

# 高模式纯度 $H_{02}^0$ 波波型变换器\*

徐善驾 钱书珍  
(中国科学技术大学) (中国科学院电子学研究所)

## 提 要

本文所述的  $H_{02}^0$  波波型变换器由中心激励型  $H_{10}^0-H_{02}^0$  波波型变换器、 $H_{02}^0$  波过渡器和  $H_{10}^0$  波过渡器三部分组成。文中对上述有关部分分别列出了设计公式，给出了计算结果。在 8mm 波段实测的结果表明：这种变换器在 32—38 GHz 频带内，对  $H_{02}^0$  波的抑制在 30dB 以上。

## 一、引 言

随着自由电子脉塞这个新兴器件的发展，各种类型的  $H_{02}^0$  波波型变换器获得了新的应用，因而它们又引起人们的重视和兴趣。

从实际应用的角度来看，变换器最重要的参数是输出圆电波的模式纯度。为了抑制杂波，尤其是为了抑制同属于圆波导的  $H_{02}^0$  波，我们在设计时采取了下列措施：

1. 选用中心激励方式以抑制对非  $H_{02}^0$  波的激励；
2. 在保证有足够频带宽度的前提下，尽量缩小半圆波导的半径以减少圆波导中传输波型的个数；
3. 仔细分析和设计  $H_{02}^0$  波过渡器，以尽量压低过渡器输出端  $H_{02}^0$  波的功率电平。

采取上述措施的具体结果是中心激励型变换器的矩形波导不用标准波导而定为  $a_1 \times b = 4.540 \times 3.556 \text{mm}^2$ ，这时根据稳相条件求得半圆波导的半径  $R_2 = 12.5 \text{mm}$ ；于是整个变换器采用在中心激励型  $H_{10}^0-H_{02}^0$  波变换器的两头分别加上圆波导  $H_{02}^0$  波过渡器和矩型波导  $H_{10}^0$  波过渡器的方案。实践证明这种结构是合理的，它保证变换器有较高的

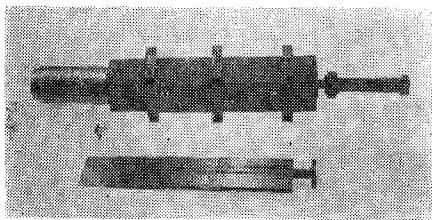


图1  $H_{02}^0$  波波型变换器实物照片  
Fig. 1 Photograph of  $H_{02}^0$  mode transducer

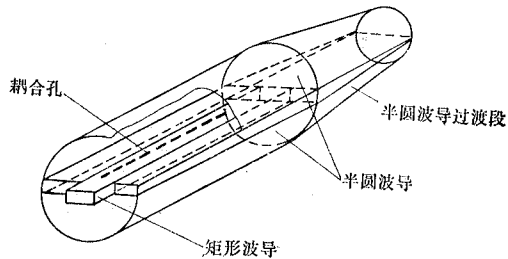


图2 中心激励型  $H_{10}^0-H_{02}^0$  波波型变换器结构示意图  
Fig. 2 Schematic diagram of structure of centre-excited type  $H_{10}^0-H_{02}^0$  transducer

\* 1980年12月26日收到。

模式纯度。图 1 是  $H_{02}^{\circ}$  波波型变换器的实物照片。

## 二、中心激励型 $H_{10}^{\circ}$ — $H_{02}^{\circ}$ 波变换器

图 2 给出了中心激励型波型变换器的结构示意图。两个半圆波导通过开在其中心轴线上的一系列窄长形小孔与矩形波导相耦合。在耦合区的终端和圆波导之间有一段两个半圆形的直线过渡段以实现圆波导和两个半圆波导之间的过渡。

由于在圆波导中只有  $H_{0n}^{\circ}$  波才在波导中心轴线上具有纵向磁场分量，所以沿着中心轴线开的那排纵向窄孔在圆波导中基本上只能激发起  $H_{0n}^{\circ}$  波。其中  $n > 2$  的圆电波是截止波型， $H_{02}^{\circ}$  波是工作波型， $H_{01}^{\circ}$  波是一种杂波，因为它与  $H_{10}^{\circ}$  波的相位系数相差很大，故它的幅度较小。至于其他杂波，正如下面要说明的能够在圆波导中激起的只有几个，而且其功率都十分微小。由此可见中心激励方式，大大地抑制了杂波的影响，可以使变换器输出波的纯度大为提高。另外中心激励又使得  $H_{10}^{\circ}$  和  $H_{02}^{\circ}$  波之间的耦合增强，从而减少了全耦合所需的耦合孔数目，缩短了变换器的长度。

由耦合波理论知，如果在一对均匀耦合的无损传输线中存在两个幅度为  $A_1$  和  $A_2$  的耦合波型，而且在输入端  $A_{1(0)} = 1$ ， $A_{2(0)} = 0$ ，则在离输入端为  $z$  处，两个耦合波型的幅度分别为：

$$\left. \begin{aligned} |A_1(z)| &= \left[ 1 - \frac{1}{1 + \xi^2} \sin^2(\sqrt{1 + \xi^2} cz) \right]^{\frac{1}{2}}, \\ |A_2(z)| &= \frac{1}{\sqrt{1 + \xi^2}} \sin(\sqrt{1 + \xi^2} cz), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中， $\xi = (\beta_{p1} - \beta_{p2})/2c$ 。  $\beta_{p1}$ ， $\beta_{p2}$  分别为两个耦合波型的相位系数， $c$  为单位长耦合系数。

(1) 式表明：两个耦合波型之间的功率转换不仅取决于它们之间的耦合系数，同时还取决于两个波型的相位系数差。当我们希望将某一波型完全转换成另一波型，即达到零分贝耦合时，则应满足

$$\beta_{p1} = \beta_{p2}, \quad z = \frac{1}{c} \cdot \frac{\pi}{2}. \quad (2)$$

这时(1)式变为：

$$|A_1| = 0, \quad |A_2| = 1;$$

实现了波型的全转换。相反，如果我们希望避免波型间的功率转换，那就应使两个耦合波型之间的相位差尽可能大，而它们之间的耦合系数尽量小。

波型全转换条件(2)式适用于均匀连续耦合的情况，对于离散耦合，例如小孔阵耦合，与(2)式等价的条件是：

$$\left. \begin{aligned} \beta_{p1} &= \beta_{p2}, \\ \sum_{i=1}^n \sin^{-1} c_i &\doteq \sum_{i=1}^n c_i \doteq nc = \frac{\pi}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

其中， $c_i$  是第  $i$  孔的耦合系数， $n$  为耦合孔的个数。

为了分析半圆波导与矩形波导之间的耦合情况, 考察如图 3 所示扇形波导中  $H_{0n}$  波与矩形波导中  $H_{m0}^{\circ}$  波通过纵向小孔的耦合情况. 可以证明, 这两种波型的耦合系数  $c_{12}$  为:

$$c_{12} = \frac{\sqrt{\lambda_{g0n} \lambda_{gm0}} m \mu_{0n} \cos \frac{m\pi}{a} \Delta J_0\left(\frac{\mu_{0n}}{a} r\right)}{2R^2 a \sqrt{ab} \phi J_0(\mu_{0n})} M_z, \quad (4)$$

式中,  $M_z$  是小孔的磁极化率,

$$M_z = \frac{\pi l^3}{24 \left( \ln \frac{4l}{W} - 1 \right)} \cdot \frac{1}{\left[ 1 - \left( \frac{2l}{\lambda} \right)^2 \right]},$$

其中,  $l$  为小孔的长度,  $W$  是小孔的宽度. 如果计及波导壁厚  $t$  对耦合的影响, 则  $c_{12}$  还须修正, 其修正因子为:

$$\delta = 10^{-2.728 \frac{t}{l} \sqrt{1 - \left( \frac{2l}{\lambda} \right)^2}}.$$

这时耦合系数应是:

$$c = \delta c_{12}.$$

由图 2 可见, 波型变换器的场结构具有对称性, 对称面是把矩形波导  $b$  边一分为二, 且平行于波导宽面的平面. 这样就可以通过对半高波导中  $H_{10}^{\circ}$  波与半圆波导中  $H_{0n}$  波耦合情况的考察来计算耦合系数  $c$ . 显然, 对于本文所述的情况, 有  $r_0 = 0$ ,  $\phi = \pi$ , 而  $b$  应为(4)式中  $b$  值之半. 这样, 由(4)式可求得单个小孔的耦合系数:

$$c = \frac{\sqrt{\lambda_{g02} \lambda_{g10}} \mu_{02} \cos \frac{\pi}{a} \Delta}{R^2 a \sqrt{2\pi ab} J_0(\mu_{02})} M_z \delta.$$

两个耦合波型  $H_{10}^{\circ}$  波和  $H_{02}^{\circ}$  波的相位系数  $\beta_{p1}$  和  $\beta_{p2}$  是两个简正波各自的相位系数  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  加上因耦合孔的影响而造成的附加微扰项:

$$\begin{aligned} \beta_{p1} &= \beta_1 + \frac{c_{10}}{d}, & \beta_1 &= k \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda}{2a} \right)^2}; \\ \beta_{p2} &= \beta_2 + \frac{c_{02}}{d}, & \beta_2 &= k \sqrt{1 - \left( \frac{\mu_{02} \lambda}{2\pi R} \right)^2}; \end{aligned}$$

其中,  $d$  为两个耦合孔之间的距离;  $c_{10}$  是两个半高矩形波导中  $H_{10}^{\circ}$  波通过  $H_z$  的耦合系数;  $c_{02}$  是两个半圆波导中  $H_{02}^{\circ}$  波通过  $H_z$  的耦合系数. 它们分别为:

$$\begin{aligned} c_{10} &= \frac{\pi \lambda_{g10} \cos^2 \frac{\pi}{a} \Delta}{a^3 b} M_z, \\ c_{02} &= \frac{\lambda_{g02} \mu_{02}^2}{2\pi^2 R^4 J_0^2(\mu_{02})} M_z. \end{aligned}$$

为了在工作频带内尽可能减小因开孔而造成的附加反射, 以改善波型变换器的输入驻波比, 把小孔阵两头的前面 3 个孔的大小做成逐渐变化的形式. 图 4 给出了波型变换

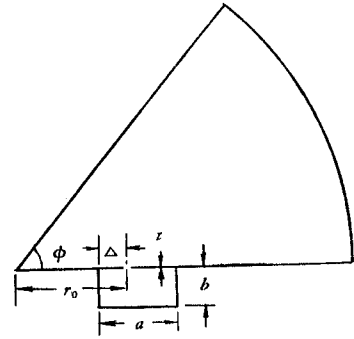


图 3 扇形波导与矩形波导的耦合  
Fig.3 Coupling between sectorial and rectangular waveguide

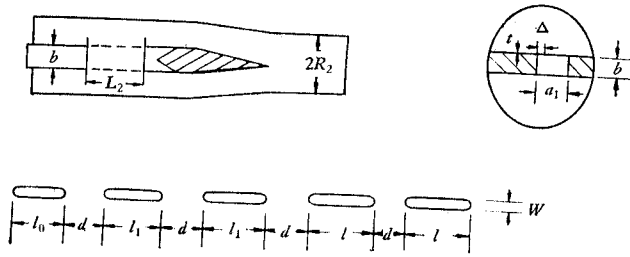


图 4 波型变换器的结构尺寸

Fig.4 The structural dimensions of the transducer

器的结构尺寸图.

$$\begin{aligned}
 a_1 &= 4.820 & b &= 3.556 & l &= 3.00 & l_0 &= 2.4 & l_1 &= 2.9 \\
 R_2 &= 12.5 & W &= 0.8 & t &= 0.5 & \Delta &= 0.5 & d &= 3.5 \\
 L_2 &= 71.8 & & & & & & & & \text{(单位: mm)}
 \end{aligned}$$

根据(1)式可以算得传输衰减  $A_t = 10 \log \left( 1 + \frac{1}{\xi^2} \right)$ . 它与频率  $f$  的关系曲线如图 5 所示.

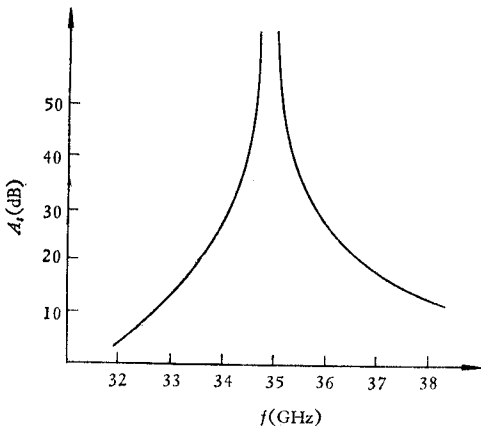


图 5  $A_t - f$  关系曲线

Fig.5 Frequency response of transmission loss  $A_t$

为了估计中心激励型  $H_{02}^o$  波型变换器的模式纯度, 有必要计算各种杂波在变换器输出端的相对功率电平.

当单位幅度的  $H_{10}^o$  波从矩形波导输入时, 通过耦合孔阵将在半圆波导中激发起一系列传输波型, 除了  $E_{01}^o, E_{02}^o, E_{03}^o$  这 3 个波型不能在半圆波导中存在外, 在  $f = 35\text{GHz}$  时, 可能半圆波导中传输的波型共有 22 个. 但由于  $m \geq 2$  的所有  $H_{mn}^o$  和  $E_{mn}^o$  波在耦合孔的位置上其电磁场均为零, 因此可以被  $H_{10}^o$  波激起并在半圆波导中传输的波型共有 7 个, 即  $E_{11}^o, E_{12}^o, H_{01}^o, H_{11}^o, H_{12}^o, H_{13}^o$  和  $H_{02}^o$ , 其中  $H_{02}^o$  是工作波型, 其余 6 个是杂波.

当各杂波与  $H_{10}^o$  的耦合系数  $c_i$  和耦合参量  $\xi_i$  为已知时, 诸杂波的相对输出功率为

$$\bar{P} = \frac{1}{1 + \xi_i^2} \sin^2(\sqrt{1 + \xi_i^2} nc_i).$$

可以证明:  $H_{10}^o$  波与各杂波的耦合系数分别为:

$$c_{H_{10}^o \rightarrow H_{1n}^o} = \frac{2}{\lambda} \sqrt{\frac{\pi}{ab}} \left( \sqrt{\frac{\lambda_{g10}}{\lambda_{g1n}}} - \sqrt{\frac{\lambda_{g1n}}{\lambda_{g10}}} \right) \frac{\sin \frac{\pi}{a} \Delta}{RJ_2(v_{1n})} P,$$

$$c_{H_{10}^{\circ}-H_{1n}^{\circ}} = \frac{2P\mu_{1n} \sin \frac{\pi}{a} \Delta}{RJ_1(\mu_{1n})} \sqrt{\frac{\pi}{ab(\mu_{1n}^2 - 1)}} \left( \sqrt{\frac{\lambda_{g10}\lambda_{g1n}}{\lambda^2}} - \frac{1}{\sqrt{\lambda_{g10}\lambda_{g1n}}} \right),$$

$$c_{H_{10}^{\circ}-H_{0n}^{\circ}} = \frac{M_x \mu_{0n} \cos \frac{\pi}{a} \Delta}{R^2 a J_0(\mu_{0n})} \sqrt{\frac{\lambda_{g10}\lambda_{g0n}}{2\pi ab}}.$$

式中  $P$  和  $M$  分别是小孔的电极化率和横向磁化率;  $P = M = \frac{\pi}{24} WP^2$ .

根据上列公式可以算得各杂波在输出端的相对功率电平. 通过计算表明: 所有杂波的总功率不到  $H_{02}^{\circ}$  波功率的千分之二. 这就证实了上面关于中心激励型变换器能有效地抑制杂波的结论. 实测的结果也证明了这个结论的正确性.

### 三、圆波导 $H_{02}^{\circ}$ 波过渡器

在  $H_{02}^{\circ}$  波传输系统中, 一般认为<sup>[5]</sup>: 只要直线过渡器的倾角小于  $5^{\circ}$ , 则在输出端, 杂波 ( $H_{0n}^{\circ}$ ) 的功率电平就已经限制到了足够小的程度. 在  $H_{02}^{\circ}$  波传输系统中, 当然也可以参照这一经验进行设计, 但对于本文所述的, 要求对杂波 ( $H_{0n}^{\circ}$ ) 的抑制程度较高的  $H_{02}^{\circ}$  波传输系统来说, 究竟怎样确定过渡器的长度来尽可能大地抑制  $H_{0n}^{\circ}$  波? 这确实是个应该仔细分析的问题. 根据文献[6], 在分析多节锥形  $H_{02}^{\circ}$  波直线过渡器时所用的方法, 可得到下列锥形  $H_{02}^{\circ}$  波过渡器的设计原理:

如图 6 所示. 假定幅度为 1 的纯  $H_{02}^{\circ}$  波从半径为  $R_1$  的圆波导投向锥形波导, 当它到达接头(1)时, 它的一部分将被反射, 一部分会在锥形波导中激励起  $H_{0n}^{\circ}$  波. 如果波导的锥度很小, 则反射波可以忽略不计, 而  $H_{02}^{\circ}$  波的幅度可认为没有改变, 仍然为 1. 这样, 在接头(1)处  $H_{02}^{\circ}$  波和  $H_{0n}^{\circ}$  波的幅度就分别为 1 和  $T_{12}^{(1)}$ . 这里  $T_{12}^{(1)}$  是接头(1)处  $H_{02}^{\circ}$  波到  $H_{0n}^{\circ}$  波的幅度转换系数. 幅度为  $T_{12}^{(1)}$  的  $H_{0n}^{\circ}$  波和入射的  $H_{02}^{\circ}$  将以不同的相速在锥形波导中传播. 只要适当选择锥形波导的长度就可使这两个传输波型的相位差相差  $\pi$ , 于是在刚要到达接头(2)时,  $H_{02}^{\circ}$  波又会激励起幅度为  $T_{12}^{(2)}$  的  $H_{0n}^{\circ}$  波, 其中  $T_{12}^{(2)}$  是接头(2)处由  $H_{02}^{\circ}$  波至  $H_{0n}^{\circ}$  波的幅度转换系数. 如果  $T_{12}^{(1)} = T_{12}^{(2)}$ , 则经过接头(2)之后, 两个  $H_{0n}^{\circ}$  波将等幅反相, 彼此抵消. 于是在半径为  $R_2$  的半圆波导中就没有  $H_{0n}^{\circ}$  波了, 从而实现了对  $H_{0n}^{\circ}$  波的最佳抑制.

根据上述原理, 可以推得  $H_{02}^{\circ}$  波过渡器的设计公式如下:

$$g_1^{(2)} = 0.134 \left| |K_2^{(1)}| - |K_2^{(2)}| e^{-i\psi} \right|, \quad g_2^{(2)} = 1,$$

$$\psi = \frac{D_{21} L_1}{R_2 - R_1} - 0.36 \left( |K_2^{(2)}| + |K_2^{(1)}| \right), \quad K_n^{(1)} = \sigma^{(1)} \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda}{\lambda_{cn}^{(1)}} \right)^2},$$

$$K_n^{(2)} = \sigma^{(2)} \left\{ 1 - \sum_{i=1}^3 b_i (2i - 1) \left( \frac{\lambda}{\lambda_{cn}^{(2)}} \right)^{2i} \right\},$$

$$\sigma^{(1)} = \frac{\pi R_1}{\lambda} \theta_0, \quad \sigma^{(2)} = \frac{\pi R_2}{\lambda} \theta_0,$$

$$D_{21} = \sum_{i=1}^3 b_i (\mu_{02}^2 - \mu_{01}^2) \left[ \frac{R_1^{2i-1} - R_2^{2i-1}}{(\lambda R_1 R_2)^{2i-1}} \right], \quad P_{01} = |g_1^{(2)}|^2 J_0^2(\mu_{01}) \sqrt{1 - \left( \frac{\lambda}{\lambda_{c1}^{(2)}} \right)^2},$$

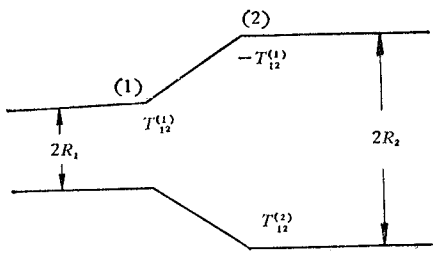


图 6 H<sub>02</sub> 波锥形过渡器  
Fig.6 H<sub>02</sub> mode conical taper

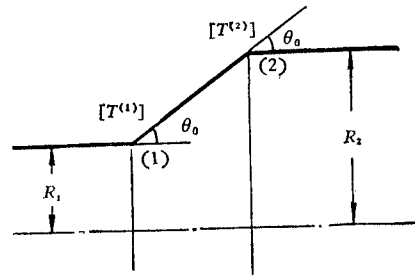


图 7 H<sub>02</sub> 波过渡器的结构尺寸  
Fig.7 The structural dimensions of the H<sub>02</sub> taper

$$P_{02} = |g_2^{(2)}|^2 J_0(\mu_{02}) \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{c2}^{(2)}}\right)^2},$$

$$A_m = 10 \log \frac{P_{01}}{P_{02}}$$

式中,  $g_n^{(i)}$  为第  $i$  个接点处  $H_{0n}^{(i)}$  波的幅度系数,  $D_{mn}$  为锥形波导中  $H_{0m}^{(i)}$  与  $H_{0n}^{(i)}$  波经过相同距离后的相差,  $\mu_{0n}$  为第一阶 Bessel 函数第  $n$  个非零根,  $P_n$  为圆波导中  $H_{0n}^{(i)}$  波的传输功率,  $A_m$  为对  $H_{0n}^{(i)}$  波的抑制电平,  $\theta_0$  为  $H_{0n}^{(i)}$  波过渡器的张角,  $K_n^{(i)}$  及  $\sigma^{(i)}$  为计算参量。

图 7 是  $H_{02}$  波过渡器的结构图。由上列公式算出的  $H_{0n}^{(i)}$  波抑制电平  $A_m$  与频率  $f$  的关系曲线如图 8 所示。

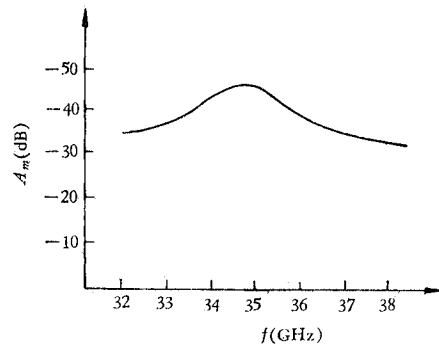


图 8 H<sub>02</sub> 过渡器  $A_m-f$  曲线  
Fig.8 The frequency response of the rejection  $A_m$  of the H<sub>02</sub> taper

### 四、测量结果与结论

图 9、10、11 给出了整个变换器的插入衰减, 输入驻波比和对  $H_{0n}^{(i)}$  波的抑制特性。插入衰减是用英制 B203/838 型极化式精密衰减器通过对两个对接的变换器, 根据替代法测得的。  $H_{0n}^{(i)}$  波的功率电平是采用扇形  $H_{01}^{(i)}-H_{0n}^{(i)}$  过渡器作为模式鉴别器通过一个锥形过渡器接在变换器的一端测得的, 其他杂波的功率电平因为没有相应的模式鉴别器未能测量。在测试过程中发现耦合孔的实际耦合系数大于计算值, 同时因为加工公差的影响使  $\beta_{1p} = \beta_{2p}$  的稳相条件不能很好满足。为了调节耦合孔的数目和改变相位常数以实现波型的全转换条件, 我们采用了对毫米波有一定损耗的有机玻璃片作为匹配负载, 并有意做得长一些, 使它一方面起遮挡部分耦合孔的作用, 另一方面则在

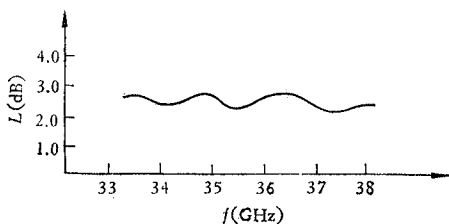


图 9 插入衰减的频率特性  
Fig.9 The frequency response of the insertion loss

矩形波导中作为部分填充介质, 以造成对相位常数的微扰。精细地调节匹配负载的长度

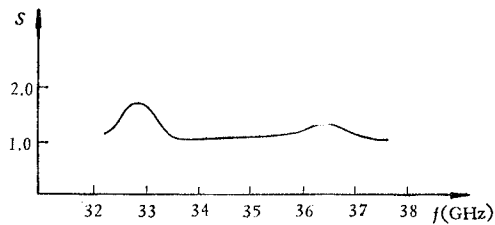
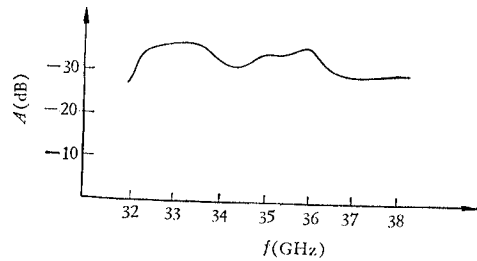


图 10 驻波比的频率特性

Fig. 10 The frequency response of the VSWR

图 11 对  $H_{01}^0$  波的抑制特性Fig. 11 The rejection characteristic of  $H_{01}^0$  mode

和厚薄直至波型全转换条件  $\left(\beta_{1p} = \beta_{2p}; nc = \frac{\pi}{2}\right)$  得到满足为止。实践证明这种方法是很有有效的。

理论和实践表明,本文提出的  $H_{02}^0$  波波型变换器是实际可行的,尤其是它具有较好的杂波抑制特性。插入衰减偏大,估计是加工和焊接工艺欠佳所致,低频端插入衰减的增大可能和全转换条件受到破坏有关。如采用电铸成型工艺,进一步提高加工精度,估计变换器的总插入衰减可以降至 2dB 以下。

本项工作得到钱景仁和郭和忠同志的热情支持,沈海根等同志的积极协助,在此一并表示衷心的感谢。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] B. Oguchi and K. Yamaguchi, *PIEE*, **106**(1959) Part B Suppl. No. 13, p. 132
- [ 2 ] Shuieh Shindo, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-24**(1976), 525.
- [ 3 ] Kunio Hashimoto, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-24**(1976), 25.
- [ 4 ] Nobus Suzuki, *R. E. C. L.* **24**(1976), 429.
- [ 5 ] 黄宏嘉, *微波原理*, 卷II, 科学出版社, 1963年, 第430页.
- [ 6 ] L. Solymar, *PIEE*, **106**(1959) Part B Suppl. No. 13, p. 121.

## A HIGH PURITY $H_{02}^0$ WAVE TRANSDUCER

Xu Shan-jia

(China University of Science and Technology)

Qian Shu-zhen

(Institute of Electronics, Academia Sinica)

The  $H_{02}^0$  mode transducer described in the paper consists of three parts: centre-excited type  $H_{10}^0$ - $H_{02}^0$  transducer,  $H_{02}^0$  mode taper and  $H_{10}^0$  mode taper. The design formulae of the relative parts are derived and the results obtained are given. The practical measurement at 8 mm band has been completed. It shows that the rejection to  $H_{01}^0$  mode of the transducer is about 30 dB in 32—38GHz.