

# 悬置微带线的频率特性\*

周文表

(中国科学院电子学研究所)

(一) 引言 随着微波集成电路的飞跃发展,微带线得到了日益广泛的应用. 为了减小其损耗及使其能用于更高的频率,进一步提出了悬置微带线,如图1所示.

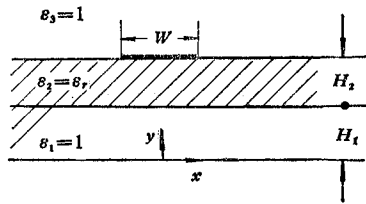


图1 悬置微带线

悬置微带线的特性曾用有限差分法<sup>[1]</sup>, 变分法<sup>[2]</sup>及保角变换法<sup>[3]</sup>分析过. 但均是在 TEM 波近似下作的分析, 并未讨论其频率特性. 因此对于更高波段的应用缺乏必要的数数据, 加之文献上发表的曲线不多, 尚缺乏必要的可供设计应用的曲线数据. 因此本文用谱域阻纳分析法分析了悬置微带线的频率特性. 对几种常用的介质材料给出了特性阻抗及相对导波波长的设计曲线, 以供工程设计之用.

## (二) 分析方法

1. 色散特性 谱域阻纳分析法由于在数值计算方面有效, 并且推导容易而得到了广泛应用<sup>[4-6]</sup>. 这种方法首先对各场量作傅里叶变换:

$$\tilde{\phi}(\alpha, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x, y) e^{i\alpha x} dx, \quad (1)$$

式中带~号的量表示对应量的傅里叶变换.

其次在谱域内, 横向匹配关系可由 y 方向的 TE 及 TM 波的等效传输线表示 (见图2). 每个区域中等效传输线的特性导纳为:

$$Y_{TM_i} = j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_i}{\gamma_i}, \quad i = 1, 2, 3; \quad (2)$$

$$Y_{TE_i} = -j \frac{\gamma_i}{\omega \mu_0}, \quad i = 1, 2, 3; \quad (3)$$

式中

$$\gamma_i = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - \epsilon_i k_0^2}, \quad (4)$$

$\gamma_i$  是第  $i$  区域中  $y$  方向的传播常数,  $\beta$  是  $z$  方向的传播常数. 等效电路中的电流源  $\tilde{J}_u$  及

\* 1984年4月13日收到, 1984年8月14日修改定稿.

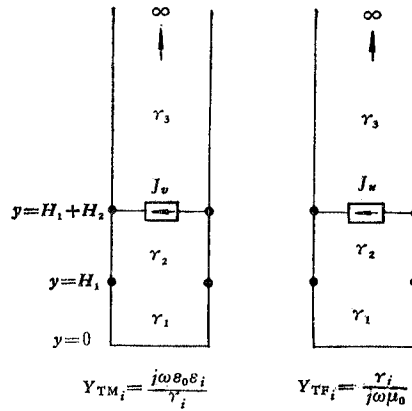


图2 悬置微带线的横向等效电路

$\tilde{J}_v$  分别是由于交界面处 TE 及 TM 波的切向磁场分量不连续性引起的。

最后由传输线关系式,并经适当变换<sup>[4]</sup>可得:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_z(\alpha) \\ \tilde{E}_x(\alpha) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{zz} & Z_{zx} \\ Z_{xz} & Z_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_z(\alpha) \\ \tilde{J}_x \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中

$$Z_{zz} = Z^c \cos^2 \theta + Z^h \sin^2 \theta, \quad (6)$$

$$Z_{zx} = Z_{xz} = (Z^c - Z^h) \cos \theta \sin \theta, \quad (7)$$

$$Z_{xx} = Z^c \sin^2 \theta + Z^h \cos^2 \theta, \quad (8)$$

$$Z^c = \frac{1}{Y_u^c + Y_d^c}, \quad (9)$$

$$Z^h = \frac{1}{Y_u^h + Y_d^h}, \quad (10)$$

$$Y_u^c = j \frac{\omega \epsilon_0}{\gamma_3}, \quad (11)$$

$$Y_d^c = j \omega \epsilon_0 \frac{\epsilon_2 \gamma_2 + \epsilon_2 \gamma_1 \text{th}(\gamma_1 H_1) \text{th}(\gamma_2 H_2)}{\gamma_2 \gamma_2 \text{th}(\gamma_2 H_2) + \gamma_1 \epsilon_2 \text{th}(\gamma_1 H_1)}, \quad (12)$$

$$Y_u^h = -j \frac{\gamma_3}{\omega \mu_0}, \quad (13)$$

$$Y_d^h = -j \frac{\gamma_2}{\omega \mu_0} \frac{\gamma_1 + \gamma_2 \text{th}(\gamma_1 H_1) \text{th}(\gamma_2 H_2)}{\gamma_1 \text{th}(\gamma_2 H_2) + \gamma_2 \text{th}(\gamma_1 H_1)}, \quad (14)$$

$$\theta = \cos^{-1} \left( \frac{\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \right). \quad (15)$$

为了求出传播常数  $\beta$ , 在傅里叶域内应用 Galerkin 法。即首先由已知的基函数组  $\tilde{\psi}_i$  及  $\tilde{\xi}_i$  来表示未知的电流  $\tilde{J}_z$  及  $\tilde{J}_x$ :

$$\tilde{J}_z(\alpha) = \sum_{i=1}^I a_i \tilde{\psi}_i, \quad (16a)$$

$$\tilde{J}_x(\alpha) = \sum_{i=1}^I b_i \tilde{\xi}_i. \quad (16b)$$

把(16)式代入(5)式,并用每个基函数取内积,应用傅里叶变换理论中的 Parseval 定理,可得特征方程为:

$$\begin{bmatrix} K_{11} & K_{12} \\ K_{21} & K_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_i \\ b_i \end{bmatrix} = 0, \quad (17)$$

式中  $i = 1, 2, \dots, I$ , 矩阵  $[K]$  为  $2I$  阶方阵,分块矩阵  $[K_{11}]$  等为  $I$  阶方阵,例如

$$[K_{11}] = \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\phi}_L Z_{zz} \tilde{\phi}_i d\alpha \right], \quad (18)$$

式中  $L = 1, 2, \dots, I, i = 1, 2, \dots, I$ .

若电流源的基函数  $\tilde{\phi}_i$  及  $\tilde{\xi}_i$  选择恰当,能定性满足金属带上电流分布的特性,则只需取少数几个基函数,甚至只取一个基函数就可求出较精确的传播常数  $\beta$  值。

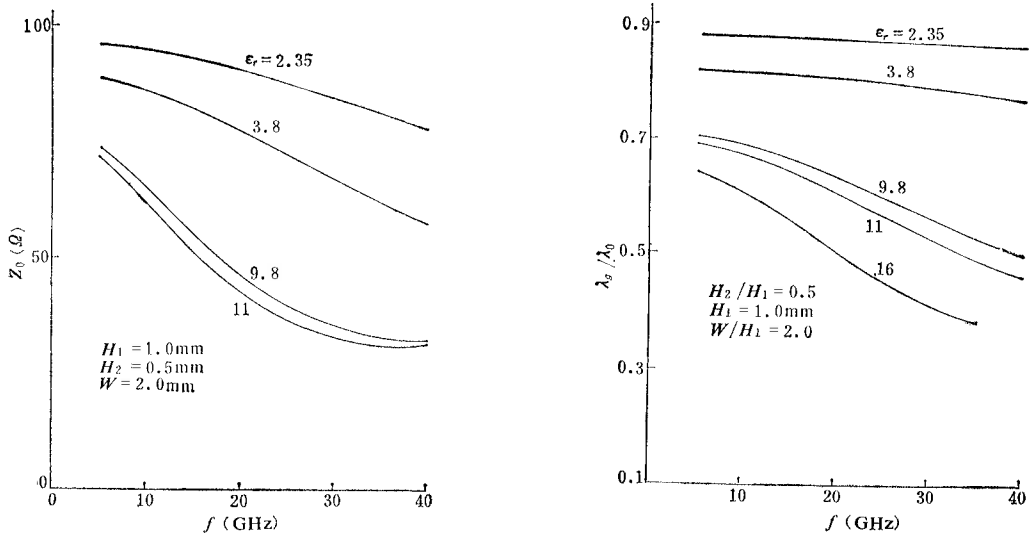
2. 特性阻抗 非 TEM 波传输线的特性阻抗定义不是唯一的。本文采用功率电流定义:

$$Z_0 = \frac{2P_{av}}{I_z^2}, \quad (19)$$

式中  $I_z$  是金属带上  $z$  方向的电流,可由积分电流密度  $J_z$  求出。功率  $P_{av}$  可由坡印廷定理求出。应用傅氏变换理论中的 Parseval 定理,则

$$P_{av} = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re} \int_0^{2H} (\tilde{E}_x \tilde{H}_y^* - \tilde{E}_y \tilde{H}_x^*) dy d\alpha. \quad (20)$$

在傅里叶域内求出各区域中的场分量后,便可由(20)式求出功率,由(19)式计算特性阻抗。



(a) 悬置微带线特性阻抗的频率特性

(b) 悬置微带线的色散特性

图 3

求场分量的过程比较冗长,此处从略。但须指出,傅里叶域内各区场分量是  $\nu$  的显

函数。(20)式的  $\gamma$  积分可解析求出, 因而整个数值计算是很省机时的。

**(三)数值计算及结果** 原则上任何类型的基函数均可应用, 只要它们仅仅在金属带的区域内不为零。然而由于谱域分析法的精度及有效性很大程度上取决于基函数, 因此在选择基函数时, 必须考虑到:

(1) 为了使解很快收敛, 基函数应满足带上电流的边缘特性。即在带边缘, 电流密度  $J_z$  趋于无限大, 而  $J_x$  为零。

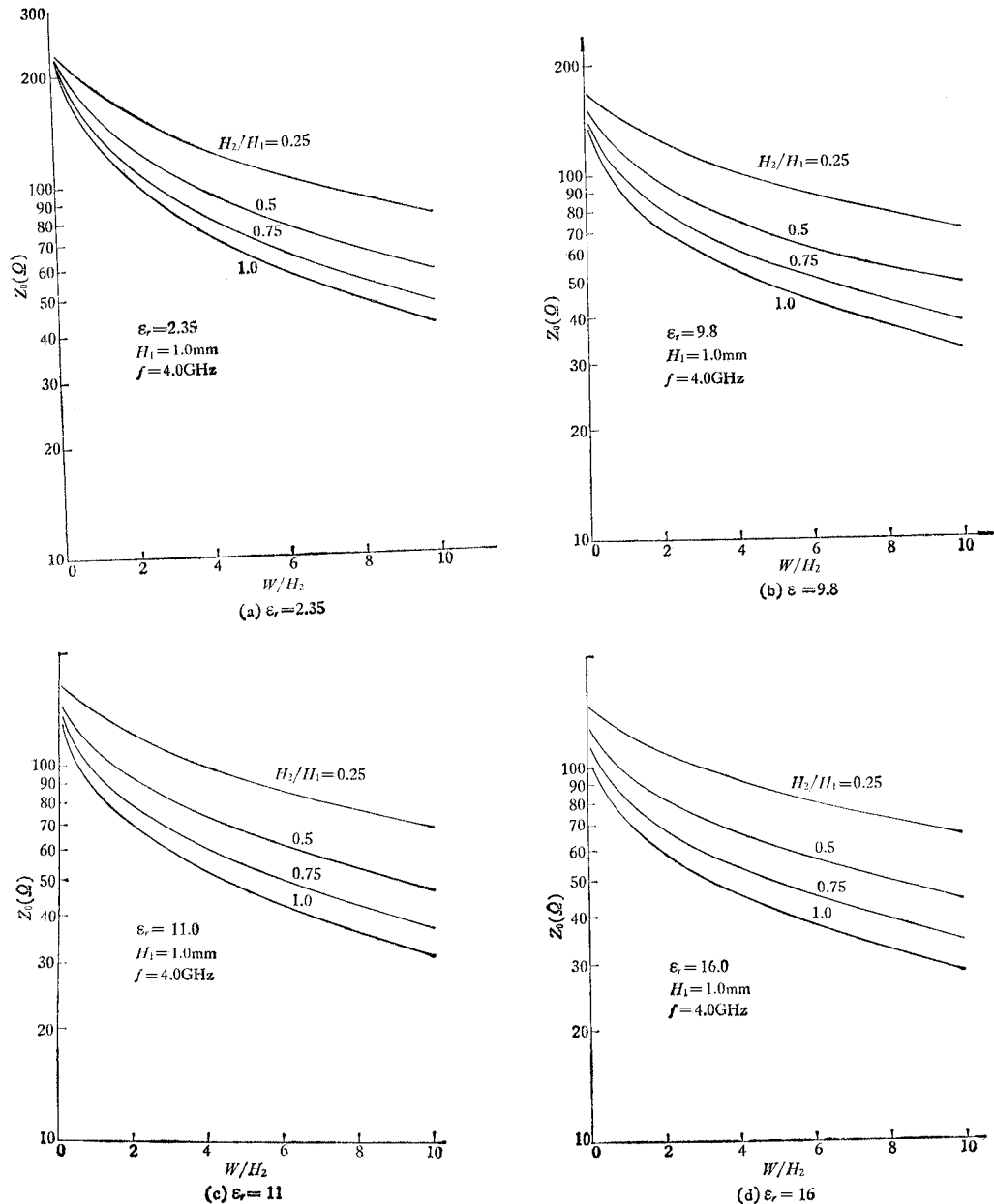


图 4 悬置微带线的特性阻抗与相对带宽的关系

(2) 基函数组  $\phi_i$  及  $\zeta_i$  最好是完备系。由简单地增加基函数的数目, 可逼近严格解到任意的程度。

(3) 希望基函数的傅里叶变换可解析地求出。据此考虑, 选取

$$\phi_i = \begin{cases} \frac{\cos \left[ (i-1)\pi \left( \frac{x}{w} + \frac{1}{2} \right) \right]}{\sqrt{1 - \left( \frac{2x}{w} \right)^2}}, & |x| \leq \frac{w}{2}, \\ 0, & |x| > \frac{w}{2}, \end{cases} \quad i = 1, 2, \dots, \infty; \quad (21)$$

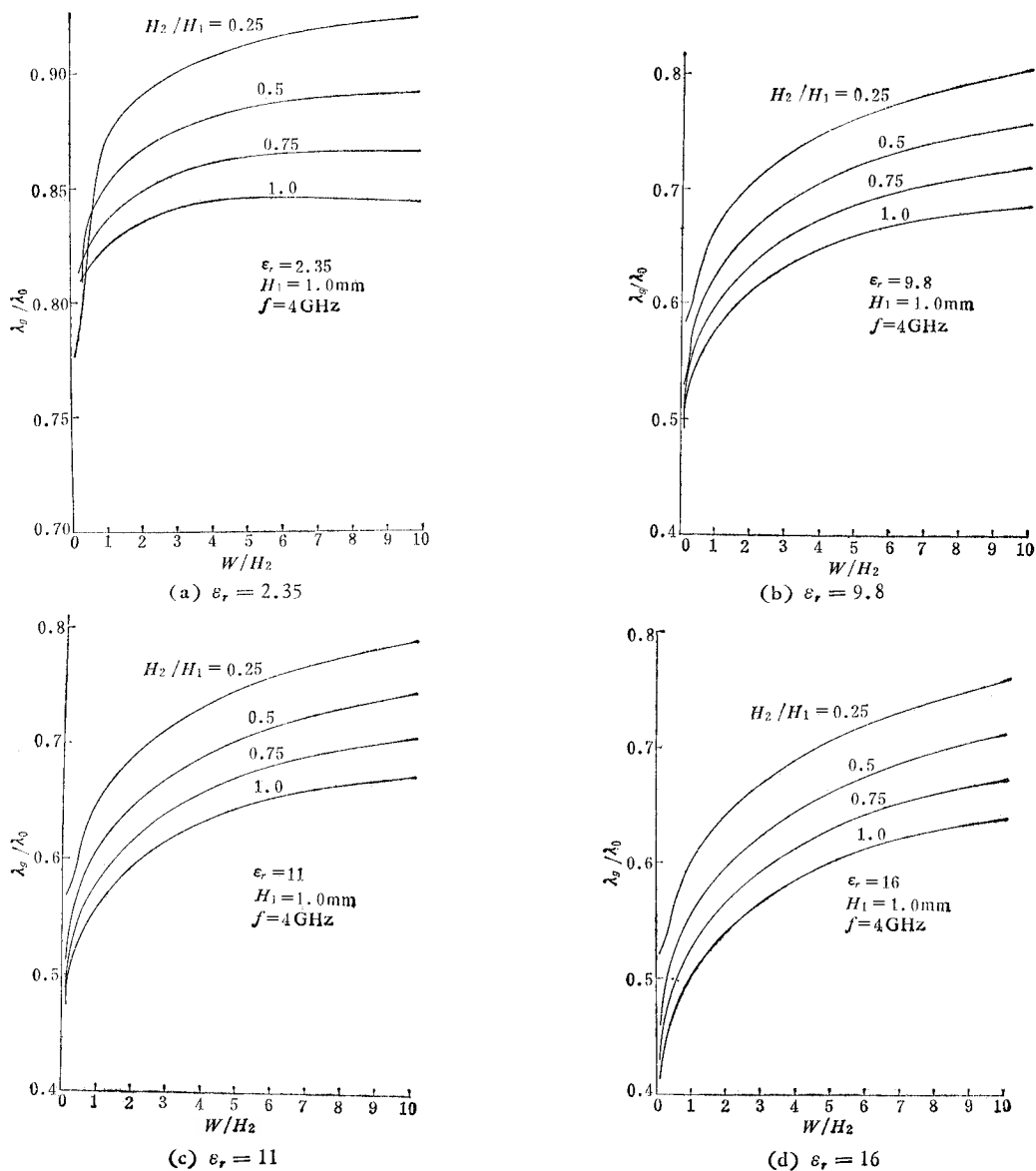


图5 悬置微带线的相对导波波长与相对带宽的关系

$$\zeta_i = \begin{cases} \frac{\sin \left[ i\pi \left( \frac{x}{w} + \frac{1}{2} \right) \right]}{\sqrt{1 - \left( \frac{2x}{w} \right)^2}}, & |x| \leq \frac{w}{2}, \\ 0, & |x| > \frac{w}{2}, \end{cases} \quad i = 1, 2 \dots \infty. \quad (22)$$

图 3 (a)及(b)分别给出了不同介质基片悬置微带线的特性阻抗及相对导波波长的频率特性曲线。由图可知,基片的相对介电常数越大,则色散越强,并且特性阻抗随频率的变化比导波波长的变化更大。

图 4(a)一(d)对不同介质材料,以介质基片厚度为参数,给出了特性阻抗与相对带宽  $w/H_2$  的关系。由图可知,阻抗总是随着  $w/H_2$  的增加而减小,也随着基片厚度的增加而减小。

图 5(a)一(d)对不同介质材料,以介质基片厚度为参数,给出了相对导波波长  $\lambda_g/\lambda_0$  与相对带宽的关系。由图可知,  $\lambda_g$  总是随  $w/H_2$  增加,但当介质基片厚度增加时,  $\lambda_g$  减小。图 4 及图 5 中的数据是在 4GHz 频率下计算的。

本项工作曾得到 T. Itoh 教授 (U. T. at Austin) 的指导及帮助,特此表示衷心的感谢。

### 参 考 文 献

- [1] H. E. Brenner, *Microwaves*, 7, 9, pp. 38—45, Sept. 1968.
- [2] E. Yamashita et al., *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-18** (1970), 238.
- [3] J. I. Smith, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-19** (1971), 424.
- [4] T. Itoh, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-28** (1980), 733.
- [5] Y. C. Shi & T. Itoh, *Electronics Letters*, **18** (1982), 538.
- [6] 周文表,宽边侧边耦合多微带线的频率特性,微波通信技术会议,泉州, 1984.

## FREQUENCY CHARACTERISTICS OF SUSPENDED MICROSTRIP LINE

Zhou Wenbiao

(Institute of Electronics, Academia Sinica)

The suspended microstrip line is used widely in the microwave integrated circuits due to its low loss property and large size. The frequency characteristics of suspended microstrip lines are analyzed by using the spectral domain immittance approach. The characteristic impedance and relative guided wavelength curves are given for different dielectric materials.