

双重入腔的场计算

李镇淮 宋文淼

(中国科学院电子学研究所)

提 要

本文用经典的场匹配方法计算了双重入腔的本征频率。结果表明对于漂移咀规则的重入腔,采用分区场匹配的经典方法仍有明显的优点,它既可以保证很高的精度,又只需要很少的计算量。

一、引 言

如图1所示的双重入型谐振腔是各种微波器件,如耦合腔行波管、速调管、各种分布作用振荡器和放大器以及直线加速器中,最基本的微波电路。对于它的本征频率和场型的计算自然引起了广泛的兴趣。^[1-3]各种近似的计算方法都比较粗糙,不易满足精确设计的要求;而数值计算的方法虽然达到很高的精度,但是计算的工作量很大。

本文所用的分区场匹配的方法是一种古老的方法,用这种方法解决单重入腔的场的计算早在四十年代已有报道^[4]。但对双重入腔的计算却一直未见报道,大概是由于分析太繁杂的缘故。我们的工作表明用这种方法虽然需要作大量的解析工作,但最后的计算量却是很小的。与近年来所用的格林函数法^[4-6]相比,本方法对于矩阵阶数的收敛速率要高些,即在同样的矩阵阶数下,这一方法比格林函数法的精度要高些。所以,这一经典的方法至今仍是一个有实用价值的方法。

二、基本的分析方法

如图1所示,把双重入腔分成三个区域。由于在各种微波器件中,双重入腔都工作在最低模式。对于最低模式, φ 方向应是零模,即没有 φ 方向的场变化。对于这种迴旋对称的模式, TM 和 TE 模之间没有模式的耦合,且最低的模式一定是 TM 模。所以这里只需讨论迴旋对称的 TM 模式。这样场就只有 E_z , H_φ 和 E_r 三个分量。把双重入腔分成三个区域以后,对每个区域来说都是规则边界,且 z 方向都是齐次边界条件,只在 r 方向上有非齐次边界。因而,各区域的场可以表示成带有待定常数的 z 方向的本征函数的展开式;通过非齐次边界上的场的匹配就可以确定待定常数。在确定待定常数的同时,也确定了整个系统的本征值。这一基本方法和文献[1]中所用的方法十分相似,只是增

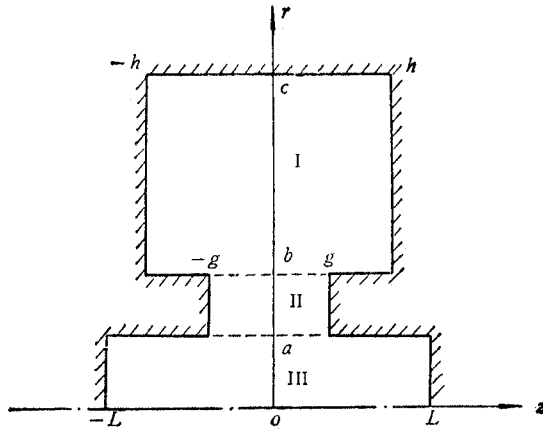


图1 分成三个区域的双重入型谐振腔

加了一个区域后,整个解析过程要复杂得多了.

1. 各区域中场的解析形式

三个区域中的场分量统一地表示成下面的形式:

$$E_z \begin{pmatrix} 1 \\ 2 \\ 3 \end{pmatrix} = \sum_{\substack{n=0 \\ m=0 \\ q=0}}^{\infty} E_z \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} = \sum [a \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} J_0(\gamma \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} r) + b \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} N_0(\gamma \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} r)] \cos \beta \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} z. \quad (1)$$

这里 $\begin{pmatrix} 1 \\ 2 \\ 3 \end{pmatrix}$ 分别对于 I、II、和 III 区,求和的模数 $\begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix}$ 分别对应于 $\begin{pmatrix} 1 \\ 2 \\ 3 \end{pmatrix}$. 对于 H_φ 和 E_r , 同样有:

$$H_\varphi \begin{pmatrix} 1 \\ 2 \\ 3 \end{pmatrix} = \sum_{\substack{n=0 \\ m=0 \\ q=0}}^{\infty} H_\varphi \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} = \sum \frac{k}{\gamma \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} \eta} [a \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} J_1(\gamma \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} r) + b \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} N_1(\gamma \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} r)] \cos \beta \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} z. \quad (2)$$

$$E_r \begin{pmatrix} 1 \\ 2 \\ 3 \end{pmatrix} = \sum_{\substack{n=0 \\ m=0 \\ q=0}}^{\infty} E_r \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} = \sum -\frac{\beta \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix}}{\gamma \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix}} [a \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} J_1(\gamma \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} r) + b \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} N_1(\gamma \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} r)] \sin \beta \begin{pmatrix} n \\ m \\ q \end{pmatrix} z. \quad (3)$$

这里 k 为双重入腔的本征值, β 可以从 z 方向的边界条件来确定; 此外, 从 r 方向上的边界条件还可以确定系数 a 和 b 中的某些参量. η 为常数, 在国际单位制下 $\eta = 377$.

对于 I 区 从 $z = \pm h$ 的边界条件: $E_r(r, \pm h) = 0$ 有

$$\beta_n = \frac{n\pi}{h} \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (4)$$

则

$$\gamma_n = \sqrt{k^2 - \beta_n^2} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{n\pi}{h}\right)^2}. \quad (5)$$

从 $r = c$ 的边界条件: $E_{zn}(c, z) = 0$ 有

$$b_n = -a_n \frac{J_0(\gamma_n c)}{N_0(\gamma_n c)}. \quad (6)$$

我们把 E_{zn} 表示成

$$E_{zn} = A_n(r) \cos \beta_n z \quad (7)$$

其中

$$A_n(r) = a_n \frac{N_0(\gamma_n c) J_0(\gamma_n r) - J_0(\gamma_n c) N_0(\gamma_n r)}{N_0(\gamma_n c)}. \quad (8)$$

为了方便起见, $r = b$ 处的磁场可写成

$$H_{\varphi 1}(b, z) = \sum_{n=0}^{\infty} H_{\varphi n}(b, z) = \sum_{n=0}^{\infty} Y_n(b) E_{zn}(b, z) = \sum_{n=0}^{\infty} Y_n(b) A_n(b) \cos \beta_n z, \quad (9)$$

其中

$$Y_n(b) = \frac{H_{\varphi n}(b, z)}{E_{zn}(b, z)} = \begin{cases} \frac{k}{\gamma_n \eta} \cdot \frac{N_0(\gamma_n c) J_1(\gamma_n b) - J_0(\gamma_n c) N_1(\gamma_n b)}{N_0(\gamma_n c) J_0(\gamma_n b) - J_0(\gamma_n c) N_0(\gamma_n b)} & k > \beta_n \\ \frac{k}{\gamma_n \eta} \cdot \frac{K_0(\gamma_n c) I_1(\gamma_n b) + I_0(\gamma_n c) K_1(\gamma_n b)}{K_0(\gamma_n c) I_0(\gamma_n b) - I_0(\gamma_n c) K_0(\gamma_n b)} & k < \beta_n \end{cases} \quad (10)$$

当 $k < \beta_n$ 时,

$$\gamma_n = \sqrt{\left(\frac{n\pi}{h}\right)^2 - k^2}.$$

对于 II 区 从 $z = \pm g$ 处的边界条件得

$$\beta_m = \frac{m\pi}{g} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (11)$$

和

$$\gamma_m = \sqrt{k^2 - \beta_m^2} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{g}\right)^2}. \quad (12)$$

令

$$E_{zm} = B_m(r) \cos \beta_m z; \quad (13)$$

当 $r = b$ 时,

$$B_m(b) = a_m J_0(\gamma_m b) + b_m N_0(\gamma_m b); \quad (14)$$

$r = a$ 时,

$$B_m(a) = a_m J_0(\gamma_m a) + b_m N_0(\gamma_m a). \quad (15)$$

令

$$H_{\varphi m} = Y_m(r) E_{zm}(r, z) = Y_m(r) B_m(r) \cos \beta_m z, \quad (16)$$

则有

$$Y_m(b) B_m(b) = \frac{k}{\gamma_m \eta} [a_m J_1(\gamma_m b) + b_m N_1(\gamma_m b)] \quad (17)$$

和

$$Y_m(a)B_m(a) = \frac{k}{\gamma_m \eta} [a_m J_1(\gamma_m a) + b_m N_1(\gamma_m a)]. \quad (18)$$

对于 III 区 从 $z = \pm L$ 的边界条件有

$$\beta_q = \frac{q\pi}{L} \quad (q = 0, 1, 2, \dots), \quad (19)$$

和

$$\gamma_q = \sqrt{k^2 - \beta_q^2} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{q\pi}{L}\right)^2}. \quad (20)$$

从 $r = 0$ 处的自然边界条件有

$$b_q = 0. \quad (21)$$

令

$$E_{zq} = C_q(r) \cos \beta_q z \quad (22)$$

则

$$C_q(r) = a_q J_0(\gamma_q r) \quad (23)$$

令

$$H_{\varphi q} = Y_q(r) E_{zq}(r, z) = Y_q(r) C_q(r) \cos \beta_q z, \quad (24)$$

这样, 在 $r = a$ 处有

$$Y_q(a) = \frac{H_{\varphi q}(a, z)}{E_{zq}(a, z)} = \begin{cases} \frac{k J_1(\gamma_q a)}{\gamma_q \eta J_0(\gamma_q a)}, & k > \beta_q; \\ \frac{k I_1(\gamma_q a)}{\gamma_q \eta I_0(\gamma_q a)}, & k < \beta_q. \end{cases} \quad (25)$$

同样, 当 $k < \beta_q$ 时,

$$\gamma_q = \sqrt{\left(\frac{q\pi}{L}\right)^2 - k^2}.$$

2. $r = b$ 处 I 区和 II 区之间场的匹配

I 区和 II 区的电场和磁场的匹配, 可以给出如下的关系: 从 $E_{z2}(b) = E_{z1}(b)$, 可以得到在 $r = b$ 处的 I 区场的轴向分布和 II 区场的轴向分布之间的关系, 即

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_n(b) \cos \frac{n\pi}{h} z = \sum_{m=0}^{\infty} B_m(b) \cos \frac{m\pi}{g} z. \quad (26)$$

利用 $\cos \frac{n\pi}{h} z$ 和 $\cos \frac{m\pi}{g} z$ 在 0 到 h 域上的正交性, 可以得到

$$A_n(b) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m(b) P_{mn}^c, \quad (27)$$

其中

$$P_{mn}^c = \frac{2 - \delta_0}{h} \int_0^h \cos \frac{m\pi}{g} z \cos \frac{n\pi}{h} z dz. \quad (28)$$

这里

$$\delta_0 = \begin{cases} 1, & \text{当 } n = 0 \text{ 时;} \\ 0, & \text{当 } n \neq 0 \text{ 时.} \end{cases} \quad (29)$$

从 (28) 式的积分很容易求出

$$P_{mn}^z = \begin{cases} g/h, & n=0, m=0; \\ 2 \frac{g}{h} \frac{\sin \beta_n g}{\beta_n g}, & n \neq 0, m=0; \\ 0, & n=0, m \neq 0; \\ 2 \frac{g}{h} \frac{\sin \beta_n g}{\beta_n g} (-1)^m \frac{1}{1 - \left(\frac{\beta_m}{\beta_n}\right)^2}, & n \neq 0, m \neq 0. \end{cases} \quad (30)$$

同样方法可以进行 $r=b$ 处的磁场的匹配. 从 $H_{\varphi 1}(b, z) = H_{\varphi 2}(b, z)$ 可得

$$\sum_{n=0}^{\infty} Y_n(b) A_n(b) \cos \beta_n z = \sum_{m=0}^{\infty} Y_m(b) B_m(b) \cos \beta_m z. \quad (31)$$

在磁场匹配时, 我们写成相反的形式, 即两边乘以 $\cos \beta'_m z$, 然后在 0 到 g 的域上积分得

$$Y_m(b) B_m(b) = \sum_{n=0}^{\infty} Y_n(b) A_n(b) P_{nm}^y, \quad (32)$$

其中

$$P_{nm}^y = \frac{2 - \delta_0}{g} \int_0^g \cos \beta_n z \cos \beta_m z dz. \quad (33)$$

经过积分后, 可以得到

$$P_{nm}^y = \begin{cases} 1, & n=0, m=0; \\ 2 \frac{\sin \beta_n g}{\beta_n g}, & n \neq 0, m=0; \\ 0, & n=0, m \neq 0; \\ 2 \frac{\sin \beta_n g}{\beta_n g} (-1)^m \frac{1}{1 - \left(\frac{\beta_m}{\beta_n}\right)^2}, & n \neq 0, m \neq 0. \end{cases} \quad (34)$$

把 (27) 式代入 (32) 式则得

$$\begin{aligned} Y_m(b) B_m(b) &= \sum_{n=0}^{\infty} Y_n(b) \left[\sum_{m'=0}^{\infty} B_{m'}(b) P_{m'n}^z \right] P_{nm}^y \\ &= \sum_{m'=0}^{\infty} B_{m'}(b) T_{m'm}(b), \end{aligned} \quad (35)$$

其中

$$T_{m'm}(b) = \sum_{n=0}^{\infty} Y_n(b) P_{m'n}^z P_{nm}^y. \quad (36)$$

把 (17) 式代入 (35) 式得:

$$a_m J_1(\gamma_m b) + b_m N_1(\gamma_m b) = \sum_{m'=0}^{\infty} B_{m'}(b) Q_{m'm}(b), \quad (37)$$

其中

$$Q_{m'm}(b) = \frac{\eta \gamma_m}{k} T_{m'm}(b). \quad (38)$$

再把 (14) 式代入 (37) 式就可得到对于系数 a_m 和 b_m 的一个代数方程组:

$$a_m J_1(\gamma_m b) + b_m N_1(\gamma_m b) = \sum_{m'=0}^{\infty} [a_{m'} J_0(\gamma_{m'} b) + b_{m'} N_0(\gamma_{m'} b)] Q_{m'm}(b). \quad (39)$$

3. $r = a$ 处 II 和 III 区场的匹配

与 I、II 区的场匹配相类似, 从 $E_{z2}(a, z) = E_{z3}(a, z)$ 可得

$$C_q(a) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m(a) P_{mq}^c, \quad (40)$$

其中

$$P_{mq}^c = \begin{cases} g/L, & q = 0, m = 0; \\ 2 \frac{g}{L} \frac{\sin \beta_q g}{\beta_q g}, & q \neq 0, m = 0; \\ 0, & q = 0, m \neq 0; \\ 2 \frac{g}{L} \frac{\sin \beta_q g}{\beta_q g} (-1)^m \frac{1}{1 - \left(\frac{\beta_m}{\beta_q}\right)^2}, & q \neq 0, m \neq 0. \end{cases} \quad (41)$$

从 $H_{\varphi 2}(a, z) = H_{\varphi 3}(a, z)$ 可得

$$Y_m(a) B_m(a) = \sum_{q=0}^{\infty} Y_q(a) C_q(a) P_{qm}^M, \quad (42)$$

其中

$$P_{qm}^M = \begin{cases} 1, & q = 0, m = 0; \\ 2 \frac{\sin \beta_q g}{\beta_q g}, & q \neq 0, m = 0; \\ 0, & q = 0, m \neq 0; \\ 2 \frac{\sin \beta_q g}{\beta_q g} (-1)^m \frac{1}{1 - \left(\frac{\beta_m}{\beta_q}\right)^2}, & q \neq 0, m \neq 0. \end{cases} \quad (43)$$

(35)、(36)、(38) 和 (39) 式可以相应地变为

$$Y_m(a) B_m(a) = \sum_{m'=0}^{\infty} B_{m'}(a) T_{m'm}(a), \quad (44)$$

$$T_{m'm}(a) = \sum_{n=0}^{\infty} Y_n(a) P_{m'n}^c P_{nm}^M, \quad (45)$$

$$Q_{m'm}(a) = \frac{\eta \gamma_q}{k} T_{m'm}(a), \quad (46)$$

$$a_m J_1(\gamma_m a) + b_m N_1(\gamma_m a) = \sum_{m'=0}^{\infty} [a_{m'} J_0(\gamma_{m'} a) + b_{m'} N_0(\gamma_{m'} a)] Q_{m'm}(a). \quad (47)$$

当 γ_m 变成虚数时, N_1 变成 $-K_1$; 其它只是函数改变而符号不变。

4. 本征方程

把 (39) 式和 (47) 式结合在一起就得到对于系数 a_m 和 b_m 的齐次代数方程组。在实际计算中 m 不可能取无限大, 我们这里只取 $N+1$ 项。这一方程组可表示如下: 对 $k > \beta_m$ 有

$$\sum_{m=0}^N \{a_m [J_0(\gamma_m b) Q_{mm'}(b) - J_1(\gamma_m b) \delta_{mm'}] + b_m [N_0(\gamma_m b) Q_{mm'}(b) - N_1(\gamma_m b) \delta_{mm'}]\} + \sum_{m=0}^N \{a_m [J_0(\gamma_m a) Q_{mm'}(a) - J_1(\gamma_m a) \delta_{mm'}] + b_m [N_0(\gamma_m a) Q_{mm'}(a) - N_1(\gamma_m a) \delta_{mm'}]\} = 0, \quad m' = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (48)$$

对于 $k < \beta_m$ 则有

$$\sum_{m=0}^N \{a_m [I_0(\gamma_m b) Q_{mm'}(b) - I_1(\gamma_m b) \delta_{mm'}] + b_m [K_0(\gamma_m b) Q_{mm'}(b) + K_1(\gamma_m b) \delta_{mm'}]\} + \sum_{m=0}^N \{a_m [I_0(\gamma_m a) Q_{mm'}(a) - I_1(\gamma_m a) \delta_{mm'}] + b_m [K_0(\gamma_m a) Q_{mm'}(a) + K_1(\gamma_m a) \delta_{mm'}]\} = 0, \quad m' = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (49)$$

(48) 或 (49) 式可以写成矩阵的形式

$$\begin{bmatrix} W_{mm'}^{(I)} & W_{mm'}^{(II)} \\ W_{mm'}^{(III)} & W_{mm'}^{(IV)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0 \\ \vdots \\ a_N \\ b_0 \\ \vdots \\ b_N \end{bmatrix} = 0, \quad (50)$$

其中

$$W_{mm'}^{(I)} = \begin{cases} J_0(\gamma_m b) Q_{mm'}(b) - J_1(\gamma_m b) \delta_{mm'}, & \text{当 } k > \beta_m; \\ I_0(\gamma_m b) Q_{mm'}(b) - I_1(\gamma_m b) \delta_{mm'}, & \text{当 } k < \beta_m; \end{cases} \quad (51)$$

$$W_{mm'}^{(II)} = \begin{cases} N_0(\gamma_m b) Q_{mm'}(b) - N_1(\gamma_m b) \delta_{mm'}, & \text{当 } k > \beta_m; \\ K_0(\gamma_m b) Q_{mm'}(b) + K_1(\gamma_m b) \delta_{mm'}, & \text{当 } k < \beta_m; \end{cases} \quad (52)$$

$$W_{mm'}^{(III)} = \begin{cases} J_0(\gamma_m a) Q_{mm'}(a) - J_1(\gamma_m a) \delta_{mm'}, & \text{当 } k > \beta_m; \\ I_0(\gamma_m a) Q_{mm'}(a) - I_1(\gamma_m a) \delta_{mm'}, & \text{当 } k < \beta_m; \end{cases} \quad (53)$$

$$W_{mm'}^{(IV)} = \begin{cases} N_0(\gamma_m a) Q_{mm'}(a) - N_1(\gamma_m a) \delta_{mm'}, & \text{当 } k > \beta_m; \\ K_0(\gamma_m a) Q_{mm'}(a) + K_1(\gamma_m a) \delta_{mm'}, & \text{当 } k < \beta_m. \end{cases} \quad (54)$$

最后我们得到的本征方程为系数行列式等于零,即:

$$\det |W(k)| = 0. \quad (55)$$

求解 (55) 式就可得到本征值 k 。确定了 k 以后,可以通过 (50) 式求出系数 a_m 和 b_m 。从 a_m 和 b_m 可以求出 I 和 III 区的系数,从而求出整个区域的场。

三、计算结果和讨论

计算重入型谐振腔的计算机程序已经建立,并对各种重入型谐振腔进行了计算,得到了很高精度的结果。本方法与文献 [6] 所用的格林函数法相比,基本的数学方法相同,但实际应用时,本方法求解电场分布比格林函数法更方便。因为这里通过齐次方程解出的直接就是 II 区的场的系数;不像格林函数法求出的仅仅是边界上的场系数。在本方法中

I 和 III 区的场系数也可以通过 (27) 式和 (40) 式求得, 这比格林函数法中通过积分来求要方便得多。此外, 由于我们这里 m 表示整个 II 区场的系数, 而格林函数法中, m 是对边界场而言的; 这就是说在本方法中与矩阵阶数相对应的是对 II 区场所取的模数, 而格林函数法中与矩阵阶数对应的是边界场所取的模数。一般说来, II 区的场在边界上畸变大些, 而内部的场畸变要小得多。所以在同样只取 $m = 0$ 的情况下, 本方法的精度要比格林函数法的高些。当然用格林函数法可以大大减少分析的工作量, 因而有可能去解决更复杂的, 如非迴旋对称的问题。但就本具体模型而言, 这种经典的场匹配法仍有其优点。

由于最后的非齐次方程的形式与文献 [6] 中的几乎完全相同, 只是具体的矩阵元素有所不同, 所以求解本征值程序的主要部份, 即对分区间法求根的部份, 实际上对两种方法是通用的, 只是求矩阵元素的子程序不同而已。由于本文中对 III 区也是有界的(这是为了更好地模拟耦合腔行波管中的场), 这会给计算带来一些麻烦, 常会出现溢出, 这一问题可通过对变态贝塞尔函数作适宜的归一化来解决。

图 2 给出了计算的本征频率与 N 的关系。从这里可以看出收敛的速率。表 1 是相应

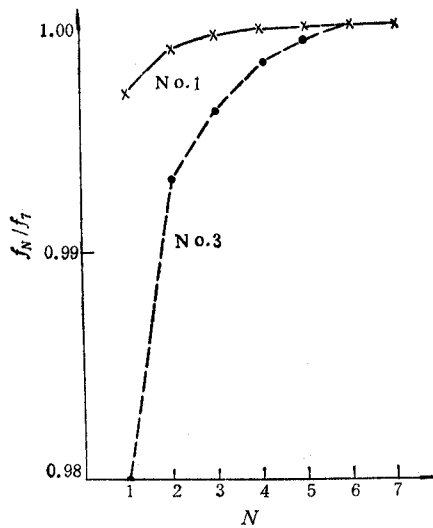


图 2 计算的频率随 N 的收敛情况

表 1 典型谐振腔的计算结果

f (MHz)	模型	No.		
		No. 1	No. 2	No. 3
N				
1		10774.2	2878.4	506.37
2		10796.2	2911.6	513.24
3		10801.5	2918.4	514.91
4		10803.8	2922.4	515.99
5		10805.1	2923.4	516.48
6		10805.0	2924.5	516.69
7		10806.5	2925.0	516.80
冷测值 (MHz)		10835	2856	519

表 2 腔体结构参数和计算结果

编号	a (mm)	b (mm)	c (mm)	h (mm)	g (mm)	L (mm)	K_g	$(b-a)/g$	f_1 (MHz)	f_7 (MHz)
No. 1	2.05	3.25	10	2.45	1.75	3.5	0.395	0.685	10774.2	10806.5
No. 2	6.5	8.0	30	17.3	7.5	20	0.459	0.2	2878.4	2925.0
No. 3	30	38	140	95	30	-	0.324	0.27	506.37	516.80

于图 2 的数据表。表 2 是对于表 1 中三个模型的结构参数。这里 No. 3 是文献 [6] 中的结果,它是用格林函数法计算的, P 原则上为无限远。表 2 中除了一般结构参量外还列出了 K_g 和 $(b-a)/g$, K_g 表示 II 区的归一化长度(对波长归一化), $\frac{b-a}{g}$ 表示 II 区环厚和缝长之比。显然 K_g 越小, $\frac{b-a}{g}$ 越大, 其高次模的影响应该越小。 f_1 表示在 II 区只取基模时计算的频率, 而 f_7 表示 $N=7$ 时计算的频率。对于 No. 1 这两者的相对误差只有 0.3%, 而对 No. 2 相对误差为 1.6%。No. 3 的相对误差为 2%。而 No. 3 的情况按理说应比 No. 2 的相对误差小些, 因为它的 K_g 最小, 而 $(b-a)/g$ 比 No. 2 的大, 比 No. 1 的小。而其结果相对误差却比 No. 1 和 No. 2 的都大, 这说明本文的方法收敛比格林函数法快。图 2 中给出了 No. 1 和 No. 3 收敛速率的比较, 纵坐标为归一化频率, 即 f_N/f_7 。

表 1 中同时给出了冷测值。对 No. 1 来说相对误差小于 0.4%, 大致与 No. 3 相同。而 No. 2 的冷测值却比计算值还低, 这是由于这个模型中有耦合槽, 耦合槽的存在使谐振频率降低, 而计算中未考虑耦合槽的影响。本文的工作除计算双重入腔的本征频率外, 也是进一步研究耦合腔行波管电路的基础。在本文工作的基础上可以进一步进行存在耦合槽时的本征频率的计算; 考虑到耦合腔的色散特性还可以计算电路的互作用阻抗和场型系数。

参 考 文 献

- [1] W. C. Hahn, *J. Appl. Phys.*, 12(1941), 62.
- [2] Kazuo Fuzisawa, *IRE Trans. on MTT*, MTT-6(1958), 344.
- [3] A. Konrad, *IEEE Trans. on NS*, NS-20(1973), 808.
- [4] A. G. Williamson, *IEEE Trans., on MTT*, MTT-24(1976), 182.
- [5] M. Jaworski, *ibid.*, MTT-28(1978), 256.
- [6] 朱敏、吴鸿遥, 电子学报, 1981 年, 第 4 期, 第 8 页。

COMPUTATION OF THE FIELD IN DOUBLE-REENTRANT CAVITY

Li Zhenhuai, Song Wenmiao

(*Institute of Electronics, Academia Sinica*)

The eigen-frequency of the double-reentrant cavity is computed by classical method of the field matching. The results show that for the double-reentrant cavity with regular drift region, this method is superior to the others in higher accuracy and less computing time.

第 2 届亚洲太平洋地区微波会议征文通知

第 2 届亚太微波会议 (简称 APMC'88) 将于 1988 年 10 月 26 日至 28 日在北京召开。会议由中国科学院主办,并得到国际无线电联盟、IEEE 北京分部、中国通信学会微波通信学会、南京工学院、成都电讯工程学院、北京邮电学院和北京工业学院等单位的合作。现开始征文,范围如下:

- 固体器件和集成电路
- 电磁场理论
- 无源元件
- 微波测量
- 微波通信系统
- 微波生物效应和医学应用
- 微波应用
- 毫米波和亚毫米波技术
- 高功率器件
- 微波管
- 电波传播研究
- 天线和天线阵
- 微波遥感
- 雷达系统
- 计算机辅助设计

国内作者请于 1987 年 12 月 31 日前将应征论文的中文稿及详细的英文摘要寄北京市 2702 信箱 APMC 论文委员会周文表收。港澳地区及海外作者请将详细的英文摘要寄 Prof. Baowei Lu, APMC' 88, P. O. Box 2702, Beijing, P. R. of China. 作者请自留稿件副本,送审稿件恕不退回。

录用与否将于 1988 年 2 月 28 日前函告作者。

APMC'88 筹备委员会

1987年 7 月