

天线测量技术

林昌禄

成都电讯工程学院出版社

• 1987 •

内 容 提 要

本书系统地讲述了天线各参数的测试原理和方法，对近场测量、扫描技术、天体源测量等新技术也作了较详细的介绍，还阐明了天线测试场（包括微波暗室）的设计和鉴定方法。全书共十章，包括：绪论；阻抗测量；方向图测量；增益测量；极化测量；近场测量技术；近场扫描技术；天体源测量技术；天线测试场的设计与鉴定；自动化测量技术。

本书不仅可作为高等学校工科电磁场工程类专业高年级或研究生的教学用书，而且对无线电系统工程师及从事天线方面工作的科研、工程技术人员也有参考价值。

天 线 测 量 技 术

林 昌 禄

成都电讯工程学院出版社出版

成都市华民印刷厂印刷

四川省新华书店经销

开本 850×1168 1/32 印张 11.562 字数 309千字

版次 1987年8月第一版 印次 1987年8月第一次印刷

印数 1—4,700册

中国标准书号：ISBN 7-81016-006-0/TN·6

统一书号：15452·19 定价：2.50元

前 言

天线特性的研究一般都是将理论分析与实际测量结合起来进行。一些典型天线的理论分析已较成熟，可以直接用作设计和试制天线的指南。然而，理论分析方法有时也有局限性：一方面，在分析复杂天线系统时会碰到复杂的甚至较难解决的数学问题；另一方面，在若干假设条件下进行的理论计算，最后往往还需要通过实际测量来验证。因此，天线参数测量不仅仅是验证理论的工具，而且还是研制新天线的一种重要手段。

天线参数的基本测量技术是在第二次世界大战中形成的。战后十几年里，天线方面的主要困难问题在设计方法而不在测量方法，因此，人们较少进一步注意和研究天线测量问题。随着六十年代空间技术的发展，老的测试技术已远不能满足要求，天线测量问题就变得与天线设计问题一样重要和困难，对新的测试方法和设备的研究工作也在不断深入进行。因此，本书除对目前尚在使用中的经典测试技术作了必要的讲述外，对一些新测试方法也作了较系统的阐述。

全书共分十章。第一章绪论，讲述了天线参数测量方面必备的一些基本知识。第二章阻抗测量，除输入阻抗外，还介绍了互阻抗测量方法及利用阻抗测量法测量电小天线的技术。第三章方向图测量，第四章增益测量，这两章对各种测试方法、步骤、注意事项及误差分析都作了较详细的叙述。第五章极化测量，对应用范围日益扩展的圆极化天线各参数的测量方法进行了细致的讨论。第六章近场测量技术、第七章近场扫描技术、第八章天体源测量技术均系新近发展起来的极其有用的测试方法，故分章予以讲述。第九章

天线测试场的设计与鉴定，除对常规室外测试场外，对微波暗室的设计和鉴定方法也作了较详细的介绍，本章中还对天线测试场所需测试设备也涉及较多。第十章简单介绍了天线的自动化测量问题，这是天线测量的一个发展方向。

本书不仅可作为高等学校工科电磁场工程专业的高年级或研究生教学参考书，而且对无线电系统工程师及从事天线方面工作的科研、工程技术人员也有较大参考价值。

在本书编写过程中得到成都电讯工程学院林为干、谢处方教授的指导和关心，该院天线教研室的同志们也提出了一些有益建议，在此一并致谢。限于作者水平，不当之处在所难免，敬请读者指正。

作者 1985年8月

目 录

第一章 绪论

- 第一节 引言····· (1)
- 第二节 天线周围的场区····· (1)
- 第三节 发射和接收天线的互易性····· (10)
- 第四节 缩尺模型技术····· (12)
- 第五节 地面影响考虑····· (15)

第二章 阻抗测量

- 第一节 引言····· (19)
- 第二节 谐振法测量天线输入阻抗····· (20)
- 第三节 电桥法测量天线输入阻抗····· (23)
- 第四节 测量线法测量天线输入阻抗····· (25)
- 第五节 图示仪法测量天线输入阻抗····· (35)
- 第六节 扫频法测量天线输入阻抗····· (36)
- 第七节 互阻抗测量····· (42)
- 第八节 阻抗法测电小天线的效率····· (49)

第三章 方向图测量

- 第一节 引言····· (51)
- 第二节 最小测试距离····· (53)
- 第三节 最小辅助天线孔径····· (59)

第四节	天线测试场	(62)
第五节	场强测量	(69)
第六节	方向图测量	(80)
第七节	方向图测量误差讨论	(90)
第八节	天线相位中心的测定	(94)

第四章 增益测量

第一节	引言	(98)
第二节	比较法测天线增益	(100)
第三节	标准增益天线	(103)
第四节	弗利斯 (Friis) 传输公式	(108)
第五节	两相同天线法测绝对增益	(109)
第六节	镜象法测绝对增益	(110)
第七节	两不同天线法测绝对增益	(112)
第八节	三天线法测绝对增益	(113)
第九节	增益测量的误差和修正	(114)
第十节	反射测试场测绝对增益	(116)
第十一节	近距修正	(121)
第十二节	方向性系数的测量	(127)

第五章 极化测量

第一节	引言	(136)
第二节	椭圆极化波的合成及其参数	(137)
第三节	椭圆极化天线参数的测量	(148)
第四节	图解法测量技术	(153)
第五节	复极化比的测量	(161)
第六节	椭圆极化天线增益的测量	(165)
第七节	极化传输损失的确定	(169)

第八节	测量误差讨论	(174)
第九节	双圆极化天线轴比的测量	(181)

第六章 近场测量技术

第一节	引言	(189)
第二节	缩距技术	(190)
第三节	聚焦技术	(194)
第四节	解析技术	(202)
第五节	近场数据测取方法	(206)
第六节	外推技术	(215)

第七章 近场扫描技术

第一节	引言	(226)
第二节	基本原理	(238)
第三节	平面扫描技术	(235)
第四节	柱面扫描技术	(248)
第五节	球面扫描技术	(255)
第六节	三种扫描技术的比较	(264)

第八章 天体源测量技术

第一节	引言	(267)
第二节	天体源	(267)
第三节	方向图测量	(277)
第四节	增益测量	(287)
第五节	噪声温度测量	(289)
第六节	增益-噪声温度比的测量	(292)
第七节	展源和其他问题	(294)
第八节	用卫星信号直接测量 G/T 值	(301)

第九章 天线测试场的设计与鉴定

- 第一节 引言..... (307)
- 第二节 天线测试场设计的一般准则..... (307)
- 第三节 微波暗室的设计准则..... (317)
- 第四节 天线测试场的鉴定方法..... (327)
- 第五节 天线测试场的基本设备..... (337)

第十章 天线的自动化测量

- 第一节 概述..... (355)
- 第二节 天线分析仪..... (356)

第一章 绪 论

第一节 引 言

天线系统一般都有两方面的特性：电路特性（输入阻抗、效率、频带宽度、匹配程度等）和辐射特性（方向图、增益、极化、相位等）。天线测量的任务就是用实验方法测定和检验天线的这些参数特性。

天线参数测量的重要性在于：验证理论分析和计算是否正确；已定型天线批量生产中，需要抽样检测天线参数是否合格；已在现场使用已久的天线，需要定期检查其性能是否下降；特别是研制一种新天线时，天线参数的实验测量更是必不可少的。

本章概括介绍天线测量中必须具备的一些基本知识，以便于后面几章的阅读。

第二节 天线周围的场区

天线是一种能量转换装置，发射天线将导行波转换为空间辐射波，接收天线则把空间辐射波转换为导行波。因此，一付发射天线可以视为辐射电磁波的波源，其周围的场强分布一般都是离开天线距离和角坐标的函数。通常，根据离开天线距离的不同，将天线周围的场区划分为感应场区、辐射近场区和辐射远场区。

一、感应场区

感应场区是指很靠近天线的区域。在这个场区里，占优势的感应

场之电场和磁场的时间相位相差 90° ，波印亭矢量为纯虚数，因此不辐射功率，电场能量和磁场能量相互交替地贮存于天线附近的空间内。图1.1(a)所示电尺寸小的偶极天线，其感应场区的外边界是 $\lambda/2\pi$ 。这里， λ 是工作波长。感应场随离开天线距离的增加而极快衰减，超过感应场区后，就是辐射场占优势的辐射场区了。图1.1(b)所示电尺寸大的孔径天线的辐射场区又分为近场区和远场区。

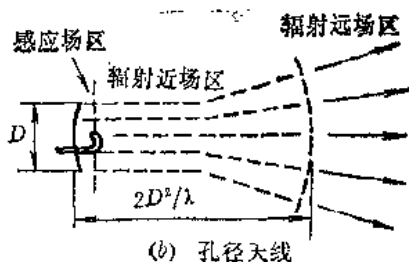
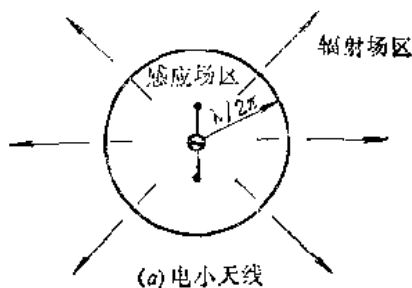


图1.1 天线周围的场区

二、辐射近场区

辐射近场区里电场的相对角分布（即方向图）与离开天线的距离有关，即在不同距离处的天线方向图是不同的。这是因为：①由天线各辐射元所建立的场之相对相位关系是随距离而变的；②这些场的相对振幅也随距离而改变。在辐射近场区的内边界处（即感应场区的外边界处），天线方向图是一个主瓣和付瓣难分的起伏包络。随着离开天线距离的增加，直到靠近远场辐射区时，天线方向图的主瓣和付瓣才明显形成，但零点电平和副瓣电平均较高。辐射近场区的外边界接通用标准规定为

$$r = \frac{2D^2}{\lambda} \quad (1.1)$$

式中

r 是观察点到天线的距离

D 是天线孔径的最大线尺寸

三、辐射远场区

辐射近场区的外边就是辐射远场区。这个区域里的特点是：①场的大小与离开天线的距离成反比；②场的相对角分布与离开天线的距离无关；③方向图主瓣、付瓣和零值点已全部形成。辐射远场区是进行天线测试的重要场区，天线辐射特性所包括各参数的测量均需辐射远场区内进行。下面，进一步讨论这三个场区。

四、三个场区的讨论

1. 孔径天线产生的场

从一般有关天线原理的书籍中知道，图 1.2 所示孔径天线所产生场的表达式可写为

$$E_p = \frac{1}{4\pi} \int_s E_s \frac{\exp(-jkr_{s,p})}{r_{s,p}} \left[jk - \left(jk + \frac{1}{r_{s,p}} \right) \cos(n, r_{s,p}) \right] ds \quad (1.2)$$

式中 E_p —— 观察点 p 处的场
 E_s —— 天线孔径面上的场
 $r_{s,p}$ —— 源点 s 到场点 p 的距离
 s —— 天线孔径面积
 k —— 自由空间波数
 ds —— 面积元

$\cos(n, r_{s,p})$ —— 孔径面法线与矢径 $r_{s,p}$ 之间夹角的余弦

原则上，无论何种场区内的场，均应由式 (1.2) 计算求得。特别是感应场区内，式 (1.2) 难以作任何简化。但是，在辐射场区内，从实际工程和测试工作角度看，可以对式 (1.2) 作一定的简化处理，以利计算和分析，而又不损其精度。

2. 辐射近场区

辐射近场区内，场点离孔径已有一定距离，式 (1.2) 可作如下近似：

(1) $k \gg 1/r_{s,p}$ (即 $r_{s,p} \gg \lambda/2\pi$)，就是说这个区域辐射场已远

大于感应场，因而式 (1.2) 中圆括号内的 $1/r_{,p}$ 项可以忽略；

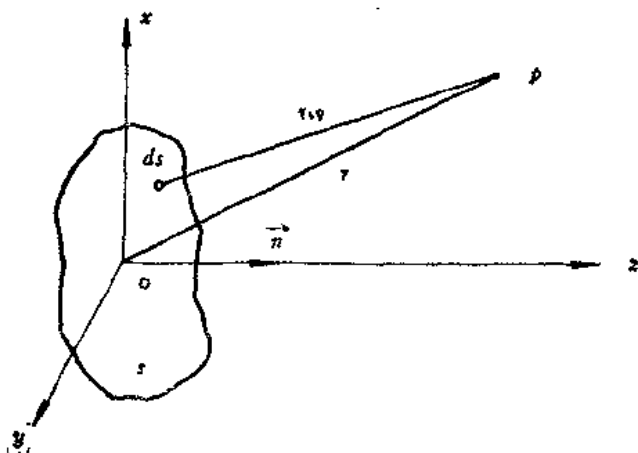


图 1.2 计算孔径天线外场的坐标

(2) 振幅项中 $1/r_{,p} \approx 1/r$;

(3) $\cos(n, r_{,p}) \approx \cos\theta$;

(4) 相位项中的 $r_{,p}$ 不能用 r 近似，必须用下式计算

$$r_{,p} = \sqrt{(x+x_s)^2 + (y-y_s)^2 + (z-z_s)^2} \quad (1.3)$$

考虑到

$$\begin{aligned} z_s &= 0 \\ z^2 &= r^2 - x^2 - y^2 \end{aligned} \quad (1.4)$$

将式 (1.4) 代入式 (1.3) 得

$$r_{,p} = r \sqrt{1 - \frac{2(xx_s + yy_s)}{r^2} + \frac{(x_s^2 + y_s^2)}{r^2}} \quad (1.5)$$

由于 $x_s \ll r$, $y_s \ll r$, 我们可以用二项式定理将式 (1.5) 展开, 并取前两项得

$$r_{,p} \approx r \left[1 + \frac{1}{2} \left(-\frac{2(xx_s + yy_s)}{r^2} + \frac{(x_s^2 + y_s^2)}{r^2} \right) \right]$$

$$= r - \frac{xx_0 + yy_0}{r} + \frac{x_0^2 + y_0^2}{2r} \quad (1.6)$$

利用球坐标与直角坐标间的关系

$$\begin{aligned} x &= r \sin \theta \cos \varphi \\ y &= r \sin \theta \sin \varphi \\ z &= r \cos \theta \end{aligned} \quad (1.7)$$

式 (1.6) 变为

$$r_{0p} \approx r - (x_0 \sin \theta \cos \varphi + y_0 \sin \theta \sin \varphi) + \frac{x_0^2 + y_0^2}{2r} \quad (1.8)$$

将以上近似关系代入式 (1.2)，整理后得

$$E_p = j \frac{e^{-jkr}}{2\lambda r} (1 + \cos \theta)$$

$$\int E_s \exp \left(jk \left[(x_0 \sin \theta \cos \varphi + y_0 \sin \theta \sin \varphi) - \frac{x_0^2 + y_0^2}{2r} \right] \right) ds \quad (1.9)$$

这就是经过简化近似处理后辐射近场区内场的表示式。由于积分的指数里含有 r 因子，故这个区域里场随距离的变化有如下特点：

① 随距离 r 的增加，场的振幅按 $1/r$ 的关系非单调衰减，而是先振荡地变化，然后单调地下降；

② 场振幅的相对角分布与离天线的距离有关，亦即在不同的距离处天线的方向图是不同的；

图 1.3(a) 绘制出了 z 为常数时的场分布图，图 1.3(b) 绘制出了 r 为常数的方向图，此计算实例取天线为圆形孔径，孔径直径 $D = 10\lambda$ ，孔径场分布为等幅同相。从图中可以看到，离天线很近时，方向图只有一个具有起伏包络的波瓣。随着离天线距离的增加，方向图才逐渐接近于无穷远处的情况，形成较明显的主瓣和副瓣，但副瓣电平和零值电平均较高。

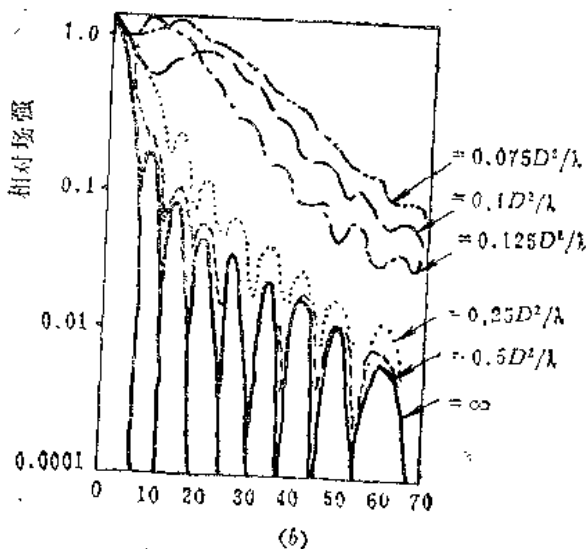
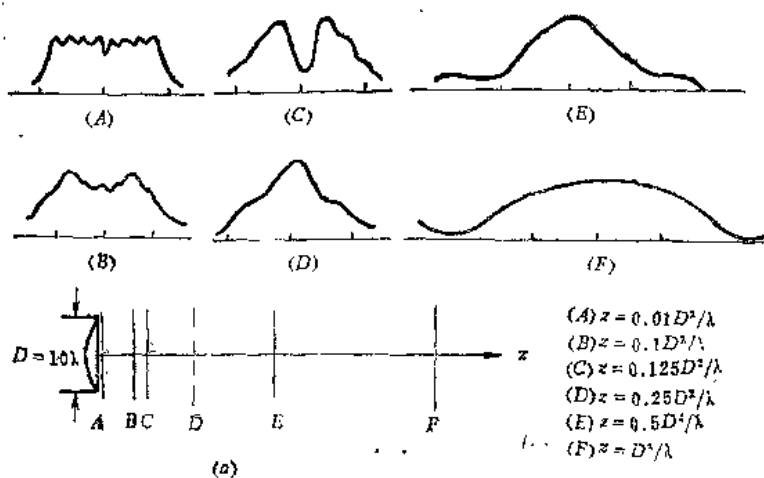


图1.3 $D = 10\lambda$ 圆形孔径，孔径场为等幅同相时在不同距离处的场强分布

3. 辐射远场区

由于这个区域离开天线孔径更远，式(1.8)可以进一步简化为

$$r_{s,p} \approx r - (x_s \sin\theta \cos\varphi + y_s \sin\theta \sin\varphi) \quad (1.10)$$

这一近似实际上就是把孔径上任意点到观察点 p 的射线都看成是平行的。将式(1.10)代入式(1.9)得

$$E_p = j \frac{e^{-jkr}}{2\lambda r} (1 + \cos\theta) \int E_s e^{jk(x_s \sin\theta \cos\varphi + y_s \sin\theta \sin\varphi)} ds \quad (1.11)$$

可以看出，式(1.11)中积分内没有与 r 有关的因子，因此，远区辐射场随距离的变化有以下的特点：

- ①场的振幅按 $1/r$ 的关系单调地衰减；
- ②方向图与距离无关，且方向图主、副瓣已明显形成，零值点也很深。

五、辐射近场区测量的误差

以上所述已表明天线辐射特性一般必须在远区场内进行才能获得真实的结果，但若在辐射近场区内测量会带来多大的误差呢？

为了分析方便，我们看看在孔径轴线 (z 轴) 方向上测量的误差。由于轴线方向有 $\theta = 0$ ，则式(1.8)变为

$$r_{s,p} \approx r - \frac{x_s^2 + y_s^2}{2r} \quad (1.12a)$$

若不计及平方项，则有

$$r_{s,p} \approx r \quad (1.12b)$$

考虑到式(1.12)后，式(1.9)及式(1.11)将分别变为：

$$E_p' = j \frac{e^{-jkr}}{2\lambda r} (1 + \cos\theta) \int E_s \exp\left(-jk \frac{x_s^2 + y_s^2}{2r}\right) ds \quad (1.13)$$

(辐射近场区)

$$E_p = j \frac{e^{-jkr}}{2\lambda r} (1 + \cos\theta) \int_s E_s ds \quad (\text{辐射远场区}) \quad (1.14)$$

如果在辐射近场区内进行测量，则相对误差为

$$\begin{aligned} \varepsilon_E &= 1 - \left| \frac{E_p'}{E_p} \right| \\ &= 1 - \left| \frac{\int_s E_s \exp\left(-jk \frac{x_s^2 + y_s^2}{2r}\right) ds}{\int_s E_s ds} \right| \end{aligned} \quad (1.15)$$

设孔径场 $E_s = \text{常数}$ ，于是得

$$\varepsilon_E = 1 - \left| \frac{\int_s \exp\left(-jk \frac{x_s^2 + y_s^2}{2r}\right) ds}{s} \right| \quad (1.16)$$

在矩形孔径情况下

$$\begin{aligned} \varepsilon_E &= 1 - \frac{1}{D_1 D_2} \int_{-D_1/2}^{D_1/2} \exp-jk \frac{x_s^2}{2r} dx_s \int_{-D_2/2}^{D_2/2} \exp-jk \frac{y_s^2}{2r} dy_s \\ &= 1 - \frac{C(U) - jS(U)}{U} \cdot \frac{C(v) - jS(v)}{v} \end{aligned} \quad (1.17)$$

式中

$$C(t) = \int_0^t \cos \frac{\pi}{2} t^2 dt \quad (1.18)$$

$$S(t) = \int_0^t \sin \frac{\pi}{2} t^2 dt \quad (1.19)$$

$$U = \frac{D_1}{\sqrt{2r\lambda}} \quad (1.20)$$

$$v = \frac{D_2}{\sqrt{2r\lambda}} \quad (1.21)$$

D_1 —— 矩形孔径沿 x 方向的边长

D_2 —— 矩形孔径沿 y 方向的边长

同理，可以求得在圆形孔径情况下的相对误差为

$$\epsilon_R = 1 - \frac{\left| \sin \frac{kD^2}{8r} \right|}{\frac{kD^2}{8r}} \quad (1.22)$$

式中， D 为圆孔径的直径。

图1.4绘出了 ϵ_E 与 $D/\sqrt{2\lambda r}$ 之间的关系曲线。每条曲线对应于不同的 D'/D 值。这里， D' 是孔径窄边的长度， D 是孔径宽边的长度， D'/D 为零时的值对应于线天线。

由于天线增益 G 是由与场强平方成正比的功率比确定的，故增益系数 G 的误差可直接写出如下：

矩形孔径

$$\epsilon_G = 1 - \frac{\left| \frac{C(u) - jS(u)}{u} \cdot \frac{C(v) - jS(v)}{v} \right|^2}{\left| \frac{C(u) - jS(u)}{u} \right|^2 + \left| \frac{C(v) - jS(v)}{v} \right|^2} \quad (1.23)$$

圆形孔径

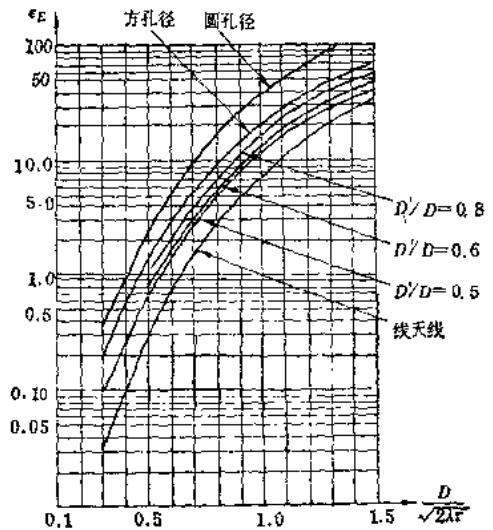


图1.4 场强相对误差 ϵ_E 与 $D/\sqrt{2\lambda r}$ 的关系