

微带线 鳍线设计 数据册

杨铨让 等 国防工业出版社

前 言

我国微波集成技术已趋于成熟。各种新型集成无源元件、有源电路以及天线层出不穷，并应用在各种通信、雷达、遥感、导航、电子对抗以及测试系统中。微波集成电路和系统离不开集成传输线的设计。集成传输线设计是十分重要的基础工作。

作者在教学和科研中收集了国内、外有关资料，用谱域中的 Galerkin 全波方法统一分析各类微波、毫米波集成传输线的特性参量——归一化波导波长和特性阻抗。作者用自己设计的通用程序计算出各种集成传输线色散特性。这些数据与许多文献资料发表的结果吻合，从而验证了计算方法在理论上是正确的。这些数据还在一些单位多次使用，实践又证明完全满足工程设计要求。为了让读者知道这些数据的来源，本书简要介绍了计算方法的理论供读者参考。

作者深知要汇编一册完整的数据资料并不是一件容易的事情。在有限的篇幅中只能发表最通用的设计数据，用方便读者查阅的制表方法汇编出来。本书提供了微带线、悬置微带线、槽线和单侧鳍线四种传输线的设计数据（共面条带的数据与奇模耦合微带相同，共面波导与奇模耦合槽线相同）。根据人们常用结构尺寸和介质基片的典型参数，共列表格44种。每种表格都在常用频率范围内给出归一化波导波长的色散特性和阻抗特性。在表格中，鳍线（从表31至表44）的屏蔽外壳为标准波导，屏蔽外壳是鳍线的组成部分，外壳尺寸不能随意改变。微带线、悬置微带线和槽线的外壳尺寸只是特性数据计算中选用的尺寸，这些外壳尺寸对其特性影响甚微，可以不予顾及。各表格中的物理量均采用统一的英文或希腊字母符号，方便读者查阅。

本数据册由杨铨让主编,黄季甫、王同清两位教师参加工作。在编写中得到东南大学无线电工程系微波技术教研室老师们的支持。作者仅在此表示诚挚的感谢。出版这本数据册对作者来说是一项新的尝试,一定存在不少缺点和错误,殷切希望广大读者批评指正。

作者于东南大学
一九八七年十二月

目 录

一、概述	1-2
二、计算方法	3-9
三、符号说明	10
四、数据表	11-304
表 1 微带线 ($D=0.80\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=9.6$, $F=0.10\sim 12.0\text{GHz}$)	11-13
表 2 微带线 ($D=0.80\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=3.78$, $F=0.10\sim 18.0\text{GHz}$)	14-18
表 3 微带线 ($D=0.80\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.55$, $F=0.10\sim 18.0\text{GHz}$)	18-22
表 4 微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=9.6$, $F=1.0\sim 18.0\text{GHz}$)	23-26
表 5 微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=3.78$, $F=1.0\sim 18.0\text{GHz}$)	27-30
表 6 微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.55$, $F=1.0\sim 18.0\text{GHz}$)	31-34
表 7 微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$, $F=1.0\sim 18.0\text{GHz}$)	35-38
表 8 耦合微带线 ($D=0.80\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=9.6$, $F=1.0\sim 12.0\text{GHz}$)	39-45
表 9 耦合微带线 ($D=0.80\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=3.78$, $F=1.0\sim 18.0\text{GHz}$)	46-55
表10 耦合微带线 ($D=0.80\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.55$, $F=1.0\sim 18.0\text{GHz}$)	56-66

表11	耦合微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=9.6$, $F=1.0\sim 18.0\text{GHz}$)	67-76
表12	耦合微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=3.78$, $F=1.0\sim 18.0\text{GHz}$)	77-86
表13	耦合微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=2.55$, $F=1.0\sim 18.0\text{GHz}$)	87-96
表14	耦合微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=2.22$, $F=1.0\sim 18.0\text{GHz}$)	97-106
表15	悬置微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=9.6$, $H_2=1.0\text{mm}$, $F=1.0\sim 18.0\text{GHz}$)	107-110
表16	悬置微带表 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=3.78$, $H_2=1.0\text{mm}$, $F=1.0\sim 26.0\text{GHz}$)	111-115
表17	悬置微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=2.55$, $H_2=1.0\text{mm}$, $F=1.0\sim 26.0\text{GHz}$)	116-120
表18	悬置微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=2.22$, $H_2=1.0\text{mm}$, $F=1.0\sim 26.0\text{GHz}$)	121-125
表19	悬置微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=9.60$, $H_2=0.50\text{mm}$, $F=1.0\sim 18.0\text{GHz}$)	126-129
表20	悬置微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=3.78$, $H_2=0.50\text{mm}$, $F=1.0\sim 26.0\text{GHz}$)	129-134
表21	悬置微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=2.55$, $H_2=0.50\text{mm}$, $F=1.0\sim 26.0\text{GHz}$)	135-139
表22	悬置微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=2.22$, $H_2=0.50\text{mm}$, $F=1.0\sim 26.0\text{GHz}$)	140-144
表23	耦合悬置微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=9.6$, $H_2=1.0\text{mm}$, $F=1.0\sim 18.0\text{GHz}$)	145-154
表24	耦合悬置微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=3.78$, $H_2=1.0\text{mm}$, $F=1.0\sim 26.0\text{GHz}$)	155-164
表25	耦合悬置微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\varepsilon_{r2}=2.55$, $H_2=1.0\text{mm}$, $F=1.0\sim 26.0\text{GHz}$)	165-174

- 表26 耦合悬置微带线 ($D=0.50\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$,
 $H_2=1.0\text{mm}$, $F=1.0\sim 26.0\text{GHz}$)175-184
- 表27 槽线 ($D=1.50\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=16.0$,
 $H_2=20.0\text{mm}$, $F=3.0\sim 18.0\text{GHz}$)185-186
- 表28 槽线 ($D=1.50\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=9.6$,
 $H_2=20.0\text{mm}$, $F=3.0\sim 18.0\text{GHz}$)187-188
- 表29 耦合槽线 ($D=1.50\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=16.0$,
 $H_2=20.0\text{mm}$, $F=3.0\sim 18.0\text{GHz}$)189-197
- 表30 耦合槽线 ($D=1.50\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=9.6$,
 $H_2=20.0\text{mm}$, $F=3.0\sim 18.0\text{GHz}$)198-206
- 表31 单侧鳍线 ($A=22.86\text{mm}$, $B=10.16\text{mm}$,
 $D=0.25\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$, $F=8.0\sim 12.8\text{GHz}$)...207-209
- 表32 单侧鳍线 ($A=15.80\text{mm}$, $B=7.90\text{mm}$,
 $D=0.25\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$, $F=12.0\sim 18.6\text{GHz}$)...210-212
- 表33 单侧鳍线 ($A=10.64\text{mm}$, $B=4.32\text{mm}$,
 $D=0.25\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$, $F=17.0\sim 26.7\text{GHz}$)...213-215
- 表34 单侧鳍线 ($A=7.112\text{mm}$, $B=3.556\text{mm}$,
 $D=0.25\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$, $F=26.0\sim 40.0\text{GHz}$)...215-218
- 表35 单侧鳍线 ($A=7.112\text{mm}$, $B=3.556\text{mm}$,
 $D=0.127\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$, $F=26.0\sim 40.0\text{GHz}$)...218-220
- 表36 单侧鳍线 ($A=4.776\text{mm}$, $B=2.388\text{mm}$,
 $D=0.127\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$,
 $F=39.0\sim 60.0\text{GHz}$).....221-223
- 表37 单侧鳍线 ($A=3.098\text{mm}$, $B=1.549\text{mm}$,
 $D=0.127\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$,
 $F=60.0\sim 92.0\text{GHz}$)223-225
- 表38 耦合单侧鳍线 ($A=22.86\text{mm}$, $B=10.16\text{mm}$,
 $D=0.25\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$, $F=8.0\sim 12.8\text{GHz}$)...225-237
- 表39 耦合单侧鳍线 ($A=15.80\text{mm}$, $B=7.90\text{mm}$,
 $D=0.25\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$, $F=12.0\sim 18.0\text{GHz}$)...237-248

- 表40 耦合单侧鳍线 ($A=10.64\text{mm}$, $B=4.32\text{mm}$,
 $D=0.25\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$, $F=17.0\sim 26.7\text{GHz}$)...249-260
- 表41 耦合单侧鳍线 ($A=7.112\text{mm}$, $B=3.556\text{mm}$,
 $D=0.25\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$, $F=26.0\sim 40.0\text{GHz}$)...261-272
- 表42 耦合单侧鳍线 ($A=7.112\text{mm}$, $B=3.556\text{mm}$,
 $D=0.127\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$,
 $F=26.0\sim 40.0\text{GHz}$).....273-284
- 表43 耦合单侧鳍线 ($A=4.776\text{mm}$, $B=2.388\text{mm}$,
 $D=0.127\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$,
 $F=39.0\sim 60.0\text{GHz}$).....285-294
- 表44 耦合单侧鳍线 ($A=3.098\text{mm}$, $B=1.549\text{mm}$,
 $D=0.127\text{mm}$, $\epsilon_{r2}=2.22$,
 $F=60.0\sim 92.0\text{GHz}$).....295-304

一、概 述

从 50 年代出现微波印刷电路到 60 年代中期大约 10 年左右的时间，由于半导体器件和薄膜工艺的发展，兴起了微波混合集成电路（以下简称微波集成电路）。当时在微波集成电路中应用的传输线主要是微带线。随着微波使用频率的不断提高以至扩展到毫米波频率，各种新型集成传输线相继出现，例如悬置微带线、共面线、槽线和鳍线等。

微带线具有体积小、重量轻、可靠性高等优点，普遍受到微波工作者的欢迎，并广泛应用在从厘米波到毫米波低端频率的集成电路中。随着微波使用频率的提高，微带线的损耗将显著增加并激励起沿介质基片传输的表面模。微带线的尺寸也随着频率的提高而减小。受加工容许公差限制，微带线不适合使用在毫米波高端。

悬置微带是微带线的一种改进形式。为了克服微带在毫米波表现出的上述缺点，常采用低介电系数的薄介质基片。减薄介质基片的厚度会引起导体损耗的增加，有些低介电系数基片如石英又很容易破碎。悬置微带是为克服这些不利因素而设计的一种结构。

槽线从结构上看，与微带是互补电路。槽线的损耗与微带线差不多，品质因素也不高。但这种结构的集成电路并联连接元件及器件十分方便，也适宜制做非互易元件。还有一种槽形结构的集成电路称共面线。共面线又分共面波导和共面条带两种，共面波导实际上就是奇模耦合槽线而共面条带是奇模耦合微带线。

鳍线是用标准矩形波导做屏蔽壳的槽线，或是放置介质片的脊波导。鳍线具有单模频带宽，损耗比微带小及组装元、器件方便等优点。这种传输线中的电磁能是在介质片内、外传输的，因

此屏蔽金属波导管是必不可少的。鳍线的平面电路部分设计加工都很方便，鳍线分为单侧鳍线、对称鳍线和对蹠鳍线。其中以单侧鳍线应用较多，对称鳍线比单侧鳍线制造困难些。

微波集成传输线结构属非均匀介质系统。在非均匀介质传输系统中不存在TEM模，也不存在纯TE模或纯TM模，而是TE和TM混合模。早期的微波集成电路理论是以Wheeler, H. A. 为代表提出的复变函数分析方法。这种方法假设微带线传输准TEM模，忽略了微带中传输波的色散效应和高次模。这种近似在微波频率的低端还能满足工程设计要求，但在微波的高端或毫米波频率已不再允许。70年代以来 Mittra, R 和 Itoh, T 等人开始对微波集成电路进行全波理论研究，从而加深了对微波集成电路特性的了解。

对微波集成电路的色散特性分析就要进行混合模的全波理论分析。混合模的全波理论分析是从Maxwell方程出发，对传输波的模式不附加简化条件的分析方法，这是一种比较完善的理论。可以用来全波分析微波集成电路的数理方法很多，如变分法、有限元法、边界元法、奇异积分方程法，或是模式匹配法、横向谐振法等等。根据近年来国内、外有关学术论文表明 Fourier 变换域（以下简称谱域）中的 Galerken 方法分析微波集成电路的优点很多。首先，在空域中导行电磁波波动方程的求解是解积分方程组，而在谱域中则是解代数方程。谱域中的 Galerken 方法具有分析理论简明、精度又高的一种近似方法。其次，可以用 Moment 方法自动选择适合每一模式场分布的试探电流（或电场）以便提高收敛速度和精度，用低阶特方程就能求得截断误差小的特征值。总之，谱域中的 Galerken 方法特别适合分析集成传输线。对于各类微波、毫米波集成传输线可以按统一的理论方法，用通用的计算程序进行计算。

本数据册采用了谱域中的 Galerken 全波方法分析各类微波、毫米波集成传输线的特性参量——归一化波导波长和特性阻抗。用作者设计的通用程序计算出各种集成传输线的色散特性。

二、计算方法

用谱域中的 Galerken 方法分析微波、毫米波集成传输线的特性参量是建立在 Fourier 变换理论及其基本特性的基础之上。这里仅介绍用该方法分析集成传输线——“带”型结构（微带线等）和“槽”型结构（鳍线等）的过程。以便让读者了解本资料的理论基础和计算过程。

（一）“带”型结构

屏蔽微带线的结构如图 1 所示。微带线的导带宽度 W 、介质基片厚度 D 、基片材料的介电系数和磁导率分别为 ϵ_2 ($\epsilon_2 = \epsilon_r \epsilon_0$) 和 μ_2 ($\mu_2 = \mu_0$)。空气的介电系数和磁导率分别为 ϵ_1 ($\epsilon_1 = \epsilon_0$) 和 μ_1 ($\mu_1 = \mu_0$)。屏蔽外壳宽度为 A ，高为 B 。导带为无限薄，导带与屏蔽壳设为理想导体，介质材料也是无损耗的。

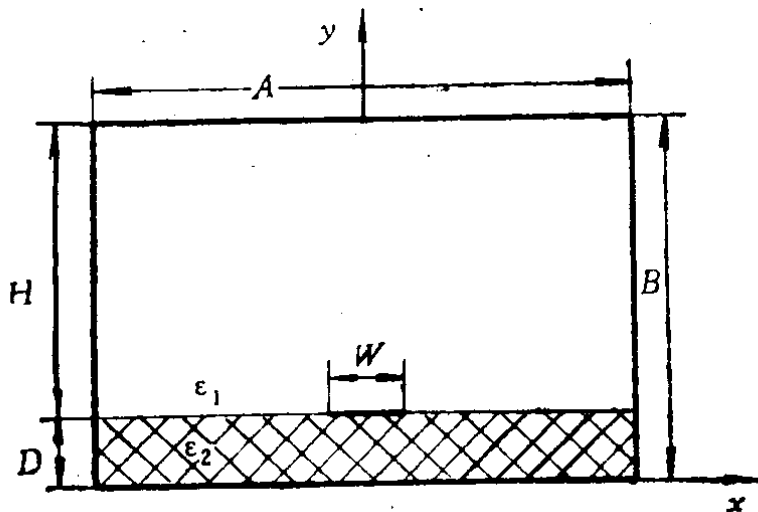


图 1 带型结构的横截面图

屏蔽微带线中传输的是混合模。每一区域的场分量由电、磁标量位 ψ_i^e 和 ψ_i^m 表示。电标量位和磁标量位都满足波动方程。屏蔽微带标量位函数的变换式是有限 Fourier 变换

$$\tilde{\psi}_i^e(\alpha_n, y) = \int_{-A/2}^{+A/2} \psi_i^e(x, y) e^{j\alpha_n x} dx$$

$$\tilde{\psi}_i^h(\alpha_n, y) = \int_{-A/2}^{+A/2} \psi_i^h(x, y) e^{j\alpha_n x} dx \quad (1)$$

标量位波动方程的变换式

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \tilde{\psi}_i^e}{dy^2} - (\alpha_n^2 + k_z^2 - k_i^2) \tilde{\psi}_i^e &= 0 \\ \frac{d^2 \tilde{\psi}_i^h}{dy^2} - (\alpha_n^2 + k_z^2 - k_i^2) \tilde{\psi}_i^h &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

令 $\gamma_i^2 = \alpha_n^2 + k_z^2 - k_i^2$ ($i = 1$ 是空气区域, $i = 2$ 是介质基片)。式中 $k_i = \sqrt{\epsilon_{r,i}} k_0$, k_0 为自由空间波数。 $\alpha_n = n\pi/(A/2)$ 对应于 E_z 是奇函数, H_z 是偶函数。 $\alpha_n = (n - 1/2)\pi/(A/2)$ 对应于 E_z 是偶函数, H_z 是奇函数。为满足屏蔽壳上的边界条件, 标量位函数选取如下形式

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}_2^e(\alpha_n, y) &= M^e \operatorname{sh} \gamma_2 y \\ \tilde{\psi}_1^e(\alpha_n, y) &= N^e \operatorname{sh} \gamma_1 (B - y) \\ \tilde{\psi}_2^h(\alpha_n, y) &= M^h \operatorname{ch} \gamma_2 y \\ \tilde{\psi}_1^h(\alpha_n, y) &= N^h \operatorname{ch} \gamma_1 (B - y) \end{aligned} \quad (3)$$

并得到在谱域中两区域的场分量。

在介质片中 (μ_2, ϵ_2)

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{x2} &= (-\alpha_n k_z M^e \operatorname{sh} \gamma_2 y - j\omega \mu_2 \gamma_2 M^h \operatorname{sh} \gamma_2 y) e^{-jk_z z} \\ \tilde{E}_{y2} &= (-j\gamma_2 k_z M^e \operatorname{ch} \gamma_2 y - \omega \mu_2 \alpha_n M^h \operatorname{ch} \gamma_2 y) e^{-jk_z z} \\ \tilde{E}_{z2} &= (k_2^2 - k_z^2) M^e \operatorname{sh} \gamma_2 y e^{-jk_z z} \\ \tilde{H}_{x2} &= (j\omega \epsilon_2 \gamma_2 M^e \operatorname{ch} \gamma_2 y - \alpha_n k_z M^h \operatorname{ch} \gamma_2 y) e^{-jk_z z} \\ \tilde{H}_{y2} &= (-\omega \epsilon_2 \alpha_n M^e \operatorname{sh} \gamma_2 y - jk_z \gamma_2 M^h \operatorname{sh} \gamma_2 y) e^{-jk_z z} \\ \tilde{H}_{z2} &= (k_2^2 - k_z^2) M^h \operatorname{ch} \gamma_2 y e^{-jk_z z} \end{aligned} \quad (4)$$

在空气中 (μ_1, ϵ_1)

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{x1} &= (-\alpha_n k_z N^e \operatorname{sh} \gamma_1 (B - y) \\ &\quad + j\omega \mu_1 \gamma_1 N^h \operatorname{sh} \gamma_1 (B - y)) e^{-jk_z z} \\ \tilde{E}_{y1} &= (jk_z \gamma_1 N^e \operatorname{ch} \gamma_1 (B - y) \\ &\quad + \omega \mu_1 \alpha_n N^h \operatorname{ch} \gamma_1 (B - y)) e^{-jk_z z} \\ \tilde{E}_{z1} &= (k_1^2 - k_z^2) N^e \operatorname{sh} \gamma_1 (B - y) e^{-jk_z z} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\tilde{H}_{x1} &= (-j\omega\varepsilon_1\gamma_1 N^e \operatorname{ch}\gamma_1(B-y) \\
&\quad - \alpha_n k_z N^h \operatorname{ch}\gamma_1(B-y)) e^{-jk_z z} \\
\tilde{H}_{y1} &= (-\omega\varepsilon_1 \alpha_n N^e \operatorname{sh}\gamma_1(B-y) \\
&\quad + j\gamma_1 k_z N^h \operatorname{sh}\gamma_1(B-y)) e^{-jk_z z} \\
\tilde{H}_{z1} &= (k_1^2 - k_z^2) N^h \operatorname{ch}\gamma_1(B-y) e^{-jk_z z}
\end{aligned} \tag{5}$$

利用在 $y = D$ 处分界面上谱域场分量连续条件

$$\begin{aligned}
\tilde{E}_{z2} = \tilde{E}_{z1} = \tilde{E}_z, \quad \tilde{E}_{x2} = \tilde{E}_{x1} = \tilde{E}_x \\
\tilde{H}_{z2} - \tilde{H}_{z1} = -\tilde{J}_x, \quad \tilde{H}_{x2} - \tilde{H}_{x1} = \tilde{J}_z
\end{aligned} \tag{6}$$

把各场分量变换式代入上式, 得到一组矩阵方程

$$\begin{aligned}
G_{11}(\alpha_n, k_z) \tilde{J}_x(\alpha_n) + G_{12}(\alpha_n, k_z) \tilde{J}_z(\alpha_n) &= \tilde{E}_x(\alpha_n) \\
G_{21}(\alpha_n, k_z) \tilde{J}_x(\alpha_n) + G_{22}(\alpha_n, k_z) \tilde{J}_z(\alpha_n) &= \tilde{E}_z(\alpha_n)
\end{aligned} \tag{7}$$

式中

$$G_{11} = G_{22} = \alpha_n k_z \left[\gamma_1 \operatorname{th}\gamma_1(B-D) - \frac{\mu_2}{\mu_1} \gamma_2 \operatorname{th}\gamma_2 D \right] / \det$$

$$\begin{aligned}
G_{12} = \left[\left(\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1} k_0^2 - k_z^2 \right) \gamma_1 \operatorname{th}\gamma_1(B-D) \right. \\
\left. + \frac{\mu_2}{\mu_1} (k_0^2 - k_z^2) \gamma_2 \operatorname{th}\gamma_2 D \right] / \det
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
G_{21} = \left[\left(\frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\varepsilon_1 \mu_1} k_0^2 - \alpha_n^2 \right) \gamma_1 \operatorname{th}\gamma_1(B-D) \right. \\
\left. + \frac{\mu_2}{\mu_1} (k_0^2 - \alpha_n^2) \gamma_2 \operatorname{th}\gamma_2 D \right] / \det
\end{aligned}$$

$$\det = \left[\gamma_2 \operatorname{th}\gamma_2 D + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \gamma_1 \operatorname{th}\gamma_1(B-D) \right] \cdot$$

$$\left[\gamma_2 \operatorname{cth}\gamma_2 D + \frac{\mu_2}{\mu_1} \gamma_1 \operatorname{cth}\gamma_2(B-D) \right]$$

$\tilde{J}_x(\alpha_n)$ 和 $\tilde{J}_z(\alpha_n)$ 是导带电流的变换式

$$\begin{aligned}
\tilde{J}_x(\alpha_n) &= \int_{-W/2}^{+W/2} J_x(x) e^{j\alpha_n x} dx, \\
\tilde{J}_z(\alpha_n) &= \int_{-W/2}^{+W/2} J_z(x) e^{j\alpha_n x} dx
\end{aligned} \tag{8}$$

$\tilde{E}_x(\alpha_n)$ 和 $\tilde{E}_z(\alpha_n)$ 是分界面上 ($y = D$) 电场变换式

$$\begin{aligned}\tilde{E}_z(\alpha_n) &= \int_{-A/2}^{+A/2} E_z(x, D) e^{j\alpha_n x} dx, \\ \tilde{E}_x(\alpha_n) &= \int_{-A/2}^{+A/2} E_x(x, D) e^{j\alpha_n x} dx\end{aligned}\quad (9)$$

在分界面上 $W/2 < |x| < A/2$ 处 $E_z(x, D)$ 和 $E_x(x, D)$ 是未知函数，所以 $\tilde{E}_z(\alpha_n)$ 和 $\tilde{E}_x(\alpha_n)$ 亦是未知，但在中心导带上 ($|x| < W/2$) 电场为零。在导带上 $\tilde{J}_z(\alpha_n)$ 和 $\tilde{J}_x(\alpha_n)$ 是未知的，而在 $W/2 < |x| < A/2$ 处电流为零。

接着应用 Galerken 方法。先以已知函数 $\tilde{J}_{xm}(\alpha_n)$ 和 $\tilde{J}_{zm}(\alpha_n)$ 表示未知的 $\tilde{J}_x(\alpha_n)$ 和 $\tilde{J}_z(\alpha_n)$

$$\tilde{J}_x(\alpha_n) = \sum_{m=1}^M c_m \tilde{J}_{xm}(\alpha_n), \quad \tilde{J}_z(\alpha_n) = \sum_{m=1}^N d_m \tilde{J}_{zm}(\alpha_n) \quad (10)$$

式中 c_m 和 d_m 是未知系数，可以从下式的非寻常解得到。函数 $\tilde{J}_{xm}(\alpha_n)$ 和 $\tilde{J}_{zm}(\alpha_n)$ 的选择必须使其反变换在导带上 ($|x| < W/2$) 不为零。把式(10)代入式(7)，用不同的函数 $\tilde{J}_{zi}(\alpha_n)$ 和 $\tilde{J}_{xi}(\alpha_n)$ 做内积得到特征矩阵方程

$$\begin{aligned}\sum_{m=1}^M K_{im}^{(1,1)} c_m + \sum_{m=1}^N K_{im}^{(1,2)} d_m &= 0, \quad i = 1, 2, \dots, N \\ \sum_{m=1}^M K_{im}^{(2,1)} c_m + \sum_{m=1}^N K_{im}^{(2,2)} d_m &= 0, \quad i = 1, 2, \dots, M\end{aligned}\quad (11)$$

式中

$$\begin{aligned}K_{im}^{(1,1)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{J}_{zi}(\alpha_n) G_{11}(\alpha_n, k_z) \tilde{J}_{xm}(\alpha_n) \\ K_{im}^{(1,2)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{J}_{zi}(\alpha_n) G_{12}(\alpha_n, k_z) \tilde{J}_{zm}(\alpha_n) \\ K_{im}^{(2,1)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{J}_{xi}(\alpha_n) G_{21}(\alpha_n, k_z) \tilde{J}_{xm}(\alpha_n) \\ K_{im}^{(2,2)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{J}_{xi}(\alpha_n) G_{22}(\alpha_n, k_z) \tilde{J}_{zm}(\alpha_n)\end{aligned}$$

因为电流在导带上不为零，而电场切向分量为零。在导带以外的介质分界面上电流为零，但电场不为零。根据 Parseval 定理式 (11) 右边等于零。解 $(M+N)$ 阶特征矩阵方程系数行列式等于零得到传播常数 k_z 值。以不同频率计算 k_z 值使得屏蔽微带的色散特性。

具有混合模的屏蔽微带特性阻抗没有唯一的定义，一般用导带电流与平均功率来定义

$$Z_{om} = \frac{2P_{avg}}{I^2} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \text{其中 } P &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \frac{1}{B} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^B [\tilde{E}_x(\alpha_n, y) \tilde{H}_y^*(\alpha_n, y) \\ &\quad - \tilde{E}_y(\alpha_n, y) \tilde{H}_x^*(\alpha_n, y)] dy \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \frac{1}{B} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\int_0^D [\tilde{E}_{x2}(\alpha_n, y) \tilde{H}_{y2}^*(\alpha_n, y) \right. \\ &\quad \left. - \tilde{E}_{y2}(\alpha_n, y) \tilde{H}_{x2}^*(\alpha_n, y)] dy \right. \\ &\quad \left. + \int_D^B [\tilde{E}_{x1}(\alpha_n, y) \tilde{H}_{y1}^*(\alpha_n, y) \right. \\ &\quad \left. - \tilde{E}_{y1}(\alpha_n, y) \tilde{H}_{x1}^*(\alpha_n, y)] dy \right] \end{aligned}$$

$$I = \int_{-W/2}^{+W/2} I_z(x) dx$$

分析耦合微带线的方法与单根微带线完全一样，特征矩阵方程也是式 (11)。耦合微带的两导带可看成位于中心的导带分别向左、右两边偏移一距离成为双导带结构。耦合微带可用偶模和奇模两个独立的模式来表述，偶模是指偶 $J_z(x)$ (或奇 $J_x(x)$)，奇模则为奇 $J_z(x)$ (或偶 $J_x(x)$)。偶、奇模的基函数只需把单根微带线的基函数在谱域中向左、右位移或位移再翻转。

(二) “槽”型结构

槽型线传输的是 TE 和 TM 混合模。槽型线的横截面图如图 2 所示。用谱域中的 Galerkin 方法分析槽型结构的过程与分析带型

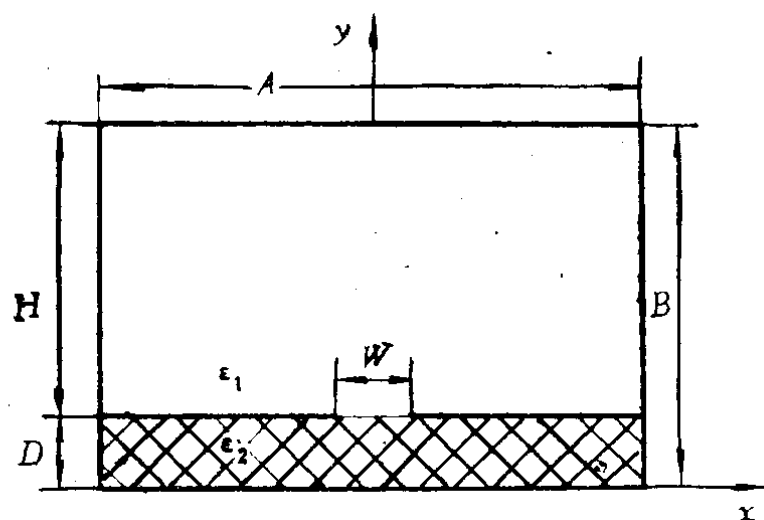


图 2 槽型结构的横截面图

结构相似，但基函数应选择槽间的电场而不是导体上的电流。因此把特征方程写成

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(\alpha_n) \\ \tilde{J}_z(\alpha_n) \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} G_{11}(\alpha_n, k_z) & G_{12}(\alpha_n, k_z) \\ G_{21}(\alpha_n, k_z) & G_{22}(\alpha_n, k_z) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(\alpha_n) \\ \tilde{E}_z(\alpha_n) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} S_{11}(\alpha_n, k_z) & S_{12}(\alpha_n, k_z) \\ S_{21}(\alpha_n, k_z) & S_{22}(\alpha_n, k_z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(\alpha_n) \\ \tilde{E}_z(\alpha_n) \end{bmatrix} \quad (13) \end{aligned}$$

矩阵 $[S]$ 是矩阵 $[G]$ 的逆矩阵。式中 $\tilde{E}_x$ 和 $\tilde{E}_z$ 是槽间未知电场，用基函数 $\tilde{E}_{xm}$ 和 $\tilde{E}_{zm}$ 表示

$$\tilde{E}_x(\alpha_n) = \sum_{m=1}^M c_m E_{xm}(\alpha_n), \quad \tilde{E}_z(\alpha_n) = \sum_{m=1}^N d_m \tilde{E}_{zm}(\alpha_n) \quad (14)$$

把式(14)代入式(13)，并用对应于不同的 $\tilde{E}_{xi}$ 和 $\tilde{E}_{zi}$ 取内积得到

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^M K_{im}^{(1,1)} c_m + \sum_{m=1}^N E_{im}^{(1,2)} d_m &= 0, \quad i=1, 2, \dots, N \\ \sum_{m=1}^M K_{im}^{(2,1)} c_m + \sum_{m=1}^N K_{im}^{(2,2)} d_m &= 0, \quad i=1, 2, \dots, M \quad (15) \end{aligned}$$

式中

$$K_{jm}^{(1,1)} = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{E}_{xi}(\alpha_n) S_{11}(\alpha_n, k_z) \tilde{E}_{xm}(\alpha_n)$$

$$K_{jm}^{(1,2)} = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{E}_{xi}(\alpha_n) S_{12}(\alpha_n, k_z) \tilde{E}_{xm}(\alpha_n)$$

$$K_{jm}^{(2,1)} = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{E}_{xi}(\alpha_n) S_{21}(\alpha_n, k_z) \tilde{E}_{xm}(\alpha_n)$$

$$K_{jm}^{(2,2)} = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{E}_{xi}(\alpha_n) S_{22}(\alpha_n, k_z) \tilde{E}_{xm}(\alpha_n)$$

$\tilde{E}(\alpha_n)$ 的反变换在 $y=0$ 处的槽间不为零, $\tilde{j}(\alpha_n)$ 的反变换在槽间为零。在 $y=0$ 处的导电层上则刚好与上述情况相反。根据 Parseval 定理, 式 (15) 右端等于零。解式 (15) 求传播常数 k_z , 可由系数行列式等于零的根得到。计算每一频率的传播常数求得槽型线的色散特性。

槽型线是 TE 和 TM 混合模, 特性阻抗没有唯一的定义, 一般采用槽间电压 V 与平均传输功率 P_{avg} 来定义

$$Z_{os} = \frac{V^2}{2P_{avg}} \quad (16)$$

耦合槽型线与槽型线的分析方法完全相同, 特征方程也是式 (15)。应该注意的是基函数选择与导带型线有所不同, 奇模时槽的对称面是磁壁, 偶模时是电壁。对称平面的性质恰好与带线相反。

三、符号说明

本书数据表中各物理量均采用统一符号表示, 各物理量的符号、意义及单位如下:

W 导带宽度或槽宽度[mm(毫米)]。

S 导带与导带之间的间隙距离或槽与槽之间的间隙距离[mm(毫米)]。

A 屏蔽外壳宽度[mm(毫米)]。

B 屏蔽外壳高度[mm(毫米)]。

D 介质基片厚度[mm(毫米)]。

H 屏蔽外壳上边到介质基片上边的距离[mm(毫米)]。

H_1 屏蔽外壳上边到介质基片上边的距离或屏蔽外壳左边到介质基片左边的距离[mm(毫米)]。

H_2 介质基片下边到屏蔽外壳下边的距离或介质基片右边到屏蔽外壳右边的距离[mm(毫米)]。

F 频率[GHz(吉赫)]。

WL 归一化波导波长——波导波长与自由空间波长的比值。

Z_0 特性阻抗[Ω (欧姆)]。

Z_{oe} 偶模特性阻抗[Ω (欧姆)]。

Z_{oo} 奇模特性阻抗[Ω (欧姆)]。

$\epsilon_2 = \epsilon_{r2} \epsilon_0$ 介质基片的介电系数[F/m(法拉/米)]。

$\mu_2 = \mu_{r2} \mu_0$ 介质基片的磁导率[H/m(亨利/米)]。

$\epsilon_1 = \epsilon_{r1} \epsilon_0$ ($\epsilon_{r1} = 1$) 空气的介电系数[F/m(法拉/米)]。

$\mu_1 = \mu_{r1} \mu_0$ ($\mu_{r1} = 1$) 空气的磁导率[H/m(亨利/米)]。

数据表中英文符号因用计算机打印均换成正体。