

# 分析 E 面鳍形膜片不连续性的一种新方法

戎 敖 生

(东南大学无线电工程系, 南京)

## 摘 要

本文利用横向谐振法结合奇异积分方程技术统一地分析了 E 面鳍形膜片不连续性。在距离不连续性参考面外的适当地方, 横向地置入假想短路面, 从而构造出封闭的无耗谐振腔。根据谐振条件, 建立不连续性等效电路参量与谐振状态下短路面位置的关系, 短路面位置利用奇异积分方程技术确定。文中给出了一组不连续性等效电路参量曲线, 并根据这些曲线, 研制了两个 Ka 波段 E 面带通滤波器样品, 测试结果与设计指标符合较好。

**关键词:** 集成电路, 奇异积分, 膜片, 滤波器

## 一、引 言

具有 Cauchy 核的奇异积分方程, 因为具有快速收敛特性, 所以在力学中较早地得到了广泛的应用, 并已被证明它也是解决某些电磁场问题的有效方法。在这方面, Lewin<sup>[1,2]</sup> 做出了突出的贡献。早在 1961 年, 他就利用奇异积分方程技术解决了平面薄带栅的衍射和波导中横向膜片及介质不连续性问题。近年来, Mittra 和 Omar 等人<sup>[3-5]</sup> 将这一方法应用到微带、耦合微带和鳍线的色散特性研究, 取得了较好的效果。本文首次阐述如何应用奇异积分方程技术计算毫米波电路中 E 面鳍形膜片不连续性的等效电路参量。

对于常见的 E 面鳍形膜片不连续性, 前人已做过不少工作, 并提出了许多分析方法, 象模式匹配法、变分法和修正的留数计算技术 (MRCT) 等<sup>[6-8]</sup>。这些方法有一个共性: 需要计算不连续性两侧 E 面介质填充波导中从低阶到高阶的系列本征模。由于建立的本征模特征方程通常呈现非线性和奇异性, 故系列本征模的计算较为困难。对于多层或各向异性介质基片结构, 问题将变得更加突出。此外, 当膜片宽度变窄时, 这些方法还存在相对收敛性问题。

利用横向谐振法结合谱域技术分析 E 面鳍形膜片不连续性, 虽可以有效地避开计算高次系列本征模, 但收敛尚嫌缓慢<sup>[9]</sup>。本文将继承横向谐振法的基本思想, 通过设置假想短路面以构造谐振腔, 建立不连续性的等效电路参量与谐振状态下短路面位置的关系, 把谐振腔中的电磁场用 Hertz 矢量位描述, 根据奇异积分方程理论, 导出具有快速收敛特性的短路面位置的特征方程。

## 二、不连续性的等效电路参量表示

图 1 示出了常见的 E 面鳍形膜片不连续性结构, 它们的外在网络特性可用熟知的 T 型等效电路表示。考虑到 E 面鳍形膜片在纵向呈现结构对称性, 则有  $Z_{11} = Z_{22}$ , 根据奇偶模原理, 可在不连续性的对称面放置电壁和磁壁, 研究其中的一半区域。在忽略介质基片和金属壁损耗的前提下,  $Z_{11}$  ( $Z_{22}$ ) 和  $Z_{12}$  应为虚数, 利用横向谐振法, 它们可通过计算其他特性参量转化求得。

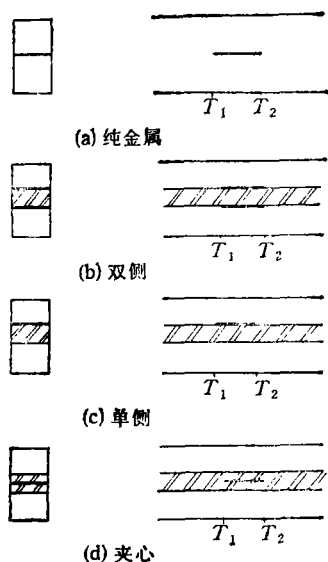


图 1 E 面鳍形膜片不连续性的基本结构

在距离不连续性参考面以外的适当地方, 横向地置入假想短路面, 从而由短路面和矩形波导壁构造出了一个封闭的无耗谐振腔, 只要工作频率处在这样的范围, 以致在不连续性参考面外的 E 面介质填充矩形波导中只有主模电磁波能够传播, 而由不连续性激发的高次模均

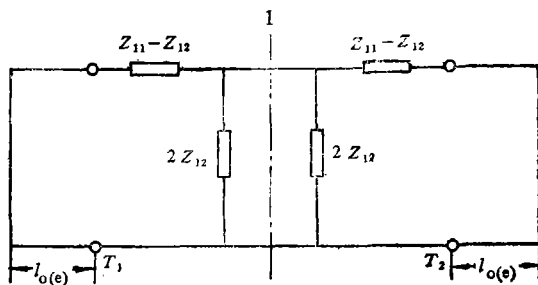


图 2 谐振腔的等效电路

(1——电壁或磁壁)

为消失波, 且在短路面位置的幅值甚小, 可以忽略不计。此时, 上述谐振腔的等效电路如图 2 所示, 其谐振条件为

$$Z_{11} - Z_{12} = -Z_o, \quad (1a)$$

$$Z_{11} + Z_{12} = -Z_e, \quad (1b)$$

式中,  $Z_{o(e)} = j \tan(\beta l_{o(e)})$  表示在不连续性对称面放置电壁和磁壁情形下, 从不连续性参考面向短路面看去的归一化输入阻抗;  $\beta$  表示位于参考面外的 E 面介质填充矩形波导中的主模传播常数, 可用文献 [10] 提出的分析方法快速解出;  $l_{o(e)}$  为参考面与短路面之间的距离。

(1) 式表明: 对于给定的工作频率, 如果能够确定相应谐振状态下的短路面位置  $l_{o(e)}$ , 那么依照此谐振条件, 就可以得到 E 面鳍形膜片不连续性的等效电路参量。于是, 问题归结为如何计算短路面位置  $l_{o(e)}$ 。为此目的, 利用奇异积分方程技术。

## 三、特征方程的建立

对于图 1(b) 所示的双侧鳍形膜片, 如果利用它在 E 面上的对称性, 在波导的 E 面中心放置一磁壁, 研究其中的一半区域, 那么由图 1 所示的各种 E 面鳍形膜片不连续性构造的封闭谐

振腔, 可以用图 3 所示结构统一地表示。其中, 对于双侧鳍形膜片,  $x = 0$  为磁壁; 对于其他膜片,  $x = 0$  为电壁。

下面, 就图 3 所示的谐振腔结构, 阐述如何计算  $l_{0(e)}$ 。假设不连续性仅被主模  $TE_{10}$  激励, 因为 E 面鳍形膜片仅在  $x$  方向产生不连续性, 而在  $y$  方向无结构变化, 故不连续性只能激发起高次的  $TE_{m0}$  模。因此, 谐振腔中总的电磁场可用一仅具有  $y$  方向分量的 Hertz 矢量位  $\Pi$  来表示:

$$\begin{aligned} E &= -j\omega\mu\Pi, \\ H &= \nabla \times \Pi, \\ \Pi &= \phi(x, z)\alpha_y, \end{aligned} \quad (2)$$

$\phi(x, z)$  满足方程

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \epsilon_{ri} k_0^2 \phi = 0, \quad (3)$$

式中,  $k_0^2 = \omega^2 \mu \epsilon_0$ 。

将  $\phi(x, z)$  按变量  $z$  做正弦级数展开:

$$\begin{aligned} \phi(x, z) &= \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{\phi}(x, n) \sin(\beta_n z), \\ \beta_n &= \begin{cases} \frac{n\pi}{L}, & z = L \text{ 为电壁}, \\ \frac{(n - 1/2)\pi}{L}, & z = L \text{ 为磁壁}. \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

将 (4) 式代入方程 (3), 可以写出  $\phi(x, z)$  在各介质区中的表示式如下:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \operatorname{sh}(\alpha_{1n} x) \sin(\beta_n z), & x = 0 \text{ 为电壁}, \\ & 0 < x \leq h_1, \\ \sum_{n=1}^{\infty} A_n \operatorname{ch}(\alpha_{1n} x) \sin(\beta_n z), & x = 0 \text{ 为磁壁}, \end{cases} \\ \phi_2 &= \sum_{n=1}^{\infty} (B_n \operatorname{sh} \alpha_{2n}(x - h_1) + C_n \operatorname{ch} \alpha_{2n}(x - h_1)) \sin(\beta_n z) \quad (h_1 < x \leq h_1 + h_2), \\ \phi_3 &= \sum_{n=1}^{\infty} (D_n \operatorname{sh} \alpha_{3n}(a - h_4 - x) + E_n \operatorname{ch} \alpha_{3n}(a - h_4 - x)) \sin(\beta_n z) \\ &\quad (h_1 + h_2 < x \leq a - h_4), \\ \phi_4 &= \sum_{n=1}^{\infty} F_n \operatorname{sh} \alpha_{4n}(a - x) \sin(\beta_n z) \quad (a - h_4 < x \leq a), \end{aligned} \quad (5)$$

式中,  $\alpha_{in} = \sqrt{\beta_n^2 - \epsilon_{ri} k_0^2}$ ,  $i = 1, 2, 3, 4$ 。

不同介质区中的电磁场应满足边界条件

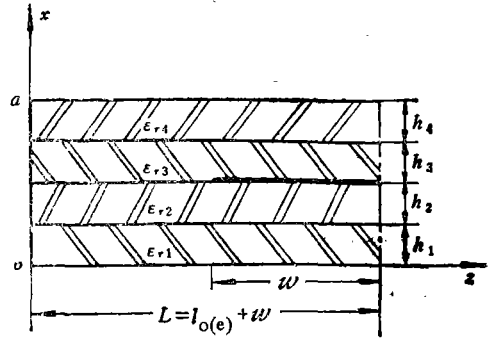


图 3 一般谐振腔结构

$$(1) \quad x = h_1, \quad \begin{cases} E_{y1} = E_{y2}, \\ H_{z1} = H_{z2}, \end{cases} \quad 0 \leq z \leq L, \quad (6)$$

$$(2) \quad x = h_1 + h_2, \quad \begin{cases} E_{y2} = E_{y3}, \\ E_{y2} = 0, \end{cases} \quad \begin{cases} 0 \leq z \leq L - w, \\ L - w < z \leq L, \end{cases} \quad (7a)$$

$$\begin{cases} H_{z2} = H_{z3}, \\ H_{z2} = H_{z3}, \end{cases} \quad \begin{cases} 0 \leq z \leq L - w, \\ 0 \leq z \leq L - w, \end{cases} \quad (7b)$$

$$\begin{cases} H_{z2} = H_{z3}, \\ H_{z2} = H_{z3}, \end{cases} \quad \begin{cases} 0 \leq z \leq L - w, \\ 0 \leq z \leq L - w, \end{cases} \quad (7c)$$

$$(3) \quad x = a - h_4, \quad \begin{cases} E_{y4} = E_{y5}, \\ H_{z4} = H_{z5}, \end{cases} \quad 0 \leq z \leq L. \quad (8)$$

将(5)式代入(2)式,应用条件(6),(7a)和(8),可以将系数  $B_n$ ,  $C_n$ ,  $D_n$ ,  $E_n$  和  $F_n$  用系数  $A_n$  表示如下:

$$\begin{aligned} B_n &= \alpha_{1n} \begin{bmatrix} \text{ch}(\alpha_{1n}h_1) \\ \text{sh}(\alpha_{1n}h_1) \end{bmatrix} A_n, \\ C_n &= \begin{bmatrix} \text{sh}(\alpha_{1n}h_1) \\ \text{ch}(\alpha_{1n}h_1) \end{bmatrix} A_n, \\ D_n &= \frac{\alpha_{4n}}{\alpha_{1n}} \text{ch}(\alpha_{4n}h_4) X_n A_n, \\ E_n &= \text{sh}(\alpha_{4n}h_4) X_n A_n, \\ F_n &= X_n A_n, \end{aligned} \quad (9)$$

式中,

$$X_n = \frac{\text{ch}(\alpha_{2n}h_2) \begin{bmatrix} \text{sh}(\alpha_{1n}h_1) \\ \text{ch}(\alpha_{1n}h_1) \end{bmatrix} + \frac{\alpha_{1n}}{\alpha_{2n}} \text{sh}(\alpha_{2n}h_2) \begin{bmatrix} \text{ch}(\alpha_{1n}h_1) \\ \text{sh}(\alpha_{1n}h_1) \end{bmatrix}}{\text{ch}(\alpha_{3n}h_3) \text{sh}(\alpha_{4n}h_4) + \frac{\alpha_{4n}}{\alpha_{3n}} \text{sh}(\alpha_{3n}h_3) \text{ch}(\alpha_{4n}h_4)}. \quad (10)$$

由条件(7b)和(7c)得到

$$\sum_{n=1}^{\infty} (B_n \text{sh}(\alpha_{2n}h_2) + C_n \text{ch}(\alpha_{2n}h_2)) \sin(\beta_n z) = 0 \quad (L - w \leq z \leq L), \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} (\alpha_{2n} \text{ch}(\alpha_{2n}h_2) B_n + \alpha_{2n} \text{sh}(\alpha_{2n}h_2) C_n + \alpha_{4n} \text{ch}(\alpha_{3n}h_3) D_n \\ + \alpha_{4n} \text{sh}(\alpha_{3n}h_3) E_n) \sin(\beta_n z) = 0 \quad (0 \leq z \leq L - w). \end{aligned} \quad (12)$$

将(9)式代入(11)和(12)式,则有

$$\sum_{n=1}^{\infty} \bar{A}_n \sin(\beta_n z) = 0 \quad (L - w < z \leq L), \quad (13)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} P_n \beta_n \bar{A}_n \sin(\beta_n z) = 0 \quad (0 \leq z \leq L - w), \quad (14)$$

式中,

$$\begin{aligned} \bar{A}_n &= Y_n A_n, \\ Y_n &= \begin{bmatrix} \text{sh}(\alpha_{1n}h_1) \\ \text{ch}(\alpha_{1n}h_1) \end{bmatrix} \text{ch}(\alpha_{2n}h_2) + \frac{\alpha_{1n}}{\alpha_{2n}} \text{sh}(\alpha_{2n}h_2) \begin{bmatrix} \text{ch}(\alpha_{1n}h_1) \\ \text{sh}(\alpha_{1n}h_1) \end{bmatrix}, \end{aligned}$$

$$P_n = \frac{1}{\beta_n} \left\{ \frac{\alpha_{1n} + \left[ \frac{\text{th}(\alpha_{1n}h_1)}{\text{cth}(\alpha_{1n}h_1)} \right] \alpha_{2n} \text{th}(\alpha_{2n}h_2)}{\left[ \frac{\text{th}(\alpha_{1n}h_1)}{\text{cth}(\alpha_{1n}h_1)} \right] + \frac{\alpha_{1n}}{\alpha_{2n}} \text{th}(\alpha_{2n}h_2)} + \frac{\alpha_{4n} + \alpha_{3n} \text{th}(\alpha_{3n}h_3) \text{th}(\alpha_{4n}h_4)}{\text{th}(\alpha_{4n}h_4) + \frac{\alpha_{4n}}{\alpha_{3n}} \text{th}(\alpha_{3n}h_3)} \right\}.$$

在以上各方程式中,方括号内的上项对应  $z = 0$  为电壁;下项对应  $z = 0$  为磁壁。

(13) 和 (14) 式是建立  $I_{oe}$  特征方程的基本方程,虽然通过选择适当的完备基函数集,与之做内积可以直接得到关于系数  $\bar{A}_n$  的线性齐次方程,并从该方程解出  $I_{oe}$ ,但这个过程一般运算效率很低,有必要寻求具有快速收敛特性的方程。为此,引入辅助方程。将 (13) 式对  $z$  求导一次,则有

$$\sum_{n=1}^{\infty} \bar{A}_n \beta_n \cos(\beta_n z) = 0 \quad (L - w < z \leq L). \quad (15)$$

将 (14) 式两边同时乘以  $-1/P$ , 然后加上

$$\sum_{n=1}^{\infty} \bar{A}_n \beta_n \sin(\beta_n z)$$

得到

$$\sum_{n=1}^{\infty} \bar{A}_n \beta_n \sin(\beta_n z) = f(z) \quad (0 \leq z \leq L - w), \quad (16)$$

式中,

$$f(z) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \bar{A}_n \sin(\beta_n z), \quad (17)$$

$$a_n = \left(1 - \frac{P_n}{P}\right) \beta_n, \quad (18)$$

这里,  $P$  表示当  $n \rightarrow \infty$  时,  $P_n$  的极限。可以证明<sup>[3]</sup>: 系数  $a_n$  随着  $n$  的增加而按指数衰减。正是这一点保证了最终的特征方程具有快速收敛特性。

引入函数  $F(z)$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \bar{A}_n \beta_n \cos(\beta_n z) = \begin{cases} F(z) & (0 \leq z \leq L - w), \\ 0 & (L - w < z \leq L), \end{cases} \quad (19)$$

根据三角函数系的正交性,可以将  $\bar{A}_n \beta_n$  用  $F(z)$  表示为

$$\bar{A}_n \beta_n = \frac{2}{L} \int_0^{L-w} F(z) \cos(\beta_n z) dz. \quad (20)$$

将 (20) 式代入 (16) 式得到

$$\int_0^{L-w} F(z') K(z, z') dz' = \frac{L}{2} f(z), \quad (21)$$

其中,积分核  $K(z, z')$  为 Cauchy 型:

$$K(z, z') = \sum_{m=1}^{\infty} \sin(\beta_m z) \cos(\beta_m z')$$

$$= \begin{cases} \frac{\frac{1}{2} \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right)}{\cos\left(\frac{\pi z'}{L}\right) - \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right)} & (z = L \text{ 为电壁}), \\ \frac{\sin\left(\frac{\pi z}{2L}\right) \cos\left(\frac{\pi z'}{2L}\right)}{\cos\left(\frac{\pi z'}{L}\right) - \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right)} & (z = L \text{ 为磁壁}). \end{cases} \quad (22)$$

方程 (21) 的解  $F(z)$  可以形式地写为

$$F(z) = \frac{L}{2} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \bar{A}_n \phi_n(z) + C \phi(z), \quad (23)$$

其中,  $C$  为待定系数,  $\phi_n(z)$  和  $\phi(z)$  满足方程

$$\int_0^{L-\omega} \phi_n(z') K(z, z') dz' = \sin(\beta_n z), \quad (24)$$

$$\int_0^{L-\omega} \phi(z') K(z, z') dz' = 0 \quad (25)$$

为了求解方程 (24) 和 (25), 我们做 Schwinger 变换

$$\cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) = \gamma_1 + \gamma_2 \cos \theta, \quad (26)$$

使得当  $0 \leq z \leq L - \omega$  时, 有  $0 \leq \theta \leq \pi$ .

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{1}{2} \left[ 1 - \cos\left(\frac{\pi \omega}{L}\right) \right], \\ \gamma_2 &= \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos\left(\frac{\pi \omega}{L}\right) \right], \end{aligned} \quad (27)$$

方程 (24) 和 (25) 可用变量  $\theta$  表示为

$$\frac{L}{2\pi} \int_0^{*\pi} \frac{\phi_n(z')}{-\sin(\beta_1 z')} \cdot \frac{\sin \theta' d\theta'}{\cos \theta - \cos \theta'} = \frac{\sin(\beta_n z)}{\sin(\beta_1 z)}, \quad (28)$$

$$\int_0^{*\pi} \frac{\phi(z')}{-\sin(\beta_1 z')} \cdot \frac{\sin \theta' d\theta'}{\cos \theta - \cos \theta'} = 0, \quad (29)$$

这里, “\*” 表示 Cauchy 主值意义下的积分.

根据奇异积分方程理论<sup>[11]</sup>, 不难证明下列恒等式成立:

$$\int_0^{*\pi} \frac{\cos(n\eta) d\eta}{\cos \eta - \cos \xi} = \pi \frac{\sin(n\xi)}{\sin \xi} \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (30)$$

$$\int_0^{*\pi} \frac{\sin(n+1)\eta \sin \eta d\eta}{\cos \eta - \cos \xi} = -\pi \cos(n+1)\xi \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (31)$$

将 (29) 式与 (30) 式比较, 可以直接写出函数  $\phi(z)$ :

$$\frac{\phi(z)}{-\sin(\beta_1 z)} = \frac{1}{\sin \theta}, \quad (32)$$

$$\phi(z) = -\frac{\sin(\beta_1 z)}{\sin \theta}. \quad (33)$$

为了从 (28) 式解出  $\Psi_n(z)$ , 首先展开  $\frac{\sin(\beta_n z)}{\sin(\beta_1 z)}$ :

$$\frac{\sin(\beta_n z)}{\sin(\beta_1 z)} = \sum_{q=0}^{n-1} P_{n,q} \cos(q\theta), \quad (34)$$

其中,

$$\begin{cases} P_{10} = 1, \\ P_{20} = \begin{cases} 2\gamma_1 & (z = L \text{ 为电壁}), \\ 2\gamma_1 + 1 & (z = L \text{ 为磁壁}), \end{cases} \\ P_{21} = 2\gamma_2, \\ \dots\dots\dots \end{cases} \quad (35)$$

设

$$\frac{\Psi_n(z)}{-\sin(\beta_1 z)} = \sum_{q=1}^{n-1} Q_{n,q} \sin(q\theta) + Q_{n,0} \frac{\cos\theta}{\sin\theta}, \quad (36)$$

其中,  $Q_{n,0}, Q_{n,q} (q=1, 2, \dots, n-1)$  是待定系数. 将 (34) 和 (36) 式代入 (28) 式, 然后应用恒等式 (31) 得到

$$Q_{n,q} = \frac{2}{L} P_{n,q} \quad (q=1, 2, \dots, n-1), \quad (37)$$

$$Q_{n,0} = -\frac{2}{L} P_{n,0},$$

故有

$$\Psi_n(z) = -\frac{2}{L} \sin(\beta_1 z) \left( \sum_{q=1}^{n-1} P_{n,q} \sin(q\theta) - P_{n,0} \frac{\cos\theta}{\sin\theta} \right). \quad (38)$$

至此, 我们解出了函数  $\Psi_n(z)$  和  $\Psi(z)$ .

对 (23) 式两边积分, 考虑到在  $x = h_1 + h_2$  面上,  $\phi|_{z=0} = \phi|_{z=L-\omega} = 0$ , 那么有

$$\begin{aligned} \int_0^{L-\omega} F(z) dz &= \phi|_{z=L-\omega} - \phi|_{z=0} = 0, \\ C &= -\frac{\frac{L}{2} \int_0^{L-\omega} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \bar{A}_n \Psi_n(z) dz}{\int_0^{L-\omega} \Psi(z) dz} = \sum_{n=1}^{\infty} a_n M_n \bar{A}_n, \end{aligned} \quad (39)$$

其中,

$$M_n = -\frac{\frac{L}{2} \int_0^{L-\omega} \Psi_n(z) dz}{\int_0^{L-\omega} \Psi(z) dz},$$

这样, 就确定了函数  $F(z)$ .

将 (23) 式代入 (20) 式, 并利用 (33), (38) 和 (39) 式的结果, 我们有

$$\bar{A}_n \beta_n = \sum_{m=1}^{\infty} a_m D_{nm} \bar{A}_m + N_n \sum_{m=1}^{\infty} a_m M_m \bar{A}_m \quad (n=1, 2, \dots), \quad (40)$$

其中,

$$D_{nm} = \int_0^{L-w} \Psi_m(z) \cos(\beta_n z) dz,$$

$$N_n = \frac{2}{L} \int_0^{L-w} \Psi(z) \cos(\beta_n z) dz.$$

方程(40)可以写成更为紧凑的矩阵形式:

$$[H][\bar{A}] = 0, \quad (41)$$

其中,

$$[\bar{A}] = [\bar{A}_1, \bar{A}_2, \dots]^t,$$

$$[H] = (H_{nm}), \quad H_{nm} = \beta_n \delta_{nm} - (D_{nm} + N_n M_m) a_m,$$

$$\delta_{nm} = \begin{cases} 1, & n = m, \\ 0, & n \neq m. \end{cases}$$

方程(46)是齐次的,它有解的充要条件是其系数矩阵 $[H]$ 的行列式为零,即

$$\det[H] = 0. \quad (42)$$

这就是要建立的关于 $l_{o(e)}$ 的特征方程,它隐含频率、短路面位置 $l_{o(e)}$ 和E面鳍形膜片不连续性的结构参数,是频率、 $l_{o(e)}$ 和结构参数的非线性超越方程。因此,如果给定频率和E面鳍形膜片不连续性的结构参数,那么从该方程可以解出相应谐振状态下的短路面位置 $l_{o(e)}$ ,进而再将解得的 $l_{o(e)}$ 代入(1)式,就可以得到不连续性的等效电路参量。

应当指出:初看上去特征方程(42)极其复杂,但是,由于系数 $a_m$ 随着 $m$ 的增加而急剧衰减,实际计算只需截取阶数不高的矩阵方程,即可达到相当高的计算精度,这是该法较其他方法优越之所在。

#### 四、数值和实验结果

应用上述方法对图1所示的各种E面鳍形膜片不连续性进行了数值计算。首先,对于双

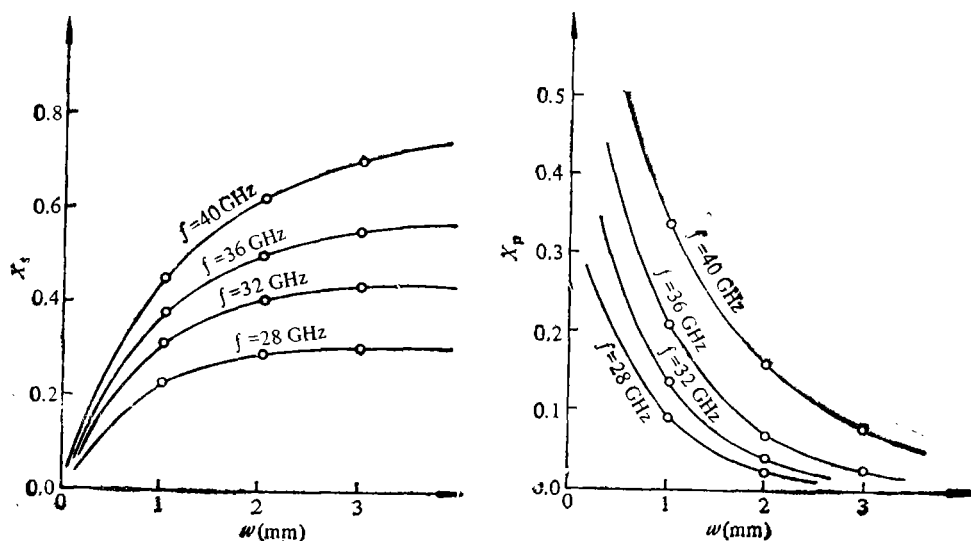


图4 双侧鳍形膜片不连续性的等效电路参量

(—为本文结果,○○○取自文献[9])

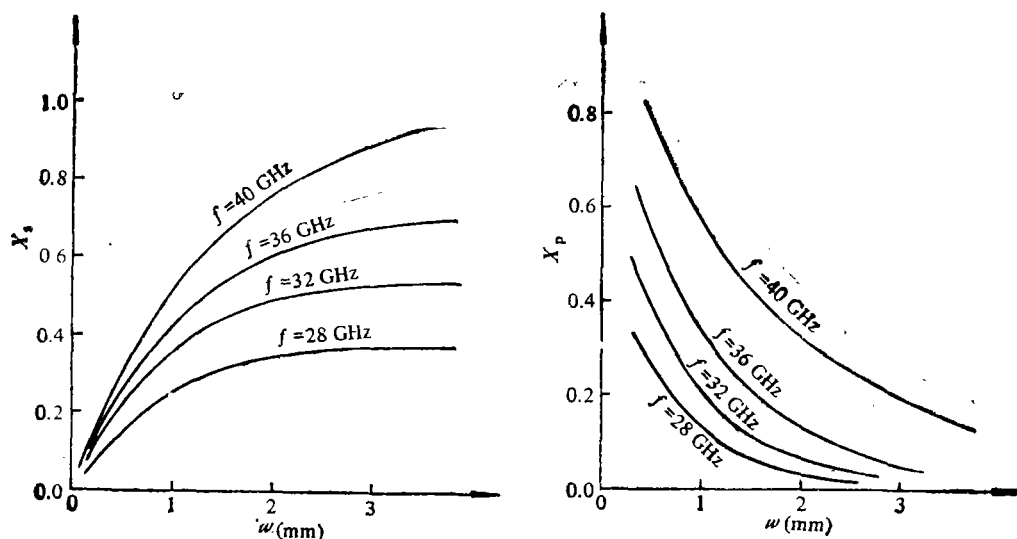


图 5 单侧鳍形膜片不连续性的等效电路参量  
 ( $a = 7.112$  mm,  $b = 3.556$  mm,  $d = 0.254$  mm,  $\epsilon_r = 2.22$ )

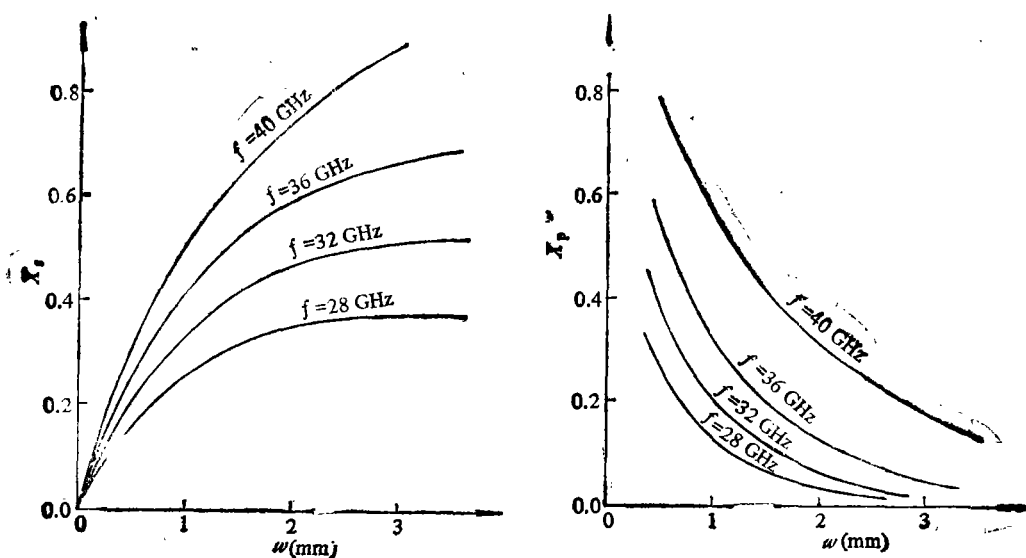


图 6 夹心鳍形膜片不连续性的等效电路参量  
 ( $a = 7.112$  mm,  $b = 3.556$  mm,  $d = 0.254$  mm,  $\epsilon_r = 2.22$ )

侧鳍形膜片, 观察了特征方程的矩阵阶数对解的收敛性影响。计算发现: 当选择矩阵阶数为  $2 \times 2$ ,  $3 \times 3$ ,  $4 \times 4$  时, 由 (1) 和 (42) 式解出的不连续性等效电路参量相对误差不超过百分之一。这充分显示了本方法的快速收敛特性。

做为示例, 图 4—6 示出了双侧、单侧和夹心鳍形膜片不连续性的等效电路参量曲线。图中,  $iX_s$  表示 T 型等效电路的串联阻抗  $Z_{11} - Z_{12}$ ,  $iX_p$  表示并联阻抗  $Z_{12}$ 。为了检验本方法

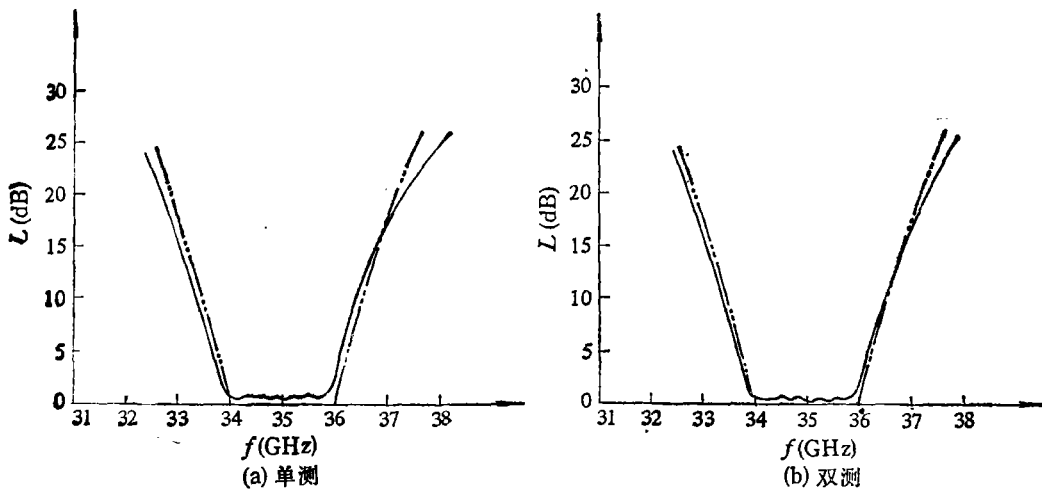


图7 E面带通滤波器的插入损耗特性  
(——为实验值, - - - 为计算值)

的有效性和精确性,文中同时给出了文献[9]中的计算数据,不难看出,彼此基本相符。

E面鳍形膜片不连续性的应用之一是实现毫米波E面带通滤波器,它系由一系列介质填充波导段和E面鳍形膜片不连续性依次级联而成。基于本方法求得的单侧和双侧鳍形膜片不连续性等效电路参量,应用宽带网络综合理论,设计和试制了两个Ka波段三腔E面带通滤波器实验样品。实验样品的频率响应特性曲线如图7(a)和(b)所示,实验测得其带内最小插入衰减为0.31dB(单侧)和0.24dB(双侧);带内最大插入衰减为0.67dB(单侧)和0.61dB(双侧)。图中表明:除了中心频率稍有偏离外,实验测量值与理论计算值符合得相当好,出现中心频率偏离的一个重要原因是在波导的E面中心开了凹槽。由此证明了E面鳍形膜片不连续性的分析方法精确、分析结果可信。

## 五、结 论

本文提出了统一地分析各种E面鳍形膜片不连续性的一个新方法——横向谐振法结合奇异积分方程技术,给出了工程上实用的膜片不连续性的等效电路参量曲线。基于分析结果,研制了Ka波段E面带通滤波器,数值和实验结果证明:本文方法精确、分析结果可信。

该方法的最大特点在于最终建立的特征方程具有快速收敛特性,且无需计算膜片不连续性两侧E面介质填充波导中的高次本征模。此外,它克服了传统方法中存在的相对收敛性问题。因此,该方法特别适合分析多层或各向异性介质基片支撑的E面鳍形膜片不连续性。采用带有间隙的奇异积分方程,可以把E面带通滤波器作为整体进行分析与综合。

本文得到东南大学李嗣范教授的热情鼓励和指导,在测试过程中,欧来成老师提供了方便和帮助,在此谨表感谢。

## 参 考 文 献

- [1] Lewin, L., *Advances of Microwaves* (Ed. Yong, L.), Academic Press, New York, 1(1966), 212—282.
- [2] Lewin, L., *Theory of Waveguides*, Newnes Butterworths, London, 1975.
- [3] Mittra, R. et al., *IEEE Trans. on MTT*, 19(1971), 47—56.
- [4] Omar, A. S. et al., *ibid.*, 32(1984), 1626—1631.
- [5] 王长清、岳风花, 通信学报, 7(1986), 1: 44—51.
- [6] Konishi, Y. et al., *IEEE Trans. on MTT*, 22(1974), 869—873.
- [7] Arndt, F. et al., *ibid.*, 30(1982), 155—163.
- [8] Shih Yi-Chi et al., *ibid.*, 31(1983), 135—142.
- [9] Rong Aosheng and Li Sifan, *IEEE MTT-S Int., Microwave Symp Digest*, 1987, 721—724.
- [10] 戎放生、李嗣范, 南京工学院学报, 18(1988), 3: 1—9.
- [11] Tricomi, F. G., *Integral Equations*, Academic Press, New York, 1970.