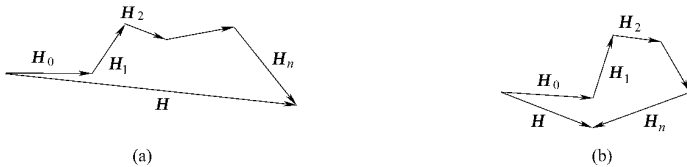


图 6.1 信号幅度和相位的起伏

由于信号的路径分量相当多,每一分量的幅度,尤其是相位即便只发生一点变化,总信号的幅度和相位也可能发生重大变化。而各路径分量的幅度,尤其是相位的微小变化是很容易产生的。所以,这种随机干涉性起伏可能是较快的。

如前所述,在信号的路径分量中,一般存在着特殊项 H_0 ,但有时此特殊项可以忽略。此特殊项一般为常矢量,但有时也可能产生某种异常变动,成为反常随机矢量。当特殊项 H_0 处在各种不同的状态时,总信号的幅度和相位的统计分布特性是不一样的。以下即按特殊项 H_0 的几种主要可能情况,讨论信号幅度和相位的统计分布特性。

6.2.1 瑞利矢量情况

先考虑特殊项 H_0 不存在的情况。这时的信号幅度服从瑞利分布,因而,这种情况下的信号矢量可以相应地称之为瑞利矢量。在这种情况下,(6.1)式可以表示为

$$\mathbf{H} = \sum_i H_i = E e^{j\varphi} = \sum_i E_i e^{j\varphi_i} = x + jy = \sum_i x_i + j \sum_i y_i \quad (6.4)$$

其中的 E 、 φ 、 x 和 y 之类的意义自明。

根据前述信号模型,可以证明 x 和 y 都服从正态分布。首先, x 和 y 的分量 $\{x_i\}$ 和 $\{y_i\}$ 都是大量的;其次,由于各路径分量的幅度与相位、相位与相位彼此无关,相位在 $[-\pi, \pi]$ 内等概率,又有

$$\overline{x_i x_j} = \overline{E_i E_j \cos \varphi_i \cos \varphi_j} = 0 \quad (i, j = 1, 2, \dots; i \neq j) \quad (6.5)$$

$$\overline{y_i y_j} = \overline{E_i E_j \sin \varphi_i \sin \varphi_j} = 0 \quad (i, j = 1, 2, \dots; i \neq j) \quad (6.6)$$

即各分量相互独立;同时,根据(6.3)式又有

$$D(x_i) = \overline{E_i^2 \cos^2 \varphi_i} = \overline{E_i^2}/2 = D(H_i)/2 \ll D(H)/2 = D(x) \quad (6.7)$$

$$D(y_i) = \overline{E_i^2}/2 \ll D(y) \quad (6.8)$$

所以, x 和 y 均符合中心极限定理的条件,因而均服从正态分布。再加上

$$\overline{x} = \sum_i \overline{E_i \cos \varphi_i} = 0 \quad (6.9)$$

$$\overline{y} = \sum_i \overline{E_i \sin \varphi_i} = 0 \quad (6.10)$$

即两量平均值为 0;

$$\overline{xy} = \sum_{ij} \overline{E_i E_j \cos \varphi_i \sin \varphi_j} = 0 \quad (6.11)$$

即两量相互独立,所以,两量的联合分布密度应为

$$\begin{aligned} p(x, y) &= p(x) p(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\phi_0}} \exp\left\{-\frac{x^2}{2\phi_0}\right\} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\phi_0}} \exp\left\{-\frac{y^2}{2\phi_0}\right\} \\ &= \frac{1}{2\pi\phi_0} \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{2\phi_0}\right\} \end{aligned} \quad (6.12a)$$

式中,

$$\phi_0 = D(x) = D(y) = \sum \overline{E_i^2}/2 \quad (6.12b)$$

为平均载波功率。将关系式

$$x = E \cos \varphi \quad (6.13a)$$

$$y = E \sin \varphi \quad (6.13b)$$

代入(6.12a)式,即得幅度、相位的联合分布密度

$$p(E, \varphi) = p[x(E, \varphi); y(E, \varphi)] \left| \frac{\partial(x, y)}{\partial(E, \varphi)} \right| = \frac{E}{2\pi\phi_0} \exp\left\{-\frac{E^2}{2\phi_0}\right\} \quad (6.14a)$$

式中,

$$\left| \frac{\partial(x, y)}{\partial(E, \varphi)} \right| = E \quad (6.14b)$$

为雅可比变换行列式。由(6.14a)式,信号幅度和相位的分布密度分别为

$$p(E) = \int_{-\pi}^{\pi} p(E, \varphi) d\varphi = \frac{E}{\phi_0} \exp\left\{-\frac{E^2}{2\phi_0}\right\} \quad (6.15)$$

$$p(\varphi) = \int_0^\infty p(E, \varphi) dE = \frac{1}{2\pi} \quad (-\pi \leq \varphi \leq \pi) \quad (6.16)$$

相应的幅度分布概率则为

$$P(E) = P(\text{幅度} < E) = \int_0^E p(E) dE = 1 - \exp\left\{-\frac{E^2}{2\phi_0}\right\} \quad (6.17)$$

或

$$q(E) = P(\text{幅度} > E) = \int_E^\infty p(E) dE = \exp\left\{-\frac{E^2}{2\phi_0}\right\} \quad (6.18)$$

此即所谓瑞利分布。下面以 P 表示随机变量不超过给定值的概率, 以 q 表示随机变量超过给定值的概率。

根据(6.15)和(6.18)式, 也可求得包络功率

$$\omega = E^2 \quad (6.19)$$

的分布密度和分布概率

$$p(\omega) = \frac{1}{\omega} \exp\left\{-\frac{\omega}{\omega_0}\right\} \quad (6.20)$$

$$q(\omega) = \exp\left\{-\frac{\omega}{\omega_0}\right\} \quad (6.21)$$

式中

$$\omega_0 = 2\phi_0 \quad (6.22)$$

为平均包络功率。令(6.21)式右边等于 $1/2$, 可以看到包络功率中值为

$$\omega_m = \omega_0 \ln 2 \quad (6.23)$$

将此式代入(6.20)、(6.21)式, 也可得

$$p(\omega) = \frac{\ln 2}{\omega_m} \exp\left\{-\frac{\omega}{\omega_m} \ln 2\right\} \quad (6.24)$$

$$q(\omega) = \exp\left\{-\frac{\omega}{\omega_m} \ln 2\right\} \quad (6.25)$$

反过来, 相应于被超过概率 q 的相对于中值的电平为

$$V = 10 \lg\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right) = 10 \lg(-\lg q) + 5.2 \quad (\text{dB}) \quad (6.26)$$

根据(6.25)或(6.26)式算得的瑞利分布曲线如图 6.2 所示。

幅度分布在一定程度上可由衰落深度表征。这里约定, 被超过概率分别为 50% 和 90% 的电平分贝数差为衰落深度, 也有人定义为被超过概率分别为 10% 和 90% 的电平分贝数差, 但这里不取后一种定义。为了区别, 称后一种电平差为衰落幅度。由(6.26)式或图 6.2, 瑞利矢量的衰落深度 R_0 和衰落幅度 R_1 分别为

$$R_0 = V(0.5) - V(0.9) \approx 8.2 \quad (\text{dB}) \quad (6.27)$$

$$R_1 = V(0.1) - V(0.9) \approx 13.4 \quad (\text{dB}) \quad (6.28)$$

6.2.2 广义瑞利矢量情况

广义瑞利矢量即特殊项 H_0 为常矢量 α 的情况, 或者说就是常矢量加瑞利矢量。这时有

$$\mathbf{H} = \alpha + \sum_i \mathbf{H}_i = E e^{j\varphi} = \alpha + \sum_i E_i e^{j\varphi_i} = x + jy = \alpha + \sum_i x_i + j \sum_i y_i \quad (6.29)$$

很明显, 这时的量 $x - \alpha_x, y$ 与瑞利矢量情况下的 x, y 性质完全相同, 因此, 可以参考(6.12)式得

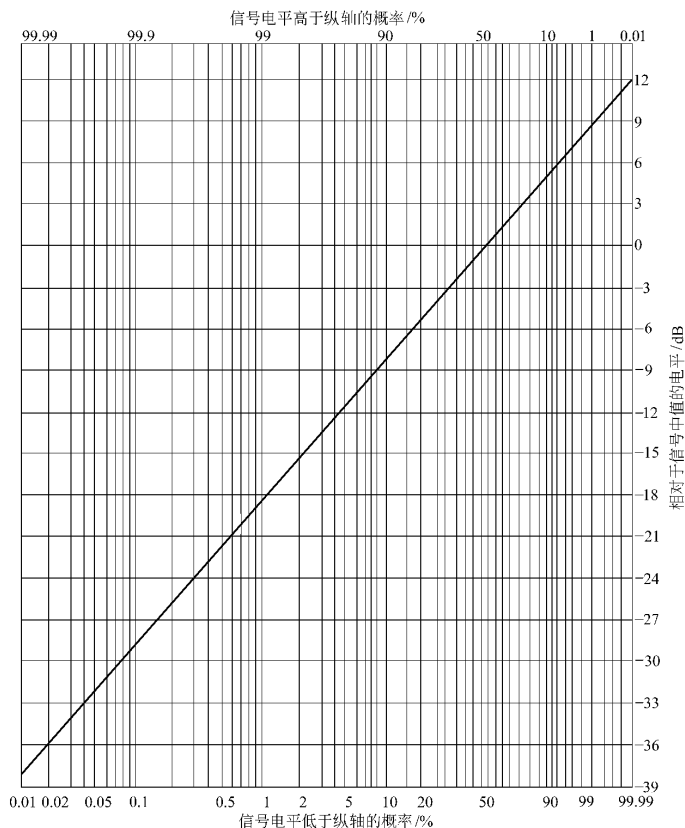


图 6.2 瑞利分布曲线

$$p(x, y) = \frac{1}{2\pi\psi_0} \exp\left\{-\frac{(x-\alpha)^2 + y^2}{2\psi_0}\right\} \quad (6.30)$$

但需注意, 现在的 ψ_0 仅为随机分量的平均载波功率。

将同样的关系式(6.13)代入(6.30)式, 得

$$p(E, \varphi) = \frac{E}{2\pi\psi_0} \exp\left\{-\frac{1}{2\psi_0}(E^2 - 2\alpha E \cos\varphi + \alpha^2)\right\} \quad (6.31)$$

由此, 信号幅度和相位的分布密度分别为

$$p(E) = \frac{E}{\psi_0} \exp\left\{-\frac{\alpha^2 + E^2}{2\psi_0}\right\} I_0\left(\frac{\alpha E}{\psi_0}\right) \quad (6.32)$$

$$p(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \{1 + \sqrt{\pi} G e^{G^2} [1 + \Phi(G)]\} \exp\left\{-\frac{\alpha^2}{2\psi_0}\right\} \quad (6.33)$$

式中,

$$I_0(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{\alpha \cos\varphi} d\varphi \quad (\text{零阶虚变量贝塞尔函数}) \quad (6.34)$$

$$G = \frac{\alpha \cos\varphi}{\sqrt{2\psi_0}} \quad (6.35)$$

$$\gamma = \frac{\alpha}{\sqrt{2\psi_0}} \quad (6.36)$$

当 $\gamma^2 \ll 1$ 时, E, φ 的分布密度显然分别趋于(6.15)和(6.16)式; 当 $\gamma^2 \gg 1$ 时, 则有

$$p(E) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}\psi_0} \exp\left\{-\frac{(E-\alpha)^2}{2\psi_0}\right\} \tag{6.37}$$

$$p(\varphi) \approx \frac{\gamma}{\sqrt{\pi}} \exp\{-\gamma^2 \varphi^2\} \tag{6.38}$$

这说明,当常矢量甚强时,信号的幅度和相位主要分布于常矢量的幅度值 α 和相位值 $\varphi=0$ 附近。

根据(6.32)式,幅度的分布概率为

$$q(E) = \frac{1}{\psi_0} \int_E^\infty E \exp\left\{-\frac{\alpha^2 + E^2}{2\psi_0}\right\} I_0\left(\frac{\alpha E}{\psi_0}\right) dE \tag{6.39}$$

此即所谓广义瑞利分布。

若令

$$k^2 = 1/\gamma^2 = \frac{2\psi_0}{\alpha^2} \tag{6.40}$$

$$r = E/\alpha \tag{6.41}$$

(6.39) 式也可变为

$$q(r) = \frac{2}{k^2} \int_r^\infty r \exp\left\{-\frac{1+r^2}{k^2}\right\} I_0\left(\frac{2r}{k^2}\right) dr \tag{6.42}$$

此函数已制成图表^[42]。利用(6.42)式,广义瑞利分布曲线如图 6.3 所示。其中,

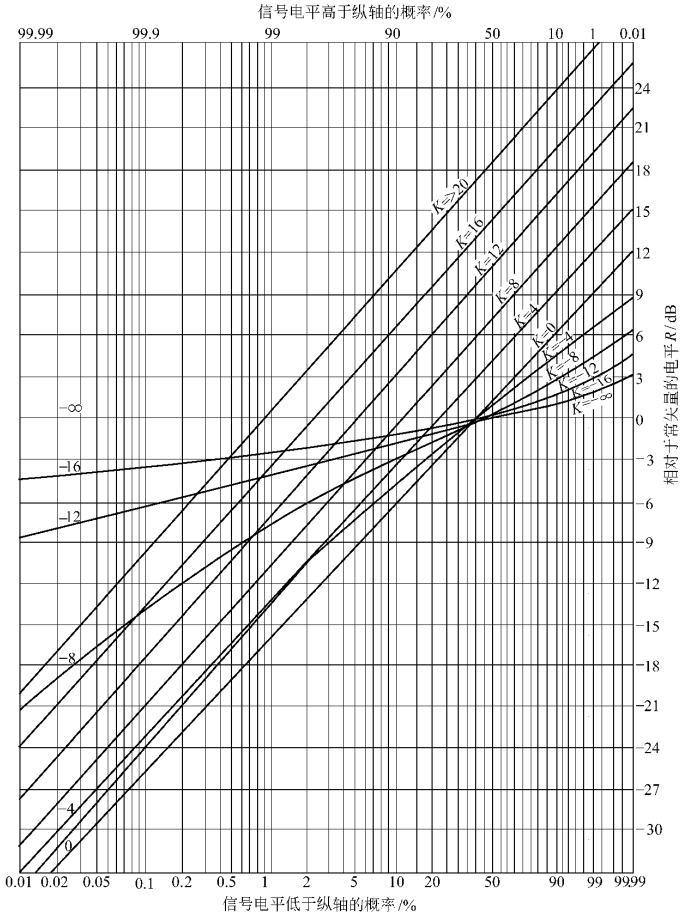


图 6.3 广义瑞利分布——相对于常矢量的电平分布

$$R = 20 \lg r \tag{6.43}$$

$$K = 20 \lg k \tag{6.44}$$

利用图 6.3,也可得相对于中值的电平分布,如图 6.4 所示。

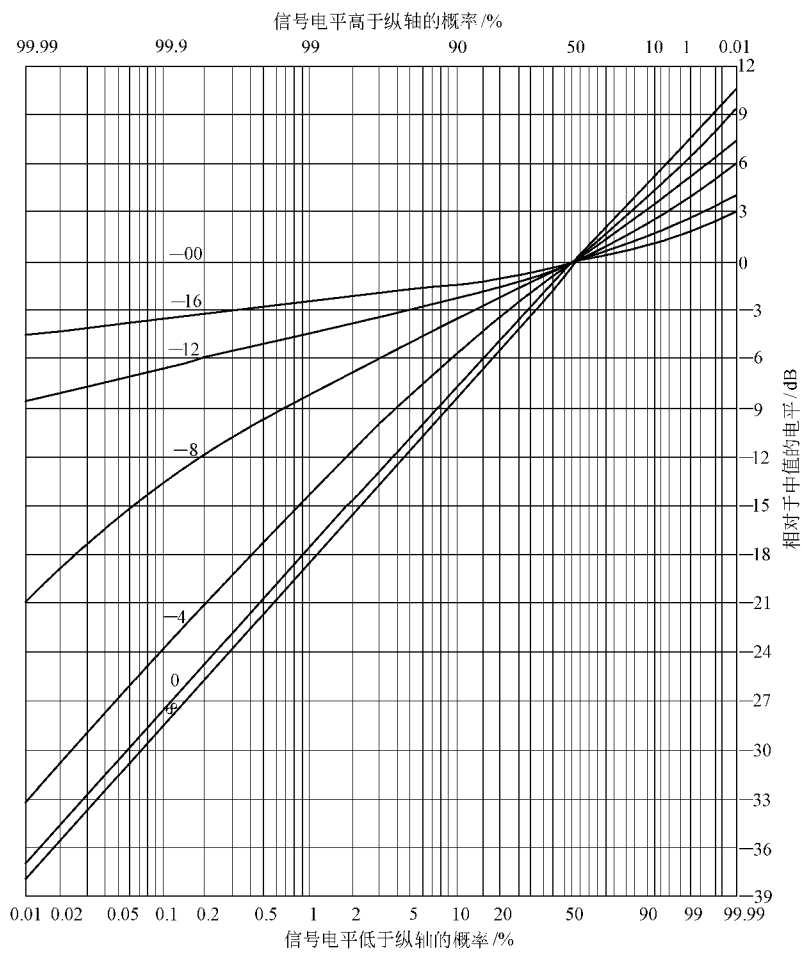


图 6.4 广义瑞利分布——相对于中值的电平分布

相对于常矢量的中值电平 $R(0.5)$ 如图 6.5 所示。

关于衰落深度和衰落幅度,当 $k \ll 1$ 时,有

$$R_0 \approx 7.8711k + 3.5664k^2 - 0.7971k^3 \quad (\text{dB}) \tag{6.45}$$

$$R_1 \approx 15.7422k - 1.5942k^3 \quad (\text{dB}) \tag{6.46}$$

当 $k \gg 1$ 时,则有

$$R_0 \approx 8.1815 - \frac{0.6381}{k^4} \quad (\text{dB}) \tag{6.47}$$

$$R_1 \approx 13.3955 - \frac{2.3856}{k^4} \quad (\text{dB}) \tag{6.48}$$

详细结果如图 6.6 所示。

根据(6.33)式,广义瑞利矢量的相位分布密度如图 6.7 所示。

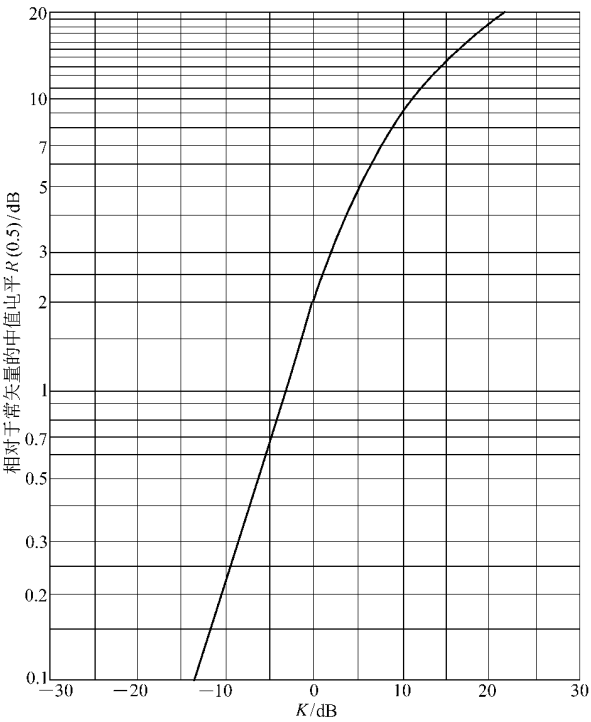


图 6.5 相对于常矢量的中值电平 $R(0.5)$ 与 K 的关系

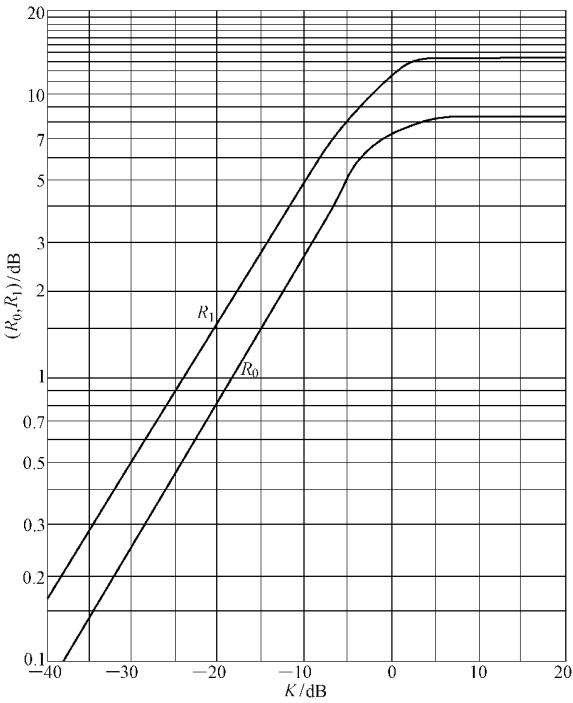


图 6.6 广义瑞利矢量衰落深度和衰落幅度

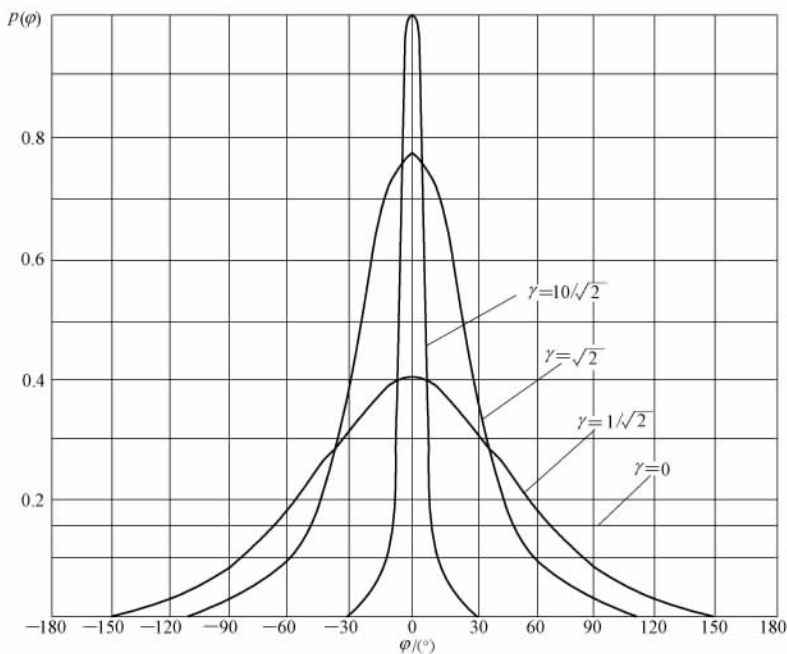


图 6.7 广义瑞利矢量的相位分布密度

6.2.3 瑞利矢量加反常随机矢量情况

下面考虑特殊项 H_0 变动,即存在反常随机矢量的情况。这种情况下的信号幅度分布密度和分布概率很容易由(6.32)、(6.39)式推得

$$p(E) = \int_0^\infty p(E/\alpha) p(\alpha) d\alpha = \frac{E}{\psi_0} \int_0^\infty \exp\left\{-\frac{\alpha^2 + E^2}{2\psi_0}\right\} I_0\left(\frac{\alpha E}{\psi_0}\right) p(\alpha) d\alpha \quad (6.49)$$

$$q(E) = \int_0^\infty q(E/\alpha) p(\alpha) d\alpha \quad (6.50)$$

式中, $p(E/\alpha)$ 是矢量 H_0 为常量 α 时信号幅度的条件分布密度,由(6.32)式确定; $q(E/\alpha)$ 为相应的条件分布概率,由(6.39)式确定; $p(\alpha)$ 为常量 α 的分布密度。

若反常矢量甚强,以至 $p(\alpha)$ 的极大值点 α_0 甚大, $\alpha_0^2/(2\psi_0) \gg 1$ 时,利用(6.37)式可得

$$\begin{aligned} q(E/\alpha) &\approx \frac{1}{\sqrt{2\pi\psi_0}} \int_E^\infty \exp\left\{-\frac{(E-\alpha)^2}{2\psi_0}\right\} dE \\ &= \frac{1}{2} \left\{ 1 - \Phi\left(\frac{E-\alpha}{\sqrt{2\psi_0}}\right) \right\} \approx \begin{cases} 0 & (\text{当 } E > \alpha \text{ 时}) \\ 1 & (\text{当 } E < \alpha \text{ 时}) \end{cases} \end{aligned} \quad (6.51)$$

从而将有

$$q(E) \approx \int_E^\infty p(\alpha) d\alpha = P(\alpha > E) \quad (6.52)$$

这说明,当反常随机分量远强于瑞利分量时,瑞利矢量加反常随机矢量的幅度分布趋于反常随机分量的幅度分布。

可以看出,瑞利矢量加反常随机矢量的衰落,在反常分量小时近于瑞利型衰落,在反常分量强时可以浅于、近于,也可以深于瑞利型衰落,视反常分量变化大小而定。

6.2.4 综合情况

综上所述,加上对介质结构的某些考虑,理论上,关于对流层散射信号的幅度起伏,可得以下几点:

- (1) 衰落型式大体有瑞利型、广义瑞利型和瑞利矢量加反常随机矢量型三种。
- (2) 瑞利型衰落可能出现于湍流散射和中小型不规则层非相干反射的场合,广义瑞利型衰落出现于存有一定成分的稳定层相干反射、稳定的大气波导或山峰绕射分量场合,瑞利矢量加反常随机矢量型衰落可能出现于存有处于迅速消失或形成中的大气波导或超折射之类的传播成分的场合。
- (3) 瑞利型衰落的深度和幅度分别为 8.2dB 和 13.4dB;广义瑞利型衰落浅于瑞利型衰落,其深度随恒定分量的加强而趋向于 0;瑞利矢量加反常随机矢量型衰落则既可能浅于,又可能近于,也可能深于瑞利型衰落。
- (4) 由于大气波导或超折射在对流层散射电路,特别是较远的电路上出现的可能性较小,深于瑞利型的衰落一般很少出现,在稳定成分较强的电路上,幅度较浅的广义瑞利型衰落可能出现。

关于相位起伏,在常矢量或反常随机分量可以忽略时均匀分布,随着常矢量或反常分量加强,则越来越取决于常矢量或反常分量。

6.2.5 实验结果

1. 快衰落

快衰落的一个记录样品如图 6.8 所示。华北地区某电路 6 天内实测的快衰落分布曲线簇如图 6.9 所示。相应的快衰落深度分布情况如图 6.10 所示。

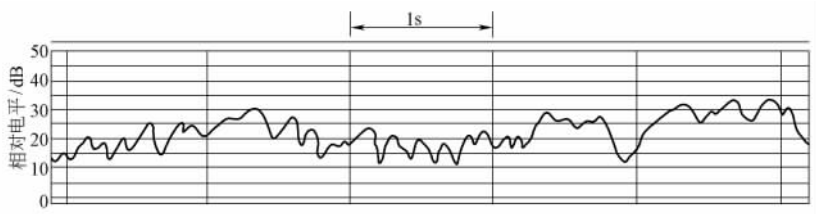


图 6.8 快衰落记录样品(片断)

图 6.9 和 6.10 表明:

- (1) 广义瑞利型和瑞利型衰落占绝大多数,深于瑞利型衰落的仅约占 12.5%。
 - (2) 实测衰落特性多数接近瑞利型衰落,但较单纯的瑞利型衰落成分仅约占 26.6%。
- 文[56]介绍了工作于米波到厘米波段、60~740km 长的电路的一系列快衰落测试结果,其表明:
- (1) 5 分钟以内的快衰落一般服从广义瑞利型分布,其参数 $\gamma^2 = 1 \sim 3$ 。
 - (2) 单纯的瑞利型衰落比例不大。
 - (3) 深于瑞利型的衰落仅在很短的电路(几十到一百多千米)上有时出现。
 - (4) 冬季瑞利型衰落成分比夏季多 15%~20%。
 - (5) 白天,特别是 14~15 时出现的瑞利型衰落比晚上多,昼夜之间衰落分布形式大体都是广义瑞利型,但参数 γ^2 约变 6dB。

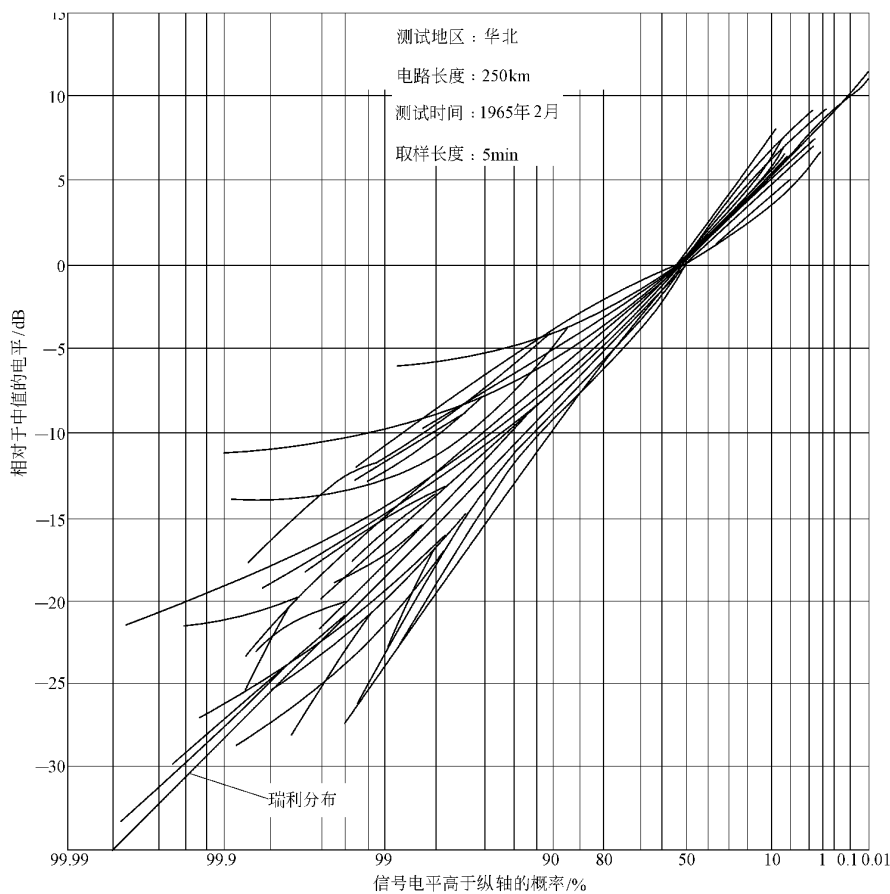


图 6.9 实测快衰落分布

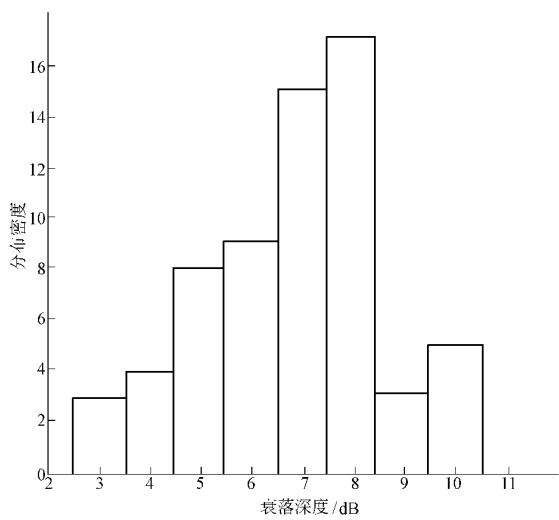


图 6.10 实测快衰落深度分布情况

(6) 快衰落分布与频率和距离的关系不大。
总的看来,在工程上,快衰落按瑞利型考虑是保险的。

2. 频率域上的幅度起伏

这方面测试数据较少。在某 300km 的电路和 1GHz 的频段上做的实验^[56]中,所得记录如图 6.11 所示。实测幅度在频率域上的分布密度如图 6.12 所示。此情况非常接近于参数 $\gamma^2 = 1$ 的广义瑞利型。

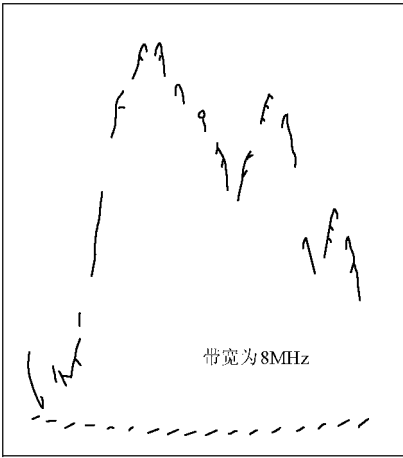


图 6.11 实测幅度—频率特性样品

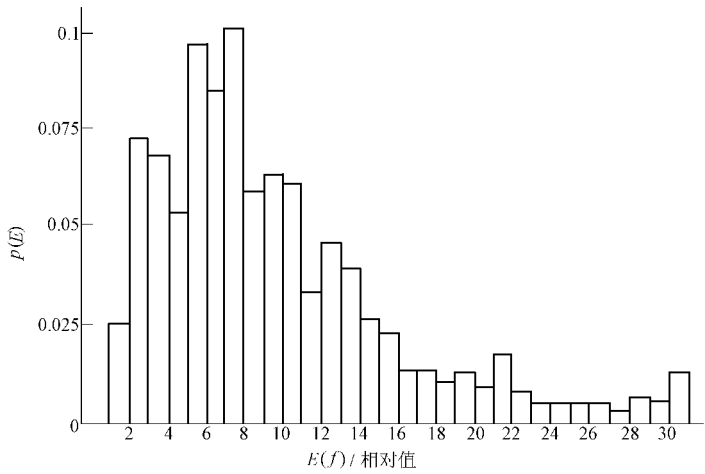


图 6.12 实测信号幅度在频率域上的分布密度

3. 相位在频率域上的起伏

这种实测资料更少。一例相位在频率域上的实测分布密度如图 6.13 所示,其中的实线为理论曲线。由图可见,实际与理论相当一致。

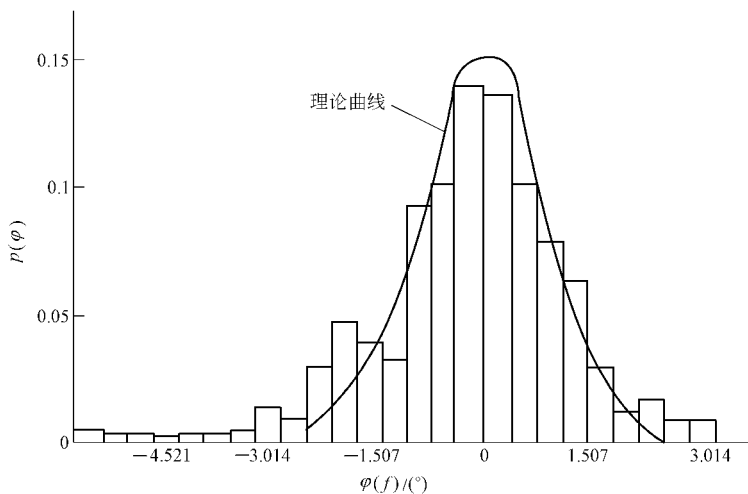


图 6.13 实测相位在频率域上的分布密度

6.3 幅度和相位的一、二阶导数的统计分布特性

参考前述关于信号模型的分析,除了一个可能的特殊分量之外,信号基本成分的幅度和相位关于时间、频率乃至空间等的一、二阶导数也应该是随机变化的。仅举一例,前面的信号基本成分分析表明,信号基本分量的相位与介质的运动有关。介质运动就会发生频移,也就会发生相位的一阶导数问题;介质运动不恒定,有加速度时,即发生相位的二阶导数问题。介质的运动可以是极复杂的,既有随着大的风向的移动,又有类似热分子运动的各个方向上的随机运动或湍动。就是风速一般也并不恒定。从而,信号基本分量相位的一、二阶导数也就会随机变化,作为全部基本分量叠加结果的总信号的幅度和相位的一、二阶导数,也就会跟着随机变化。

以下分别讨论幅度和相位的一、二阶导数的统计分布特性,主要针对广义瑞利矢量这种比较一般的情况。

6.3.1 幅度和相位的一阶导数的统计分布

根据前述信号模型,再补充假定诸基本信号成分的幅度和相位的一阶导数与相位之间彼此无关,那么,除信号的两正交分量 x 、 y 本身外,其一阶导数 x' 、 y' 也都应为正态变量。例如 x' 也是大量分量之和

$$x' = \sum_i x'_i \quad (6.53)$$

其分量间也相互独立

$$\overline{x'_i x'_j} = \overline{(E'_i \cos \varphi_i - E_i \varphi'_i \sin \varphi_i)(E'_j \cos \varphi_j - E_j \varphi'_j \sin \varphi_j)} = 0 \quad (i \neq j) \quad (6.54)$$

且一般应有

$$\overline{x'^2_i} = \overline{(E'_i \cos \varphi_i - E_i \varphi'_i \sin \varphi_i)^2} = \frac{1}{2} [E'^2_i + (E_i \varphi'^2_i)] \ll \frac{1}{2} \sum_i [E'^2_i + (E_i \varphi'^2_i)] = \overline{x'^2} \quad (6.55)$$

因而, x' 也满足中心极限定理条件。 y' 亦然。

如此, x 、 y 、 x' 和 y' 的联合分布密度应有如下形式

$$p(x, y, x', y') = \frac{1}{(2\pi)^2 \sqrt{M}} \exp \left\{ -\frac{1}{2M} \sum_{i,j=1}^4 M_{ij} u_i u_j \right\} \quad (6.56)$$

式中, M 是方阵 $[a_{ij}]$ 的相应行列式, M_{ij} 是方阵元素 a_{ij} 的代数余子式, $a_{ij} = \overline{u_i u_j}$, $u_1 = x - \overline{x}$, $u_2 = y - \overline{y}$, $u_3 = x' - \overline{x'}$, $u_4 = y' - \overline{y'}$ 。

计算得出,

$$\overline{x - \alpha} = \overline{y} = \overline{x'} = \overline{y'} = 0 \quad (6.57a)$$

$$\overline{(x - \alpha)^2} = \overline{y^2} = \psi_0 \quad (6.57b)$$

$$\overline{(x - \alpha)y} = \psi_0 s(\xi) \big|_{\xi=0} = \psi_0 s(0) \quad (6.57c)$$

$$\overline{(x - \alpha)x'} = \overline{yy'} = \psi_0 r'(\xi) \big|_{\xi=0} = \psi_0 r'(0) \quad (6.57d)$$

$$\overline{(x - \alpha)y'} = -\overline{x'y} = \psi_0 s'(0) \quad (6.57e)$$

$$\overline{x'^2} = \overline{y'^2} = -\psi_0 r''(0) \quad (6.57f)$$

$$\overline{x'y'} = -\psi_0 s''(0) \quad (6.57g)$$

式中, $r(\xi)$ 为 x 或 y 在 ξ 轴上的自相关系数, $s(\xi)$ 为 x 、 y 的交错相关系数, ξ 或为时间间隔, 或为频率间隔, 或为空间间隔, 视在什么域上考虑问题而定。由 (5.103) 式, $r(\xi)$ 、 $s(\xi)$ 与传输函数相关系数 $\rho_H(\xi)$ 有如下关系:

$$\rho_H(\xi) = r(\xi) + js(\xi) \quad (6.58)$$

传输函数相关系数与相应的谱函数又有如下关系:

$$\rho_H(\xi) = \int \tau w(\eta) e^{j2\pi\xi\eta} d\eta \quad (6.59)$$

式中, $w(\eta)$ 为归一化谱, 满足 $\int w(\eta) d\eta = 1$; η 可以是频移, 可以是(负)延时, 也可以是角度与波长之比等, 视在时间域上, 还是在频率域或空间域等上考虑问题而定。由此可知,

$$r(\xi) = \int \tau w(\eta) \cos(2\pi\xi\eta) d\eta \quad (6.60a)$$

$$s(\xi) = \int \tau w(\eta) \sin(2\pi\xi\eta) d\eta \quad (6.60b)$$

从而易见,

$$\begin{aligned} r^{(2n+1)}(0) &= 0 \\ s^{(2n)}(0) &= 0 \end{aligned} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (6.61)$$

同时可以看出,

$$\mu_1 = s'(0) = 2\pi \int \eta w(\eta) d\eta = 2\pi\nu_1 \quad (6.62a)$$

$$\mu_2 = -r''(0) = (2\pi)^2 \int \eta^2 w(\eta) d\eta = (2\pi)^2 \nu_2 \quad (6.62b)$$

$$\delta_2^2 = \mu_2 - \mu_1^2 = (2\pi)^2 (\nu_2 - \nu_1^2) = (2\pi)^2 \sigma^2 \quad (6.62c)$$

ν_1 、 ν_2 和 σ 分别为相应谱点的平均值、均方值和标准偏差。由 (6.57)、(6.61) 和 (6.62) 等式, 即有

$$[a_{ij}] = \begin{bmatrix} \psi_0 & 0 & 0 & \psi_0 \mu_1 \\ 0 & \psi_0 & -\psi_0 \mu_1 & 0 \\ 0 & -\psi_0 \mu_1 & \psi_0 \mu_2 & 0 \\ \psi_0 \mu_1 & 0 & 0 & \psi_0 \mu_2 \end{bmatrix} \quad (6.63)$$

从而,

$$M = \delta_2^4 \psi_0^4 \quad (6.64a)$$

$$M_{11} = M_{22} = \mu_2 \delta_2^2 \psi_0^3 \quad (6.64b)$$

$$M_{33} = M_{44} = \delta_2^2 \psi_0^3 \quad (6.64c)$$

$$M_{14} = M_{41} = -M_{23} = -M_{32} = -\mu_1 \delta_2^2 \psi_0^3 \quad (6.64d)$$

$$M_{12} = M_{21} = M_{13} = M_{31} = M_{24} = M_{42} = M_{34} = M_{43} = 0 \quad (6.64e)$$

代入(6.56)式,即得

$$p(x, y, x', y') = \frac{1}{(2\pi\psi_0\delta_2)^2} \exp \left\{ -\frac{1}{2\psi_0\delta_2^2} [\mu_2 [(x-\alpha)^2 + y^2] + x'^2 + y'^2 - 2\mu_1 [(x-\alpha)y' - x'y]] \right\} \quad (6.65)$$

注意到(6.13)式和

$$x' = E' \cos \varphi - E \varphi' \sin \varphi \quad (6.66a)$$

$$y' = E' \sin \varphi + E \varphi' \cos \varphi \quad (6.66b)$$

以及

$$\left| \frac{\partial (x, y, x', y')}{\partial (E, \varphi, E', \varphi')} \right| = E^2 \quad (6.67)$$

由(6.65)式即得幅度、相位及其导数的联合分布密度

$$p(E, \varphi, E', \varphi') = \frac{E^2}{(2\pi\psi_0\delta_2)^2} \exp \left\{ -\frac{1}{2\psi_0\delta_2^2} [\mu_2 (E^2 - 2\alpha E \cos \varphi + \alpha^2) + E'^2 + E^2 \varphi'^2 - 2\mu_1 E^2 \varphi' + 2\mu_1 \alpha (E' \sin \varphi + E \varphi' \cos \varphi)] \right\} \quad (6.68)$$

下面分别考虑幅度和相位的导数的统计分布规律。

1. 幅度导数的统计分布

根据(6.68)式,幅度及其导数的联合分布密度为

$$p(E, E') = \frac{E}{(2\pi\psi_0)^{3/2} \delta_2} \int_{-\pi}^{\pi} \exp \left\{ -\frac{1}{2\psi_0\delta_2^2} [\delta_2^2 (E^2 - 2\alpha E \cos \varphi + \alpha^2) + (E' + \mu_1 \alpha \sin \varphi)^2] \right\} d\varphi \quad (6.69)$$

若谱函数对称有

$$p(E, E') = \frac{E}{\sqrt{2\pi\psi_0} \cdot \psi_0 \delta_2} \exp \left\{ -\frac{\alpha^2 + E^2}{2\psi_0} \right\} I_0 \left(\frac{\alpha E}{\psi_0} \right) \exp \left\{ -\frac{E'^2}{2\psi_0\delta_2^2} \right\} = p(E) p(E') \quad (6.70)$$

$p(E)$ 为幅度的广义瑞利型分布密度,确定于(6.32)式,

$$p(E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi\psi_0\delta_2}} \exp \left\{ -\frac{E'^2}{2\psi_0\delta_2^2} \right\} \quad (6.71)$$

即幅度导数的分布密度。相应的分布概率为

$$q(E') = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \Phi \left(\frac{E'}{\sqrt{2\psi_0\delta_2}} \right) \right\} \quad (6.72)$$

若谱函数不对称,当 $\alpha=0$ 时,(6.70)、(6.71)、(6.72)式仍然成立。一般来说,在各种谱函数形式下,这几个公式都成立或近似成立。

由(6.72)式,也可求出

$$v = \frac{|E'|}{\sqrt{\psi_0} \delta_2} \quad (6.73)$$

的统计分布概率:

$$\begin{aligned} q(v) &= P(|E'| > \sqrt{\psi_0} \delta_2 v) = P(E' > \sqrt{\psi_0} \delta_2 v) + P(E' < -\sqrt{\psi_0} \delta_2 v) \\ &= 1 - \Phi(v/\sqrt{2}) \end{aligned} \quad (6.74)$$

2. 相位导数的统计分布

同样根据(6.68)式,可得相位及其导数的联合分布密度为

$$p(\varphi, \varphi') = \frac{\exp(-\gamma^2 - \mu_0^2 G^2)}{2\pi^{3/2} \delta_2 (1 + \mu^2)^{3/2}} \left\{ r G + \frac{\sqrt{\pi}}{2} (2r^2 G^2 + 1) [1 + \Phi(rG)] \exp(r^2 G^2) \right\} \quad (6.75a)$$

$$u = \frac{\varphi' - \mu_1}{\delta_2} \quad (6.75b)$$

$$u_0 = -\frac{\mu_1}{\delta_2} \quad (6.75c)$$

$$r = \frac{1 + u_0 u}{\sqrt{1 + \mu^2}} \quad (6.75d)$$

$$G = \gamma \cos \varphi \quad (6.75e)$$

当 $\gamma=0$ 时,

$$p(\varphi, \varphi') = \frac{1}{4\pi \delta_2 (1 + \mu^2)^{3/2}} = \left\{ 4\pi \delta_2 \left[1 + \frac{(\varphi' - \mu_1)^2}{\delta_2^2} \right]^{3/2} \right\}^{-1} \quad (6.76)$$

从而,相位导数的分布密度为

$$p(\varphi') = \left\{ 2\delta_2 \left[1 + \frac{(\varphi' - \mu_1)^2}{\delta_2^2} \right]^{3/2} \right\}^{-1} \quad (6.77)$$

当 γ 甚大时,

$$p(\varphi, \varphi') \approx \frac{\gamma^2}{\pi \sqrt{\mu_2}} \exp \left\{ -\gamma^2 \varphi^2 - \frac{\gamma^2 \varphi'^2}{\mu_2} \right\} \quad (6.78)$$

从而

$$p(\varphi') \approx \frac{\gamma}{\sqrt{\pi \mu_2}} \exp \left\{ -\frac{\gamma^2 \varphi'^2}{\mu_2} \right\} \quad (6.79)$$

若谱函数对称,由(6.75)式则有

$$p(\varphi') = \frac{e^{-\gamma^2}}{2\delta_2 \left(1 + \frac{\varphi'^2}{\delta_2^2} \right)^{3/2}} {}_1F_1 \left[\frac{3}{2}; 1; \frac{\gamma^2}{1 + \frac{\varphi'^2}{\delta_2^2}} \right] \quad (6.80)$$

按(6.80)式,

$$w = |\varphi'| / \delta_2 \quad (6.81)$$

的分布概率为

$$\begin{aligned} P(w) &= P(-\delta_2 w < \varphi' < \delta_2 w) = \int_{-\delta_2 w}^{\delta_2 w} p(\varphi') d\varphi' \\ &= w e^{-\gamma^2} \int_0^1 \frac{{}_1F_1 \left(\frac{3}{2}; 1; \frac{\gamma^2}{1 + w^2 x^2} \right)}{(1 + w^2 x^2)^{3/2}} dx \end{aligned}$$

$$= e^{-\gamma^2} \left\{ \frac{w}{\sqrt{1+w^2}} + w \sum_{k=1}^{\infty} \left[\prod_{l=0}^{k-1} \frac{l + \frac{3}{2}}{(l+1)^2} \right] \gamma^{2k} {}_2F_1 \left(k + \frac{3}{2}, \frac{1}{2}; \frac{3}{2}; -w^2 \right) \right\} \quad (6.82)$$

${}_2F_1$ 为超几何函数。

当 $\gamma=0$ 时, 由 (6.77) 式可得

$$P(w) = \frac{1}{2} \left[\frac{w - \frac{\mu_1}{\delta_2}}{\sqrt{1 + \left(w - \frac{\mu_1}{\delta_2}\right)^2}} + \frac{w + \frac{\mu_1}{\delta_2}}{\sqrt{1 + \left(w + \frac{\mu_1}{\delta_2}\right)^2}} \right] \quad (6.83)$$

谱对称时, 或令 $w = |\varphi' - \mu_1| / \delta_2$,

$$P(w) = \frac{w}{\sqrt{1+w^2}} \quad (6.84)$$

当 γ 甚大时, 由 (6.79) 式可得

$$P(w) = \Phi(\gamma w) \quad (6.85)$$

按 (6.80) 式计算的谱对称情况下的相位导数的分布密度如图 6.14 中实线所示, 图中虚线是按 (6.77) 式算得的谱不对称、 $\gamma=0$ 情况下的结果。

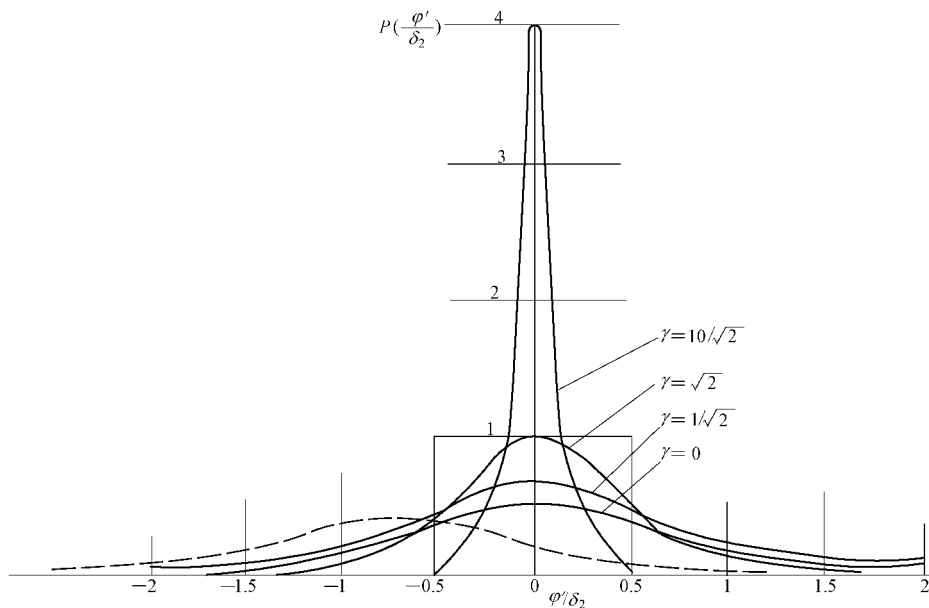


图 6.14 相位导数分布密度

相位关于频率的导数与包络延迟或群延迟 $\tau_r(f)$ 有关:

$$\tau_r(f) = \frac{\varphi'(f)}{2\pi} \quad (6.86)$$

实测群延迟分布密度如图 6.15 所示。情况表明, 群延迟分布密度有对称的, 也有不对称的。

综合分析以上结果可知:

(1) 幅度导数一般都服从高斯分布, 平均值为 0, 标准偏差为随机分量载波功率平均值的平方根与相应谱的标准偏差的 2π 倍的乘积。

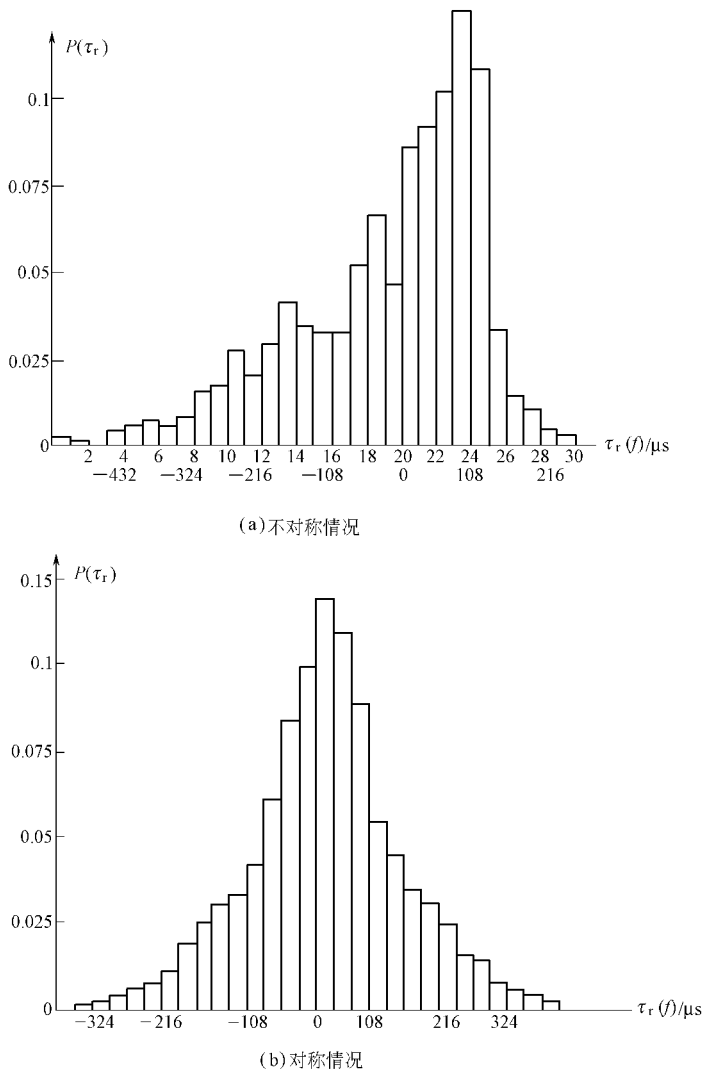


图 6.15 实测群延迟分布密度

(2) 相位导数与相应谱点的平均值、标准偏差和常矢量与随机分量之比有关。当常矢量较小时,相位导数分布的中心点一般偏离零点,偏离量等于相应谱的平均值点;常矢量较强时,不论谱对称与否,相位导数均近似为高斯分布,其值高度集中于零点附近。

(3) 相位导数分布中心点对零点的偏离,在时间域上可能主要产生于介质的垂直运动,在频率域上产生于延迟谱的不对称。由于介质的垂直运动常可忽略,所以相位关于时间的导数分布中心点对零点的偏离常可忽略。而在频率域上,由于延迟谱通常不对称,所以相位导数分布中心点通常可能偏离零点;但当天线波束相当尖锐或天线仰角适当大一些时,相位在频率域上的导数分布在主要区段上也可能大体对称,散射体处于一定的分布状态时也可能如此。

(4) 常矢量对相位导数分布的影响,在于使后者对零点的偏离越来越小。

6.3.2 相位的二阶导数的统计分布

类似于求联合分布密度 $p(x, y, x', y')$ 一样,可以求得

$$\begin{aligned}
 & p(x, y, x', y', x'', y'') \\
 &= \frac{1}{(2\pi\psi_0)^3 \delta_2^2 \delta_4^4} \exp \left\{ -\frac{1}{2\psi_0 \delta_2^2 \delta_4^4} \cdot \right. \\
 & \quad \left. [\mu_2 \mu_4 [(x - \alpha)^2 + y^2] + \delta_4^4 (x'^2 + y'^2) + \delta_2^2 (x''^2 + y''^2) + 2\mu_2^2 [(x - \alpha)x'' + yy'']] \right\}
 \end{aligned} \tag{6.87a}$$

$$\delta_4^4 = \mu_4 - \mu_2^2 \tag{6.87b}$$

$$\mu_4 = (2\pi)^4 \int \eta^4 w(\eta) d\eta \tag{6.87c}$$

其中假定了对称谱,注意到

$$x'' = (E'' - E\varphi'^2) \cos\varphi - (2E'\varphi' + E\varphi'') \sin\varphi \tag{6.88a}$$

$$y'' = (E'' - E\varphi'^2) \sin\varphi + (2E'\varphi' + E\varphi'') \cos\varphi \tag{6.88b}$$

x, y, x', y' 的有关表达式 (6.13)、(6.66) 式及

$$|\partial(x, y, x', y', x'', y'') / \partial(E, \varphi, E', \varphi', E'', \varphi'')| = E^3 \tag{6.89}$$

则得 E, φ 及其一、二阶导数的联合分布密度

$$\begin{aligned}
 & p(E, E', E'', \varphi, \varphi', \varphi'') \\
 &= \frac{E^3}{(2\pi\psi_0)^3 \delta_2^2 \delta_4^4} \exp \left\{ -\frac{1}{2\psi_0 \delta_4^4} \left[\mu_4 (E^2 - 2\alpha E \cos\varphi + \alpha^2) + \frac{\delta_4^4}{\delta_2^2} (E'^2 + E^2 \varphi'^2) \right. \right. \\
 & \quad + (E'^2 - 2EE''\varphi'^2 + 4E'^2 \varphi'^2 + 4EE'\varphi'\varphi'' + E^2 \varphi'^4 + E^2 \varphi''^2) + 2\delta_2^2 (EE'' - E^2 \varphi'^2) \\
 & \quad \left. \left. - 2\alpha\delta_2^2 (E'' \cos\varphi - E\varphi'^2 \cos\varphi - 2E'\varphi' \sin\varphi - E\varphi'' \sin\varphi) \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{6.90}$$

从而

$$\begin{aligned}
 & p(E, \varphi, \varphi', \varphi'') \\
 &= \frac{E^3 \exp(-\gamma)^2}{(2\pi\psi_0)^2 \delta_2^2 \sqrt{\delta_4^4 + 4\delta_2^2 \varphi'^2}} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2\psi_0} \left[E^2 - 2\alpha E \cos\varphi + \left(\frac{E\varphi'}{\delta_2} \right)^2 + \frac{(E\varphi'' + \alpha\delta_2^2 \sin\varphi)^2}{\delta_4^4 + 4\delta_2^2 \varphi'^2} \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{6.91}$$

$$\begin{aligned}
 p(z) &= \frac{e^{-\gamma^2}}{\sqrt{2}\pi^2} \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \int_{-\infty}^\infty \frac{E_1^3 dE_1 d\varphi d\varphi'}{\sqrt{\beta + 2\varphi_1'^2}} \cdot \\
 & \quad \exp \left\{ -\left[E_1^2 - 2\gamma E_1 \cos\varphi + E_1^2 \varphi_1'^2 + \frac{\gamma^2 \sin^2 \varphi}{2(\beta + 2\varphi_1'^2)} + \frac{\gamma E_1 z \sin\varphi}{\beta + 2\varphi_1'^2} + \frac{E_1^2 z^2}{2(\beta + 2\varphi_1'^2)} \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{6.92a}$$

式中,

$$z = \varphi'' / \delta_2^2 \tag{6.92b}$$

$$\beta = \delta_4^4 / (2\delta_2^4) \tag{6.92c}$$

当 $\gamma=0$ 时,

$$p(z) = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} \int_0^\infty \frac{(\beta + 2\varphi_1'^2)^{3/2} d\varphi_1'}{[2(1 + \varphi_1'^2)(\beta + 2\varphi_1'^2) + z^2]^2} \tag{6.93}$$

相应的分布概率为

$$P(|z| < Z)$$

$$= \frac{2}{\pi} \left\{ \sqrt{2} \int_0^\infty \frac{Z \sqrt{\beta + 2t^2} dt}{(1+t^2)[2(1+t^2)(\beta + 2t^2) + Z^2]} + \int_0^\infty \frac{\arctan[Z/\sqrt{2(1+t^2)(\beta + 2t^2)}]}{(1+t^2)^{3/2}} dt \right\} \quad (6.94)$$

由于

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty \frac{\arctan[Z/\sqrt{2(1+t^2)(\beta + 2t^2)}]}{(1+t^2)^{3/2}} dt \\ &= \int_0^\infty \arctan[Z/\sqrt{2(1+t^2)(\beta + 2t^2)}] d\left(\frac{t}{\sqrt{1+t^2}}\right) \\ &= \frac{t}{\sqrt{1+t^2}} \arctan\left[\frac{Z}{\sqrt{2(1+t^2)(\beta + 2t^2)}}\right] \Big|_0^\infty - \int_0^\infty \frac{t}{\sqrt{1+t^2}} d\left\{\arctan \frac{Z}{\sqrt{2(1+t^2)(\beta + 2t^2)}}\right\} \\ &= \sqrt{2}Z \int_0^\infty \frac{(\beta + 2 + 4t^2)t^2 dt}{(1+t^2)\sqrt{\beta + 2t^2}[2(1+t^2)(\beta + 2t^2) + Z^2]} \end{aligned} \quad (6.95)$$

代入(6.94)式,得

$$P(|z| < Z) = \frac{2\sqrt{2}Z}{\pi} \int_0^\infty \frac{(\beta + 4t^2)dt}{\sqrt{\beta + 2t^2}[2(1+t^2)(\beta + 2t^2) + Z^2]} \quad (6.96)$$

当 Z 较大时,由于此式右边主要积分域内的 t 值较大,而因子 $(\beta + 4t^2)/\sqrt{\beta + 2t^2}$ 从 t 的不太大的值起即非常趋近于 $2\sqrt{2}t$,所以有

$$\begin{aligned} & P(|z| < Z) \\ & \approx \frac{4Z}{\pi} \int_0^\infty \frac{2t dt}{[2(1+t^2)(\beta + 2t^2) + z^2]} = \frac{4Z}{\pi} \int_0^\infty \frac{du}{[2(1+u)(\beta + 2u) + Z^2]} \\ &= \frac{4Z}{\pi} \cdot \frac{2}{\sqrt{16(Z^2 + 2\beta) - 4(2 + \beta)^2}} \arctan\left[\frac{8u + 2(2 + \beta)}{\sqrt{16(Z^2 + 2\beta) - 4(2 + \beta)^2}}\right] \Big|_0^\infty \\ &= \frac{Z}{\sqrt{Z^2 - \left(1 - \frac{\beta}{2}\right)^2}} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \arctan\left[\frac{1 + \frac{\beta}{2}}{\sqrt{Z^2 - \left(1 - \frac{\beta}{2}\right)^2}}\right] \right\} \\ & \approx 1 - \frac{2 + \beta}{\pi Z} \end{aligned} \quad (6.97)$$

或

$$q(Z) = P(|z| > Z) \approx \frac{2 + \beta}{\pi Z} \quad (6.98)$$

由于 $2\sqrt{2}t$ 略小于 $(\beta + 4t^2)/\sqrt{\beta + 2t^2}$,按(6.97)式计算的 $P(|z| < Z)$ 略小于精确值,按(6.98)式计算的 $P(|z| > Z)$ 略大于精确值。若谱呈高斯型时,由于

$$\mu_4 = 3\delta_2^4 \quad (6.99a)$$

$$\delta_4^4 = 2\delta_2^4 \quad (6.99b)$$

$$\beta = 1 \quad (6.99c)$$

(6.98)式将变为

$$q(Z) = P(|z| > Z) \approx \frac{3}{\pi Z} \quad (6.100)$$

精确式为

$$P(|z| < Z) = \frac{1}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1} Z^{2k-1} k}{2^{k-1.5} (2k-1)} B\left(\frac{1}{2}, 2k\right) {}_2F_1\left(k - \frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 2k + \frac{1}{2}; -1\right) \quad (6.101)$$

其中 $B(x, y)$ 为贝塔函数。

当 γ 较大时,

$$p(\varphi'') = \frac{\gamma}{\pi \delta_4^2} \exp\left\{-\frac{\gamma^2 \varphi''^2}{\delta_4^4}\right\} \quad (6.102a)$$

$$p(z) = \frac{\gamma \delta_2^2}{\sqrt{\pi} \delta_4^2} \exp\left\{-\frac{\gamma^2 \delta_2^4 z^2}{\delta_4^4}\right\} \quad (6.102b)$$

$$P(|z| < Z) = \Phi(\gamma \delta_2^2 Z / \delta_4^2) \quad (6.103)$$

谱呈高斯型时,

$$p(\varphi'') = \frac{\gamma}{\sqrt{3\pi} \delta_2^2} \exp\left\{-\frac{\gamma^2 \varphi''^2}{3\delta_2^4}\right\} \quad (6.104a)$$

$$p(z) = \frac{\gamma}{\sqrt{3\pi}} \exp\left\{-\frac{\gamma^2 z^2}{3}\right\} \quad (6.104b)$$

$$P(|z| < Z) = \Phi(\gamma Z / \sqrt{3}) \quad (6.105)$$

理论结果表明,相位的二阶导数的统计分布一般与传输函数相关系数的四阶以下的导数或相应谱点四阶以下的矩有关。在高斯型谱情况下,可归结为仅与相应谱点的标准偏差有关。

相位的二阶导数的统计分布与常矢量和随机分量之比也有关。当常矢量增强时,相位的二阶导数对于零点的偏离越来越小。

6.4 起伏速率

本节讨论信号幅度、相位及相位导数在时间、频率和空间等域上的起伏速率。其中,信号幅度的起伏速率称衰落速率;信号幅度的短期起伏速率,即通常所谓的快衰落速率。

一般也做如下定义:信号的某个参数(幅度或相位等)在某个域(时间、频率或空间等)上某个给定值处的起伏速率,即在该域的单位长度上,该参数以正斜率通过该给定值的次数。

假定信号的某个参数为 x ,它是某 ξ 域或 ξ 轴上的随机函数。原则上,总可选取一足够小的 $\Delta\xi$,使得在区间 $[\xi_1, \xi_1 + \Delta\xi]$ 内,所有可能的 $x(\xi)$ 曲线在其中均可近似为直线,如图 6.16 所示。令

$$x_{\xi_1} = x(\xi_1) \quad (6.106a)$$

$$x' = \frac{\partial x(\xi)}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\xi_1} \quad (6.106b)$$

显然, $x(\xi)$ 在 $[\xi_1, \xi_1 + \Delta\xi]$ 内以正斜率通过某给定值 x 意味着

$$\begin{cases} x_{\xi_1} < x < x_{\xi_1} + x' \Delta\xi \\ x' > 0 \end{cases} \quad (6.107)$$

或

$$\begin{cases} x - x' \Delta\xi < x_{\xi_1} < x \\ x' > 0 \end{cases} \quad (6.108)$$

因而,若 x_{ξ_1}, x' 的联合分布密度为 $p(x_{\xi_1}, x')$,则 $x(\xi)$ 在区间 $[\xi_1, \xi_1 + \Delta\xi]$ 内以正斜率通过 x 的

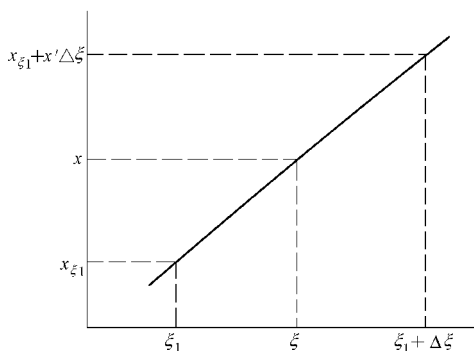


图 6.16 起伏速率分析辅助图

概率应为

$$\begin{aligned} P(x, \Delta\xi) &= \int_0^\infty dx' \int_{x-x'\Delta\xi}^x p(x_{\xi_1}, x') dx_{\xi_1} \\ &= \int_0^\infty dx' \int_{-x'\Delta\xi}^0 p(x_{\xi_1} + x, x') dx_{\xi_1} \end{aligned} \quad (6.109)$$

从而, x 的起伏速率可定为

$$N(x) = \lim_{\Delta\xi \rightarrow 0} \frac{p(x, \Delta\xi)}{\Delta\xi} = \int_0^\infty x' p(x, x') dx' \quad (6.110)$$

如此,只要知道参数 x 及其导数 x' 的联合分布密度,即可确定该参数的起伏速率。下面分别叙述幅度、相位及其导数的起伏速率。

6.4.1 衰落速率

对幅度起伏来说, (6.110) 式即

$$N(E) = \int_0^\infty E' p(E, E') dE' \quad (6.111)$$

根据(6.70)、(6.71)式,

$$p(E, E') = p(E) p(E') = p(E) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\psi_0\delta_2}} \exp\left\{-\frac{E'^2}{2\psi_0\delta_2^2}\right\} \quad (6.112)$$

从而

$$N(E) = \sqrt{\frac{\psi_0}{2\pi}} \delta_2 p(E) \quad (6.113)$$

考虑到幅度分布密度的一般形式(6.32)式,有

$$N(E) = \frac{\delta_2 E}{\sqrt{2\pi\psi_0}} \exp(-\gamma^2) \exp\left\{-\frac{E^2}{2\psi_0}\right\} I_0\left[\frac{\sqrt{2}\gamma E}{\sqrt{\psi_0}}\right] \quad (6.114)$$

衰落速率显然也可表示为

$$N(E) = N(E_m) n(E) \quad (6.115)$$

$N(E_m)$ 为中值电平 E_m 处的衰落速率, $n(E)$ 为电平 E 处的相对衰落速率。根据(6.114)式,

$$N(E_m) = \frac{\delta_2 E_m}{\sqrt{2\pi\psi_0}} e^{-\gamma^2} \exp\left\{-\frac{E_m^2}{2\psi_0}\right\} I_0\left[\frac{\sqrt{2}\gamma E_m}{\sqrt{\psi_0}}\right] \quad (6.116a)$$

$$n(E) = \frac{EI_0 \left[\frac{\sqrt{2}\gamma E}{\sqrt{\psi_0}} \right]}{E_m I_0 \left[\frac{\sqrt{2}\gamma E_m}{\sqrt{\psi_0}} \right]} \exp \left\{ -\frac{E^2 - E_m^2}{2\psi_0} \right\} \quad (6.116b)$$

当 $\gamma=0$ 时, 即对瑞利型衰落来说,

$$N(E) = \frac{\delta_2 E}{\sqrt{2}\pi\psi_0} \exp \left\{ -\frac{E^2}{2\psi_0} \right\} = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \delta_2 \cdot \frac{E}{E_m} \exp \left\{ -\frac{E^2}{E_m^2} \ln 2 \right\} \quad (6.117a)$$

$$N(E_m) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{\delta_2}{2} \quad (6.117b)$$

$$n(E) = 2 \cdot \frac{E}{E_m} \exp \left\{ -\frac{E^2}{E_m^2} \ln 2 \right\} \quad (6.117c)$$

当 γ 较大时,

$$N(E) \approx \frac{\delta_2}{2\pi} \exp \left\{ -\left(\gamma - \frac{E}{\sqrt{2}\psi_0} \right)^2 \right\} = \frac{\delta_2}{2\pi} \exp \left\{ -\left(1 - \frac{E}{E_m} \right)^2 \gamma^2 \right\} \quad (6.118a)$$

$$N(E_m) = \frac{\delta_2}{2\pi} \quad (6.118b)$$

$$n(E) = \exp \left\{ -\left(\gamma - \frac{E}{\sqrt{2}\psi_0} \right)^2 \right\} = \exp \left\{ -\left(1 - \frac{E}{E_m} \right)^2 \gamma^2 \right\} \quad (6.118c)$$

相对衰落速率如图 6.17 所示。中值电平处的衰落速率因域而异。

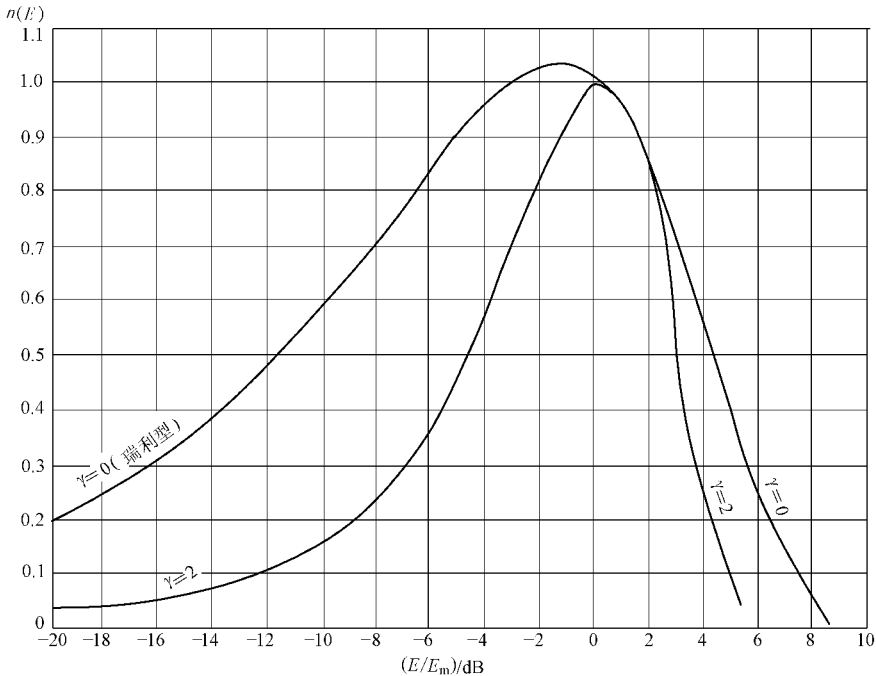


图 6.17 相对起伏速率理论曲线

1. 快衰落速率

快衰落与频率扩散相关。根据 5.4.2 节所述, 频移谱标准偏差由 (5.127d) 式确定, 即

$$\sigma(\nu) = \frac{k \vartheta_0}{2\pi} \left[\delta^2 + \left(\frac{v_x}{\sqrt{m}C_h} \right)^2 \right]^{1/2} \tag{6.119}$$

所以

$$\delta_2(\nu) = 2\pi\sigma(\nu) = k \vartheta_0 \left[\delta^2 + \left(\frac{v_x}{\sqrt{m}C_h} \right)^2 \right]^{1/2} \tag{6.120}$$

从而,中值电平处的快衰落速率

$$N(E_m) = \frac{E_m e^{-\gamma^2}}{\sqrt{2\pi}\psi_0} \exp\left\{-\frac{E_m^2}{2\psi_0}\right\} I_0\left[\frac{\sqrt{2}\gamma E_m}{\sqrt{\psi_0}}\right] \cdot k \vartheta_0 \left[\delta^2 + \left(\frac{v_x}{\sqrt{m}C_h} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \tag{6.121a}$$

$$= \begin{cases} \frac{\sqrt{\pi \ln 2} f \vartheta_0}{c} \left[\delta^2 + \left(\frac{v_x}{\sqrt{m}C_h} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} & (\gamma = 0) \\ \frac{f \vartheta_0}{c} \left[\delta^2 + \left(\frac{v_x}{\sqrt{m}C_h} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} & (\gamma \gg 1) \end{cases} \tag{6.121b}$$

结果表明:

- (1) 快衰落速率首先取决于介质的运动,即平均风速和湍动速度,介质运动速度愈快,快衰落速率愈大。由于风速变化很大,快衰落速率变化范围可能很宽。
- (2) 快衰落速率与散射角和频率成正比。
- (3) 快衰落速率与天线方向性有关,天线方向性愈窄,快衰落速率愈小。

根据(6.121)式,在天线方向图甚宽,湍动速度可以忽略、瑞利型衰落情况下,当有效散射区风力为 1~12 级($v_x \approx 1 \sim 30\text{m/s}$)时,中值电平处的快衰落速率如表 6.1 所列。

表 6.1 中值电平处的快衰落速率理论值

$N(E_m)/(\text{次/s})$ d f	0.2GHz	0.5GHz	2GHz	5GHz
200km	0.01~0.31	0.03~0.78	0.10~3.11	0.26~4.77
400km	0.02~0.62	0.05~1.55	0.21~6.21	0.52~16.50
600km	0.03~0.93	0.08~2.33	0.31~9.32	0.78~23.30
800km	0.04~1.24	0.10~3.11	0.41~12.42	1.04~31.05

实测结果:在某 250km 的电路和 200MHz 的频率上,中值电平处的快衰落速率在 0.01~0.23 次/s 间变化,平均为 0.07 次/s;在某 370km 的电路和 2GHz 的频率上,中值电平处的快衰落速率在 1.1~2.3 次/s 间变化,平均 1.5 次/s。相对衰落速率实验数据如图 6.18 所示。

2. 频率选择性衰落速率

频率域上的幅度起伏与时间扩散相关。根据 5.4.3 节所述,延迟谱标准偏差为

$$\sigma(\tau) = \sqrt{1 + \frac{1}{2}F(a) - \left[\frac{F(a)}{2a}\right]^2} \cdot \frac{\vartheta_0}{\sqrt{b}c} \tag{6.122a}$$

$$\approx \begin{cases} \frac{4s_1}{(1+s_1)^2} \cdot \frac{\sqrt{2}}{m+\gamma_1 H} \cdot \frac{d \vartheta_0^2}{4c} & (\text{天线方向性宽时}) \\ \frac{2}{1+s_1} \cdot \frac{\sqrt{s_1}}{2\sqrt{\ln 2}} \cdot \frac{d \vartheta_0 \psi_{ve}}{4c} & (\text{天线方向性窄时}) \end{cases} \tag{6.122b}$$

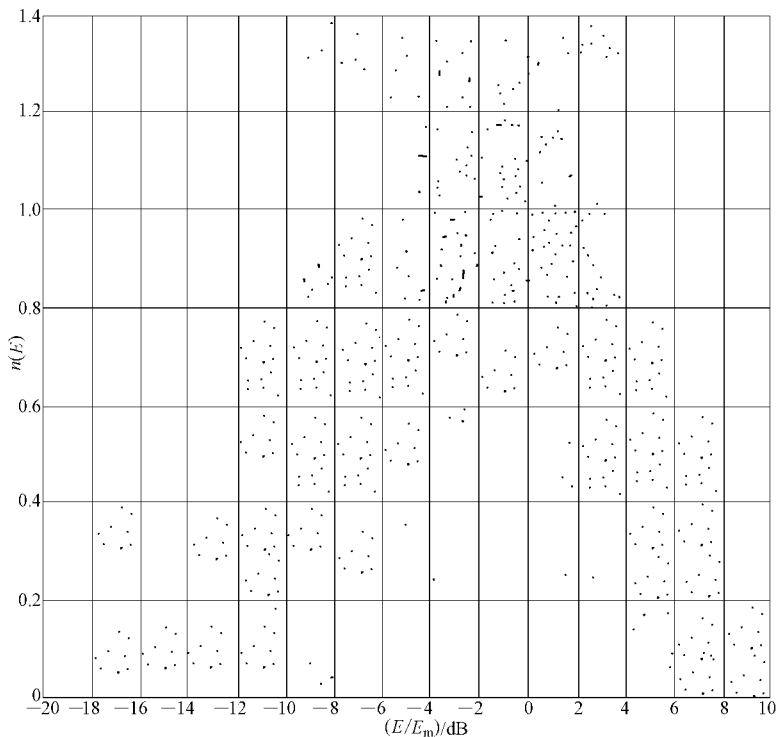


图 6.18 相对快衰落速率实验数据

γ_1 为相对介电常数梯度均方值随高度分布指数。所以

$$\delta_2(\tau) = 2\pi\sigma(\tau) = \sqrt{1 + \frac{1}{2}F(a) - \left[\frac{F(a)}{2a}\right]^2} \cdot \frac{2\pi \mathcal{D}_0}{\sqrt{b}c} \quad (6.123a)$$

$$\approx \begin{cases} \frac{4s_1}{(1+s_1)^2} \cdot \frac{2\sqrt{2}\pi}{m+\gamma_1 H} \cdot \frac{d \mathcal{D}_0^2}{4c} & (\text{天线方向性宽时}) \\ \frac{2}{1+s_1} \cdot \frac{\sqrt{s_1}\pi}{\sqrt{\ln 2}} \cdot \frac{d \mathcal{D}_0 \phi_{ve}}{4c} & (\text{天线方向性窄时}) \end{cases} \quad (6.123b)$$

从而, 中值幅度处的衰落速率

$$N(E_m) = \frac{E_m e^{-\gamma^2}}{\sqrt{2\pi}\phi_0} \exp\left\{-\frac{E_m^2}{2\phi_0}\right\} I_0\left[\frac{\sqrt{2}\gamma E_m}{\sqrt{\phi_0}}\right] \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{2}F(a) - \left[\frac{F(a)}{2a}\right]^2} \cdot \frac{2\pi \mathcal{D}_0}{\sqrt{b}c} \quad (6.124a)$$

$$\approx \left\{ \begin{array}{ll} \frac{4s_1}{(1+s_1)^2} \cdot \frac{\sqrt{2\pi\ln 2}}{m+\gamma_1 H} \cdot \frac{d \mathcal{D}_0^2}{4c} & (\gamma = 0) \\ \frac{4s_1}{(1+s_1)^2} \cdot \frac{\sqrt{2}}{m+\gamma_1 H} \cdot \frac{d \mathcal{D}_0^2}{4c} & (\gamma \gg 1) \end{array} \right\} (\text{天线方向性宽时}) \quad (6.124b)$$

$$\approx \left\{ \begin{array}{ll} \frac{2}{1+s_1} \cdot \frac{\sqrt{\pi s_1}}{2} \cdot \frac{d \mathcal{D}_0 \phi_{ve}}{4c} & (\gamma = 0) \\ \frac{2}{1+s_1} \cdot \frac{\sqrt{s_1}}{2\sqrt{\ln 2}} \cdot \frac{d \mathcal{D}_0 \phi_{ve}}{4c} & (\gamma \gg 1) \end{array} \right\} (\text{天线方向性窄时}) \quad (6.124c)$$

结果表明, 频率域上的衰落速率与有效传输延时成比例, 它随电路增长而增长; 在天线方向性窄时, 衰落速率正比于散射角与天线波束宽度的乘积; 在天线方向性宽时, 衰落速率正比

于散射角的平方。

在天线方向性较窄、瑞利型衰落情况下,频率域上的幅度中值处的衰落速率计算值如表 6.2 所列。

表 6.2 频率域中值幅度处的幅度起伏速率理论值

$N(E_m)/(\text{次/s})$ d	ϕ_{ve}			
	0.5°	1°	1.5°	2°
200km	0.03	0.05	—	—
400km	0.11	0.22	0.33	0.44
600km	0.24	0.49	0.73	0.98
800km	0.43	0.87	1.30	1.74

实测情况可以参考图 6.11。该图表明,在 300km 的电路和 1GHz 的频段上,频率域中值幅度处的幅度起伏在 8MHz 的带宽上约发生 1 次。

3. 空间选择性衰落速率

空间域上的幅度起伏与角度扩散相关,表现为

$$R_H(x) = \int W(\varphi) e^{j2\pi x \varphi / \lambda} d\varphi \tag{6.125a}$$

$$R_H(z) = \int W(\theta) e^{j2\pi z \theta / \lambda} d\theta \tag{6.125b}$$

这可从(5.113d)式直接看出。由此也可看出,空间相关函数对应于角度与波长之比的谱。从而,该谱点的标准偏差应为角谱标准偏差与波长之比:

$$\sigma(\varphi/\lambda) = \sigma(\varphi)/\lambda \tag{6.126a}$$

$$\sigma(\theta/\lambda) = \sigma(\theta)/\lambda \tag{6.126b}$$

根据(5.123d)、(5.126)两式可得

$$\delta_2(\varphi) = 2\pi\sigma(\varphi)/\lambda = \frac{2\pi \mathcal{H}_{20}}{\sqrt{m}C_h\lambda} \tag{6.127a}$$

$$\delta_2(\theta) = 2\pi\sigma(\theta)/\lambda = \begin{cases} \frac{2\pi s_1 \mathcal{H}_{20}}{(m + \gamma_1 H)\lambda} & (\text{天线方向性宽时}) \\ \frac{\pi\psi_{v2}}{\sqrt{2\ln 2}\lambda} & (\text{天线方向性窄时}) \end{cases} \tag{6.127b}$$

从而,在水平方向上的衰落速率为

$$N(E_m) = \begin{cases} \frac{\sqrt{\pi\ln 2} \mathcal{H}_{20}}{\sqrt{m}C_h\lambda} & (\gamma = 0 \text{ 时}) \\ \frac{\mathcal{H}_{20}}{\sqrt{m}C_h\lambda} & (\gamma \gg 1) \end{cases} \tag{6.128}$$

在垂直方向上的衰落速率为

$$N(E_m) = \begin{cases} \frac{\sqrt{\pi \ln 2} s_1 \mathcal{D}_0}{(m + \gamma_1 H) \lambda} & (\gamma = 0) \\ \frac{s_1 \mathcal{D}_0}{(m + \gamma_1 H) \lambda} & (\gamma \gg 1) \end{cases} \left\{ \begin{array}{l} \text{(天线方向性窄时)} \end{array} \right.$$

$$\left. \begin{cases} \frac{\sqrt{\pi} \psi_{v2}}{2 \sqrt{2} \lambda} & (\gamma = 0) \\ \frac{\psi_{v2}}{2 \sqrt{2 \ln 2} \lambda} & (\gamma \gg 1) \end{cases} \right\} \text{(天线方向性宽时)} \quad (6.129)$$

6.4.2 相位起伏速率

相位起伏速率的一般形式可由(6.110)、(6.75)两式得到。仅考虑瑞利型衰落($\gamma=0$)时, 由于

$$p(\varphi, \varphi') = \left\{ 4\pi\delta_2 \left[1 + \frac{(\varphi' - \mu_1)^2}{\delta_2^2} \right]^{3/2} \right\}^{-1} \quad (6.130)$$

所以, 相位起伏速率应为

$$N(\varphi) = \frac{\delta_2}{4\pi} \sqrt{1 + \left(\frac{\mu_1}{\delta_2} \right)^2 + \frac{\mu_1}{\delta_2}} \quad (6.131)$$

这说明, 对瑞利型衰落而言, 相位起伏速率对任何相位值都一样。

6.4.3 相位导数起伏速率

兹考虑在瑞利型衰落 $\gamma=0$ 的情况。根据(6.91)式有

$$p(\varphi', \varphi'') = \left\{ \pi\delta_2 \sqrt{\delta_4^4 + 4\delta_2^2 \varphi'^2} \left[1 + \left(\frac{\varphi'}{\delta_2} \right)^2 + \frac{\varphi''^2}{\delta_4^4 + 4\delta_2^2 \varphi'^2} \right]^2 \right\}^{-1} \quad (6.132)$$

代入(6.110)式, 得相位导数起伏速率为

$$N(\varphi') = \frac{\delta_4^2}{2\pi\delta_2} \cdot \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{\delta_2}{\delta_4} \right)^4 \left(\frac{\varphi'}{\delta_2} \right)^2}}{1 + \left(\frac{\varphi'}{\delta_2} \right)^2} \quad (6.133)$$

谱呈高斯型时,

$$N(\varphi') = \frac{\delta_2}{\sqrt{2}\pi} \cdot \frac{\sqrt{1 + 2 \left(\frac{\varphi'}{\delta_2} \right)^2}}{1 + \left(\frac{\varphi'}{\delta_2} \right)^2} \quad (6.134)$$

6.5 衰落持续期

本节讨论衰落持续期, 即信号电平掉到给定值之下的持续时间。其中所用方法也适于信号幅度在频率和空间域的衰落持续特性。这类统计特性对数据传输系统设计是很重要的。

6.5.1 平均衰落持续期

兹定统计时间长度为 T 。平均衰落持续期由如下确定:

$$L(E) = \frac{\text{在时段 } T \text{ 内信号幅度掉到 } E \text{ 之下的总长度}}{\text{在时段 } T \text{ 内信号幅度在 } E \text{ 处的总衰落次数}} \quad (6.135)$$

由于

在时段 T 内信号幅度掉到 E 之下的总长度 $= TP(E)$ (6.136)

在时段 T 内信号幅度在 E 处的总衰落次数 $= TN(E)$ (6.137)

所以,信号幅度在 E 处的平均衰落持续期为

$$L(E) = P(E)/N(E)$$
 (6.138)

即平均衰落持续期由快衰落分布函数与衰落速率之比确定。

根据(6.138)、(6.39)和(6.114)式,幅度平均衰落持续期为

$$L(E) = \frac{\sqrt{2\pi}}{\delta_2 \sqrt{\psi_0}} \int_0^E \xi \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\psi_0}\right) I_0\left(\frac{\sqrt{2}\gamma\xi}{\sqrt{\psi_0}}\right) d\xi \Bigg/ \left[E \exp\left(-\frac{E^2}{2\psi_0}\right) I_0\left(\frac{\sqrt{2}\gamma E}{\sqrt{\psi_0}}\right) \right]$$
 (6.139a)

$$= \begin{cases} \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\ln 2} \delta_2} \cdot \frac{\exp\left(\frac{E_m^2}{E_m^2} \ln 2\right) - 1}{E/E_m} & (\gamma = 0) \\ \frac{\pi}{\delta_2} \left\{ 1 - \Phi\left[\gamma\left(1 - \frac{E}{E_m}\right)\right] \right\} \exp\left\{\gamma^2\left(1 - \frac{E}{E_m}\right)^2\right\} & (\gamma \gg 1) \end{cases}$$
 (6.139b)

$L(E)$ 也可表示为

$$L(E) = L(E_m)v(E)$$
 (6.140)

式中 $L(E_m)$ 为中值 E_m 处的平均衰落持续期, $v(E)$ 为 E 处的相对平均衰落持续期。根据(6.139)式有

$$L(E_m) = \frac{1}{2N(E_m)} = \begin{cases} \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\ln 2} \delta_2} & (\gamma = 0) \\ \frac{\pi}{\delta_2} & (\gamma \gg 1) \end{cases}$$
 (6.141)

$$v(E) = \begin{cases} \frac{\exp\left(\frac{E^2}{E_m^2} \ln 2\right) - 1}{E/E_m} & (\gamma = 0) \\ \left\{ 1 - \Phi\left[\gamma\left(1 - \frac{E}{E_m}\right)\right] \right\} \exp\left\{\gamma^2\left(1 - \frac{E}{E_m}\right)^2\right\} & (\gamma \gg 1) \end{cases}$$
 (6.142)

相对平均衰落持续期 $v(E)$ 如图 6.19 所示。

根据(6.141)式和表 6.1,在天线方向图甚宽、湍动速度可以忽略、瑞利型衰落情况下,当有效散射区风力为 1~12 级时,中值电平处的平均衰落持续期 $L(E_m)$ 的理论值如表 6.3 所列。

表 6.3 中值电平处的平均衰落持续期理论值

$L(E_m)/s$ d	f	0.2GHz	0.5GHz	2GHz	5GHz
200km		1.61~50.00	0.64~19.67	0.16~6.00	0.06~1.92
400km		0.81~26.00	0.32~10.00	0.08~2.38	0.03~0.96
600km		0.54~16.67	0.21~6.25	0.05~1.61	0.02~0.64
800km		0.40~12.50	0.61~6.00	0.04~1.22	0.02~0.48

在某 250km 的电路和 200MHz 的频率上,测得的数据如图 6.20 所示。从中可以看出,实测中值电平处的平均持续期中值均为 6.5s。在某 370km 的电路和 2GHz 的频率上测得的中

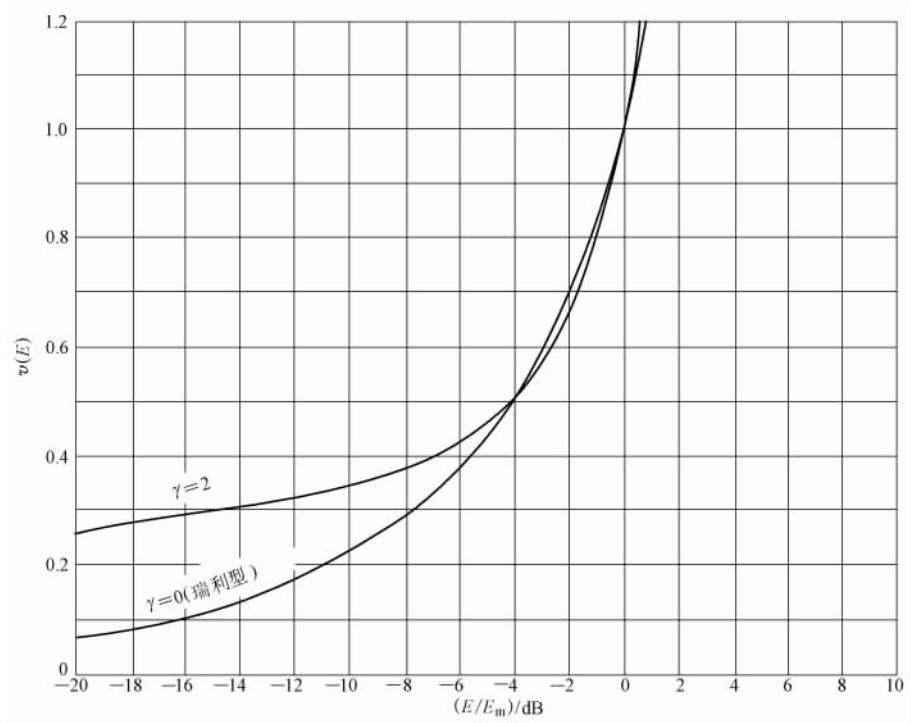


图 6.19 相对平均衰落持续期理论曲线

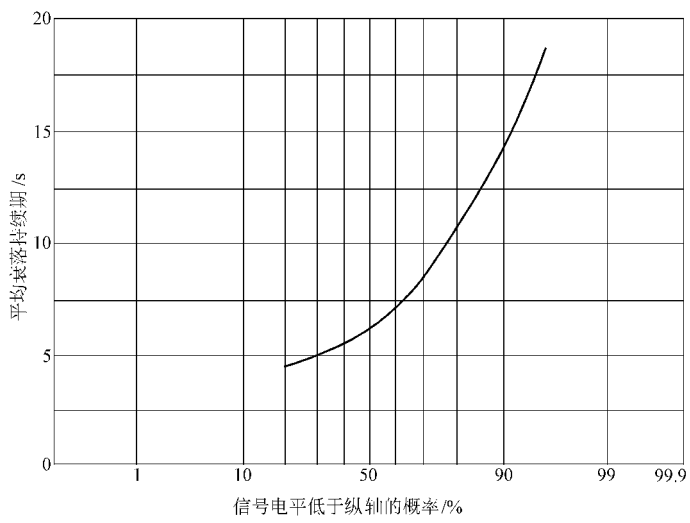


图 6.20 中值电平上的快衰落平均持续期实测分布

值电平处的平均衰落持续期约为 0.34s。

6.5.2 衰落持续期统计分布

此问题的讨论较繁琐,这里只对文[47]关于瑞利型衰落的讨论方法和结果做一简述。先求幅度 $E(t)$ 低于任给电平 E 的持续时间长度 l 的分布密度 $p(l, E)$ 。在第一级近似下, $p(l, E)$ 可用 $p_1(l, E)$ 近似, $p_1(l, E)$ 是 $E(t)$ 在 $t=t_1$ 向下通过 E 而在区间 $[t_2, t_2 + \Delta t]$ 向上通过

E 的分布密度, $t_2 - t_1 = l$ 。在瑞利型衰落情况下,

$$p_1(l, E) = -\frac{\sqrt{2\pi\phi_0}}{\delta_2 E} \exp\left(\frac{E^2}{2\phi_0}\right) \int_{-\infty}^0 \int_0^{\infty} E'_1 E'_2 p(E_1, E'_1, E_2, E'_2) dE'_2 dE'_1 \quad (6.143)$$

式中 $p(E_1, E'_1, E_2, E'_2)$ 为 $E(t_1)$ 、 $E'(t_1)$ 、 $E(t_2)$ 、 $E'(t_2)$ 的联合分布密度。

为方便计算, 代替 $p_1(l, E)$, 可求与之相应的 u 的分布密度:

$$p_1(u, E) = L p_1(uL, E) \quad (6.144a)$$

$$u = l/L \quad (6.144b)$$

L 为电平 E 处的平均衰落持续期, 由(6.139b)式确定。

从而, 在第一级近似下, $E(t) < E$ 的相对持续期大于 u 的概率为

$$F_1(u, E) = \int_u^{\infty} p_1(u, E) du \quad (6.145)$$

此式用于较小的 u 值是可以的, 但当 u 较大时, 需加适当修正。修正后的分布函数 $F(u, E)$ 如图 6.21 所示, 其中的 E 相对于载波平均功率 ϕ_0 的平方根值而言, 中值为 $E_m = \sqrt{2\ln 2} \approx 1.18$ 。

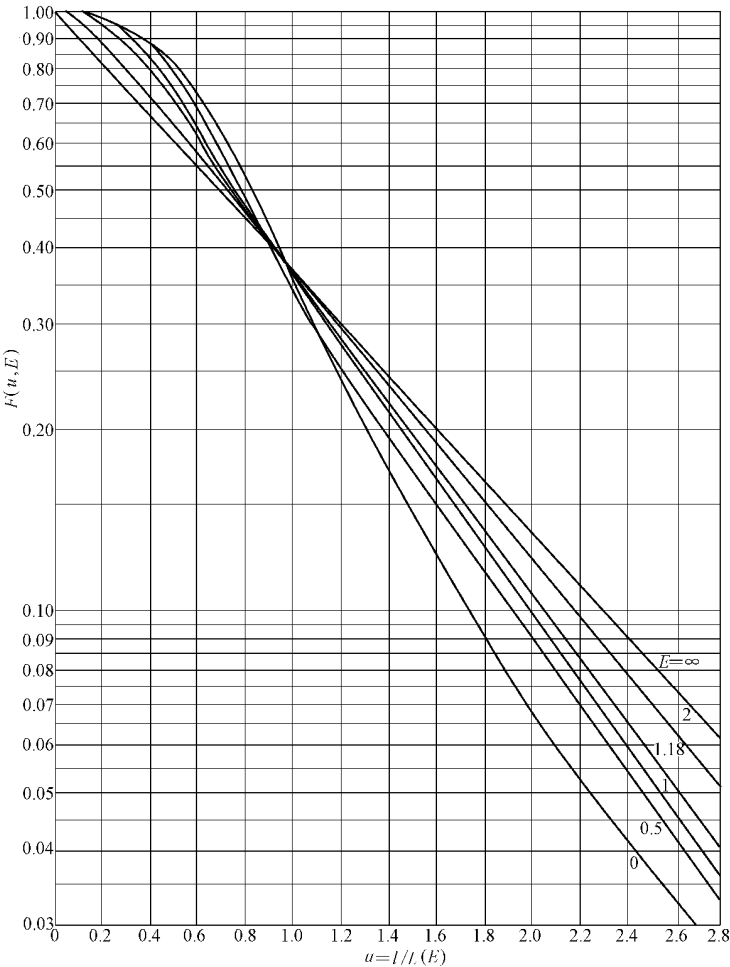


图 6.21 $E(t) < E$ 的相对持续期大于 u 的概率 $F(u, E)$

根据(6.139b)式

$$l(E) = u L(E) = u L(E_m) \cdot \frac{1.18}{E} \left\{ \exp\left(\frac{E^2}{2}\right) - 1 \right\} \quad (6.146)$$

如此,由图 6.21 也可得 $E(\xi) < E$ 的衰落持续期大于 l 的分布函数 $F(l, E)$, 如图 6.22 所示。

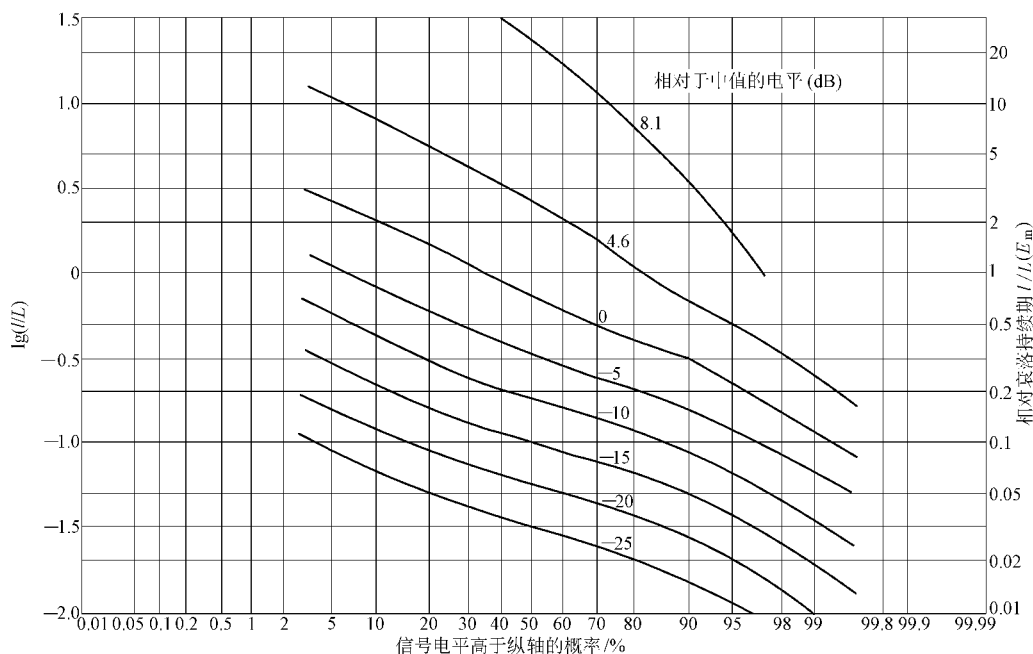


图 6.22 衰落持续期理论分布

举例说,在 400km 的电路和 2GHz 的频率上,当风力为 1~12 级时,由图 6.22 和表 6.3 可知,快衰落在中值电平处的 50% 的衰落持续期约为 $0.8L(E_m) = 0.06 \sim 1.90s$, 90% 可以超过的持续期约为 $0.3L(E_m) = 0.02 \sim 0.71s$ 。

另外指出,

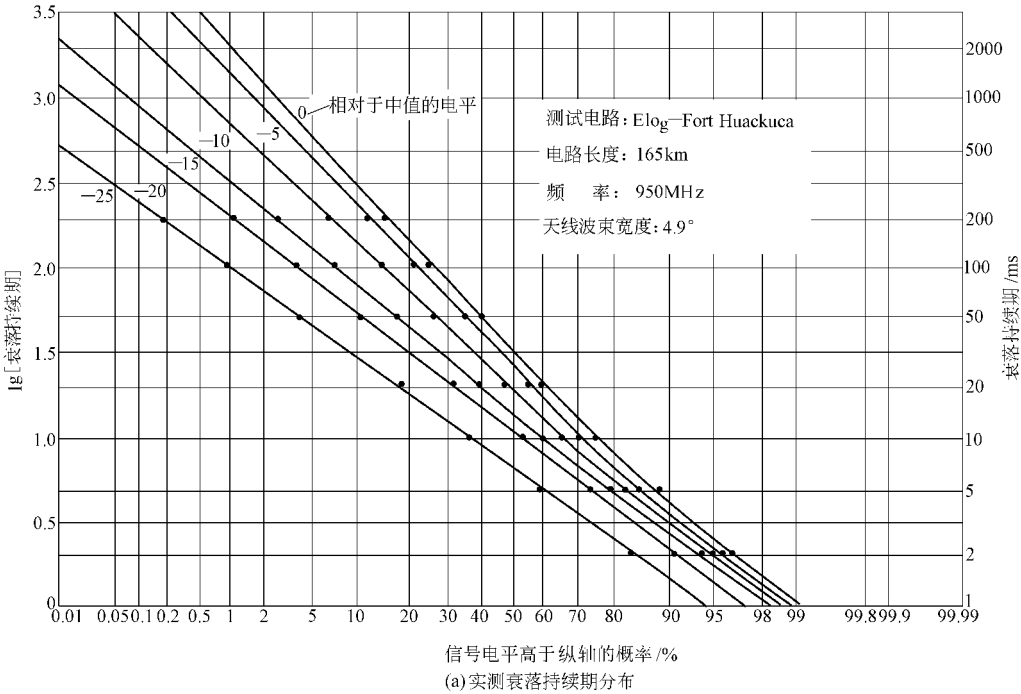
$$F(u, E \rightarrow \infty) = e^{-u} \quad (6.147)$$

$$F(u, E \rightarrow 0) = \frac{2}{u} I_1\left(\frac{2}{\pi u^2}\right) \exp\left(-\frac{2}{\pi u^2}\right) \quad (6.148a)$$

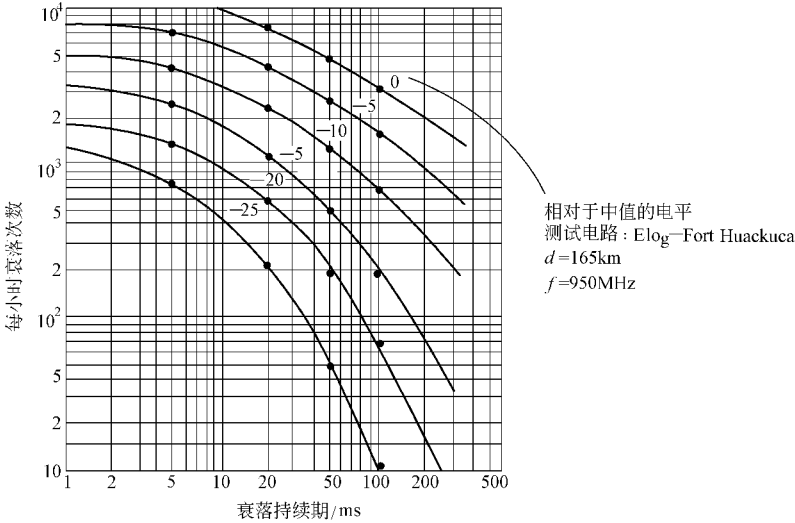
$$\approx \begin{cases} 1 - \frac{3}{16}\pi u^2 \approx 1 - 0.59u^2 & (u \ll 1 \text{ 时}) \\ \frac{2}{\pi u^3} \approx 0.64/u^3 & (u \gg 1) \end{cases} \quad (6.148b)$$

其中 $I_1(x)$ 为第一阶虚变量贝塞尔函数。

有关衰落长度统计分布的快衰落方面的实测数据如图 6.23 所示。



(a) 实测衰落持续时间分布



(b) 每小时衰落次数与衰落持续期的实测关系曲线

图 6.23 衰落长度统计分布的快衰落实测结果

6.6 带通特性

对流层散射信道容许的传输带宽受多径延迟所限制,其值 F 有时由相对延迟量 T 的倒数,或相关带宽即传输幅度频率相关系数的 e^{-1} 点 F_A 粗略确定:

$$F = A_1 / T \tag{6.149a}$$

$$= A_2 F_A \tag{6.149b}$$

式中, A_1 、 A_2 为常数,

$$T = 2\sigma(\tau) \quad (6.149c)$$

$\sigma(\tau)$ 为延迟谱的标准偏差。 F_A 由(5.111g)式确定, $\sigma(\tau)$ 由(5.137)或(5.138)式确定。如将从(5.111g)式确定的 F_A 值代入(6.149b)式, 则

$$F \approx \begin{cases} A_2 \frac{4\sqrt{\ln 2} c}{\pi d \vartheta_0 \psi_{ve}} & (\text{天线波束尖锐时}) \\ A_2 \frac{2(m + \gamma_1 H)c}{\pi d \vartheta_0^2} \sqrt{\sqrt{e} - 1} & (\text{天线波束宽时}) \end{cases} \quad (6.150)$$

γ_1 为相对介电常数梯度均方值随高度分布指数。

但对流层散射信道容许传输带宽实际是一随机变量, 较好的方法是予以统计表述。

可以将容许传输带宽理解为这样一种频段: 在此频段内, 幅度—频率不一致度以某种要求的概率不超过某要求值。如此, 容许传输带宽与幅—频不一致度的统计分布有关。

兹考虑两个频率 f_1 和 f_2 上的幅度 E_1 和 E_2 , 其联合分布密度显然当如(5.97)式所示, 仅需将其中的参数 R 理解为 f_1, f_2 间的传输函数相关系数模。如此, 幅度比 $k_1 = E_2/E_1$ 的分布密度当为^[56]:

$$\begin{aligned} p(k_1) &= \int_0^\infty p[E_1, E_2(E_1)] \left| \frac{\partial E_2}{\partial k_1} \right| dE_1 = \int_0^\infty p(E_1, k_1 E_1) E_1 dE_1 \\ &= 2(1 - R^2) \exp\left(-\frac{2Z}{1-R}\right) \sum_{m,k,l,n=0}^\infty \frac{\eta_m Z^{m+l+n} R^{m+2k}}{k! l! n!} \cdot \\ &\quad \frac{\Gamma(2+2m+2k+l+n) k_1^{1+2m+2k+2n}}{\Gamma(m+k+1)\Gamma(m+l+1)\Gamma(m+n+1)(1+k_1^2)^{2+2m+2k+l+n}} \end{aligned} \quad (6.151a)$$

$$Z = \frac{\gamma^2(1-R)}{1+R} \quad (6.151b)$$

当 $\gamma=0$ 时,

$$\begin{aligned} p(k_1) &= 2(1 - R^2) \sum_{k=0}^\infty \frac{\Gamma[2(k+1)] k_1^{2k+1}}{\Gamma^2(k+1)(1+k_1^2)^{2(k+1)}} R^{2k} \\ &= \frac{2k_1(1 - R^2)}{(1+k_1^2)^2 \left[1 - R^2 \left(\frac{2k_1}{1+k_1^2}\right)^2\right]^{3/2}} \end{aligned} \quad (6.152)$$

当 $\gamma > 1.5$ 时,

$$\begin{aligned} p(k_1) &\approx \frac{\sqrt{1-R^2}}{\pi(k_1^2 - 2Rk_1 + 1)} e^{-2\gamma^2} + \frac{\gamma(1-R)(k_1+1)}{\sqrt{\pi}(k_1^2 - 2Rk_1 + 1)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{\gamma^2(k_1-1)^2}{2(k_1^2 - 2Rk_1 + 1)}\right\} \cdot \\ &\quad \Phi\left[\frac{\gamma}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{1-R}{1+R}} \frac{1+k_1}{\sqrt{k_1^2 - 2Rk_1 + 1}}\right] \end{aligned} \quad (6.153)$$

显然, 比值 $k_2 = E_1/E_2$ 也有同样的分布密度。由此可得幅—频不一致度 K 的分布概率

$$\begin{aligned} P(K) &= p(k_1 \leq K \text{ 或 } k_2 \leq K) = 2 \int_0^K p(k) dk \\ &= 2(1 - R^2) \exp\left(-\frac{2Z}{1-R}\right) \sum_{m,k,l,n,s=0}^\infty \eta_m (-1)^s Z^{m+l+n} R^{m+n} \cdot \frac{(m+k+n)!}{k! l! s!} \cdot \\ &\quad \frac{\Gamma(2+2m+2k+l+n)(1+m+k+l+s)^{-1}}{\Gamma(m+k+1)\Gamma(m+l+1)\Gamma(m+n+1)(m+k+n-s)!} [1 - (1+K^2)^{-(1+m+k+l+s)}] \end{aligned} \quad (6.154)$$

其中约定 $K \leq 1$ 。

当 $\gamma=0$ 时

$$P(K) = 1 - \frac{1 - K^2}{\sqrt{(1 + K^2)^2 - 4R^2 K^2}} \quad (6.155)$$

当 $\gamma=1.5, R \leq 0.9$ 时

$$P(K) \approx \Phi(\gamma) - \Phi\left[\frac{\gamma(1-K)}{\sqrt{K^2 - 2RK + 1}}\right] \quad (6.156)$$

如前所述,传输函数相关系数模 R 与幅度相关系数 ρ_A 通过(5.106)式相关联,即

$$R = \rho_A^{1/[2f(\gamma)]} \quad (6.157a)$$

$$\approx \begin{cases} \sqrt{\rho_A} & (\gamma = 0) \\ \rho_A & (\gamma = 1.5) \end{cases} \quad (6.157b)$$

而一定的幅度相关系数 ρ_A 相应于一定的频率间隔或频带 F , 其关系由(5.111)、(5.112)式或图 5.10、5.11 确定, 如此, (6.154) 式或(6.155)、(6.156) 式即可确定一定频带 F 内幅度不一致度不超过任给值 K 的概率 P , 也可以说, 可以确定幅—频不一致度不超过任给值 K 的概率为任意要求概率 P 的通带宽度 F 。

图 6.24 给出了 $\gamma=0$ 情况下, $P(K)$ 与 ρ_A 、 K 的关系曲线; 图 6.25 给出了不同 γ 值情况下, $P(K)$ 与 ρ_A 、 K 的曲线。

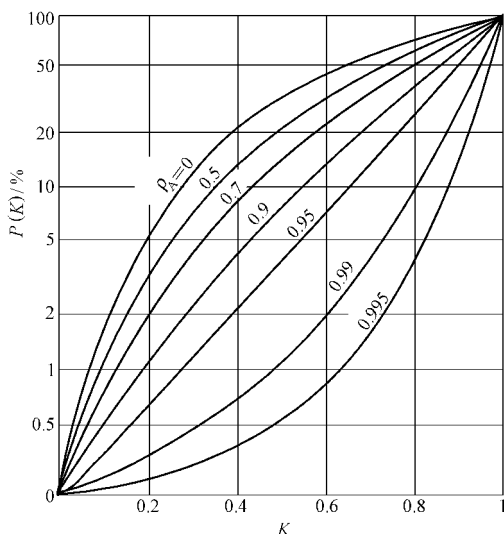
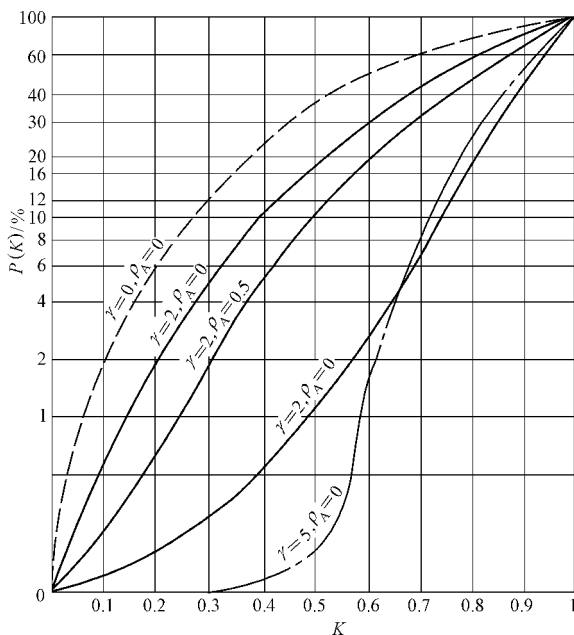


图 6.24 $\gamma=0$ 情况下 $P(K)$ 与 ρ_A 、 K 的关系曲线

利用(6.155)、(6.156)两式, 也可直接得出 $\gamma=0$ 和 $\gamma>1.5$ 两种极端情况下幅—频不一致度不超过 K 的概率为 P 的幅度相关系数

$$\rho_A(F) \approx \begin{cases} \frac{(1 + K^2)^2 - \left(\frac{1 - K^2}{1 - P}\right)^2}{4K^2} & (\gamma = 0) \\ \frac{1 + K^2 - \left\{\frac{\gamma(1 - K)}{\Phi^{-1}[\Phi(\gamma) - P]}\right\}^2}{2K} & (\gamma > 1.5) \end{cases} \quad (6.158)$$

图 6.25 不同 γ 情况下 $P(K)$ 与 ρ_A 、 K 的关系曲线

其中 $\Phi^{-1}(x)$ 表示概率积分函数 $\Phi(Z)$ 的反函数。从而, 设电路对称, $\psi_{v1} = \psi_{v2} = \psi_0$, 由 (6.158) 和 (5.112) 两式可直接得出通带宽度

$$F \approx \left\{ \begin{array}{ll} \frac{4\sqrt{\ln 2}c}{\pi d \Theta_0 \psi_0} \sqrt{\ln \left\{ \frac{4K^2}{(1+K^2)^2 - \left(\frac{1-K^2}{1-P} \right)^2} \right\}} & (\gamma = 0) \\ \frac{4\sqrt{\ln 2}c}{\pi d \Theta_0 \psi_0} \sqrt{\ln \left\{ \frac{2K}{1+K^2 \left\{ \frac{\gamma(1-K)}{\Phi^{-1}[\Phi(\gamma) - P]} \right\}^2} \right\}} & (\gamma > .5) \end{array} \right\} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \text{(波束尖锐)}$$

$$F \approx \left\{ \begin{array}{ll} \frac{2(m + \gamma_1 H)c}{\pi d \Theta_0^2} \sqrt{\frac{2K}{(1+K^2)^2 - \left(\frac{1-K^2}{1-P} \right)^2} - 1} & (\gamma = 0) \\ \frac{2(m + \gamma_1 H)c}{\pi d \Theta_0^2} \sqrt{\frac{2K}{1+K^2 - \left\{ \frac{\gamma(1-K)}{\Phi^{-1}[\Phi(\gamma) - P]} \right\}^2} - 1} & (\gamma > 1.5) \end{array} \right\} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \text{(波束宽)}$$

(6.159)

作为特例, 利用此式可得 $\gamma=0$ 、天线波束尖锐、电路对称而且光滑、各种电路长度的情况下, 相应于 $K=1/\sqrt{2}$ (3dB 点) 的带通宽度, 如图 6.26 所示, 其中 F 以 MHz 计, ψ_0 以 mrad 计。实测结果如图 6.27 所示^[56]。实测幅—频不一致度 K_m 的分布与频带 F 的关系如图 6.28 所示。其中, $K_m = 20 \lg(E_{\max}/E_{\min})$, $E_{\max}$ 和 $E_{\min}$ 分别为频带 F 内幅度 E 的最大值和最小值, K_m 与频带 F 的关系如图 6.29 所示。

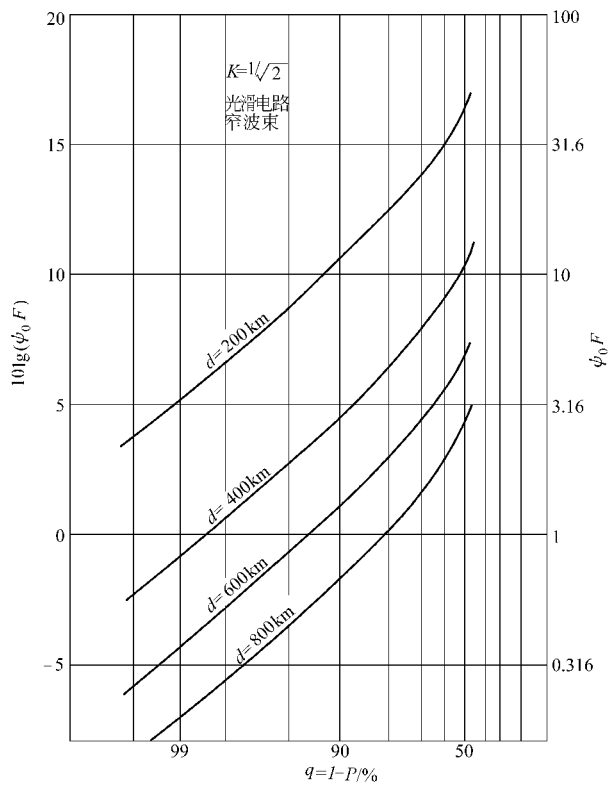


图 6.26 带通宽度理论曲线

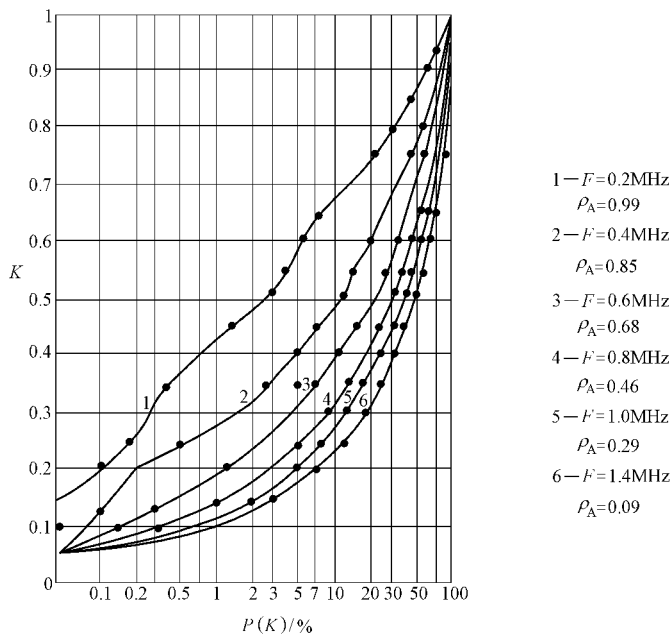


图 6.27 实测 $P(K)$ 与 ρ_A 、 K 曲线

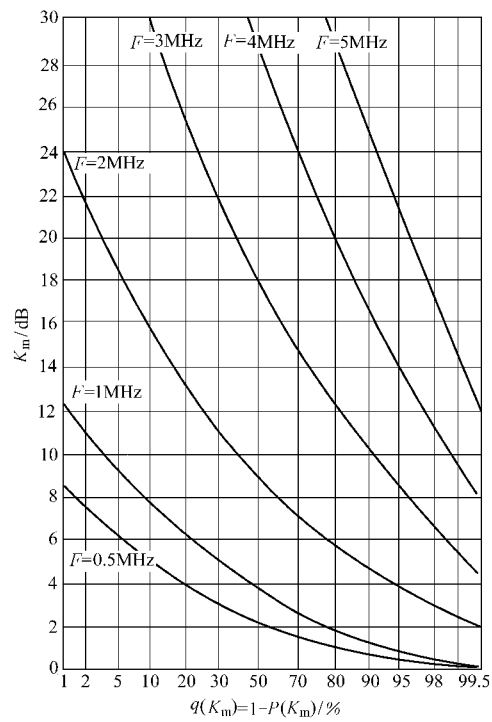


图 6.28 实测 K_m 的分布

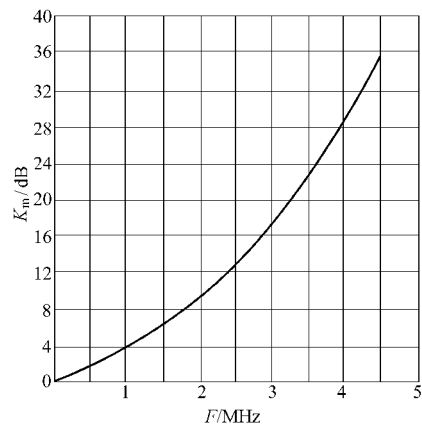


图 6.29 K_m 中值与 F 的关系

第 7 章 分集接收信号统计分布特性

上章所述为自然信号统计分布特性。由前面所述情况可知,由于多径传输效应,对流层散射信号电平频频起伏,波形屡遭畸变。为了有效地进行对流层散射传输,通常必须对多径效应采取措施,其中,采用最广而且行之有效的就是分集接收。本章对分集接收信号统计分布特性进行讨论。

7.1 分集接收简述

所谓分集接收,就是将所需传送的信息复现成若干基本独立的信号,然后有效地合成起来,使信号相互弥补和加强,噪声相互抵消,以获得较强、较稳的信噪比。

分集接收有多种方式,常用的有空间分集、角分集、频率分集和时间分集等。近年来,人们考虑的某些特殊的调制解调方式实质上也是特殊的分集方式。

空间分集接收就是在不同的接收点同时接收几路信号,然后有效地合成起来。二重空间分集情况(单工)如图 7.1 所示。

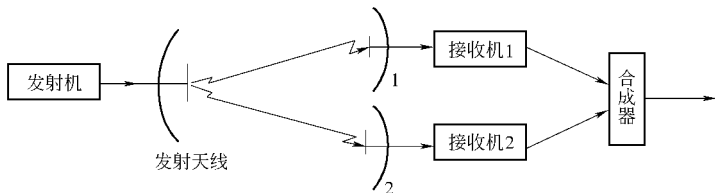


图 7.1 二重空间分集(单工)示意图

角分集接收就是用几个不同的天线波束同时接收几个不同方向来的信号,然后加以合成的方式。不同的天线波束一般靠几个馈电喇叭放在几个适当的位置,而由一个反射器产生。二重角分集情况(单工)如图 7.2 所示。

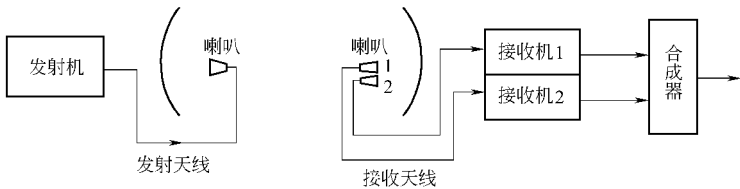


图 7.2 二重角分集(单工)示意图

频率分集接收就是将信号用不同的载频发出,而在接收端,先用不同的滤波器分出不同载频的信号,然后有效合成。二重频率分集(单工)情况如图 7.3 所示。

时间分集就是将同一信号多次重发,在接收端分别接收后,再有效合成起来。
分集接收抗衰落的基本原理是:当几路信号基本独立时,它们同时发生深衰落的概率远小于任何一路发生深衰落的概率。

分集的基本要求是要使复现出的各路信号基本上相互独立。这一要求之所以可能,是由

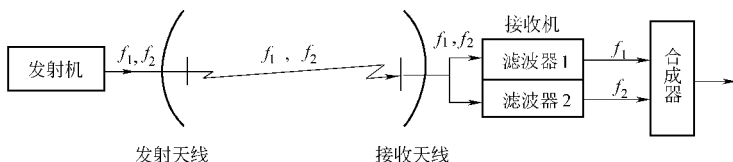


图 7.3 二重频率分集(单工)示意图

于信号起伏在时间、空间和频率等域上的选择性,即在这些域上,不同点上的接收信号的起伏一般不一样,当点间间隔足够大时,接收信号将不相关。如此,只要采取足够大的分集间隔,即所述点间间隔,即可保证分路信号基本独立。

分集接收信号合成方式有选择式、等增益式和最大比值式等几种。若按合成部位论,还有检波前合成与检波后合成之分,前者效果较好。下面仅按检波前合成考虑。

合成信号一般可以表示为

$$e(t) = \sum_{i=1}^n a_i(t) e_i(t) \quad (7.1a)$$

或

$$e(t) = s(t) + n(t) \quad (7.1b)$$

式中

$$e_i(t) = s_i(t) + n_i(t) \quad (7.1c)$$

$$s(t) = \sum_{i=1}^n a_i(t) s_i(t) \quad (7.1d)$$

$$n(t) = \sum_{i=1}^n a_i(t) n_i(t) \quad (7.1e)$$

$e_i(t)$ 为第 i 路信号, $s_i(t)$ 和 $n_i(t)$ 为其信号分量和噪声分量, $a_i(t)$ 为第 i 路增益, n 为分路总数, $s(t)$ 和 $n(t)$ 为合成信号分量和噪声分量。

分路信号分量 $s_i(t)$ 可以表示为

$$s_i(t) = E_i \cos(\omega t + \theta_i) \quad (7.2a)$$

ω 为载波圆频率。由于分集接收中各分路信号相位一般都要调整一致,所以,不计常数因子, $s_i(t)$ 也可表示为

$$s_i(t) = E_i \cos \omega t \quad (7.2b)$$

现取某一短时间间隔 T , 它远大于载波周期,但却远小于信号包络变化周期。在此间隔内,信号包络将可认为是恒定的。从而,其间分路信号分量平均功率将为

$$\overline{[s_i(t)]^2}_T = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} E_i^2 \cos^2 \omega t dt = E_i^2 / 2 \quad (7.3)$$

而分路噪声平均功率则为

$$N_i = \overline{[n_i(t)]^2}_T = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} [n_i(t)]^2 dt \quad (7.4)$$

N_i 在考虑快衰落时一般可以认为与时间无关。

如此,分路信噪比应为

$$r_i = \overline{[s_i(t)]^2}_T / \overline{[n_i(t)]^2}_T = E_i^2 / (2N_i) \quad (7.5)$$

而合成信噪比为

$$r = \overline{[s(t)]^2}_T / \overline{[n(t)]^2}_T$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\left[\sum_{i=1}^n a_i(t) s_i(t) \right]_T^2}{\left[\sum_{i=1}^n a_i(t) n_i(t) \right]_T^2} \\
&= \frac{\sum_{i,j=1}^n \overline{[a_i(t) a_j(t) E_i E_j / 2]}_T}{\sum_{i=1}^n \overline{a_i^2(t) N_i}} \\
&= \frac{\left[\sum_{i=1}^n a_i(t) E_i \right]_T^2}{2 \sum_{i=1}^n \overline{a_i^2(t) N_i}}
\end{aligned} \tag{7.6}$$

其中假定了各路噪声的相互独立性。

在选择式合成中,输出信号在任一瞬间都选为分路信号中信噪比最大的某个 $e_k(t)$,其信噪比为

$$r = r_k = \max_{i=1,2,\dots,n} \{r_i\} = \frac{E_k^2}{2N_k} \tag{7.7}$$

相当于

$$a_i(t) = \begin{cases} 1 & i = k \text{ 时} \\ 0 & i \neq k \text{ 时} \end{cases} \tag{7.8}$$

在等增益合成中,各路增益均为:

$$a_i(t) = Q \quad (i = 1, 2, \dots) \tag{7.9}$$

从而

$$r = \frac{\left[\sum_{i=1}^n E_i \right]^2}{2 \sum_{i=1}^n N_i} \tag{7.10}$$

在最大比值式合成中,分路增益与该路信号幅度成正比,而与该路噪声平均功率成反比:

$$a_i(t) = c \frac{E_i}{N_i} \tag{7.11}$$

其中 c 为常数,从而由(7.6)式可得

$$r = \sum_{i=1}^n \frac{E_i^2}{2N_i} = \sum_{i=1}^n r_i \tag{7.12}$$

按施瓦茨不等式:

$$\left[\sum_{i=1}^n u_i v_i \right]^2 \leq \left(\sum_{i=1}^n u_i^2 \right) \left(\sum_{i=1}^n v_i^2 \right) \tag{7.13}$$

令 $u_i = a_i \sqrt{N_i}$, $v_i = E_i / \sqrt{N_i}$, 可以看出,

$$\left[\sum_{i=1}^n a_i E_i \right]^2 \leq \left(\sum_{i=1}^n a_i^2 N_i \right) \left(\sum_{i=1}^n \frac{E_i^2}{N_i} \right) \tag{7.14}$$

从而,按(7.6)式,一般应有

$$r \leq \sum_{i=1}^n \frac{E_i^2}{2N_i} = \sum_{i=1}^n r_i \tag{7.15}$$

由此可见,最大比值合成所获得的合成信噪比乃是最大可能的信噪比。

这里指出,分集接收中,各分路噪声一般大体相同,

$$N_i = N \quad (i = 1, 2, \dots, n) \tag{7.16}$$

从而,合成信噪比也可以写成

$$r = \begin{cases} E_k^2/(2N) = \max_{i=1,2,\dots,n} \{E_i^2/(2N)\} & \text{(选择式)} \\ [\sum_{i=1}^n E_i]^2/(2nN) & \text{(等增益式)} \\ \sum_{i=1}^n E_i^2/(2N) & \text{(最大比值式)} \end{cases} \quad (7.17)$$

如取 $N = 1$, 则

$$r = \begin{cases} E_k^2/2 = \max_{i=1,2,\dots,n} \{E_i^2/2\} & \text{(选择式)} \\ [\sum_{i=1}^n E_i]^2/(2n) & \text{(等增益式)} \\ \sum_{i=1}^n E_i^2/2 & \text{(最大比值式)} \end{cases} \quad (7.18)$$

另外指出,下面的讨论仅考虑分路信号分量呈瑞利型衰落情况。在此情况下,分路信噪比的分布概率及其分布密度显然应为

$$q(r_i) = P\left(\frac{E_i'^2}{2N_i} > \frac{E_i^2}{2N_i}\right) = P(E_i' > E_i) = \exp\left\{-\frac{r_i}{R_i}\right\} \quad (7.19)$$

$$p(r_i) = \frac{1}{R_i} \exp\left\{-\frac{r_i}{R_i}\right\} \quad (7.20)$$

式中,

$$R_i = \phi_{0i}/N_i \quad (7.21)$$

为第 i 路平均信噪比, ϕ_{0i} 为第 i 路信号分量平均载波功率。

7.2 合成信号统计分布

现在讨论合成信噪比统计分布,其中体现了分集接收在对付衰落,特别是深衰落方面的具体功效。

如前所述,分集接收的要点首先在于实现分路信号的相互独立。为此,下面首先对分路信号相互独立情况加以讨论。

但是,分路信号相互独立性的实现实际常受条件限制。那么,分集接收效果在分路信号独立性较差时究竟减低多少,又在怎样的情况下可以认为分路信号基本独立。为了回答这类问题,随后又对分路信号部分相关情况做一简单介绍。最后介绍某些实验情况。

7.2.1 分路信号相互独立情况

1. 选择式合成情况

在分路信号相互独立和选择式合成情况下,根据(7.7)式,输出信噪比分布概率显然应为

$$P(r) = P(\max_{i=1,2,\dots,n} \{r_i\} < r) = P[\prod_{i=1}^n (r_i < r)] = \prod_{i=1}^n P(r_i < r) \quad (7.22)$$

在分路信号瑞利衰落情况下,将(7.19)式代入上式,得

$$P(r) = \prod_{i=1}^n \{1 - \exp(-r/R_i)\} \quad (7.23)$$

若各平均信噪比相等,即 $R_i = R (i=1,2,\dots,n)$, 则

$$P(r) = \{1 - \exp(-r/R)\}^n \quad (7.24)$$

反过来,也可得一定的概率 P 所要求的相对于单路平均值的输出信噪比

$$10\lg\left(\frac{r}{R}\right) = 10\lg[-\lg(1 - \sqrt[n]{P})] + 3.6 \quad (\text{dB}) \quad (7.25\text{a})$$

或相对于单路中值的输出信噪比

$$V = 10\lg\left(\frac{r}{R_m}\right) = 10\lg[-\lg(1 - \sqrt[n]{P})] + 5.2 \quad (\text{dB}) \quad (7.25\text{b})$$

式中

$$R_m = R\ln 2 \quad (7.25\text{c})$$

为分路中值信噪比。

相应的分布密度为

$$p(r) = \frac{n}{R} \{1 - \exp(-r/R)\}^{n-1} \exp(-r/R) \quad (7.26)$$

平均输出信噪比为

$$r_0 = \int_0^\infty r p(r) dr = R \sum_{i=1}^n \frac{1}{i} \quad (7.27)$$

2. 最大比值合成情况

根据(7.20)式,分路信噪比特征函数(拉普拉斯变换形式)为

$$f_i(Z) = \int_0^\infty p(r_i) e^{-Zr_i} dr_i = (1 + R_i Z)^{-1} \quad (7.28)$$

在分路信号相互独立情况下,根据(7.12)式,合成信噪比特征函数为

$$f(Z) = \prod_{i=1}^n f_i(Z) = \prod_{i=1}^n (1 + R_i Z)^{-1} \quad (7.29)$$

由此,合成信噪比 r 分布密度为

$$p(r) = \frac{1}{2\pi j} \oint f(Z) e^{Zr} dZ = \frac{1}{2\pi j} \oint \frac{e^{Zr}}{\prod_{i=1}^n (1 + R_i Z)} dZ \quad (7.30)$$

其中积分回路包围极点 $Z = -R_i^{-1} (i=1, 2, \dots, n)$ 。假定 $R_i = R (i=1, 2, \dots, n)$, 利用残数理论,则得

$$p(r) = \frac{r^{n-1}}{(n-1)!} \exp(-r/R) \quad (7.31)$$

相应的分布概率为

$$q(r) = \int_r^\infty p(r) dr = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{1}{i!} \left(\frac{r}{R}\right)^i \exp\left(-\frac{r}{R}\right) \quad (7.32)$$

平均合成信噪比可由(7.12)式直接得到

$$r_0 = \sum_{i=1}^n R_i = nR \quad (7.33)$$

3. 等增益合成情况

根据(7.17)式,等增益合成信噪比分布概率应为

$$\begin{aligned} P(r) &= P\left\{\frac{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2}{2nN} < \frac{E^2}{2nN}\right\} = P\left\{\sum_{i=1}^n E_i < E\right\} \\ &= \int \dots \int \prod_{i=1}^n p(E_i) dE_i \\ &\quad \sum_{i=1}^n E_i < E \end{aligned} \quad (7.34)$$

式中, E 为与给定的 r 相应的各分路信号幅度之和。当 $n=2$ 时,

$$\begin{aligned} P(r) &= \int_0^E p(E_1) p(E - E_1) dE_1 \\ &= 1 - e^{-\frac{E^2}{2\psi_0}} - \sqrt{\frac{\pi}{\psi_0}} \cdot \frac{E}{2} e^{-\frac{E^2}{4\psi_0}} \Phi\left(\frac{E}{2\sqrt{\psi_0}}\right) \end{aligned} \quad (7.35a)$$

$$= 1 - e^{-2r/R} - \sqrt{\pi r/R} \cdot e^{-r/R} \Phi(\sqrt{r/R}) \quad (7.35b)$$

其中假定了两分路信号平均幅度相等。当 n 较大时, 合成信噪比分布较复杂。

文[45]指出—近似方法。由(7.17)式可知, 等增益合成信噪比平均值应为

$$r_0 = \overline{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2} / (2nN) = \left(\sum_{i=1}^n \overline{E_i^2} + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^n \overline{E_i} \overline{E_j}\right) / (2nN) \quad (7.36)$$

设各路平均电平相等, 则

$$r_0 = [n \overline{E_1^2} + n(n-1)(\overline{E_1})^2] / (2nN) \quad (7.37)$$

在分路信号瑞利衰落情况下,

$$\overline{E_1^2} = \int_0^\infty \frac{E_1^2}{\psi_0} e^{-\frac{E_1^2}{2\psi_0}} dE_1 = \sqrt{\frac{\pi\psi_0}{2}} = \sqrt{\frac{\pi \overline{E_1^2}}{4}} \quad (7.38)$$

因而,

$$r_0 = \left[n \overline{E_1^2} + n(n-1) \pi \cdot \frac{\overline{E_1^2}}{4} \right] / (2nN) = R \left[1 + (n-1) \frac{\pi}{4} \right] \quad (7.39)$$

从而,

$$\frac{r_0}{n} = \left[\frac{\pi}{4} + \frac{1}{n} \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) \right] R \quad (7.40)$$

在最大比值式合成时, 按(7.32)式, 显然有

$$q\left(k \cdot \frac{r_0}{n}\right) = q(kR) = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{k^i}{i!} e^{-k} \quad (7.41)$$

仿此, 对等增益合成也近似取此式, 但 r_0/n 按(7.40)式计算, 也就是

$$q\left\{k \left[\frac{\pi}{4} + \frac{1}{n} \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) \right] R\right\} = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{k^i}{i!} e^{-k} \quad (7.42)$$

或

$$q(r) = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{1}{i!} \left\{ \frac{r}{\left[\frac{\pi}{4} + \frac{1}{n} \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) \right] R} \right\}^i \exp \left\{ - \frac{r}{\left[\frac{\pi}{4} + \frac{1}{n} \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) \right] R} \right\} \quad (7.43)$$

对 $n=2$ 来说, 即

$$q(r) = \left(1 + \frac{r}{0.9R} \right) \exp \left(- \frac{r}{0.9R} \right) \quad (7.44)$$

文[45]指出, 这种近似与相应的数字积分结果十分吻合。

4. 综合情况

根据上述理论所做计算结果如图 7.4 所示, 其中选择式合成和最大比值合成电平分布曲线分别按(7.24)、(7.32)式算出, 等增益合成二重分集曲线按精确公式(7.35)式算出, 其余按近似公式(7.43)式算出。

根据图 7.4, 也可得合成信噪比与其中值的相对电平

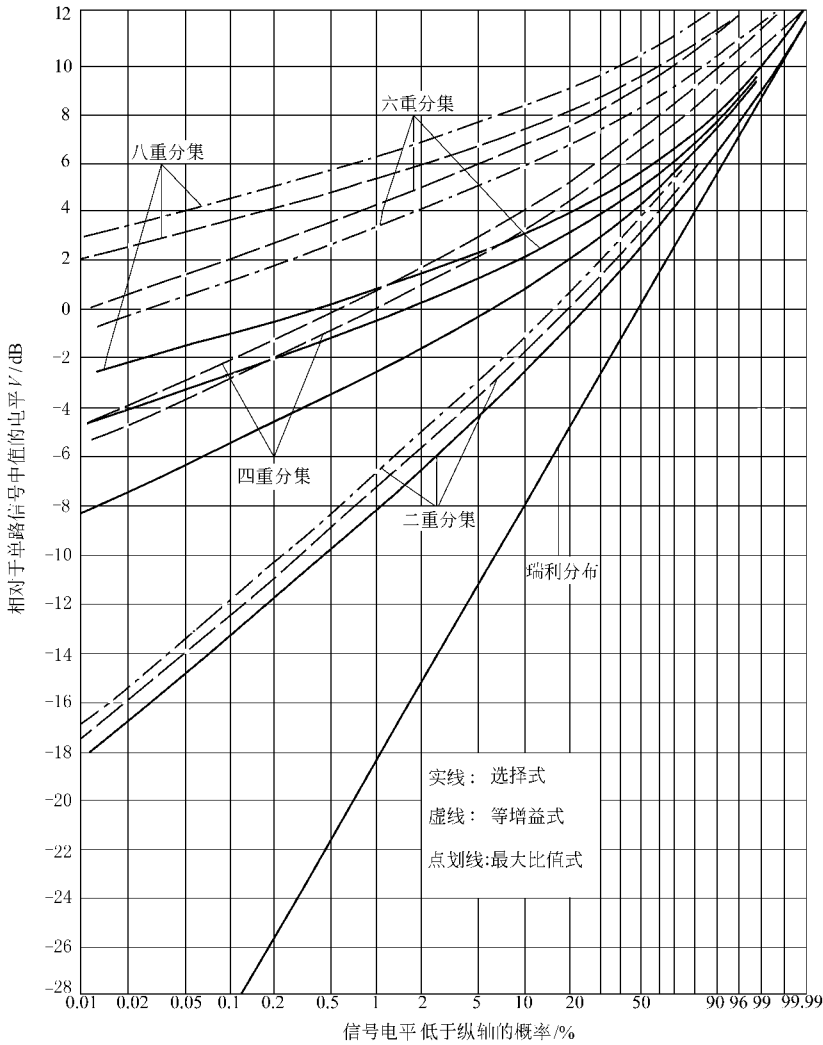


图 7.4 各种合成方式下的合成信号电平分布理论曲线

$$U = V - V_m \quad (\text{dB}) \tag{7.45a}$$

U 与相应分布概率 P 之间的关系曲线如图 7.5 所示。其中

$$V = 10\lg(r/R_m) \quad (\text{dB}) \tag{7.45b}$$

$$V_m = 10\lg(r_m/R_m) \quad (\text{dB}) \tag{7.45c}$$

V 为相对于单路中值的合成电平, V_m 为相对于单路中值的合成电平中值, R_m 为单路信号信噪比中值, r_m 为合成信噪比中值。

由图 7.5 可以看出, 相对于中值的合成信号电平分布对各种合成方式都差不多。根据这种情况, 相对于中值的合成信号电平粗略地说可按任一合成方式估计。如按选择式合成考虑, 根据(7.25b)式可以直接得出:

$$U(P) = 10\lg[-\lg(1 - \sqrt[n]{P})] - 10\lg[-\lg(1 - \sqrt[n]{0.5})] \tag{7.46}$$

相对于单路中值的合成信噪比中值 V_m , 显然也就是中值电平上的分集增益。根据图 7.4, 二、四、六、八重分集情况下中值电平上的分集增益 V_m (dB) 如表 7.1 所列。

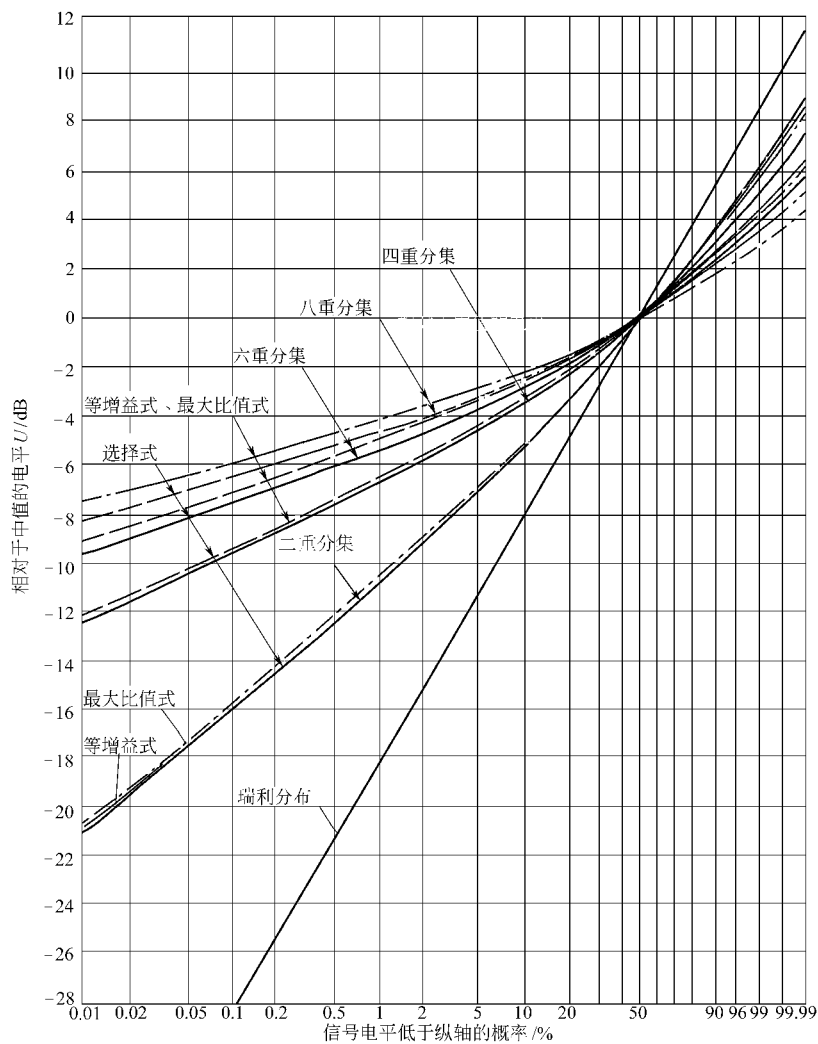


图 7.5 各种合成方式下合成信号相对于中值的电平分布理论曲线

表 7.1 中值电平上的分集增益 V_m /dB

分集重数 合成方式	二	四	六	八
选择式	2.5	4.2	5.0	5.5
等增益式	3.4	7.5	8.2	9.5
最大比值式	3.9	7.3	9.1	10.4

对选择式合成来说,根据(7.25b)式,中值电平上的分集增益应为

$$V_{m,s} = 10\lg[-\lg(1-\sqrt[n]{0.5})] + 5.2 \quad (\text{dB}) \tag{7.47}$$

而其他合成方式相对于选择式的分集增益 G ,则如表 7.2 所列。

表 7.2 相对于选择式合成的分集增益 G/dB

合成方式 \ 分集重数	二	四	六	八
等增益式	0.9	2.3	3.2	4.0
最大比值式	1.4	3.1	4.1	4.9

最大比值式与等增益式相对于选择式的分集增益 G_{op} 与 G_{eq} 可以分别按以下两式做近似计算：

$$\begin{aligned} G_{\text{op}} &= V_{\text{m,op}} - V_{\text{m,s}} = 10\lg\left(\frac{r_{\text{m,op}}}{r_{\text{m,s}}}\right) \\ &\approx 10\lg\left(\frac{r_{0,\text{op}}}{r_{0,\text{s}}}\right) = 10\lg\left[\frac{n}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{i}}\right] \end{aligned} \tag{7.48}$$

$$\begin{aligned} G_{\text{eq}} &= V_{\text{m,eq}} - V_{\text{m,s}} = 10\lg\left(\frac{r_{\text{m,eq}}}{r_{\text{m,s}}}\right) \\ &\approx 10\lg\left(\frac{r_{0,\text{eq}}}{r_{\text{m,s}}}\right) = 10\lg\left[\frac{1 + (n-1)\frac{\pi}{4}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{i}}\right] \end{aligned} \tag{7.49}$$

其中 V_{m} 、 r_{m} 和 r_0 之类的意义同前，下标“op”、“eq”、“s”分别表示最大比值、等增益、选择的合成方式。

如此，中值电平上的分集增益总的可以近似表示为

$$V_{\text{m}} = V_{\text{m,s}} + G \quad (\text{dB}) \tag{7.50a}$$

$$G = \begin{cases} G_{\text{op}} \approx 10\lg\left[\frac{n}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{i}}\right] & \text{(最大比值式)} \\ G_{\text{eq}} \approx 10\lg\left[\frac{1 + (n-1)\pi/4}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{i}}\right] & \text{(等增益式)} \\ 0 & \text{(选择式)} \end{cases} \tag{7.50b}$$

而合成信号电平 V 与其分布概率 P 间的关系总的可近似表示为

$$V(P) = V_{\text{s}}(P) + G \quad (\text{dB}) \tag{7.51a}$$

$$V_{\text{s}}(P) = 10\lg[-\lg(1 - \sqrt[n]{P})] + 5.2 \tag{7.51b}$$

另外指出，由图 7.5 可见，分集后的合成信号衰落深度 $R_0 = V(0.5) - V(0.1) = -U(0.1)$ ，如表 7.3 所列。

表 7.3 合成信号衰落深度 R_0/dB

合成方式 \ 分集重数	一	二	四	六	八
选择式	8.2	5.1	3.5	2.9	2.5
等增益式	8.2	5.1	3.4	2.5	2.1
最大比值式	8.2	5.1	3.4	2.5	2.1

显然,随着分集重数的增加,衰落深度越来越小。此外,根据(7.46)式,衰落深度一般可以近似表示为

$$R_0 = -U(0,1) = 10\lg[-\lg(1-\sqrt[n]{0.5})] - 10\lg(1-\sqrt[n]{0.1}) \quad (7.52)$$

7.2.2 分路信号部分相关情况

分路信号部分相关情况原则上也可按各种不同的合成方式一一考虑。为简单起见,现仅考虑最大比值合成。文[51]对此做了相当一般的讨论。按该文所述, n 路合成信噪比 r 的分布密度有如下一般形式

$$p_n(r) = \frac{1}{2\pi j} \oint \exp(Zr) f(Z) dZ \quad (7.53)$$

式中 $f(Z)$ 为合成信噪比特征函数

$$f(Z) = \prod_{i=1}^n (1 + Z\lambda_i)^{-1} \quad (7.54a)$$

$\lambda_i (i=1,2,\dots,n)$ 为如下矩阵的特征值:

$$\mathbf{L} = \begin{bmatrix} R_1 & R_{12}^* & \cdots & R_{1n}^* \\ R_{12} & R_2 & \cdots & R_{2n}^* \\ & & \cdots & \\ R_{1n} & R_{2n} & \cdots & R_n \end{bmatrix} \quad (7.54b)$$

$$R_{im} = \sqrt{R_i R_m} \rho_{Him} \quad (7.54c)$$

R_i 为第 i 路平均信噪比, ρ_{Him} 为第 i 路与第 m 路的传输函数相关系数,在分路信号瑞利衰落情况下,其模的平方等于幅度相关系数 ρ_{Aim} 。

1. 二重分集情况

若两路信噪比分别为 $R_1=R$ 和 $R_2=kR$, 传输函数相关系数为 ρ , 容易看出, 矩阵 $\mathbf{L}$ 的两特征值即方程式

$$\begin{vmatrix} R - \lambda & \sqrt{k}R\rho^* \\ \sqrt{k}R\rho & kR - \lambda \end{vmatrix} = 0 \quad (7.55)$$

的两根为

$$\lambda_{1,2} = \frac{1+k \pm \sqrt{(1-k)^2 + 4k\rho^2}}{2} R \quad (7.56)$$

由(7.53)、(7.55)式可得

$$p_2(r) = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \{ e^{-\frac{r}{\lambda_1}} - e^{-\frac{r}{\lambda_2}} \} \quad (7.57)$$

$$P_2(r) = 1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\frac{r}{\lambda_1}} + \frac{\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} e^{-\frac{r}{\lambda_2}} \quad (7.58)$$

当 r 很小时,

$$P_2(r) \approx \begin{cases} \frac{r_2}{2\lambda_1\lambda_2} = \frac{(r/R)^2}{2k(1-\rho_A)} & (\rho_A < 1) \\ \frac{r}{\lambda_1} = \frac{r/R}{1+k} & (\rho_A = 1) \end{cases} \quad (7.59)$$

相对于两路信号相互独立、平均信噪比相等的情况, 损失为

$$L_{s2} = 10\lg[r(P_2) |_{\rho_A=0, k=1} / r(P_2)]$$

$$\approx \begin{cases} -5\lg k - 5\lg(1 - \rho_A) & (\text{dB}) \quad (\rho_A < 1) \\ 1.5 - 10\lg(1 + k) - 5\lg P_2 & (\text{dB}) \quad (\rho_A = 1) \end{cases} \quad (7.60)$$

图 7.6 给出了按(7.58)式所做 $k=1$ 时不同幅度相关系数 ρ_A 情况下的合成电平分布曲线。图 7.7 给出了相应于概率 $P=10^{-3}$ 的损失 L_{s2} 与 ρ_A 和 k 的关系。可以看出,当 $\rho_A \leq e^{-1} \approx 0.37$ 时,相对于 $\rho_A=0$ 时的损失在 1dB 以下,从而,两路信号可以认为基本独立。

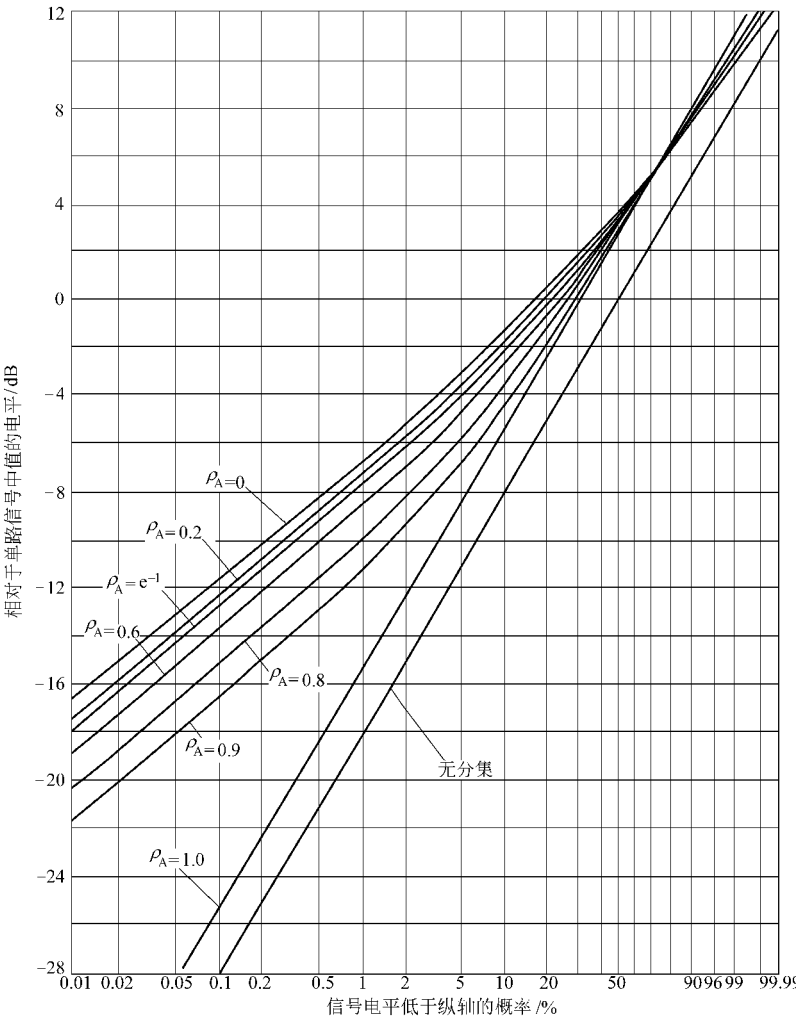
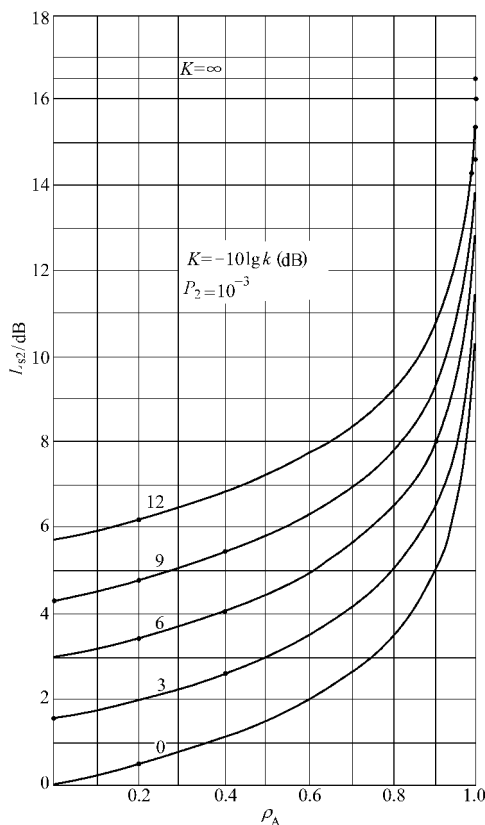


图 7.6 二重分集成电平分布与幅度相关性的关系

2. 三重分集情况

兹考虑这样一种情况: $R_1=kR, R_2=R, R_3=kR, \rho_{H12}=\rho_{H23}=\rho, \rho_{H13}=\rho'$, 并且 ρ, ρ' 为实数。显然, ρ' 与 ρ 间有一定关系, 例如当 $\rho=1$ 时, 也必有 $\rho'=1$, 但其间具体关系可以多种多样。在这种情况下, 矩阵 L 的三个特征值即方程式

$$\begin{vmatrix} kR - \lambda & \sqrt{k}R\rho & kR\rho' \\ \sqrt{k}R\rho & R - \lambda & \sqrt{k}R\rho \\ kR\rho' & \sqrt{k}R\rho & kR - \lambda \end{vmatrix} = 0 \quad (7.61)$$

图 7.7 损失 L_{s2} 与 ρ_A 和 k 的关系

的三个根分别为

$$\lambda_1 = k(1 - \rho')R \quad (7.62)$$

$$\lambda_{2,3} = \frac{1 + k + k\rho' \pm \sqrt{(1 + k + k\rho')^2 - 4k(1 + \rho' - 2\rho^2)}}{2}R \quad (7.63)$$

按(7.53)、(7.54)两式,合成信噪比 r 分布密度和分布概率分别为

$$p_3(r) = \frac{\lambda_2 e^{-\frac{r}{\lambda_2}}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_3)} - \frac{\lambda_1 e^{-\frac{r}{\lambda_1}}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_1 - \lambda_3)} + \frac{\lambda_3 e^{-\frac{r}{\lambda_3}}}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_1 - \lambda_3)} \quad (7.64)$$

$$P_3(r) = 1 - \frac{\lambda_2^2 e^{-\frac{r}{\lambda_2}}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_3)} + \frac{\lambda_1^2 e^{-\frac{r}{\lambda_1}}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_1 - \lambda_3)} - \frac{\lambda_3^2 e^{-\frac{r}{\lambda_3}}}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_1 - \lambda_3)} \quad (7.65)$$

当 r 很小时,

$$P_3(r) \approx \begin{cases} \frac{r_3}{6\lambda_1\lambda_2\lambda_3} = \frac{(r/R)^3}{6k^2(1 - \rho')(1 + \rho' - 2\rho^2)} & (\rho, \rho' < 1) \\ \frac{r}{\lambda_2} = \frac{r/R}{1 + 2k} & (\rho, \rho' = 1) \end{cases} \quad (7.66)$$

若记 1、2 路或 2、3 路幅度相关系数为 ρ_A , 1、3 路幅度相关系数为 ρ'_A , 则

$$P_3(r) \approx \begin{cases} \frac{(r/R)^3}{6k^2(1 - \sqrt{\rho'_A})(1 + \sqrt{\rho'_A} - 2\rho_A)} & (\rho_A, \rho'_A < 1) \\ \frac{r/R}{1 + 2k} & (\rho_A, \rho'_A = 1) \end{cases} \quad (7.67)$$

相对于三路信号相互独立、平均信噪比均等的三重分集情况,损失为

$$L_{s3} \approx \begin{cases} -\frac{1}{3} \{20\lg k + 10\lg(1 - \sqrt{\rho_A}) + 10\lg(1 + \sqrt{\rho_A} - 2\rho_A)\} & (\rho_A, \rho'_A < 1) \quad (\text{dB}) \\ 2.6 - 10\lg(1 + 2k) - \frac{20}{3}\lg P_3 & (\rho_A, \rho'_A = 1) \quad (\text{dB}) \end{cases} \quad (7.68)$$

3. 四重分集情况

考虑这样一种情况: $R_1 = R_3 = R, R_2 = R_4 = kR, \rho_{H12} = \rho_{H34} = \rho$, 其余路间相互独立。在这种情况下, 矩阵 L 的四个特征值分别为

$$\lambda_{1,3} = \frac{1 + k + \sqrt{(1 - k)^2 + 4k\rho_A}}{2} R \quad (7.69)$$

$$\lambda_{2,4} = \frac{1 + k - \sqrt{(1 - k)^2 + 4k\rho_A}}{2} R \quad (7.70)$$

合成信噪比 r 分布密度和分布概率分别为

$$p_4(r) = \frac{1}{(\lambda_1 - \lambda_2)^2} \left\{ \left(r - \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) e^{-\frac{r}{\lambda_1}} + \left(r + \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) e^{-\frac{r}{\lambda_2}} \right\} \quad (7.71)$$

$$P_4(r) = 1 - \frac{1}{(\lambda_1 - \lambda_2)^2} \left\{ \lambda_1^2 \left(\frac{r}{\lambda_1} - \frac{3\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) e^{-\frac{r}{\lambda_1}} + \lambda_2^2 \left(\frac{r}{\lambda_2} + \frac{3\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) e^{-\frac{r}{\lambda_2}} \right\} \quad (7.72)$$

r 很小时,

$$P_4(r) \approx \begin{cases} \frac{r^4}{24(\lambda_1\lambda_2)^2} = \frac{(r/R)^4}{24[k(1 - \rho_A)]^2} & (\rho_A < 1) \\ \left(\frac{r}{\lambda_1} \right)^2 = \left(\frac{r/R}{1 + k} \right)^2 & (\rho_A = 1) \end{cases} \quad (7.73)$$

相对于诸路信号相互独立, 平均信噪比均等情况的损失为

$$L_{s4} \approx \begin{cases} -5\lg k - 5\lg(1 - \rho_A) & (\rho_A < 1) \quad (\text{dB}) \\ 3.45 - 10\lg(1 + k) - \frac{10}{4}\lg P_4 & (\rho_A = 1) \quad (\text{dB}) \end{cases} \quad (7.75)$$

图 7.8 给出了相应于分布概率 $P_4 = 10^{-3}$ 的损失 L_{s4} 与 ρ_A 和 k 的关系。

另外指出, 在选择式合成情况下, 当单路平均信噪比均等时, 二重分集合成电平分布概率为

$$P_2(r) = (1 - \rho_A) \sum_{k=0}^{\infty} [\rho_A^{k/2} I(u, k)]^2 \quad (7.76)$$

式中

$$I(u, k) = \frac{1}{k!} \int_0^u x^k e^{-x} dx \quad (7.77)$$

$$u = \frac{r}{(1 - \rho_A)R} \quad (7.78)$$

若 $u \ll 1$, 则

$$P_2(r) \approx \frac{(r/R)^2}{1 - \rho_A} \quad (7.79)$$

并且相对于两路信号相互独立的情况的损失为

$$L_{s2} \approx -5\lg(1 - \rho_A) \quad (\text{dB}) \quad (7.80)$$

考虑到分路相关性对分集效果的影响, 分集接收必须保证分路间的弱相关性, 从而必须采

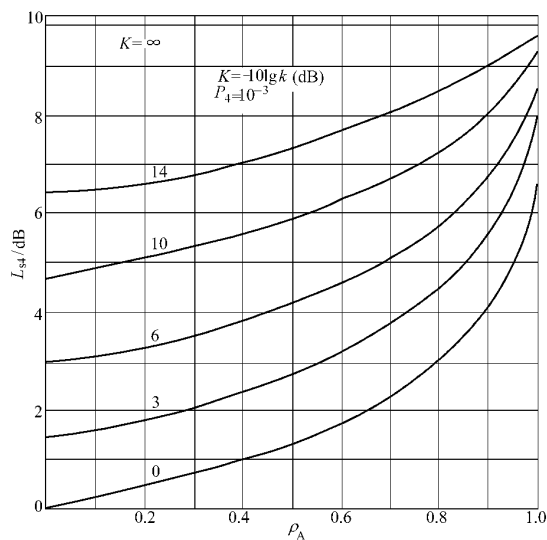


图 7.8 损失 L_{st} 与 ρ_A 和 k 的关系

取适当的分集间隔,即天线间隔、频率间隔或波束间隔等。分集间隔一般应大于分路间的幅度相关半径。在空间分集中,天线中心间隔实际常取 100 个波长。当然,分集间隔有时受其他条件限制,如在频率分集中,可能受通信容量的限制;在角分集中,可能受天线偏向损耗和散焦损耗限制等。在这种情况下,必须对多种因素进行权衡与折衷。就角分集情况来说,分集间隔最好选得使相关损耗、天线偏向损耗和散焦损耗三者之和达到极小。

7.2.3 实测合成电平分布

实测合成电平分布曲线如图 7.9~7.11 所示,它们分别显示出空间分集、频率分集和角分集实际效果,都属于弱相关性情况。

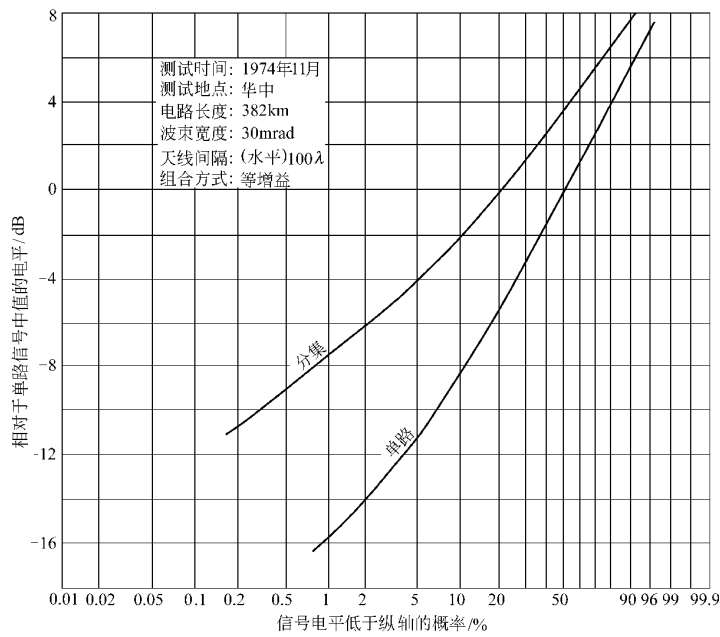


图 7.9 二重(水平)空间分集成电平分布实测平均曲线

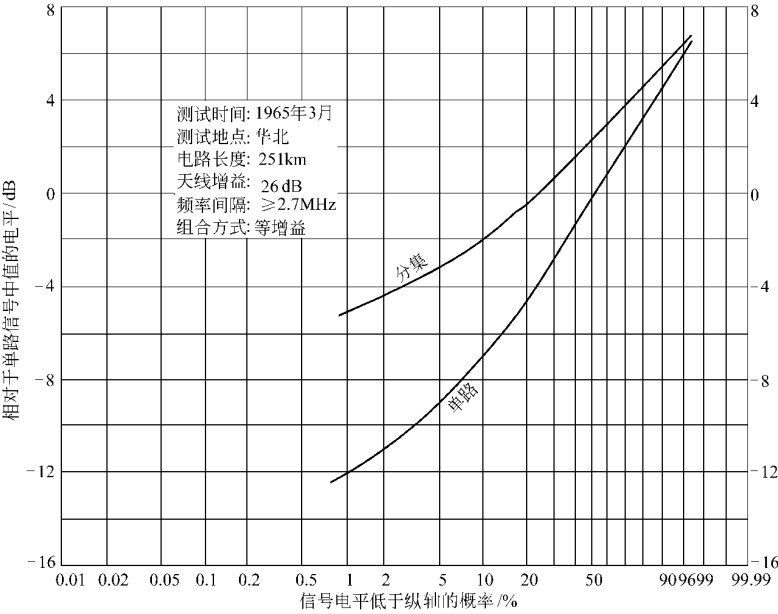


图 7.10 二重频率分集成电平分布实测平均曲线

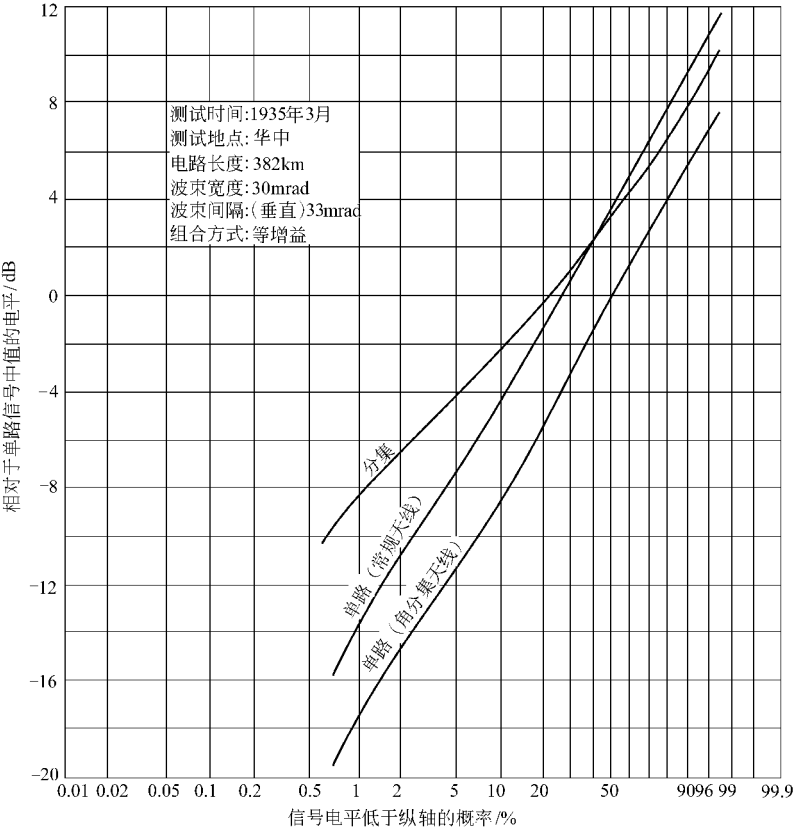


图 7.11 二重(仰)角分集成电平分布实测平均曲线

图 7.12 显示出分路相关性对分集效果的影响。图中曲线根据文[56]所供实验数据并假定单路信号服从瑞利分布而做出的。

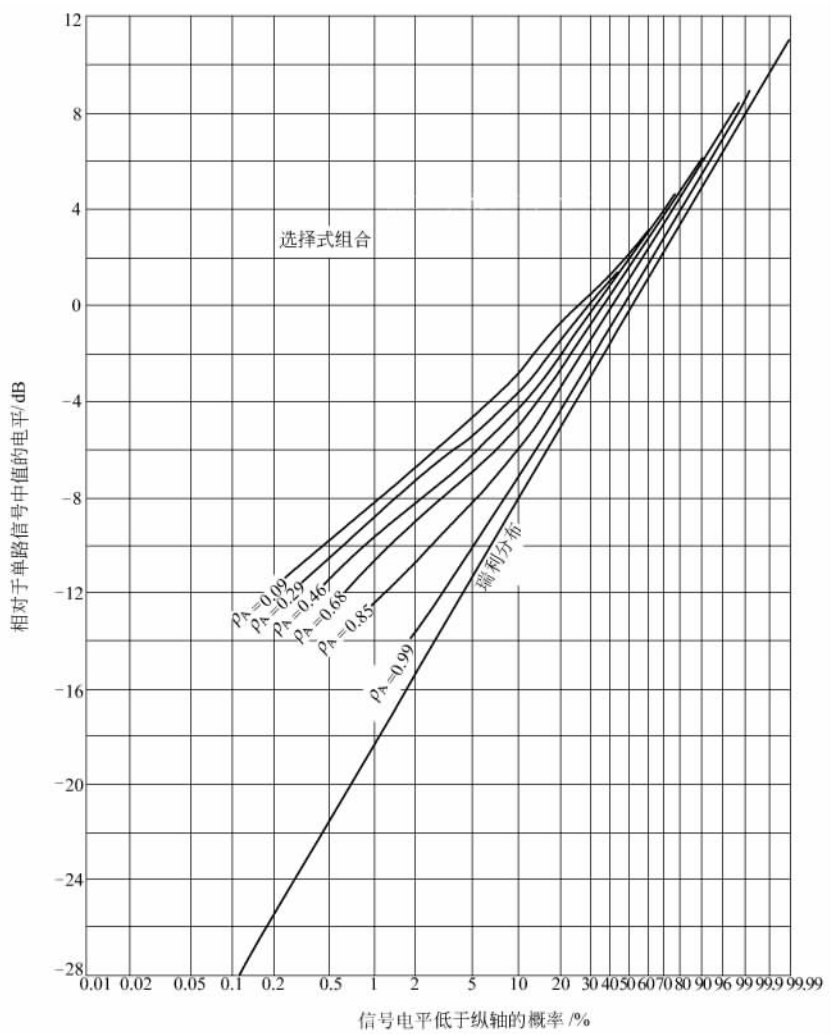


图 7.12 二重(频率)分集合成电平分布与相关性的关系实测结果

7.3 合成信号衰落速率

分集合成信号在低电平处的衰落速率也将减低。根据 6.4 节所述,合成信噪比在任意给定值 r 处的衰落速率应为

$$N(r) = p(r) \int_0^{\infty} r' p(r'/r) dr' \quad (7.81)$$

式中, $p(r)$ 为合成信噪比分布密度, $p(r'/r)$ 为信噪比为 r 时的信噪比斜率的条件分布密度。设分路信号平均功率及噪声均等。在选择式合成情况下,在某瞬间,合成信噪比为 $r = \max_i \{r_i\} = r_j = E_j^2 / (2N)$, 斜率为 $r' = E_j E_j' / N$, 因而 $r' = E_j' \sqrt{2r/N}$ 或 $E_j' = r' \sqrt{N/(2r)}$ 。根据(6.71)式所示信号幅度导数分布密度, 当有

$$\begin{aligned}
 p(r'/r) &= p\left(E'_j = r'\sqrt{\frac{N}{2r}}\right) \frac{\partial}{\partial r'} \left(r'\sqrt{\frac{N}{2r}}\right) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\psi_0\delta_2}} \cdot \sqrt{\frac{N}{2r}} \exp\left\{-\frac{r'^2}{2\psi_0\delta_2^2} \cdot \frac{N}{2r}\right\}
 \end{aligned} \quad (7.82)$$

在等增益合成情况下, $r = E^2/(2nN)$, $r' = EE'/(nN) = E'\sqrt{2r/(nN)}$, 其中 $E = \sum_i E_i$, $E' = \sum_i E'_i$, 根据(6.71)式, 当有

$$p(E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi n\psi_0\delta_2}} \exp\left\{-\frac{E'^2}{2n\psi_0\delta_2^2}\right\} \quad (7.83)$$

从而由关系 $p(r'/r) = p[E' = r'\sqrt{nN/(2r)}] \frac{\partial}{\partial r'} [r'\sqrt{nN/(2r)}]$, 也可得到(7.82)式。在最大比值合成情况下, 根据(6.71)式有

$$p(r'_i/r_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\psi_0\delta_2}} \sqrt{\frac{N}{2r_i}} \exp\left\{-\frac{r'^2_i}{2\psi_0\delta_2^2} \cdot \frac{N}{2r_i}\right\} \quad (7.84)$$

同时 $r = \sum_i r_i$, $r' = \sum_i r'_i$, 由高斯变量和的分布密度形式也可得到(7.82)式。因此, 在各种合成方式下, 合成信噪比衰落速率均可由(7.81)和(7.82)两式推得

$$N(r) = \sqrt{\frac{\psi_0 r}{\pi N}} \delta_2 p(r) = \frac{\delta_2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{Rr} p(r) \quad (7.85)$$

下面仍只考虑分路信号呈瑞利型衰落的情况。在无分集情况下, 由于信噪比分布密度如(7.20)式所示, 按(7.82)式, 信噪比衰落速率为

$$N(r) = \frac{\delta_2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{r}{R}} e^{-\frac{r}{R}} = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \delta_2 \cdot \sqrt{\frac{r}{R_m}} e^{-\frac{r \ln 2}{R_m}} \quad (7.86)$$

中值电平 R_m 处的衰落速率为

$$N(R_m) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{\delta_2}{2} \quad (7.87)$$

此二式与(6.117)式完全一致。

在选择式合成情况下, 将(7.26)式代入(7.85)式, 得合成信噪比衰落速率为

$$\begin{aligned}
 N(r) &= \frac{\delta_2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{r}{R}} \cdot n \left\{1 - \exp\left(-\frac{r}{R}\right)\right\}^{n-1} \exp\left(-\frac{r}{R}\right) \\
 &= \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \delta_2 \cdot \sqrt{\frac{r}{R_m}} \cdot n \left\{1 - \exp\left(-\frac{r \ln 2}{R_m}\right)\right\}^{n-1} \exp\left(-\frac{r \ln 2}{R_m}\right)
 \end{aligned} \quad (7.88)$$

合成信噪比在单路中值电平 R_m 处的衰落速率为

$$N(R_m) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{\delta_2}{2} \cdot \frac{n}{2^{n-1}} \quad (7.89)$$

在最大比值合成情况下, 将(7.31)式代入(7.85)式, 得

$$\begin{aligned}
 N(r) &= \frac{\delta_2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{(n-1)!} \left(\frac{r}{R}\right)^{n-\frac{1}{2}} e^{-\frac{r}{R}} \\
 &= \frac{\delta_2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{(n-1)!} \left(\frac{r \ln 2}{R_m}\right)^{n-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{r \ln 2}{R_m}\right)
 \end{aligned} \quad (7.90)$$

$$N(R_m) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{\delta_2}{2} \cdot \frac{(\ln 2)^{n-1}}{(n-1)!} \quad (7.91)$$

根据(7.85)式,分集与无分集情况下的衰落速率比应为

$$N_n(r)/N_1(r) = p_n(r)/p_1(r) \quad (7.92)$$

式中的脚标表示分集重数。由此可知分集对于衰落速率的改善。

若以无分集情况下中值电平处的衰落速率[(7.87)式]为标准,则相对衰落速率为

$$n(r) = \begin{cases} 2n\sqrt{\frac{r}{R_m}} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{r\ln 2}{R_m}\right) \right\}^{n-1} \exp\left(-\frac{r\ln 2}{R_m}\right) & \text{(选择式)} \\ \frac{2}{\sqrt{\ln 2}} \cdot \frac{1}{(n-1)!} \cdot \left(\frac{r\ln 2}{R_m}\right)^{n-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{r\ln 2}{R_m}\right) & \text{(最大比值式)} \end{cases} \quad (7.93)$$

相应地,在单路中值电平处的相对衰落速率为

$$n(R_m) = \begin{cases} n/2^{n-1} & \text{(选择式)} \\ (\ln 2)^{n-1}/(n-1)! & \text{(最大比值式)} \end{cases} \quad (7.94)$$

按(7.93)式所做理论曲线如图 7.13 所示,实测曲线如图 7.14 所示。

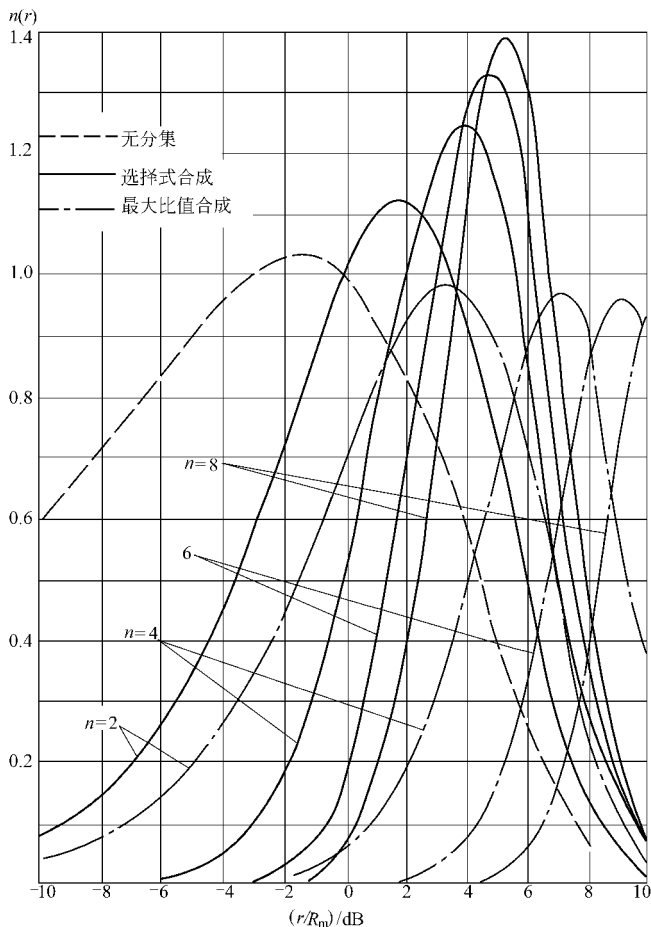


图 7.13 相对衰落速率理论曲线

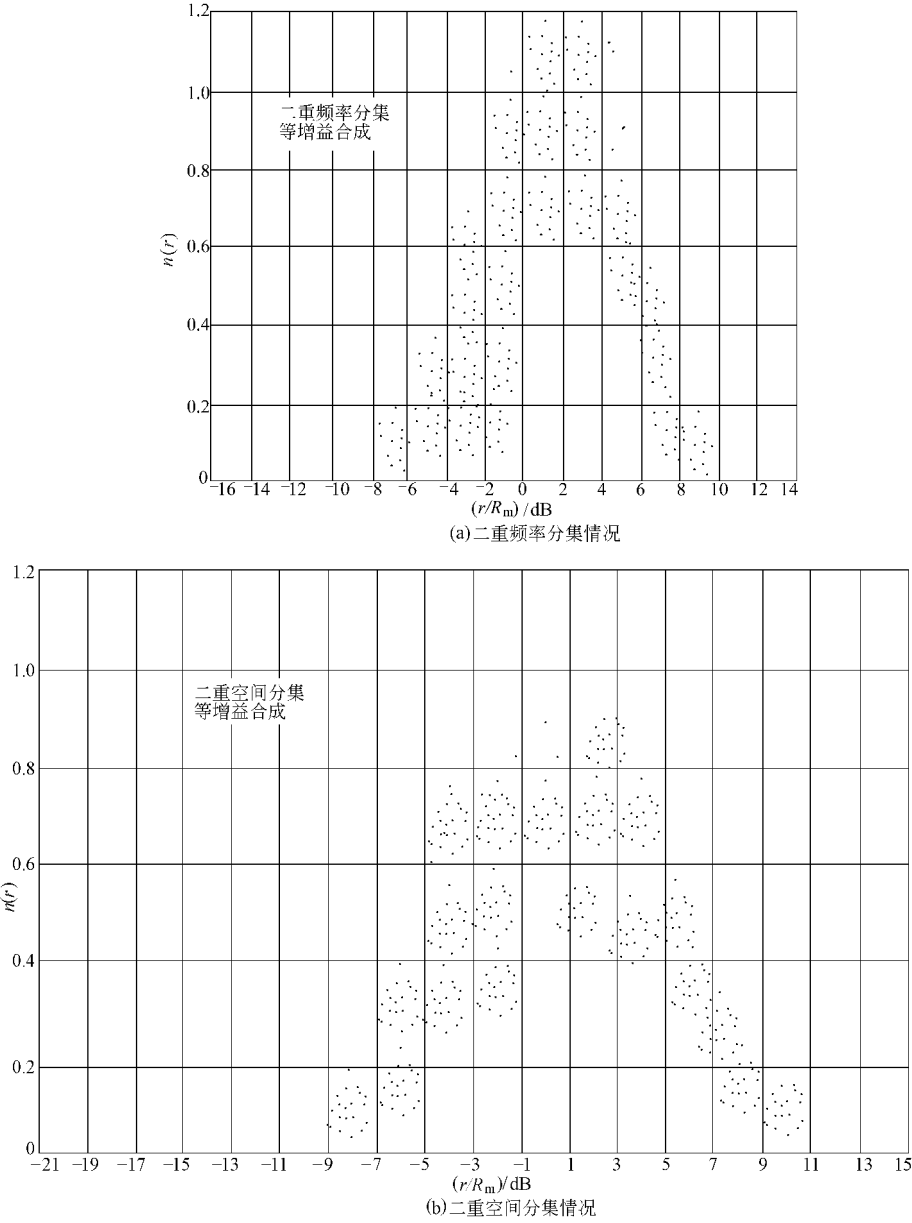


图 7.14 相对衰落速率实验数据

7.4 合成信号平均衰落持续期

分集合成信号在低电平处的平均衰落持续期也将减小。按 6.5.1 节所述,合成信号信噪比在任意给值 r 处的平均衰落持续期应为

$$T(r) = P(r)/N(r) \tag{7.95}$$

将(7.85)式代入,则

$$T(r) = \frac{\sqrt{\pi}P(r)}{\delta_2 \sqrt{Rr} p(r)} \tag{7.96}$$

在无分集情况下,按(7.19)、(7.20)两式有

$$\begin{aligned} T(r) &= \frac{\sqrt{\pi}}{\delta_2} \cdot \sqrt{\frac{R}{r}} \left\{ \exp\left(\frac{r}{R}\right) - 1 \right\} \\ &= \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\ln 2} \delta_2} \cdot \sqrt{\frac{R_m}{r}} \left\{ \exp\left(\frac{r \ln 2}{R_m}\right) - 1 \right\} \end{aligned} \quad (7.97)$$

单路中值电平处的值

$$T(R_m) = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\ln 2} \delta_2} \quad (7.98)$$

在选择式合成情况下,将(7.24)、(7.26)两式代入(7.96)式得

$$\begin{aligned} T(r) &= \frac{\sqrt{\pi}}{n \delta_2} \sqrt{\frac{R}{r}} \left\{ \exp\left(\frac{r}{R}\right) - 1 \right\} \\ &= \frac{\sqrt{\pi}}{n \delta_2 \sqrt{\ln 2}} \cdot \sqrt{\frac{R_m}{r}} \left\{ \exp\left(\frac{r \ln 2}{R_m}\right) - 1 \right\} \end{aligned} \quad (7.99)$$

$$T(R_m) = \frac{\sqrt{\pi}}{n \delta_2 \sqrt{\ln 2}} \quad (7.100)$$

在最大比值合成情况下,将(7.31)、(7.32)两式代入(7.96)式得

$$\begin{aligned} T(r) &= \frac{(n-1) \sqrt{\pi}}{\delta_2} \cdot \left(\frac{R}{r}\right)^{n-\frac{1}{2}} \left\{ \exp\left(\frac{r}{R}\right) - \sum_{i=0}^{n-1} \frac{1}{i!} \left(\frac{r}{R}\right)^i \right\} \\ &= \frac{(n-1) \sqrt{\pi}}{\delta_2} \cdot \left(\frac{R_m}{r \ln 2}\right)^{n-\frac{1}{2}} \left\{ \exp\left(\frac{r \ln 2}{R_m}\right) - \sum_{i=0}^{n-1} \frac{1}{i!} \left(\frac{r \ln 2}{R_m}\right)^i \right\} \end{aligned} \quad (7.101)$$

$$T(R_m) = \frac{(n-1) \sqrt{\pi}}{\delta_2} (\ln 2)^{-n+\frac{1}{2}} \left\{ 2 - \sum_{i=0}^{n-1} \frac{1}{i!} (\ln 2)^i \right\} \quad (7.102)$$

若以无分集情况下中值电平处的平均衰落持续期[(7.98)式]为标准,则相对平均衰落持续期为

$$\begin{aligned} v(r) &= \sqrt{\frac{\ln 2}{Rr}} \cdot \frac{P(r)}{p(r)} \\ &= \begin{cases} \frac{1}{n} \sqrt{\frac{R_m}{r}} \left\{ \exp\left(\frac{r \ln 2}{R_m}\right) - 1 \right\} & \text{(选择式)} \\ (n-1) \sqrt{\ln 2} \left(\frac{R_m}{r \ln 2}\right)^{n-\frac{1}{2}} \left\{ \exp\left(\frac{r \ln 2}{R_m}\right) - \sum_{i=0}^{n-1} \frac{1}{i!} \left(\frac{r \ln 2}{R_m}\right)^i \right\} & \text{(7.103)} \\ \text{或} \left[(n-1) \sqrt{\ln 2} \left(\frac{R_m}{r \ln 2}\right)^{n-\frac{1}{2}} \sum_{i=n}^{\infty} \frac{1}{i!} \left(\frac{r \ln 2}{R_m}\right)^i \right] & \text{(最大比值式)} \end{cases} \end{aligned}$$

其在单路中值电平处的值为

$$\begin{aligned} v(R_m) &= \begin{cases} \frac{1}{n} & \text{(选择式)} \\ \frac{(n-1)!}{(\ln 2)^{n-1}} \left\{ 2 - \sum_{i=0}^{n-1} \frac{1}{i!} (\ln 2)^i \right\} & \text{(7.104)} \\ \text{或} \left[\frac{(n-1)!}{(\ln 2)^{n-1}} \sum_{i=n}^{\infty} \frac{1}{i!} (\ln 2)^i \right] & \text{(最大比值式)} \end{cases} \end{aligned}$$

按(7.103)式所做理论曲线如图 7.15 所示。

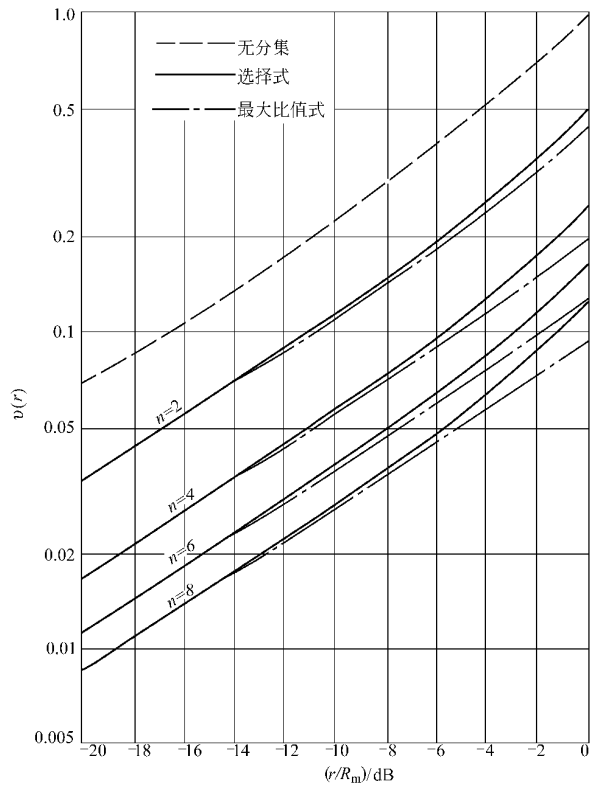


图 7.15 相对平均衰落持续期理论曲线

7.5 分集接收情况下的带通特性

在分集接收情况下,在任何一个瞬间,由于各分路信号在任一频率点上同时发生大的起伏的概率比无分集情况大大减小,因而,合成信号在频率域上将变得比较平坦,从而,带通特性也将得到改善。

考虑等增益合成情况,这时合成信号幅度 $E = \sum_{i=1}^n E_i$, E_i 为第 i 路信号幅度。假定 E_i 、 E_j 对任意的 $i \neq j$ 均不相关,而且分集重数 n 较大,可以证明, E 将趋于正态分布

$$p(E) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left\{ -\frac{(E - \bar{E})^2}{2\sigma^2} \right\} \tag{7.105}$$

式中, $\bar{E} = n \bar{E}_i$, $\sigma^2 = n \sigma_{E_i}^2 = n \overline{(E_i - \bar{E}_i)^2}$ 。在瑞利型矢量情况下,由于 $\bar{E}_i = \sqrt{\pi\psi_0/2}$, $\sigma_{E_i}^2 = (4 - \pi)\psi_0/2$,因而,

$$\bar{E} = n\sqrt{\pi\psi_0/2} \tag{7.106}$$

$$\sigma^2 = n(4 - \pi)\psi_0/2 \tag{7.107}$$

现考虑两个频率点的信号: $E_1 = \sum_{i=1}^n E_{1i}$ 和 $E_2 = \sum_{i=1}^n E_{2i}$ 。若记 E_{1i} 与 E_{2i} ($i=1, 2, \dots, n$) 的幅度相关系数为 ρ_A , E_1 与 E_2 的相关系数也应为此。从而, E_1 、 E_2 的联合分布密度应为:

$$p(E_1, E_2) = \frac{1}{2\pi\sigma^2\sqrt{1-\rho_A^2}} \exp\left\{-\frac{(E_1-\bar{E})^2 - 2\rho_A(E_1-\bar{E})(E_2-\bar{E}) + (E_2-\bar{E})^2}{2\sigma^2(1-\rho_A^2)}\right\} \quad (7.108)$$

如此,幅度比 $k_1 = E_2/E_1$ 的分布密度当为^[56]

$$\begin{aligned} p(k_1) &= \int_0^\infty p[E_1, E_2(E_1)] \left| \frac{\partial E_2}{\partial k_1} \right| dE_1 = \int_0^\infty p(E_1, k_1 E_1) E_1 dE_1 \\ &= \frac{\sqrt{1-\rho_A^2} \exp\{-(\bar{E})^2/\sigma^2\}}{\pi(k_1^2 - 2\rho_A k_1 + 1)} + \frac{(\bar{E})^2(1-\rho_A)(k_1+1)}{\sigma^2 \sqrt{\pi}(k_1^2 - 2\rho_A k_1 + 1)^{3/2}} \cdot \\ &\quad \exp\left\{-\frac{(\bar{E})^2(k_1-1)^2}{2\sigma^2(k_1^2 - 2\rho_A k_1 + 1)}\right\} \cdot \Phi\left[\frac{(\bar{E})^2}{\sqrt{2}\sigma^2} \sqrt{\frac{1-\rho_A}{1+\rho_A}} \cdot \frac{k_1+1}{\sqrt{k_1^2 - 2\rho_A k_1 + 1}}\right] \end{aligned} \quad (7.109)$$

当 $\rho_A \leq 0.9$ 时,上式右边第一项可以忽略,且概率积分因子趋于 1,则

$$p(k_1) \approx \frac{(\bar{E})^2(1-\rho_A)(k_1+1)}{\sigma^2 \sqrt{\pi}(k_1^2 - 2\rho_A k_1 + 1)^{3/2}} \exp\left\{-\frac{(\bar{E})^2(k_1-1)^2}{2\sigma^2(k_1^2 - 2\rho_A k_1 + 1)}\right\} \quad (7.110)$$

从而,分集情况下幅—频不一致度 k 的分布概率即为

$$\begin{aligned} P(K) &= P\left(k_1 \leq K \text{ 或 } \frac{1}{k_1} \leq K\right) \\ &= 2 \int_0^K p(k_1) dk_1 \approx \Phi\left(\frac{\bar{E}}{\sigma}\right) - \Phi\left(\frac{\bar{E}}{\sigma} \cdot \frac{1-K}{\sqrt{K^2 - 2\rho_A K + 1}}\right) \\ &\approx \Phi\left(\sqrt{\frac{n\pi}{4-\pi}}\right) - \Phi\left[\sqrt{\frac{n\pi}{4-\pi}} \cdot \frac{1-K}{\sqrt{K^2 - 2\rho_A K + 1}}\right] \end{aligned} \quad (7.111)$$

式中利用了(7.106)、(7.107)两式。

特别当 $n=4$ 时,由于 $\Phi(3.8) \approx 1$,将有

$$P(K) \approx 1 - \Phi\left[\frac{3.8(1-K)}{\sqrt{K^2 - 2\rho_A K + 1}}\right] \quad (7.112)$$

此式的计算结果如图 7.16 所示。为了比较,其中也给出了无分集情况下的分布曲线。

可以看出,在给定的幅—频不一致度(如 0.707 即 3dB)和可靠度(如 90%)上,随着分集重数的增加,有效通带增大(相关系数要求小);在给定的幅—频不一致度和通带上,随着分集重数增加,可靠度增大。

利用(7.111)式,也可得到幅—频不一致度不超过 K 的概率为 P 的幅度相关系数:

$$\rho_A = \frac{1 + K^2 - \left\{ \frac{\sqrt{\frac{n\pi}{4-\pi}}(1-K)}{\Phi^{-1}\left[\Phi\left(\sqrt{\frac{n\pi}{4-\pi}}\right) - P\right]} \right\}^2}{2K} \quad (7.113)$$

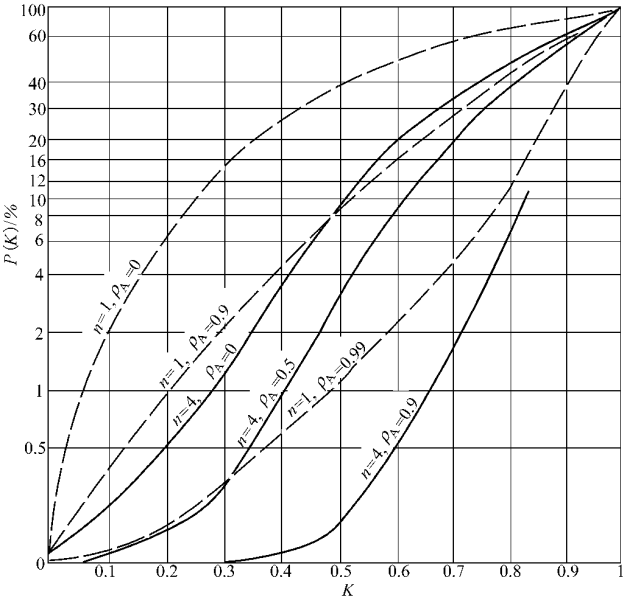


图 7.16 幅—频不一致度理论分布曲线

设电路对称, $\psi_{v1} = \psi_{v2} = \psi_v$, 利用(7.113)、(5.112)两式也可直接得出通带宽度:

$$F \approx \begin{cases} \frac{4\sqrt{\ln 2}c}{\pi d \psi_v \Theta_0} \ln \left\{ \sqrt{1 + K^2 - \frac{\sqrt{\frac{n\pi}{4-\pi}}(1-K)}{\Phi^{-1}\left[\Phi\left(\sqrt{\frac{n\pi}{4-\pi}}\right) - P\right]}} \right\} & \text{(窄波束天线)} \\ \frac{2(m + \gamma H)c}{\pi d \Theta_0^2} \sqrt{1 + K^2 - \frac{\sqrt{\frac{n\pi}{4-\pi}}(1-K)}{\Phi^{-1}\left[\Phi\left(\sqrt{\frac{n\pi}{4-\pi}}\right) - P\right]} - 1} & \text{(宽波束天线)} \end{cases} \quad (7.114)$$

根据(7.114)式算得的光滑球面电路、窄波束天线情况下的通带宽度理论曲线如图 7.17 所示,其中 φ_v 以 mrad 计, F 以 MHz 计。

实测幅—频特性如图 7.18 所示^[56],其中图(a)和图(b)为同时测得的无分集情况,图(c)为二重空间分集情况。此图明显地表明分集大大改善了幅—频特性。幅—频不一致度分布实测情况如图 7.19 所示,此图也明显地表明分集对通带的改善。如在无分集情况下,不一致度 K 以 20% 的概率超过 0.5 的通带为 1MHz;而在同样的时间里,对二重分集情况来说,同样要求的通带($P=20\%$, $K=0.5$)则为 3MHz。

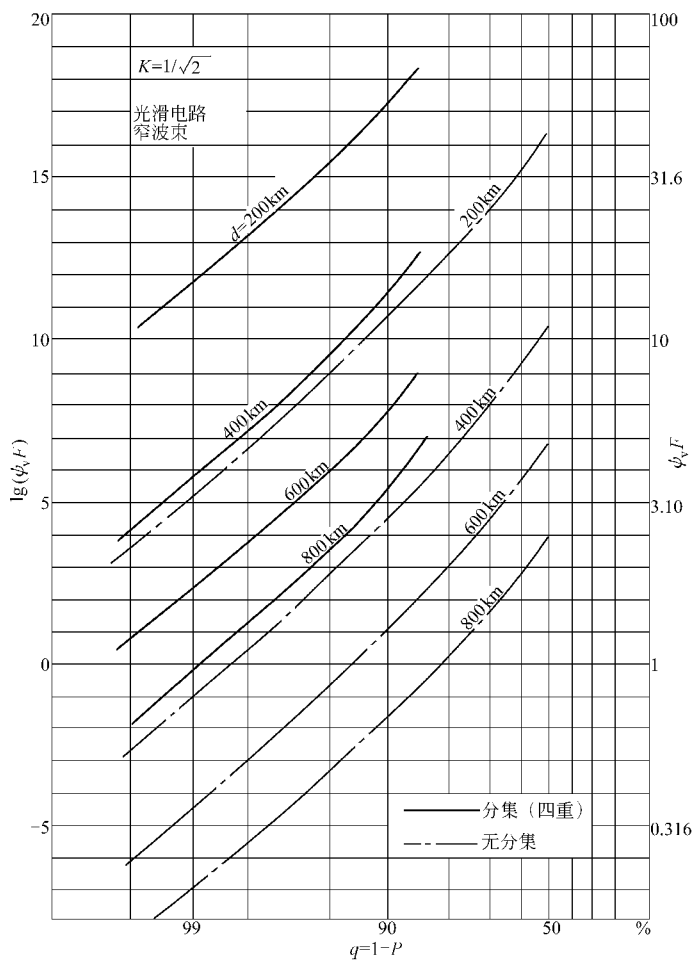


图 7.17 分集情况下的通带宽度理论曲线

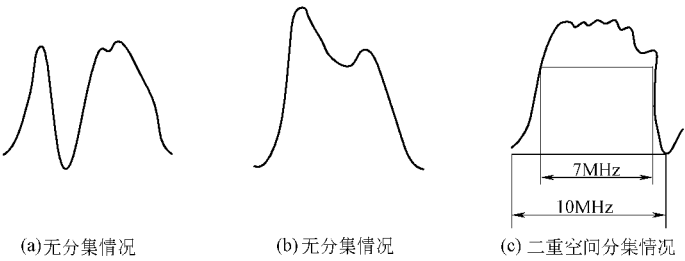


图 7.18 实测幅—频特性

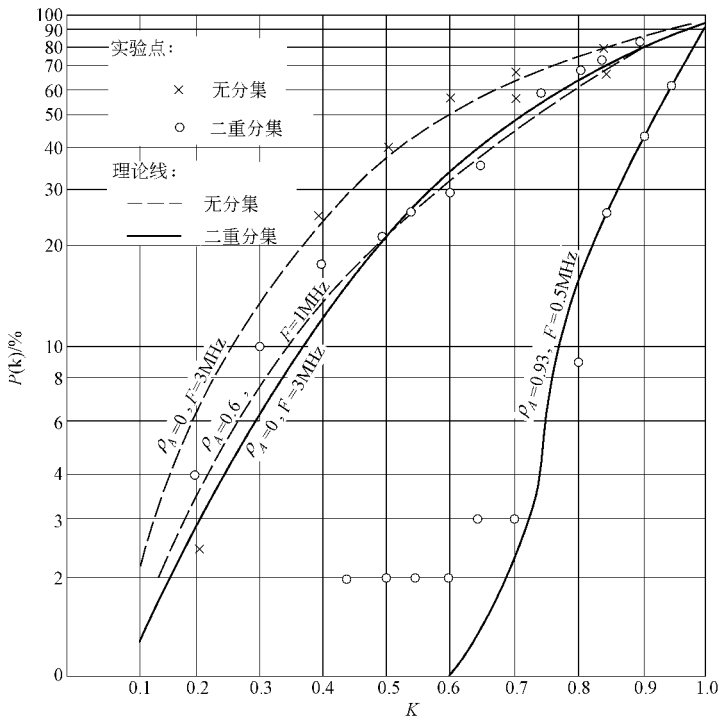


图 7.19 实测幅—频不一致度分布

参考文献

- 1 F. A. Gunther. Tropospheric scatter communications past, present and future. IEEE Spectrum, 1966, 3(9): 79~100
- 2 Н. А. Арманд и д.. Дальнее тропосферное распространение ультракоротких радиоволн (обзор). Радиотехника и Электроника, 1961, 6(6):867~885
- 3 Recommendation ITU-R P. 453-7, The radio refractive index: Its formula and refractivity data. ITU-R Recommendations, 2000, P series: 221~230
- 4 GJB 1655-93, **对流层电波折射修正大气模式**. 1. 北京:国防科工委军标出版发行部, 1993
- 5 H. G. Booker et al.. A theory of radio scattering in the troposphere. Proc. IRE, 1950, 38(4): 401~412
- 6 R. A. Silverman. Turbulent mixing theory applied to radio scattering. Journal of applied physics, 1956, 27(7):699~705
- 7 **吕保维. 超短波微波前向散射传播理论. 电子学研究, 1957 年创刊号**
- 8 F. Villars et al.. On the scattering of radio waves by turbulent fluctuations of the atmosphere. Proc. IRE, 1955, 43(10): 1232~1239
- 9 H. Staras. Forward scattering of radio waves by anisotropic turbulence. Proc. IRE, 1955, 43(10): 1374~1380
- 10 В. Н. Троицкий. Распространение ультракоротких волн на больших расстояниях за пределами горизонта. Радиотехника. 1956, 11(5): 3~20
- 11 H. T. Friis et al.. A reflection theory for propagation beyond the horizon. BSTJ, 1957, 36(5): 627~644
- 12 F. du Castel et al.. Reflexions partielles dans l'atmosphère et propagation à grande distance. Ann. des Tèlècomm., 1960, 15(1): 38.
- 13 А. И. Калинин, Котерентная теория дальнего тропосферного распространения ультракоротких волн. Электросвязь, 1959, 6: 41~49
- 14 K. Bullington. Reflections from an exponential atmosphere. BSTJ, 1963, 42(6):2849~2867
- 15 **熊皓. 层状不均匀性的反射在超短波对流层远距离传播中的作用. 第一次全国电波传播专业学术会议论文集. 北京:国防工业出版社, 1964. 93~106**
- 16 K. A. Norton et al.. The use of angular distance in estimating transmission loss and fading range for propagation through a turbulent atmosphere over irregular terrain. Proc. IRE, 1955, 43(10): 1488~1526
- 17 NBS Technical note No. 101, revised. Springfield, Va. 22161, USA: National Technical Information Service, 1967
- 18 J. Battesti et al.. Calcul des affaiblissements en propagation transhorizon a partir des param tres radiométriques. Ann. des T l comm., 1968, 23(5): 129~140

- 19 Report238-2, Propagation data required for trans-horizon radio-relay systems. Recommendations and reports of the CCIR, 1974, 5: 209~229
- 20 平井正一. 极超短波对流圈散乱伝はんの多重路伝はん特性に関する研究. 电波研究所季报, 1962, 8(36): 205~276
- 21 平井正一等. VHFおよびUHF 陆上见通し外伝搬の伝送损失. 电波研究所季报, 1963, 9(43): 174~211
- 22 沙踪. 对流层散射传播散射损耗中值的计算. 第一次全国电波传播专业学术会议论文集. 北京:国防工业出版社, 1964. 107~119
- 23 K. Bullington et al.. Results of propagation tests at 505mc and 4090mc on beyond-horizon paths. Proc. IRE, 1955, 43(10): 1306~1316
- 24 J. H. Chisholm et al.. Investigations of angular scattering and multipath properties of tropospheric propagation of short radio waves beyond the horizon. Proc. IRE, 1955, 43(10): 1317~1335
- 25 L. G. Trolese. Characteristics of tropospheric scattered fields. Proc. IRE, 1955, 43(10): 1300~1305
- 26 Y. Kurihara. Trans-horizon microwave propagation over hilly terrain. Proc. IRE, 1955, 43(10): 1362~1368
- 27 A. B. Crawford et al.. Studies in tropospheric propagation beyond the horizon. BSTJ, 1959, 38(9): 1067~1178
- 28 JTAC. Radio transmission by ionospheric and tropospheric scatter. Proc. IRE, 1960, 48(1): 4~44
- 29 J. H. Chisholm et al.. Properties of 400 Mcps long-distance tropospheric circuits. Proc. IRE, 1962, 50(12): 2464~2482
- 30 王静珍. 华东地区测试报告. 石家庄: 1019 研究所, 1963
- 31 陈明英. 多山地区对流层散射传播测试结果. 第一次全国电波传播专业学术会议论文集. 北京:国防工业出版社, 1964. 183~200
- 32 陈瑞先等. 海上超短波远距离传播的特性. 第一次全国电波传播专业学术会议论文集. 北京:国防工业出版社, 1964. 167~182
- 33 汪永年等. 250 公里对流层散射电路的场强分析和当前如何应用特高频波段的研究工作报告. 第一次全国电波传播专业学术论文论集. 北京:国防工业出版社, 1964. 120~135
- 34 L. Boithias et al.. Etude experimentale de la baisse de gain d'antenne dans les liaisons transhorizon. Ann. des T l comm. , 1964, 19(9): 221~229
- 35 L. P. Yeh. Experimental aperture-to-medium coupling loss. IEEE Trans. on Ant. & Prop. , 1966, AP-14(5): 663~665
- 36 L. Boithias et al.. Nouvelles exp rimentation sur la baisse de gain d'antenne dans les liaisons transhorizon. Ann. des T l comm. , 1967, 22(11): 321~325
- 37 В. Н. Фаддеева ид.. Таблицы значений функции $\omega(z) = e^{-z^2} (1 + \frac{2j}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{t^2} dt)$ комплексного аргумента. Москва:ВЦ АН СССР, 1954
- 38 J. Grosskopf. Fading investigations for tropospheric propagation paths. See J. A. Sax-

- ton. Radio-wave propagation in the troposphere. New York: Elsevier Publishing Company, 1962. 39~50
- 39 W. S. Patrick et al.. Experimental studies of the correlation bandwidth of the tropospheric scatter medium at live gigacycles. IEEE Trans. on ANE, 1963, ANE-10(2): 133~137
- 40 P. A. Billo. A Troposcatter channel model. IEEE Trans. on Comm. Techn., 1969, COM-17(2): 130~137
- 41 张明高. 关于对流层散射信道分离多径系统性能的某些定量探讨. 无线电通信技术, 1974, 2: 1~17
- 42 K. A. Norton et al.. The probability distribution of the amplitude of a constant vector plus a Rayleigh-distributed vector. Proc. IRE, 1955, 43(10): 1354~1361
- 43 P. Beckmann. Rayleigh distribution and its generalizations. Radio Science Journal of research NBS/USNC-URSI, 1964, 68(9): 927~932
- 44 E. D. Sunde. Digital troposcatter modulation and transmission theory. BSTJ, 1964, 43(1): 143~214
- 45 E. D. Sunde. Communication system engineering theory. New York: John Wiley & Sons, 1969
- 46 吴德炎. 对流层电波远距离传播的衰落特性的研究. 第一次全国电波传播专业学术会议论文集. 北京: 国防工业出版社, 1964. 136~150
- 47 S. O. Rice. Distribution of the duration of fades in radio transmission-Gaussian noise model. BSTJ, 1958, 37(3): 581
- 48 L. Fehlhaber usw.. Die mittlere Schwundfrequenz an scatterstrecken im frequenzbereich 1GHz bis 10GHz. Techn. Ber. FTZ, 1966. 5582
- 49 F. Grosskopf usw.. H ufigkeit und dauer einzelner schwundeinbr che bei troposphrischen scatterstrecken. NTZ, 1962, 15(2): 71~78
- 50 K. F. Wright et al.. Measured distribution of the duration of fades in tropospheric scatter transmission. IRE Trans. on Ant. & Prop., 1960, 11: 594
- 51 J. N. Pierce et al.. Multiple diversity with nonindependent fading. Proc. IRE, 1960, 48(1): 89~104
- 52 吴德炎. 分集信号合并后衰落特性的研究. 第一次全国电波传播专业学术会议论文集. 北京: 国防工业出版社, 1964. 151~166
- 53 D. Surentan. Experimental results of angle diversity system tests. IEEE Trans. on Comm. Tech., 1965, COM-13(2): 208~219
- 54 P. Monsen. Performance of an experimental angle-diversity troposcatter system. IEEE Trans. on Comm. Tech., 1972, COM-20(2): 242~247
- 55 张明高. 鸡公山—洪门电路角分集试验报告. 新乡: 1022 研究所, 1975
- 56 Н. А. Арманди д.. Дальнее тропосферное распространение УКВ. Москва: Сов. Радио, 1965
- 57 张明高. 对流层散射传播(原始版). 新乡: 1022 研究所, 1977
- 58 Report 238-3, Propagation data required for trans-horizon radio-relay systems. Recom-

mendations and Reports of the CCIR, 1978, 5:314~329

59 Document 5/370, Data banks used for testing prediction methods. CCIR documents [1982—1986]

60 Report 238-6, Propagation data and prediction methods required for terrestrial trans-horizon systems. Reports of the CCIR, 1990, 5:421~445

61 Recommendation 617-1, Propagation prediction techniques and data required for the design of trans-horizon radio-relay systems. CCIR recommendations, 1992, RPN series; 237~245