

任意E面膜片不连续性及其在毫米波滤波器中的应用*

戎敖生 李嗣范
(东南大学, 南京)

提要 本文利用矩量法和一般的网络分析技术分析了各种E面膜片不连续性。通过引入广义波导概念, 自然地考虑了膜片的厚度效应, 使问题的分析得到了统一。文中给出了一组E面膜片不连续性的等效电路参量曲线, 基于这些曲线, 设计和试制了二个 w 波段E面带通滤波器, 实验结果与设计指标符合较好。

关键词 毫米波; 集成电路; 滤波器; 等效电路参量

一、引言

在微波、毫米波混频器和信道收发器中, 带通滤波器是不可缺少的电路元件。早先, 带通滤波器多采用感性金属杆和横向膜片结构, 不仅不利于集成, 而且制造成本高, 不宜大批量生产, 因而提出了由E面膜片构成的E面带通滤波器。如果要求滤波器的通带隔离宽、带外衰减高, 则采用多个并行的E面膜片结构是一个行之有效的方案。此外, 当频率上升到毫米波高段时, 膜片厚度已与工作波长可比拟, 不容忽略。

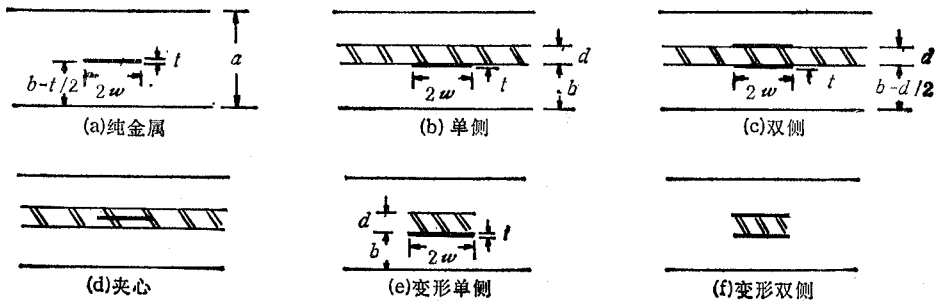


图1 E面膜片不连续性结构

图1示出了构成E面带通滤波器基本单元的各种全高度E面膜片不连续性, 在设计滤波器之前, 必须首先分析这些不连续性。对于一些基本结构, 以往文献已作了不少研究,

* 1987年6月30日收到, 1988年4月15日修改定稿

典型的分析方法有变分法、模式匹配法和修正的留数计算技术 (MRCT) 等^[1-4], 但这些方法不尽统一, 且适用范围均有一定限制。最近, 文献[5]利用横向谐振法结合谱域技术分析了纵向长度不等的横向不对称双侧 E 面膜片不连续性, 但结果只适用于膜片厚度为零的情形。

本文利用矩量法和一般的网络分析技术, 统一地分析了图 1 所示的各种 E 面膜片不连续性。方法的基本思想是: 引入广义波导概念, 将含有 E 面膜片的部分看成一个广义矩形波导, 把 E 面膜片不连续性等效成被一段均匀传输线联接的二个矩形波导接头; 用矩量法求出接头的广义散射参量, 用一般的网络分析技术计算 E 面膜片总的散射参量; 最后通过参量变换, 得到不连续性的 T 型等效电路的等效参量。

二、分析原理

为了便于说明问题, 下面以图 1(b) 的单侧 E 面膜片不连续性为例, 分三个步骤进行分析。对于其他情形, 分析原理是类似的。

1. 半无限 E 面膜片的广义散射参量

图 2 示出了半无限长单侧 E 面膜片不连续性结构。它可以看成是推广了的一般分支波导, 其特性可用广义散射参量 [S] 描述。为了求出 [S], 首先引入广义波导概念。定义广义波导 2 由波导 I 和波导 II 组合而成, 其归一化矢量模式函数由波导 I 和波导 II 中的归一化矢量模式函数经由下列方式延拓得到:

$$e_{2m}(x, y) = \begin{cases} e_{1m}(x, y), & (x, y) \in \text{波导 I} \\ e_{11m}(x, y), & (x, y) \in \text{波导 II} \\ 0, & (x, y) \notin \text{波导 I 和波导 II} \end{cases} \quad (1)$$

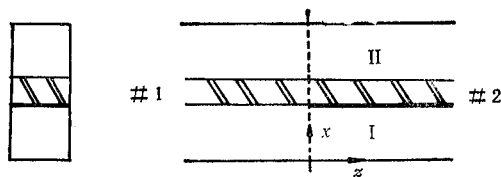


图 2 半无限长单侧 E 面膜片不连续性

很显然, 上述延拓函数自然地考虑了膜片的厚度效应, 如果将其乘上适当的归一化系数, 并适当排列和编号, 即得广义波导 2 的归一化矢量模式函数。这样, 图 2 所示的半无限长单侧 E 面膜片不连续性可以等效成两个不同波导的接头, 接头的广义散射参量可以利用矩量法求得。因为全高度 E 面膜片在波导窄壁方向无结构的变化, 故分析中仅需考虑高次的 TE_{m0} 本征模。

作为分析的第一步, 应用等效原理^[6]。对于我们的问题, 等效原理可以叙述为: 接头 (不连续性面) 被理想导体面代替后, 波导 1 中的场与激发场和磁流源 M 。

$$M = U_x \times E_t |_{x=0} \quad (2)$$

产生的场的合成场等效; 波导 2 中的场与由 $(-M)$ 产生的场等效, 如图 3 所示。图中,

$(\mathbf{E}_g, \mathbf{H}_g)$ 表示激发场。

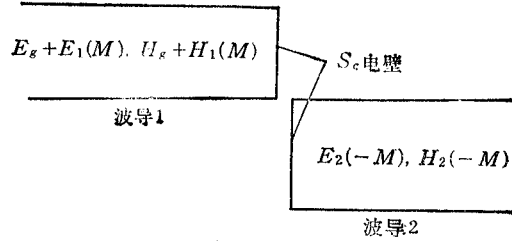


图3 等效原理

据此,可以写出接头两侧的横向电磁场如下:

$$\mathbf{E}_t = \begin{cases} \sum_m a_m \exp(-\gamma_{1m}z) \mathbf{e}_{1m} - \sum_m a_m \exp(\gamma_{1m}z) \mathbf{e}_{1m} \\ \quad + \sum_m c_m \exp(\gamma_{1m}z) \mathbf{e}_{1m} & (z < 0) \\ \sum_m b_m \exp(-\gamma_{2m}z) \mathbf{e}_{2m} & (z > 0) \end{cases} \quad (3a)$$

$$\mathbf{H}_t = \begin{cases} \sum_m a_m Y_{1m} \exp(-\gamma_{1m}z) \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{1m} + \sum_m a_m Y_{1m} \exp(\gamma_{1m}z) \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{1m} \\ \quad - \sum_m c_m Y_{1m} \exp(\gamma_{1m}z) \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{1m} & (z < 0) \\ \sum_m b_m Y_{2m} \exp(-\gamma_{2m}z) \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{2m} & (z > 0) \end{cases} \quad (3b)$$

式中, a_m , b_m 和 c_m 分别表示第 m 个人射模、由 $(-M)$ 和 M 产生的第 m 个模的模式系数; Y_{1m} 和 Y_{2m} 表示第 m 个模的波导纳:

$$Y_{qm} = \frac{\gamma_{qm}}{j\omega\mu}, \quad q \in \{1, 2\}$$

归一化矢量模式函数 \mathbf{e}_{1m} 和 \mathbf{e}_{2m} 满足条件:

$$\iint_{S_c} \mathbf{e}_{qm} \cdot \mathbf{e}_{qn} dx dy = \begin{cases} 1, & m = n \\ 0, & m \neq n \end{cases} \quad q \in \{1, 2\}$$

将(3a)式代入(2)式,得到

$$\mathbf{M} = \mathbf{U}_z \times \mathbf{E}_1(M)|_{z=0} = \sum_m c_m \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{1m} \quad (4a)$$

$$\mathbf{M} = \mathbf{U}_z \times \mathbf{E}_2(-M)|_{z=0} = \sum_m b_m \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{2m} \quad (4b)$$

上面引入的等效磁流源 \mathbf{M} 保证了不连续性面上横向电场的连续性,而要使横向磁场连续,必须有:

$$2 \sum_m a_m Y_{1m} \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{1m} = \sum_m c_m Y_{1m} \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{1m} + \sum_m b_m Y_{2m} \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{2m} \quad (5)$$

如果(5)式被精确满足,那么就可以得到精确的接头广义散射参量。下面将利用矩量法求近似解。

截断(5)式中的求和项数,考虑有限数目的高次本征模,为方便起见,取波导 1 和波导 2 中的本征模式数相等,且为 P ,选择适当的实值磁流源基函数集 $\{\mathbf{M}_n | n = 1, 2, \dots, Q\}$,将 \mathbf{M} 按该基函数集展开:

$$\mathbf{M} = \sum_{n=1}^Q V_n \mathbf{M}_n \quad (6)$$

将(4)式代入(6)式,则有

$$\sum_{n=1}^Q V_n \mathbf{M}_n = \sum_{m=1}^P c_m \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{1m} \quad (7a)$$

$$\sum_{n=1}^Q V_n \mathbf{M}_n = \sum_{m=1}^P b_m \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{2m} \quad (7b)$$

将(7a)式标乘以 $\mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{1m}$, (7b)式标乘以 $\mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{2m}$ ($m = 1, 2, \dots, P$), 然后在不连续性面 S_c 上进行积分,并利用 \mathbf{e}_{1m} 和 \mathbf{e}_{2m} 的正交归一化性质,得到

$$[c] = [H_1][V] \quad (8a)$$

$$[b] = [H_2][V] \quad (8b)$$

式中

$$[c] = (c_1, c_2, \dots, c_P)^t$$

$$[b] = (b_1, b_2, \dots, b_P)^t$$

$$[V] = (V_1, V_2, \dots, V_Q)^t$$

$$[H_q] = (H_{qmn})_{P \times Q}, \quad H_{qmn} = \iint_{S_c} \mathbf{M}_n \cdot \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{qm} dx dy, \quad q \in \{1, 2\}$$

对于实矢量 \mathbf{F}_1 和 \mathbf{F}_2 , 定义内积如下:

$$(\mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2) = \iint_{S_c} \mathbf{F}_1 \cdot \mathbf{F}_2 dx dy \quad (9)$$

选择适当的加权基函数集 $\{\mathbf{W}_n | n = 1, 2, \dots, Q\}$, 将(5)式按(9)式与 \mathbf{W}_n 作加权内积,得到

$$\begin{aligned} 2 \sum_m a_m Y_{1m} \iint_{S_c} \mathbf{W}_n \cdot \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{1m} dx dy &= \sum_m c_m Y_{1m} \iint_{S_c} \mathbf{W}_n \cdot \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{1m} dx dy \\ &+ \sum_m b_m Y_{2m} \iint_{S_c} \mathbf{W}_n \cdot \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{2m} dx dy, \quad (n = 1, 2, \dots, Q) \end{aligned} \quad (10)$$

将(8)式代入(10)式,得到(10)式的矩阵形式为

$$([\bar{Y}_1] + [\bar{Y}_2])[V] = [I_s] \quad (11)$$

式中

$$[\bar{Y}_q] = [W_q]^t [Y_q] [H_q], \quad q \in \{1, 2\}$$

$$[I_s] = 2[W_q]^t [Y_q] [a]$$

$$[Y_q] = \text{diag}(Y_{qm})$$

$$[a] = (a_1, a_2, \dots, a_P)^t$$

$$[W_q] = (W_{qmn})_{P \times Q}, \quad W_{qmn} = \iint_{S_c} \mathbf{W}_n \cdot \mathbf{U}_z \times \mathbf{e}_{qm} dx dy$$

下面, 将 $[S]$ 表示成子矩阵形式:

$$[S] = \begin{bmatrix} [S_{11}] & [S_{12}] \\ [S_{21}] & [S_{22}] \end{bmatrix} \quad (12)$$

设波导 1 中反射波的模式系数列矩阵为 $[d]$, 由 (3a) 式得到

$$[d] = [c] - [a] \quad (13)$$

由 (8a), (11) 和 (13) 式得到:

$$[d] = (2[H_1]([\bar{Y}_1] + [\bar{Y}_2])^{-1}[W_1]'[Y_1] - [E])[a] \quad (14)$$

式中, $[E]$ 表示单位矩阵. 由 (8b) 和 (11) 式得到:

$$[b] = 2[H_2]([\bar{Y}_1] + [\bar{Y}_2])^{-1}[W_1]'[Y_1][a] \quad (15)$$

(14) 和 (15) 式给出了子矩阵 $[S_{11}]$ 和 $[S_{21}]$ 形式:

$$[S_{11}] = 2[H_1]([\bar{Y}_1] + [\bar{Y}_2])^{-1}[W_1]'[Y_1] - [E] \quad (16)$$

$$[S_{21}] = 2[H_2]([\bar{Y}_1] + [\bar{Y}_2])^{-1}[W_1]'[Y_1] \quad (17)$$

从 (16) 和 (17) 式不难看出, $[S_{11}]$ 和 $[S_{21}]$ 具有如下关系:

$$[S_{21}] = [H]([S_{11}] + [E]) \quad (18)$$

式中, $[H]$ 是一个 $P \times P$ 的方阵, 且满足

$$[H_2] = [H][H_1] \quad (19)$$

矩阵 $[H]$ 可计算如下: 将 (19) 式等号两边同时右乘 $[V]$, 然后利用 (8) 式得到

$$[b] = [H][c] \quad (20)$$

令 (7a) 和 (7b) 式相等, 然后在等号两边标乘以 $U_z \times e_{2m}$ ($m = 1, 2, \dots, P$), 并在 S_c 面上积分, 则有

$$b_m = \sum_{n=1}^P c_n \left(\iint_{S_c} (U_z \times e_{2m}) \cdot (U_z \times e_{1n}) dx dy \right) \quad (21)$$

比较 (20) 和 (21) 式, 则可以写出 $[H]$ 的元素 H_{mn} 为:

$$H_{mn} = \iint_{S_c} (U_z \times e_{2m}) \cdot (U_z \times e_{1n}) dx dy \quad (22)$$

同理可证:

$$[H_1] = [H]'[H_2] \quad (23)$$

根据不连续性的互易性, 在 (16) 和 (17) 式中交换 1 和 2 的位置, 则可以直接写出子矩阵 $[S_{22}]$ 和 $[S_{12}]$ 形式如下:

$$[S_{22}] = 2[H_2]([\bar{Y}_1] + [\bar{Y}_2])^{-1}[W_2]'[Y_2] - [E] \quad (24)$$

$$[S_{12}] = 2[H_1]([\bar{Y}_1] + [\bar{Y}_2])^{-1}[W_2]'[Y_2] \quad (25)$$

$[S_{22}]$ 和 $[S_{12}]$ 具有如下关系:

$$[S_{22}] = [H][S_{12}] - [E] \quad (26)$$

由 (17) 式得到:

$$2[H_2]([\bar{Y}_1] + [\bar{Y}_2])^{-1} = [S_{21}]([W_1]'[Y_1])^{-1} \quad (27)$$

将 (23) 和 (27) 式代入 (25) 式, 得到 $[S_{12}]$ 和 $[S_{21}]$ 之间的关系:

$$[S_{12}] = [H]^t [S_n] ([W_1]^t [Y_1])^{-1} [W_2]^t [Y_2] \quad (28)$$

特别当 $W_n = M_n$ 时, (28) 式具有下列简洁形式:

$$[S_{12}] = [Y_1]^{-1} [S_{21}]^t [Y_2] \quad (29)$$

这样, 从(16), (18), (26)和(28)或(29)式, 就可以计算出半无限长单侧 E 面膜片不连续性的广义散射参量。

2. 有限长 E 面膜片的广义散射参量

知道了半无限长 E 面膜片的广义散射参量 $[S]$ 以后, 利用一般的网络分析技术, 参照图 4 所示的流程图, 就可以计算出有限长 E 面膜片的广义散射参量 $[\tilde{S}]$ 。

图中, $[S_1]$ 和 $[S_2]$ 代表接头 1 和接头 2 独立(半无限长 E 面膜片)时的广义散射参量。由于结构对称性,

$$[S_1] = [S_2]$$

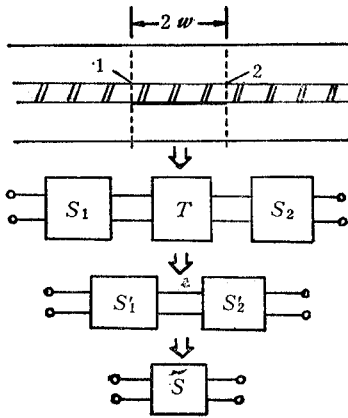


图 4 广义散射参量的计算流程图

引入传输矩阵 $[T]$:

$$[T] = \begin{bmatrix} [E] & [0] & [0] \\ [0] & [T_{11}] & [0] \\ [0] & [0] & [T_{11}] \end{bmatrix} \quad (30)$$

式中, $[T_{11}]$ 和 $[T_{11}]$ 为对角阵:

$$[T_{11}] = \text{diag}(\exp(-\gamma_{1m}w))$$

$$[T_{11}] = \text{diag}(\exp(-\gamma_{11m}w))$$

可以推知:

$$[S'_1] = [S'_2] = [T][S_1][T] \quad (31)$$

进一步利用子网络生长法^[7], 可以得到长度为 $2w$ 的 E 面膜片的广义散射参量 $[\tilde{S}]$ 。

3. 不连续性的等效电路参量

上面求得的广义散射参量 $[\tilde{S}]$, 反映了由 E 面膜片不连续性激发的各个高次模之间的相互作用, 这对于分析和设计由 E 面膜片实现的毫米波定向耦合器是有益的^[8]。但在另外一些应用场合, 譬如滤波器设计中, 人们对不连续性对主模电磁波传输特性的影响, 即对不连续性的等效电路参量更感兴趣。这时, 在广义散射参量 $[\tilde{S}]$ 中, 提取代表主模的散射参量 $[\tilde{S}_p]$

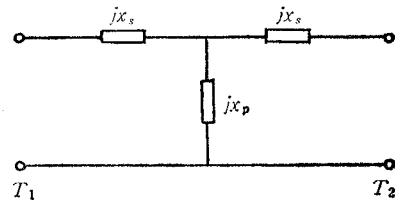


图 5 T 型等效电路

$$[\tilde{S}_p] = \begin{bmatrix} \tilde{S}_{11p} & \tilde{S}_{12p} \\ \tilde{S}_{21p} & \tilde{S}_{22p} \end{bmatrix} \quad (32)$$

利用参量变换公式:

$$[Z] = ([E] + [\tilde{S}_p])^{-1} ([E] - [\tilde{S}_p]) \quad (33)$$

就可以得到 E 面膜片不连续性的 T 型等效电路的等效参量(如图 5 示)。

三、数值和实验结果

应用上述分析原理, 数值计算了一些基本的 E 面膜片不连续性及其变形情形。作为示例, 图 6—10 示出了有限厚度纯金属纵向膜片以及单侧和双侧、变形单个和两个单侧 E 面膜片不连续性的等效电路参量曲线。计算中, 选择 $W_n = M_n$, M_n 在 x 方向为分段正弦函数; 本征模式数 $P = 40$ 。从图中不难看出: 本文结果与文献[2]给出的数据符合较好。

根据纯金属纵向膜片和双侧 E 面膜片不连续性的数值结果, 综合设计和试制了两个 W 波段三腔 E 面带通滤波器实验样品。用 W 波段返波管扫频信号源测试其插入损耗特性。实测结果如图 11(a) 和 (b) 所示。对于纯金属结构, 带内插入损耗不大于 3.0dB, 最小插入损耗为 1.2dB; 对于双侧结构, 带内插入损耗不大于 2.5dB, 最小插入损耗为 0.7dB。从

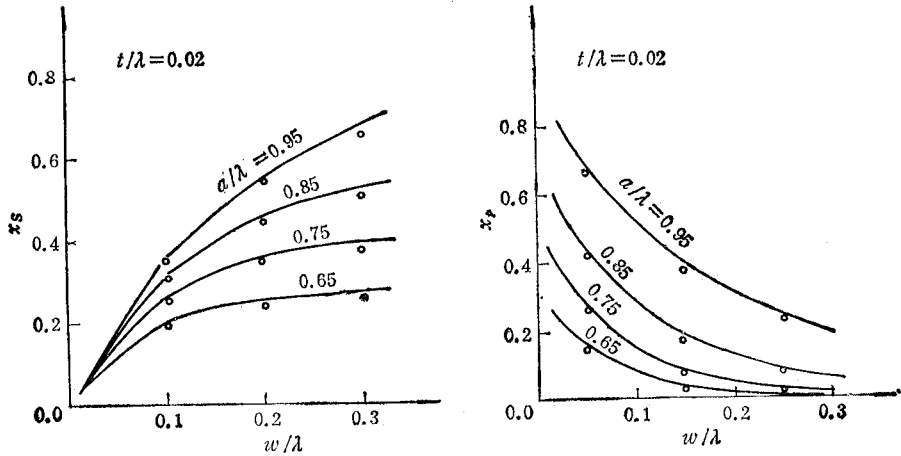


图 6 纯金属纵向膜片不连续性的等效电路参量
(—本文, ○○○文献[2])

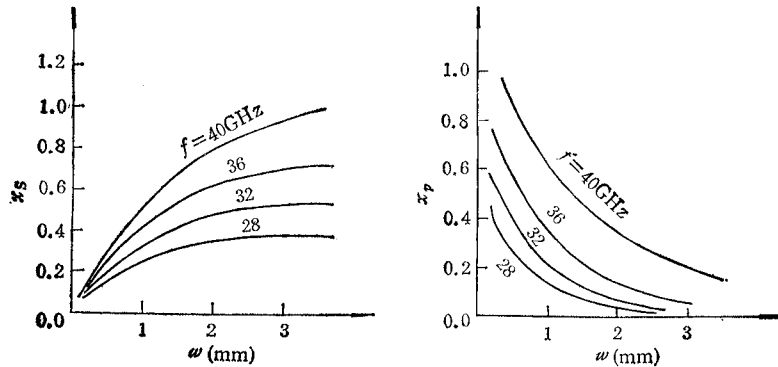


图 7 单侧 E 面膜片不连续性的等效电路参量
 $a = 7.12\text{mm}$, $a_1 = 3.30\text{mm}$, $t = 17\mu\text{m}$, $d = 0.254\text{mm}$, $\epsilon_r = 2.22$

图中可以看出,实验测量值与理论计算值基本相符,滤波器通带中心频率的实测值低于计算值约 500MHz,主要由波导宽壁上的凹槽所致。

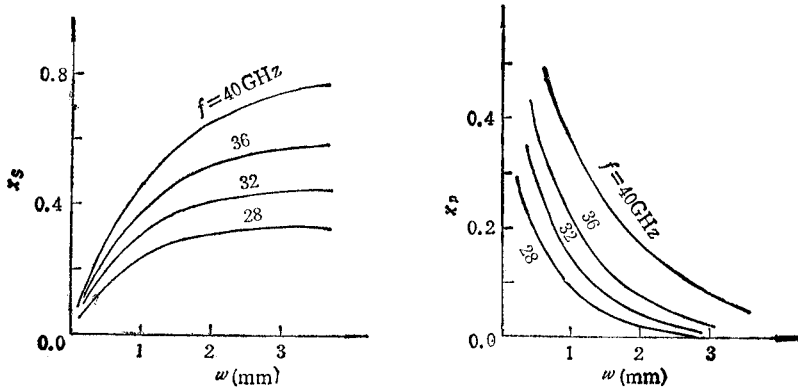


图 8 双侧 E 面膜片不连续性的等效电路参量
 $a = 7.12\text{mm}$, $t = 17\mu\text{m}$, $d = 0.254\text{mm}$, $\epsilon_r = 2.22$

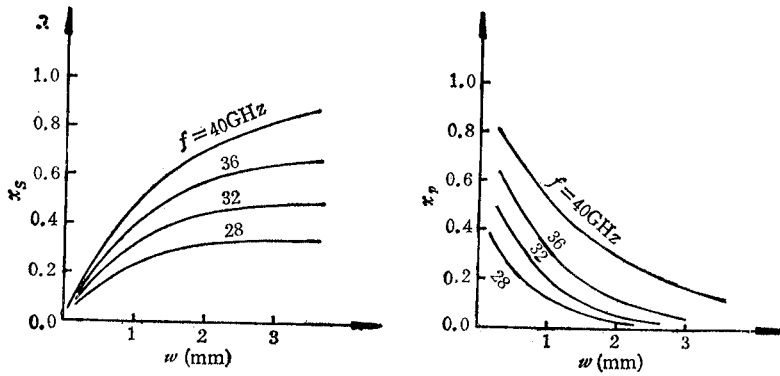


图 9 变形单侧 E 面膜片不连续性的等效电路参量
 $a = 7.12\text{mm}$, $a_1 = 3.43\text{mm}$, $t = 17\mu\text{m}$, $d = 0.254\text{mm}$, $\epsilon_r = 2.22$

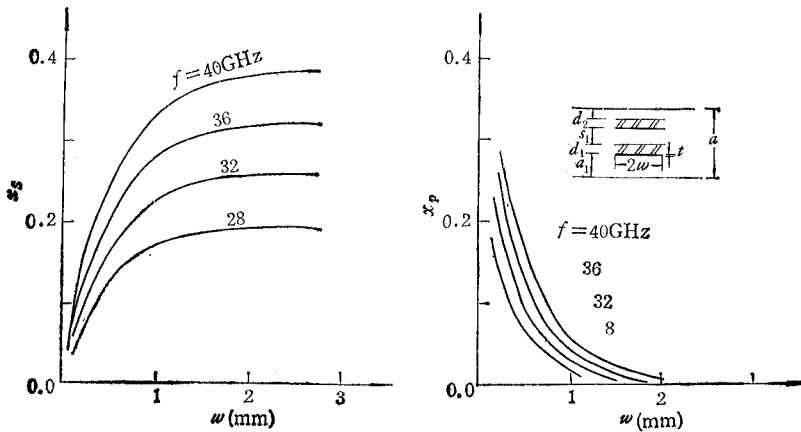


图 10 两个变形单侧 E 面膜片不连续性的等效电路参量
 $a = 7.12\text{mm}$, $a_1 = 2.67\text{mm}$, $s = 1.78\text{mm}$, $t = 17\mu\text{m}$, $d_1 = d_2 = 0.254\text{mm}$, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.22$

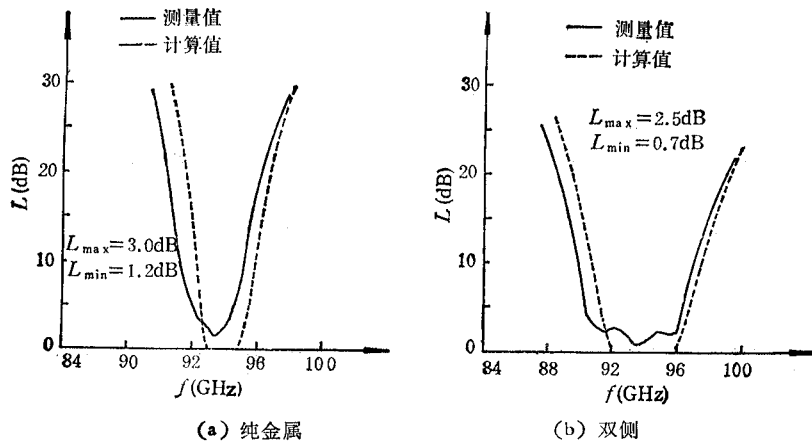


图 11 E 面带通滤波器的插入损耗特性

四、结 论

本文提出了统一分析各种 E 面膜片不连续性的一个有效方法, 给出了一组工程上实用的不连续性等效电路参量曲线, 研制了 W 波段 E 面带通滤波器实验样品。同样的方法还可用来分析和设计新型的毫米波 E 面槽定向耦合器。

参 考 文 献

- [1] Y. Konishi, et al., *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-22**(1974), 869—873.
- [2] 李嗣范、陈亿元, 中国科学 A 辑, 1982 年, 第 9 期, 第 857—866 页.
- [3] F. Arandt, et al., *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-30**(1982), 155—163.
- [4] Y. C. Shih, et al., *IEEE Trans on MTT*, **MTT-31**(1983), 135—142.
- [5] Rong Aosheng, Li Sifan, *IEEE MTT-S Int Microwave Symp Digest*, U. S. A., 1987, 721—724.
- [6] R. F. Harrington, *Time Harmonic Electromagnetic Fields*, New York, McGraw-Hill, 1961.
- [7] K. C. Gupta, et al., *Computer-Aided Design of Microwave Circuits*, Dedhan, MA, Artech House, 1981.
- [8] Li Sifan, Rong Aosheng, *12th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves*, U. S. A., 1987, 251—252.

ARBITRARY E-PLANE STRIP DISCONTINUITIES AND THEIR APPLICATION TO MILLIMETER WAVE FILTERS

Rong Aosheng Li Sifan

(Southeast University, Nanjing)

Abstract Various E-plane strip discontinuities are analyzed by the moment method and generalized network analysis technique. By introducing an idea of wide-sense waveguide, a unified treatment of such problems is realized, and the thickness of the strip is taken into account. A set of curves for the equivalent circuit parameters of E-plane strip discontinuities are given. Two E-plane bandpass filters are designed and tested at W-band. Experimental results agree well with theoretical predictions.

Key words Millimeter wave; Integrated circuit; Filter; Equivalent circuit parameter