中国科学(A 辑)
第25卷 第12期 SCIENCE IN CHINA (Series A) 1995年12月

多波束抛物环面天线的理论分析

杜 彪
(上海大学电子工程系,上海 201800)
杨可忠 钟顺时
(电子部第54研究所,石家庄 050081) (上海大学电子工程系,上海 201800)

摘要 导出了抛物环面天线的参数方程、单位法线矢量和面积元素的表示式. 描述了抛物环面天线的多波束形成机理. 利用物理光学法导出了辐射场公式,并用其研究了几何参数对天线增益的影响. 一个实际天线的理论计算方向图与实测值吻合良好,表明本文的理论对实际设计有指导意义.

关键词 多波束天线 单偏置天线 抛物环面天线

卫星通信发展的一个重要趋势是利用单个卫星通信地球站同时和多颗同步卫星通信,这就需要卫星通信地球站天线能提供多个波束. 相控阵天线、微波透镜天线、球面天线、抛物面天线、抛物环面天线、双反射面天线和多反射面天线都可用做多波束天线,其中抛物环面天线具有扫描特性优良、结构简单、稳定可靠和成本低廉等优点,因此本文将进行重点研究.

许多作者对多波束抛物环面天线进行了研究[1,2],但是仅给出了一些实验模型和测试结果,缺乏深入而系统的理论分析. 本文从理论上深入而系统地研究和分析了这种天线,阐述了其多波束形成机理,利用物理光学法导出了辐射场公式,给出了一些有意义的曲线,便于设计者进行优化设计.

1 抛物环面天线的几何特性

抛物环面是一段抛物线绕与其焦轴成 $\pi/2+\alpha$ 角的一个轴线旋转而成的曲面. 抛物环面天线的几何示意图如图1所示,通常采用上偏置结构,以避免馈源对天线的遮挡.

1.1 偏置抛物环面天线的坐标关系

图1中 M 为一段抛物线,是抛物环面天线的母线; F 是 M 的焦点; O 是 M 的顶点; f 是焦距; D 为抛物环面天线沿 y 轴的高度; d 为抛物环面天线的净距; θ_0 为偏置角; θ_a 为偏置抛物环面母线 M 上下边缘对 F 的半张角; (x, y, z) 为母抛物环面的直角坐标系; (x', y', z') 和 (r', θ', φ') 分别为偏置抛物环面的直角和球坐标系; (x_h', y_h', z_h') 和 $(r_h', \theta_h', \varphi_h')$ 分别为馈源的直角和球坐标系, z' 与 z_h' 轴的夹角为 β; (x_r, y_r, z_r) 为生成抛物环面旋转 M 时所用的直角坐标系, z_r 为旋转轴, z_r 轴与 y_a 轴的夹角为 α, 与 z 轴的夹角为 $\pi/2+\alpha$, x_r 与 x 和 x' 轴方向相同, O 点与 O_r 点间的距离为 R_0, 其中 f, R_0 和 α 为抛物环面天线的重要几何参数;

1995-01-09收稿,1995-05-07收修改稿

(X, Y, Z) 和 (R, Θ, Φ) 分别为远区场点的直角和球坐标系.

图1中各坐标系之间关系为

$$\begin{bmatrix}\hat{x}'\\ \hat{y}'\\ \hat{z}'\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & -\cos\theta_0 & -\sin\theta_0\\ 0 & \sin\theta_0 & -\cos\theta_0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\hat{x}\\ \hat{y}\\ \hat{z}\end{bmatrix}, \tag{1}$$

$$\begin{bmatrix}\hat{x}'_{\mathrm{h}}\\ \hat{y}'_{\mathrm{h}}\\ \hat{z}'_{\mathrm{h}}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & \cos\beta & \sin\beta\\ 0 & -\sin\beta & \cos\beta\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\hat{x}'\\ \hat{y}'\\ \hat{z}'\end{bmatrix}, \tag{2}$$

$$\begin{bmatrix}\hat{x}\\ \hat{y}\\ \hat{z}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & -\sin\alpha & \cos\alpha\\ 0 & -\cos\alpha & -\sin\alpha\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\hat{x}_{\mathrm{r}}\\ \hat{y}_{\mathrm{r}}\\ \hat{z}_{\mathrm{r}}\end{bmatrix}, \tag{3}$$

$$\begin{bmatrix}\hat{r}'\\ \hat{\theta}'\\ \hat{\varphi}'\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\sin\theta'\cos\varphi' & \sin\theta'\sin\varphi' & \cos\theta'\\ \cos\theta'\cos\varphi' & \cos\theta'\sin\varphi' & -\sin\theta'\\ -\sin\varphi' & \cos\varphi' & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\hat{x}'\\ \hat{y}'\\ \hat{z}'\end{bmatrix}. \tag{4}$$

1.2 抛物环面的参数方程

抛物线 M 上任意一点 M_P 在 (x, y, z) 坐标系中的坐标为 $(0, y_m, z_m)$, 它满足

$$y_m^2=4fz_m. \tag{5}$$

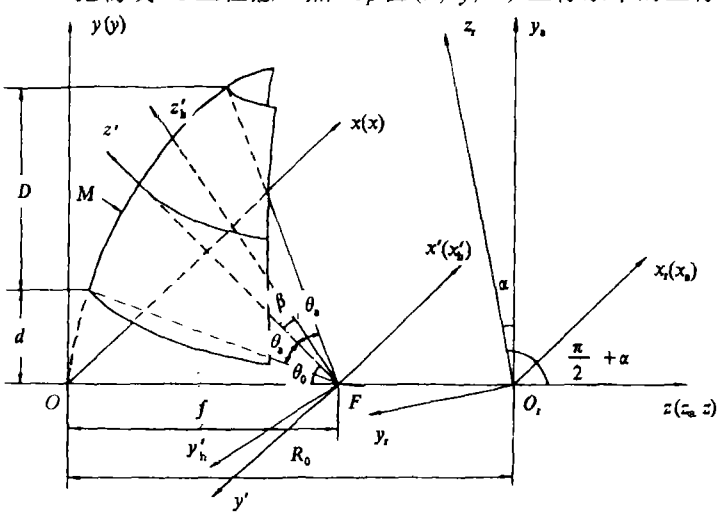

图1 抛物环面天线几何示意图

引入3个中间变量:

$$\begin{cases} z_i=R_0\cos^2\alpha-(y_m\cos\alpha-\\ \quad z_m\sin\alpha)\sin\alpha,\\ y_i=(z_i-z_m)\,\mathrm{tg}\alpha+y_m,\\ \rho=[(y_i-y_m)^2+(z_i-z_m)^2]^{1/2}, \end{cases} \tag{6}$$

则导出抛物环面的参数方程(推导过程见附录)为

$$\begin{cases} x=\rho\sin\psi,\\ y=y_i-\rho\cos\psi\sin\alpha,\\ z=z_i-\rho\cos\psi\cos\alpha, \end{cases} \tag{7}$$

式中 x, y, z 是抛物环面上任一点 P 的坐标; y_m 和 ψ 为参变数, ψ 为母线 M 上 M_P 点绕 z_r 轴旋转而产生 P 点时的转动角.

1.3 抛物环面的单位法线矢量和面积元素

由抛物环面的参数方程式(7)和文献[3]中的公式, 可求得抛物环面的单位法线矢量和面积元素分别为

$$\hat{n}=\frac{1}{\sqrt{1+y_m^2/4f^2}}(\hat{x}n'_x+\hat{y}n'_y+\hat{z}n'_z), \tag{8}$$

$$\begin{cases} n_x' = \sin\psi\left(\dfrac{y_m}{2f}\sin\alpha - \cos\alpha\right), \\ n_y' = \sin\alpha\cos\alpha(\cos\psi - 1) - \dfrac{y_m}{2f}(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha\cos\psi), \\ n_z' = \sin^2\alpha + \cos^2\alpha\cos\psi + \dfrac{y_m}{2f}\sin\alpha\cos\alpha(1-\cos\psi) \end{cases} \tag{9}$$

和

$$\mathrm{d}S = \rho\sqrt{1 + y_m^2/4f^2}\,\mathrm{d}y_m\mathrm{d}\psi. \tag{10}$$

2　抛物环面天线的多波束形成机理

众所周知，同步卫星轨道是位于地球赤道平面上且半径约为 42 178 km 的一个圆周，一个地球站和 5 颗同步卫星通信的示意图如图 2 所示．图中 S_1, S_2,…, S_5 表示同步卫星，E 为地球站．如果地球站 E 位于赤道上，那么地球站指向同步轨道弧的轨迹为一平面．通常地球站 E 不在赤道上（如图 2 所示），此时地球站指向同步轨道弧的轨迹为一非对称且相当扁的锥面．该锥的顶点就是 E 点，底边是同步轨道．因此，就要求地球站天线的波束扫描轨迹也在该锥面或接近该锥面的一个扫描锥面上，这样才能保证天线各波束对准各自对应的同步卫星．下面我们考察抛物环面天线的波束扫描情况。

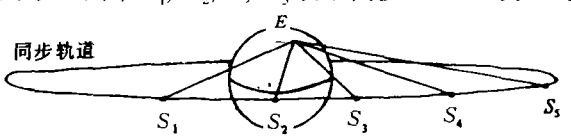

图 2　地球站 E 和 5 颗同步卫星通信

2.1　焦弧的轨迹

抛物环面母线 M 的焦点 F 和 O_r 点在 (x, y, z) 坐标系中的坐标分别为 $(0, 0, f)$ 和 $(0, 0, R_0)$，则

$$\boldsymbol{O_rF} = (f - R_0)\hat{z} = (R_0 - f)(\hat{y}_r\cos\alpha + \hat{z}_r\sin\alpha). \tag{11}$$

当抛物线 M 绕 z_r 轴旋转时，$\hat{z}_r$ 保持不变，而 $\hat{y}_r$ 变为 $\hat{x}_r\sin\psi + \hat{y}_r\cos\psi$，代入 (11) 式得

$$\boldsymbol{O_rF_r} = (R_0 - f)[(\hat{x}_r\sin\psi + \hat{y}_r\cos\psi)\cos\alpha + \hat{z}_r\sin\alpha]. \tag{12}$$

由 (12) 式可知，焦弧的轨迹是以在 (x_r, y_r, z_r) 坐标系中的点 $(0, 0, (R_0 - f)\sin\alpha)$ 为圆心，半径为 $(R_0 - f)\cdot\cos\alpha$ 的圆弧．

2.2　抛物环面天线的波束扫描轨迹

由 (3) 式可知，抛物环面天线母线 M 的波束方向为

$$\hat{z} = -\cos\alpha\hat{y}_r - \sin\alpha\hat{z}_r. \tag{13}$$

当 M 绕 z_r 轴旋转时，波束方向也随之旋转，设波束方向为 $\hat{B}_d$，则有

$$\hat{B}_d = -\cos\alpha(\sin\psi\hat{x}_r + \cos\psi\hat{y}_r) - \sin\alpha\hat{z}_r, \tag{14}$$

$$\hat{B}_d \cdot \hat{z}_r = -\sin\alpha = \cos\left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right). \tag{15}$$

(15)式表明波束的扫描轨迹为与 z_r 轴成 $\pi/2+\alpha$ 角度的圆锥面．当 $\alpha=0°$ 时，该圆锥面变成一个平面．

由上面分析可知，如果在抛物环面天线焦弧的合适角度上放置一些馈源，便会形成与馈源相对应的多个波束，且波束的扫描轨迹是一个半锥角为 $\pi/2-\alpha$ 角度的圆锥面．由此可看出，抛物环面天线的波束扫描轨迹与图2所示的地球站天线对同步卫星的波束扫描轨迹非常接近，均为锥面．只要合理地放置馈源并选取合适的 α 值，抛物环面天线的波束将会对准或接近对准要通信的几颗同步卫星．因此该天线非常适合于一个地球站同时和多颗同步卫星的通信．

3 物理光学法计算偏置抛物环面天线的辐射场

前馈反射面天线的辐射场可表示为

$$\boldsymbol{E}=-\frac{\mathrm{j}\eta_0}{2\lambda R}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kR}\int\int_S \boldsymbol{J}\mathrm{e}^{\mathrm{j}k\hat{R}\cdot A_p}\mathrm{d}S, \tag{16}$$

式中 $\boldsymbol{A}_p$ 为镜面面元的位置矢量；S 为镜面面积；$\boldsymbol{J}$ 为镜面电流，可表示为

$$\boldsymbol{J}=\hat{n}\times\boldsymbol{H}_S=2\hat{n}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{i}}\ , \tag{17}$$

式中 $\boldsymbol{H}_{\mathrm{i}}$ 为镜面面元处的入射磁场．

3.1 镜面上的入射磁场

设馈源的辐射电场为

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}=\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr'}}{r'}[\hat{\theta}'A_{\theta'}(\theta',\ \varphi')+\hat{\varphi}'A_{\varphi'}(\theta',\ \varphi')], \tag{18}$$

则有

$$\boldsymbol{H}_{\mathrm{i}}=\frac{1}{\eta_0}\hat{r}'\times\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}. \tag{19}$$

设镜面面元 P 点处的坐标为 $(x_P,\ y_P,\ z_P)$，有

$$\boldsymbol{r}'=\boldsymbol{FP}=\hat{x}x_P+\hat{y}y_P+\hat{z}(z_P-f), \tag{20}$$

$$r'=|\boldsymbol{r}'|=\sqrt{x_P^2+y_P^2+(z_P-f)^2}\ , \tag{21}$$

$$\hat{r}'=\frac{\boldsymbol{r}'}{r'}=\frac{1}{r'}[\hat{x}x_P+\hat{y}y_P+\hat{z}(z_P-f)]. \tag{22}$$

由(1)和(4)式得

$$\begin{cases}\hat{\theta}'=\hat{x}\cos\theta'\cos\varphi'-\hat{y}(\cos\theta_0\cos\theta'\sin\varphi'+\sin\theta_0\sin\theta')+\\ \qquad z(\cos\theta_0\sin\theta'-\sin\theta_0\cos\theta'\sin\varphi'),\\ \hat{\varphi}'=-\hat{x}\sin\varphi'-\hat{y}\cos\varphi'\cos\theta_0-\hat{z}\cos\varphi'\sin\theta_0.\end{cases} \tag{23}$$

把(23)式代入(18)式得

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{i}}=\frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr'}}{r'}(\hat{x}e_{\mathrm{i}x}+\hat{y}e_{\mathrm{i}y}+\hat{z}e_{\mathrm{i}z}), \tag{24}$$

式中

$$\begin{cases} e_{ix}=A_{\theta'}\cos\theta'\cos\varphi'-A_{\varphi'}\sin\varphi', \\ e_{iy}=-A_{\theta'}(\cos\theta_0\cos\theta'\sin\varphi'+\sin\theta_0\sin\theta')-A_{\varphi'}\cos\varphi'\cos\theta_0, \\ e_{iz}=A_{\theta'}(\cos\theta_0\sin\theta'-\sin\theta_0\cos\theta'\sin\varphi')-A_{\varphi'}\cos\varphi'\sin\theta_0. \end{cases} \tag{25}$$

把(22)和(24)式代入(19)式得

$$\boldsymbol{H}_i=\frac{1}{\eta_0}\frac{e^{-jkr'}}{r'^2}\{\hat{x}[y_Pe_{iz}-(z_P-f)e_{iy}]+\hat{y}[(z_P-f)e_{ix}-x_Pe_{iz}]+ \\ \hat{z}(x_Pe_{iy}-y_Pe_{ix})\}. \tag{26}$$

3.2　偏置抛物环面天线的辐射场

把(8)和(26)式代入(17)式得

$$\boldsymbol{J}=\frac{2}{\eta_0}\frac{e^{-jkr'}}{r'^2}\frac{1}{\sqrt{1+y_m^2/4f^2}}(\hat{x}I_x+\hat{y}I_y+\hat{z}I_z), \tag{27}$$

式中

$$\begin{cases} I_x=n_y'(x_Pe_{iy}-y_Pe_{ix})-n_z'[(z_P-f)e_{ix}-x_Pe_{iz}], \\ I_y=n_z'[y_Pe_{iz}-(z_P-f)e_{iy}]-n_x'(x_Pe_{iy}-y_Pe_{ix}), \\ I_z=n_x'[(z_P-f)e_{ix}-x_Pe_{iz}]-n_y'[y_Pe_{iz}-(z_P-f)e_{iy}]. \end{cases} \tag{28}$$

$$\begin{cases} \hat{R}=\hat{x}\sin\Theta\cos\Phi+\hat{y}\sin\Theta\sin\Phi+\hat{z}\cos\Theta, \\ \boldsymbol{A}_p=\hat{x}x_P+\hat{y}y_P+\hat{z}z_P, \\ \hat{R}\cdot\boldsymbol{A}_p=x_P\sin\Theta\cos\Phi+y_P\sin\Theta\sin\Phi+z_P\cos\Theta. \end{cases} \tag{29}$$

将(27)和(29)式代入(16)式得

$$\boldsymbol{E}=C(\hat{X}N_X+\hat{Y}N_Y+\hat{Z}N_Z), \tag{30}$$

式中

$$C=-j\frac{e^{-jkR}}{\lambda R},$$

$$N_{\substack{X\\Y\\Z}}=\int_{y_{m1}}^{y_{m2}}\int_{-\psi_0}^{\psi_0}\frac{\rho}{r'^2}\cdot I_{\substack{x\\y\\z}}\cdot e^{jk(x_P\sin\Theta\cos\Phi+y_P\sin\Theta\sin\Phi+z_P\cos\Theta-r')}dy_m d\psi, \tag{31}$$

式中 y_{m2}, y_{m1} 分别为母线 M 上下边缘点的 y 方向坐标；ψ_0 为形成抛物环面时母线 M 绕 z_r 轴旋转角的一半.

辐射场 $\boldsymbol{E}$ 的 E_Θ 和 E_Φ 分量分别为

$$\begin{cases} E_\Theta=\boldsymbol{E}\cdot\hat{\Theta}=C(N_X\cos\Theta\cos\Phi+N_Y\cos\Theta\sin\Phi-N_Z\sin\Theta), \\ E_\Phi=\boldsymbol{E}\cdot\hat{\Phi}=C(-N_X\sin\Phi+N_Y\cos\Phi). \end{cases} \tag{32}$$

按照 Ludwing 关于交叉极化的第三定义[4]有

$$\begin{cases} E_p = E_\Theta \sin\Phi + E_\Phi \cos\Phi, \\ E_q = E_\Theta \cos\Phi - E_\Phi \sin\Phi. \end{cases} \tag{33}$$

当馈源的主极化方向沿 $\hat{x}_h'$ 时，E_q 为主极化，E_p 为交叉极化；当馈源的主极化方向沿 $\hat{y}_h'$ 时，E_p 为主极化，E_q 为交叉极化。

将(32)式代入(33)式得

$$\begin{cases} E_p = C[N_X(\cos\Theta - 1)\sin\Phi\cos\Phi + N_Y(\cos\Theta\sin^2\Phi + \cos^2\Phi) - N_Z\sin\Theta\sin\Phi], \\ E_q = C[N_X(\cos\Theta\cos^2\Phi + \sin^2\Phi) + N_Y(\cos\Theta - 1)\sin\Phi\cos\Phi - N_Z\sin\Theta\cos\Phi]. \end{cases} \tag{34}$$

3.3 馈源方向图的转换

(18)式中馈源的方向图 $A_{\theta'}$ 和 $A_{\varphi'}$ 是以偏置坐标系 z' 轴为极轴的方向图，而实际馈源的方向图是以馈源的轴 z_h' 为极轴的方向图，因此实际馈源的方向图必须转换为以 z' 轴为极轴的方向图 $A_{\theta'}$ 和 $A_{\varphi'}$ 才能利用(25)和(34)式进行计算.

在给出馈源方向图的转换公式之前，先给出母抛物环面坐标系与偏置坐标系以及偏置坐标系与馈源坐标系之间的转换关系.

母抛物环面坐标系与偏置坐标系间的转换关系为

$$\begin{cases} \theta' = \cos^{-1}\left\{\dfrac{1}{r'}[y_P\sin\theta_0 - (z_P - f)\cos\theta_0]\right\}, \\ \varphi' = \cos^{-1}(x_P / r'\sin\theta'). \end{cases} \tag{35}$$

偏置坐标系与馈源坐标系间的转换关系为

$$\begin{cases} \theta_h' = \cos^{-1}(\cos\beta\cos\theta' - \sin\beta\sin\theta'\sin\varphi'), \\ \varphi_h' = \cos^{-1}(\sin\theta'\cos\varphi' / \sin\theta_h'). \end{cases} \tag{36}$$

利用(35)和(36)式就可求出 (y_m, ψ) 所确定的偏置抛物环面上任一点 P 在馈源球坐标系中的位置.

馈源方向图的转换公式为

$$\begin{cases} A_{\theta'}(\theta', \varphi') = [\hat{\theta}_h' A_{\theta_h'}(\theta_h', \varphi_h') + \hat{\varphi}_h' A_{\varphi_h'}(\theta_h', \varphi_h')] \cdot \hat{\theta}', \\ A_{\varphi'}(\theta', \varphi') = [\hat{\theta}_h' A_{\theta_h'}(\theta_h', \varphi_h') + \hat{\varphi}_h' A_{\varphi_h'}(\theta_h', \varphi_h')] \cdot \hat{\varphi}', \end{cases} \tag{37}$$

式中

$$\begin{cases} \hat{\theta}_h' \cdot \hat{\theta}' = \cos\theta_h'\cos\varphi_h'\cos\theta'\cos\varphi' + \cos\theta_h'\sin\varphi_h'\cos\theta'\sin\varphi'\cos\beta - \\ \qquad \cos\theta_h'\sin\varphi_h'\sin\theta'\sin\beta + \sin\theta_h'\cos\theta_h'\sin\varphi'\sin\beta + \sin\theta_h'\sin\theta'\cos\beta, \\ \hat{\theta}_h' \cdot \hat{\varphi}' = -\cos\theta_h'\cos\varphi_h'\sin\varphi' + \cos\theta_h'\sin\varphi_h'\cos\varphi'\cos\beta + \sin\theta_h'\cos\varphi'\sin\beta, \\ \hat{\varphi}_h' \cdot \hat{\theta}' = -\sin\varphi_h'\cos\theta'\cos\varphi' + \cos\varphi_h'\cos\theta'\sin\varphi'\cos\beta - \cos\varphi_h'\sin\theta'\sin\beta, \\ \hat{\varphi}_h' \cdot \hat{\varphi}' = \sin\varphi_h'\sin\varphi' + \cos\varphi_h'\cos\varphi'\cos\beta. \end{cases} \tag{38}$$

通常使用的馈源为等化波瓣馈源，即

$$\hat{\theta}_h' A_{\theta_h'}(\theta_h', \varphi_h') + \hat{\varphi}_h' A_{\varphi_h'}(\theta_h', \varphi_h') = A_0(\theta_h') \cdot \begin{bmatrix} \cos\varphi_h' & \hat{\theta}_h' \mp & \sin\varphi_h' & \\ \sin\varphi_h' & & \cos\varphi_h' & \hat{\varphi}_h' \end{bmatrix}, \tag{39}$$

式中上下两排分别对应 x_h' 和 y_h' 极化．于是有

$$\begin{cases} A_{\theta'}(\theta', \varphi') = A_0(\theta_h') \begin{bmatrix} \cos\varphi_h' & \hat{\theta}_h' \mp & \sin\varphi_h' & \\ \sin\varphi_h' & & \cos\varphi_h' & \hat{\varphi}_h' \end{bmatrix} \cdot \hat{\theta}', \\ A_{\varphi'}(\theta', \varphi') = A_0(\theta_h') \begin{bmatrix} \cos\varphi_h' & \hat{\theta}_h' \mp & \sin\varphi_h' & \\ \sin\varphi_h' & & \cos\varphi_h' & \hat{\varphi}_h' \end{bmatrix} \cdot \hat{\varphi}'. \end{cases} \tag{40}$$

4　几何参数对增益的影响

本节利用上节的公式，分别计算了 f/R_0，R_0/D，D/λ，$\theta_0-\theta_a$，β 和馈源位置等参数对天线增益的影响，得出了一些有参考价值的数值结果．由于篇幅限制，下文将选择一些有代表性结果给予论述．这里我们对两个典型口径波长比为 50 和 200 的天线进行研究，照射函数选为 $e^{-p(\theta/\beta_x)^2}$.

4.1　f/R_0 对增益的影响

图 3 和 4 给出了天线增益随 f/R_0 的变化曲线，图中 R_0/D 为参数．由图可见，f/R_0 的最佳值与边缘照射电平 S 基本上无关，但与 R_0/D 和 D/λ 有关，在 $R_0/D=2\sim4$ 的范围内，对于 $D/\lambda=50$ 和 200 的天线，f/R_0 的最佳值分别为 0.474～0.491 和 0.484～0.493.

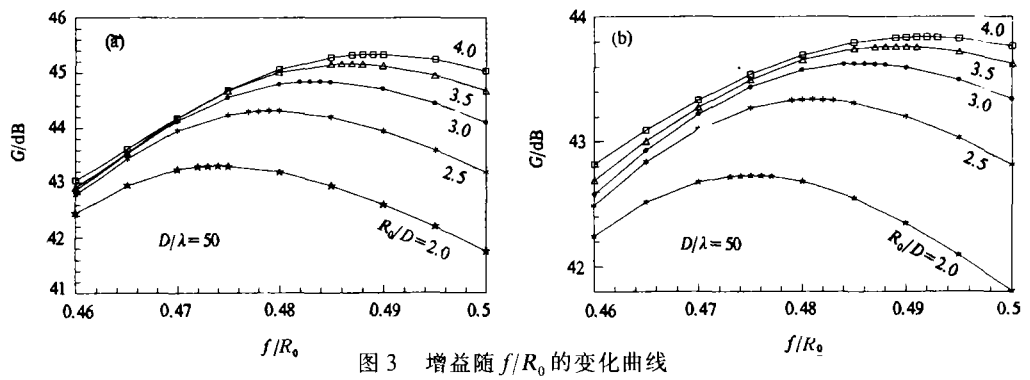

图 3　增益随 f/R_0 的变化曲线

(a) $S=-8$ dB, (b) $S=-15$ dB

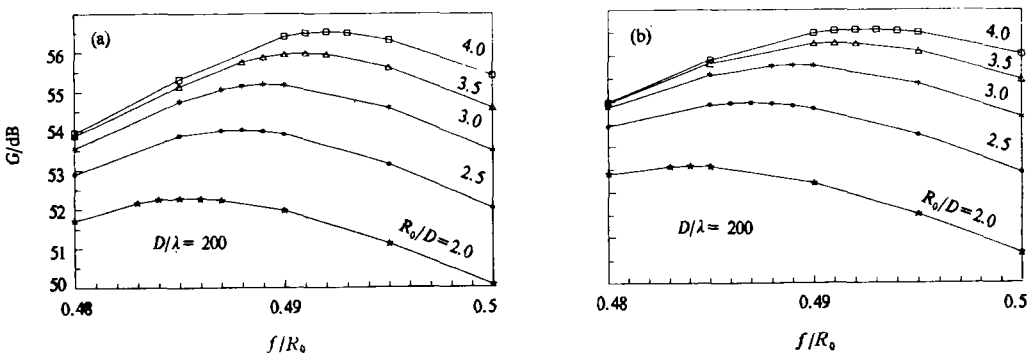

图 4　增益随 f/R_0 的变化曲线

(a) $S=-8$ dB, (b) $S=-15$ dB

4.2 R_0/D 对增益的影响

从图 3 和 4 中可看到，在边缘照射电平一定时，天线增益随 R_0/D 增大而升高，但当天线的扫描范围一定时，R_0/D 取得越大，天线的水平尺寸也会越大．因此设计天线时，在天线水平尺寸允许的前提下，应尽可能加大 R_0/D.

4.3 天线母线下边缘偏置角 $\theta_0-\theta_a$ 对增益的影响

天线母线下边缘偏置角 $\theta_0-\theta_a$ 对增益的影响如图 5 所示，图中 R_0/D 为参数，$S=-15$dB. 由图 5 可知，随着 $\theta_0-\theta_a$ 的增大，增益逐渐减小．因此天线母线下边缘偏置角应以馈源对天线恰好不遮挡时的偏置角为最佳．

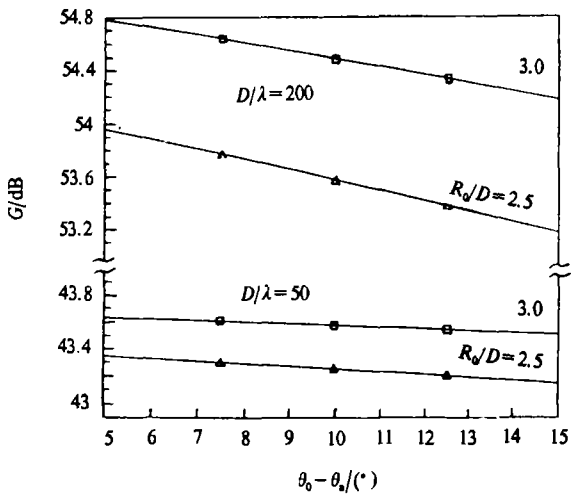

图 5 下边缘偏置角对增益的影响

5 计算结果与实验结果的比较

一个实际天线的计算和测试方向图示于图 6. 可见两者的波束宽度和 $\Phi=0°$ 平面内的旁瓣电平吻合得很好，而两者在 $\Phi=90°$ 平面内的旁瓣电平的差别主要是由于镜面公差和实际馈源的方向图并未完全等化及馈源的安装公差等原因引起的．

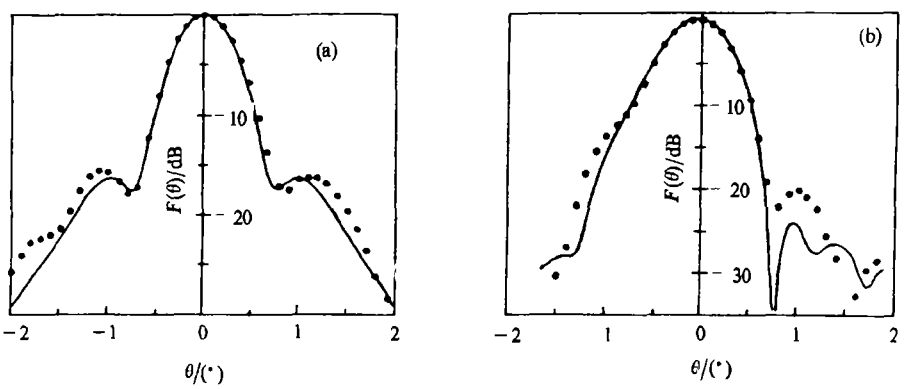

图 6 $\Phi=0°$ 平面天线的方向图(a)和 $\Phi=90°$ 平面天线的方向图(b)

6 结论

本文系统地研究了多波束抛物环面天线的扫描和辐射特性，得出如下的结论：

抛物环面天线组合了抛物面天线高增益和球面天线宽角扫描的优点，可实现宽角扫描或多波束，且每个波束的性能几乎一样．它的另一个优点是多个波束可以重复利用反射面，从而节省了天线面板的面积，降低了天线的成本．

f/R_0 的最佳值与 R_0/D 和 D/λ 有关，其范围一般在 0.47～0.5 之间．在设计天线时要进行

优化选取，以保证天线获得最大增益．

当照射电平一定时，R_0/D 越大，天线的增益越高，但天线的水平尺寸也越大．因此在天线水平尺寸允许的情况下，R_0/D 应尽量选大．

随着抛物环面母线下边缘偏置角的增大，天线的增益逐渐降低，因此在天线无遮挡的情况下，下边缘偏置角应选得越小越好．

参　考　文　献

1 Hyde G, Kreutel R W, Smith L V. The unattended earth terminal multiple-beam torus antenna. COMSAT Tech Rev, 1974, 4(2): 231～262

2 Boswell A G P. The parabolic torus reflector antenna. Marconi Rev, 1978, 41(211): 237～248

3 《数学手册》编写组．数学手册，北京：人民教育出版社，1979，307～308；415～416

4 Ludwing A C. The definition of cross polarization. IEEE Trans Antennas Propagat, 1973, 21(1): 116～119

附录　抛物环面的参数方程

导出抛物环面的参数方程所使用的坐标系如图 A1 所示．设 P 为抛物环面上的任意一点，其坐标为 (x, y, z)，

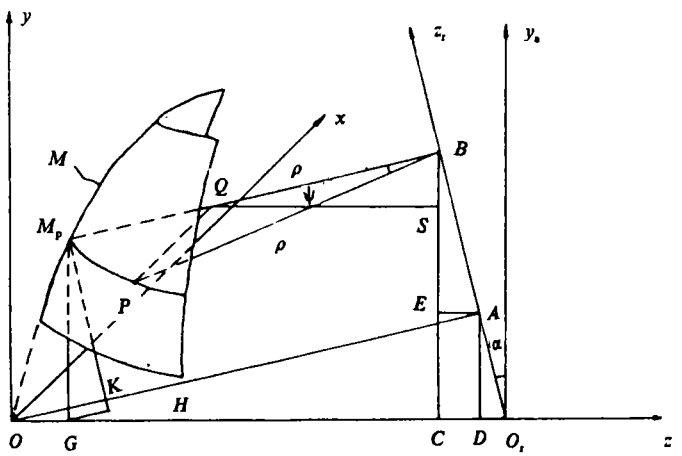

图 A1　推导参数方程所用的坐标系

它是由母线 M 上的对应点 $M_p$xatqz_t 轴旋转而产生的，M_p 的坐标为 $(0,\ y_m,\ z_m)$，且满足

$$y_m^2 = 4fz_m. \tag{A1}$$

作辅助线和点（如图 A1所示）．圆弧 $\widehat{M_pP}$ 的圆心为 B 点，设其坐标为 $(0,\ y_t,\ z_t)$，圆弧的半径为 ρ，z_t，y_t 和 ρ 即为前面所述的 3 个中间变量．利用直角三角形的三角关系，可得

$$AB = y_m\cos\alpha - z_m\sin\alpha, \tag{A2}$$

$$z_t = OD - CD = R_0\cos^2\alpha - (y_m\cos\alpha - z_m\sin\alpha)\sin\alpha, \tag{A3}$$

$$y_t = (z_t - z_m)\mathrm{tg}\alpha + y_m, \tag{A4}$$

$$\rho = [(y_t - y_m)^2 + (z_t - z_m)^2]^{1/2}. \tag{A5}$$

于是由 3 个中间变量 z_t，y_t 和 ρ，很容易求得 P 点的坐标为

$$x = PQ = \rho\sin\psi,\quad y = BC - BS = y_t - \rho\cos\psi\sin\alpha,\quad z = OC - QS = z_t - \rho\cos\psi\cos\alpha. \tag{A6}$$