

反射面天线

黄立伟 金志天 编

22

西北电讯工程学院出版社

内 容 简 介

本书由互有联系而相对独立的三章构成。第一章叙述标准卡塞格伦天线的工作原理和各项性能参数的计算、天线噪声温度、反射面赋形法以及用绕射理论计算副反射面散射场的方法。第二章为主模角锥喇叭和圆锥喇叭的设计方法,光壁组合模喇叭和波纹壁混合模喇叭的工作原理和分析,以及天线相位中心问题的研究。第三章讨论单脉冲天线的工作原理。书中对各种天线的工作原理和性能参数的分析较为详细和系统,提供的设计公式和曲线也较多。

本书可供大学本科的教学使用,对工程设计也有参考价值。

高等学校教材

反 射 面 天 线

黄立伟 金志天 编

西北电讯工程学院出版社出版

西北电讯工程学院印刷厂印刷

陕西省新华书店发行 各地新华书店经售

开本 787×1092 1/16 印张 9 10/16 字数 231 千字

1986年6月第一版 1986年6月第一次印刷 印数1-3,000

统一书号: 15322.51

定价: 1.60 元

出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定，我部承担了全国高等学校工科电子类专业课教材的编审、出版的组织工作。从一九七七年底到一九八二年初，由于各有关院校，特别是参与编审工作的广大教师的努力和有关出版社的紧密配合，共编审出版了教材 159 种。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应社会主义现代化建设培养人才的需要，反映国内外电子科学技术水平，达到“打好基础、精选内容、逐步更新、利于教学”的要求，在总结第一轮教材编审出版工作经验的基础上，电子工业部于一九八二年先后成立了高等学校《无线电技术与信息系统》、《电磁场与微波技术》、《电子材料与固体器件》、《电子物理与器件》、《电子机械》、《计算机与自动控制》，中等专业学校《电子类专业》、《电子机械类专业》共八个教材编审委员会，作为教材工作方面的一个经常性的业务指导机构，并制定了一九八二~一九八五年教材编审出版规划，列入规划的教材、教学参考书、实验指导书等共 217 种选题。在努力提高教材质量，适当增加教材品种的思想指导下，这一批教材的编审工作由编审委员会直接组织进行。

这一批教材的书稿，主要是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中评选择优和从第一轮较好的教材中修编产生出来的。广大编审者，各编审委员会和有关出版社都为保证和提高教材质量作出了努力。

这一批教材，分别由电子工业出版社、国防工业出版社、上海科学技术出版社、西北电讯工程学院出版社、湖南科学技术出版社、江苏科学技术出版社、黑龙江科学技术出版社和天津科学技术出版社承担出版工作。

限于水平和经验，这一批教材的编审出版工作肯定还会有许多缺点和不足之处，希望使用教材的单位、广大教师和同学积极提出批评建议，共同为提高工科电子类专业教材的质量而努力。

电子工业部教材办公室

前 言

本教材系由电磁场与微波技术编审委员会天线与电波编审小组评选审定，并推荐出版。

本书由西北电讯工程学院黄立伟和中国计量学院金志天编写，航空工业部第六〇七研究所张善谋担任主审。编审者是依据天线与电波编审小组审定的编写大纲进行编写和审阅的。

本课程参考教学时数为 40 学时，主要内容为卡塞格伦型天线及其赋形、光壁组合模喇叭和波纹壁混合模喇叭、几种单脉冲反射面天线以及天线相位中心问题等。对概念、原理和基本分析方法的阐述较为详细和系统，提供的设计曲线和公式也较多，从而兼顾了教学和工程实际的需要。

双反射面天线、非单模馈源和单脉冲天线是在 1960 年前后几乎同时发展起来的三项新技术。七十年代已基本成熟，目前仍向高级、精细、多功能方向发展，例如多反射面、波束赋形、极高效率、极低边瓣、极低交叉极化、多频带工作等等。可以说，如不采用本书涉及的某些技术和方法，是不可能造出高性能的反射面天线的；另一方面，实践对现代微波天线的种种苛求，相当大部分可用这三种技术的适当组合加上其它方法来实现。这本书为此提供了必要的基础。各章内容是互有联系又相对独立的，任意选读其中一章不会太困难。

本教材第一章由金志天编写，黄立伟写后两章并统编全书。本书的蓝本是由汪茂光主持在 1980 年编写的《面天线》讲义的第五、六、七等章。张进民参与了本书的编写工作，有些同行也审阅了书稿并提出许多宝贵意见，在此表示诚挚的感谢。

书中的缺点和错误，敬请批评指正。

作 者

1985 年 3 月

目 录

第一章 双反射面天线	1
§ 1.1 卡塞格伦天线的工作原理	1
§ 1.2 卡塞格伦天线的几何参数	2
§ 1.3 等效馈源原理	5
§ 1.4 等效抛物面原理	7
§ 1.5 卡塞格伦天线的口径场分布	10
§ 1.6 口径遮挡和馈源失配	11
§ 1.7 卡塞格伦天线的增益	16
§ 1.8 卡塞格伦天线的噪声温度	20
§ 1.9 卡塞格伦天线的参数选择原则	25
§ 1.10 赋形卡塞格伦天线	29
§ 1.11 其它类型的双反射面天线	32
§ 1.12 用绕射理论计算副面的散射场	36
参考文献	43
第二章 馈源喇叭	44
§ 2.1 一般概念	44
§ 2.2 电磁波的模式理论 ^[8]	46
§ 2.3 单模波导口和喇叭照射器的设计	52
§ 2.4 多模喇叭的理论基础	55
§ 2.5 方口组合模喇叭	59
§ 2.6 圆口组合模喇叭	66
§ 2.7 圆口混和模波纹喇叭	74
§ 2.8 天线的相位中心和最优辐射中心	89
参考文献	95
第三章 单脉冲天线	97
§ 3.1 单脉冲天线的工作原理	97
§ 3.2 四喇叭馈源单脉冲卡塞格伦天线性能计算	100
§ 3.3 和差矛盾与最佳馈源概念	114
§ 3.4 单脉冲天线的实用馈源	121
§ 3.5 单脉冲天线测角精度分析	141
参考文献	147

第一章 双反射面天线

由主反射面、副反射面和馈源三者组成的双反射面天线,广泛应用于卫星通信、微波中继通信、雷达和射电天文设备中。本章着重分析讨论作为双反射面天线基础并已获得普遍应用的标准卡塞格伦天线,说明其工作原理、几何参数关系、等效原理、增益计算和参数选择原则等;对于天线噪声温度和赋形卡塞格伦天线,也作了较为详细的介绍。因为天线噪声温度的大小直接关系到低噪声天线的性能,而赋形卡塞格伦天线和高效率馈源相结合,是对双反射面天线的一个突破,使天线效率获得较大的提高,从六十年代中期以来深受天线工作者的重视,得到了越来越多的应用;双反射面天线的种类甚多,在§1-11中列举了若干型式,并作了扼要的定性说明,以达到开阔思路的目的。全章主要用几何光学方法分析,指出了它在计算天线效率时的局限性,并在最后一节用绕射理论详尽地推导了副反射面的散射场公式,以备在需要时,对几何光学法的分析结果加以核算和修正。

§1.1 卡塞格伦天线的工作原理

一、组成

在卡塞格伦光学望远镜的结构启发下,标准卡塞格伦天线由三个部分组成。主反射面是一个旋转抛物面;副反射面是一个旋转双曲面,并用2~4根支撑杆把它固定在抛物面上;馈源一般采用各种型式的喇叭。整个天线系统的相对位置的剖面示意图画在图1-1中。图中的双曲面有两个焦点;其凹面所对的焦点 O_1 与抛物面的焦点重合;凸面朝向抛物面和喇叭的口径,喇叭的相位中心被置于凸面所对的焦点 O_2 。 O_2 和 O_1 点分别称为天线的实焦点(远焦点)和虚焦点(近焦点)。

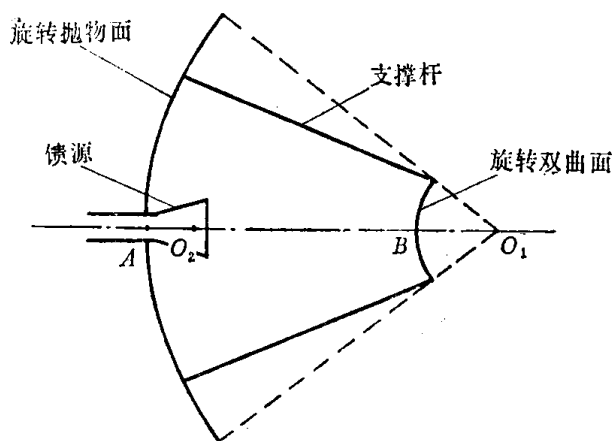


图 1-1 卡塞格伦天线的组成示意图

抛物面的焦轴(连接其顶点 A 和焦点 O_1 的直线)通过 O_2 点和双曲面的顶点 B ,并与抛物面口径、喇叭口径相垂直。抛物面和双曲面由对应的抛物线和双曲线绕焦轴旋转 180° 形成。

主、副反射面形状的轴对称性,加上副反射面通常位于喇叭的远区,要求喇叭应辐射方向图呈轴对称的球面波,使天线具有轴对称的性能,整个卡塞格伦天线系统的对称轴就是焦轴 AO_1 。据此,在分析天线性能时,只要研究含轴平面内的任一截面就可以了。

为了方便,常简称主、副反射面为主面(主镜)、副面(副镜),简称卡塞格伦天线为卡式天线。

二、工作原理

卡式天线的工作原理和抛物面天线的相似。抛物面天线利用了抛物面的反射特性,因此

由主焦馈源发射的球面波前经抛物面反射后, 转变为抛物面口径上的平面波前, 从而使抛物面天线具有锐波束、高增益的性能。

卡式天线在结构上多了一个双曲副面。在图 1-2 中, 由馈源发出的球面波前首先遇到双曲面的反射。根据双曲面的定义, 其上任一点 K 到两焦点的距离之差等于常数 m_1 , 即

$$O_2K - KO_1 = m_1$$

由双曲面的几何光学性质可知: 从实焦点 O_2 发出的任一射线 O_2K , 经在远区的双曲面反射后, 其反射线恰好是在从虚焦点 O_1 发出的入射线 O_1K 的延长线 KN (N 为抛物面上一点) 上; 由抛物面的几何光学性质, 从 O_1 点发出的入射线 O_1KN 经抛物面反射后, 其反射线 NM (M 为抛物面口径上一点) 必将平行于天线的对称轴, 且

$$O_1K + KN + NM = m_2$$

式中 m_2 为常数。把上述两式相加, 得

$$O_2K + KN + NM = m$$

式中 $m = m_1 + m_2 = \text{常数}$ 。这说明从 O_2 点发出的入射线经双曲面和抛物面依次反射后, 到达抛物面口径上各点的波程都相等。因而相心在 O_2 点的馈源所辐射的球面波前, 必将在主面口径上变为平面波前, 呈现同相场, 使卡式天线同样具有锐波束、高增益的性能。

接收状态的过程正好相反, 外来平面波前经抛物面和双曲面依次反射后, 各射线都汇聚在 O_2 点, 外来电波的能量进入馈源。

从发射和接收的过程均可理解把 O_2 点称为实焦点的原因; 而 O_2K 与 KO_1 只相差一个常数, 所以从 O_2 点发出的球面波可以想象成是从 O_1 点发出的, 即在 O_1 点存在一个假想的虚馈源, 它等效于 O_2 点的实馈源和副面两者的作用。 O_1 点也就被称为卡式天线的虚焦点。

卡式天线的馈源放在抛物面的顶点附近, 有利于在馈源后面紧接高频和差器以用作单脉冲天线, 也有利于在馈源后面安放冷参接收装置以用作低噪声天线。这样不仅使结构合理, 而且连接馈线较短, 可以减小由于传输中的幅度和相位不平衡所引起的单脉冲雷达的测角误差, 降低由馈线损耗产生的噪声温度。

顺便指出: 双曲面有两叶, 如果改用另一叶双曲面作为副面构成卡式天线, 则副面的凹面将朝向主面, 这将使抛物面的焦距变长, 并使馈源伸前, 加长了馈线, 这样无论对结构和电性能都是不利的, 一般都不采用。

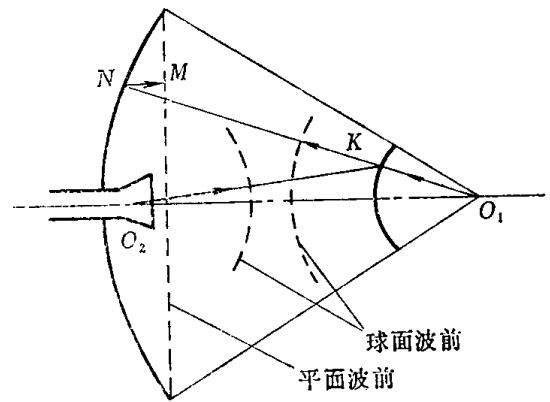


图 1-2 卡式天线的工作原理

§ 1.2 卡塞格伦天线的几何参数

一、七个参数和三个独立方程

卡式天线的几何参数关系比抛物面天线的复杂, 图 1-3(a) 中列出了卡式天线的七个几何参数, 其中:

D_m 是抛物面的口径直径, 也是卡式天线的口径直径;

F_m 是抛物面的焦距, 也是卡式天线的焦距;

θ_{1m} 是抛物面的半张角, 也是虚馈源对卡式天线的半照射角;

D_s 是双曲面的直径, 即卡式天线的副面直径;

F_s 是双曲面的顶点与邻近的焦点的距离, 常俗称为“焦距”;

θ_{2m} 是馈源对副面的半照射角;

$2c$ 是实、虚焦点之间的距离, 即数学中的焦距。

抛物面的三个参数中只有两个是独立参数, 另一个可由焦距直径比(简称焦径比) F_m/D_m 和半张角 θ_{1m} 的关系方程求出。由于抛物线是对焦点与准线等距离的轨迹, 对图 1-3(b) 中抛物面的边缘点, 自然有 $\angle 1 = \angle 3 = \angle 2 = \theta_{1m}/2$, 且 $\text{ctg}(\theta_{1m}/2) = 2F_m/(D_m/2)$, 故

$$\frac{F_m}{D_m} = \frac{1}{4} \text{ctg} \frac{\theta_{1m}}{2} \quad (1-1)$$

双曲面也只有两个独立参数。为了求出七个几何参数中的其余两个参数, 需要从图 1-3(c) 列出两个独立的关系方程。因为

$$\begin{aligned} \text{ctg} \theta_{1m} &= \frac{TO_1}{D_s/2} \\ \text{ctg} \theta_{2m} &= \frac{O_2T}{D_s/2} = \frac{2c - TO_1}{D_s/2} \end{aligned}$$

把两式相加, 得

$$\text{ctg} \theta_{1m} + \text{ctg} \theta_{2m} = \frac{4c}{D_s} \quad (1-2)$$

或

$$2c = \frac{D_s}{2} \frac{\sin(\theta_{1m} + \theta_{2m})}{\sin \theta_{1m} \sin \theta_{2m}} \quad (1-3)$$

图 1-3(c) 中的虚线为另一叶双曲面, 它相对于 O_2 点的焦距也等于 F_s ; $2a$ 是双叶双曲面两顶点之间的距离。由图可知

$$2c - 2a = 2F_s, \quad (1-4)$$

$2a$ 也是双曲面的顶点 B 到两焦点距离之差, 它也等于边缘点 H 到两焦点距离之差, 即

$$2a = O_2H - HO_1 = \frac{\frac{D_s}{2}}{\sin \theta_{2m}} - \frac{\frac{D_s}{2}}{\sin \theta_{1m}}$$

故

$$2a = \frac{D_s}{2} \frac{\sin \theta_{1m} - \sin \theta_{2m}}{\sin \theta_{1m} \sin \theta_{2m}} \quad (1-5)$$

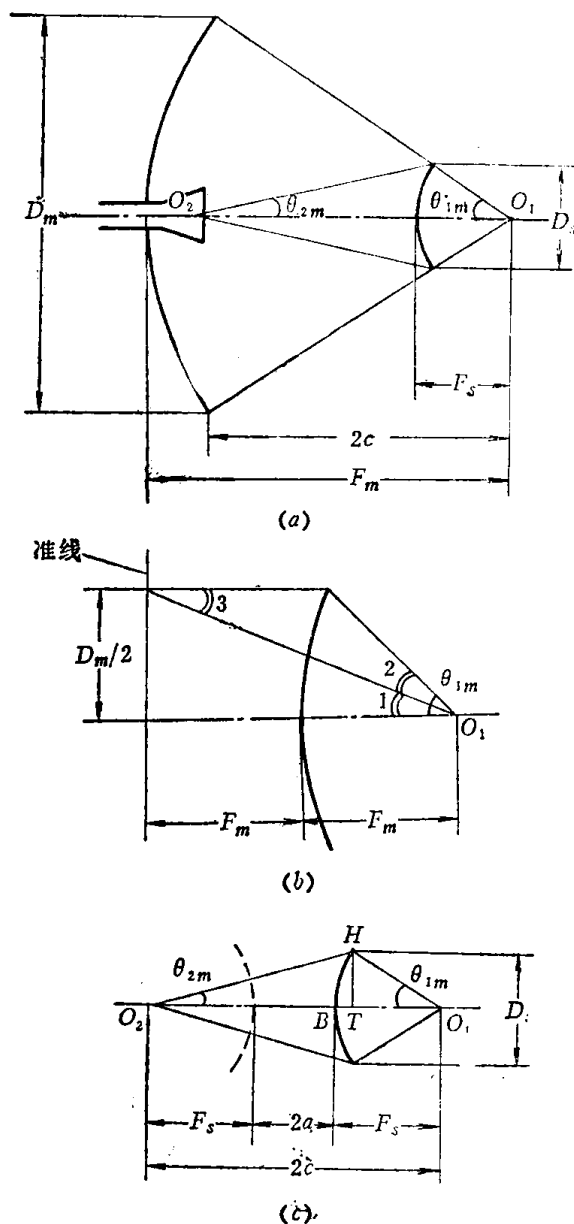


图 1-3 卡塞格伦天线的几何参数关系
(a)卡塞格伦天线的七个几何参数; (b)抛物面的几何关系; (c)双曲面的几何关系

式(1-5)和式(1-3)同样取决于 D_s 、 θ_{1m} 和 θ_{2m} ，因而这两个方程是不独立的，但把这两个式子代入式(1-4)就可得另一个方程，即

$$1 - \frac{\sin\left(\frac{\theta_{1m} - \theta_{2m}}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\theta_{1m} + \theta_{2m}}{2}\right)} = \frac{F_s}{c} \quad (1-6)$$

公式(1-1)、(1-2)和(1-6)就是标准卡式天线的三个独立的几何参数关系式，这一方程组中包含了卡式天线的所有七个参数。要完整地确定卡式天线系统，就需要根据提出的电性能指标和结构要求，论证选定其中四个参数，其余三个则可由关系方程导出。至于馈源的几何参数，将在第二章中说明。

值得提出的是：卡式天线的几何参数并非一定要用上述的一组公式才能确定，事实上，可以从不同的角度导出其它多种公式供设计使用。尽管如此，上面列出的关系式仍然是基本的和十分重要的。

二、双曲面的离心率

双曲面的离心率 e 的定义是

$$e = \frac{c}{a} \quad (1-7)$$

把式(1-3)和式(1-5)代入上式，得

$$e = \frac{\sin\left(\frac{\theta_{1m} + \theta_{2m}}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\theta_{1m} - \theta_{2m}}{2}\right)} \quad (1-8)$$

从定义式和上式可见 $e > 1$ ，且当 θ_{2m} 的值越接近于 θ_{1m} ，即双曲面的顶点与两焦点的距离之差越小时， e 的值就越大，双曲面的曲率半径就越大。

由式(1-8)可直接导出离心率的另一种关系式，且

$$\frac{e+1}{e-1} = \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta_{1m}}{2}}{\operatorname{tg} \frac{\theta_{2m}}{2}} \quad (1-9)$$

考虑到给定的双曲面的离心率 e 为恒值，故用副面上任一点对应的 θ_1 、 θ_2 的值代入都可以计算，因此可把上式表示为

$$\frac{e+1}{e-1} = \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta_1}{2}}{\operatorname{tg} \frac{\theta_2}{2}} \quad (1-10)$$

图 1-4 画出了当 e 取不同值时， θ_2 随 θ_1 变化的曲线。

由 e 的定义式(1-7)和图 1-3(c)又可得

$$\frac{e+1}{e-1} = \frac{c+a}{c-a} = \frac{2a+F_s}{F_s} = \frac{2c-F_s}{F_s} \quad (1-11)$$

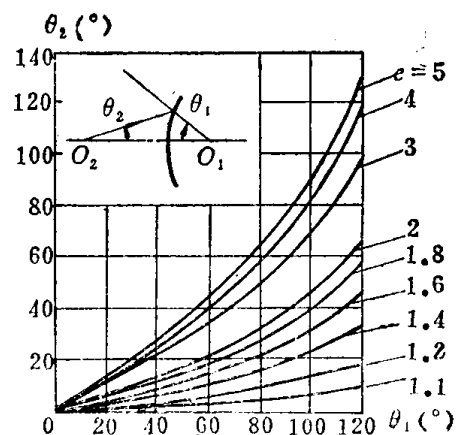


图 1-4 θ_2 和 θ_1 的对应关系

三、主、副面的轮廓线方程

取抛物面的坐标为 XOZ ，令原点在其顶点；取双曲面的坐标为 xoz ，令原点亦在其顶点，如图 1-5 所示。则主面外形的轮廓线方程为

$$Z = \frac{X^2}{4F_m} \quad (1-12)$$

式中 F_m 为抛物面的焦距。副面轮廓线方程为

$$z = a \left[\sqrt{1 + \left(\frac{x}{b} \right)^2} - 1 \right] \quad (1-13)$$

式中

$$b = a \sqrt{e^2 - 1} \quad (1-14)$$

且 a 为双叶双曲面两顶点距离的一半， e 为离心率。

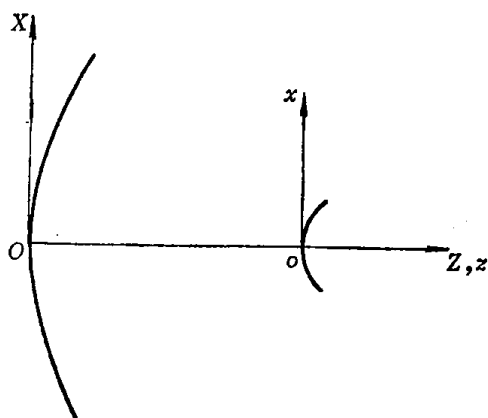


图 1-5 主、副面轮廓线方程坐标

§ 1.3 等效馈源原理

一、等效馈源的方向图

在分析卡式天线的工作原理时已经指出：馈源辐射的球面波经副面反射后照射到主面，因此对主面而言，馈源和副面相结合起到等效馈源的作用，等效馈源也就是前面提到的相心在 O_1 点的虚馈源，其方向图近似地可由几何光学方法导出。

按几何光学理论，从馈源 $d\theta_2$ 射线管内投射到副面的能流，经副面转换为对应的 $d\theta_1$ 射线管内的能流反射到主面，如图 1-6 所示。

电磁波在均匀媒质中传播时，由能量守恒定律并略去副面的欧姆热损耗，则在副面同一面元 dS 上的反射功率等于入射功率，因而

$$E_{p1}^2(\theta_1) \sin\theta_1 d\theta_1 d\phi_1 = E_{p2}^2(\theta_2) \sin\theta_2 d\theta_2 d\phi_2 \quad (1-15)$$

式中 $E_{p1}(\theta_1)$ 和 $E_{p2}(\theta_2)$ 分别为等效馈源和馈源的场强角分布； ϕ 平面垂直 θ 平面，且 $d\phi_1 = d\phi_2$ ，

在图 1-6 中未画出来。上述功率相等关系导致在副面同一点的反射场强等于入射场强，在副面顶点上有

$$\frac{E_{p1}(0)}{F_s} = \frac{E_{p2}(0)}{2c - F_s} \quad (1-16)$$

设

$$E_{p1}(\theta_1) = E_{p1}(0) f_{p1}(\theta_1) \quad (1-17)$$

$$E_{p2}(\theta_2) = E_{p2}(0) f_{p2}(\theta_2) \quad (1-18)$$

式中 $f_{p1}(\theta_1)$ 和 $f_{p2}(\theta_2)$ 分别是对 $\theta_1 = \theta_2 = 0$ 方向归一的等效馈源和馈源的方向图函数。后

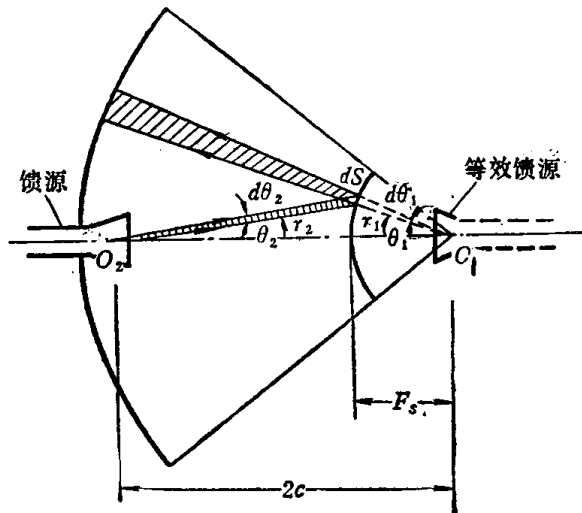


图 1-6 等效馈源原理

者是已知的,前者待求,也就是要建立 $f_{p1}(\theta_1)$ 与 $f_{p2}(\theta_2)$ 之间的关系式。

由式(1-15)~(1-18)得

$$f_{p1}(\theta_1) = \frac{2c - F_s}{F_s} \sqrt{\frac{\sin\theta_2 d\theta_2}{\sin\theta_1 d\theta_1}} f_{p2}(\theta_2) \quad (1-19)$$

因为

$$dS = r_1^2 \sin\theta_1 d\theta_1 d\phi_1 = r_2^2 \sin\theta_2 d\theta_2 d\phi_2 \quad (1-20)$$

其中 $d\phi_1 = d\phi_2$ 。再由图 1-6 可知

$$r_1 \sin\theta_1 = r_2 \sin\theta_2 \quad (1-21)$$

把上式代入式(1-20)得

$$\sqrt{\frac{\sin\theta_2 d\theta_2}{\sin\theta_1 d\theta_1}} = \frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_1} = \frac{d\theta_2}{d\theta_1} \quad (1-22)$$

对式(1-10)微分求出

$$\frac{d\theta_2}{d\theta_1} = \frac{1 + \left(\frac{e+1}{e-1}\right)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta_2}{2}}{\frac{e+1}{e-1} \left(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta_1}{2}\right)} \quad (1-23)$$

利用式(1-22)、(1-23)和(1-11),即可把式(1-19)化为

$$f_{p1}(\theta_1) = \frac{1 + \left(\frac{e+1}{e-1}\right)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta_2}{2}}{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta_2}{2}} f_{p2}(\theta_2) \quad (1-24)$$

再利用式(1-10),就可使上式的系数变为 θ_1 的函数,且

$$f_{p1}(\theta_1) = \frac{\mu + 1}{\mu + \cos\theta_1} f_{p2}(\theta_2) \quad (1-25)$$

式中

$$\mu = \frac{1 + e^2}{2e} \quad (1-26)$$

用相心在虚焦点的等效馈源(虚馈源)取代卡式天线的馈源和副面,从而把卡式天线简化为焦径比相同而馈源不同的抛物面天线进行定量分析,这就是等效馈源原理。

在式(1-25)中,令

$$u(\theta_1) = \frac{\mu + 1}{\mu + \cos\theta_1} \quad (1-27)$$

$u(\theta_1)$ 是由于副面反射而引起的 $f_{p1}(\theta_1)$ 对 $f_{p2}(\theta_2)$ 的振幅变换系数,显然 $u(\theta_1) \geq 1$,且随 θ_1 增大而增大。图 1-7 是当 e 为不同值时 $u(\theta_1)$ 与 θ_1 的关系曲线。

喇叭馈源的方向图一般是钟形分布,场强随 θ_2 增大而减小; $u(\theta_1)$ 表明副面的作用正好与此

相反,其结果是把在馈源中央方向附近的一部分能量扩散到主面的边缘,使之对主面的照射

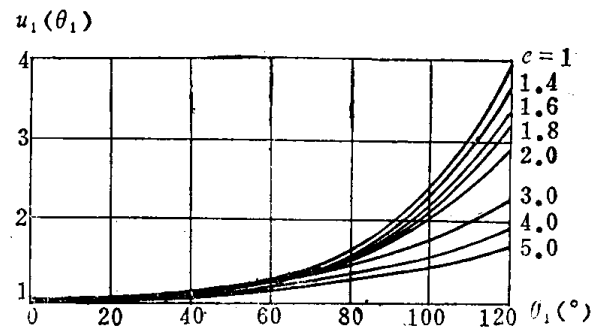


图 1-7 $u(\theta_1)$ 与 θ_1 的关系曲线

相对均匀些。从这个意义上说，卡式天线缓和了馈源能量从副面边缘漏溢和对主面照射均匀之间的矛盾，使两者效率因子的乘积比抛物面天线要高一些。

二、几何光学方法的局限性

由几何光学方法导出的 $f_{p1}(\theta_1)$ 是副面的反射方向图，它表示馈源辐射的能量除了在 $2\theta_{2m}$ 以外的部分将从副面边缘漏失外， $2\theta_{2m}$ 内的能量将全部转变为 $2\theta_{1m}$ 内的能量并投射到主面，在主面边缘不再有能量泄漏。

几何光学法在 $\lambda \rightarrow 0$ 或 $(D_s/\lambda) \rightarrow \infty$ 时才严格成立。卡式天线的副面处在主面的正前方，对主面的电波辐射产生遮挡，所以副面的直径不宜过大，一般应为主面直径的十分之一左右或更小。若主面直径是 100λ ，副面直径就只有 10λ 左右。当副面尺寸较小时，副面的绕射效应的影响就变得严重起来，用几何光学方法分析带来的误差就比较大。实际上，副面的散射方向图依然是向全空间辐射的，仍有部分能量从主面边缘漏过。建立在几何光学概念上的等效馈源原理和下节要讲到的等效抛物面原理，都不可能得出绕射损失。

最后指出：为了控制绕射损失，副面直径通常不得小于 $(7\sim 8)\lambda$ ，故卡式天线的主面直径最小也要有 60λ 左右，对于直径波长比 (D_m/λ) 小于60的抛物面，采用后馈的卡式结构并不适宜。如果允许性能降低或者通过某些措施加以改善，主面直径波长比的下限还可进一步降低，有些实用天线的 D_m 只有几个波长。

§ 1.4 等效抛物面原理

一、等效抛物线方程

从上节等效馈源原理的分析过程中获得如下启示：馈源在 $d\theta_2$ 射线管内的能流经副面反射后，变为等效馈源在 $d\theta_1$ 射线管内的能流，经传输了 ρ ($\rho = O_1N$) 的距离后到达主面上的 N 点) 假想使 $d\theta_2$ 内的能流透过副面，传输了 ρ_e ($\rho_e = O_2U$) 的距离，且使 $d\theta_1$ 、 $d\theta_2$ 两根射线管分别在矢径 ρ_e 、 ρ 的终端的面元 ds 相等，如图1-8所示，由能量守恒定理，在两个 ds 上的场强必然相等，这样就可利用 U 点的场代替 N 点的场。

现在，通过求满足上述条件的 ρ_e 与 ρ 的关系，得出 ρ_e 随 θ_2 变化的轨迹。

因为

$$\begin{aligned} dS &= \rho_e^2 \sin\theta_2 d\theta_2 d\phi_2 \\ &= \rho^2 \sin\theta_1 d\theta_1 d\phi_1 \quad (1-28) \end{aligned}$$

考虑到 $d\phi_2 = d\phi_1$ ，故

$$\rho_e = \sqrt{\frac{\sin\theta_1 d\theta_1}{\sin\theta_2 d\theta_2}} \rho \quad (1-29)$$

把式(1-22)代入上式得

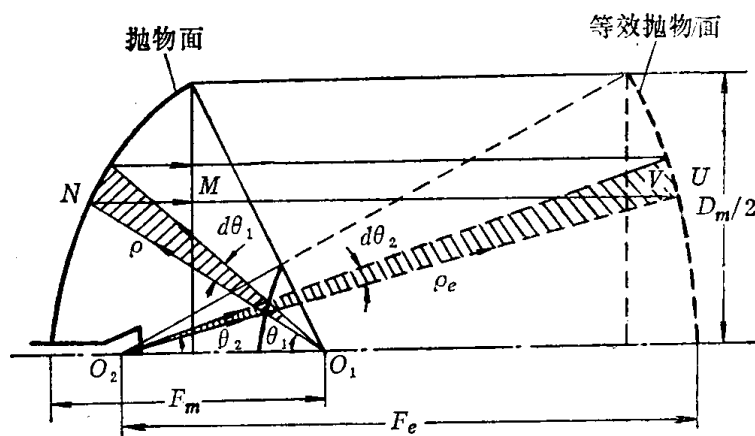


图 1-8 等效抛物面原理

$$\rho_e \sin \theta_2 = \rho \sin \theta_1 \quad (1-30)$$

上式表明矢径 ρ_e 与 ρ 的终端到天线对称轴的垂距相等。

已知抛物线的极坐标方程为

$$\rho = \frac{2F_m}{1 + \cos \theta_1} \quad (1-31)$$

把上式代入式(1-30)，并利用等式

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{\sin \theta}{1 + \cos \theta}$$

的关系，得

$$\rho_e = \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta_1}{2}}{\operatorname{tg} \frac{\theta_2}{2}} \cdot \frac{2F_m}{1 + \cos \theta_2} \quad (1-32)$$

由式(1-10)可知，上式的系数 $\operatorname{tg}(\theta_1/2)/\operatorname{tg}(\theta_2/2)$ 取决于双曲面的离心率 e ，对于给定的双曲面，它是一个定值，故令

$$M = \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta_1}{2}}{\operatorname{tg} \frac{\theta_2}{2}} \quad (1-33)$$

显然 $M \geq 1$ 。于是

$$\rho_e = \frac{2F_e}{1 + \cos \theta_2} \quad (1-34)$$

式中

$$F_e = MF_m \quad (1-35)$$

所以， ρ_e 随 θ_2 变化的轨迹也是一条抛物线，且绕天线对称轴旋转就形成一个假想的抛物面。

前面已经说明，在两个抛物面对应的 U 点和 N 点的入射场振幅是相等的。根据抛物面的几何光学性质，在 U 点和 N 点的反射场振幅都与各自的入射场振幅相等，反射线都平行于对称轴，且与对称轴的距离相等，故两根射线管汇合成同一根射线管，两个抛物面口径上对应的 V 点和 M 点的场振幅相等。这种两个口径上对应点的场振幅相等的关系在整个口径上都成立；而场的相位关系在两个口径上都是同相分布；再加上 θ_{2m} 和 θ_{1m} 对应，两个抛物面口径的直径相等。由此得出结论：两个口径上场的振幅和相位分布完全相同。所以，我们把以 ρ_e 为矢径的抛物面称为等效抛物面，其焦点在 O_1 点，焦距为 F_e 。把式(1-33)所定义的 M 称为卡式天线的放大率，它表示等效抛物面焦距比主面焦距大了多少倍。式(1-34)就是等效抛物线方程。

用等效抛物面（虚抛物面）取代卡式天线的主面和副面，从而把卡式天线的问题简化为馈源相同、抛物面直径相等但焦距增大了 M 倍的单反射面天线来进行定量分析，这就是等效抛物面原理。

对于偏焦不大的卡式天线，等效抛物面原理依然适用。

上面根据等效原理得出了分析卡式天线的两种方法，在什么场合下应选用哪一种方法，主要看问题的需要和方便而定。

卡式天线的放大率 M 可由式(1-10)、(1-9)和式(1-11)表示为

$$M = \frac{e+1}{e-1} \quad (1-36)$$

或

$$M = \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta_{1m}}{2}}{\operatorname{tg} \frac{\theta_{2m}}{2}} \quad (1-37)$$

或

$$M = \frac{c+a}{c-a} = \frac{2a+F_s}{F_s} = \frac{2c-F_s}{F_s} \quad (1-38)$$

放大率 M 取决于双曲面的形状,当离心率 e 越接近于1,即双曲面的曲率半径越小,其顶点与两焦点的距离之差越大, θ_{1m} 与 θ_{2m} 相差越大时, M 越大。

利用等效抛物面的概念可知:当卡式天线的主面的焦径比与抛物面天线相同时,卡式天线等效于其焦径比增大了 M 倍的另一新的抛物面天线。焦距增大可以放宽对馈源-副面系统安装精度的要求;同时因为等效抛物面天线的半张角 $2\theta_{2m}$ 小,要使口面上获得合适的照射,卡式天线的馈源口径的最佳值允许比抛物面天线的大,并且适当选择双曲面的离心率,可使 θ_{2m} 在一定范围内变动,从而增加了天线设计的灵活性。

二、空间衰减因子

球面波在传播过程中由于能量随着距离增加而扩散所引起的衰减,通常称为空间衰减;而天线的空间衰减因子则有专门的定义。

与单反射面天线一样,卡式天线的空间衰减因子定义为馈源在轴向的单位立体角波束在主面中央所占的面积,与在边缘的单位立体角波束在主面边缘所占的面积之比。由于边缘波束的射线距离较长,它的主面上所占的面积较大,使该面积上的能流密度(功率密度)降低,也就是说,馈源功率在到达主面边缘时产生的空间衰减较大。

在计算空间衰减时,不应考虑馈源本身的方向性,此时单位立体角波束在主面所占面积就与功率密度成反比,因此空间衰减因子也可以定义为均匀辐射的馈源在主面的边缘与中央的功率密度之比。

利用等效抛物面的方法,就能方便地根据后一定义求出用分贝数表示的空间衰减因子。因为

$$\frac{E_s^2(\theta_{2m})}{E_s^2(0)} = \frac{[E_{p2}(\theta_{2m})/\rho_{em}]^2}{[E_{p2}(0)/F_e]^2} \quad (1-39)$$

式中 E_s 是主反射面上的场强, E_{p2} 是馈源的场强, ρ_{em} 和 F_e 分别是等效抛物面的边缘矢径和焦距。把式(1-34)中当 $\theta_2 = \theta_{2m}$ 、 $\rho_e = \rho_{em}$ 的关系代入上式得

$$\frac{E_s^2(\theta_{2m})}{E_s^2(0)} = \frac{E_{p2}^2(\theta_{2m})}{E_{p2}^2(0)} \left(\frac{1 + \cos \theta_{2m}}{2} \right)^2 \quad (1-40)$$

等式右边的第一个因子是由馈源功率方向图函数引起的,第二个因子就是空间衰减因子 $S \cdot A$,故

$$S \cdot A(\text{dB}) = 20 \lg \frac{1 + \cos \theta_{2m}}{2} \quad (1-41)$$

当卡式天线的主面焦径比与抛物面天线相同时, $\theta_{2m} < \theta_{1m}$, 所以卡式天线的空间衰减因子较小, 在 F_m/D_m 和 M 较大时, 可以近似地忽略这一效应。这时卡式天线的口径边缘照射电平近似地等于馈源在该方向的电平, 因此口径场分布较为均匀, 口径效率较高。

由于

$$\rho_{em} = \frac{D_m/2}{\sin \theta_{2m}} \quad (1-42)$$

把上式和式(1-35)代入式(1-39), 便得到空间衰减因子的另一表达式, 且

$$S \cdot A = 20 \lg \frac{2MF_m \sin \theta_{2m}}{D_m} \quad (1-43)$$

设卡式天线的 $F_m/D_m = 0.417$, $\theta_{1m} = 62^\circ$, $\theta_{2m} = 17^\circ 10'$, 则同一焦径比的卡式天线与抛物面天线的空间衰减因子分别为

$$S \cdot A(\text{卡式天线}) = -0.195 \text{ dB}$$

$$S \cdot A(\text{抛物面天线}) = -2.66 \text{ dB}$$

三、交叉极化效应

卡式天线的交叉极化损失比抛物面天线的要小。当主面是浅抛物面时, 可以近似地忽略这一效应。

§ 1.5 卡塞格伦天线的口径场分布

一、等效抛物面法

设 $f_{p2}(\theta_2)$ 和 $f_s(\theta_2)$ 分别是对 $\theta_2 = 0$ 归一的馈源方向图函数和口径场分布。把式(1-40)的 θ_{2m} 改为任意的 θ_2 可得

$$f_s(\theta_2) = \frac{1 + \cos \theta_2}{2} f_{p2}(\theta_2) \quad (1-44)$$

在图 1-9 中, 口径用 R 坐标表示, 且 $D_m = 2R_m$ 。因为 R 与 θ_2 对应, 类似于式(1-1)可得

$$\tan \frac{\theta_2}{2} = \frac{R}{2F_e} \quad (1-45)$$

利用上式和 $F_e = MF_m$ 就可把式(1-44)化为用 R 坐标表示的口径场分布, 且

$$f_s(R) = \frac{1}{1 + \left(\frac{R}{2MF_m} \right)^2} f_{p2}(\theta_2) \quad (1-46)$$

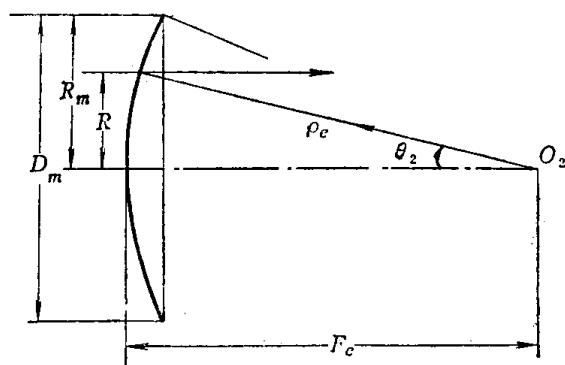


图 1-9 口径的 R 坐标

二、等效馈源法

设 $f_{p1}(\theta_1)$ 和 $f_s(\theta_1)$ 是对 $\theta_1 = 0$ 归一的等效馈源方向图函数和口径场分布。仿式(1-39)有

$$f_s(\theta_1) = -\frac{F_m}{\rho} f_{p1}(\theta_1) \quad (1-47)$$

把式(1-31)和(1-25)代入上式得

$$f_{s1}(\theta_1) = \frac{(\mu+1)\cos^2\frac{\theta_1}{2}}{\mu+\cos\theta_1} f_{p2}(\theta_2) \quad (1-48)$$

式中 $\mu = (1+e^2)/2e$ 。令

$$v(\theta_1) = \frac{(\mu+1)\cos^2\frac{\theta_1}{2}}{\mu+\cos\theta_1} \quad (1-49)$$

$v(\theta_1)$ 为式(1-27)所示的副面振幅变换系数 $u(\theta_1)$ 和由矢径 ρ 引起的空间衰减因子 $\cos^2(\theta_1/2)$ 这两个因子的乘积, 它随 θ_1 的变化示于图1-10中。图中 $v(\theta_1) \leq 1$, 虚线是 $\cos^2(\theta_1/2)$ 的曲线。由于两个因子随 θ_1 的变化规律相反, 其结果是使口径场分布比半张角 θ_{1m} 相同的抛物面天线要均匀一些。

副面的反射使振幅分布发生改变, 而主面的反射则保持振幅分布不变, 它只是使口径场呈现同相, 这一特点导致赋形卡塞格伦天线的出现。

因为

$$\mu + \cos\theta_1 = \mu + 2\cos^2\frac{\theta_1}{2} - 1$$

$$= (\mu+1)\cos^2\frac{\theta_1}{2} + (\mu-1)\sin^2\frac{\theta_1}{2}$$

并利用式(1-45)、(1-26)和(1-37)同样可把式(1-48)化为式(1-46)的形式。

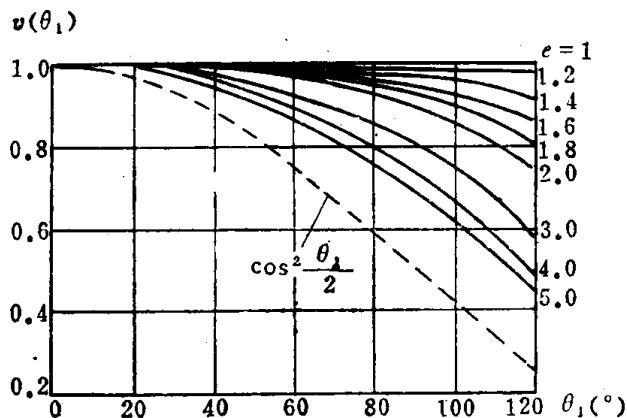


图 1-10 $v(\theta_1)$ 与 θ_1 的关系曲线

§ 1.6 口径遮挡和馈源失配

一、口径遮挡效应

卡式天线的副面、馈源和支杆对口径或等效馈源的辐射产生遮挡。遮挡使天线增益下降, 副瓣电平上升。

用几何光学法近似分析遮挡效应的思路如下: 求出遮挡体在口径上的几何阴影区, 阴影区的面积称为遮挡面积; 设想被挡住的能量由遮挡体全部吸收, 于是照明区(非阴影区)内的场与原分布相同, 阴影区内的场为零, 后者等效于在原来的场分布上迭加了由遮挡效应引起的振幅分布相同而相位相反的场。因此, 遮挡效应使口面场分布分为两部分: 一是整个口

面上原来的场，二是遮挡面积上反相的场。

显然，如能限制遮挡面积，就能减小遮挡损失。

1. 副面最小遮挡直径 副面对口径的前向辐射产生遮挡，其遮挡面积等于它在口径上的垂直几何投影(图 1-11 中实线圆内的面积)。副面的面积越大，遮挡面积就越大。

馈源对副面的反射场或散射场产生遮挡。利用等效馈源的概念，并以通常的圆锥喇叭为例，则以虚焦点为顶点且围绕喇叭口径周界的立体角边缘与主面相截，其截线所围的面积就是馈源在口径上的遮挡面积(图 1-11 中虚线圆内的面积)。喇叭的口径直径越大，或者喇叭离副面越近，遮挡面积就越大。

副面和喇叭的遮挡面积不仅重叠，而且相互矛盾。若减小副面直径，喇叭对副面的照射角就随之减小，此时为满足副面的边缘照射电平，喇叭口径应相应增大，因此副面遮挡小时，喇叭遮挡就大；反之亦然。只有当两者的遮挡面积大致相等时，才能使它们对口径的遮挡减至最小，由此得出的副面直径 $D_{s,n}$ 称为副面最小遮挡直径，如图 1-12 所示。

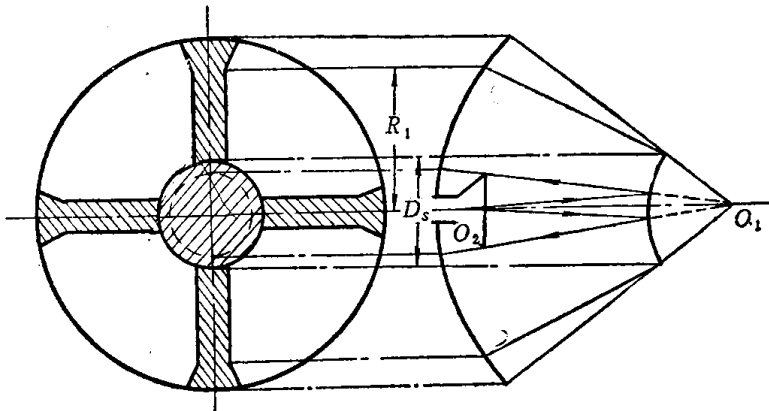


图 1-11 副面和喇叭的遮挡面积

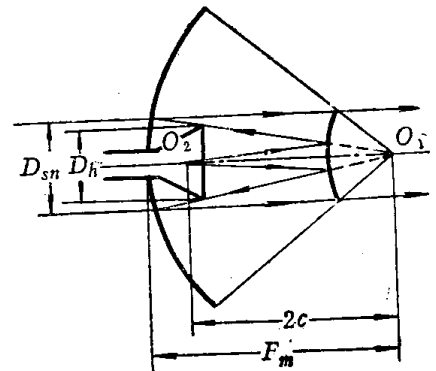


图 1-12 副面最小遮挡直径

在图 1-12 中，由相似三角形关系近似得

$$\frac{D_{s,n}/2}{D_h/2} = \frac{F_m}{2c} \quad (1-50)$$

式中 D_h 为喇叭的口径直径。上式也可改写为

$$\frac{D_{s,n}}{D_m} = \frac{D_h}{2c} \frac{F_m}{D_m} \quad (1-51)$$

$D_{s,n}/D_m$ 称为最小遮挡比，且主面的焦径比越小，最小遮挡比也就越小。把式(1-2)代入上式得

$$D_{s,n} = \sqrt{\frac{2D_h F_m}{\text{ctg}\theta_{1m} + \text{ctg}\theta_{2m}}} \quad (1-52)$$

副面最小遮挡直径也可由下式近似确定：

$$D_{s,n} = \sqrt{\frac{2}{K} F_m \lambda} \quad (1-53)$$

式中 K 是喇叭口径直径与其遮挡直径之比，通常可取为 0.7； λ 是工作波长。

2. 副面遮挡对增益和副瓣电平的影响 设直径为 $D_m = 2R_m$ 的圆口径的场分布为

$$f_s(R') = 1 - R'^2 \quad (1-54)$$

式中 $R' = R/R_m$ 。考虑到 $D_{s,n}$ 为 D_m 的十分之一左右或更小，故在直径为 $D_{s,n}$ 的遮挡圆面积内