

文章编号: 0258-7025(2003)08-0705-04

斜角坐标系下的广角光束传播法及其对 倾斜波导的分析

吴 涛, 孔繁敏, 李 康, 王韶波

(山东大学信息科学与工程学院, 山东 济南 250100)

摘要 用坐标变换的倾斜坐标系中的广角光束传播法对光波导进行了分析。与直角坐标系中的广角光束传播法比较, 在处理大斜角波导时, 本方法得到了更好的结果。将其用于 Y 分支波导的分析中, 也得到了所期望的结果。

关键词 导波光学; 斜角坐标系; 广角光束传播法; 集成光学; Y 分支器

中图分类号 TN 252 **文献标识码** A

Wide Angle Beam Propagation Method Based on Oblique Coordinate and the Analysis of Tilted Waveguides

WU Tao, KONG Fan-min, LI Kang, WANG Shao-bo

(School of Information Science and Engineering, Shandong University, Jinan, Shandong 250100, China)

Abstract A wide-angle beam propagation method in an oblique coordinate system (OCS-WA-BPM) based on coordinate transformation is used to simulate optical waveguides. Compared with conventional wide-angle BPM in rectangular coordinate system (RCS-WA-BPM), much better results are obtained with this method especially for waveguides with large tilted angle. This approach is also applied to Y-junctions, and expected results are obtained.

Key words guided-wave optics; oblique coordinate system; wide-angle BPM; integrated optics; Y-junction

1 引 言

集成平面光波导器件在光通信领域发挥着不可替代的作用, 所以精确地分析和模拟光波导器件是十分重要的。在集成光器件的模拟中不可避免地要遇到倾斜的波导结构, 由于在传统的直角坐标系的光束传播法(BPM)算法^[1]中, 光束被假定为沿着轴方向传播, 而在倾斜的波导结构中, 这是与光束实际的传播方向不相符的。为了弥补这一不足, G. R. Hadley^[2]在 1992 年提出了广角 BPM 算法, 但是为了在直角坐标系下模拟倾斜的结构就必须采用阶梯近似, 为了降低离散误差、精确地反映倾斜结构, 网格必须被划分得很细, 这就增加了存储量和计算量, 并且这种算法并没有从根本上解决光束传播方向与

z 轴方向不一致的问题, 它只适用于分析倾斜角比较小的情况。P. Sewell^[3]提出了基于斜角坐标系的 BPM 算法, 这种算法基本上解决了上述问题, 可以分析任意倾斜角的波导结构, 并且可以得到与实际情况比较接近的结果。本文在此基础上实现了斜角坐标系的广角 BPM 算法, 它集上述两种改进算法的优点于一身, 并且没有增加很多运算量。为解决 Y 分支器等含有倾斜结构的光波导集成器件的模拟问题提供了更好的基础。

2 原 理

2.1 斜角坐标系下的广角光束传播法

由 Maxwell 方程, 可以得到基本的电矢量波动

收稿日期: 2002-12-30; 收到修改稿日期: 2003-03-05

基金项目: 山东大学青年基金(编号: 11170051310029)资助项目。

作者简介: 吴涛(1978—), 男, 辽宁人, 山东大学信息科学与工程学院硕士研究生, 主要研究方向为光波导器件的仿真与设计。E-mail: wutao21st@hotmail.com

方程

$$\nabla^2 \vec{E} + \nabla \{ \vec{E} \cdot \nabla [\ln n^2(x, y, z)] \} + k_0^2 n^2(x, y, z) \vec{E} = 0 \quad (1)$$

其中 $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为真空中的光波波数, $n(x, y, z)$ 为波导的折射率分布。本文分析 TE 模式, 将矢量波动方程化成标量方程, 运用有效折射率方法^[4] 可以将三维问题化成二维问题, 此时的标量波动方程为

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x, z) \right] E_y(x, z) = 0 \quad (2)$$

在不考虑回波的情况下, 由慢包近似可以把 $E_y(x, z)$ 分解为慢变的波包 $\Phi(x, z)$ 和快变的相位因子 $\exp[-jk_0 n_{\text{eff}}(z \cos \theta + x \sin \theta)]$, 如下式

$$E_y(x, z) = \Phi(x, z) \exp[-jk_0 n_{\text{eff}}(z \cos \theta + x \sin \theta)] \quad (3)$$

其中 n_{eff} 为参考折射率, 这里光束是沿着与 z 轴成 θ 角的方向传播的。

将式(3)代入式(2)则有

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2jk_0 n_{\text{eff}} \left(\cos \theta \frac{\partial}{\partial z} + \sin \theta \frac{\partial}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 [n^2(x, z) - n_{\text{eff}}^2] \right\} \Phi(x, z) = 0 \quad (4)$$

定义如下的斜角变换公式

$$u = x - z \tan \theta \quad w = z \quad (5)$$

如图 1 所示, 相应微分算子的变换如下

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial u} \quad (6a)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = -\tan \theta \frac{\partial}{\partial u} + \frac{\partial}{\partial w} \quad (6b)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} = \tan^2 \theta \frac{\partial^2}{\partial u^2} - 2 \tan \theta \frac{\partial^2}{\partial u \partial w} + \frac{\partial^2}{\partial w^2} \quad (6c)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} = \frac{\partial^2}{\partial u^2} \quad (6d)$$

将式(6)代入式(4)整理得到

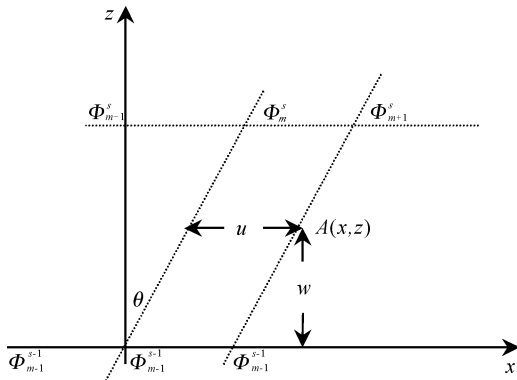


图 1 斜角坐标变换图

Fig. 1 Oblique coordinate transformation

$$\left(L \frac{\partial}{\partial w} - \frac{\partial^2}{\partial w^2} \right) \Phi(u, w) = G \Phi(u, w) \quad (7)$$

这里 $L = 2jk_0 n_{\text{eff}} \cos \theta + 2 \tan \theta \frac{\partial}{\partial u}$

$$G = \sec^2 \theta \frac{\partial^2}{\partial u^2} + k_0^2 [n^2(u) - n_{\text{eff}}^2]$$

$$n(u) = n(x, z)$$

在傍轴近似的情况下, 忽略 $\partial^2/\partial w^2$ 后, 则得到文献[3]的结果

$$L \frac{\partial}{\partial w} \Phi(u, w) = G \Phi(u, w) \quad (8)$$

在不满足傍轴条件时, 需要采用广角 BPM 求解, 以获得更精确的计算结果, 采用(1,1)阶 Padé 近似^[2], 可得

$$\left(L - \frac{G}{L} \right) \frac{\partial}{\partial w} \Phi(u, w) = G \Phi(u, w) \quad (9)$$

进一步忽略分母 L 中的 $2 \tan \theta \partial/\partial u$ 项, 得到简单的广角近似公式

$$\left(L - \frac{G}{2jk_0 n_{\text{eff}} \cos \theta} \right) \frac{\partial}{\partial w} \Phi(u, w) = G \Phi(u, w) \quad (10)$$

采用 Crank-Nicholson 差分格式对式(10)进行离散化, 得到

$$\Phi(u, w + \Delta w) = \frac{1 + \frac{jk_0 n_{\text{eff}} \cos \theta G \Delta w}{2jk_0 n_{\text{eff}} \cos \theta L - G}}{1 - \frac{jk_0 n_{\text{eff}} \cos \theta G \Delta w}{2jk_0 n_{\text{eff}} \cos \theta L - G}} \Phi(u, w) \quad (11)$$

2.2 边界条件

物理边界条件通常是场在无穷远处为零, 而在数值计算中, 总是选取有限的计算窗口, 因此需要人为地设置计算窗口边界上场点的值, 这种用以确定边界上格点值的条件就是所谓的边界条件。目前常用的边界条件有透明边界条件^[5] (Transparent Boundary Condition) 和吸收边界条件^[6] (Absorbing Boundary Condition)。本文采用 PML 吸收边界条件^[7], 这种边界条件的处理方法是在计算区域的外面, 加完全匹配吸收层 (PML)。

在斜角坐标系下, 吸收层内场的表达式为

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial w^2} + \sec^2 \theta \frac{1}{s_u} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{1}{s_u} \frac{\partial}{\partial u} \right) - 2 \tan \theta \left(\frac{1}{s_u} \frac{\partial}{\partial u} \right) \frac{\partial}{\partial w} - 2jk_0 n_{\text{eff}} \cos \theta \frac{\partial}{\partial w} + k_0^2 [n^2(u) - n_{\text{eff}}^2] \right\} \Phi(u, w) = 0 \quad (12)$$

这里, $s_u = 1/(1 + \sigma_u/j\omega\epsilon_0 n_p^2)$, n_p 为 PML 层的折射率, 选取 n_p 与其相邻计算区域的折射率相同。 σ_u 为

PML 媒质沿 u 方向上的电导率, 选取 $\sigma_u = \sigma_{\max}(\rho/\delta)^2$, 其中 σ 是 PML 媒质的厚度, ρ 为相对分界面的 PML 媒质的分布厚度, 而 σ_{\max} 可根据如下经验公式得到

$$\sigma_{\max} = -3\epsilon_0 c_0 n_p^2 \ln(R_0)/2\delta \quad (13)$$

R_0 为垂直入射时的反射系数, c_0 为真空中的光速。

对式(12)的离散化方法与计算区域内的处理方法类似。

3 计算结果与分析

为了进行比较, 选取如下的波导参量: 宽度为 $2 \mu\text{m}$, 芯层折射率为 1.50, 包层折射率为 1.46。取在

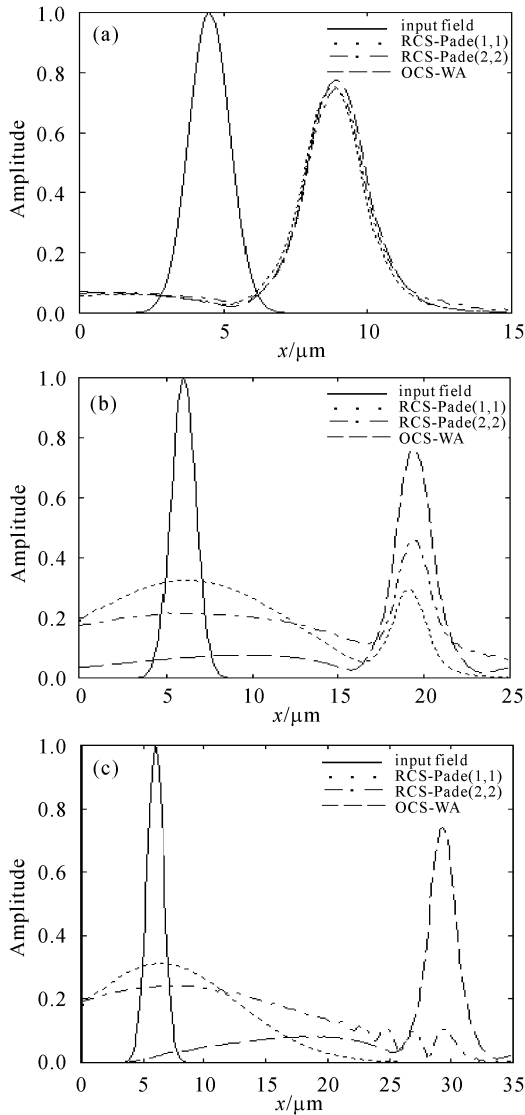


图 2 各种算法输出波形的比较

Fig. 2 Comparison of output fields calculated using different methods

(a) $\theta = 5^\circ$; (b) $\theta = 15^\circ$; (c) $\theta = 25^\circ$

自由空间中波长为 $1.5 \mu\text{m}$ 的光波为入射波, 分别采用直角坐标系下的 (1,1), (2,2) 阶 Padé 近似广角 BPM 和斜角坐标系下的广角 BPM 进行了仿真。选取横向格点距离为 $0.1 \mu\text{m}$, 纵向步长为 $1 \mu\text{m}$ 。

计算结果如图 2 所示, (a), (b), (c) 分别是当倾斜角 θ 为 $5^\circ, 15^\circ$ 和 25° 时的情况。每幅图中实线表示入射波, 另外的三条曲线是波束传播 $50 \mu\text{m}$ 后的波形。从图 2 可以看出, (a) $\theta = 5^\circ$ 时三种算法的仿真结果基本一致, (b) $\theta = 15^\circ$ 或 (c) $\theta = 25^\circ$ 时三种算法的仿真结果已经显著不同, 直角坐标系下的算法已经出现多个峰值, 表明能量已经扩散到波导以外, 这与实际的结果是不相符合的。另外还可以看出 RCS-Padé(2,2)-BPM 的仿真结果略优于 RCS-Padé(1,1)-BPM 的仿真结果, 但它们与实际光波传输的情况已经相差很大了, 而只有 OCS-WA-BPM 的仿真结果能很好地反映波束传播的实际情况。

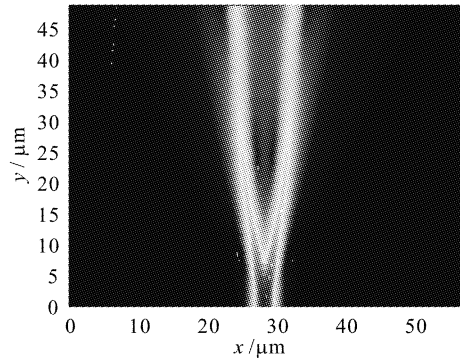


图 3 由 OCS-WA-BPM 计算的分支角为 4° 的 Y 分支器的场分布

Fig. 3 Field profile for Y-junction with $\theta = 4^\circ$ using OCS-WA-BPM

图 3 是用 OCS-WA-BPM 对分支角为 4° 的 Y 分支器进行仿真所得到的场分布图。其中光波入射处的波导宽度为 $4 \mu\text{m}$, 每个分支的宽度为 $2 \mu\text{m}$, 芯层折射率为 1.50, 包层折射率为 1.46。仍然以自由空间中波长为 $1.5 \mu\text{m}$ 的光波为入射波。

4 结 论

本文给出了基于斜角坐标系的广角光束传播法, 并将所得的结果与基于直角坐标系的广角 BPM 算法进行了比较, 说明当倾斜角较大时基于斜角坐标系的广角光束传播法是分析倾斜光波导结构的有效工具。这种方法的提出为分析含有倾斜结构的光波导提供了基础。

参 考 文 献

- 1 Y. Chung, N. Dagli. An assessment of finite difference beam propagation method [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1990, **26**(8):1335~1339
- 2 G. R. Hadley. Wide-angle beam propagation using Padé approximant operators [J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(20):1426~1428
- 3 P. Sewell, T. M. Benson, T. Anada *et al.*. Bi-oblique propagation analysis of symmetric and asymmetric Y-junctions [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**(4):688~696
- 4 C. L. Xu, W. P. Huang, S. K. Chaudhuri. Efficient and accurate vector mode calculations by beam propagation method [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1993, **11**(7):1209~1215
- 5 G. R. Hadley. Transparent boundary condition for the beam propagation method [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(1):363~370
- 6 J. P. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves [J]. *J. Comput. Phys.*, 1994, **114**(2):185~200
- 7 W. P. Huang, C. L. Xu, W. Lui *et al.*. The perfectly matched layer (PML) boundary condition for the beam propagation method [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1996, **8**(5):649~651



中国科学院量子光学重点实验室

中国科学院量子光学重点实验室创建于1989年,创始人王育竹院士,实验室的依托单位是中国科学院上海光学精密机械研究所。实验室的工作目标是:揭示光与物质相互作用中的量子现象,发展其在高科技中的应用。实验室的主要学科方向是量子光学,主要研究内容为光的非经典性质和光与物质相互作用中的量子现象,包括:激光冷却气体原子、激光操纵原子的运动、微结构原子集成光学、玻色-爱因斯坦凝聚研究及微重力条件下的原子物理等,同时还开展团簇物理研究。

实验室的前身“原子频标研究小组”是国内最早从事量子频标研究的单位之一,并在20世纪60年代研制成功我国第一台铷原子钟,自1979年起,实验室率先在国内开展了激光冷却气体原子的理论和实验研究。曾提出利用交流斯塔克效应激光冷却气体原子和积分球红移漫反射光冷却气体的机制。1983年在激光偏转原子束实验中得到的结果和采用的方法居当时国际领先水平,并首次将这种方法用于光子统计研究,成功地验证了二能级原子共振荧光的亚泊松统计规律。1988年在钠原子的一维激光冷却实验中实现了60 μK 的低温,成为当时该领域中突破多普勒冷却极限的最早实验。在腔内量子电动力学(QED)研究中,首次用铍玻璃构成微球激光器,观察到多条激光新谱线。20世纪90年代以来,实验室先后完成了积分球红移漫反射激光冷

却、电磁感应介质透明、磁光阱对钠、铷原子的囚禁、冷原子光谱和量子相干效应、多普勒原子干涉仪、原子束慢波微波谱以及团簇科学方面的多项实验研究。1999年在国家自然科学基金委的支持下,在国内首先开展了玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)的理论和实验研究,并于2002年3月获得了铷原子气体的BEC,并研究BEC的光散射。提出了利用高频原子新势阱囚禁最低能态原子,实现不同于国外的BEC实验方案,开展超冷原子用于量子信息研究,提出带电载流子微型原子势阱,进行信息存储研究。与此同时开展微重力空间原子物理研究,其目标之一是建立新一代原子钟系统,使其准确度优于 10^{-16} ,这种全新的原子钟将大大改善卫星全球定位系统(GPS)。

该实验室现已拥有大型激光系统等进口仪器设备三十余台套,建造了原子束装置、超高真空磁光阱系统、高频原子势阱装置、强流慢原子束装置和团簇实验装置共六套。曾获国家科技进步特等奖(“远望号”测量船获奖项中的主要内容之一)、国家自然科学基金三等奖二项、中国科学院科技进步二等奖一项、首届饶毓态物理奖以及多项其他奖励。

该实验室多年来与国外研究单位及科学家保持着经常和密切的交流与合作与互访。聘请了诺贝尔奖获得者朱棣文教授, K. Siegbahn教授, T. Heansch教授等五位著名科学家作为外籍学术顾问。