

用有效折射率/有限元法分析脊形光波导 及其方向耦合器特性*

刘立杰 于荣金

洪佩智

(中国科学院长春物理研究所 长春 130021) (沈阳工业学院 沈阳 110015)

摘要 本文应用有效折射率/有限元法(EI-FEM),计算和分析了半导体(量子阱)脊形光波导的模式特性、模式场分布及其变化规律。检验了 EI-FEM 的精度,分析了其产生误差的原因。扩展了 EI-FEM,将其用于求解耦合波导系统,确定了方向耦合器的耦合特性及其变化规律。

PACC: 0260, 4280L

1 引言

Ⅲ-V 族半导体(量子阱)光波导在集成光电子器件中具有十分广泛的应用,可以制成光开关、调制器、激光器、滤波器等各种光波导器件,并可在同一衬底上单片集成光电子回路。问题之一是要降低这类材料条形光波导的损耗。在各种条形光波导中,脊形(和条载)光波导可降低边缘加工精度的要求^[1],减小由于边缘粗糙度引起的散射损耗。实际上,现已制备出了损耗很低的 InP/InGaAsP 脊形光波导^[2]。同时,设计和制作一个良好器件的关键在于深入了解这种波导结构的模式特性、模式场分布、模式耦合特性及其变化规律,选择恰当的结构参数和半导体材料组分,并综合考虑工艺条件。七十年代至今,人们运用各种数值计算方法对脊形波导结构进行了大量的研究。由于脊形结构光波导中电磁场的矢量性质,波导区的几何形状及无限的横向尺寸,因而分析和处理这种结构的光波导比较困难。对脊形波导结构问题的研究可分成两类,一种是采用简单的方法(如有效折射率法(EIM)),但对实际情况有时不够精确;另一类是采用精确的数值方法(如有限元法(FEM)^[3]和有限差分法(FDM)^[4]),但这些处理方法比较复杂,运用不方便且计算量很大。

我们在分析任意截面和(或)折射率分布介质光波导的模式特性时,提出了一种新的数值计算方法——有效折射率/有限元法(EI-FEM)^[5,6]。用 EI-FEM 分析介质光波导时,首先采用 EIM,将描述二维光场限制光波导的标量波动方程,分解成两个互相联系的具体边界条件的一维波动方程,然后用 FEM 分别求解这两个一维波动方程,从而求得整个介质光波导的解。

本文首先采用 EI-FEM,计算半导体脊形光波导的模式传播常数,并与其它数值计算结

* 中国科学院“八五”重点项目和集成光电子学国家重点联合实验室吉林大学实验区开放课题资助
刘立杰 男, 1964 年生, 助理研究员, 目前从事集成光学研究工作
1995 年 1 月 22 日收到初稿, 1995 年 6 月 13 日收到修改稿

果比较,检验 EI-FEM 的精度,分析其产生误差的原因。然后应用 EI-FEM 计算和分析半导体(量子阱)脊形光波导的模式特性、模式场分布及其变化规律。利用 EI-FEM 适应性强的特点,将其用于求解耦合波导系统,确定方向耦合器的耦合特性及其变化规律。

2 有效折射率/有限元法

图 1 所示的脊形介质光波导中,横向电场 E_t 满足矢量波动方程

$$\nabla_t^2 E_t + [n^2(x, y) k_0^2 - \beta^2] E_t = -\nabla_t(E_t \cdot \nabla_t \ln n^2) \quad (1)$$

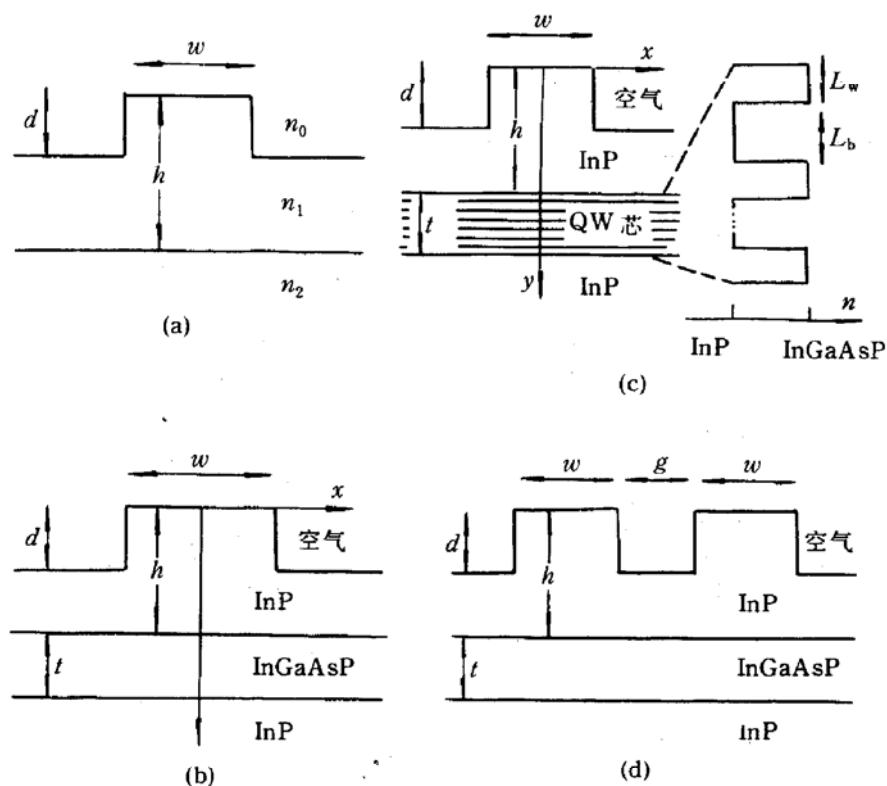


图 1 脊形光波导(a~c)及其方向耦合器结构(d)

其中 ∇_t^2 为横向梯度算符; $k_0 = 2\pi/\lambda$; λ 为光波长; $n(x, y)$ 为与坐标轴 z 无关的波导截面折射率分布; β 为传播常数。方程(1)中 $-\nabla_t(E_t \cdot \nabla_t \ln n^2)$ 代表场的矢量性质,对均匀介质光波导,它是由折射率沿横向的变化而产生的。如果沿横向的折射率变化缓慢且差别很小,则可忽略场的矢量性质^[7],而得到横向电磁场的标量波动方程

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + [n^2(x, y) k_0^2 - \beta^2] \right\} \varphi(x, y) = 0 \quad (2)$$

式中 $\varphi(x, y)$ 为横向电磁场沿坐标轴 x 或 y 的分量。当电场偏振沿 x 方向时, $\varphi(x, y)$ 代表 TE 偏振; 当电场偏振沿 y 方向时, $\varphi(x, y)$ 代表 TM 偏振。

根据有效折射率法,设场 $\varphi(x, y)$ 满足

$$\varphi(x, y) = \varphi_x(x) \varphi_{xy}(x, y) \quad (3)$$

并设 $\varphi_{xy}(x, y)$ 为对 x 变化缓慢的函数,定义有效折射率轮廓 $n_{\text{eff}}(x)$,则可将(2)式所述的二维标量波动方程分解成两个互相联系的一维波动方程,即

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial y^2} + [n^2(x, y)k_0^2 - n_{\text{eff}}^2(x)k_0^2] \right\} \varphi_{xy}(x, y) = 0 \quad (4a)$$

和

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + [n_{\text{eff}}^2(x)k_0^2 - \beta^2] \right\} \varphi_x(x) = 0 \quad (4b)$$

方程(4a)和(4b)分别代表两种不同偏振态的平面波导的波动方程。在某节点 $x=x_i$ 处, 通过求解描述折射率分布为 $n(x_i, y)$ 的平面波导的波动方程(4a), 可得到该平面波导的有效折射率(即 x_i 节点处的等效折射率) $n_{\text{eff}}(x_i)$ 。重复求解方程(4a)得沿 x 方向各节点处的等效折射率分布 $n_{\text{eff}}(x)$ 。最后, 把求得的 $n_{\text{eff}}(x)$ 代入方程(4b)并求解, 则得到图 1 所示的二维限制光波导的模式传播特性。

根据有限元技术, 由方程(4)可推得用 EI-FEM 求解介质光波导模式传播特性的有限元方程

$$[A][\varphi_{xy}(x_i, y)] = n_{\text{eff}}^2(x_i)k_0^2[B][\varphi_{xy}(x_i, y)] \quad (5a)$$

$$[C][\varphi_x(x)] = \beta^2[D][\varphi_x(x)] \quad (5b)$$

其中 $[A]$ 、 $[B]$ 、 $[C]$ 和 $[D]$ 为单元系数矩阵集总后所形成的实对称矩阵^[5,6]; $[\varphi_{xy}]$ 和 $[\varphi_x]$ 代表场域节点上的场函数。广义对称特征值问题(5)式可利用著名的“特征值系统程序包——EISPACK^[8]”求解。

3 计算结果与讨论

定义归一化有效折射率

$$b = \frac{N_\beta^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (6)$$

$N_\beta = \beta/k_0$ 为模式有效折射率。

表 1 列出 EI-FEM 计算的脊形光波导(图 1a)TE 和 TM 导模归一化有效折射率 b 与蚀刻深度 d 的关系, 并与精确的数值方法——矢量有限元法(FEM)^[3]和半矢量有限差分法(FDM)^[4]比较, 同时给出变分近似(VP)^[9]的结果。

表 1 脊形光波导(图 1a)TE 和 TM 导模归一化有效折射率 b 与蚀刻深度 d 的关系

$d/\mu\text{m}$	b_{TE}				b_{TM}		
	EI-FEM	FEM	FDM	VP	EI-FEM	FDM	VP
0.0	0.4255	0.4261	0.4319	0.4273	0.3847	0.3863	0.3872
0.1	0.3888	0.3886	0.3905	0.3819	0.3466	0.3448	0.3521
0.2	0.3729	0.3696	0.3696	0.3548	0.3309	0.3245	0.3247
0.3	0.3628	0.3512	0.3525	0.3374	0.3214	0.3089	0.3057
0.4	0.3562	0.3399	0.3382	0.3257	0.3160	0.2964	0.2923
1.0	0.2920	0.2988	0.2959	0.2962	0.2596	0.2617	0.2634

其中 波导参数为 $n_0 = 1.0$, $n_1 = 3.44$, $n_2 = 3.40$, $W = 3.0\mu\text{m}$, $h = 1.0\mu\text{m}$, 光波长 $\lambda = 1.15\mu\text{m}$, 表中 FEM, FDM 及 VP 的计算结果取自文献[9]。由表 1 可以看出, 蚀刻较浅时, EI-FEM 与精确的数值结果(FEM 和 FDM)接近; 随蚀刻深度增加, EI-FEM 与精确数值结果的差别增大。这是由于半导体材料与空气之间的折射率差较大, 而 EI-FEM 采用标量波

动方程(2),忽略了电磁场的矢量性质;并设电磁场沿 x 方向变化缓慢,利用 EIM 将二维光场限制光波导问题,简化成一维光场限制光波导问题,因而 EI-FEM 的计算模型与实际波导结构差别增大,EI-FEM 的精度变差,但仍可以作为一种简便快速的近似计算技术. 使用 EI-FEM 计算时,一方面应选择恰当的节点配置以充分反映光场的变化,同时选择合适的计算边界(特别是对束缚较差的模式)以满足 FEM 在无限远处光场为零的假设条件.

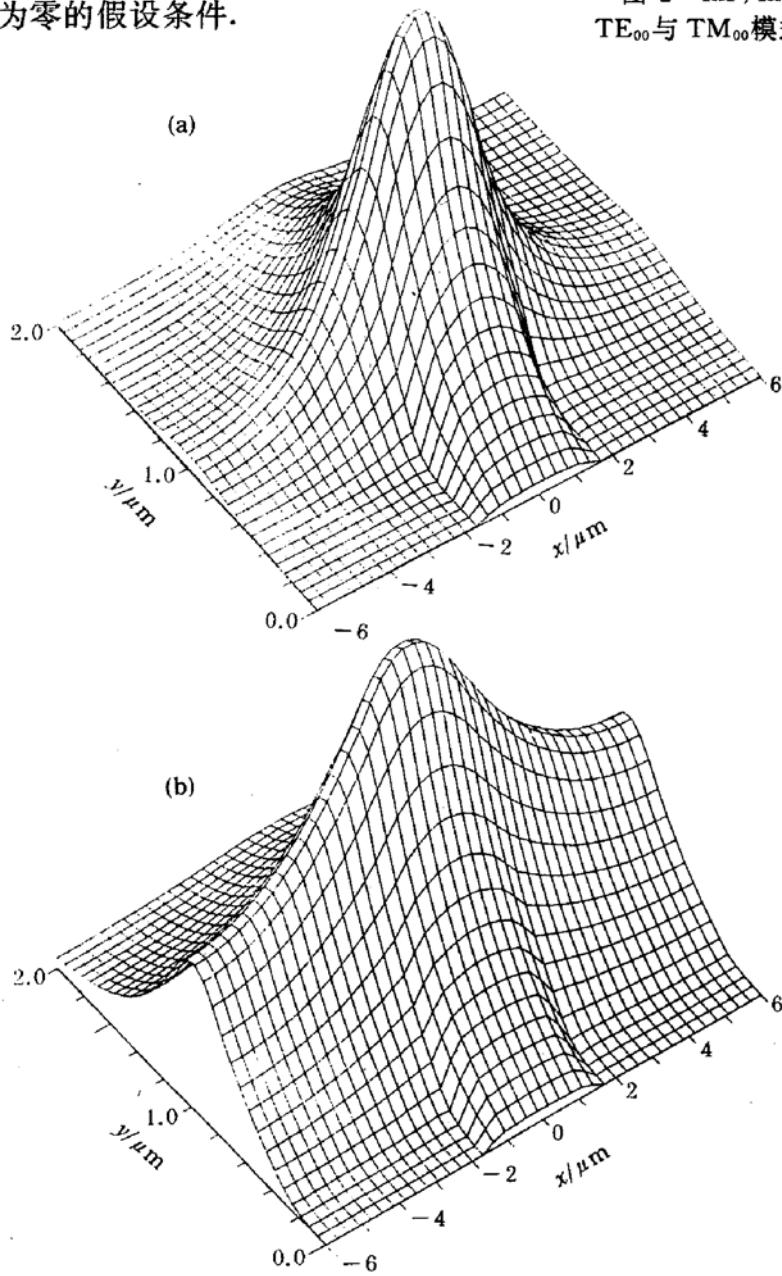


图 3 InP/InGaAsP 双异质结脊形光波导 TE_{00} 模的光场分布

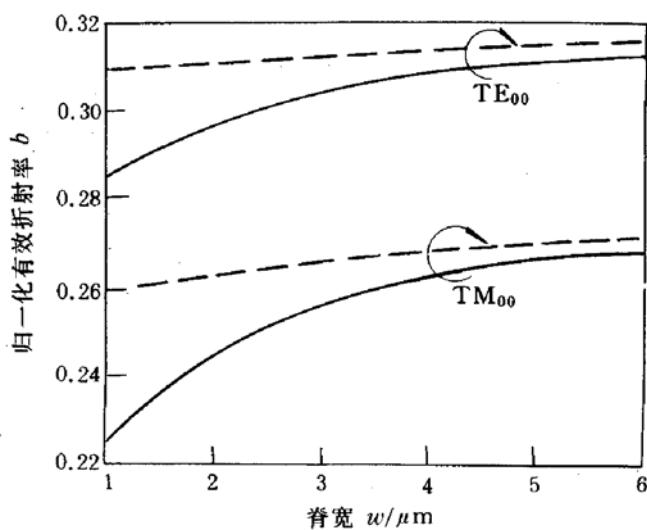


图 2 InP/InGaAsP 双异质结脊形光波导(图 1b),
 TE_{00} 与 TM_{00} 模式归一化有效折射率与脊宽的关系曲线

图 1b 为采用 InP/InGaAsP 材料系统的双异质结脊形光波导,即 InGaAsP 波导层掩埋在被蚀刻成脊型的 InP 包覆层下,与图 1a 所示的结构相比,该波导结构具有较小的散射损耗^[2]. 图 2 给出该双异质结脊形光波导,在蚀刻深度 $d=0.3\mu m$ (虚线)和 $d=0.5\mu m$ (实线)两种情况下, TE_{00} 与 TM_{00} 偏振模式的归一化有效折射率 b 与脊宽 w 的关系曲线,其中光波长 $\lambda=1.55\mu m$, InGaAsP 波导芯带隙波长为 $1.3\mu m$, 厚度 $t=0.3\mu m$, 脊高 $h=0.8\mu m$, InP 和 $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ 的折射率分别由文献[10]和文献[11]给出. 图 3 分别给出此时 TE_{00} 偏振模式在 $w=2.5\mu m$, 蚀刻深度 $d=0.5\mu m$ (图 3a) 和 $d=0.3\mu m$ (图 3b) 时的光场分布,其它波导参数与图 2 相同. 由图 2 和图 3 可见,蚀刻较浅时,模式有效折射率随 w 变化平缓,相应的单模范围较宽($d=0.3\mu m$ 时的单模条件: 对 TE

偏振 $w < 6.5\mu\text{m}$; 对 TM 偏振 $w < 5.0\mu\text{m}$), 模式沿 x 方向束缚较差; 蚀刻较深时, 模式有效折射率随 w 变化较大, 相应的单模范围较窄($d=0.5\mu\text{m}$ 时的单模条件: 对 TE 偏振, $w \leq 3.2\mu\text{m}$; 对 TM 偏振, $w \leq 2.5\mu\text{m}$), 模式束缚的好. 蚀刻深浅对沿 y 方向的场分布影响较小.

图 1c 为 Zucker 等^[12]采用的一种 InP/InGaAsP 量子阱(QW)单模脊形光波导结构, 量子阱由周期数为 10, 势阱由宽 $L_w = 8.5\text{nm}$, 带隙波长为 $1.53\mu\text{m}$ 的 InGaAsP 及势垒由宽为 $L_b = 25\text{nm}$ 的 InP 构成, 衬底和包覆层均由 InP 材料构成, 激光波长 $\lambda = 1.55\mu\text{m}$, $w =$

$2.0\mu\text{m}$, $h = 2.5\mu\text{m}$, $d = 0.6\mu\text{m}$. 图 4 给出该 QW 单模脊形波导 TE₀₀ 偏振导模的光场分布图. 分析可知, 这种 QW 光波导是一种弱束缚光波导, 限制在量子阱芯和脊形区的光功率较少. 计算中, 由于本方法利用 FEM 求解 QW 平面光波导, 克服了人们常采用均方根近似^[12]在量子阱数目较少、或量子阱和垒较宽时所产生的误差.

图 1d 为由两个相同的 InP/InGaAsP 双异质结脊形光波导(图 1b)所构成的方向耦合器, 方向耦合器的耦合长度 L_c 定义为波导间导模功率完全交换所需要的传播距离, 它可以通过计算耦合波导系统的对称模、反对称模及其场分布求得

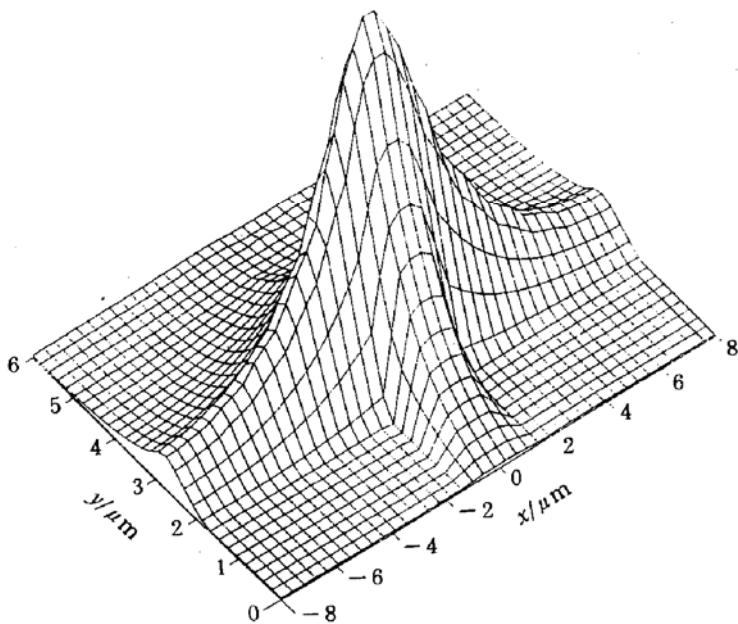
$$L_c = \frac{\pi}{\beta_s - \beta_a} \quad (7)$$

图 4 InP/InGaAsP QW 单模脊形光波导(图 1c)
TE₀₀ 模的光场分布

量子阱周期数为 10, InGaAsP 带隙波长为 $1.53\mu\text{m}$, $L_w = 8.5\text{nm}$,
 $L_b = 25\text{nm}$, $\lambda = 1.55\mu\text{m}$, $w = 2.0\mu\text{m}$, $h = 2.5\mu\text{m}$, $d = 0.6\mu\text{m}$.

其中 β_s 和 β_a 分别为对称模和反对称模的传播常数. 对耦合波导系统, 由于 EI-FEM 应用 FEM, 直接利用电磁场的边界条件处理沿 x 方向光场之间的耦合问题, 属于直接解法, 具有很强的适应性. 图 5a 为用 EI-FEM 计算的在蚀刻深度 $d = 0.3\mu\text{m}$ 和 $d = 0.5\mu\text{m}$, TE 偏振(实线)和 TM 偏振(虚线)的耦合长度 L_c 与波导间距 g 的关系曲线, 其中脊宽 $w = 2.5\mu\text{m}$, 其它波导参数与图 2 相同. 图 5b 为该方向耦合器沿 x 方向 TE 偏振在 $d = 0.5\mu\text{m}$, $w = 2.5\mu\text{m}$, $g = 3.0\mu\text{m}$ 时, 对称模 β_s 和反称模 β_a 模式场分布. 由图可见, 耦合长度与波导间场交叠状况有关, 即耦合长度随波导间场交叠减小而增大. 在波导间距 g 较小时, 两种不同偏振态(TE 和 TM)的耦合长度比较接近; 随 g 的增大, 两种偏振态的耦合长度差别明显增加, 其中 TM 偏振的耦合长度大于 TE 偏振的耦合长度.

图 6a 为由两个相同的 InP/InGaAsP QW 单模脊形光波导(图 1c)所构成的 QW 方向耦合器, TE 偏振的耦合长度 L_c 随波导间距 g 的关系曲线, QW 波导参数与图 4 相同. 图 6b 给出该 QW 方向耦合器沿 x 方向 TE 偏振在 $g = 2.5\mu\text{m}$ 时, 对称模 β_s 和反称模 β_a 模式场分布. 可见, 由于 QW 波导对模式的束缚较差, 波导间光场的交叠较大, 此时对应强耦合情况.



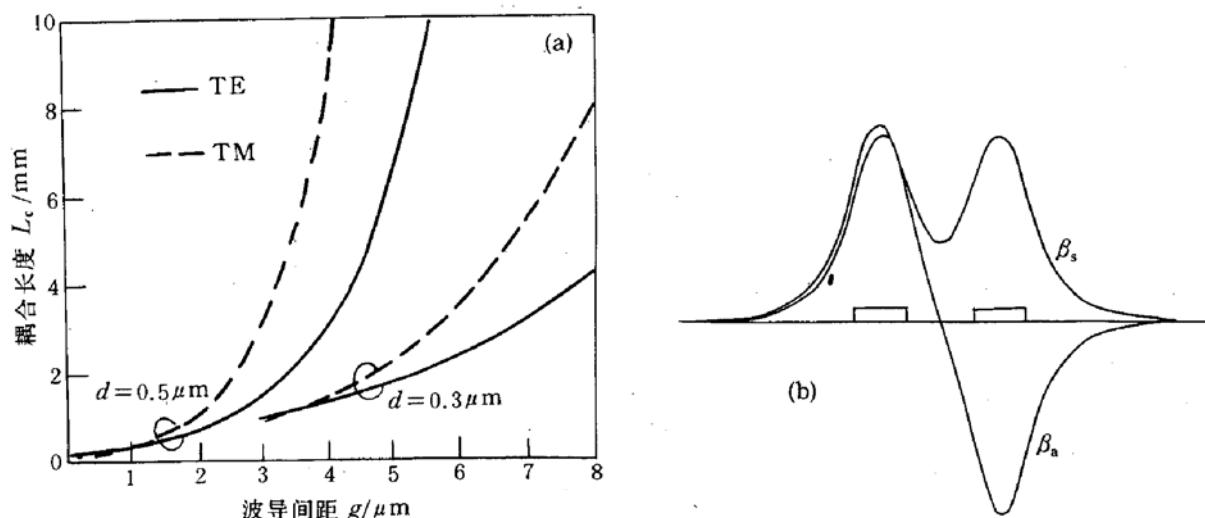


图 5 InP/InGaAsP 方向耦合器(图 1d),耦合长度与波导间距的关系曲线

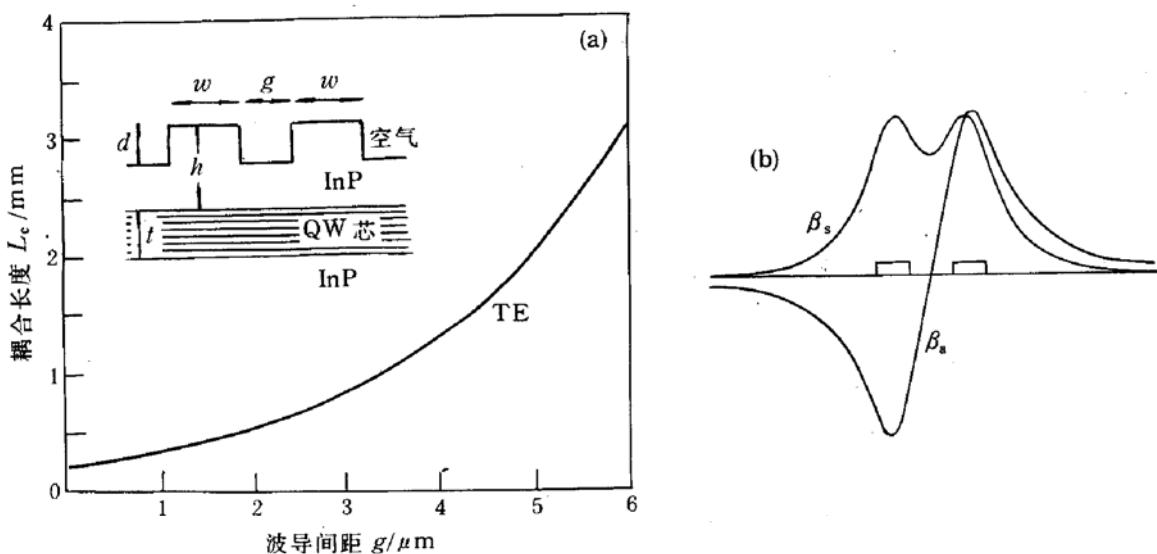


图 6 InP/InGaAsP QW 方向耦合器,TE 偏振的耦合长度随波导间距的关系曲线(a);

沿 \$x\$ 方向 TE 偏振在 \$g=2.5\mu\text{m}\$ 时,对称模 \$\beta_s\$ 和反称模 \$\beta_a\$ 模式场分布(b)

QW 波导参数与图 4 相同

4 结束语

本文通过与其它数值计算结果比较,检验了用 EI-FEM 计算脊形光波导时的精度,分析了其产生误差的原因。表明 EI-FEM 与精确的数值方法结果比较符合,可作为一种简便快速的近似计算技术。应用 EI-FEM,计算和分析了半导体(量子阱)脊形光波导的模式特性、模式场分布、方向耦合器的耦合特性及其变化规律,对器件设计和实验工作具有指导意义。

参 考 文 献

- [1] 王之江主编,光学技术手册(上册),北京:机械工业出版社,1987, 450.
- [2] J. H. Angenent, M. Erman, J. M. Auger *et al.*, Electron. Lett., 1989, **25**(10): 628~629.
- [3] B. M. A. Rahman and J. B. Davies, IEE Proc., 1985, **132**(6): 349~353.
- [4] M. S. Stern, IEE Proc., 1988, **135**(1): 56~63.
- [5] 赵安平,于荣金,光学学报,1991, **11**(8): 720~726.
- [6] 刘立杰,于荣金,光子学报,1994, **23**(1): 25~32.
- [7] G. H. Owyang, Foundations of Optical Waveguides, London: Edward Arnold, 1981, 10~13.
- [8] B. S. Garbow, Matrix Eigensystem Routines-EISPACK Guide Extension, Heidelberg: Springer-Verlag, 1977.
- [9] W. Huang and H. A. Haus, J. Lightwave Technol., 1991, **LT-9**(1): 56~61.
- [10] E. D. Palik ed., Handbook of Optical Constants of Solids, Orlando: Academic, 1985, 503~516.
- [11] B. Broberg and S. Lindgren, J. Appl. Phys., 1984, **55**(9): 3376~3381.
- [12] J. E. Zucker, K. L. Jones, M. G. Young *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1989, **55**(22): 2280~2282.

Modelling of Rib Waveguides and Directional Couplers with Effective Index-Finite Element Method

Liu Lijie and Yu Rongjin

(Changchun Institute of Physics, The Chinese Academy of Sciences, Changchun 130021)

Hong Peizhi

(Shenyang Institute of Technology, Shenyang 110015)

Received 22 January 1995, revised manuscript received 13 June 1995

Abstract The effective index-finite element method (EI-FEM) is employed to calculate and analyze the mode characteristics and field distributions for rib waveguides. The accuracy of the new approximate method is assessed by comparing with other accurate and approximate methods. Then, the EI-FEM is further developed to calculate the coupling characteristics of rib waveguide directional couplers.

PACC: 0260, 4280L