

反射面天线及波纹喇叭

章日荣

无线电工程编辑部

73.4552

反 射 面 天 线
及 波 纹 喇 叭

(内部资料)

编 写	章 日 荣
出版发行	无线电工程编辑部
印 刷	天津市红旗印刷厂
出版日期	1977年 2 月 20 日

反射面天线与波纹喇叭

引 言

这份讲义是从工程分析和设计的需要出发，为天线研究设计人员学习与参考而编写的。

在这份讲义中，较详细地介绍了馈源系统辐射图、相位图、抛物面及双曲面轮廓各种形式的偏差，馈源（喇叭及付面）位置偏移，馈源及支杆遮蔽等因素对天线增益的影响，以及计算这些影响的公式。用这些公式计算天线增益可获得相当准确的结果。对分析抛物面天线的增益，以最大增益法设计抛物面天线，及研究天线性能的改进，提供了方便的工具。

在工程上，抛物面轮廓偏差是由各种因素（制造公差、风荷、自重、裹冰等荷载变形）形成的。变形的形式与规律又有轴向、侧向、系统、随机等区分。这里提供了各种形式的轮廓偏差单独及合成对天线增益的影响及计算这些影响的式子，为对于各种形式的轮廓偏差的效应进行估量，以及核实天线使用的环境条件方面给天线工作者提供了便捷的方法。

对于双反射面天线，这里着重介绍了对大小口径天线及远近场照射时按不同原则选择几何参数的方法。

这里还介绍了快速估算天线噪声温度的方法，便于卫星通讯和射电天文等天线工作者采用。

为了提高天线增益，现在有采用波纹喇叭作初级馈源的倾向。因此这里介绍了波纹喇叭的设计方法，着重介绍如何分析和估量波纹系统中存在的各种模及这些模的传播与截止条件，为波纹系统与光滑波导连接区的选模设计提供了方便的分析与设计方法。

这份讲义可作研究及设计反射面天线的参考。由于编者水平有限，而且编写工作基本上是在业余时间进行的，因此讲义中可能存在错误，章节编排上也比较粗糙，望得到同志们的批评指正。

目 录

第一编 抛物面天线

目 录

引 言

第一章	馈源照射增益系数 g_0	(1)
第二章	遮蔽对增益的影响及遮蔽增益系数 g_s	(11)
第三章	抛物面轮廓变形对增益的影响及轮廓偏差增益系数 g_Δ	(15)
第四章	馈源偏移对增益的影响及馈源偏移增益系数 g_σ	(38)
第五章	抛物面天线总增益系数及增益.....	(42)
第六章	天线噪声.....	(45)
第七章	抛物面天线偏焦扫描时的特性.....	(49)
	参考文献.....	(54)

第二编 双反射镜天线

第一章	卡塞格伦双反射面天线的几何参数。.....	(55)
第二章	等效馈源及等效抛物面.....	(57)
第三章	卡塞格伦型双镜天线几何参数的选择.....	(59)
第四章	增益系数及噪声温度.....	(73)
第五章	格里高利型双镜天线简述.....	(92)
附录	绕射理论计算双镜天线馈源系统辐射图.....	(100)
	参 考 文 献.....	(108)

第三编 波导喇叭

第一章	基本方程及边界条件.....	(111)
第二章	$\beta_m r_1 \sim kr_1$ 图及特殊点参数图.....	(123)
第三章	特殊点参数图的用法.....	(129)
第四章	$\gamma \sim kr_1$ 图式 $\gamma \sim kR\theta_1$ 图及喇叭的辐射特性.....	(132)
	参考文献.....	(136)
附录	边界条件特征方程(49)式的图解法.....	(139)

第一编 抛物面天线

抛物面天线的增益系数是由馈源对抛物面照射的具体情况，馈源及支架对抛物面的遮挡、馈源放置的位置是否正确，抛物面的实际轮廓由于制造公差及风荷冰荷自重等对理论抛物面所产生的偏差等等诸因素所决定的。这里从工程观点较详细地讨论这些因素与抛物面天线增益系数的量的关系，提出工程计算的公式，根据这些公式可以便于计算实际的抛物面天线的增益系数，或者按工程要求规定各因素的设计指标以保证抛物面天线的增益能达到预期的指标，并且也可以从这些分析计算中找出提高抛物面天线增益的可能途径。

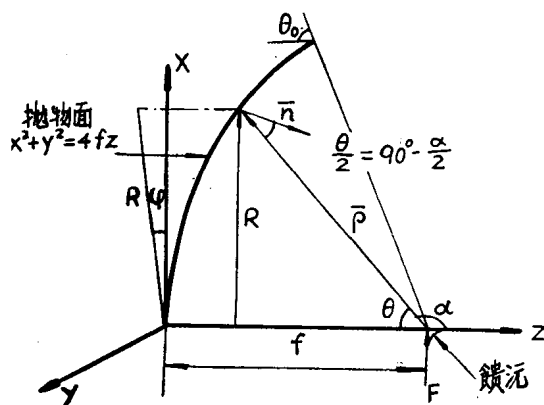
在这里还摘录了抛物面天线偏焦扫描时在工程中便于计算的公式及图表，以及抛物面天线噪声温度的简易计算方法。以便于在某些特殊领域上使用。

第一章 馈源照射增益系数 g_0

我们知道，馈源对抛物面如果照射愈均匀，则抛物面的口面愈得到充分利用，这就可使抛物面天线得到更高的增益系数，但同时漏泄于抛物面外的能量愈多又可使抛物面的增益系数受损失。受馈源照射所直接决定的抛物面天线的增益系数，我们称之为馈源照射增益系数 g_0 ，本章将讨论 g_0 的工程计算问题。

§ 1. 线极化

有抛物面天线如图一，馈源的相位中心放于抛物面的焦点 F 。线极化馈源的辐射图为：



图一

$$\left. \begin{aligned} E_{\theta} &= \frac{\sqrt{G_{t0}P}}{\sqrt{4\pi\rho}} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} f_{\theta}(\theta, \varphi) \begin{matrix} \cos\varphi \\ \sin\varphi \end{matrix} \\ E_{\varphi} &= \frac{\sqrt{G_{t0}P}}{\sqrt{4\pi\rho}} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} f_{\varphi}(\theta, \varphi) \begin{matrix} -\sin\varphi \\ \cos\varphi \end{matrix} \end{aligned} \right\} \quad (1.1.1)$$

式中：\$G_{t0}\$为馈源的增益。\$P\$为馈源的辐射功率。\$E_{\theta}\$, \$E_{\varphi}\$分别为馈源辐射电场的\$\theta\$分量及\$\varphi\$分量。\$f_{\theta}(\theta, \varphi)\$, \$f_{\varphi}(\theta, \varphi)\$分别为\$E_{\theta}\$及\$E_{\varphi}\$的辐射图（包括幅度与相位）。对于垂直极化的馈源（1.1.1）式中\$E_{\theta}\$等式的右边取\$\cos\varphi\$，\$E_{\varphi}\$的等式右边取\$-\sin\varphi\$；对于水平极化的馈源\$E_{\theta}\$等式的右边取\$\sin\varphi\$，\$E_{\varphi}\$等式的右边取\$\cos\varphi\$。

在抛物面上，馈源的辐射电场就是入射波\$\overline{E}_1\$

$$\overline{E}_1 = E_{\theta} \overline{\theta} + E_{\varphi} \overline{\varphi} \quad (1.1.2)$$

经抛物面反射后得反射波\$\overline{E}_2\$。显而易见，反射波\$\overline{E}_2\$的法向分量\$E_{2n}\$与入射波\$\overline{E}_1\$的法向分量\$E_{1n}\$应相等，而两者的切向分量应反向，故有：

$$\overline{E}_2 = E_{1n} \overline{n} - \overline{n} \times (\overline{E}_1 \times \overline{n}) \quad (1.1.3)$$

式中\$\overline{n}\$为抛物面上法线的单位矢。由图一可知：

$$\left. \begin{aligned} \overline{n} &= \cos \frac{\theta}{2} \overline{k} - \sin \frac{\theta}{2} \cos\varphi \overline{i} - \sin \frac{\theta}{2} \sin\varphi \overline{j} \\ \overline{\rho} &= \sin\theta \cos\varphi \overline{i} + \sin\theta \sin\varphi \overline{j} - \cos\theta \overline{k} \\ \overline{\varphi} &= \cos\varphi \overline{j} - \sin\varphi \overline{i} \\ \overline{\theta} &= \cos\theta \cos\varphi \overline{i} + \cos\theta \sin\varphi \overline{j} + \sin\theta \overline{k} \end{aligned} \right\} \quad (1.1.4)$$

由（1.1.4）求得：

$$\overline{n} \times (\overline{E}_1 \times \overline{n}) = \overline{n} \times \left[E_{\varphi} \sin \frac{\theta}{2} \overline{\rho} + E_{\varphi} \cos \frac{\theta}{2} \overline{\theta} - E_{\theta} \cos \frac{\theta}{2} \overline{\varphi} \right] \quad (1.1.5)$$

（1.1.4）及（1.1.5）代入（1.1.3）式得：

$$\begin{aligned} \overline{E}_2 \cdot \overline{j} &= E_{\theta} \sin \frac{\theta}{2} \left(-\sin\theta \cos \frac{\theta}{2} \sin\varphi + \sin \frac{\theta}{2} \cos\theta \sin\varphi \right) \\ &\quad - \left[\sin\theta \sin\varphi \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} E_{\varphi} + E_{\theta} \cos^2 \frac{\theta}{2} \cos\theta \sin\varphi + E_{\varphi} \cos\varphi \right] \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} &= -E_\theta \sin\varphi - E_\varphi \cos\varphi \\ \text{同理, } \overline{E}_2 \cdot \overline{i} &= -E_\theta \cos\varphi + E_\varphi \sin\varphi \\ \overline{E}_2 \cdot \overline{k} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.1.6)$$

设 $\overline{H}_s$ 为抛物面上的磁场, 由理想导体的边界条件易知:

$$\left. \begin{aligned} \overline{n} \times \overline{H}_s &= 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \overline{n} \times (\overline{k} \times \overline{E}_2) \\ \overline{n} \times \overline{E}_s &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.1.7)$$

$$\begin{aligned} &\overline{n} \times \overline{H}_s - [(\overline{n} \times \overline{H}_s) \cdot \overline{k}] \overline{k} \\ &= 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \left\{ \overline{n} \times (\overline{k} \times \overline{E}_2) - \overline{k} [\overline{n} \times (\overline{k} \times \overline{E}_2)] \cdot \overline{k} \right\} \\ &= 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \left\{ \overline{k} (\overline{n} \cdot \overline{E}_2) - \overline{E}_2 (\overline{n} \cdot \overline{k}) - [\overline{k} (\overline{n} \cdot \overline{E}_2) \right. \\ &\quad \left. - \overline{k} (\overline{n} \cdot \overline{k}) (\overline{E}_2 \cdot \overline{k})] \right\} \\ &= -2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \overline{E}_2 (\overline{n} \cdot \overline{k}) \end{aligned} \quad (1.1.8)$$

由著名的克希荷夫矢量积分公式可知抛物面天线的轴向场强为:

$$\begin{aligned} \overline{E} &= -j \frac{\omega\mu}{4\pi} \int [\overline{k} \times \{ [\overline{n} \times \overline{H}_s] \times \overline{k} \}] ds \\ &= -j \frac{\omega\mu}{4\pi} \int \{ [\overline{n} \times \overline{H}_s] - \overline{k} [\overline{n} \times \overline{H}_s] \cdot \overline{k} \} ds \end{aligned} \quad (1.1.9)$$

以 (1.1.8) 代入 (1.1.9) 得:

$$\begin{aligned} \overline{E} &= j \frac{\omega\mu}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} \overline{E}_2 (\overline{n} \cdot \overline{k}) \rho^2 \frac{\sin\theta d\theta}{(\overline{n} \cdot \overline{k})} \\ &= j \frac{\omega\mu}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} \overline{E}_2 \rho^2 \sin\theta d\theta \end{aligned} \quad (1.1.10)$$

以 (1.1.6) 代入 (1.1.10) 得:

$$\begin{aligned} \overline{E} &= -j \frac{\omega\mu}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} \left[(E_\theta \cos\varphi - E_\varphi \sin\varphi) \overline{i} \right. \\ &\quad \left. + (E_\theta \sin\varphi + E_\varphi \cos\varphi) \overline{j} \right] \rho^2 \sin\theta d\theta \end{aligned} \quad (1.1.11)$$

以 (1.1.1) 代入 (1.1.11) 式得:

$$\begin{aligned} \bar{E} = & -\frac{j\omega\mu}{2\pi\sqrt{4\pi}}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\sqrt{G_{t0}P}\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\theta_0}\left\{\left[f_{\theta}\sin\varphi\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right.\right. \\ & \left.+f_{\varphi}\cos\varphi\frac{-\sin\varphi}{\cos\varphi}\right]\bar{j}+\left[f_{\theta}\cos\varphi\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right. \\ & \left.-f_{\varphi}\sin\varphi\frac{-\sin\varphi}{\cos\varphi}\right]\bar{i}\left\}2f\tg\frac{\theta}{2}d\theta \end{aligned} \quad (1.1.12)$$

抛物面天线的轴向功率为:

$$\begin{aligned} P_1 = & \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}E^2 = \frac{\omega^2\mu^2f^2}{4\pi^2}\frac{\varepsilon}{\mu}G_{t0}P\left\{\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\theta_0}\left[f_{\theta}\frac{\cos^2\varphi}{\sin^2\varphi}\right.\right. \\ & \left.+f_{\varphi}\frac{\sin^2\varphi}{\cos^2\varphi}\right]\tg\frac{\theta}{2}d\theta\left\}^2 \end{aligned} \quad (1.1.13)$$

抛物面天线的增益系数 g_0 为:

$$\begin{aligned} g_0 = & \frac{4\pi P_1}{P}\frac{\lambda^2}{4\pi R_0^2} = \frac{P_1}{P_0}\frac{\lambda^2}{4\pi f^2\tg^2\frac{\theta_0}{2}} \\ = & \frac{G_{t0}\ctg^2\frac{\theta_0}{2}}{4\pi^2}\left[\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\theta_0}\left(f_{\theta}\frac{\cos^2\varphi}{\sin^2\varphi}+f_{\varphi}\frac{\sin^2\varphi}{\cos^2\varphi}\right)\tg\frac{\theta}{2}d\theta\right]^2 \end{aligned} \quad (1.1.14)$$

上面诸式中 θ_0 为抛物面的半张角, R_0 为口面半径。易知馈源的增益:

$$G_{t0} = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\pi}\left(f_{\theta}^2\frac{\cos^2\varphi}{\sin^2\varphi}+f_{\varphi}^2\frac{\sin^2\varphi}{\cos^2\varphi}\right)\sin\theta d\theta} \quad (1.1.15)$$

故

$$g_0 = \frac{\ctg^2\frac{\theta_0}{2}\left[\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\theta_0}\left(f_{\theta}\frac{\cos^2\varphi}{\sin^2\varphi}+f_{\varphi}\frac{\sin^2\varphi}{\cos^2\varphi}\right)\tg\frac{\theta}{2}d\theta\right]^2}{\pi\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\pi}\left(f_{\theta}^2\frac{\cos^2\varphi}{\sin^2\varphi}+f_{\varphi}^2\frac{\sin^2\varphi}{\cos^2\varphi}\right)\sin\theta d\theta} \quad (1.1.16)$$

如 $f_\theta = f_\varphi = f(\theta)$, 则

$$g_0 = \frac{2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta_0}{2} \left[\int_0^{\theta_0} f \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} d\theta \right]^2}{\int_0^\pi f^2 \sin \theta d\theta} \quad (1.1.17)$$

如 $f_\theta(\theta, \varphi) \neq f_\varphi(\theta, \varphi)$ 则

$$g_0 = \frac{2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta_0}{2} \left[\int_0^{\theta_0} f_\theta \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} d\theta \right]^2}{\int_0^\pi f_\theta'^2 \sin \theta d\theta} \quad (1.1.18)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{式中, } f_\theta &= \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} \left[f_\theta \left(\theta, \varphi = \frac{2\pi i}{n} \right) \frac{\cos^2 \frac{2\pi i}{n}}{\sin^2 \frac{2\pi i}{n}} + f_\varphi \left(\theta, \varphi = \frac{2\pi i}{n} \right) \frac{\sin^2 \frac{2\pi i}{n}}{\cos^2 \frac{2\pi i}{n}} \right] \\ f_\theta'^2 &= \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{n-1} \left[f_\theta^2 \left(\theta, \varphi = \frac{2\pi i}{n} \right) \frac{\cos^2 \frac{2\pi i}{n}}{\sin^2 \frac{2\pi i}{n}} + f_\varphi^2 \left(\theta, \varphi = \frac{2\pi i}{n} \right) \frac{\sin^2 \frac{2\pi i}{n}}{\cos^2 \frac{2\pi i}{n}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (1.1.19)$$

上面诸式中, 铅垂极化取上面的因子, 水平极化取下面的因子, 如(1.1.1)式一样。(1.1.19)式之 f_θ 即馈源主极化电场平均方向图, $f_\theta'^2$ 为馈源功率平均方向图。

设馈源方向图近似为:

$$f_\theta = \cos^{\frac{n}{2}} \theta, \quad (0 \leq \theta \leq \theta_0),$$

$$f_\theta'^2 = \cos^m \theta \quad (0 \leq \theta \leq \theta_0)$$

$$\text{则 } g_0 = \frac{2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta_0}{2} \left[\gamma_n \right]}{\int_0^{\theta_0} \cos^m \theta \sin \theta d\theta + \int_{\theta_0}^\pi f_\theta'^2 \sin \theta d\theta} \quad (1.1.20)$$

$$\begin{aligned}
\text{式中 } \gamma_n &= \left\{ \sum_{i=1}^{\frac{n}{2}} \frac{(-1)^{i-1} (1 - \cos^{\frac{n}{2}-i+1} \theta_0)}{\frac{n}{2} - i + 1} + (-1)^{\frac{n}{2}} \ln \frac{2}{1 + \cos \theta_0} \right\}^2 \text{ 当 } n \text{ 为偶数。} \\
&= \left\{ \sum_{i=1}^{\frac{(n-1)}{2}} \frac{(-1)^{i-1} (1 - \cos^{\frac{(n-1)}{2}+i-\frac{2}{3}} \theta_0)}{\frac{n}{2} - i + 1} + (-1)^{\frac{n-1}{2}} 2(1 - \sqrt{\cos \theta_0}) \right. \\
&\quad \left. - \frac{\pi}{4} + \operatorname{tg}^{-1} \sqrt{\cos \theta_0} \right\}^2 \text{ 当 } n \text{ 为奇数。} \quad (1.1.21)
\end{aligned}$$

在应用 (1.1.20) 式时应注意: f_0 的近似程度与 $f_0'^2$ 的近似程度不同时会产生显著的误差, 因此, 还是对 (1.1.18) 式进行数值积分为好。

g_0 也可以写作:

$$g_0 = \eta_s \gamma \quad (1.1.22)$$

$$\eta_s = \frac{\int_0^{\theta_0} f_0'^2 \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi} f_0'^2 \sin \theta d\theta} \quad (1.1.23)$$

$$\gamma = \frac{2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta_0}{2} \left\{ \int_0^{\theta_0} f_0 \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} d\theta \right\}^2}{\int_0^{\theta_0} f_0'^2 \sin \theta d\theta} \quad (1.1.24)$$

η_s 称为照射效率, γ 称为面积利用系数。

如以 $2F \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = R$, $d\theta = \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{F} dR$ 代入 (1.1.24) 得:

$$\gamma = \frac{2 \left\{ \int_0^{R_0} f_0(R) R dR \right\}^2}{R_0^2 \left\{ \int_0^{R_0} f_0'^2(R) R dR \right\}} \quad (1.1.25)$$

$$\left. \begin{aligned} f_0(R) &= \frac{f_0(\theta)}{\rho} = \frac{f_0(\theta)}{2F} (1 + \cos \theta) \\ f_0'^2(R) &= \frac{f_0'^2(\theta)}{\rho^2} = \frac{f_0'^2(\theta)}{4F} (1 + \cos \theta)^2 \end{aligned} \right\} \quad (1.1.26)$$

(1.1.25) 式为面积利用系数的口面积分表达式, $f_0(R)$, $f_0'^2(R)$ 为口面场分布 (按主极化电场平均及按全极化功率平均)。

设 $f_0(R) \simeq e^{-pR^2}$, $f_0'^2(R) \simeq e^{-qR^2}$, 则:

$$\gamma = \frac{(1 - e^{-pR_0^2})^2}{p^2 R_0^4} \cdot \frac{q R_0^2}{1 - e^{-qR_0^2}} \quad (1.1.27)$$

如已知抛物面口面场分布, 则可用 (1.1.25) 或 (1.1.27) 求 γ 。用 (1.1.27) 时应注意, 如果 $f_0(R)$ 的逼近程度与 $f_0'^2$ 的逼近程度不同, 则会引起显著的误差, 还是对 (1.1.25) 式进行数字积分为好。

为了避免 f_0 及 $f_0'^2$ 逼近程度不同引起的误差, 可以采用先逼近后平均的方法。

$$\text{设 } f_\theta(\theta, \varphi_1) = f_\theta(\theta, \varphi = \frac{2\pi i}{N}) \simeq \cos \frac{ni}{2} \theta$$

$$f_\varphi(\theta, \varphi_1) = f_\varphi(\theta, \varphi = \frac{2\pi i}{N}) \simeq \cos \frac{mi}{2} \theta$$

由 (1.1.19) 式可得:

$$f_0(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \left[\cos \frac{ni}{2} \theta \frac{\cos^2 \frac{2\pi i}{N}}{\sin^2 \frac{2\pi i}{N}} + \cos \frac{mi}{2} \theta \frac{\sin^2 \frac{2\pi i}{N}}{\cos^2 \frac{2\pi i}{N}} \right]$$

$$f_0'^2(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \left[\cos^{ni} \theta \frac{\cos^2 \frac{2\pi i}{N}}{\sin^2 \frac{2\pi i}{N}} + \cos^{mi} \theta \frac{\sin^2 \frac{2\pi i}{N}}{\cos^2 \frac{2\pi i}{N}} \right]$$

(由 1.1.18) 式得:

$$g_0 = \frac{2 \cot^2 \frac{\theta_0}{2} \frac{1}{N^2} \left[\sum_{i=0}^{N-1} \left\{ \sqrt{\gamma_{ni}} \frac{\cos^2 \frac{2\pi i}{N}}{\sin^2 \frac{2\pi i}{N}} + \sqrt{\gamma_{mi}} \frac{\sin^2 \frac{2\pi i}{N}}{\cos^2 \frac{2\pi i}{N}} \right\} \right]^2}{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \left\{ \frac{1 - \cos^{ni+1} \theta_0}{ni+1} \frac{\cos^2 \frac{2\pi i}{N}}{\sin^2 \frac{2\pi i}{N}} + \frac{1 - \cos^{mi+1} \theta_0}{mi+1} \frac{\sin^2 \frac{2\pi i}{N}}{\cos^2 \frac{2\pi i}{N}} \right\} + \int_{\theta_0}^{\pi} f_0'^2(\theta) \sin \theta d\theta}$$

同理, 设:

$$f_{\theta}(R, \varphi_1) = \frac{f_{\theta}(\theta, \varphi_1 = \frac{2\pi i}{N})}{\rho} \approx e^{-p_1 R_1^2}$$

$$f_{\varphi}(R, \varphi_1) = \frac{f_{\varphi}(\theta, \varphi_1 = \frac{2\pi i}{N})}{\rho} \approx e^{-q_1 R_1^2}$$

$$g_0 = \frac{2 \frac{1}{N^2} \left\{ \sum_{i=0}^{N-1} \left[\frac{1 - e^{-p_1 R_0^2} \cos^2 \frac{2\pi i}{N}}{p_1 R_0^2} \sin^2 \frac{2\pi i}{N} + \frac{1 - e^{-q_1 R_0^2} \sin^2 \frac{2\pi i}{N}}{q_1 R_0^2} \cos^2 \frac{2\pi i}{N} \right] \right\}^2}{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \left\{ \frac{1 - e^{-2p_1 R_0^2} \cos^2 \frac{2\pi i}{N}}{2p_1 R_0^2} \sin^2 \frac{2\pi i}{N} + \frac{1 - e^{-2q_1 R_0^2}}{2q_1 R_0^2} \cos^2 \frac{2\pi i}{N} \right\} + \int_0^{\pi} f_{\theta}'^2(\theta) \sin \theta d\theta}$$

为了便于估计馈源的各种特性对 g_0 的影响, 可以把 g_0 分为四个因子:

$$g_0 = \frac{2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta_0}{2} \left[\int_0^{\theta_0} |f(\theta)| e^{\operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} d\theta \right]^2}{\int_0^{\theta_0} |f(\theta)|^2 e^{\sin \theta} d\theta} \cdot \frac{\left| \int_0^{\theta_0} f_{\theta}'(\theta) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} d\theta \right|^2}{\left[\int_0^{\theta_0} |f(\theta)| e^{\operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} d\theta \right]^2} \cdot \frac{\int_0^{\theta_0} |f(\theta)|^2 e^{\sin \theta} d\theta}{\int_0^{\theta_0} |f_{\theta}'(\theta)| \sin \theta d\theta} \cdot \frac{\int_0^{\theta_0} |f_{\theta}'(\theta)| \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi} |f_{\theta}'(\theta)| \sin \theta d\theta}$$

$$\text{式中 } |f(\theta)| e = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \left[\left| f_{\theta} \left(\theta, \varphi = \frac{2\pi i}{N} \right) \right| \frac{\cos^2 \frac{2\pi i}{N}}{\sin^2 \frac{2\pi i}{N}} + \left| f_{\varphi} \left(\theta, \varphi = \frac{2\pi i}{N} \right) \right| \frac{\sin^2 \frac{2\pi i}{N}}{\cos^2 \frac{2\pi i}{N}} \right]$$

g_0 的四个因子中: 第一个因子为面积利用系数 (由馈源幅度平均方向图决定)。第二个因子为相位不均匀增益系数 (由馈源相位特性决定)。第三个因子为幅度环向不等所致增益系数 (由馈源幅度不等化的程度决定)。第四个因子为照射效率 (由馈源主旁办功率分布决定)。理想情况下每个因子都可等于 1。各个因子数值的大小标志着馈源各项特性的优劣, 由此可以判断为了高天线增益需要对馈源的改进方向。

§ 1.2 椭圆极化

上节中对于任何极化(1.1.2)~(1.1.11)式均适用。为了便于对椭圆极化波进行讨论可把(1.1.11)式的抛物面轴向场强分解为两个互相正交的圆极化分量

$$\left(\frac{\bar{i} + j\bar{j}}{\sqrt{2}}, \frac{\bar{i} - j\bar{j}}{\sqrt{2}} \right), \text{ 即}$$

$$\bar{E} = \left[\frac{\bar{E} \cdot (\bar{i} - j\bar{j})}{\sqrt{2}} \right] \frac{(\bar{i} + j\bar{j})}{\sqrt{2}} + \left[\frac{\bar{E} \cdot (\bar{i} + j\bar{j})}{\sqrt{2}} \right] \frac{(\bar{i} - j\bar{j})}{\sqrt{2}} \quad (1.2.1)$$

$$\begin{aligned} \text{故 } \bar{E} = & -j \frac{\omega\mu}{4\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} (E_\theta - jE_\varphi) e^{-j\varphi} (\bar{i} + j\bar{j}) \rho^2 F \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} d\theta \\ & - j \frac{\omega\mu}{4\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} (E_\theta + jE_\varphi) e^{j\varphi} (\bar{i} - j\bar{j}) \rho^2 F \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} d\theta \quad (1.2.2) \end{aligned}$$

(1.2.2) 式中第一项表示右旋圆极化分量，第二项表示左旋极化分量，其一为主极化，另一即为寄生极化。

假定椭圆极化馈源的方向图(包括相位)为：

$$\left. \begin{aligned} E_\theta &= \frac{\sqrt{G_{f0}P}}{\sqrt{4\pi}\rho} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} f_\theta(\theta, \varphi) \\ E_\varphi &= \frac{\sqrt{G_{f0}P}}{\sqrt{4\pi}\rho} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} f_\varphi(\theta, \varphi) \end{aligned} \right\} \quad (1.2.3)$$

馈源辐射的总功率为：

$$\begin{aligned} P &= \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left[|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2 \right] \rho^2 \sin\theta d\theta d\varphi \\ &= \frac{G_{f0}P}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left(|f_\theta(\theta, \varphi)|^2 + |f_\varphi(\theta, \varphi)|^2 \right) \sin\theta d\theta d\varphi \quad (1.2.4) \end{aligned}$$

抛物面天线轴向主极化功率为：

$$\begin{aligned} P_1 &= \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \left[\bar{E} \cdot \left(\frac{\bar{i} \pm j\bar{j}}{\sqrt{2}} \right) \right]^2 \\ &= \frac{\omega^2 \mu^2 F^2}{4\pi^3} \frac{\varepsilon}{\mu} G_{f0}P \frac{1}{2} \left| \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} (f_\theta \pm j f_\varphi) e^{\pm j\varphi} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} d\theta \right|^2 \quad (1.2.5) \end{aligned}$$

主极化增益系数为:

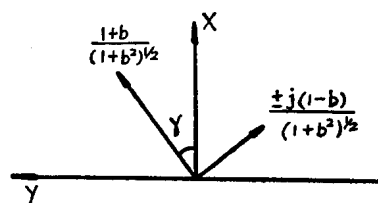
$$\begin{aligned}
 g_0 &= \frac{4\pi p_1}{p} \frac{\lambda^2}{4\pi^2 R_0^2} = \frac{p_1}{p} \frac{\lambda^2}{\pi R_0^2} \\
 &= \frac{\omega^2 \mu^2 F^2 \lambda^2}{2\pi^3 R_0^2} \frac{\epsilon}{\mu} \frac{\left| \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} (f_\theta \pm j f_\varphi) e^{\pm j\varphi \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} d\theta \right|^2}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \left[|f_\theta(\theta, \varphi)|^2 + |f_\varphi(\theta, \varphi)|^2 \right] \sin \theta d\theta} \\
 &= \frac{\operatorname{ctg}^2 \frac{\theta_0}{2}}{2\pi} \frac{\left| \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_0} (f_\theta \pm j f_\varphi) e^{\pm j\varphi \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}} d\theta \right|^2}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \left[|f_\theta(\theta, \varphi)|^2 + |f_\varphi(\theta, \varphi)|^2 \right] \sin \theta d\theta} \quad (1.2.6)
 \end{aligned}$$

$$= 2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta_0}{2} \frac{\left| \int_0^{\theta_0} f_\theta \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} d\theta \right|^2}{\int_0^\pi f_\theta'^2 \sin \theta d\theta} \quad (1.2.7)$$

式中

$$\begin{aligned}
 f_\theta &= \frac{1}{2n} \sum_{i=0}^{n-1} \left\{ f_\theta \left(\theta, \frac{2\pi i}{n} \right) \pm j f_\varphi \left(\theta, \frac{2\pi i}{n} \right) \right\} e^{\pm j \frac{2\pi i}{n}} \\
 f_\theta'^2 &= \frac{1}{2n} \sum_{i=0}^{n-1} \left\{ f_\theta^2 \left(\theta, \frac{2\pi i}{n} \right) + f_\varphi^2 \left(\theta, \frac{2\pi i}{n} \right) \right\}
 \end{aligned} \quad (1.2.8)$$

(1.2.8) 中 f_θ 为圆极化电场 (不包括反旋极化) 平均馈源等效方向图, $f_\theta'^2$ 为圆极化功率 (包括反旋极化) 平均馈源等效方向图。



图二

如果已知馈源方向图中 $\theta = 0$ 或 $\theta = \pi$ 的极化图, 如图二所示, 其表达式为:

$$\begin{aligned}
 f_\theta \left(\frac{0}{\pi}, \varphi \right) &= \frac{1}{\sqrt{1+b^2}} \left[(1+b) \cos(\gamma - \varphi) \pm j(1-b) \sin(\gamma - \varphi) \right] \\
 f_\varphi \left(\frac{0}{\pi}, \varphi \right) &= \frac{1}{\sqrt{1+b^2}} \left[(1+b) \sin(\gamma - \varphi) \mp j(1-b) \cos(\gamma - \varphi) \right]
 \end{aligned} \quad (1.2.9)$$

以 (1.2.9) 代入 (1.2.8) 得,

$$\begin{aligned}
 f_{\theta} &= \frac{1}{2n\sqrt{1+b^2}} \sum_{i=0}^{n-1} \left\{ \left[\frac{f_{\theta}(\theta, \frac{2\pi i}{n})}{f_{\theta}(\frac{0}{\pi}, \frac{2\pi i}{n})} + \frac{f_{\varphi}(\theta, \frac{2\pi i}{n})}{f_{\varphi}(\frac{0}{\pi}, \frac{2\pi i}{n})} \right] e^{\pm j\gamma} \right. \\
 &\quad \left. + b \left[\frac{f_{\theta}(\theta, \frac{2\pi i}{n})}{f_{\theta}(\frac{0}{\pi}, \frac{2\pi i}{n})} - \frac{f_{\varphi}(\theta, \frac{2\pi i}{n})}{f_{\varphi}(\frac{0}{\pi}, \frac{2\pi i}{n})} \right] e^{\mp j(\gamma - \frac{4\pi i}{n})} \right\} \\
 f_{\theta}'^2 &= \frac{1}{2n} \sum_{i=0}^{n-1} \left\{ \left[\frac{f_{\theta}(\theta, \frac{2\pi i}{n})}{f_{\theta}(\frac{0}{\pi}, \frac{2\pi i}{n})} \right]^2 + \left[\frac{f_{\varphi}(\theta, \frac{2\pi i}{n})}{f_{\varphi}(\frac{0}{\pi}, \frac{2\pi i}{n})} \right]^2 \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2b\cos 2(\gamma - \frac{2\pi i}{n})}{1+b^2} \left[-\frac{f_{\theta}^2(\theta, \frac{2\pi i}{n})}{f_{\theta}^2(\frac{0}{\pi}, \frac{2\pi i}{n})} - \frac{f_{\varphi}^2(\theta, \frac{2\pi i}{n})}{f_{\varphi}^2(\frac{0}{\pi}, \frac{2\pi i}{n})} \right] \right\} \quad (1.2.10)
 \end{aligned}$$

由 (1.2.7) 及 (1.2.10) 式, 馈源测试所得 0° 或 π 的极化图即 (1.2.9) 式, 及馈

源测试所得各平面的方向图 $\frac{f_{\theta}(\theta, \varphi)}{f_{\theta}(\frac{0}{\pi}, \varphi)}$, $\frac{f_{\varphi}(\theta, \varphi)}{f_{\varphi}(\frac{0}{\pi}, \varphi)}$, 即可计算抛物面天线的圆极

化增益系数 g_0 。 g_0 的计算也可以化为口面积分:

$$g_0 = \frac{2 \int_0^{R_0} f_{\theta}(\theta) (1 + \cos \theta) R dR \Big|^2}{R_0^2 \left\{ \int_0^{R_0} f_{\theta}'^2(\theta) (1 + \cos \theta)^2 R dR \right\}} \frac{\int_0^{\theta_0} f_{\theta}'^2(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi} f_{\theta}'^2(\theta) \sin \theta d\theta} \quad (1.2.11)$$

第二章 遮蔽对增益的影响及遮蔽增益系数 g_B

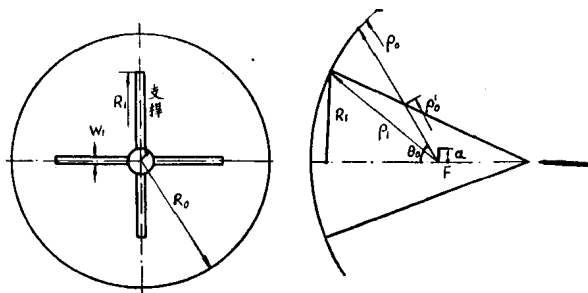
馈源系统及其支杆对抛物面天线有遮蔽作用, 遮蔽部分的电磁波可以认为散射到空间其他部分而没有到达抛物面的轴向区。因此使抛物面天线的轴向增益降低。有无遮蔽的增益之比我们称为遮蔽增益系数 g_B 。显而易见:

$$g_B = \frac{\left[\int_A f(x, y) dA - \int_{A_1} f(x, y) dA - \int_{A_2} f(x, y) dA \right]^2}{\left[\int_A f(x, y) dA \right]^2} \quad (2.1)$$

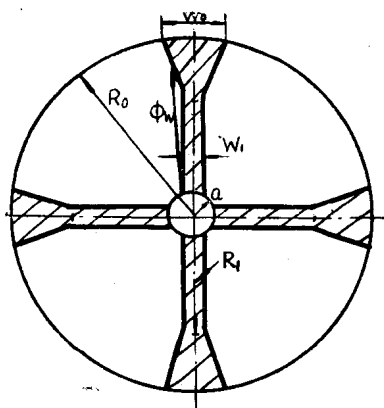
式中 A 为抛物面的口面, $f(x, y)$ 为抛物面的口面场分布, A_1 为馈源系统的遮蔽面积, A_2 为支杆遮蔽面积, 下面我们分别讨论馈源系统及其支杆遮蔽的结果。

§ 2.1 馈源的遮蔽

抛物面天线示意图如图三。馈源及支杆遮蔽示意图如图四。



图三



图四

$$\left. \begin{aligned} \int_A f(x, y) dA &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{R_0} f_\theta(R) dR = 2\pi \int_0^{R_0} f_\theta(R) R dR \\ &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta} f_\theta(\theta) 2F \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} d\theta = 4\pi F \int_0^{\theta} f_\theta(\theta) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} d\theta \end{aligned} \right\} (2.1.1)$$

抛物面天线的轴向场强为馈源遮蔽去的部分为:

$$\left. \begin{aligned} \int_{A_1} f(x, y) dA &= 4\pi F \int_0^{\operatorname{tg}^{-1} \frac{a}{2F}} f_\theta(\theta) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} d\theta \\ &= 2\pi \int_0^a f_\theta(R) R dR \end{aligned} \right\} (2.1.2)$$

§ 2.2 支杆遮蔽

由图三及图四可见:

$$\left. \begin{aligned} a \leq R \leq R_1 \quad \varphi_w &= \frac{W_1}{2\rho \sin \theta} = \frac{W_1}{2R} \\ R_1 \leq R \leq R_0 \quad \varphi_w &= \frac{W_1}{2\rho \sin \theta} \left[1 + \left(\frac{\rho_0}{\rho_0'} - 1 \right) \frac{(\rho \sin \theta - R_1)}{R_0 - R_1} \right] \\ &= \frac{W_1}{2R} \left[\frac{R - R_1}{R_0 - R_1} \left(\frac{\rho_0}{\rho_0'} - 1 \right) + 1 \right] \end{aligned} \right\} \quad (2.2.1)$$

抛物面天线轴向场强为支杆遮蔽去的部分为 (s 根支杆):

$$\begin{aligned} \int_{A_2} f(x, y) dA &= \sum_{i=1}^s \int_{\varphi_i - \varphi_w}^{\varphi_i + \varphi_w} d\varphi \int_{2\operatorname{tg}^{-1} \frac{a}{2F}}^{2\operatorname{tg}^{-1} \frac{R_0}{2F}} f(\theta, \varphi_i) 2F \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} d\theta \\ &= \sum_{i=1}^s 4F \int_{2\operatorname{tg}^{-1} \frac{a}{2F}}^{2\operatorname{tg}^{-1} \frac{R_0}{2F}} f(\theta, \varphi_i) \frac{\sin \theta}{1 + \cos \theta} \varphi_w d\theta \\ &= \sum_{i=1}^s W_1 \int_{2\operatorname{tg}^{-1} \frac{a}{2F}}^{2\operatorname{tg}^{-1} \frac{R_0}{2F}} f(\theta, \varphi_i) d\theta + \sum_{i=1}^s \frac{2FW_1 \left(\frac{\rho_0}{\rho_0'} - 1 \right)}{R_0 - R_1} \int_{2\operatorname{tg}^{-1} \frac{R_1}{2F}}^{2\operatorname{tg}^{-1} \frac{R_0}{2F}} f(\theta, \varphi_i) \frac{\sin \theta}{1 + \cos \theta} d\theta \\ &\quad - \frac{W_1 R_1 \left(\frac{\rho_0}{\rho_0'} - 1 \right)}{R_0 - R_1} \int_{2\operatorname{tg}^{-1} \frac{R_1}{2F}}^{2\operatorname{tg}^{-1} \frac{R_0}{2F}} \sum_{i=1}^s f(\theta, \varphi_i) d\theta \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

用口面积分表示则为:

$$\begin{aligned} \int_{A_2} f(x, y) dA &= \sum_{i=1}^s \int_a^{R_0} f(R, \varphi_i) 2\varphi_w R dR \\ &= W_1 \sum_{i=1}^s \left\{ \int_a^{R_1} \frac{1}{R} f(R, \varphi_i) R dR + \int_{R_1}^{R_0} \frac{R - R_1}{R_0 - R_1} \left(\frac{\rho_0}{\rho_0'} - 1 \right) + 1}{R} f(R, \varphi_i) R dR \right\} \end{aligned} \quad (2.2.3)$$