

第8章 面天线

- ◆ 电流分布在天线体的金属表面，且口径尺寸远大于工作波长的天线称为**面天线**。
- ◆ 面天线常用在无线电频谱的高频段，特别是微波波段。

本章内容

- 8.1 惠更斯元的辐射
- 8.2 平面口径的辐射
- 8.3 旋转抛物面天线
- 8.4 卡塞格伦天线

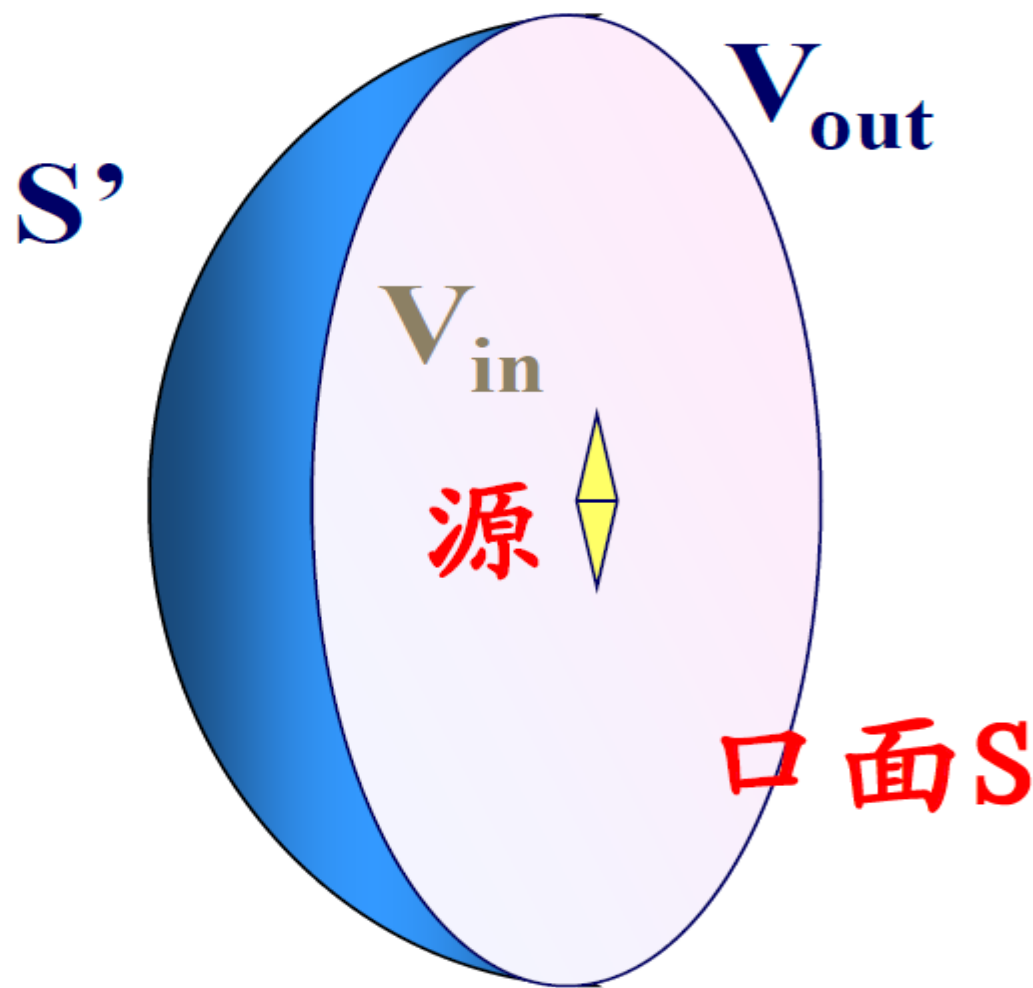
第8章 面天线

面天线的最大优点：**方向性强**。

在面天线中，为了得到高的增益，口径面的长和宽至少要达到**几个波长**，故这种天线在微波波段得到了最广泛的应用。

8.1 等效原理与惠更斯元的辐射

8.1.1 面天线的基本分析方法



面天线的基本问题:

已知一次波源及金属体结构, 求解任一点的电磁场, 然后根据辐射场研究特性。

方法: 口径场法或口面场法

内问题: 由一次波源求口面场

外问题: 由口面场求辐射场

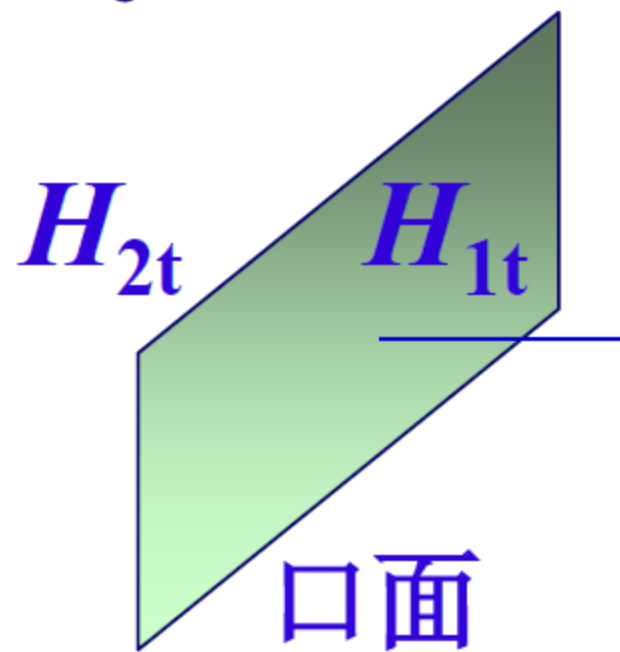
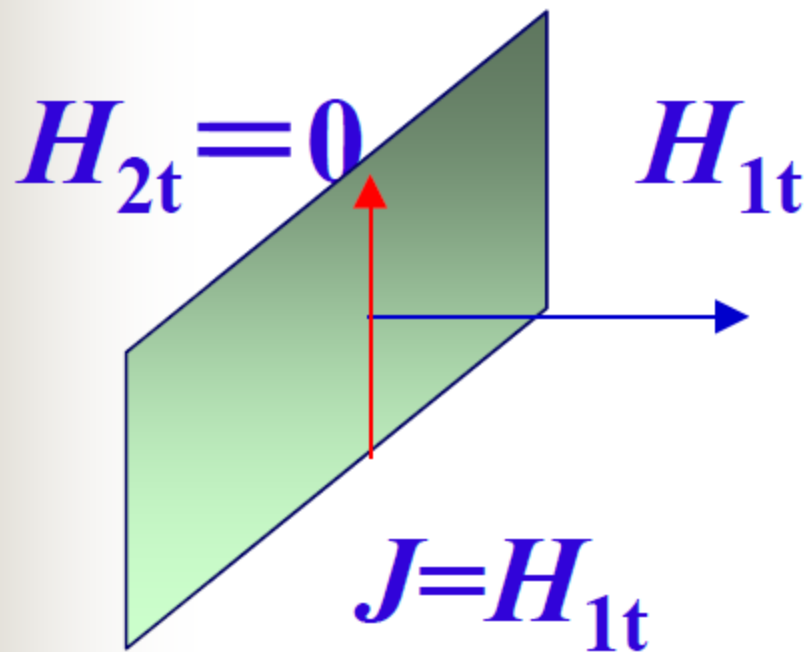
8.1.2 等效原理

边界条件:

$$\hat{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) =$$

或 $H_{1t} - H_{2t} = J$, 法向由媒质2指向媒质1

情况1: 若 $H_{2t} = 0$, 则 $H_{1t} = J$



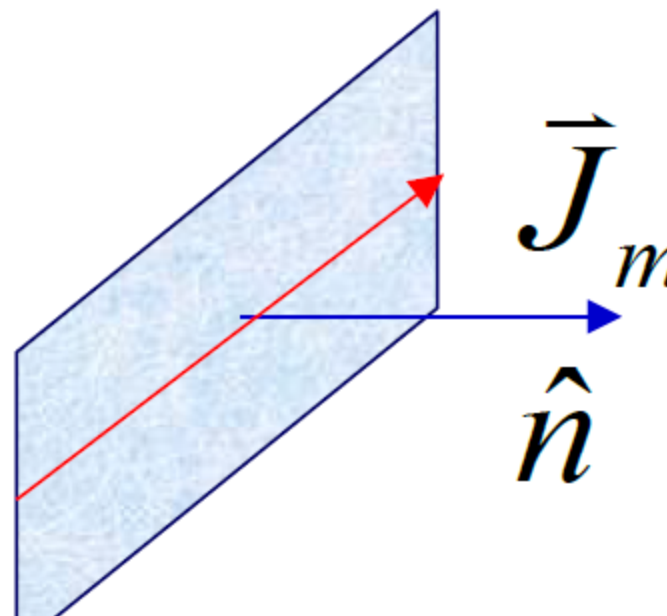
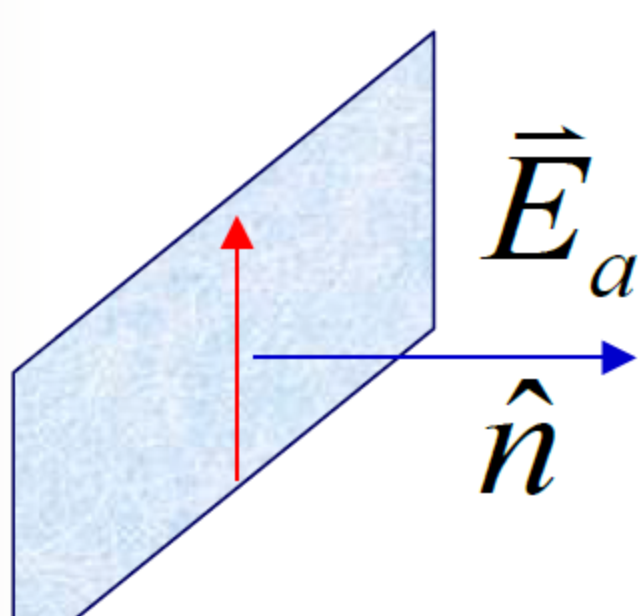
情况2: 在空气开口面两侧均为非导电媒质

同理，电场边界条件

$$\hat{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = -\vec{J}_m \quad \text{磁流}$$

口面上的电场等效为等效磁流密度

$$\vec{J}_m = -\hat{n} \times \vec{E}_a$$



8.1.3 惠更斯元的辐射（基本面元）

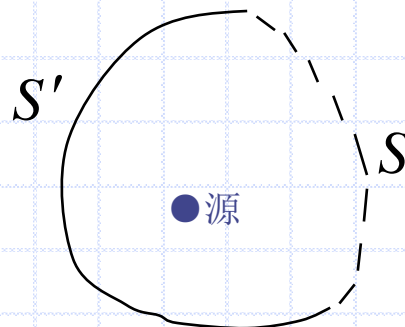
定义：尺寸远小于波长，且其上仅有均匀分布着的切向电场和切向磁场的面元称为惠更斯元或二次辐射元。它是面天线的基本辐射元。

惠更斯元的辐射

面天线的结构包括金属导体面 S' 、金属导体面的开口 S (即口径面)以及由 $S_0=S+S'$ 所构成的封闭曲面内的辐射源。由于在封闭面上有一部分是导体面 S' ，所以其上的场为零,这样使得面天线的辐射问题简化为口径面 S 的辐射问题。

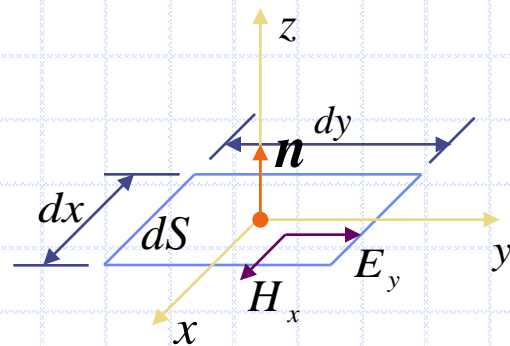
分析的基本依据是：惠更斯—菲涅尔原理。

根据惠更斯—菲涅尔原理，把口径面分割为许多面元 dS ，称为惠更斯元(Huygen's element)。由面元上的场分布即可求出其相应的辐射场，然后再在整个口径面上积分便可求出整个口径的辐射场。



如同电基本振子和磁基本振子是分析线天线的基本辐射单元一样，**惠更斯元**是分析面天线的基本辐射单元。

若面元上的切向电场为 E_y ，切向磁场为 H_x ，根据等效原理，面元上的磁场等效为沿 y 轴方向放置，电流大小为 $H_x dx$ 的电基本振子；而面元上的电场则等效为沿 x 轴方向放置，磁流大小为 $E_y dy$ 的磁基本振子。



因而惠更斯元可视为两正交的长度为 dy 、大小为 $H_x dx$ 的电基本振子与长度为 dx 、大小为 $E_y dy$ 的磁基本振子的组合，它的电流矩和磁流矩分别为：

$$\begin{cases} I_y l = (H_x dx) dy = H_x dS \\ I_x^M l = (E_y dy) dx = E_y dS \end{cases}$$

根据等效原理，面元上的等效电流密度为 $\mathbf{J}_s = \hat{\mathbf{y}} H_{ax}$ ，等效电流为 $I_y = H_{ax} dx$ ，面元可以看成是一个电流元 $I_y dy = H_{ax} dx dy$ ；同样面元上的等效磁流密度为 $\mathbf{J}_{sm} = \hat{\mathbf{x}} E_{ay}$ ，等效磁流为 $K_x = E_{ay} dy$ ，面元可以看成是一个磁流元 $K_x dx = E_{ay} dy dx$ 。利用电流元和磁流元的辐射公式(3.1.9)和(3.2.10)即可算出惠更斯源的辐射场。对于 $k_0 r \gg 1$ 的远区，只保留 $1/r$ 项，得电流元的辐射场

$$E_\theta = \frac{jI dl k_0 \eta_0}{4\pi r} \sin\theta e^{-jk_0 r}, \quad H_\varphi = \frac{jI dl k_0}{4\pi r} \sin\theta e^{-jk_0 r}$$

式中 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ 为自由空间本征阻抗。以上两式有时也写成

$$E_\theta = j \frac{60\pi I dl}{\lambda_0 r} \sin\theta e^{-jk_0 r}, \quad H_\varphi = j \frac{I dl}{2\lambda_0 r} \sin\theta e^{-jk_0 r}$$

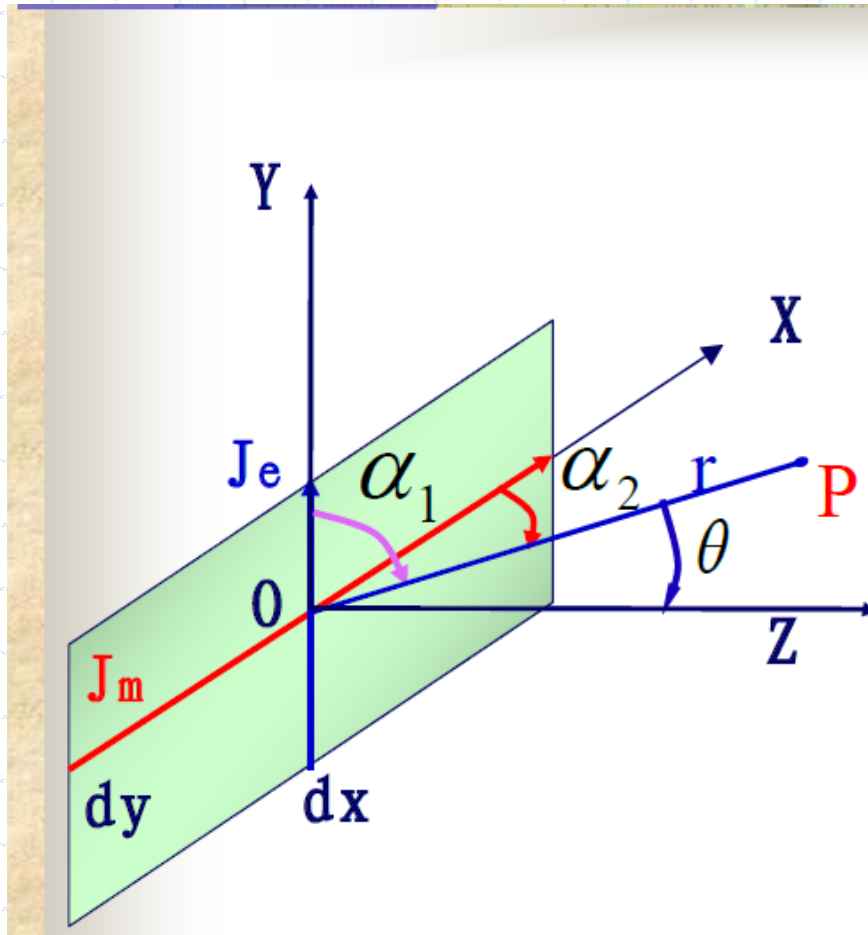
用磁流元 Kdl 表示为

$$\begin{aligned} H_\theta &= \frac{jKdl \omega\epsilon_0}{4\pi r} \sin\theta e^{-jk_0 r} & E_\varphi &= -\frac{jKdl k_0}{4\pi r} \sin\theta e^{-jk_0 r} \\ H_\theta &= j \frac{60\pi Kdl}{\lambda_0 r} \sin\theta e^{-jk_0 r} & E_\varphi &= -j \frac{Kdl}{2\lambda_0 r} \sin\theta e^{-jk_0 r} \end{aligned}$$

这样，就可求得电基本振子辐射场

《天线理论与技术》

⊙ 以上的基本振子都是沿z轴放置的，现在电基本振子是y轴放置
磁基本振子是x轴放置。我们考虑两个面：H/E



E面? YOZ平面

$$\alpha_1 = \pi/2 - \theta$$

$$\alpha_2 = 90^\circ$$

电场矢量方向?

$$\hat{\alpha}_1 = -\hat{e}_\theta$$

H面? XOZ平面

$$\alpha_1 = 90^\circ$$

$$\alpha_2 = \pi/2 - \theta$$

电场矢量方向?

关系弄清楚了，这样，就可求得等效电基本振子辐射场

$\varphi=0$ 面(xOz 平面)的场:

此平面与等效电流垂直,由式(3.1.9)可知远区辐射场为

$$dE_{1\varphi} = -j \frac{60\pi H_{ax} dx dy}{\lambda_0 r} \sin 90^\circ e^{-jk_0 r} = -j \frac{E_{ay}}{2\lambda_0 r} dx dy e^{-jk_0 r}$$

此电场是y轴电基本振子产生的,在其H面(赤道面)场强,电场垂直赤道面,赤道面在现坐标系是xoz面。所以是 $- \varphi$ 分量。

而X轴的磁流与z轴
的关系: $90^\circ - \theta$

用磁流元 Kdl 表示为

$$H_\theta = \frac{jKdl \omega \epsilon_0}{4\pi r} \sin\theta e^{-jk_0 r} \quad E_\varphi = -\frac{jKdl k_0}{4\pi r} \sin\theta e^{-jk_0 r}$$

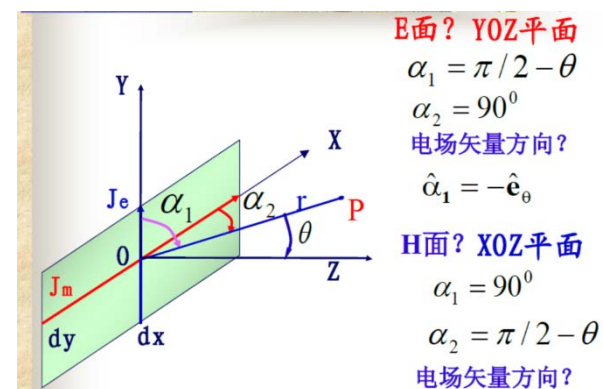
$$H_\theta = j \frac{60\pi Kdl}{\lambda_0 r} \sin\theta e^{-jk_0 r} \quad E_\varphi = -j \frac{Kdl}{2\lambda_0 r} \sin\theta e^{-jk_0 r}$$

$$dE_{2\varphi} = -j \frac{E_{ay}}{2\lambda_0 r} dx dy \cos\theta e^{-jk_0 r} \quad (3.3.2)$$

惠更斯源在 xOz 平面内的总场为

$$dE_\varphi = dE_{1\varphi} + dE_{2\varphi} = -j \frac{E_{ay}}{2\lambda_0 r} dx dy (1 + \cos\theta) e^{-jk_0 r}$$

同样可得 $\varphi=90^\circ$ 面($xoyz$ 平面)上等效电流和等效磁流的辐射场



$$dE_{1\theta} = -j \frac{E_{ay}}{2\lambda_0 r} dx dy \cos\theta e^{-jk_0 r}$$

$$dE_{2\theta} = -j \frac{E_{ay}}{2\lambda_0 r} dx dy e^{-jk_0 r}$$

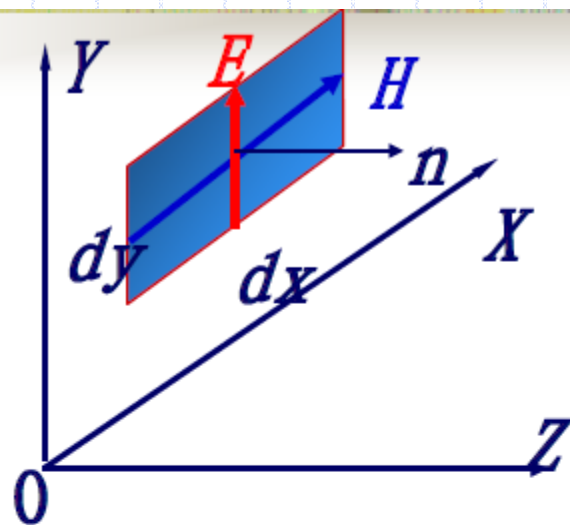
总场为

$$dE_\theta = dE_{1\theta} + dE_{2\theta} = -j \frac{E_{ay}}{2\lambda_0 r} dx dy (1 + \cos\theta) e^{-jk_0 r}$$

对于 φ 为任意值的平面时,可重新定义坐标系,使该方向为 $\varphi=0$ 或 $\varphi=90^\circ$,并取等效电流和等效磁流在该方向上的投影来计算场,其结果为

$$dE_\theta = j \frac{E_{ay}}{2\lambda_0 r} dx dy \sin\varphi (1 + \cos\theta) e^{-jk_0 r} \quad (3.3.7)$$

$$dE_\varphi = j \frac{E_{ay}}{2\lambda_0 r} dx dy \cos\varphi (1 + \cos\theta) e^{-jk_0 r} \quad (3.3.8)$$



E (YOZ) 平面

$$dE_E = -j \frac{1}{2r\lambda} (1 + \cos \theta) E_y e^{-jkr} ds \hat{e}_\theta$$

H (XOZ) 平面

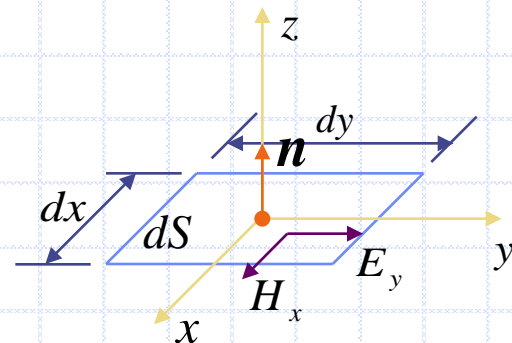
$$dE_H = -j \frac{1}{2r\lambda} (1 + \cos \theta) E_y e^{-jkr} ds \hat{e}_\phi$$

归一化方向函数

$$F(\theta) = \frac{1 + \cos \theta}{2}$$

另方法：沿 z 轴放置的电基本振子的辐射场分析可得沿 y 轴放置的电基本振子辐射场为：

$$\begin{cases} \mathbf{E} = -j \frac{\eta I_y l}{2\lambda r} e^{-jkr} [\mathbf{a}_\theta \cos \theta \sin \varphi + \mathbf{a}_\varphi \cos \varphi] \\ \mathbf{H} = -j \frac{I_y l}{2\lambda r} e^{-jkr} [\mathbf{a}_\varphi \cos \theta \sin \varphi - \mathbf{a}_\theta \cos \varphi] \end{cases}$$



同样可得沿 x 轴放置磁基本振子的远区场表达式：

$$\begin{cases} \mathbf{E} = j \frac{I_x^M l}{2\lambda r} e^{-jkr} [\mathbf{a}_\theta \sin \varphi + \mathbf{a}_\varphi \cos \theta \cos \varphi] \\ \mathbf{H} = -j \frac{I_x^M l}{2\eta \lambda r} e^{-jkr} [\mathbf{a}_\theta \cos \theta \cos \varphi - \mathbf{a}_\varphi \sin \varphi] \end{cases}$$

惠更斯元的辐射场为：

$$d\mathbf{E} = j \frac{\eta \mathbf{H}_x dS}{2\lambda r} e^{-jkr} \left[\mathbf{a}_\theta \sin \varphi \left(\frac{E_y}{\eta H_x} + \cos \theta \right) + \mathbf{a}_\varphi \cos \varphi \left(1 + \frac{E_y}{\eta H_x} \cos \theta \right) \right]$$

对于平面波，有： $E_y/H_x=\eta$ ，因此上式简化为：

$$d\mathbf{E} = j \frac{E_y dS}{2\lambda r} e^{-jkr} \left[\mathbf{a}_\theta \sin \varphi (1 + \cos \theta) + \mathbf{a}_\varphi \cos \varphi (1 + \cos \theta) \right]$$

在上式中令 $\varphi=90^\circ$ 得面元在E平面的辐射场

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

同样令 $\varphi=0^\circ$ 得面元在H平面的辐射场：

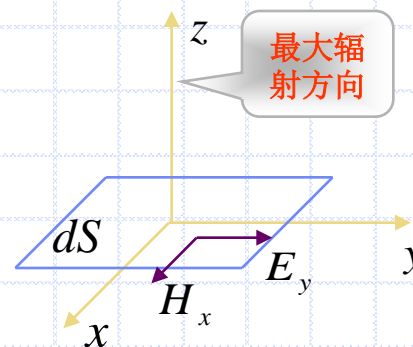
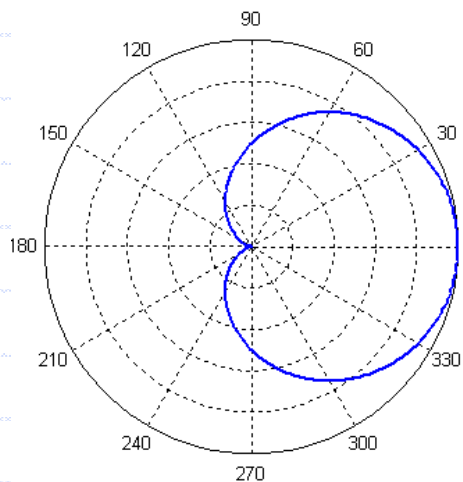
$$dE_H = j \frac{E_y dS}{2\lambda r} e^{-jkr} (1 + \cos \theta)$$

由于上面两等式右边在形式上相同，故惠更斯元在E面和H面的辐射场可统一为：

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

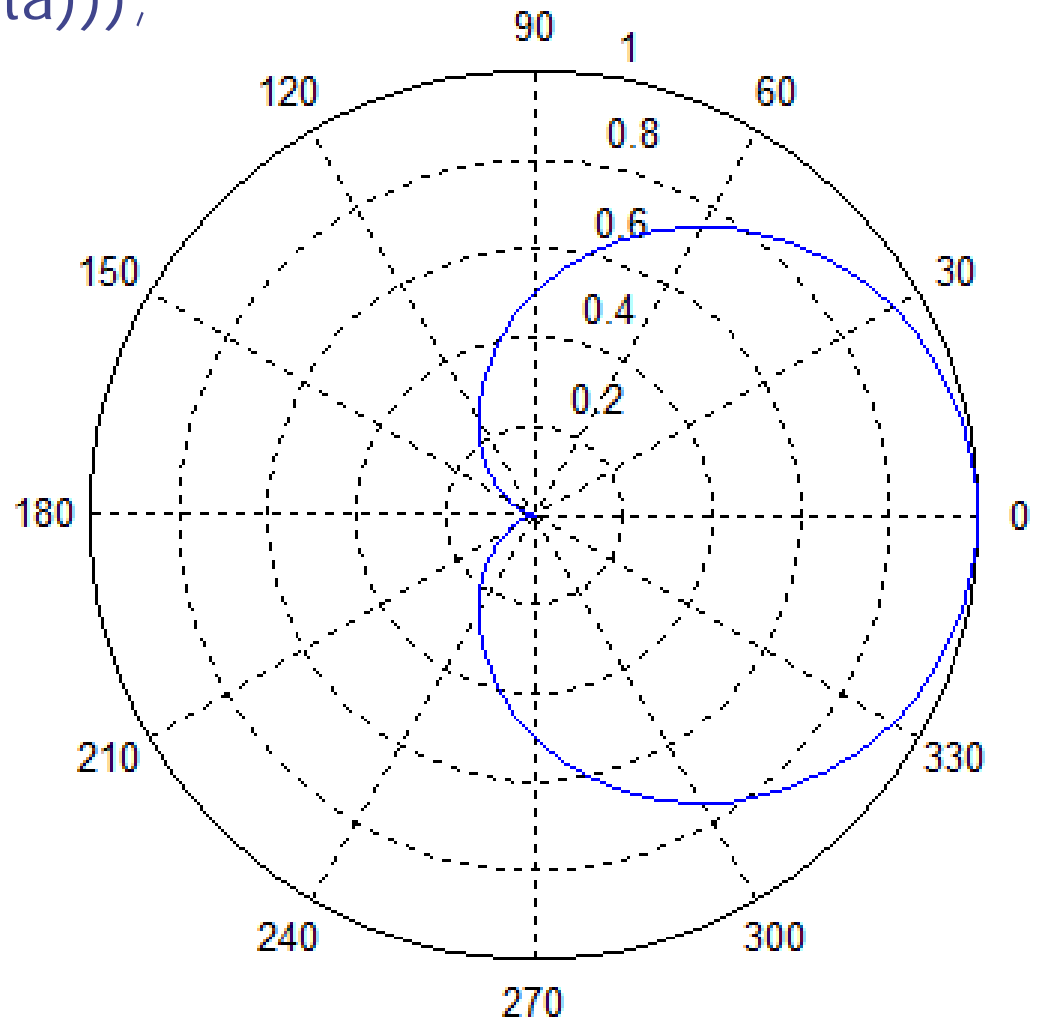
因此，惠更斯元的方向函数为：

$$|F(\theta)| = \left| \frac{1}{2} (1 + \cos \theta) \right|$$



由图可见，惠更斯元具有**单向辐射特性**，且其最大辐射方向为 $\theta=0^\circ$ 方向上，即最大辐射方向面元相垂直。

```
sita=0:pi/100:2*pi;  
ff=abs(0.5*(1+cos(sita)));  
figure(3)  
polar(sita,ff)
```



由于上面两等式右边在形式上相同，故惠更斯元在E面和H面的辐射场可统一为：

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

8.2 平面口径的辐射

微波波段的无线电设备，如抛物面天线及喇叭照射器，它们的口面都是平面，所以讨论平面口径的辐射有普遍的实用意义。

最大辐射方向

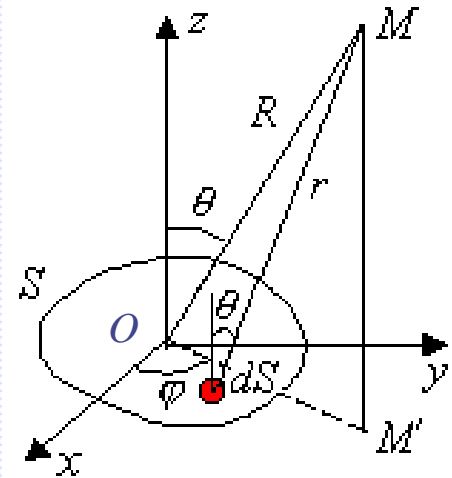
设平面口面位于xoy平面上，坐标原点到观察点M的距离为R，面元dS到观察点M的距离为r，如图所示。

将面元dS在两个主平面上的辐射场沿整个口面积分，即得口面辐射场的一般表达式：

$$E_M = j \frac{1}{2\lambda R} (1 + \cos \theta) \iint_S E_y e^{-jkr} dS \quad (1)$$

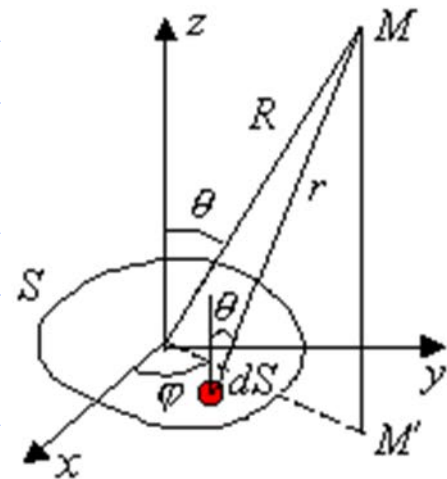
式中，

$$r = \sqrt{(x - x_S)^2 + (y - y_S)^2 + (z - z_S)^2} \quad (2)$$



场点的坐标也可用球坐标表示为：

$$\begin{cases} x = R \sin \theta \cos \varphi \\ y = R \sin \theta \sin \varphi \\ z = R \cos \theta \end{cases} \quad (3)$$



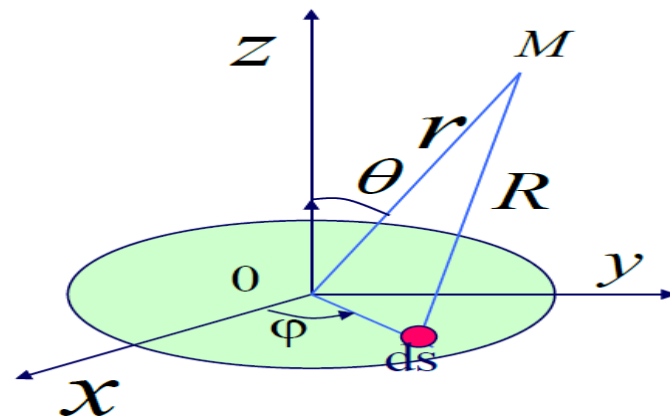
将式(3)代入式(2)，并考虑到远区条件，有

$$r \approx R - (x_s \sin \theta \cos \varphi + y_s \sin \theta \sin \varphi) \quad (4)$$

因此，任意口径面在远处辐射场的一般表达式为：

$$\mathbf{E}_M = j \frac{e^{-jkR}}{R\lambda} \frac{1 + \cos \theta}{2} \iint_S \mathbf{E}_y e^{jk(x_s \sin \theta \cos \varphi + y_s \sin \theta \sin \varphi)} dS \quad (5)$$

E面： yoz面 $\varphi=90^\circ$



$$E_E = E_\theta = j \frac{e^{-jkr}}{r\lambda} \frac{1 + \cos \theta}{2} \iint_s E_y^s e^{jky_s \sin \theta} dx_s dy_s$$

H面： xoz面 $\varphi=0^\circ$

$$E_H = E_\varphi = j \frac{e^{-jkr}}{r\lambda} \frac{1 + \cos \theta}{2} \iint_s E_y^s e^{jkx_s \sin \theta} dx_s dy_s$$

平面口面辐射场基本公式

口面方向系数和面积利用系数

定义面积利用系数

$$\nu = \frac{\left| \iint_S E_y ds \right|^2}{S \iint_S |E_y|^2 ds}$$

均匀分布，D最大

$$D = 4\pi \frac{S\nu}{\lambda^2}$$

$$\left. \begin{aligned} D_{\max} &= \frac{S_{\max}}{S_0} = \frac{|E_{\max}|^2}{|E_0|^2} \bigg|_{pr0=pr} \\ S_0 &= pr0/(4\pi r^2) = |E_0|^2/(240\pi) \end{aligned} \right\} \Rightarrow D_{\max} = \frac{r^2 |E_{\max}|^2}{60 pr}$$

《天线理论与技术》

$$A_e = \frac{D\lambda^2}{4\pi}$$



$$\left. \begin{aligned} D_{\max} &= \frac{S_{\max}}{S_0} = \frac{|E_{\max}|^2}{|E_0|^2} \bigg|_{pr0=pr} \\ S_0 &= pr0/(4\pi r^2) = |E_0|^2/(240\pi) \end{aligned} \right\} \Rightarrow D_{\max} = \frac{r^2 |E_{\max}|^2}{60 pr}$$

最大辐射方向在 $\theta = 0$ 发生,

$$\iint_s E_y(x_s, y_s) e^{-jk(r - x_s \sin \theta \cos \varphi - y_s \sin \theta \sin \varphi)} dx_s dy_s = \iint_s E_y(x_s, y_s) dx_s dy_s$$

$$|E_{\max}|^2 = \left| \frac{1}{r\lambda} \iint_s E_y(x_s, y_s) dx_s dy_s \right|^2$$

辐射功率等于口径场功率(密度积分) $pr = \iint_s \frac{1}{240\pi} |E_y(x_s, y_s)|^2 dx_s dy_s$

$$D_{\max} = \frac{r^2 |E_{\max}|^2}{60 pr} = \frac{r^2 \left| \frac{1}{r\lambda} \iint_s E_y(x_s, y_s) dx_s dy_s \right|^2}{60 \iint_s \frac{1}{240\pi} |E_y(x_s, y_s)|^2 dx_s dy_s} = \frac{4\pi \left| \iint_s E_y(x_s, y_s) dx_s dy_s \right|^2}{\lambda^2 \iint_s |E_y(x_s, y_s)|^2 dx_s dy_s}$$

$$D = D_{\max}$$

$$= \frac{4\pi \left| \iint_s E_y(x_s, y_s) dx_s dy_s \right|^2}{\lambda^2 \iint_s |E_y(x_s, y_s)|^2 dx_s dy_s} = \frac{4\pi S \left| \iint_s E_y(x_s, y_s) dx_s dy_s \right|^2}{\lambda^2 S \iint_s |E_y(x_s, y_s)|^2 dx_s dy_s}$$

$$= \frac{4\pi S}{\lambda^2} \nu$$

where

$$A_e = \frac{D\lambda^2}{4\pi}$$

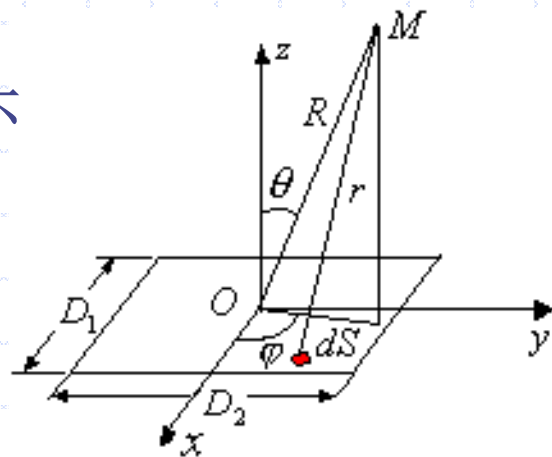
口径利用系数 $\nu = \frac{\left| \iint_s E_y(x_s, y_s) dx_s dy_s \right|^2}{S \iint_s |E_y(x_s, y_s)|^2 dx_s dy_s}$, , , , S 为口径面积

1. S 为矩形口径时辐射场的特性

设矩形口径的尺寸为 $D_1 \times D_2$ ，下面讨论两种不同口径分布情形下的辐射特性。

(1) 口径场沿 y 轴线极化且均匀分布

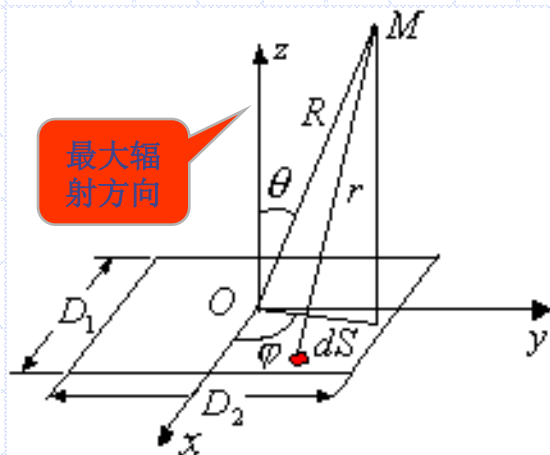
此时有： $E_y = E_0$ (6)



将式(6)代入(5)积分得E平面和H平面方向函数分别为

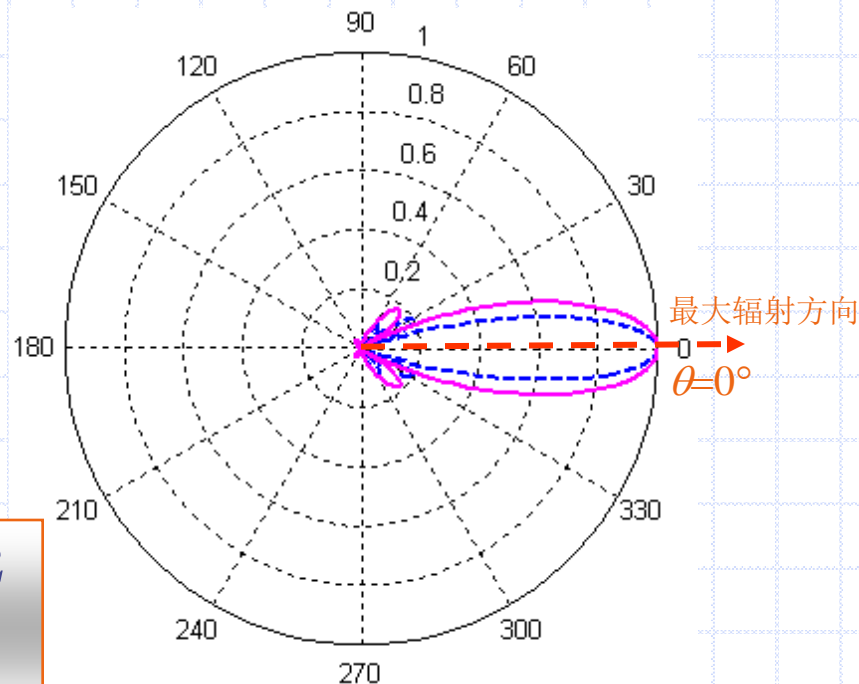
$$|F_E(\theta)| = \left| \frac{\sin \psi_2}{\psi_2} \right| = \left| \frac{\sin \left(\frac{kD_2 \sin \theta}{2} \right)}{(kD_2 \sin \theta)/2} \right| \left| \frac{1 + \cos \theta}{2} \right| \quad (7)$$

$$|F_H(\theta)| = \left| \frac{\sin \psi_1}{\psi_1} \right| = \left| \frac{\sin \left(\frac{kD_1 \sin \theta}{2} \right)}{(kD_1 \sin \theta)/2} \right| \left| \frac{1 + \cos \theta}{2} \right| \quad (8)$$



最大辐射方向

$D_1/\lambda=3, D_2/\lambda=2$
实线为E平面
虚线为H平面



最大辐射方向
 $\theta=0^\circ$

由图可见：最大辐射方向在 $\theta=0^\circ$ 方向上，且当 D_1/λ 和 D_2/λ 都较大时，辐射场的能量主要集中在 z 轴附近 θ 较小的角范围内。因此在分析主瓣特性时可认为 $(1+\cos\theta)/2 \approx 1$ 。

(a) 主瓣宽度和旁瓣电平

设 $\psi_{0.5}$ 表示半功率波瓣宽度，即：

$$\left| \frac{\sin \psi_{0.5}}{\psi_{0.5}} \right| = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

由图可得： $\psi_{0.5}=1.39$ ，因而

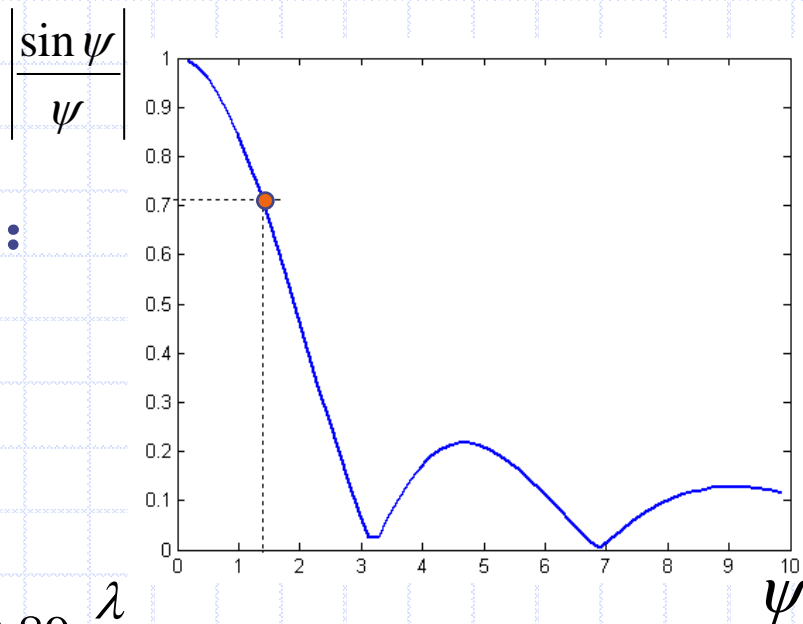
$$2 \sin \theta_{0.5E} = 0.89 \frac{\lambda}{D_2}, \quad 2 \sin \theta_{0.5H} = 0.89 \frac{\lambda}{D_1}$$

当口径尺寸较大时，半功率波瓣宽度很小，所以有：

$$2\theta_{0.5E} = 51^\circ \frac{\lambda}{D_2}, \quad 2\theta_{0.5H} = 51^\circ \frac{\lambda}{D_1} \quad (9)$$

E面和H面最邻近主瓣的第一个峰值均为0.214，所以第一旁瓣电平为：

$$20 \log_{10} 0.214 = -13.2 \text{dB} \quad (10)$$



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

(b) 方向系数

$$E_M = j \frac{e^{-jkR}}{R\lambda} \frac{1 + \cos \theta}{2} \iint_S E_y e^{jk(x_s \sin \theta \cos \varphi + y_s \sin \theta \sin \varphi)} dS$$

口径场均匀分布的矩形口径的方向系数为：

$$D = 4\pi \frac{S}{\lambda^2} \quad (11)$$

(2) 口径场沿y轴线极化且振幅沿x轴余弦分布

此时有：

$$E_y = E_0 \cos \frac{\pi x_s}{D_1} \quad dS = dx_s dy_s \quad (12)$$

将式(12)代入(5)，并积分得E面和H面方向函数分别为：

$$|F_E(\theta)| = \left| \frac{\sin \psi_2}{\psi_2} \right| = \left| \frac{\sin \left(\frac{kD_2 \sin \theta}{2} \right)}{(kD_2 \sin \theta)/2} \right| \left| \frac{1 + \cos \theta}{2} \right| \quad (13)$$

$$|F_H(\theta)| = \left| \frac{\cos \psi_1}{1 - (2\psi_1/\pi)^2} \right| = \left| \frac{\cos \left(\frac{kD_1 \sin \theta}{2} \right)}{1 - (kD_1 \sin \theta/\pi)^2} \right| \left| \frac{1 + \cos \theta}{2} \right| \quad (14)$$

(a) 主瓣宽度和旁瓣电平

$$2\theta_{0.5E} = 51^\circ \frac{\lambda}{D_2}, \quad 2\theta_{0.5H} = 68^\circ \frac{\lambda}{D_1} \quad (14)$$

E平面和H平面第一旁瓣电平分别为：

$$20\log_{10} 0.214 = -13.2\text{dB} \quad (15)$$

$$20\log_{10} 0.071 = -23\text{dB} \quad (16)$$

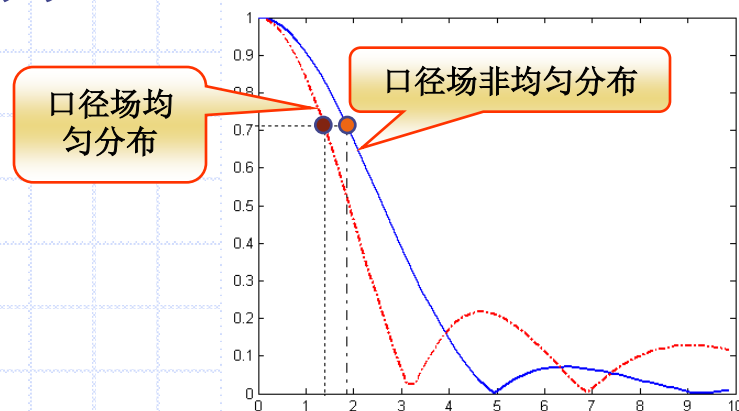
(b) 方向系数

口径场余弦分布的矩形口径的方向系数为：

H平面方向函数

$$D = 4\pi \frac{S}{\lambda^2} \cdot \frac{8}{\pi^2} = 4\pi \frac{S}{\lambda^2} \nu \quad (17)$$

其中 ν 为口径利用因数，此时 $\nu=0.81$ ，而均匀分布时 $\nu=1$ 。



[例9-1] 设有一矩形口径 $a \times b$ 位于 xoy 平面内，口径场沿 y 方向线极化，其口径场的表达式为： $E_y = 1 - |2x/a|$ ，即相位均匀，振幅为三角形分布，其中 $|x| \leq a/2$ 。

- 求：① xoz 平面即H平面方向函数
② H面主瓣半功率宽度
③ 第一旁瓣电平
④ 口径利用系数

解：根据远区场的一般表达式(5)，并令 $\varphi = 0^\circ$ ：

$$\begin{aligned} E_H &= j \frac{e^{-jkR}}{R\lambda} \cdot \frac{1 + \cos \theta}{2} \int_{-a/2}^{a/2} \left(1 - |2x_s / a|\right) e^{jkx_s \sin \theta} dx_s \int_{-b/2}^{b/2} dy_s \\ &= j \frac{e^{-jkR}}{R\lambda} \cdot \frac{1 + \cos \theta}{2} b \int_0^{a/2} \left(1 - \frac{2}{a} x_s\right) \left[e^{jkx_s \sin \theta} + e^{-jkx_s \sin \theta} \right] dx_s \end{aligned}$$

H平面方向函数:

$$F_H(\theta) = \left| \frac{\sin \psi / 2}{\psi / 2} \right|^2 \left| \frac{1 + \cos \theta}{2} \right|$$

其中, $\psi = \frac{ka \sin \theta}{2}$

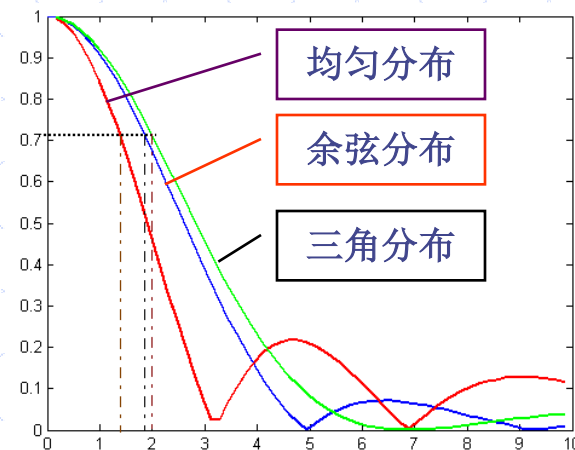
H面主瓣半功率宽度: $2\theta_{0.5H} = 73^\circ \frac{\lambda}{a}$

第一旁瓣电平: $20 \log_{10} 0.05 = -26(\text{dB})$

方向系数为: $D = 4\pi \frac{S}{\lambda^2} \cdot \frac{3}{4}$

所以口径利用系数: $\nu=0.75$

结论: 口径场振幅三角分布与余弦分布相比: 主瓣宽度展宽, 旁瓣电平降低, 口径利用系数降低。



结论

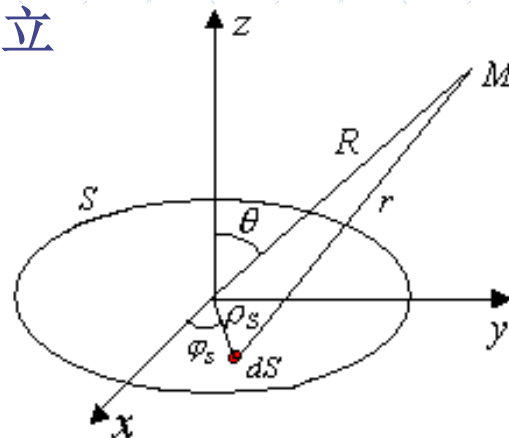
- 矩形口径方向图主瓣宽度取决于口径宽度与口径场分布；口径越大，方向图越尖锐；口径场不均匀分布时，方向图主瓣展宽。
- 方向系数取决于口径面积与口径场分布；口径场分布愈不均匀，口径面积愈小，方向系数愈低。
- 口径场不均匀分布时，旁瓣电平降低，但它是主以主瓣展宽为代价。
- **综上所述**，与相同口径面积的均匀分布相比，口径场非均匀分布虽可以使旁瓣（H面）电平降低，但主瓣展宽，口径利用系数降低，且不均匀分布程度越高，这种效应越明显。

$$\mathbf{E}_M = j \frac{e^{-jkR}}{R\lambda} \frac{1 + \cos \theta}{2} \iint_S \mathbf{E}_y e^{jk(x_S \sin \theta \cos \varphi + y_S \sin \theta \sin \varphi)} dS$$

2. S为圆形口径时辐射场的特性

设圆形口径的半径为 a ，在圆形口径上建立极坐标系 (ρ_S, φ_S) ，则面元的坐标为：

$$\begin{cases} x_S = \rho_S \cos \varphi_S \\ y_S = \rho_S \sin \varphi_S \end{cases} \quad (18)$$



将式(3)和(18)代入式(2)得：

$$r = R - \rho_S \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_S) \quad (19)$$

考虑到面元的面积为： $dS = \rho_S d\rho_S d\varphi_S$ (20)

将上述两式代入式(1)得圆形口径辐射场的一般表达式为： (21)

$$E_M = j \frac{e^{-jkR}}{R\lambda} \frac{1 + \cos \theta}{2} \iint_S E^S e^{jk\rho_S \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_S)} \rho_S d\rho_S d\varphi_S$$

(1)口径场沿y轴线极化且在半径为 a 的圆面上均匀分布

此时有: $E_y = E_0$ (22)

将上式代入式(21), 并注意:

$$J_0(k\rho_s \sin \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{jk\rho_s \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_s)} d\varphi_s$$

$$\int_0^a t J_0(t) dt = a J_1(a)$$

于是均匀分布的圆形口径辐射场为:

$$E_M = j \frac{e^{-jkR}}{R\lambda} \frac{1 + \cos \theta}{2} E_0 S \frac{2J_1(\psi_3)}{\psi_3} \quad (23)$$

其中,

$$\begin{cases} \psi_3 = ka \sin \theta \\ S = \pi a^2 \end{cases}$$

因此两主平面的方向函数为:

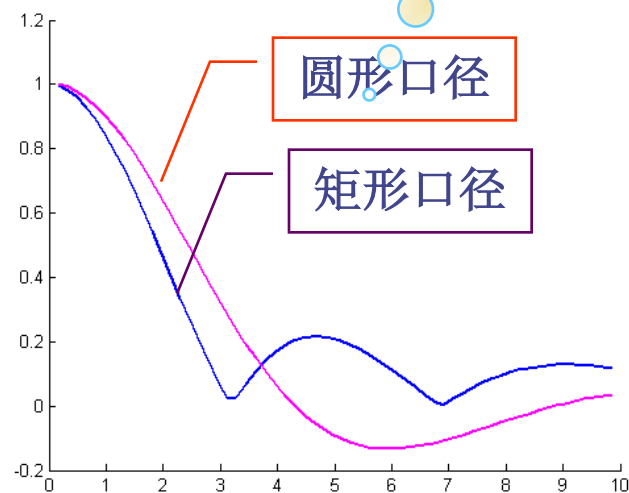
$$|F_E(\theta)| = |F_H(\theta)| = \left| \frac{2J_1(\psi_3)}{\psi_3} \right| \left| \frac{1 + \cos \theta}{2} \right|$$

主瓣宽度为: $2\theta_{0.5E} = 2\theta_{0.5H} = 61^\circ \frac{\lambda}{2a}$

第一旁瓣电平为: $20\log_{10} 0.132 = -17.6dB$

方向系数为: $D = 4\pi \frac{S}{\lambda^2}$

相同口径面积的圆形与矩形口径H面方向图比较



(2) 口径场沿y轴线极化且振幅沿半径方向呈锥削分布

此时：
$$E_y = E_0 \left[1 - \left(\frac{\rho_s}{a} \right)^2 \right]^m$$

式中， $m=0,1,2,\dots$ ， m 越大，意味着锥削越严重即分布越不均匀， $m=0$ 对应于均匀分布。

m 为不同值时的辐射特性比较

m	主瓣半功率宽度	第一旁瓣电平	口径利用因数
0	$61\lambda/2a$ (度)	-17.6dB	1
1	$72\lambda/2a$ (度)	-24.6dB	0.75
2	$84\lambda/2a$ (度)	-30.6dB	0.56

结论:

- 平面口径的最大辐射方向在口径平面的法线方向（即 $\theta=0^\circ$ ）上。这是因为在此方向上，平面口径上所有惠更斯元 to 观察点的波程相位差为零，与同相离散天线阵的情况是一样的。
- 平面口径辐射的主瓣宽度、旁瓣电平和口径利用因数均取决于口径场的分布情况。口径场分布越均匀，主瓣越窄，旁瓣电平越高，口径利用因数越大。
- 在口径场分布一定的情况下，平面口径电尺寸越大，主瓣越窄，口径利用因数越大。

3. 口径场不同相对辐射的影响

事实上，面天线的口径场一般是不同相的，这是因为一方面某些特殊情况要求口径场相位按一定规律分布，另一方面，即使要求口径场为同相场，由于天线制造安装误差也会引起口径场不同相。

(1) 直线律相移

当平面电磁波倾斜投射于平面口径时，在口径上形成线性相位相移。

设在矩形口径上沿x轴有线性相位偏移，且相位最大偏移为 β_m ，振幅为均匀分布，则口径场表达式为：

$$E_y = E_0 e^{-j(\frac{x_s}{D_1/2})\beta_m}$$

此时得到的H平面方向函数为： $|F_H(\theta)| = \left| \frac{\sin(\psi_1 - \beta_m)}{\psi_1 - \beta_m} \right|$

(2) 平方律相移

当球面波或柱面波垂直投射于平面口径时，口径平面上就形成相位近似按平方律分布的口径场。

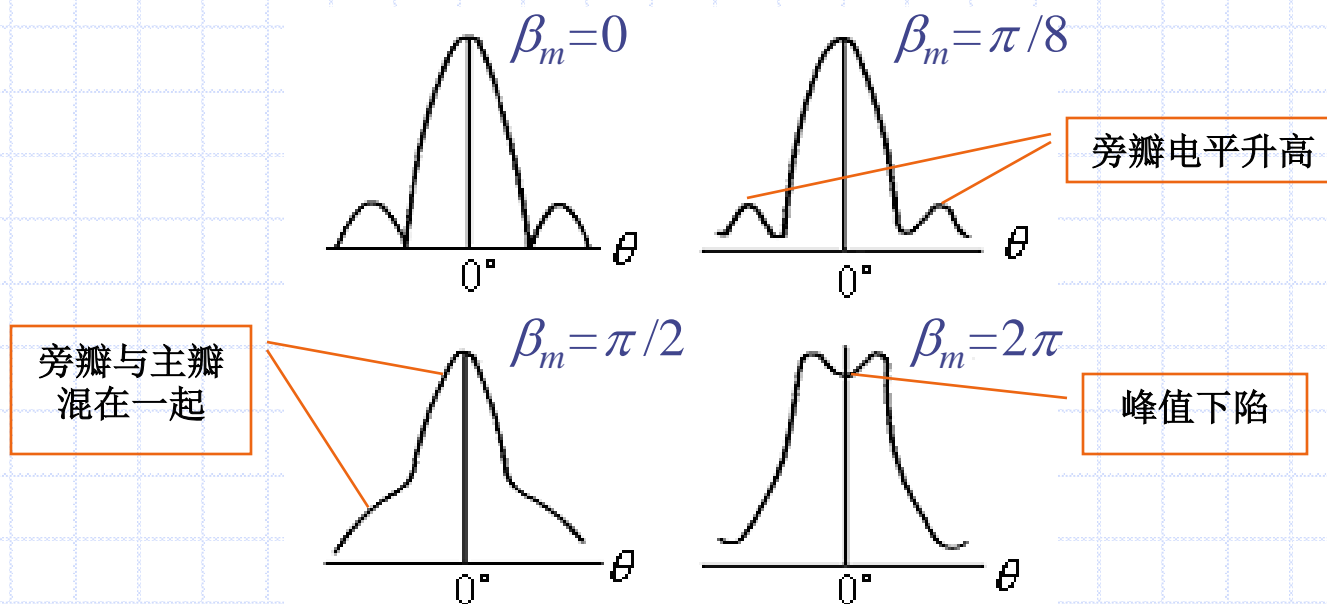
设在矩形口径上沿x轴有平方律相位偏移，且相位最大偏移 β_m ，振幅为均匀分布，则口径场表达式为：

$$E_y = E_0 e^{-j \left(\frac{x_s}{D_1/2} \right)^2 \beta_m}$$

理论上讲，将上式代入(1)即可得到有平方律相位偏移时的H平面方向函数。直接计算是较麻烦的，但借助计算机用MATLAB编程很容易得到其数值解的，有兴趣的同学自己可试算一下。

结论：

当口径上存在平方律相位偏移时，方向图主瓣位置不变，但主瓣宽度增大、旁瓣电平升高。当 $\beta_m = \pi/2$ 时，旁瓣与主瓣混在一起； $\beta_m = 2\pi$ 时，峰值下陷，主瓣呈马鞍形方向性大大恶化。因而在面天线的设计、加工及装配中，应尽可能减小口径上的平方律相移。



8.3 旋转抛物面天线

旋转抛物面天线(**parabolic reflector antenna**)是在通信、雷达和射电天文等系统中广泛使用的一种天线，它是由两部分组成的。

馈源(feed)把高频导波能量转变成电磁波能量并投向抛物反射面，而**抛物反射面**将馈源投射过来的球面波沿抛物面的轴向反射出去，从而获得很强的方向性。

反射面由抛物线绕其焦轴旋转而成，它一般采用导电性能良好的金属或在其它材料上敷以金属层制成；

置于抛物面焦点处的**馈源**（也称照射器）



1. 抛物面天线的工作原理

在 yz 平面上，焦点 F 在 z 轴且其顶点通过原点的抛物线绕 OF 轴旋转而形成的抛物面方程为：

$$x^2 + y^2 = 4fz$$

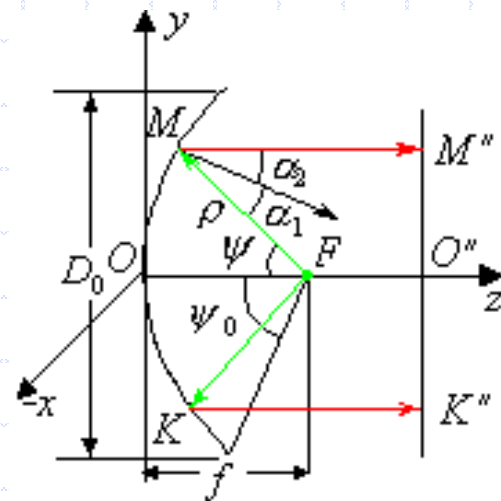
为了分析方便，抛物线方程也经常用原点与焦点重合的极坐标 (ρ, ψ) 来表示，即：

$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos \psi} = f \sec^2 \frac{\psi}{2}$$

式中， ρ 为从焦点到抛物面上任一点 M 的距离， ψ 为与 OF 轴线的夹角。

设 $D_0=2a$ 为抛物面口径直径， ψ_0 为抛物面口径张角如图，则焦径比为
p203:

$$f / D_0 = \frac{1}{4} \cot \frac{\psi_0}{2}$$



由**抛物线的特性之一**：通过其上任意一点M作与焦点F的连线，同时作一直线MM''平行于OO''，则过抛物线M点切线的垂线(抛物线在M点的法线)与MF的夹角 α_1 等于它与MM''的夹角 α_2 。

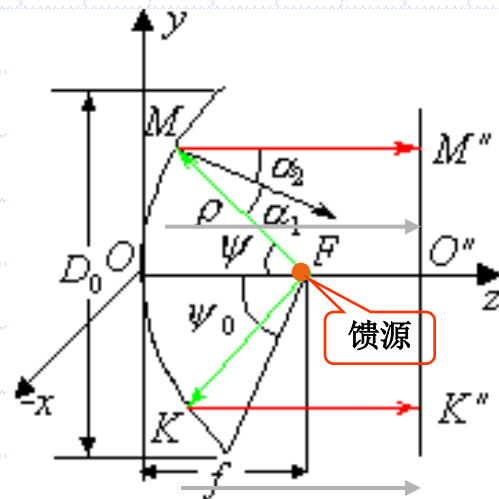
因此抛物面为金属面时，从焦点F发出的以任意方向入射的电磁波，经它反射后都平行于OF轴，平行射出。

如使馈源相位中心与焦点F重合。即从馈源发出的球面波，经抛物线反射后变为平面波，形成平面波束。

抛物线的特性之二：抛物线上任意一点M到焦点F的距离与它到准线的距离相等。在抛物面口面上，任一直线M''O''K''与其准线平行，从图可得：

$$\begin{aligned} FM + MM'' &= FK + KK'' \\ &= FO + OO'' = f + OO'' \end{aligned}$$

从**焦点F**发出的各条电磁波射线经抛物面反射后到抛物面口径上的波程为一常数，等相位面为垂直于轴的平面，抛物面的口径场为同相场，反射波为平行于OF轴的平面波。



抛物线有以下两个重要性质。

(1) 由 P 点作 PA 平行于 z 轴, 则 PF 和 PA 与 P 点抛物线的法线夹角相等。

证明 P 点抛物线的切向和法向单位矢量为

$$\hat{t} = \frac{\hat{x} dx + \hat{z} dz}{\sqrt{(dx)^2 + (dz)^2}} = \frac{\hat{x} \left(\frac{2f}{x} \right) + \hat{z}}{\sqrt{1 + \left(\frac{2f}{x} \right)^2}}$$

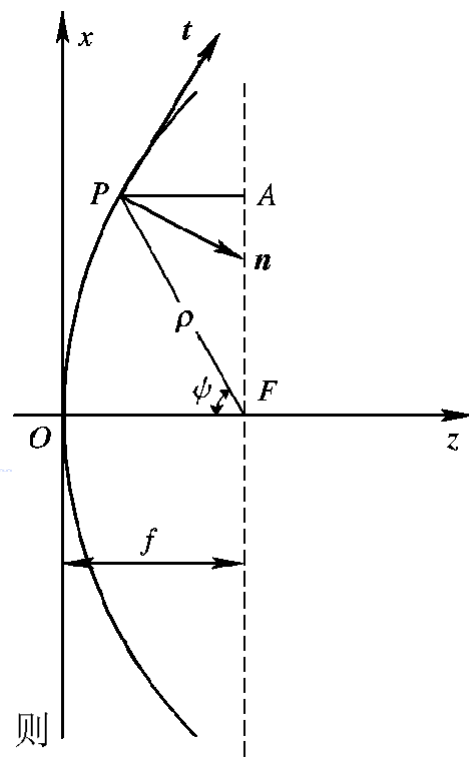
$$\hat{n} = \hat{t} \times \hat{y} = \frac{\hat{z} \left(\frac{2f}{x} \right) - \hat{x}}{\sqrt{1 + \left(\frac{2f}{x} \right)^2}}$$

式中 $\frac{dx}{dz} = \frac{2f}{x}$, 由式(7.1.1)得到。设 PF 与 \hat{n} 的夹角为 α , PA 与 \hat{n} 的夹角为 β , 则

$$\cos \alpha = -\hat{\rho} \cdot \hat{n} = \frac{\hat{z}(f-z) - \hat{x}x}{\sqrt{(f-z)^2 + x^2}} \cdot \hat{n} = \frac{\frac{2f}{x}}{\sqrt{1 + \left(\frac{2f}{x} \right)^2}}$$

$$\cos \beta = \hat{n} \cdot \hat{z} = \frac{\frac{2f}{x}}{\sqrt{1 + \left(\frac{2f}{x} \right)^2}}$$

因此 $\alpha = \beta$ 。



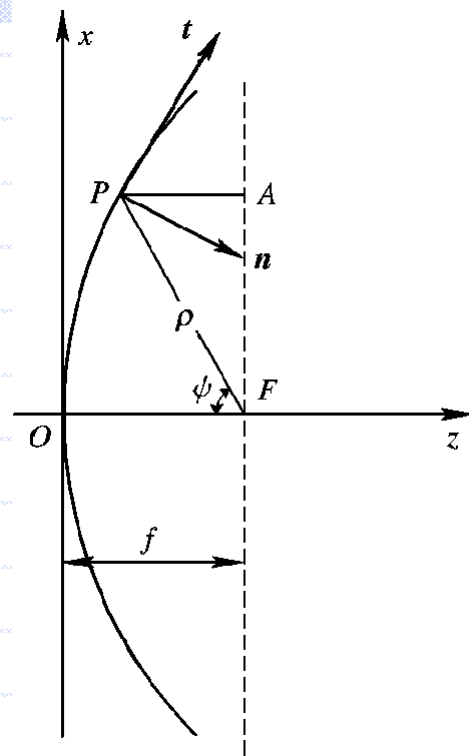
(2) $d_{FP} + d_{PA} = \text{常数}$ 。

◆ 由于公式

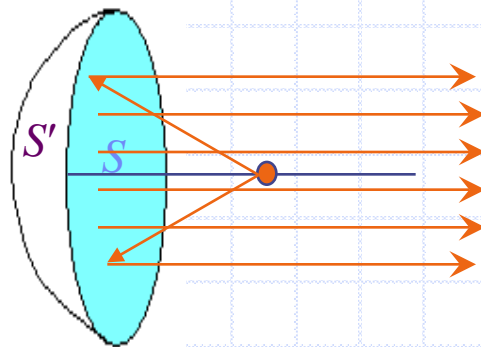
$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos\psi} = f \sec^2\left(\frac{\psi}{2}\right)$$

◆ 所以

$$d_{FP} + d_{PA} = \rho(1 + \cos\psi) = 2f$$



由此，如果馈源辐射理想的球面波，而且抛物面口径尺寸为无限大时，则抛物面就把球面波变为理想平面波，能量沿 OF 轴正方向传播，其它方向的辐射为零。但实际上抛物面天线的波束不可能是波瓣宽度为零的理想波束，而是一个与抛物面口径尺寸及馈源方向图有关的窄波束。



2. 分析方法

口径场法—根据9.1节提及的惠更斯原理，抛物面天线的辐射场可以用包围源的任意封闭曲面($S'+S$)上各次级波源产生的辐射场的叠加。对于具体的抛物面天线， S' 为抛物面的外表面， S 为抛物面的开口径。这样， S' 在上的场为零，在口径 S 上各点场的相位相同。所以只要求出口径面 S 上的场分布，就可以利用8.2节的圆口径同相场的辐射公式来计算天线的辐射场。

3. 抛物面天线的辐射特性

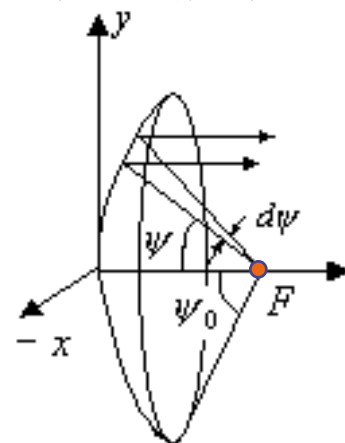
(1) 口径场分布

计算口径场分布时，要依据几何光学反射定律和能量守恒定律，而且必须满足以下几个条件：

第一，馈源辐射理想的球面波，即它有一个确定的相位中心并与抛物面的焦点重合；第二，馈源的后向辐射为零；第三，抛物面位于馈源辐射场的远区，即不考虑抛物面与馈源之间的耦合。

由于抛物面是旋转对称的，所以要求馈源的方向图也是旋转对称的，即仅是 ψ 的函数，设馈源的辐射功率为 P_Σ ，方向函数为 $D_f(\psi)$ ，则它在 ψ 和 $(\psi+d\psi)$ 之间的旋转角内的辐射功率为：

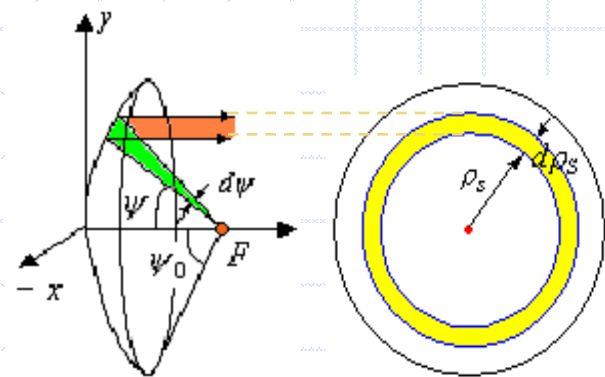
$$\begin{aligned} P(\psi, \psi + d\psi) &= \frac{P_\Sigma D_f(\psi)}{4\pi\rho^2} \cdot (\rho d\psi \cdot 2\pi\rho \sin\psi) \\ &= \frac{1}{2} P_\Sigma D_f(\psi) \sin\psi d\psi \end{aligned}$$



$$P(\psi, \psi + d\psi) = \frac{P_{\Sigma} D_f(\psi)}{4\pi\rho^2} \cdot (\rho d\psi \cdot 2\pi\rho \sin\psi) = \frac{1}{2} P_{\Sigma} D_f(\psi) \sin\psi d\psi$$

假设口径上的电场为 E^s ，则口径上半径为 ρ_s 和 $\rho_s + d\rho_s$ 的圆环内的功率为：

$$P(\rho_s, \rho_s + d\rho_s) = \frac{1}{2} \cdot \frac{|E^s|^2}{120\pi} \cdot 2\pi\rho_s d\rho_s$$



又因为射线经抛物面反射后都与 z 轴平行，根据能量守恒定律，馈源在 ψ 和 $(\psi + d\psi)$ 角度范围内投向抛物面的功率等于被抛物面反射在口径上半径为 ρ_s 和 $\rho_s + d\rho_s$ 的同轴圆柱面之间的功率。

因此，上面两式相等即可求得：

$$|E^s|^2 = 60 P_{\Sigma} D_f(\psi) \sin\psi \frac{d\psi}{\rho_s d\rho_s}$$

$$|E^s|^2 = 60P_\Sigma D_f(\psi) \sin \psi \frac{d\psi}{\rho_s d\rho_s}$$

由于 $\rho_s = 2f \tan \frac{\psi}{2}$

$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos \psi} = f \sec^2 \frac{\psi}{2}$$

因此 $d\rho_s = f \sec^2 \frac{\psi}{2} d\psi$

$$\rho \sin \psi = \rho_s = f \sec^2 \frac{\psi}{2} \sin \psi$$

口径场的表达式为

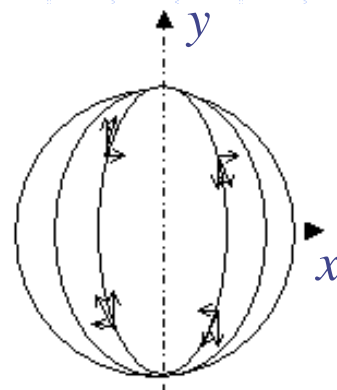
$$|E^s| = \sqrt{60P_\Sigma D_f(\psi)} \frac{\cos^2 \frac{\psi}{2}}{f} = \frac{\sqrt{60P_\Sigma D_f(\psi)}}{\rho} \quad (1)$$

可见，即使馈源是一个无方向性的点源，即 $D_f(\psi)=\text{常数}$ ， E^s 随 ψ 的增大仍按 $1/\rho$ 规律逐渐减小。通常，馈源的辐射也是随 ψ 的增大而减弱，考虑两方面的原因，口径场的大小由口径沿径向 ρ 逐渐减小，越靠近口径边缘，场越弱，但各点的场的相位都相同。

(2) 口径场的极化

口径场是辐射场，是横电磁波，所以场矢量必然与 z 轴垂直，即在口径上一般有 x 和 y 两个极化分量。在采用常规馈源(馈源的电流沿着 y 方向)时，口径上的电场极化如图所示。

口径场极化由馈源类型和抛物面形状尺寸决定。如馈电源是 y 极化，口径场为 x 和 y 两个极化方向。在长焦距时口径场的 E_y 分量远大于 E_x 分量，即：



对于焦距直径比较大的天线来说，口径场的 y 分量称为口径场的**主极化分量**，而把 x 分量称为口径场的**交叉极化分量**。

从图可以看出，口径场的主极化分量在四个象限内都具有相同的方向，而交叉极化分量在四个象限的对称位置上大小相等、方向相反。因此口径场的交叉极化分量在 z 轴和 E 面和 H 面内的辐射相互抵消，对方向图没有贡献。也就是说，由式(1)计算出来的口径场是主极化分量，而只有主极化分量对抛物面天线的 E 面和 H 面的辐射场有贡献。

$$d\rho_s = f \sec^2 \frac{\psi}{2} d\psi \quad \rho_s = 2f \tan \frac{\psi}{2} \quad |E^s| = \sqrt{60P_\Sigma D_f(\psi)} \frac{\cos^2 \frac{\psi}{2}}{f} = \frac{\sqrt{60P_\Sigma D_f(\psi)}}{\rho}$$

$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos \psi} = f \sec^2 \frac{\psi}{2}, \quad \rho \sin \psi = \rho_s = f \sec^2 \frac{\psi}{2} \sin \psi$$

(3) 方向函数

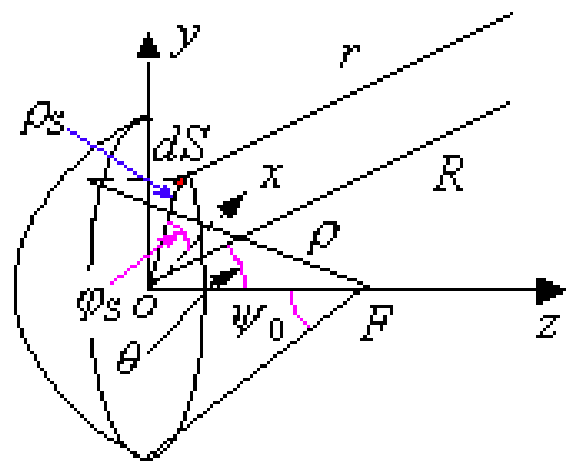
抛物面天线的辐射场如图所示，由本章 § 1 所求圆口径辐射场表达式并令 $\varphi=90^\circ$ 得：

$$E_E = j \frac{e^{-jkR}}{R\lambda} \cdot \frac{1 + \cos \theta}{2} \iint_S E^S e^{jk\rho_s \sin \varphi_s \sin \theta} dS$$

式中， $dS = \rho_s d\rho_s d\varphi_s$

将 E^s 、 ρ_s 及 $d\rho_s$ 一并代入上式得：

$$E_E = j \frac{f \sqrt{60P_\Sigma} e^{-jkR}}{R\lambda} \cdot (1 + \cos \theta) \int_0^{2\pi} \int_0^{\psi_0} \sqrt{D_f(\psi)} \tan \frac{\psi}{2} e^{j2kf \tan \frac{\psi}{2} \sin \varphi_s \sin \theta} d\psi d\varphi_s$$



$$E_E = j \frac{f \sqrt{60 P_\Sigma} e^{-jkR}}{R\lambda} \cdot (1 + \cos \theta) \int_0^{2\pi} \int_0^{\psi_0} \sqrt{D_f(\psi)} \tan \frac{\psi}{2} e^{j2kf \tan \frac{\psi}{2} \sin \varphi_S \sin \theta} d\psi d\varphi_S$$

又根据:

$$J_0(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{jt \sin \varphi_S} d\varphi_S$$

因此E面归一化方向函数可表示为:

$$F_E(\theta) = \int_0^{\psi_0} \sqrt{D_f(\psi)} \tan \frac{\psi}{2} J_0(ka \cot \frac{\psi_0}{2} \tan \frac{\psi}{2} \sin \theta) d\psi$$

由于抛物面是旋转对称的，馈源的方向函数也是旋转对称的，因此抛物面天线的E面和H面方向函数相同并表示为:

$$F(\theta) = \int_0^{\psi_0} \sqrt{D_f(\psi)} \tan \frac{\psi}{2} J_0(ka \cot \frac{\psi_0}{2} \tan \frac{\psi}{2} \sin \theta) d\psi$$

其中， a 为抛物面口径半径， ψ_0 为口径张角。

$$f/D_0 = \frac{1}{4} \cot \frac{\psi_0}{2}$$

讨论

- (1) 一般情况下，馈源的方向图越宽及口径张角越小，则口径场越均匀，因而抛物面方向图的主瓣越窄、旁瓣电平越高。
- (2) 旁瓣电平，除了直接与口径场分布的均匀程度有关外，馈源在 $\psi > \psi_0$ 以外的漏辐射也是旁瓣的部分，漏辐射越强，则旁瓣电平越高。此外，反射面边缘电流的绕射、馈源的反射、交叉极化等都会影响旁瓣电平。
- (3) 对于大多数抛物面天线，主瓣宽度在如下范围内：

$$2\theta_{0.5} = K \frac{\lambda}{2a}, (K = 65^\circ - 80^\circ)$$

注意：如果口径场分布较均匀，系数应取少一些，反之取大一些。当口径边缘场比中心场约低11dB时，系数K可取为70°。

(4) 方向系数与最佳照射

a) 口径利用系数

由天线的方向系数公式可推得抛物面天线的方向系数

$$D = \frac{4\pi S}{\lambda^2} \frac{\left| \iint_S E^s dS \right|^2}{S \iint_S |E^s|^2 dS} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S \nu$$

其中， ν 为口径利用因数，即：

$$\nu = \frac{\left| \iint_S E^s dS \right|^2}{S \iint_S |E^s|^2 dS}$$

$\nu \leq 1$ ，只有均匀分布时 $\nu=1$ 。

$$v = \frac{\left| \iint_S E^s dS \right|^2}{S \iint_S |E^s|^2 dS}$$

$$|E^s| = \sqrt{60 P_\Sigma D_f(\psi)} \frac{\cos^2 \frac{\psi}{2}}{f} = \frac{\sqrt{60 P_\Sigma D_f(\psi)}}{\rho}$$

将口径场表达式代入上式，并化简得：

$$v = \cot^2 \frac{\psi_0}{2} \frac{\left| \int_0^{\psi_0} \sqrt{D_f(\psi)} \tan \frac{\psi}{2} d\psi \right|^2}{\frac{1}{2} \int_0^{\psi_0} D_f(\psi) \sin \psi d\psi}$$

结论：

(1) ψ_0 张角一定时，馈源方向函数 $D_f(\psi)$ 变化越快，方向图越窄，则口径场分布越不均匀，口径利用因数越低。

(2) 馈源方向函数 $D_f(\psi)$ 一定时， ψ_0 张角越大，则口径场分布越不均匀，口径利用因数越低。

b) 口径截获系数

馈源辐射的功率，除 $2\psi_0$ 角的范围内被反射面截获外，其余的功率都溢失自由空间。截获的功率大小用截获系数来描述。

$$\nu_1 = \frac{1}{2} \int_0^{\psi_0} D_f(\psi) \sin \psi d\psi$$



与口径利用因数
相互矛盾

结论:

- (1) 张角 ψ_0 一定时，馈源方向函数 $D_f(\psi)$ 变化越快，方向图越窄，则口径截获因数 ν_1 越高。
- (2) 馈源方向函数一定时，张角 ψ_0 越大，则口径截获因数 ν_1 越高。

c) 方向系数

$$D = \frac{R^2 |E_{\max}|^2}{60 P'_\Sigma} = \frac{R^2 |E_{\max}|^2}{60 P_\Sigma} \cdot \nu_1 = \frac{4\pi S}{\lambda^2} \nu \nu_1 = \frac{4\pi S}{\lambda^2} g$$

式中， $g = \nu \nu_1 \leq 1$ ，称为方向系数因数，它是用来判断抛物面天线性能优劣的重要参数之一。其表达式为：

$$g = \cot^2 \frac{\psi_0}{2} \left| \int_0^{\psi_0} \sqrt{D_f(\psi)} \tan \frac{\psi}{2} d\psi \right|^2$$

结论：

g 为抛物面天线张角的函数。但由于 $g = \nu \nu_1$ ，口径利用因数 ν 和口径截获因数 ν_1 是两个相互矛盾的因素。因此，对于一定的馈源方向函数，必对应着一个最佳张角 ψ_{opt} ，此时 g 最大，即方向系数最大。 ψ_{opt} 称为最佳张角，此时馈源对抛物面的照射称为最佳照射。

一般最佳照射时 $g=0.83$ ，且抛物面口径边缘处的场强比中心处低11dB。

d) 其它因素的影响

上述的结论是在假定馈源辐射球面波、方向图旋转对称且无后向辐射等理想情况下得到的。但实际上：

- (1) 馈源方向图一般不完全对称，它的后向辐射也不为零；
- (2) 馈源和它的支杆对口径有一定的遮挡作用；
- (3) 反射面表面由于机械误差呈非理想抛物面；
- (4) 馈源不能准确地安装在焦点上，使口径场不完全同相；等等

考虑上述诸多因素，应对 g 进行修正，通常为0.35—0.5。另外，由于抛物面几乎不存在热损耗，即 $\eta \approx 1$ ，所以 $G \approx D$ 。这是抛物面天线一个很大的优点。

4. 馈源(feed)

(1) 基本要求

抛物面天线的方向性很大程度上依赖于馈源。也就是说，馈源的好坏决定着抛物面天线性能的优劣，通常对馈源提出如下基本要求：

- 1) 馈源方向图与抛物面张角配合，使天线方向系数最大；尽可能减少绕过抛物面边缘的能量漏失；方向图接近圆对称，最好没有旁瓣和后瓣。
- 2) 具有确定的相位中心，这样才能保证相位中心与焦点重合时，抛物面口径为同相场。
- 3) 因为馈源置于抛物面的前方，所以尺寸应尽可能的小，以减少对口径的遮挡。
- 4) 应具有一定的带宽，因为天线带宽主要取决于馈源系统的带宽。

(2) 馈源的选择

馈源的类型很多，如何选择馈源应根据天线的工作波段和特定用途而定。抛物面天线多用于微波波段，馈源多采用波导辐射器(**waveguide radiator**)和喇叭(**horn**)，也有用振子、螺旋天线等作馈源的。

- 1) 波导辐射器由于传输波型的限制，口径不大，方向图波瓣较宽，适用于短焦距抛物面天线。
- 2) 长焦距抛物面天线的口径张角较小，为了获得最佳照射，馈源方向图应较窄，即要求馈源口径较大，一般采用小张角口径喇叭。
- 3) 在某些情况下，要求天线辐射或接收圆极化电磁波（如雷达搜索或跟踪目标），这就要求馈源为圆极化的，象螺旋天线等。
- 4) 有时要求天线时宽频带的，这就应采用宽频带馈源，如平面螺旋天线、对数周期天线等。

总之，应根据不同的情况，选择不同的馈源。

5. 抛物面天线的偏焦特性及其应用

- 在实际应用中，有时需要使波瓣在小角度范围内扫描，以达到**搜索目标**的目的。利用一种传动装置，使馈源沿垂直于抛物面轴线方向连续运动，即可实现波瓣扫描。在抛物面天线的焦点附近放置多个馈源，可形成多波束用来发现和跟踪多个目标。
- 使馈源沿垂直于抛物面轴线的方向运动，即产生**横向偏焦**；
- 使馈源沿抛物面轴线方向往返运动，即产生**纵向偏焦**。
- 无论是**横向偏焦**还是**纵向偏焦**，它们都导致抛物面口径场相位偏焦。如果横向偏焦不大时，抛物面口径场相位偏焦接近于线性相位偏焦，正象 § 9.1 中所讨论的，线性相位偏焦仅导致主瓣最大值偏离轴向，而方向图形状几乎不变；纵向偏焦引起口径场相位偏差是对称的，因此方向图也是对称的。纵向偏焦较大时，方向图波瓣变得很宽，这样，一部天线可以兼作搜索和跟踪之用。大尺寸偏焦时用作搜索，正焦时用作跟踪。

8.4 卡塞格伦天线

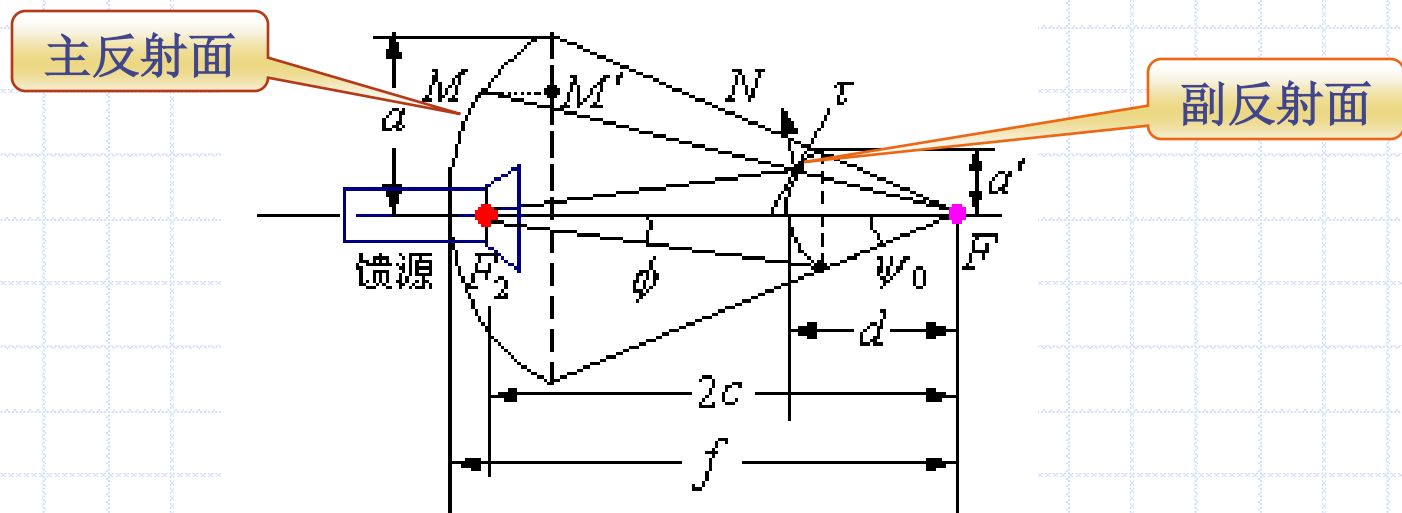
卡塞格伦天线(**Cassegrain**)是旋转抛物面作主反射面，旋转双曲面(**Hyperbolic**)作副反射面(**sub-reflector**)，它已在卫星地面站、单脉冲雷达和射电天文等系统中广泛应用，与单反射面天线相比，它具有下列优点：

- (1) 由于天线有两个反射面，几何参数增多，便于按照各种需要灵活地进行设计；
- (2) 可以采用短焦距抛物面天线作主反射面，减小了天线的纵向尺寸；
- (3) 由于采用了副反射面，馈源可以安装在抛物面顶点附近，使馈源和接收机之间的传输线缩短，减小了传输线损耗所造成的噪声。

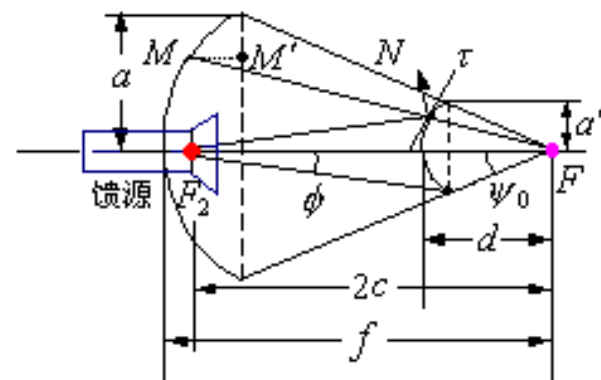


1. 卡塞格伦的几何结构

卡塞格伦天线是由主反射面、副反射面和馈源三部分组成的。主反射面是由焦点在 F 焦距为 f 的抛物线绕其焦轴旋转而成；副反射面是由个焦点在 F_1 (称为虚焦点，与抛物面的焦点 F 重合)，另一个焦点在 F_2 (称为实焦点，在抛物面的顶点附近)的双曲线绕其焦轴旋转而成，主、副面的焦轴重合；馈源通常采用喇叭，它的相位中心位于双曲面的实焦点 F_2 。



双曲面的特性之一：双曲面的任一点 N 处的切线 τ 把对两焦点的张角 $\angle F_2NF$ 平分。连接 FN 并延长之，与抛物面相交于 M 点。这说明由 F_2 发出的各射线经双曲面反射后，反射线的延长线都相交于 F 点。因此由馈源 F_2 发出的球面波，经双曲面反射后其所有的反射线就象从双曲面的另一个焦点 F 发出来的一样，这些射线经抛物面反射后都平行于抛物面的焦轴。



双曲面的特性之二：双曲面的任一点到两焦点的距离之差等于常数，

$$F_2N - FN = c_1$$

根据抛物面的几何特性： $FN + NM + MM' = c_2$

$$F_2N + NM + MM' = c_1 + c_2 = \text{const}$$

这就是说，由馈源在 F_2 发出的任意射线经双曲面和抛物面反射后，到达抛物面口径时所经过的波程相等。

2.卡塞格伦天线的几何参数

卡塞格伦天线有七个几何参数，其中抛物面天线三个参数： $2a$ ， f 和 ψ_0 ，双曲面四个参数： $2a'$ ， d (顶点到焦点的距离)， $2c$ 和 ϕ 。

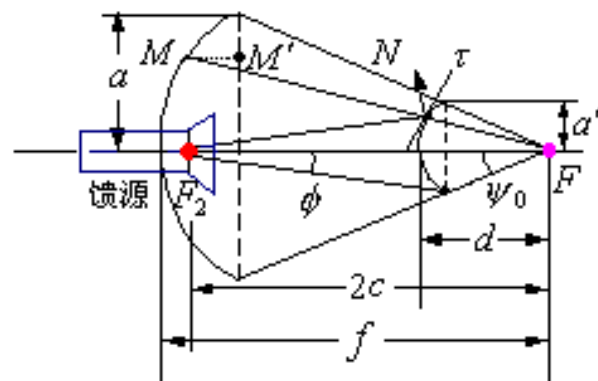
由本章 § 3节知：

$$a = 2f \tan \frac{\psi_0}{2}$$

而由图可以得到： $a' \cot \phi + a' \cot \psi_0 = 2c$

$$\frac{a'}{\sin \phi} - \frac{a'}{\sin \psi_0} = 2(c - d)$$

上式进一步化简得： $1 - \frac{\sin \frac{1}{2}(\psi_0 - \phi)}{\sin \frac{1}{2}(\psi_0 + \phi)} = \frac{d}{c}$



上面三个式子卡塞格伦天线的三个独立的几何参数关系式。通常根据天线的电指标和结构要求，选定四个参数，其它三个参数即可根据这三个式子求出。

3.卡塞格伦天线的工作原理—等效抛物面原理

延长馈源至副面的任一条射线与该射线经副、主面反射后的实际射线的延长线相交于，由此方法而得到的，点的轨迹是一条抛物线。

于是有： $\rho \sin \psi = \rho_e \sin \varphi$

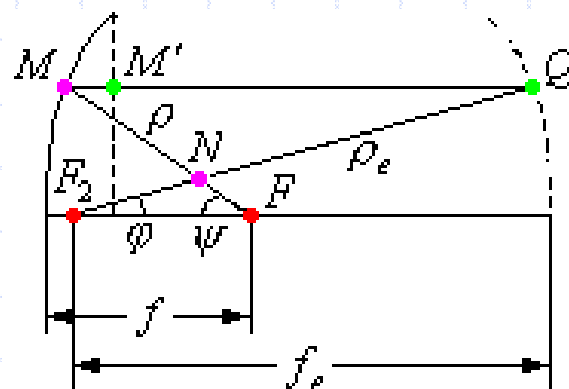
根据抛物面方程： $\rho = \frac{2f}{1 + \cos \psi}$

由上两式得： $\rho_e = \frac{2f}{1 + \cos \varphi} \cdot \frac{\tan \frac{\psi}{2}}{\tan \frac{\varphi}{2}}$

令 $A = \tan(\psi/2) / \tan(\varphi/2)$ ，则上式可以写为：

$$\rho_e = \frac{2fA}{1 + \cos \varphi} = \frac{2f_e}{1 + \cos \varphi}$$

可见：上式表示一条抛物线，其焦点为 F_2 ，焦距 f_e 。



由此等效抛物线旋转形成的抛物面称为等效抛物面，此等效抛物面的口径尺寸与原抛物面的口径尺寸相同，但焦距放大了A倍，而放大倍数为：

$$A = \frac{f_e}{f} = \tan \frac{\psi}{2} / \tan \frac{\varphi}{2} = \frac{e+1}{e-1}$$

其中， e 为双曲线的离心率。

因此，卡塞格伦天线可以用一个口径尺寸与原抛物面相同，但焦距放大了M倍的旋转抛物面天线来等效，且具有相同的场分布。这样，就可以用 § 9.2节介绍的旋转抛物面天线的理论来分析卡塞格伦天线的辐射特性及各种电参数。

应当指出，由于这种等效方法是由几何光学定律得到的，而微波频率远低于光频，因此这种等效只能是近似的。尽管如此，在一般情况下，用它来估算卡塞格伦天线的一些主要性质还是非常有效的。

15米卫星通信地球天线



是根据我国331工程急需而研制和生产的

- ◇该天线采用馈源为变张角多模喇叭
- ◇天线的主、副反射面为玻璃钢、铝板拉伸铆接成形
- ◇天线座架为转盘式方位--俯仰型，方位转台由静压轴承的12个油垫支承，可在 $\pm 170^\circ$ 内连续转动。
- ◇俯仰通过两个扇形齿轮由减速器驱动，可在 $0-90^\circ$ 内连续转动，其转动速度为 $0.002^\circ/\text{s}$ 和 $0.2^\circ/\text{s}$ 。
- ◇该天线具有造型美观、刚度大、抗风能力强，安装、维护、使用方便等一系列优点。

天线特性参数

工作频段(GHz)		3.700-4.200	5.925-6.425
天线口径(m)		15	
增益(dBi)		52.5	56
电压驻波比		1.35	1.30
90.5° 宽度(度)		0.36	0.24
噪声温度(仰角10°)		40	
G/T值(LNA60° K)		32.5	
馈源插入损耗		0.25	0.25
轴向交叉极化电平(dB)		30	30
旁瓣特性	第一旁瓣	-14	-14
	1° -3°	$\leq 29-25\lg\theta$	$\leq 29-25\lg\theta$
	3° -48°	$\leq 32-25\lg\theta$	$\leq 32-25\lg\theta$
	>48°	≤ -10	≤ -10
收发隔离(dB)		85	
天线调整范围		方位±170° 俯仰：0° -90°	
跟踪方式		手动、自动跟踪	
跟踪速度		0.002° /s-0.2° /s	
环境温度		-45℃到45℃	