

适用于毫米波集成电路的陷波 空心镜像波导*

周文表

(中国科学院电子学研究所)

提 要

本文分析了一种新的适用于毫米波集成电路的介质波导结构——陷波空心镜像波导。用等效介电常数和横向表面阻抗法从理论上分析了该结构的色散特性，并讨论了各尺寸对色散特性的影响。给出了若干数值例子。

一、引 言

微带线用于毫米波段存在损耗大、尺寸小、制造困难、成本高等缺点。因此随着毫米波波段的开发，提出了各种开路介质波导作为毫米波集成电路用的传输线^[1,2]。与微带线相比，介质波导损耗小、尺寸较大、成本低，因此近年来已研制成功了许多采用介质波导的元件和系统^[3-6]。目前研究得最多的是介质镜像线，最近 T. Itoh 提出了空心介质镜像波导^[7,8]，它有一系列的优点。首先，中央的空心核为组合半导体有源元件提供了必要的

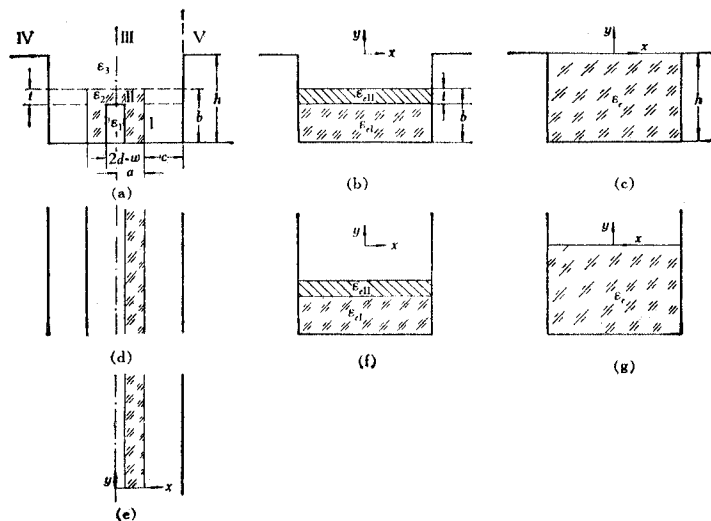


图1 陷波空心镜像波导的截面图和分析模型

* 1983年3月11日收到。

空间;其次不须改变介质杆的外形尺寸和材料,只须改变空心核的宽度或高度就可改变传输常数,更易实现匹配等目的.必要时还可放入其它的介质材料,因此提供了更灵活的设计可能性.

另一方面,为了满足系统结构紧凑的要求,传输线常常须弯曲,以及与不同尺寸的传输线连接等等,开路介质波导固有的缺点是在这些弯头、接头和不连续处会引起辐射.这不仅增加了损耗而且还可能引起其它的不良后果.为了克服这一缺点,T. Itoh 提出了陷波镜象波导^[9,10].由于在镜象线两侧设置了高度略高于介质杆厚度的金属侧壁,有效地减小了辐射损耗.

本文介绍一种新的适用于毫米波集成电路的开路介质波导结构,称为陷波空心镜象波导(图 1(a)),它兼有空心介质镜象波导和陷波镜象波导两者的优点.陷波侧壁的引入不仅减小了辐射损耗,并且提供了更多的调节相速和阻抗的设计可能性.本文用有效介电常数法结合横向阻抗匹配法^[10]分析了陷波空心镜象波导的色散特性.

二、陷波空心镜象波导的色散特性

众所周知,沿介质波导传输的波可分为 E_{pq}^y 和 E_{pq}^x 两类模式.此处下角标 p 和 q 分别表示 x 和 y 方向电场极值的数目.因为它们是混合模式,可用两个数量位函数 ϕ 和 ψ 来表示场分量:

$$E_x = -\frac{1}{\varepsilon_r(y)} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y \partial x} + \omega \mu_0 \beta \psi, \quad (1)$$

$$E_y = \frac{1}{\varepsilon_r(y)} \left(\beta^2 - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \phi, \quad (2)$$

$$E_z = -\frac{j\beta}{\varepsilon_r(y)} \frac{\partial \phi}{\partial y} - j\omega \mu_0 \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (3)$$

$$H_x = -\omega \varepsilon_0 \beta \psi + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y}, \quad (4)$$

$$H_y = \left(\beta^2 - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \psi, \quad (5)$$

$$H_z = j\omega \varepsilon_0 \frac{\partial \psi}{\partial x} - j\beta \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad (6)$$

式中, $\varepsilon_r(y)$ 是所在区域的相对介电常数, β 是轴向传播常数.由于 E_{pq}^x 和 E_{pq}^y 模式可用相似的方法分析,因此这里将只考虑 E_{pq}^y 模式.更进一步由于 E_{pq}^y 模式占优势的场分量是 E_y 和 H_x , 可以忽略 ψ 的作用.在下面的分析中我们只考虑基模式.

所分析的陷波空心介质波导的横截面和尺寸如图 1(a) 所示.我们把它分为如图 1(a) 所示的 I、II、……等五个区域.根据等效介电常数法^[11],想像 I、II 两个区域在 y 方向是无限的,因此我们得到了两个屏蔽的多层介质板波导(图 1(d)).他们的传播常数可由匹配每个交界面处的切向电场和磁场分量求出.然后,区域 I 和 II 可由等效介电常数分别为 ε_{eI} 和 ε_{eII} 的假想的等效的各向同性区域代替(如图 1(b)).所谓等效介电常数可考虑为传播常数 β 与原结构相同的假想媒质的介电常数.可用下列方法求出.

为了计算区域 I 的等效介电常数 ϵ_{eI} , 我们利用图 1(d) 所示的结构. 由于对称性的考虑, 我们只须分析图 1(e) 所示的结构. 对于 x 方向的偶模式, 平面 $x = 0$ 为磁壁, 对于奇模式, 则平面 $x = 0$ 为电壁. 下面我们仅分析偶模式, 因此位函数 ϕ 为:

$$\phi(x) = \begin{cases} \cosh(\xi_1 x), & 0 < x < d; \\ A \cos k_x(x-d) + B \sin k_x(x-d), & d < x < d+w; \\ C \sinh \xi_3(x-d-w-c), & d+w < x < d+w-c; \end{cases} \quad (7)$$

式中, k_x 是 x 方向的传播常数, ξ_1 和 ξ_3 是对应区域中的衰减常数. k_x , ξ_1 和 ξ_3 之间有下列关系:

$$\epsilon_3 k_0^2 + \xi_3^2 = \epsilon_2 k_0^2 - k_x^2 = \epsilon_1 k_0^2 + \xi_1^2 \quad (8)$$

式中, k_0 是自由空间的波数.

利用 $x = d$ 和 $x = a = (d+w)$ 处, 切向电磁场分量 E_y 和 H_x 必须连续的条件, 得到本征方程为:

$$\xi_3 \left[\cosh(\xi_1 d) \cos k_x w + \frac{\xi_1}{k_x} \sinh(\xi_1 d) \sin k_x w \right] + \tanh(\xi_3 c) [\xi_1 \sinh(\xi_1 d) \cos k_x w - k_x \cosh(\xi_1 d) \sin k_x w] = 0. \quad (9)$$

从 (8) 和 (9) 式, 可求出 k_x , 从而得到等效介电常数 ϵ_{eI} 为:

$$\epsilon_{eI} = \epsilon_2 - \left(\frac{k_x}{k_0} \right)^2 + \left[\frac{\pi}{2k_0(a+c)} \right]^2. \quad (10)$$

相似地可求出区域 II 的本征方程和等效介电常数 ϵ_{eII} , 实际上, 求区域 II 的本征方程, 可令 $d = 0$, 和 $w = a$, 而由 (9) 式得出:

$$\xi_3 \cos(k'_x a) - k'_x \tanh(\xi_3 c) \sin(k'_x a) = 0, \quad (11)$$

式中,

$$\xi_3 = [(\epsilon_2 - \epsilon_3)k_0^2 - k_x'^2]^{1/2}. \quad (12)$$

由此可求出 k'_x , 从而得区域 II 的等效介电常数 ϵ_{eII} 为:

$$\epsilon_{eII} = \epsilon_2 - \left(\frac{k'_x}{k_0} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{2k_0(a+c)} \right)^2. \quad (13)$$

这时原来的结构图 1(a) 可由图 1(b) 的结构代替, 成为由两层介质填充的浅槽波导.

暂时不考虑区域 IV 和 V 中的场, 由可以严格求解的图 1(f) 的结构模拟图 1(b) 的结构. 利用介质交界面处的边界条件, 可以求出图 1(f) 结构的 y 方向波数 u_1 . 这时位函数 ϕ 为:

$$\phi = \begin{cases} e^{-\nu(y+h-b)} \cos \left[\frac{\pi x}{2(a+c)} \right], & y > -h+b-t; \\ [A \cos u_1(y+h-b+t) + B \sin u_1(y+h-b+t)] \left[\cos \frac{\pi x}{2(a+c)} \right], & -h+b-t > y > -h+b; \\ C \cosh \xi(y+h) \cos \left[\frac{\pi x}{2(a+c)} \right], & -h+b > y > -h; \end{cases} \quad (14)$$

式中, u_1 是区域 II 中 y 方向的传播常数, ν 与 ξ 分别为区域 III 与 I 中 y 方向的衰减常数.

利用 $y = -h + b$ 和 $y = -h + b - t$ 处,切向场强必须连续的条件,可得出本征方程:

$$\frac{u_1 \cosh \xi(b-t) \sin u_1 t - \frac{\epsilon_{cII}}{\epsilon_{cI}} \xi \sinh \xi(b-t) \cos u_1 t}{\cosh \xi(b-t) \cos u_1 t + \frac{\epsilon_{cII}}{\epsilon_{cI}} \frac{\xi}{u_1} \sinh \xi(b-t) \sin u_1 t} = \frac{\epsilon_{cII}}{\epsilon_3} \nu. \quad (15)$$

u_1, ν 和 ξ 之间有下列关系:

$$\epsilon_3 k_0^2 + \nu^2 = \epsilon_{cII} k_0^2 - u_1^2 = \epsilon_{cI} k_0^2 + \xi^2. \quad (16)$$

进一步,可以建立一个图 1(g) 所示的介电常数为 ϵ_c 、介质厚度为 h 的等效深槽波导,并使它的 z 向传播常数与图 1(f) 所示结构的相同. 这时图 1(g) 所示的假想结构的位函数 ϕ 为:

$$\phi = \begin{cases} C_1 e^{-\nu y} \cos \left[\frac{\pi x}{2(a+c)} \right], & y > 0; \\ C_2 \cos u(y+h) \cos \left[\frac{\pi x}{2(a+c)} \right] & 0 > y > -h; \end{cases} \quad (17)$$

式中, c_1 和 c_2 是常数, ν 是图 1(g) 结构的 $y > 0$ 区域中 y 方向的波数, u 是 $y < 0$ 区域中 y 方向的波数. 由 z 向传播常数与图 1(f) 结构的相同的假设,可求出 y 方向的波数 u 和等效介电常数 ϵ_c ,

$$\frac{u \tan(uh)}{\epsilon_c} = \frac{1}{\epsilon_3} \sqrt{(\epsilon_{cII} - \epsilon_3) k_0^2 - u_1^2}, \quad (18)$$

$$u = [u_1^2 - (\epsilon_{cII} - \epsilon_c) k_0^2]^{1/2}. \quad (19)$$

这时图 1(a) 的原始结构可由图 1(c) 代替. 原来的陷波空心镜象波导的传播常数 β 就可由求解图 1(c) 的假想结构的本征方程而得到^[10]. 假定图 1(c) 和图 1(g) 中介质区域的场是相同的,并可由图 1(g) 的结构严格求出,即 $y < 0$ 区域的各电磁场分量可将 (17) 式的 ϕ 代入 (1)–(6) 式而求得.

把 $y = 0$ 时各场分量对 x 作如下的傅里叶变换:

$$\bar{E}_{x,z} = \int_{-\infty}^{\infty} E_{x,z}(x, 0, z) e^{-jk_x x} dx,$$

$$\bar{H}_{x,z} = \int_{-\infty}^{\infty} H_{x,z}(x, 0, z) e^{-jk_x x} dx,$$

式中,场分量符号上面的一横表示该量为傅氏变换函数.

由坡印廷定理以及应用傅氏变换理论中的帕色沃 (Parseval) 定理,可求出 z 向单位长度内从介质表面向 $y > 0$ 区域传送的功率 P_a 为:

$$P_a = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [\bar{E}_z \bar{H}_x^* - \bar{E}_x \bar{H}_z^*]_{y=0} dk_x. \quad (20)$$

(20) 式积分,即得:

$$P_a = -\pi \omega \epsilon_0 \left[\frac{c_2 u}{\epsilon_c (a+c)} \right]^2 J \sin^2(uh), \quad (21)$$

式中,

$$J = j \frac{(a+c)^2}{\pi} \left\{ \frac{(\pi/2)^2 + [\beta(a+c)]^2}{\sqrt{(\pi/2)^2 + p^2}} \right\}$$

$$+ \frac{\pi}{2} \int_p^\infty \frac{1 + e^{-2r}}{\sqrt{r^2 - p^2}} \frac{[\beta(a + c)]^2 - r^2}{[(\pi/2)^2 + r^2]^2} dr \Big\}, \quad (22)$$

$$p^2 = (\beta^2 - k_0^2)(a + c)^2. \quad (23)$$

若认为介质表面由磁场引起的模式电流为 I ，则由介质表面看向自由空间的阻抗 Z_a 为 $P_a/|I|^2$ 。

另一方面，在 z 向每单位长度内，从介质表面传向介质内部的功率 P_e ，可由角频率 ω 、电能和磁能的时间平均值 W_e 和 W_m 表示：

$$P_e = 2j\omega(W_m - W_e), \quad (24)$$

式中， W_e 和 W_m 分别为：

$$W_e = \frac{1}{2} \int_{-h}^0 \int_{-(a+c)}^{(a+c)} \epsilon_0 \epsilon_c |\mathbf{E}|^2 dx dy, \quad (25)$$

$$W_m = \frac{1}{2} \int_{-h}^0 \int_{-(a+c)}^{(a+c)} \mu_0 |\mathbf{H}|^2 dx dy. \quad (26)$$

代入场分量并完成积分，可得：

$$P_e = jc_2^2 \frac{\omega \epsilon_0 (a + c) u}{2 \epsilon_c} \left[\beta^2 + \frac{\pi^2}{4(a + c)^2} \right] \sin(2uh). \quad (27)$$

同理，从介质表面看向介质内部 $y < 0$ 区域的阻抗 Z_e 为 $P_e/|I|^2$ 。

最后应用传输线的横向谐振条件，可得 $Z_a + Z_e = 0$ ，并由此可得图 1(c) 结构的色散方程：

$$\epsilon_c(a + c) \left[\beta^2 + \frac{(\pi/2)^2}{(a + c)^2} \right] \sin(2uh) - \left[\frac{2\pi u}{(a + c)^2} \right] |J| \sin^2(uh) = 0. \quad (28)$$

这时陷波空心介质波导的传播常数 β 就可由求解 (28) 式而得到。

三、数值结果与讨论

在给出数值结果以前，有必要对计算过程作简单说明。首先由(8)、(9)两式解出 k_x ，由(10)式求出 ϵ_{ef} ；由(11)、(12)两式求出 k'_x ，由(13)式得到 ϵ_{eff} 。其次由(15)、(16)两式解出 u_1 ，然后由(18)、(19)两式得到 u 和 ϵ_c 。最后由(28)式和有关各式解出陷波空心镜象波导的轴向传播常数 β 。对于一些结构尺寸的计算结果如图 2—图 5 所示。

图 2 表示介质空心核的高度 $(b - t)$ 对色散特性的影响。图 3 给出了介质空心核的宽度对色散特性的关系。由该两图可以看出，不改变介质杆外形尺寸和材料，仅仅改变空心核的宽度或高度，可以在很大范围内改变相速。这一特点可以在系统或元件的设计中加以应用。如果在设计中保持与陷波镜象波导有相同的传播常数，那么陷波空心镜象波导的外形尺寸将

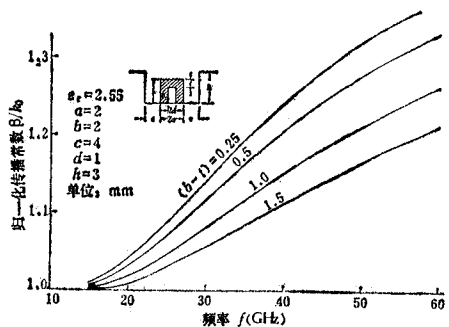
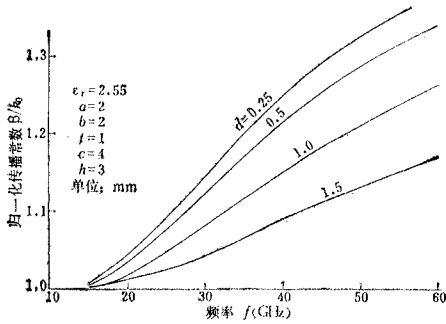
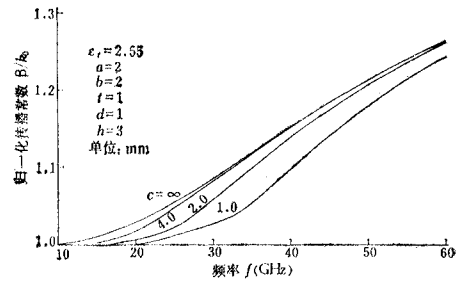


图 2 介质空心核的高度 $(b - t)$ 对色散特性的影响

图3 介质空心核的宽度 d 对色散特性的影响图4 侧壁间距 c 对色散特性的影响

更大一些,这对提高功率容量以及在较高频率范围内使用都是有利的。

图4给出了侧壁与介质之间的间隔 c 对色散特性的影响。为比较起见,图中也给出了具有相同尺寸的空心介质镜象波导的色散特性($c = \infty$)。由图可知,侧壁间距 c 越小,侧壁对相速的影响越大,尤其在频带的低端,影响更大。

四、结 论

本文分析了一类新的适用于毫米波集成电路的传输结构——陷波空心镜象波导,并与空心介质镜象波导作了对比。陷波空心镜象波导兼具陷波镜象波导和空心介质镜象波导两者的优点。辐射损耗较小,相对尺寸较大,可适用于较大的功率容量和较宽的频率范围,很适合于毫米波集成电路应用。

本工作得到美国奥斯顿德克萨斯大学 T. Itoh 教授的指导和帮助,并得到南京工学院苗敬峰同志的有益讨论,在此一并表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] T. Itoh, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-24**(1976), 821.
- [2] W. McLevige, T. Itoh and R. Mittra, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-23**(1975), 788.
- [3] R. M. Knox and P. P. Toullos, A V-band Receiver Using Image Line Integrated Circuits, in Proceeding of the National Electronics Conference, Vol. 29, pp. 489—492, Oct. 1974.
- [4] P. P. Toullos and R. M. Knox, Image Line Integrated Circuits for System Applications at Millimeter Wavelength, U. S. Army Electronics Command, Final Report, Rept. No. ECOM-73-0217-F, July 1974.
- [5] P. P. Toullos, Image Line Millimeter Wave Integrated Circuits Directional Coupler Design, Proc. of the National Electronics Conference, Chicago, IL, Dec. 1970.
- [6] R. M. Knox, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-24**(1976), 806.
- [7] T. Itoh and J. Rivera, A Comparative Study of Millimeter Wave Transmission Lines, 6th Inter. Conference on Infrared and Millimeter Waves, Digest, W-4-1, Miami Beach, FLA, Dec. 1981.
- [8] J. F. Mao and T. Itoh, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-30**(1982), 1826.
- [9] T. Itoh and B. Adelseck, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-28**(1980), 1433.
- [10] W. B. Zhou (周文表) and T. Itoh, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-30**(1982), 2163.

TRAPPED HOLLOW IMAGE GUIDE FOR MILLIMETER-WAVE INTEGRATED CIRCUITS

Zhou Wenbiao

(Institute of Electronics, Academia Sinica)

A novel dielectric waveguide structure suitable for millimeter-wave integrated circuits, called trapped hollow image guide, is described. A method of analyzing wave propagation in this structure is developed by using effective dielectric constant approach and surface impedances. The numerical results and discussion are given.