

有缓冲层的多层金属包层介质光波导的渐近展开方法

王子华

(上海大学(嘉定校区)光纤研究所, 上海 201800)

摘 要 提出求解有缓冲层的多层金属包层介质光波导的一个准解析方法, 它应用渐近展开理论将传播常数展开成一个小参数的级数。这一方法本身是精确的, 它能达到任意所需的精度, 然而四层和五层波导结构的数值计算实例表明, 仅二阶近似解就足够精确了。这一方法的优点是简单并且不同层数波导结构以及 TE 和 TM 模的解有相同的表达式形式。

关键词 平面介质光波导, 金属包层波导, 渐近展开, 传播常数。

1 引 言

集成光学中许多偏振器、耦合器、调制器和分束器是以多层金属包层介质平面光波导作为基础的, 甚至在分析光纤偏振器时, 也用金属包层平板波导来近似光纤圆形结构, 因此对它的理论分析越来越引起人们广泛的兴趣。用数值方法^[1-3]求解准确的波导色散方程, 精度很高, 但步骤及运算都很复杂。用等效电流理论^[4]、准光学方法^[5]等解析求解方法, 虽然简单但精度较差, 而且它们仅适用于一些特殊的结构, 如四层平面光波导。本文用渐近展开理论^[6]求解有缓冲层的多金属包层介质光波导, 这是一个准解析方法, 既简单又能达到任意精度。

2 四层金属包层介质平板波导的 TE 模及其渐近展开

四层金属包层平板波导如图 1 实线所示。介质薄膜 n_2^2 ($-a < x < a$) 置于衬底介质 n_1^2 ($< n_1^2$, $-\infty < x < -a$) 之上, 其上复盖有金属 n_3^2 ($b < x < \infty$)。在金属与薄膜之间有一缓冲层 n_4^2 ($< n_4^2$, $a < x < b$)。这是一个二维问题, 电磁场含时谐因子 $\exp(-i\omega t)$ 且分成 TE 和 TM 模。先考虑 TE 模, 其横向电场为 $E_y(x, z) = E_y(x) \exp(i\beta z)$

$$E_y(x) = \begin{cases} F \exp [iK_r(x-b)] & x > b \\ D \exp [-\alpha_c(x-a)] + E \exp [\alpha_c(x-b)] & b > x > a \\ B \exp [iK_f(x+a)] + C \exp [-iK_f(x-a)] & a > x > -a \\ A \exp [\alpha_c(x+a)] & x < -a \end{cases} \quad (1)$$

其中 $K_f = (K^2 n_f^2 - \beta^2)^{1/2}$, $K_r = (K^2 n_r^2 - \beta^2)^{1/2}$, $\alpha_c = (\beta^2 - K^2 n_c^2)^{1/2}$ 及 $\alpha_s = (\beta^2 - K^2 n_s^2)^{1/2}$, β 是纵

向波传播常数， A, B, C, D, E, F 为场振幅。在界面 $x = \pm a$ 和 $x = b$ 处，应用 E_x 和 $\partial E_x / \partial x$ 连续的边界条件就得到色散关系

$$D_j(\omega, \beta) = 4K_{j0}a - 2\Phi_c - 2\varphi_j = 2\pi j \quad (2)$$

其中 $\tan \Phi_c = \tan \varphi_c (1 - \delta R) / (1 + \delta R)$ (3)

$$\tan \varphi_c = \alpha_c / K_{fc}, \quad \delta = \exp[-2\alpha_c(b - a)]$$

$$R = (1 + i \tan \varphi_r) / (1 - i \tan \varphi_r)$$

$$\tan \varphi_r = K_{fr} / \alpha_c \quad \tan \varphi_f = \alpha_c / K_{fr}$$

(2) 式中 $j = 0, 1, 2, \dots, j = 0$ 对应于最低阶 TE_c 模，为了应用渐近展开理论，借助(3)式将(2)式改写为

$$\sin(2K_{j0}a - \varphi_c - \varphi_j) = -\delta R \sin(2K_{j0}a - \varphi_c + \varphi_j) \quad (4)$$

如果缓冲层厚度 $b - a$ 很大， δ 趋于 0，此结构退化成三层平板波导，相应的参数记为 $\beta_0, K_{f0}, \alpha_{c0}, \alpha_{r0}, \varphi_{c0}, \varphi_{r0}, \varphi_{f0}, R_0, D_{-0}$ 等。将 $\alpha_c = \alpha_{c0}$ 时的 δ 记为 δ_0 ， δ_0 是个很小的参数，可用它作为微扰参量来展开 $\beta^{[6]}$

$$\beta = \beta_0 + \beta_1 \delta_0 + \beta_2 \delta_0^2 + \beta_3 \delta_0^3 + \dots \quad (5)$$

按文献[6]的步骤，求得 β 的一阶近似解为

$$\beta_1 = 2R_0 \sin 2\varphi_{c0} / Z_{\beta_0} \quad (6)$$

其中

$$Z_{\beta_0} = 2\beta_0(2a + 1/\alpha_{c0} + 1/\alpha_{r0}) / K_{f0} \quad (7)$$

为三层平板波导中，光在上、下界面来回反射一次所行进的纵向距离^[6]；二阶近似解为

$$\beta_2 = [2(R_0\delta_2 + R_1) \sin 2\varphi_{c0} + R_0\beta_1 \cos 2\varphi_{c0}(-Z_{\beta_0} + 4\varphi'_{c0}) - 0.5\beta_1^2 Z_{\beta_0}^- / Z_{\beta_0}] \quad (8)$$

其中

$$\delta_2 = -2(b - a)\beta_0\beta_1/\alpha_{c0}, \quad R_1 = -2i\beta_0\beta_1R_0/(K_{f0}\alpha_{c0}) \quad (9)$$

“ $\dot{}$ ”表示对 β_0 求导；三阶近似为

$$\begin{aligned} \beta_3 = & [2(\delta_3R_0 + \delta_2R_1 + R_2) \sin 2\varphi_{c0} + (\beta_1\delta_2R_0 + \beta_1R_1 + \beta_2R_0) \cos 2\varphi_{c0}(-Z_{\beta_0} + 4\varphi'_{c0}) \\ & - \beta_1^2R_0 \sin 2\varphi_{c0}(-0.5Z_{\beta_0} + 2\varphi'_{c0})^2 + \beta_1^2R_0 \cos 2\varphi_{c0}(-0.5Z'_{\beta_0} + 2\varphi'_{c0}) \\ & - \beta_1\beta_2Z'_{\beta_0} + \frac{1}{24}\beta_1^3Z_{\beta_0}^3 - \frac{1}{6}\beta_1^3Z'_{\beta_0}] / Z_{\beta_0} \end{aligned} \quad (10)$$

其中

$$\delta_3 = -2(b - a) \left[\frac{\beta_0\beta_2}{\alpha_{c0}} + \frac{\beta_1^2}{2\alpha_{c0}^3}(\alpha_{c0}^2 - \beta_0^2) \right] + 2(b - a)^2(\beta_0\beta_1/\alpha_{c0})^2, \quad (11)$$

$$R_2 = R_0\beta_2 + 0.5R_0\beta_1^2,$$

可以证明 $\beta_1\delta_0$ 的虚部与文献[5]的(2)式和文献[4]的(7)式相同，因此渐近理论的一阶近似就与准光学方法、等效电流方法及耦合波理论的解相等。将金属包层光纤偏振器^[7]作为一个数值计算的实例来了解高阶近似的精度，它可近似看作四层平面光波导。设光纤芯径 $2a = 4.5 \mu\text{m}$ ，波长 $\lambda = 0.83 \mu\text{m}$ ，纤芯折射率 $n_f^2 = 1.46583^2$ ，包层折射率 $n_c^2 = n_r^2 = 1.4585^2$ ，金属层折射率 $n_m^2 = -73.0 + j40.0$ (液镓在 $0.83 \mu\text{m}$ 波长时)，用(5)式计算 β 的结果表明，就相位因子(β 的实部)而言，一阶近似已十分精确了。 TE_0 模的衰减系数 $2\alpha_{TE_0}$ (β 的虚部)随缓冲层厚度 $b - a$ 的变化曲线如图 2(a)所示。虚线为一阶近似解，由于二阶近似与准确值已无法区分，两者都用实线表示。渐近理论的精度与 δ_0 有关，这是因为 β 以 δ_0 展开。当缓冲层 $b - a$ 很大时，即 δ_0 很小，平板波导与金属层之间的耦合很弱，那么一阶近似与准确值都无法区分。如果耦合很强，那么二阶近似对 TE_0 模的衰减系数才足够精确。

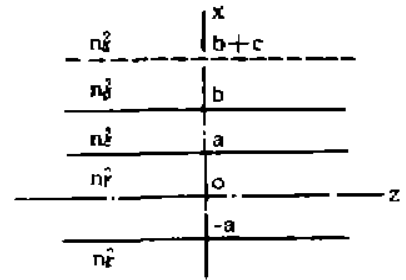


Fig. 1 Geometry of four layer metallic waveguide shown as solid lines, and a five layer metallic waveguide if a superstrate dielectric overlay added shown as broken lines

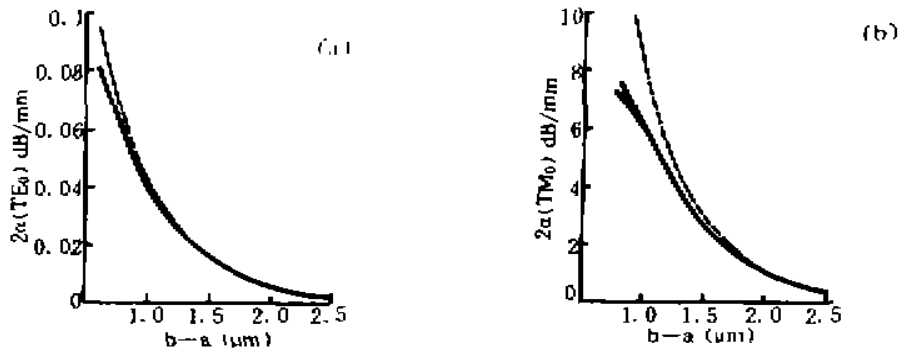


Fig. 2 Attenuation coefficients 2α as a function of buffer layer thickness $b-a$ for four layer structure

(a) TE_0 mode, Broken lines, first order solution; solid line, second order and exact solutions, (b) TM_0 mode, Broken lines, first order solution; dotted lines, second order solution; solid line, exact solution

3 TM 模的渐近展开

TM 模的磁场只有一个横向分量 $H_z(x, z)$, 将(1)式中的 E_z 换成 H_z , 就成为它的表示式。通过同样步骤得到色散方程(2)式, 只是 $\varphi_c, \varphi_s, \varphi_e$ 满足下列关系,

$$\tan \varphi_c = n_f^2 \alpha_c / (\pi^2 K_f), \quad \tan \varphi_s = \pi^2 K_s / (n_s^2 \alpha_c), \quad \tan \varphi_e = n_f^2 \alpha_c / (\pi^2 K_f) \quad (12)$$

β 的渐近展开与 TE 模一样, β, β_1, β_2 和 β_3 的表示式也一样, 只是下述几个表示式有变化

$$\left. \begin{aligned} Z_{\beta_0} &= 2\beta_0 \left[\frac{2\alpha}{K_{f0}} + \tan \varphi_{c0} (1/K_{f0}^2 + 1/\alpha_{c0}^2) / (1 + \tan^2 \varphi_{c0}) \right. \\ &\quad \left. + \tan \varphi_{s0} (1/K_{f0}^2 + 1/\alpha_{c0}^2) / (1 + \tan^2 \varphi_{s0}), \right. \\ R_1 &= -2\beta_0 \beta_1 R_0 \tan \varphi_{s0} (1/K_{f0}^2 + 1/\alpha_{c0}^2) / (1 + \tan^2 \varphi_{s0}) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

本法优点为 TM 模与 TE 模的解有相同的表示式形式, 而其他方法(如等效电流法或修正耦合波理论^[9])TM 模的解比 TE 模复杂得多。TM₀ 模衰减常数 $2\alpha_{TM_0}$ 示于图 2(b), 虚线、点线和实线分别代表一阶、二阶近似和准确解。TM₀ 模解的精度较 TE₀ 模差, 二阶近似在弱耦合情况下才足够精确, 强耦合时 ($b-a < 1 \mu\text{m}$) 与准确解不重合。

4 五层金属包层平面光波导

当金属只是一薄层 ($a < x < b$), 其上复盖有折射率为 $n_2^2 (b < x < b+c)$ 的半无限大介质(图 1 中虚线所示), 就成为五层结构, 金属层中的 E_z (对 TM 模为 H_z) 变成

$$E_z (\text{或 } H_z) = F \exp [iK_z(x-b)] + G \exp [-iK_z(x-b-c)], \quad b+c > x > b \quad (14)$$

而在复盖介质层中为

$$E_z (\text{或 } H_z) = H \exp [-\alpha_2(x-b-c)], \quad x > b+c \quad (15)$$

其中 $\alpha_2 = (\beta^2 - K^2 n_2^2)^{1/2}$ 。通过同样的步骤得到色散方程(4), 其中 R 要改为

$$R = (1 + i \tan \Phi_s) / (1 - i \tan \Phi_s) \quad (16)$$

其中 $\tan \Phi_s = i \tan \varphi_s \tan (\varphi_s - K_z c) \quad (17)$

$$\varphi_s = \begin{cases} \tan^{-1} (\alpha_2 / K_z), & TE \text{ 模} \\ \tan^{-1} (n_2^2 \alpha_2 / n_2^2 K_z), & TM \text{ 模} \end{cases}$$

零阶近似仍然为三层介质平板波导的解, 其他各阶近似解也与四层结构一样, $\alpha_{c0}, \varphi_{c0}, \Phi_{s0}$ 和 R_0 还是 $\beta = \beta_0$ 时的相应参数。

以光纤表面等离子波偏振器^[9]作为计算实例, 假定缓冲层厚度 $b-a = 1 \mu\text{m}$, 复盖介质为

空气 $n_0^2 = 1$, 其他参数与2节和3节例子一样。计算得到损耗系数随金属层厚度 c 的变化曲线示于图3。TE₀ 和 TM₀ 模的一阶近似用虚线表示。TE₀ 模的二阶近似和准确解已无法区分, 所以都用实线表示; TM₀ 模的二阶近似用点线表示, 准确解用实线表示。

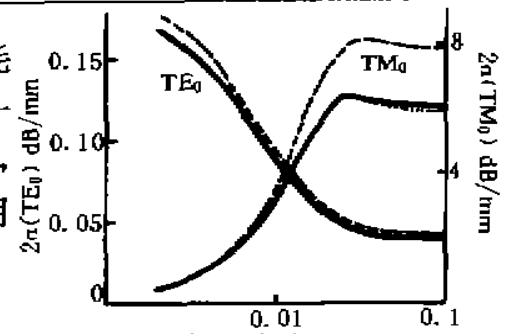


Fig. 3 Attenuation coefficients 2α v. s. metal layer thickness c for five layer structure. Left vertical coordinate is for TE₀ mode and right vertical coordinate is for TM₀ mode. Broken lines, first order solution; dotted lines, second order solution; solid line, exact solution

5 多层金属包层介质平面光波导

如果2节和3节中的金属层不是单一的, 而是由 n 层金属组成, 它们的折射率分别为 $n_1^2, n_2^2, \dots, n_n^2$, 厚度相应为 c_1, c_2, \dots, c_n 。同样可以导出色散方程(4), R 还是由(16)式表示, 只是现在

$$\tan \phi_l = i \tan \phi_1 \tan (\phi_2 - K_1 c_1) \quad (18)$$

$$\tan \phi_l = \begin{cases} \tan \phi_l \tan (\phi_{l+1} - K_l c_l), & l = 2, 3, \dots, n-1 \\ \tan \phi_n, & l = n \end{cases}$$

其中
$$\tan \phi_l = \begin{cases} K_l / K_{l-1} & \text{TE 模} \\ n_{l-1}^2 K_l / n_l^2 K_{l-1} & \text{TM 模} \end{cases} \quad l = 1, 2, 3, \dots, n$$

式中当 $l=1$, $K_{l-1} = \alpha$, β 的渐近展开与以前一样。随着金属层数目的增加, 问题变得越来越复杂, 但零阶近似解不变, 展开式的形式也是不变的。多层金属包层结构的一个例子是当 $n=3$, 而第三层(复盖层)为介质时, 就得到增强型光纤表面等离子波偏振器^[10]的解。本方法也适用于处理折射率为实数的介质层代替金属层形成的多层介质波导, 或者平面光波导之间的耦合问题。众所周知, 平面光波导之间的耦合问题一般是用耦合波方程及改进的耦合波方程^[3]解析求解, 但在强耦合情况, 甚至改进的耦合波理论也不够精确^[6]。而渐近理论的二阶近似就超过了改进耦合波理论的精度, 且公式也简单得多。

参 考 文 献

- [1] A. Reisinger, Characteristics of optical guided modes in lossy waveguides. *Appl. Opt.*, 1973, 12(5): 1015~1023
- [2] J. N. Polky, G. L. Mitchell, Metal-clad planar dielectric waveguide for integrated optics. *J. Opt. Soc. Am.*, 1974, 64(3): 274~279
- [3] C. Y. H. Tsao, L. Li, D. N. Payne, Propagation characteristics of guided waves in stratified metallic optical waveguides. *Appl. Opt.*, 1988, 27(7): 1316~1325
- [4] T. Yu, Y. Wu, Theoretical study of metal-clad optical waveguide polarizer. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, QE-25(6): 1209~1213
- [5] Z. H. Wang, S. R. Seshadri, Metal-clad planar four-layer optical waveguide. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1989, 6(1): 142~144
- [6] Z. H. Wang, S. R. Seshadri, Asymptotic theory of guided modes in two parallel, identical dielectric waveguides. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1988, 5(6): 782~792
- [7] W. Eickhoff, In-line fiber-optic polarizer. *Electron. Lett.*, 1980, 16(20): 762~764
- [8] A. Hardy, W. Streifer, Coupled mode solutions of multi waveguide systems. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 1986, LT-4(1): 90~99
- [9] W. Johnstone, G. Stewart, B. Culshaw et al., Fiber-optic polarizers and polarizing couplers. *Electron Lett.*, 1988, 24(14): 866~868

- [10] M. N. Zervas, I. P. Giles, Optical-fiber surface-plasmon wave polarizers with enhanced performance. *Electron. Lett.*, 1989, 25(5): 321~323

Asymptotic Theory for Multilayer Metallic Optical Waveguides

Wang Zihua

(Wave Science Laboratory, Shanghai University, Jiading, Shanghai 201800)

(Received 21 June 1995; revised 23 August 1995)

Abstract In this paper we present an essentially analytic method for solving multilayer metallic optical waveguides using the asymptotic theory. The wave number is expanded into asymptotic series in terms of a small parameter. This method is exact and can approach any accuracy desired. However, the numerical results for four layer and five layer structures show that the second order solution is accurate enough. It is simple and has the same form of expressions for TE and TM modes and different layer structures.

Key words planar optical waveguides, metal-clad waveguides, asymptotic expansion.

第七届全国量子光学报告会在长沙举行

由中国物理学会量子光学专业委员会主持的、湖南师范大学和中国科学技术大学联合筹备的第七届全国量子光学报告会于1996年6月7~9日在湖南省长沙市召开。来自全国18个省市120多位代表参加了会议。会议于1996年6月7日在湖南师范大学图书馆开幕。由东道主湖南师范大学物理系方卯发教授主持，湖南师范大学副校长致欢迎词。经简短的开幕式和合影后，接着进行大会报告。

北京大学曹昌祺教授首先就题为“开放光学系统的随机量子轨迹方法”，介绍了90年代量子光学新的研究方向——开放光学系统。

接着，山西大学光电所谢常德教授作题为“欧洲量子光学的最新进展及山西大学光电所的近期实验工作”叙述了她1995年末访问欧洲三国(德、意、法)在量子光学方面的理论研究工作及实验装置，进行的实验等。当今国际量子光学研究工作的动向、发展沿着理论、实验、应用这样一种方向进行。并介绍了山西大学光电所近期筹划和拟进行的实验工作。

华中师范大学彭金生教授作了“光与原子相互作用系统中的虚光场效应”报告。介绍了虚光场研究工作，从定义，虚光场的运算以及虚光场对各种现象的影响。

中国科学技术大学郭光灿教授作了题为“量子纠缠及其应用”报告。作者从定义量子纠缠出发，提到纠缠态的应用，解释了干涉现象中的鬼像；密码传递(通讯中利用量子纠缠，可以测听别人的窃听，而这点在过去传统密码通讯中是做不到的)等。

此外，作特邀报告的还有上海大学谭维翰教授的“量子混沌”、中国科学院上海光学精密机械研究所王育竹研究员的“玻色-爱因斯坦凝聚”和北京大学王义道教授的“激光冷却和囚禁中性原子研究在北京大学的进展”等。

从6月7日下午开始会议分二个会场进行一般报告(大会报告14个；分组报告30多个)经过2天半的交流于6月9日上午结束。

由于国内量子光学各研究小组的重视，这届全国会议是该学科出席会议人数最多，学术水平最高的会议，它总结了近年来国内量子光学领域的研究成果，交流了各自在理论上和实验上的研究工作情况，探讨了这一领域的研究动向及今后的发展方向，这是一次成功的学术交流会。

会议期间量子光学专业委员会举行会议，初步议定下次会议拟在西安市召开。