

# $N$ 槽结构波纹喇叭的理论分析\*

杜彪 章日荣 王汉礼 杜树祥

(石家庄通信测控技术研究所, 石家庄)

**摘要** 本文利用空间谐波法导出了 $N$ 槽结构(每个周期有 $N$ 个槽)波纹喇叭的特征方程和等效壁导纳的普遍公式, 并把这些公式应用于双槽深波纹喇叭, 给出了其等效壁导纳的表达式。文章还对一个双槽深波纹喇叭的等效壁导纳、特征值、口面模比和辐射方向图进行了数值计算, 并与实验结果比较, 两者吻合得很好。

**关键词** 天线; 馈源; 波纹喇叭

## 一、前言

近几年来, 随着卫星通信技术的迅速发展, 为了增大通信容量, 减少通信间的相互干扰, 国际卫星通信组织对八十年代的新一代地球站天线提出了新的要求<sup>[1]</sup>。其主要特点是: 启用频谱复用体制, 进一步降低广角旁瓣和采用多频段共用。这就需要研制出同时能工作于几个频段的高纯极化初级馈源。Carpenter<sup>[2]</sup>和Ghosh<sup>[3]</sup>于1980年提出双槽深组合波纹壁喇叭, 这种新型馈源可在两个以上频段内获得理想的波瓣等化和交叉极化特性。章日荣和王汉礼等用空间谐波的方法导出了双槽深波纹喇叭的等效壁导纳<sup>[4]</sup>, 为研究与设计这种喇叭奠定了理论基础。

直到目前为止, 由于多频段共用的光壁到波纹的过渡段问题未能得到满意的解决, 研制出的双槽深波纹喇叭仅能在两个频段内很好地工作, 还不能满足更多频段共用的要求。为了适应卫星通信多频共用的要求, 我们预计今后会出现异型槽的多槽深波纹喇叭, 如三槽深或四槽深等异型槽波纹喇叭。为此, 本文提出了 $N$ 槽结构的波纹喇叭, 并且导出了其等效壁导纳和特征方程的普遍公式。并用这些公式对一个双槽深波纹喇叭进行了理论计算, 并与实验结果进行了比较, 两者吻合得很好。

## 二、 $N$ 槽结构波纹喇叭的特征方程和等效壁导纳的表达式

所谓 $N$ 槽结构波纹喇叭就是以 $N$ 个槽组合为周期的波纹喇叭。 $N$ 槽结构波纹波导的几何示意图如图1, 此 $N$ 个槽的形状和深度可以相同也可以相异。因此, 它包含了许多种类的波纹喇叭, 具有普遍的意义。为了画图方便, 我们以直槽示意。

\* 1987年6月15日收到, 1987年11月13日修改定稿。

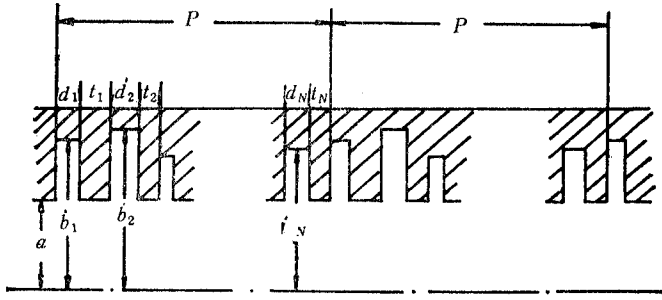


图 1 N槽结构波纹波导

波导的内半径为  $r = a$ ,  $N$  个槽口的宽度分别为  $d_1, d_2, \dots, d_N$ , 在  $r = a$  处的齿厚分别为  $t_1, t_2, \dots, t_N$ , 波纹壁  $N$  槽组合的周期为  $P = \sum_{i=1}^N (d_i + t_i)$ .

波导内 ( $r \leq a$ ) 第  $i$  个模的场可表示为<sup>[5]</sup>

$$\left. \begin{aligned}
 E_{zi} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} [C_{in} Z_{mn}(x_{in}r) \cos m\phi e^{-i\alpha_{in}z}] \\
 E_{ri} &= - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ C_{in} \frac{j\alpha_{in}}{x_{in}} Z'_{mn}(x_{in}r) + D_{in} \frac{jk}{x_{in}^2 r} Z_0 Z_{mn}(x_{in}r) \right] \cos m\phi e^{-i\alpha_{in}z} \\
 E_{\phi i} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ C_{in} \frac{j\alpha_{in}m}{x_{in}^2 r} Z_{mn}(x_{in}r) + D_{in} \frac{jk}{x_{in}} Z_0 Z'_{mn}(x_{in}r) \right] \sin m\phi e^{-i\alpha_{in}z} \\
 H_{zi} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} [D_{in} Z_{mn}(x_{in}r) \sin m\phi] e^{-i\alpha_{in}z} \\
 H_{ri} &= - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ D_{in} \frac{j\alpha_{in}}{x_{in}} Z'_{mn}(x_{in}r) + C_{in} \frac{jk}{x_{in}^2 r} Z_{mn}(x_{in}r) \right] \sin m\phi e^{-i\alpha_{in}z} \\
 H_{\phi i} &= - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ D_{in} \frac{j\alpha_{in}m}{x_{in}^2 r} Z_{mn}(x_{in}r) + C_{in} \frac{jk}{x_{in} Z_0} Z'_{mn}(x_{in}r) \right] \cos m\phi e^{-i\alpha_{in}z}
 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中,  $x_{in}^2 = k^2 - \alpha_{in}^2$ ,  $\alpha_{in} = \alpha_{i0} + \frac{2n\pi}{P}$ ,  $Z_{mn}(x_{in}r) = J_m(x_{in}r)/J_m(x_{in}a)$ ,  $Z'_{mn}(x_{in}r) = J'_m(x_{in}r)/J_m(x_{in}a)$ ;  $m$  为电磁场对  $\phi$  变化的周期;  $n$  为空间谐波序号;  $\alpha_{i0}$  为空间谐波中基波的传播常数;  $k = 2\pi/\lambda$ , 为自由空间波数;  $C_{in}$  和  $D_{in}$  表示  $E_{zi}$  和  $H_{zi}$  大小的参数, 它们之间的关系需通过对边界条件的处理才能决定.

在这里我们仅考虑槽内场的主模, 即  $E_{sz} = H_{sz} = E_{s\phi} = 0$ . 所以, 我们可设槽内接近槽口处 ( $r \geq a$ ) 的电磁场为<sup>[6]</sup>

$$\left. \begin{aligned}
 E_{sz} &= A_l V_{lm}(k_{0l}r) f_l[h_{0l}(z - sP)] \cos m\phi e^{-i\alpha_{i0}sP} \\
 H_{s\phi} &= A_l C_l W_{lm}(k_{0l}r) f_l[h_{0l}(z - sP)] \cos m\phi e^{-i\alpha_{i0}sP}
 \end{aligned} \right\} \quad (W_l \leq z \leq W_l + d_l) \quad (2)$$

式中,  $l = 1-N$ , 为槽的序号;  $W_l = sP + \sum_{q=1}^{l-1} (d_q + t_q)$ ,  $d_0 = t_0 = 0$ ;  $V_{lm}(k_{0l}r)$ ,  $W_{lm}(k_{0l}r)$  和  $f_l[h_{0l}(z - sP)]$  及  $k_{0l}$  与  $h_{0l}$  的关系均由麦克斯韦方程和边界条件决定.

$C_l$  是常数, 如果  $N$  个槽均为直槽, 则  $C_l = C = -j/Z_0$ ,  $Z_0$  是自由空间的波阻抗.  $s = 0, 1, \dots$ , 为波纹壁  $N$  槽波纹结构组合周期序号.  $A_1, A_2, \dots, A_N$  分别是各槽口场的系数, 它们之间的关系也需通过边界条件的处理才能得到. 因此, 可以看出槽内场的表达式是有普遍意义的. 对于不同的槽结构,  $V_{lm}(k_{0l}r)$ ,  $W_{lm}(k_{0l}r)$  和  $f_l[h_{0l}(z - sP)]$  就具有不同的表达式.

在齿面上 ( $r = a$ ,  $W_l + d_l \leq z \leq W_{l+1}$ ,  $l = 1-N$ )

$$E_{sz} = E_{s\phi} = 0$$

在  $r = a$  处, 波导内场、槽口场及齿面上的场应相互匹配. 故

$$\begin{aligned} \int_{sP}^{(s+1)P} E_{zi}|_{r=a} e^{j\alpha_{in}z} dz &= \int_{sP}^{(s+1)P} E_{sz}|_{r=a} e^{j\alpha_{in}z} dz \\ &= \sum_{l=1}^N \left[ \int_{W_l}^{W_l+d_l} E_{sz}|_{r=a} e^{j\alpha_{in}z} dz \right] \end{aligned} \quad (3)$$

$$\int_{sP}^{(s+1)P} E_{\phi i}|_{r=a} e^{j\alpha_{in}z} dz = \int_{sP}^{(s+1)P} E_{s\phi}|_{r=a} e^{j\alpha_{in}z} dz \quad (4)$$

$$\int_{W_l}^{W_l+d_l} H_{\phi i}|_{r=a} dz = \int_{W_l}^{W_l+d_l} H_{s\phi}|_{r=a} dz, \quad (l = 1-N) \quad (5)$$

将 (1), (2) 式分别代入 (3), (4), (5) 式, 得

$$C_{in} = \frac{e^{-j\alpha_{in}sP}}{P} \sum_{l=1}^N [A_l V_{lm}(k_{0l}a) F_{ln} d_l] \quad (6)$$

$$D_{in} = - \frac{\alpha_{in} m C_{in}}{k \chi_{in} a Z_0 Z'_{mn}(\chi_{in} a)} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} 2j \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ D_{in} \frac{m}{\chi_{in}^2 a} + C_{in} \frac{k}{\chi_{in} \alpha_{in} Z_0} Z'_{mn}(\chi_{in} a) \right] e^{-j\alpha_{in} \left[ \sum_{q=1}^{l-1} (d_q + t_q) \right]} e^{-j \frac{\alpha_{in}}{2} d_l} \\ \cdot \sin \frac{\alpha_{in}}{2} d_l = -A_l C_l W_{lm}(k_{0l}a) d_l G_l, \quad (l = 1, 2, \dots, N) \end{aligned} \quad (8)$$

式中,

$$F_{ln} = \frac{1}{d_l} \int_{W_l}^{W_l+d_l} f_l[h_{0l}(z - sP)] e^{j\alpha_{in}z} dz \quad (9)$$

$$G_l = \frac{1}{d_l} \int_{W_l}^{W_l+d_l} f_l[h_{0l}(z - sP)] dz \quad (10)$$

$$W_l = sP + \sum_{q=1}^{l-1} (d_q + t_q), \quad (l = 1-N; d_0 = t_0 = 0) \quad (11)$$

$G_l$  和  $F_{ln}$  分别是槽口场合  $z$  因子  $f[h_{0l}(z - sP)]$  的平均值和加权平均值.

把 (7) 式代入 (8) 式, 并化简可得

$$\begin{aligned} \frac{2j}{Z_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{C_{in}}{\alpha_{in}} Y_n e^{-j\alpha_{in} \left[ \sum_{q=1}^{l-1} (d_q + t_q) \right]} e^{-j \frac{\alpha_{in}}{2} d_l} \sin \frac{\alpha_{in}}{2} d_l \right\} \\ = -A_l C_l W_{lm}(k_{0l}a) d_l G_l, \quad (l = 1, 2, \dots, N) \end{aligned} \quad (12)$$

式中,

$$Y_n = \frac{k}{\chi_{in}} Z'_{mn}(\chi_{in} a) - \frac{\alpha_{in}^2 m^2}{\chi_{in}^3 a^2 k Z'_{mn}(\chi_{in} a)} \quad (13)$$

当  $n = 0$  时, 令  $Y = Y_0$ , 有

$$Y = Y_0 = \frac{k}{\chi_{i0}} Z'_{m0}(\chi_{i0}a) - \frac{\alpha_{i0}^2 m^2}{\chi_{i0}^3 a^2 k Z'_{m0}(\chi_{i0}a)}$$

即

$$\chi_{i0} a Z'_{m0}(\chi_{i0}a) - \frac{m^2 \alpha_{i0}^2}{\chi_{i0} a k^2 Z'_{m0}(\chi_{i0}a)} = \frac{(\chi_{i0}a)^2}{ka} Y \quad (14)$$

(14) 式就是边界条件特征方程。Y 是 N 槽结构组合波纹壁的等效壁导纳。

下面推导等效壁导纳 Y 的表达式。把 (6) 式代入 (12) 式, 得

$$2j \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{e^{-j\alpha_{i0} s^p}}{P \alpha_{in}} \left[ \sum_{l=1}^N A_l V_{lm}(k_{0l}a) F_{ln} d_l \right] Y_n e^{-j \left[ \sum_{q=1}^{l-1} (d_q + t_q) \alpha_{in} \right]} e^{-j \frac{\alpha_{in}}{2} d_l} \sin \frac{\alpha_{in}}{2} d_l \right\} \\ = -A_l C_l Z_0 W_{lm}(k_{0l}a) d_l G_l, \quad (l = 1, 2, \dots, N) \quad (15)$$

(15) 式是 N 个方程组成的方程组, 化简 (15) 式可得到一个以  $A_1, A_2, \dots, A_N$  为变量的 N 元一次方程组<sup>[6]</sup>。要想使方程组中的变量  $A_1, A_2, \dots, A_N$  有非零解, 必须使其系数行列式等于零。即

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1N} \\ a_{21} & a_{22} & \cdots & a_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N1} & a_{N2} & \cdots & a_{NN} \end{vmatrix} = 0 \quad (16)$$

式中

$$a_{ql} = \frac{2j}{P} e^{-j\alpha_{i0} s^p} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ \frac{V_{lm}(k_{0l}a)}{\alpha_{in}} F_{ln} d_l Y_n e^{-j\alpha_{in} \sum_{u=1}^{q-1} (d_u + t_u)} e^{-j \frac{\alpha_{in}}{2} d_q} \sin \frac{\alpha_{in}}{2} d_q \right], \\ (q, l = 1, 2, \dots, N; q \neq l; d_0 = t_0 = 0) \quad (17)$$

$$a_{ll} = \frac{2j}{P} e^{-j\alpha_{i0} s^p} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ \frac{V_{lm}(k_{0l}a)}{\alpha_{in}} F_{ln} d_l Y_n e^{-j\alpha_{in} \sum_{u=1}^{l-1} (d_u + t_u)} e^{-j \frac{\alpha_{in}}{2} d_l} \sin \frac{\alpha_{in}}{2} d_l \right] \\ + Z_0 C_l W_{lm}(k_{0l}a) d_l G_l, \quad (l = 1, 2, \dots, N; d_0 = t_0 = 0) \quad (18)$$

解 (14) 和 (16) 式即可求得 N 槽结构组合波纹壁的等效壁导纳和特征值。

下面求解  $A_l$  和  $C_{in}$ , 这里我们仅给出  $A_l$  和  $C_{in}$  的最后结果, 详细推导见文献 [6]。

$$\begin{bmatrix} A_2 \\ A_3 \\ \vdots \\ A_N \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} a_{22} & a_{23} & \cdots & a_{2N} \\ a_{32} & a_{33} & \cdots & a_{3N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N2} & a_{N3} & \cdots & a_{NN} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} a_{21} \\ a_{31} \\ \vdots \\ a_{N1} \end{bmatrix} A_1 \quad (19)$$

由 (19) 式可求出  $A_2/A_1, A_3/A_1, \dots, A_N/A_1$ 。它们分别表示各槽口场与第一个槽口场之间的关系。

把 (19) 式求出的结果代入 (6) 式即可求出  $C_{in}$ 。

因此, 对于任意 N 槽结构(槽的形状可以是直槽、V 型槽和  $\Gamma$  型槽等)的波纹喇叭, 只要求出其 N 个槽口处的场, 也即求出  $V_{lm}(k_{0l}a), W_{lm}(k_{0l}a)$  和  $f_l[h_{0l}(z - sP)]$ , 并把它

们代入 (14), (16), (17) 和 (18) 式, 就可求出该喇叭的等效壁导纳  $Y$ , 特征值  $\chi_{i_0 a}$  和传播常数  $\alpha_{i_0}$ .

### 三、双槽深波纹喇叭的等效壁导纳

作为  $N$  槽结构波纹喇叭的一种特例, 下面我们将给出双槽深波纹喇叭的等效壁导纳的计算公式, 以说明上述普遍公式的应用.

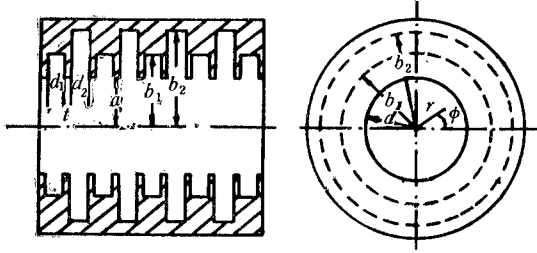


图 2 双槽深波纹波导

双槽深波纹波导的几何示意图如图 2 所示. 为了方便, 令齿厚为  $t = t_1 = t_2$ , 波导的内半径为  $r = a$ , 槽深分别为  $b_1$  和  $b_2$ , 槽口宽度分别为  $d_1$  和  $d_2$ , 波纹壁双槽组合周期为  $P = d_1 + d_2 + 2t$ .

槽内场为<sup>[9]</sup>

$$\left. \begin{aligned} E_{sz} &= AV_{1m}(kr) \cos m\phi e^{-j\alpha_{i_0} s P}, & (sP \leq z \leq sP + d_1) \\ &= BV_{2m}(kr) \cos m\phi e^{-j\alpha_{i_0} s P}, & (sP + d_1 + t \leq z \leq (s+1)P - t) \\ H_{s\phi} &= -j \frac{A}{Z_0} V'_{1m}(kr) \cos m\phi e^{-j\alpha_{i_0} s P}, & (sP \leq z \leq sP + d_1) \\ &= -j \frac{B}{Z_0} V'_{2m}(kr) \cos m\phi e^{-j\alpha_{i_0} s P}, & (sP + d_1 + t \leq z \leq (s+1)P - t) \\ E_{sr} &= E_{s\phi} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

式中

$$\begin{aligned} V_{1m}(kr) &= \frac{J_m(kr)N_m(kb_1) - J_m(kb_1)N_m(kr)}{J_m(ka)N_m(kb_1) - J_m(kb_1)N_m(ka)} \\ V_{2m}(kr) &= \frac{J_m(kr)N_m(kb_2) - J_m(kb_2)N_m(kr)}{J_m(ka)N_m(kb_2) - J_m(kb_2)N_m(ka)} \\ V'_{1m}(kr) &= \frac{dV_{1m}(kr)}{d(kr)}; \quad V'_{2m}(kr) = \frac{dV_{2m}(kr)}{d(kr)} \end{aligned}$$

在齿面上 ( $r = a, sP + d_1 \leq z \leq sP + d_1 + t, (s+1)P - t \leq z \leq (s+1)P$ ) 有

$$E_{sz} = E_{s\phi} = 0 \quad (21)$$

将 (20) 式和 (2) 式比较可得

$$\begin{aligned} A_1 &= A, \quad A_2 = B, \quad f_l[h_{0l}(z - sP)] = 1, \quad V_{1m}(k_{01}r) = V_{1m}(kr), \\ V_{2m}(k_{02}r) &= V_{2m}(kr), \quad W_{1m}(k_{01}r) = V'_{1m}(kr), \quad W_{2m}(k_{02}r) = V'_{2m}(kr), \\ C_1 &= C_2 = -j/Z_0, \quad N = 2 \end{aligned} \quad (22)$$

把 (22) 式代入 (16), (17) 和 (18) 式, 并化简得

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix} = 0 \quad (23)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} a_{11} &= j \left[ \frac{4}{P} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( \frac{Y_n}{\alpha_{in}^2} \sin^2 \frac{\alpha_{in}}{2} d_1 \right) - d_1 V'_{1m}(ka) \right] \\ a_{22} &= j \left[ \frac{4}{P} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( \frac{Y_n}{\alpha_{in}^2} \sin^2 \frac{\alpha_{in}}{2} d_2 \right) - d_2 V'_{2m}(ka) \right] \\ a_{12} &= j \frac{4}{P} e^{j \frac{\alpha_{io} P}{2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\alpha_{in}^2} Y_n \sin \frac{\alpha_{in}}{2} d_1 \sin \frac{\alpha_{in}}{2} d_2 \\ a_{21} &= j \frac{4}{P} e^{-j \frac{\alpha_{io} P}{2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\alpha_{in}^2} Y_n \sin \frac{\alpha_{in}}{2} d_1 \sin \frac{\alpha_{in}}{2} d_2 \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

把(24)式代入(23)式,经化简得

$$Y = Y_0 = \frac{I_3 \cdot I_4 - I_1 \cdot I_2}{P \alpha_{io}^2 \left[ I_1 \sin^2 \frac{\alpha_{io}}{2} d_2 + I_2 \sin^2 \frac{\alpha_{io}}{2} d_1 - (I_3 + I_4) \sin \frac{\alpha_{io}}{2} d_1 \sin \frac{\alpha_{io}}{2} d_2 \right]} \quad (25)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= \frac{4}{P} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{Y_n}{\alpha_{in}^2} \sin^2 \frac{\alpha_{in}}{2} d_1 - d_1 V'_{1m}(ka) \\ I_2 &= \frac{4}{P} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{Y_n}{\alpha_{in}^2} \sin^2 \frac{\alpha_{in}}{2} d_2 - d_2 V'_{2m}(ka) \\ I_3 &= I_4 = \frac{4}{P} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\alpha_{in}^2} Y_n \sin \frac{\alpha_{in}}{2} d_1 \sin \frac{\alpha_{in}}{2} d_2 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

(25)式就是双槽深波纹喇叭的等效壁导纳的计算公式。再经化简就可得到与文献[5]中第98页附录三的公式完全相同的结果。详细推导及最后结果参见文献[6]。

(26)式中的  $Y_n$  与(13)式相同。把(22)式代入(17),(18),(19)和(6)式,即可求得  $B/A$  和  $C_{in}$ , 它们的结果与文献[5]第六章中所对应的式子完全一样, 详见文献[6]。由此可以显示这里导出的  $N$  槽结构波纹喇叭的等效壁导纳和特征方程的普遍公式是正确的。

#### 四、一个双槽深波纹喇叭的分析实例

本节应用模转换理论公式<sup>[5]</sup>和前面一节中的等效导纳计算公式来分析一个双槽深波纹喇叭。

如图3所示,这个双槽深波纹喇叭由3段不同参数的波导连接而成<sup>[6]</sup>。第一段是光壁波导,其余两段为不同半锥角的波纹波导。

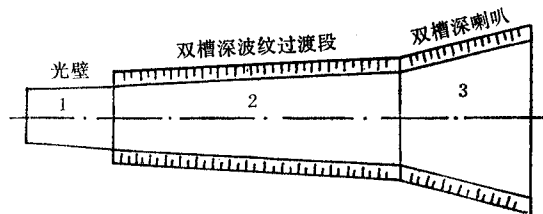


图3 双槽深波纹喇叭

应用上节所导出的双槽深波纹喇叭的等效壁导纳的计算公式和特征方程,

借助计算机可精确地解出该喇叭的等效壁导纳和特征值;再用模转换理论公式准确地求

出该喇叭的口面模比;最后把已求出的各模在喇叭口面处的等效导纳、特征值和口面透射系数分别代入到朱兰成的辐射场公式中,并将所得的结果迭加在一起,即可求出合成场的主极化和交叉极化方向图,详见文献 [6].

图 4 和图 5 分别表示  $f = 4.2 \text{ GHz}$  和  $f = 6.425 \text{ GHz}$  时,该喇叭合成场的主极化和交叉极化方向图的理论计算值和实测值. 可见计算值和实测值的一致性在工程上是令人满意的.

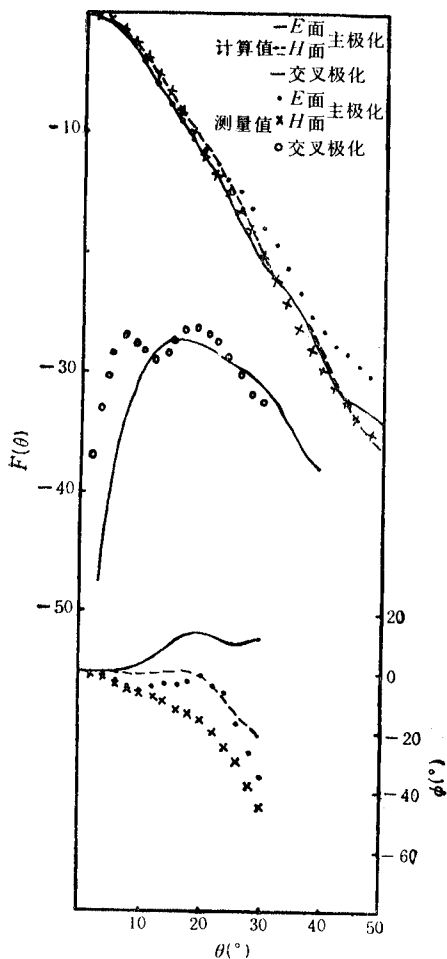


图 4  $f = 4.2 \text{ GHz}$  喇叭的辐射图

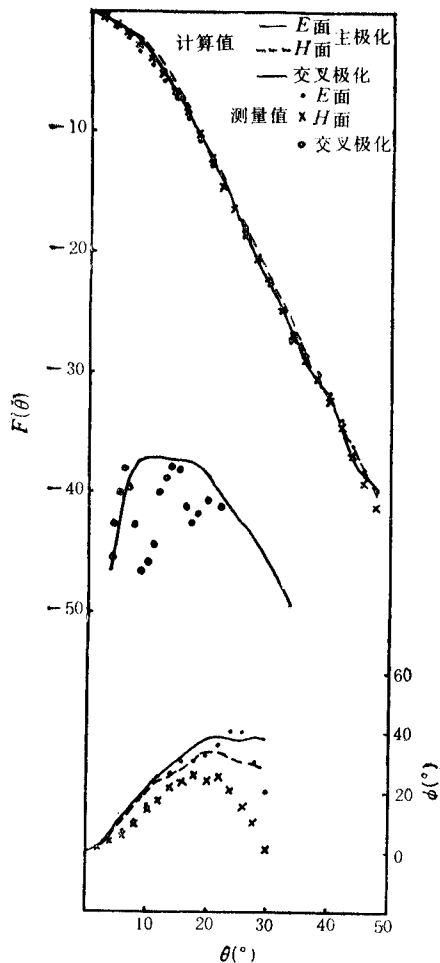


图 5  $f = 6.425 \text{ GHz}$  喇叭的辐射图

利用上述普遍公式,我们还导出了单  $V$  型槽和双  $V$  型槽波纹喇叭的等效壁导纳的计算公式. 这些公式较以前发表的有关论文中的公式更为精确,详见文献 [6].

## 五、结 论

(1) 本文导出了  $N$  槽结构波纹喇叭的特征方程及等效壁导纳的普遍计算公式. 应用

这些公式可精确地解出许多种类型波纹喇叭的特征值和等效壁导纳,显然这为各种类型的波纹喇叭的工程设计提供了更为精确的理论依据,为今后多频共用的异型(或同型)槽多槽深波纹喇叭的研制奠定了理论基础。

(2) 本文给出的 $N$ 槽结构波纹喇叭的特征方程和等效壁导纳的普遍公式,不仅适用于单槽深和双槽深波纹喇叭,而且也适用于多槽深、单 $V$ 型槽、双 $V$ 型槽、多 $V$ 型槽、单 $\Gamma$ 型槽、双 $\Gamma$ 型槽、多 $\Gamma$ 型槽及多混合槽等波纹喇叭。因此,它们具有很广泛的意义。

### 参 考 文 献

- [1] 章日荣,无线电通信技术,1984年,第2期,第40—60页。
- [2] E. Carpenter, A Dual-Band Corrugated Feed Horn, 1980 IEEE International Symposium Digest, AP-S, Quebec, Canada, pp. 213—216.
- [3] S. Ghosh, A Corrugated Wave Guide Feed for Discrete Multi-Band Applications Having Dual Depth Corrugations, 1980 IEEE International Symposium Digest, AP-S, Quebec, Canada, pp. 217—220.
- [4] 章日荣,王汉礼,电子学报,1982年,第3期,第1—8页。
- [5] 章日荣等编著,波纹喇叭,石家庄通信研究所,1983年6月,第79—99页。
- [6] 杜彪,石家庄通信测控技术研究所,硕士论文,1986年,12月。

## ANALYSIS OF $N$ -SLOT STRUCTURE CORRUGATED HORN

Du Biao Zhang Rirong Wang Hanli Du Shuxiang

(*Shijiazhuang Communications Laboratories, Shijiazhuang*)

**Abstract** The general formulas of characteristic equation and equivalent wall admittance of corrugated horn having  $N$ -slot structure are derived by using the space-harmonic analysis method. As a special example, the expression for equivalent wall admittance of corrugated horn having dual depth combination is presented. The equivalent wall admittance, eigenvalues, mode coefficients on horn aperture and radiation patterns have been computed for a corrugated horn having dual depth combination. The calculated radiation patterns are in good agreement with the measured values.

**Key words** Antenna; Feed; Corrugated horn