

# 螺旋耦合 $H_{01}^o$ — $H_{02}^o$ 模式变换器的若干问题\*

王鸿昶

(中国科学技术大学)

钱书珍

(中国科学院电子学研究所)

## 提 要

本文分析了圆波导中同心螺旋线内外的圆电波  $H_{01}^o$ 、 $H_{02}^o$  之间的耦合系数，指出了文献 [1] 关于  $H_{01}^o$ — $H_{02}^o$  模式变换器设计中的不妥之处，给出了较完整的设计公式。实验证实了本文的理论分析是正确的。在 32—37.5GHz 频率范围内，变换损耗低于 0.6dB，杂模 ( $H_{01}^o$ ) 幅度低于 -15dB，输入驻波比低于 1.2。

## 一、引 言

螺旋耦合  $H_{01}^o$ — $H_{02}^o$  模式变换器，最早是由 S. E. Miller<sup>[1]</sup> 在 1962 年提出的。近年来，由于研制电子回旋脉塞的需要，国内有些单位也根据 Miller 的文章研制了这种变换器。从理论上讲，这种变换器应具有较低的损耗和较宽的频带。但从一些实验结果看，性能并不太好，变换损耗较高，一般在 1.5dB 左右。我们分析了其中的原因，发现 Miller 的文章中有两个重要结论是不正确的。(1) 图 1(a) 是该文提出的变换器结构。文章认为，使输入的  $H_{01}^o$  模通过螺旋耦合机构，把 46.3% 左右的功率耦合到螺旋线外的同轴波导中去，并使它们在输出端相位相反，就可以无损耗地合成  $H_{02}^o$  模，实现  $H_{01}^o$ — $H_{02}^o$  模式转换。这一原理当然是正确的，但 Miller 的文章并没有给出螺旋线内外的圆电波之间的耦合系数的计算

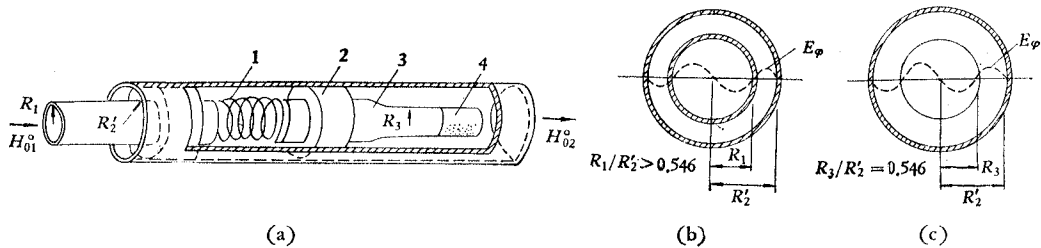


图 1 (a) Miller 变换器的结构: 1—螺旋耦合机构 2—支撑介质 3—直径过渡段 4—杂模滤波套筒  
(b) 耦合机构右端的电场分布  
(c)  $H_{02}^o$  模的电场分布

Fig. 1 (a) Structure of Miller's transducer  
(b) Distribution of the electric field at the right end of the coupling mechanism  
(c) Distribution of the electric field of  $H_{02}^o$  mode

\* 1981年8月6日收到。

公式，也没有注意它的符号，以致认为耦合系数为正值，并得出结论认为：必须使螺旋线内的  $H_{01}^{\circ}$  波的相位常数  $\beta_1$  大于螺旋线外的  $H_{02}^{\circ}$  波的相位常数  $\beta_2$ ，即  $R_1/R_2' > 0.546$ ，才能使  $H_{01}^{\circ}$  模和  $H_{02}^{\circ}$  模在耦合结构的输出端相位相反，而得到图 1(b) 的场分布。(2) 该文对图中右边的支撑介质和直径过渡段的相移也未作考虑，认为经过直径过渡段后，就可得到图 1(c) 的  $H_{02}^{\circ}$  模电场结构。

本文首先讨论了这种变换器的基本原理，接着分析了螺旋线内外圆电波之间的耦合系数。发现，由于耦合系数为负值，要使耦合结构终端的  $H_{01}^{\circ}$  波和  $H_{02}^{\circ}$  波电场的相位相反，必须  $\beta_1 < \beta_2$ ，即  $R_1/R_2' < 0.546$ 。这和 Miller 的结论恰好相反。而且为了减少附加相移，螺旋线的右端不宜采用介质支撑，最好采用细的金属圆杆径向插入来支撑。直径过渡段的相移也应认真对待。本文还给出了有关的设计公式和曲线，以及实验结果。实验结果进一步证实了本文的理论分析是正确的。

## 二、基本原理

图 2 是本文设计的螺旋耦合变换器的结构示意图。为了区别，我们用  $R_2'$  表示螺旋耦合结构外圆波导的半径，用  $R_2$  表示  $H_{02}^{\circ}$  模输出圆波导的半径。假设结构尺寸的选择使得在工作频段内，螺旋线内外都是单一的圆电模传输，即分别对  $H_{02}^{\circ}$  模和  $H_{02}^{\circ}$  模截止。又假设输入是纯  $H_{01}^{\circ}$  模，且几何结构上呈圆对称，因而不用考虑非圆电模问题。我们用  $A_1$  表示螺旋线内  $H_{01}^{\circ}$  模的波幅， $A_2$  表示螺旋线外  $H_{01}^{\circ}$  模的波幅，根据耦合波理论<sup>[2]</sup>有：

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= -j\beta_1 A_1 + jc_{12} A_2, \\ \frac{dA_2}{dz} &= -j\beta_2 A_2 + jc_{21} A_1, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中

$$\beta_1 = \beta_1' + c_{11}, \quad \beta_2 = \beta_2' + c_{22}, \quad (2)$$

式中  $\beta_1'$  为光滑的圆波导  $H_{01}^{\circ}$  模的相位常数， $\beta_2'$  为光滑的同轴波导  $H_{01}^{\circ}$  模的相位常数， $c_{11}$ 、 $c_{22}$  是把光滑的金属壁换成螺旋导线时相应的相位常数修正。注意到  $A_1$ 、 $A_2$  都是沿  $z$  轴正向传播的，因此互耦合系数  $c_{12} = c_{21}$ 。由左端  $z = 0$  处的边界条件： $A_1(0) = 1$ ， $A_2(0) = 0$ ，得到 (1) 式的解为<sup>[2]</sup>：

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \cos \left[ \sqrt{\frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4c_{12}^2} + 1} c_{12} z \right] - \frac{j(\beta_1 - \beta_2)}{2c_{12}} \frac{1}{\sqrt{\frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4c_{12}^2} + 1}} \\ &\quad \cdot \sin \left[ \sqrt{\frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4c_{12}^2} + 1} c_{12} z \right], \\ A_2 &= \frac{j}{\sqrt{\frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4c_{12}^2} + 1}} \sin \left[ \sqrt{\frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4c_{12}^2} + 1} c_{12} z \right]. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

在右端  $z = l_1$  处，如果满足条件：

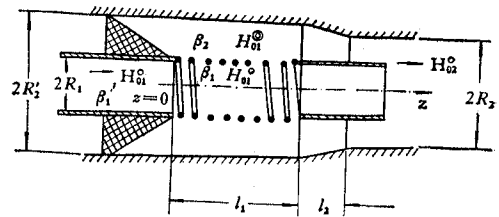


图 2 变换器剖面图

Fig. 2 Cross section view of the transducer

$$\sqrt{\frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4c_{12}^2} + 1} c_{12} l_2 = \pm \frac{\pi}{2}, \quad (4)$$

则有:

$$\left. \begin{aligned} A_1(l_1) &= \frac{\mp j(\beta_1 - \beta_2)}{2c_{12}} E, \\ A_2(l_1) &= \pm jE, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中

$$E = \frac{1}{\sqrt{\frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4c_{12}^2} + 1}}. \quad (6)$$

可见  $A_2(l_1)$  的模为  $E$ , 耦合到  $A_2$  的功率为  $E^2$ .  $A_1(l_1)$ 、 $A_2(l_1)$  的相位关系取决于  $(\beta_1 - \beta_2)/2c_{12}$  是正还是负. 如果  $(\beta_1 - \beta_2)/2c_{12} > 0$ , 则  $A_1(l_1)$  和  $A_2(l_1)$  反相; 如果  $(\beta_1 - \beta_2)/2c_{12} < 0$ , 则  $A_1(l_1)$  和  $A_2(l_1)$  同相. 文献 [3] 指出, 这种  $\beta_1 \approx \beta_2$  的耦合结构和同步耦合 ( $\beta_1 = \beta_2$ ) 相比, 频带较宽.

研究  $H_{02}^o$  模电场结构 (图 1(c)) 可知,  $E_\varphi$  分为内外两圈, 内圈的场能占 53.7%, 外圈的占 46.3%, 而且相位相反. 按本文的计算 (图 2), 电场的零点出现在  $\frac{R_1}{R_2} = 0.546$  处. 因此, 要实现  $H_{01}^o - H_{02}^o$  模式转换, 若忽略反射损耗和欧姆损耗, 则必须:

$$E = \sqrt{0.463} = 0.6803, \quad (7)$$

同时必须使  $A_1(l_1)$  和  $A_2(l_1)$  相反, 必须  $\beta_1 < \beta_2$ , 即  $R_1/R_2' < 0.546$ . 再经过直径过渡段使  $R_1/R_2 = 0.546$ . 若暂时不考虑直径过渡段的相移 (通常设计时应将  $l_2$  选择得比较小, 以减小其相移), 则输出端就完全符合  $H_{02}^o$  模电场结构的要求, 从而实现  $H_{01}^o - H_{02}^o$  模式转换.

### 三、螺旋耦合结构耦合系数的计算

图 3(a) 和图 3(b) 是两种典型的耦合结构. 图 3(a) 是采用金属丝绕制的螺旋结构, 图 3(b) 是在薄的低损耗介质套筒上用光刻技术做成许多等间隔薄金属环的环状结构. 理论上, 环状结构的圆对称性好, 不易激发非圆电模, 但制作和调整比较困难. 对于图 3(a) 的结构, 在螺距角  $\Psi \ll 1 \text{ rad}$ 、螺距  $2b \ll R_1$  的情况下, 可以将它和图 3(b) 的结构等同看待, 其区别仅在于导线截面的形状. 至于图 3(b) 中介质套筒衬底的影响, 我们留待后面进行修正.

我们利用等效源的方法来计算耦合系数. 假定图 3(b) 波导 (I) 中有幅度为  $A_1$  的  $H_{01}^o$  波进入, 并且环距  $2b \ll \lambda_g$ , 环表面附近的场可以看成准静场, 文献 [4] 曾用保角变换的方法得到环状波导外表面附近 (这一距离大于环距, 但仍远小于  $R_1$  和  $\lambda_g$ ) 的泄漏电场  $E_\varphi$ :

$$E_\varphi = \frac{i\omega\mu H_{1z}^o}{2} \frac{b}{\pi} \ln \sigma, \quad (8)$$

式中  $\mu$  为真空导磁率;  $H_{1z}^o$  为波导 (I) 中的  $H_{01}^o$  入射波的  $z$  方向磁场在波导内壁表面附近

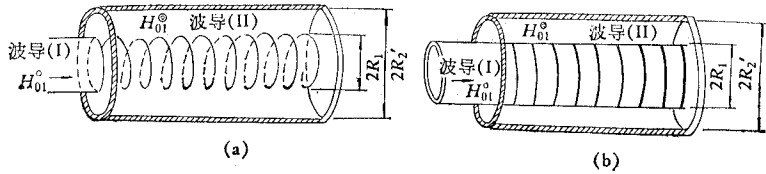


图3 典型的耦合结构

(a) 螺旋结构 螺距 $=2b$ , 线径 $=2a$ (b) 环状结构 环距 $=2b$ , 环宽 $=2a$ 

Fig. 3 Typical coupling structure

(a) Spiral type, pitch  $=2b$ , diameter of wire  $=2a$ (b) Ring type, pitch  $=2b$ , width of ring  $=2a$ 

的数值;  $H_{1z}^{\circ} = A_1 H_{1z}^{\circ+}$ ,  $H_{1z}^{\circ+}$  表示沿正  $z$  方向传输的简正波;  $\sigma$  是与导线截面形状有关的参量, 对于无限薄的环状导线,  $\sigma = 1/\sin^2(\pi a/2b)$ , 式中  $2a$  为导线宽,  $2b$  为环距; 对于圆形截面的导线则有<sup>[5]</sup>:  $\sigma = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \coth \left[ \frac{\pi a(1+\lambda)}{2b\lambda} \right] + \cot^2 \left[ \frac{\pi a(1+\lambda)}{2b} \right] \right\}$ , 而  $\lambda$  是方程  $\csc \left[ \frac{\pi a(1+\lambda)}{2b} \right] = \coth \left[ \frac{\pi a(1+\lambda)}{2b\lambda} \right]$  的第一个根,  $2a$  为导线直径,  $2b$  为螺距。

为了计算波导 (II) 中激发的  $H_{01}^{\circ}$  模, 我们将 (8) 式的  $E_{\varphi}$  等效为同轴波导的半径为  $R_1$  的内导体表面上的磁流  $\mathbf{J}_s^*$ :

$$\mathbf{J}_s^* = \mathbf{E}_{\varphi} \times \mathbf{i}_n = -\mathbf{i}_z \frac{j\omega\mu}{2} A_1 H_{1z}^{\circ+} \frac{b}{\pi} \ln \sigma. \quad (9)$$

利用文献[6]中的激发方程 (7-30) 式和 (7-28) 式, 得到:

$$\begin{aligned} \frac{dA_2}{dz} &= -j\beta_2 A_2 + \frac{1}{2} \int_{\Omega} \mathbf{J}_s^* \cdot \mathbf{H}_{2z}^{\circ-} d\Omega \\ &= -j\beta_2 A_2 - \pi R_1 \frac{j\omega\mu}{2} A_1 H_{1z}^{\circ+} H_{2z}^{\circ-} \frac{b}{\pi} \ln \sigma. \end{aligned}$$

将上式与 (1) 式比较, 则有

$$c_{12} = -\frac{\omega\mu}{2} R_1 b H_{1z}^{\circ+} H_{2z}^{\circ-} \ln \sigma. \quad (10)$$

同理可得

$$c_{11} = -\frac{\omega\mu}{2} R_1 b H_{1z}^{\circ+} H_{1z}^{\circ-} \ln \sigma, \quad (11)$$

$$c_{22} = -\frac{\omega\mu}{2} R_1 b H_{2z}^{\circ+} H_{2z}^{\circ-} \ln \sigma, \quad (12)$$

式中  $H_{1z}^{\circ\pm}$ ,  $H_{2z}^{\circ\pm}$  分别为耦合结构内圆波导和外同轴波导中的简正波的纵向磁场在金属环表面上的数值; 右上角的正负号表示传播方向为正负  $z$  方向。

$$H_{1z}^{\circ\pm} = \frac{j\mu_0 \lambda_0}{2\pi\eta R_1} \sqrt{\frac{1}{\pi}} \sqrt{\frac{\omega\mu}{\beta_1}}, \quad (13)$$

$$H_{2z}^{\circ\pm} = -\frac{j\mu_1 \lambda_0}{\eta \lambda_c R_1} Z_0(\mu_1) \sqrt{\frac{\omega\mu}{\beta_2}}, \quad (14)$$

式中  $Z_0(\mu_1)$  是零阶 Bessel 函数和 Neuman 函数的线性组合 (见文献 [6] 第 177—180 页);

$\mu_1$  为其导函数的第一个根;  $\mu_{01} = 3.832$ , 为零阶 Bessel 函数的导数的第一个根;  $\lambda_0$  为自由空间波长;  $\eta = 377\Omega$ , 为自由空间的波阻抗.

值得注意的是, 为了使  $H_{01}^o$  与  $H_{01}^e$  模简正波的电场方向一致, 它们的纵向磁场在金属环表面附近的方向就必须相反, 即 (13) 式和 (14) 式的符号必须相反. 将它们代入 (10) 式, 即可看出  $c_{12}$  为负值, 这就证实了前节中的结论. 同时由 (11), (12) 式还可以看出  $c_{11}$ ,  $c_{22}$  为正值.

顺便指出, 我们还可以用类似于计算波导中孔耦合的办法来计算耦合系数. 设想用磁壁将图 3(b) 的金属环的间隙全部封住, 在准静场的近似条件下, 利用偶开拓, 作保角变换, 就可以求出在  $H_{01}^o$  入射波的作用下, 磁壁上的感生磁荷和磁流. 再根据文献 [6] 第 224 页介绍的等价定理和第 228 页的处理方法, 就可以算出磁壁打开后, 波导 (II) 中的辐射场和波导 (I) 中的散射场. 从而求出  $c_{12}$ ,  $c_{11}$ . 同理求出  $c_{22}$ . 这种方法的物理概念明确, 而且对无限薄金属环耦合结构十分有效. 所得结果与 (10)~(12) 式在数值上完全一

样, 但用它处理圆形截面导线不大方便, 加之篇幅所限, 因此不赘述.

如果环状耦合结构内部有介质衬底, 则要考虑介质对耦合系数的影响, 必须加以修正. 实际上, 只要介质套比较薄, 则可以将介质的影响归结为对  $H_{1z}^o$  的微扰. 根据文献 [7], 这种影响可表示为:

$$H_{1z}^o = H_{1z}^o \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 (\epsilon_r - 1) \delta^2 \right], \quad (15)$$

式中  $\epsilon_r$  为相对介电常数,  $\delta$  为介质厚度. 当有介质衬底存在时, 只要将耦合系数中的  $H_{1z}^o$  换成 (15) 式的  $H_{1z}^o$  即可.

最后必须指出, 上述耦合系数的公式是在准静场条件下得到的, 对于实际的耦合结构而言, 并不严格满足准静场条件, 因此

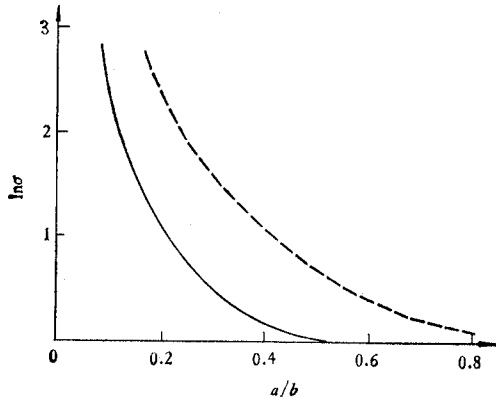


图 4  $\ln\sigma$ — $\frac{a}{b}$  曲线

实线——圆形导线  
虚线——环状导线

Fig. 4  $\ln\sigma$ — $a/b$  curves

Solid line——round wire  
Dotted line——thin ring

(10)~(12) 式只是近似公式. 但设计时不妨用它来计算, 作为实验调整的依据. 为了便于设计者应用, 我们将式中的  $\ln\sigma$  与  $a/b$  的关系绘成曲线, 如图 4 所示.

#### 四、变换器的设计、调整和实验结果

由 (4) 式和 (6) 式解出:

$$c_{12} = -\frac{\pi E}{2l_1}, \quad (16-1)$$

$$\beta_2 - \beta_1 = \Delta\beta = \frac{\pi\sqrt{1-E^2}}{l_1}, \quad (16-2)$$

式中  $E$  由 (7) 式给出. 通常, 耦合段长度  $l_1$  和内径  $R_1$  是事先选定的. 根据经验,  $l_1$  以选为工作波长的 5—8 倍为佳,  $R_1$  则由工作频段来选定. 一般半径为  $R_2$  的  $H_{02}^{\circ}$  模输出圆波导(图 2) 都希望能对  $H_{03}^{\circ}$  模截止. 因此  $R_2$  的选择范围是:

$$\frac{\lambda_{\max}}{0.90} < R_2 < \frac{\lambda_{\min}}{0.62}, \quad (17)$$

式中  $\lambda_{\min}$  和  $\lambda_{\max}$  分别为工作频段高频端和低频端的自由空间波长. 为了增加带宽, 在满足 (17) 式的前提下,  $R_2$  选大一些好. 而  $R_1$  则应保证  $R_1/R_2 = 0.546$ . 设计变换器的关键在于计算  $R_2'$  和耦合结构的  $a/b$  值, 以保证同时满足 (16-1) 和 (16-2) 式. 为了便于设计, 我们给出  $\beta_1'$  和  $\beta_2'$  的公式如下:

$$\beta_1' = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{1.64R_1}\right)^2} \left\{ 1 + \left(\frac{\delta}{R_1}\right)^2 (3.832)^2 (\epsilon_r - 1) / 3 \left[ 1 - \left(\frac{\lambda_0}{1.64R_1}\right)^2 \right] \right\}, \quad (18)$$

$$\beta_2' = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{1 - \left[\frac{\lambda_0}{K(R_2' - R_1)}\right]^2}, \quad (19)$$

式中花括号内的第二项是考虑介质衬底引入的修正<sup>[6]</sup>, 如果是悬空的螺旋线, 则此项可取消;  $K$  是确定同轴波导  $H_{01}^{\circ}$  模的截止波长  $\lambda_c$  的系数, 它与  $R_2'/R_1$  有关, 根据文献 [8],  $K$  值如表 1 所示. 利用表 1, (10)—(12)、(16)、(18)、(19) 式和图 5 的曲线就可计算出  $R_2'$  和  $a/b$  的值.

表 1 Tab. 1

$R_2'/R_1$	1.60	1.70	1.80	1.90	2.00	2.50	3.00
$K = \frac{\lambda_c}{R_2' - R_1}$	1.9836	1.9793	1.9749	1.9703	1.9656	1.9423	1.9209

至于直径过渡段长度  $l_2$  的选择, 应注意到在这一过渡段中,  $H_{01}^{\circ}$  模的相位常数  $\beta_2'$  是变化的, 而  $H_{02}^{\circ}$  模的相位常数是不变的. 由于这两个相位常数不同, 内外的相移也就不同. 通常总希望  $l_2$  小一些, 以减小这一附加相移. 但还要考虑到直径过渡段不应引起明显的反射, 所以应折衷选择.

实验表明, 经过精心设计的变换器, 仍然要稍作调整, 才能使变换器的性能最佳. 首先调整螺距, 使耦合结构输出端内外的功率比满足要求, 即使内圈功率约占输入功率的 53%. 这可以用一个半径为  $R_1$  的圆波导探头, 对准耦合结构输出端的内圈、将内圈功率全部引出来加以检测. 至于外圈的  $H_{01}^{\circ}$  模, 只要用一环状吸收负载将它吸收, 就不会破坏检测的条件. 功率比满足后, 只要设计、加工正确, 一般地说, 相位关系就会自然得到满足, 变换器的性能基本能达到要求. 但由于加工的误差、理论本身的近似性以及直径过渡段相移的影响, 使输出端内外圈电场并不正好反相, 而有一定的相位误差. 这不仅带来附加损耗, 还会产生不希望的  $H_{01}^{\circ}$  模输出. 因此, 必须在直径过渡段上进行相位补偿, 并且必须精心调试, 才能获得良好的结果.

我们在 8mm 频段, 设计制作了两只  $H_{01}^{\circ}-H_{02}^{\circ}$  模式变换器, 测量了它的变换损耗、杂模 ( $H_{01}^{\circ}$ ) 幅度和输入驻波比. 变换损耗是用对接法测得的. 为了防止杂模干扰, 对接时, 在两个变换器中间插入模式滤波器, 以保证  $H_{02}^{\circ}$  模单模传输. 测量杂模幅度时, 则不加任何

滤波装置。而是将  $H_{02}^o$  模输出波导直接接到一个直径缓慢减小的圆波导段上,使  $H_{02}^o$  模传到一定距离时截止,全部反射回变换器,而让杂模 ( $H_{01}^o$ ) 通过。检测出这一部分  $H_{01}^o$  模的功率,就可估计出变换器输出的杂模 ( $H_{01}^o$ )。这种方法虽不够精确,但简单易行。输入注

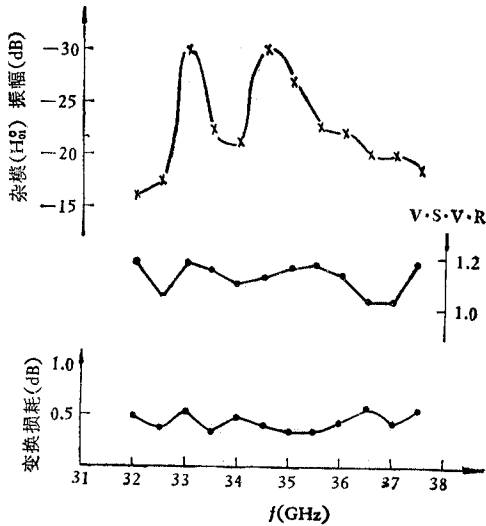


图5 实验结果

Fig. 5 Experimental results

波比则是通过  $TE_{10}^o-H_{01}^o$  变换器在矩形波导测量线中测量的。具体测量方法见文献 [9]。检测结果如图 5 所示。

实验表明,本文对耦合系数的理论分析是正确的。当螺距较小或者频率较低时,由于准静场条件得到较好的满足,耦合系数的计算比较符合实际。而当螺距接近  $\lambda_g/4$  时,准静场条件被破坏,因而误差较大。一般地说,耦合系数的理论计算值偏大,因此设计时,应将螺距比理论计算结果加大 5—15%,方可获得良好的结果。

在研制本文的变换器之前,曾按文献 [1] 的结论制作了两只变换器,形状与图 1(a) 基本相同。实验发现,若去掉右边的支撑介质,改用不产生附加相移的细销钉支撑,则内外电场不反相,甚至基本上同相位。此时得到的输出波型主要是  $H_{01}^o$  模;  $H_{02}^o$  模的损耗高达 3dB 以上。采用介质支撑,并改变介质的厚度以产生  $180^\circ$  相移,虽然可以降低损耗,产生  $H_{02}^o$  模,但频率特性不好,而且介质表面的反射也不容忽视。所以说,我们是在实验中发现文献 [1] 存在的问题,然后在理论上作了进一步分析,再反过来用实验证实了我们理论分析的正确性。

实验还表明,结构的同心度是极为重要的,工艺上必须十分注意,否则会使损耗加大,并产生非圆电模。

## 五、结 束 语

理论和实验都表明,采用螺旋耦合变换器可以实现  $H_{01}^o$  模与  $H_{02}^o$  模之间的转换(如有必要,也可以实现  $H_{01}^o-H_{02}^o$  转换)。必须在耦合段保证  $\beta_2 > \beta_1$ , 即  $R_1/R_2 < 0.546$ , 才能使耦合结构末端的内外电场相位相反,才能在宽带内合成  $H_{02}^o$  模。为了减小附加相移,不宜采用介质环支撑。实验表明,在 32—37.5GHz 频率范围内,该变换器的变换损耗低于 0.6dB, 杂模 ( $H_{01}^o$ ) 幅度低于 -15dB, 输入 V. S. W. R. 低于 1.2。此变换器与混合接头变换器相比,具有输入驻波比较小、频带较宽等优点。不足之处是制作较难。如果工艺上得到改进,损耗还可以进一步降低。

本文的许多工作是在钱景仁副教授的指导下进行的,在此表示感谢。

## 参 考 文 献

- [ 1 ] S. E. Miller, *Wave Mode Converter*, U. S. Pat. No. 3,020,459, Feb. 6. 1962.  
 [ 2 ] S. E. Miller, *BSTJ*, **33**(1954), 161.  
 [ 3 ] S. E. Miller, *High Frequency Power Dividing Networks*, U. S. Pat. No. 2,820,202, Jan. 1958.  
 [ 4 ] Б. З. Каченеленбаун, радиотехника и электроника, **4** (1959), 428.  
 [ 5 ] W. R. Smythe, *Static and Dynamic Electricity*, McGraw-Hill Book Company Inc., New York, London, 1950, p. 98—180.  
 [ 6 ] 黄宏嘉, 微波原理, 科学出版社, 1963.  
 [ 7 ] H. G. Unger, *BSTJ*, **39**(1960), 161.  
 [ 8 ] Jahnke-Emde-Lösch, *Tables of Higher Functions*, McGraw-Hill Book Company, New York, Toronto, London, 1960, p. 198—202.  
 [ 9 ] 王鸿昶, 一种新型的  $H_{01}^{\circ}$ — $H_{02}^{\circ}$  模式变换器, 微波学报 (试刊), 1981 年, 第 2 期, 第 29 页。

## SOME PROBLEMS ABOUT THE $H_{01}^{\circ}$ — $H_{02}^{\circ}$ MODE TRANS-DUCER WITH SPIRAL COUPLING LINE

Wang Hong-chang

(China University of Science and Technology)

Qian Shu-zhen

(Institute of Electronics, Academia Sinica)

The coupling coefficient between circular-electric modes  $H_{01}^{\circ}$  and  $H_{01}^{\circ}$  through a spiral line in circular waveguide is calculated. Certain corrections to S. E. Miller's design<sup>[1]</sup> of a  $H_{01}^{\circ}$ — $H_{02}^{\circ}$  mode transducer are made. More complete design formulas are given. Agreement between experimental results and our theoretical calculations is attained. In the frequency range from 32 to 37.5 GHz, the conversion loss is less than 0.6 dB, the amplitude of unwanted mode ( $H_{01}^{\circ}$ ) less than  $-15$  dB and the V. S. W. R less than 1.2.