

短毫米波段波纹圆锥喇叭与高斯束辐射

王正秋 龚雅谦

(中国科学院上海技术物理研究所)

摘要——论述了波纹喇叭向外辐射的场呈高斯分布。对此场作理论计算, 并与作者制造的波纹喇叭测试结果进行了比较, 理论与实验结果相符。

一、引 言

波纹圆锥喇叭是远红外波段关键元件之一, 是实现在自由空间中传输的高斯模和在金属波导内传输模的高效率耦合的模式变换器。它能向自由空间发射高斯束, 辐射方向图的主瓣突出, 旁瓣很低, 轴向圆对称, 呈高斯型, 是一个高效率的天线或馈源。

二、波纹喇叭远场辐射——高斯模辐射场

1. 波纹喇叭内电磁场分布

波纹喇叭是在波纹波导的基础上发展而来的, 因此首先分析波纹圆波导内场的分布, 特别是波纹壁对场分布的影响。

波纹圆波导是指在壁上刻有等间距为 P , 深度为 d 、宽度为 ω 的槽的圆波导(见图1)。波导内场可以用空间谐波展开方法来描述, 假设金属波导的电导率为无穷大, 槽距 P 比波导波长 λ_0 小得多, 则可以忽略高次空间谐波的作用, 当 $r < a$ 时, 波导内场可表示为^[1]

$$E_z = J_m(k_0 r); \quad (1)$$

$$H_z = -\frac{j}{z_0} \gamma J_m(k_0 r); \quad (2)$$

$$E_r = -j \frac{k_0}{k_0} \left[\tilde{\beta} J'_m(k_0 r) + \frac{J_m(k_0 r)}{k_0 r} m \gamma \right]; \quad (3)$$

$$E_\phi = \frac{k_0}{k_0} \left[\frac{J_m(k_0 r)}{k_0 r} m \tilde{\beta} + r J'_m(k_0 r) \right]; \quad (4)$$

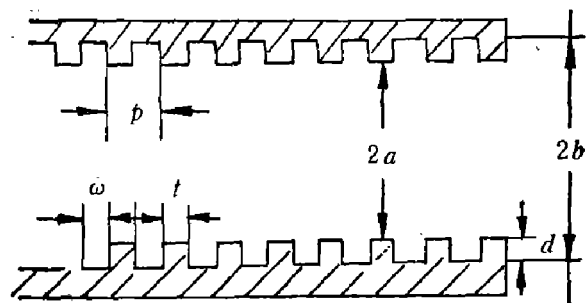


图1 波纹波导

Fig. 1 Schematic diagram of a corrugated waveguide.

$$H_r = -\frac{k_0}{z_0 k_c} \left[J'_m(k_c r) \tilde{\beta} \gamma + m \frac{J_m(k_c r)}{k_c r} \right]; \quad (5)$$

$$H_\phi = -j \frac{k_0}{z_0 k_c} \left[\frac{J_m(k_c r)}{k_c r} m \tilde{\beta} \gamma + J'_m(k_c r) \right]; \quad (6)$$

式中, $k_c^2 = k_0^2 - \beta^2$; $\tilde{\beta} = \beta/k_0$; z_0 为自由空间波阻抗; β 为电磁波波导传输的系数; J_m 、 J'_m 分别为第一类 m 阶贝塞尔函数及其导数; γ 为表示混合模中 TE 模与 TM 模含量之比 ($\gamma = jz_0 \frac{H_\phi}{E_z}$); 它是表征辐射场交叉极化特性的量, 方程中含有 γ 的项代表 TE 模的贡献, 不含 r 的项则是 TM 模的贡献; 若 $\gamma=1$, 表示 TE 模与 TM 模强度相等, 称为平衡混合模 (HE_{11} 模), 这是我们感兴趣的模。

如槽宽 ω 远小于波长, 如小于 $\frac{\lambda}{2}$, 槽壁厚 t 小于 ω , 槽内不存在 TE 模, 即 $E_r = E_\phi = 0$ 。

只有 TM 模驻波存在, 即 $\gamma=0$, 槽内场沿 z 向无传输。槽内场 ($a < r < b$) 表示为:

$$E_z = C_m [J_m(k_0 r) Y'_m(k_0 b) - Y_m(k_0 r) J'_m(k_0 b)]; \quad (7)$$

$$H_\phi = -j \frac{C_m}{z_0} [J'_m(k_0 r) Y_m(k_0 b) - Y'_m(k_0 r) J_m(k_0 b)]; \quad (8)$$

$$E_\phi = E_r = H_z = 0; \quad (9)$$

$$H_r = -\frac{m}{z_0 k_0 r} E_z; \quad (10)$$

式中, Y_m 和 Y'_m 是第二类 m 阶贝塞尔函数及其导数。

为了确定传输系数和场分布, 运用边界条件, 即在波导与槽的界面处 ($r=a$), 场的切向分量 E_ϕ 、 H_r 连续, 因而:

$$(1) \text{式} |_{r=a} = (7) \text{式} |_{r=a}; \quad (11)$$

$$(6) \text{式} |_{r=a} = (8) \text{式} |_{r=a}。 \quad (12)$$

将式(11)与式(12)相除, 再运用槽的输入表面电抗 $X_s = j \frac{E_z}{H_\phi}$ 概念, 即可建立色散方程:

$$k_c a \cdot \frac{J'_m(k_c a)}{J_m(k_c a)} - \frac{(m\tilde{\beta})^2 J_m(k_c a)}{k_c a J'_m(k_c a)} = -\frac{(k_c a)^2}{k_0 a} \frac{z_0}{x_s}。 \quad (13)$$

再运用 $r=a$ 处边界条件 $E_\phi=0$, 从式(4)可以求出

$$\gamma = -\frac{m\tilde{\beta} J_m(k_c a)}{k_c a J'_m(k_c a)}。 \quad (14)$$

对大直径波导而言, 即 $k_0 a \gg 1$ 时, 可用下式来近似^[1]:

$$\frac{x_s}{z_0} \Big|_{k_0 a \rightarrow \infty} \rightarrow \tan k_0 d。 \quad (15)$$

由式(15)可知, 改变槽深 d 对槽的输入表面电抗影响很大, 从而影响到波导内场分布。例如, 当选 $d = \frac{\lambda}{4}$ 时, $X_s = \infty$, 因此式(13)等式左边为 0。再由式(14)可求得 $\gamma=1$, 因而此时波导内 TE 模与 TM 模强度相等, 为平衡混合模 HE_{11} 模; 当 $d = \frac{\lambda}{2}$ 时, $X_s = 0$, 即波纹波导内只有 TM 模而无 TE 模, 就象光滑壁圆波导一样。

综上所述, 在圆波导光滑壁上刻槽, 控制槽的几何参数得到一个表面电抗可以人为控制的界面, 从而控制波导中的场分布。

我们感兴趣的场是平衡混合模,这是因为当 $\gamma=1$ 时,槽深为 $\frac{\lambda}{4}$ 的波纹壁对电场和磁场呈现相同的边界条件。Rumsey^[2]证明了有此种场的波导向外辐射场的功率分布是轴对称的。

对大直径波导, $\tilde{\beta} = \frac{\beta}{k_0} \approx 1$, 对于平衡混合模 $\gamma=1$, 再把柱坐标转换到直角坐标, 从式(1)~(6)可导出平衡混合模条件下波导截面上场分布如下:

$$E_x = -j \frac{k_0}{k_c} J_0(k_c r); \quad (16)$$

$$E_y = H_x = 0; \quad (17)$$

$$H_y = -j \frac{k_0}{z_0 k_c} J_0(k_c r)。 \quad (18)$$

式(16)~(18)表明, 波纹波导在平衡混合模条件下垂直轴的截面上场分布的特点是: x 方向线偏振, 因而无辐射场的交叉极化分量, 即当输入场是圆偏振时, 辐射场仍是圆偏振, 另外贝塞尔函数 $J_0(k_c r)$ 的级数展开与高斯函数 $e^{-\left(\frac{k_c r}{2}\right)^2}$ 的泰勒展开式头二项完全一样, 因此这个场分布可以近似看作高斯分布。波纹圆锥喇叭如图2所示, 可以看作渐变的波纹圆波导的发展, 如果波纹圆锥喇叭的半张角 θ_0 较小, 那么描述圆锥系统的球函数方程可以简化为描述圆柱系统的柱函数, 因此可以获得波纹波导类似的结果。波纹圆锥喇叭口端面上场的分布与波纹波导一样, 只是增加了一个相位因子, 这是端面上轴外的点与中心点之间的相位差。

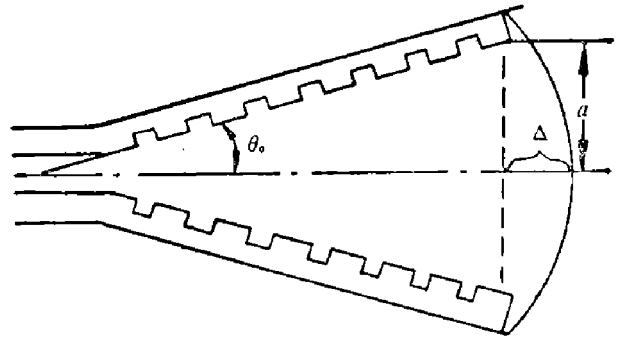


图2 波纹喇叭

Fig. 2 Schematic diagram of a corrugated horn.

$$E_x = A J_0(k_c r) \exp\left(-jk \frac{r^2}{L}\right)。 \quad (19)$$

因此波纹喇叭口端面场分布也呈高斯分布。此种方法适用于半张角 $6 \sim 15^\circ$ 。另外也可以将波纹喇叭口场用球模函数展开来描述, 半张角 θ_0 适用范围为 $10^\circ \sim 80^\circ$ 。

Aubry 和 Bitter^[3]已证明, 可用高斯模来代替式(19), 只要适当选取高斯模的束宽 $\omega = 0.64a$, 式(16)~(18)表示的场的功率有98%落在其中。

因此波纹圆锥喇叭端口的场分布具有轴对称、线偏振、高斯分布的特点。

2. 波纹喇叭远场辐射方向图

计算波纹喇叭远场辐射场的方法有 Kirchhoff-Huygen 积分方法; 傅里叶变换方法和球面波展开方法等。下面采用了 clarricoats^[4]等描述的傅里叶变换方法来讨论波纹喇叭远场辐射场是否也是高斯分布。喇叭天线辐射场是喇叭口端面场分布的傅里叶变换, 即

$$E_y^z(R, \theta, \varphi) = A \int_0^{2\pi} \int_0^a E_y^z \exp[jkr \sin \psi \cos(\psi - \varphi)] r dr d\varphi, \quad (20)$$

式中, $E_y^z(R, \theta, \varphi)$ 表示空间任一点 $P(R, \theta, \varphi)$ 的电场的 x, y 分量, E_y^z 是喇叭口端面的场分布。对于小张角波纹喇叭, 在平衡混合模条件下, E_y^z 如式(16)~(17)所示, $E_y = 0$, E_x 近似为高斯分布, 由于高斯函数的傅里叶变换仍是高斯函数, 因此波纹喇叭的远场辐射场近似于高斯分布。

实际计算场分布时, 我们采用了 Narasimhan 和 Rao^[5]运用球模展开技术推出的远场

辐射公式

$$E(\theta) = [1 + \cos\theta] \cdot [M_0^2 + M_1^2]^{\frac{1}{2}}; \quad (21)$$

式中, $M(\theta) = \int_0^a J_0\left(2.405 \cdot \frac{r}{a}\right) J_0(k_0 r \sin\theta) \exp\left[-j \frac{k_0 r^2}{2L}\right] r dr = M_0 + jM_1;$

给定喇叭口半径 a 、喇叭轴向长度 L ，由式(21)可计算出一定波长 λ 下喇叭远场辐射场分布。此公式在半张角 $\theta_0 < 30^\circ$ 时理论计算值与实验测试值符合得很好。

三、理论计算与实验比较

计算式(21)，求出 $E(\theta)$ 与 θ 的关系，就得到波纹喇叭辐射场方向图。计算时采用计算机辅助设计程序，绘出的方向图在轴上 ($\theta_0 = 0$) 最强，曲线呈轴对对称，近似高斯曲线。图3列出我们不同口面相位差 Δ 值(见图2)所作的方向图， Δ 值在小角度时可近似为 $a^2/2LR$ 。我们取半张角 θ_0 满足前述适用范围，这些远场辐射分布都可近似看作高斯分布。图3表示喇叭口半径取 14mm 时改变喇叭其它几何参数时的不同辐射方向图，由图3可看出，在 $\Delta < 0.5$ 时， -3dB 时的束宽随 Δ 值变化不大。

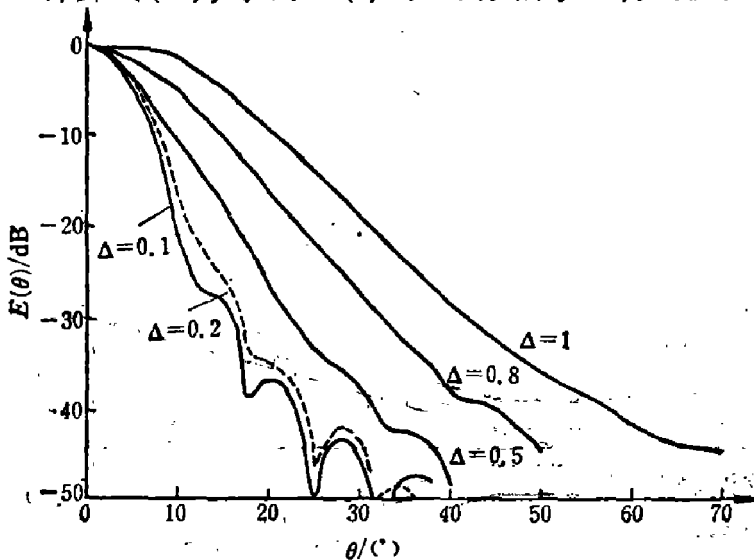


图3 不同 Δ 值 $E(\theta) - \theta$ 曲线

Fig. 3 $E(\theta)$ vs θ for different values of Δ .

我们曾研制的波纹喇叭参数如下： $\lambda = 3\text{ mm}$ ， $a = 14\text{ mm}$ ， $L = 65.865\text{ mm}$ ，用式(21)算出远场辐射场分布如图4实线所示。可以看出，主瓣明显呈轴对称，在 -30 dB 以上未见旁瓣，场分布可看作高斯分布，在 -3 dB 时的束宽为 4.75° 。

在满足远场条件下，对我们所研制的喇叭进行测试，测试了 E 面方向图和 H 面方向图，见图4短虚线和长虚线。由图可知，E 面和 H 面场分布基本一致，对称性好，因此喇叭

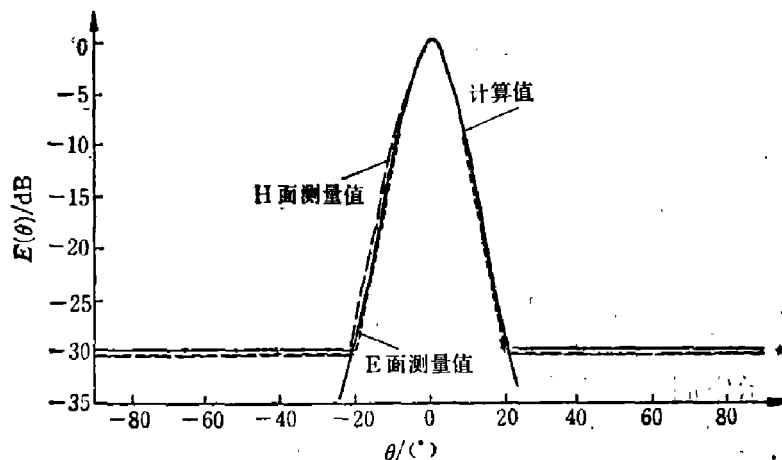


图4 天线方向图(94 GHz)

Fig. 4 Normalized radiation pattern at 94 GHz.

图中 * 处 H 面测量值(长虚线)和 E 面测量值(短虚线)是重叠的。

辐射场对称性与理论曲线符合较好, 因此是高斯分布场; 在 -30 dB 以上未见旁瓣; 在 -3 dB 时的束宽与理论值重合。

因此利用波纹喇叭我们获得了轴向圆对称的高斯束辐射场。

参 考 文 献

- [1] Lars Pettersson, *Research Report No. 138*, Research Laboratory of Electronics chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, September 1979.
- [2] Rumsey V. H., *IEEE Trans. AP-14* (1966), 656~658.
- [3] Aubry C. and Bitter D., *Electron, Lett.* **11** (1975), 154~156.
- [4] Clarricoats P. J. B. and Olver A. D., *Corrugated horns for microwave antennas*, Peter peregrinus limited, (1984), 45.
- [5] Narasimhan M. S. and Rao B. V., *Electron. Lett.* **6** (1970), 469~471.

CONICAL CORRUGATED HORNS AT SHORT MILLIMETER WAVE AND GAUSSIAN RADIATION PATTERNS

WANG ZHENGQIU, GONG YAQIEN

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

A theoretical analysis is given that a far-field radiation pattern launched from a conical corrugated horn is very close to a fundamental Gaussian beam mode. A computation of the radiation patterns at short mm-wave range is reported. Antenna patterns of horns made by the authors are measured at wavelength of 3mm. The patterns measured are in good agreement with the computed results.