

梯形截面硅基水平多槽纳米线定向耦合器全矢量分析*

肖金标[†] 李文亮 夏赛赛 孙小菡

(东南大学电子科学与工程学院, 南京 210096)

(2011年4月10日收到; 2011年11月7日收到修改稿)

定向耦合器是构成各类光子器件的基础元件. 本文采用一种基于电场分量的全矢量有限元法, 分析由梯形截面硅基水平多槽纳米线构成的定向耦合器. 给出了准 TE 与准 TM 偶、奇模有效折射率、耦合长度及模场分布, 揭示了其模式的混合特性及模场分布特点. 分析结果表明, 准 TE 模与准 TM 模的耦合长度随波导间距的增大均呈指数增长, 其中准 TE 模的耦合长度对波导侧壁倾角的变化敏感, 而准 TM 模的耦合长度对槽厚及槽折射率的变化敏感. 恰当选择结构与材料参数, 可实现两偏振态下相同耦合长度, 定向耦合器在偏振无关条件下工作.

关键词: 定向耦合器, 多槽纳米线, 侧壁倾斜, 有限元法

PACS: 42.82.Et, 78.67.Uh, 42.82.-m

1 引言

近年来, 硅光子器件及硅光子集成技术发展迅速, 主要集中在绝缘体上硅 (SOI) 材料系上, SOI 折射率分布差高 (可达 2.0), 模场限制能力强, 单模波导宽度只有几百纳米 (可小于 500 nm), 国际上把这个尺寸范围的光波导称为“纳米线”(nanowires)、“硅线”(silicon wires) 或“光子线”(photonic wires)^[1,2]. 除传统 SOI 纳米线外, 最近提出的一种新颖的波导结构——硅基槽式纳米线^[3,4]吸引了众多学者的关注. 这种波导结构由高折射率硅线紧夹一个纳米量级的低折射率区 (如 SiO₂), 称之为“槽”或“缝”(slot), 而构成, 芯包分界面折射率差大, 利用电场法向分量的不连续性, 实现将光场集中限制在纳米量级的低折射率槽中, 其模式为真正意义上的导模而非泄漏模, 波导结构不仅尺寸小, 而且不受光衍射的限制, 有望在硅光子集成中发挥巨大作用. 另一方面, 与单槽硅基纳米线相比, 多槽硅基纳米线能够进一步加强槽

对光场的限制, 同样的槽厚, 多槽波纳米线的光场限制因子及光功率密度比单槽提高约 25%^[5-7].

得益于成熟的硅加工工艺及槽波导的独特性能, 该波导结构已应用于各类光子器件的设计或制作中, 包括微环谐振腔滤波器^[4,8]、光调制器^[9,10]、多模干涉耦合器^[11]、两/三波导定向耦合器^[12,13]、模式分离器^[7]、波长复用/解复用器^[14]、生物/化学传感器^[15-17]等. 必须注意到, 槽波导构成的光子器件一般对偏振态敏感, 应用于光通信系统或光信号处理系统中时, 偏振敏感特性影响系统性能. 因此, 偏振非敏感光子器件的设计非常重要. 由于槽波导具有很强的偏振相关性, 通过对槽波导参数的合理设计, 可实现偏振不敏感器件. 其中, 定向耦合器作为构成各种光子器件的一种基础结构, 得到众多学者的关注. 目前, 采用单槽及多槽波导已分别设计出偏振无关型定向耦合器^[12,13]及结构紧凑型模式分离器^[7]. 但是, 受加工工艺的限制, 很难制作出截面为严格矩形的槽波导结构, 一般为梯形截面, 其模式特性与矩形截面槽波导差异明显. 因此, 很有必要考虑截面为梯

* 国家自然科学基金 (批准号: 60978005) 资助的课题.

[†] E-mail: jbxiao@seu.edu.cn

形(即波导侧壁倾斜)情况下槽波导的模式特性. 到目前为止, 采用槽波导设计的光子器件, 大多为矩形截面, 考虑槽波导侧壁倾角对其所设计的光子器件的影响, 鲜有报道.

本文采用一种基于电场的全矢量有限元法(FV-FEM)模式求解器(mode solver)^[18,19], 对由侧壁倾斜的水平三槽硅基纳米线所构成的平行定向耦合器的特性参数(有效折射率及耦合长度)随波导侧壁倾角的变化情况进行全面分析, 同时考虑了波导间距及槽厚与槽折射率的变化对定向耦合器特性参数的影响. 恰当选择结构参数, 实现在 1.55 μm 工作波长下的偏振无关型定向耦合器.

2 理论方法

由于大多数光波导及光子器件无法用解析法分析, 数值方法是不可或缺的分析工具, 其中有限元法(FEM)^[18,19]及有限差分法(FDM)^[20,21]是两种常用方法. FDM一般采用等步长正交网格离散计算窗口, 分析复杂目标问题困难. 而FEM可采用任意网格(如直线/曲线式三角元)分割, 可根据待取场特性控制网格疏密, 计算效率及精度高, 代码通用性强, 适用于各类复杂电磁结构的计算. 另一方面, 本文涉及的波导结构有很高的折射率分布差, 模式呈现很强的混合特性, 必须用全矢量方法分析. 因此, 本文采用全矢量有限元法(FV-FEM)分析梯形截面硅基水平多槽纳米线构成的定向耦合器.

从Maxwell方程组出发, 采用各项异性完善匹配层(A-PML)吸收边界条件^[22], 得出如下全矢量电场波方程:

$$\nabla \times ([P]\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2[q]\mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

式中 $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为自由空间波数, λ 为工作波长, \mathbf{E} 为电场矢量, 张量 $[P]$ 与 $[q]$ 定义为

$$[p] = \begin{bmatrix} \frac{s_y s_z}{s_x} \mu_{rx} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{s_x s_z}{s_y} \mu_{ry} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_x s_y}{s_z} \mu_{rz} \end{bmatrix}^{-1}, \quad (2)$$

$$[q] = \begin{bmatrix} \frac{s_y s_z}{s_x} \varepsilon_{rx} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{s_x s_z}{s_y} \varepsilon_{ry} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_x s_y}{s_z} \varepsilon_{rz} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中 $\varepsilon_{rx}, \varepsilon_{ry}, \varepsilon_{rz}$ 和 $\mu_{rx}, \mu_{ry}, \mu_{rz}$ 分别为材料的相对介电常数和相对磁导率, s_x, s_y, s_z 为 A-PML 参数, 其典型定义可参阅文献^[22]. 为了消除伪解即非物理解, 本文采用二阶混合三角元离散计算窗口(包括PML)^[18], 利用伽辽金(Galerkin)法^[23], 得到如下广义本征值方程:

$$[K] \begin{Bmatrix} E_t \\ E_z \end{Bmatrix} - k_0^2 n_{\text{eff}}^2 [M] \begin{Bmatrix} E_t \\ E_z \end{Bmatrix} = \{0\}, \quad (4)$$

式中 E_t 与 E_z 分别为横向(E_x 与 E_y)与纵向电场分量, n_{eff} 为导模有效折射率. $[K]$ 与 $[M]$ 为导出矩阵, 文献^[18]及^[19]有其具体表达式. 本文采用MATLAB编写方程(4)的计算代码, 其本征值及相应的本征矢分别为导模的有效折射率及模场分布.

3 数值结果与讨论

图1为梯形截面硅基水平三槽纳米线构成的定向耦合器横截面示意图, 由两个相同侧壁倾角的水平三槽波导间隔距离 g 构成. 虽然多槽波导较单槽波导更具优势, 但槽数大于三后对波导性能的改善并不很明显^[5-7], 所以本文选用三槽波导. 对于单个水平三槽波导, 由三个纳米量级的低折射率 n_s 材料层和高折射率 n_{si} 的硅材料层交替堆叠而成. 上下硅线、槽及中间硅线的厚度分别表示为 h_h, h_s 和 h_l , 波导宽度表示为 w , 倾角 θ 定义为侧壁与 y 轴所构成的夹角(与 x 轴夹角则为 $90^\circ - \theta$). 在以下分析中, 如没有特别指明, 计算参数为: 高折射率材料为 Si, 折射率 $n_{\text{si}} = 3.5$, 整个耦合器外包层为 SiO_2 , 折射率 $n_c = 1.46$, 波导宽度 $w = 250 \text{ nm}$, 上下及中间硅线厚度分别为 $h_h = 160 \text{ nm}$ 及 $h_l = 60 \text{ nm}$, 工作波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, 这样可确保独立的水平三槽波导在单模条件下工作. 计算窗口为 $X_0 = 3.0 \mu\text{m}$, $Y_0 = 2.0 \mu\text{m}$ (含四周PML层, 厚度均为 $1.0 \mu\text{m}$), 采用自适应的二阶混合三角元离散^[18,19], 硅线、槽及其附近采用较密网格, 远离波导区则采用较疏网格, 这样在确保计算精度的情况下, 提高计算效率. 图2为最终的网格剖分图, 由于计算结构关于 y 轴对称, 实际计算时只需离散其中的一半即 $x \geq 0$ 或 $x \leq 0$ 的区域.

首先分析水平三槽波导定向耦合器模式有效折射率 n_{eff} 及耦合长度 l_c 随波导间距 g 变化的关

系,其中耦合长度 l_c 定义为

$$l_c = \frac{\lambda}{2(n_{\text{eff}}^{\text{even}} - n_{\text{eff}}^{\text{odd}})}, \quad (5)$$

式中 $n_{\text{eff}}^{\text{even}}$ ($n_{\text{eff}}^{\text{odd}}$) 为定向耦合器承载的准 TE(quasi-TE) 或准 TM(quasi-TM) 偶(奇)模有效折射率. 图 3 给出了 quasi-TM 模和 quasi-TE 模的偶模(even mode, 基模)和奇模(odd mode, 次高阶模)有效折射率 n_{eff} 及耦合长度 l_c 随着波导间距 g 的变化关系曲线,其中侧壁倾角 $\theta = 5^\circ$, 槽厚 $h_s = 15 \text{ nm}$, 槽折射率 $n_s = 1.49$. 从图中可以看出,随着波导间距 g 的增大,quasi-TE 与 quasi-TM 偶模有效折射率均减小,奇模则增大,两者之差 $|n_{\text{eff}}^{\text{even}} - n_{\text{eff}}^{\text{odd}}|$ 减小,最后分别收敛与单波导基模有效折射率,此时两波导独立,耦合能力很弱,可以忽略. 单水平三槽波导 quasi-TE 与 quasi-TM 模有效折射率差 $\Delta n_{\text{eff}} = |n_{\text{eff}}^{\text{TE}} - n_{\text{eff}}^{\text{TM}}|$ 达到 0.102, 大于单槽波导的有效折射率差 [3,4], 有很强的模式双折射效应. 另外, $\theta = 5^\circ$ 时, quasi-TE 偶、奇有效折射率大于 quasi-TM 模的对应值,而 $\theta = 0^\circ$ 时情况相反 [7], 因此,侧壁倾角明显影响单波导及耦合波导的模式特性. 计算结果表明,当 $0^\circ \leq \theta \leq 2.3^\circ$ 时, quasi-TM 偶、奇有效折射率大于 quasi-TE 模的对应值,侧壁倾角进一步增大时,情况逆转. 并且,当侧壁倾角 $\theta > 15^\circ$ 时,单波导水平方向 (x 方向) 出现次高阶模,为确保单模工作,侧壁倾角 θ 必须小于 15° 即 $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$, 否则定向耦合器将激励起二阶及以上模式,模式耦合过程复杂,影响器件性能. 从图

中还可看出,对于 quasi-TE 与 quasi-TM 模,其耦合长度 l_c 随波导间距 g 的增大均呈指数增长,因此,制作这类器件时,波导间距需要严格控制,以保证器件性能.

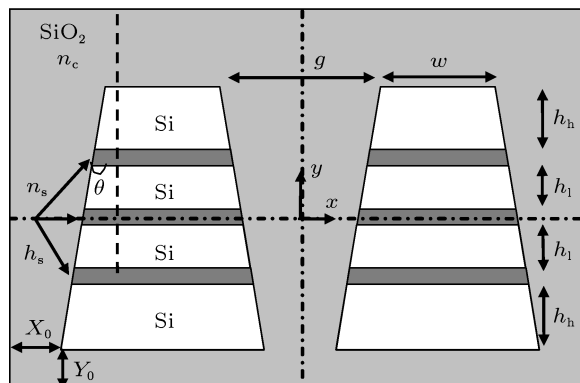


图 1 梯形截面硅基水平三槽纳米线定向耦合器横截面示意图

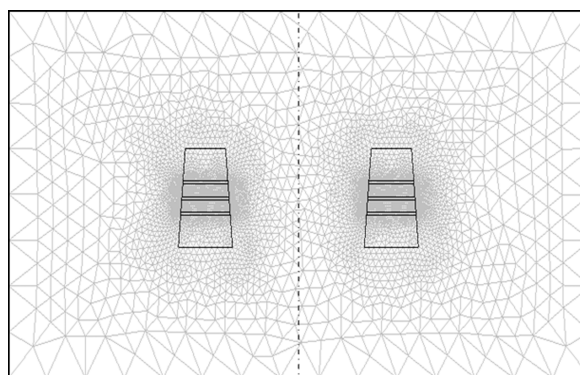


图 2 FV-FEM 模解器网格剖分图

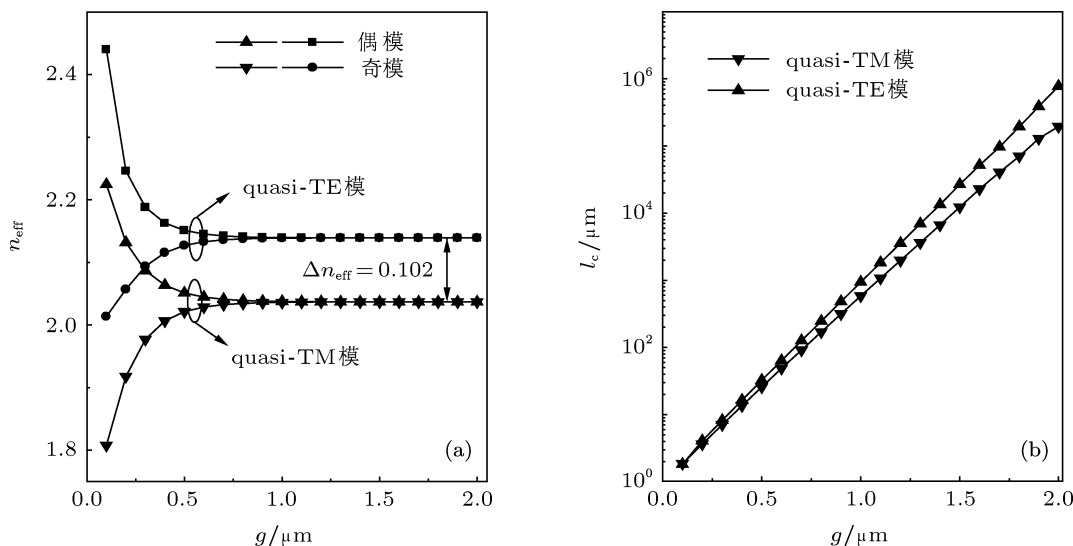


图 3 偶、奇模有效折射率 n_{eff} (a) 及耦合长度 l_c (b) 与波导间距 g 的变化关系

图4为 quasi-TM 与 quasi-TE 偶、奇模有效折射率 n_{eff} ($g = 450 \text{ nm}$) 及耦合长度 l_c ($g = 450, 900 \text{ nm}$) 随侧壁角 θ 的变化关系, 其他计算参数同图3. 从图4(a)可以看出, 随着侧壁倾角的增大, quasi-TE 和 quasi-TM 模的有效折射率均增大, 但 quasi-TE 模有效折射率较 quasi-TM 对角度变化敏感. 从图4(b)看到, quasi-TM 与 quasi-TE 模的耦合长度 l_c 随波导侧壁倾角 θ 增大而

增大, 同样 quasi-TE 模对角度变化敏感, 尤其是波导间距较大时. 当耦合波导间距 g 分别为 900 及 450 nm , 侧壁倾角 θ 分别为 3.1° 及 3.4° 时, 两组曲线分别相交, 两偏振态下的耦合长度相等, 分别为 285.2 与 $18.4 \mu\text{m}$, 此时定向耦合器可在偏振无关情况下工作. 因此, 通过合理选择波导侧壁倾斜角度等结构参数, 可实现定向耦合器偏振无关特性.

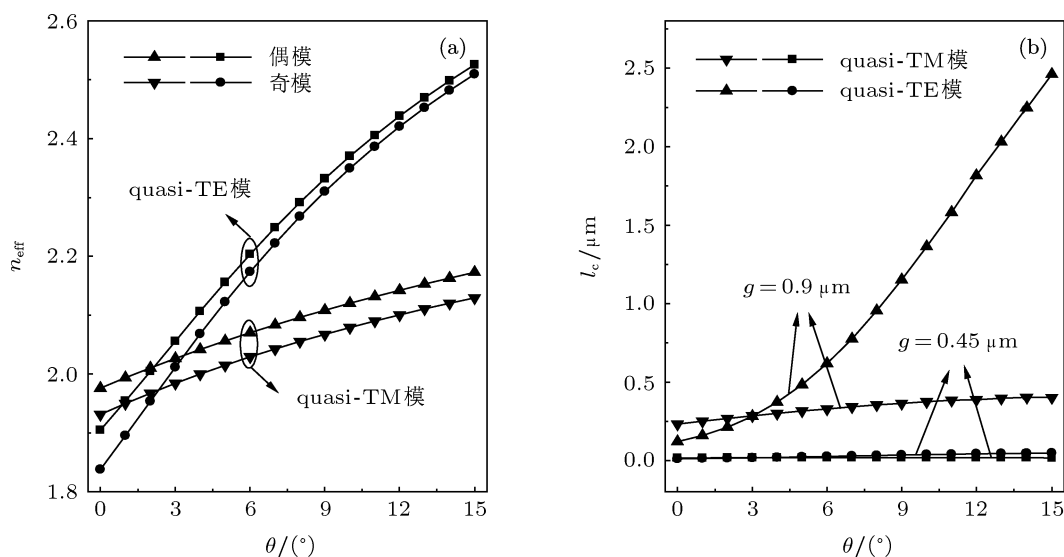


图4 偶、奇模有效折射率 n_{eff} (a) 及耦合长度 l_c (b) 随侧壁倾角 θ 的变化关系

最后分析 quasi-TE 与 quasi-TM 模耦合长度 l_c 随厚度 h_s 及槽折射率 n_s 变化的特性, 如图5所示. 图5(a)为 $\theta = 5^\circ$, $g = 900 \text{ nm}$, $n_s = 1.49$ 条件下, quasi-TE 与 quasi-TM 模的耦合长度 l_c 随槽厚 h_s 的变化关系. 可以看出, 随着波导槽厚 h_s 的增大, quasi-TE 与 quasi-TM 模的耦合长度 l_c 均减小, 且 quasi-TM 模的变化较 quasi-TE 模明显. 这是因为当槽厚较小时 (小于特征衰减长度), quasi-TM 模集中分布在槽区, 随着槽厚的增大, 槽中的电场分布减弱, 向 Si 线两侧扩散, 耦合波导的耦合能力增强, 耦合长度自然减小. 随着槽厚的进一步增大 (大于 100 nm 时), quasi-TM 与 quasi-TE 模的耦合长度 l_c 均趋于收敛, 槽厚对其影响不大. 当 $h_s = 9.5 \text{ nm}$ 时, $l_c^{\text{TE}} = l_c^{\text{TM}} \approx 590.8 \mu\text{m}$, 实现定向耦合器在偏振无关情况下工作. 图5(b)为 quasi-TE 与 quasi-TM 模耦合长度随槽折射率 n_s 变化的关系, 其中 $\theta = 5^\circ$, $g = 900 \text{ nm}$, $h_s = 15 \text{ nm}$. 从图中可以很明显看出, 随着 n_s 的增大, quasi-TE 模

和 quasi-TM 模的耦合长度 l_c 均增大, 但 quasi-TM 模对于 n_s 的变化更为敏感, 同样是因为 quasi-TM 模的电场被高度限制在槽中, 槽折射率的变化对其影响明显. 当 $n_s = 1.67$ 时, $l_c^{\text{TE}} = l_c^{\text{TM}} \approx 508.8 \mu\text{m}$, 同样实现定向耦合器的偏振独立性.

图6给出了偶、奇模主分量的模场分布, 其中侧壁倾角 $\theta = 5^\circ$ 、波导间距 $g = 900 \text{ nm}$ 、槽厚 $h_s = 15 \text{ nm}$ 、槽折射率 $n_s = 1.49$. 如前所述, 由于电场法向分量在芯包分界面出的不连续性, 使得 quasi-TM 偶、奇模主分量 E_y (quasi-TE 模的主分量为 E_x) 在低折射率材料层 (槽) 中得以增强, 其比值为 n_{Si}^2/n_s^2 . 从图6可以看出, quasi-TE 与 quasi-TM 模电场主分量分布区别明显: quasi-TM 模电场主分量集中限制在低折射率的槽中, 而 quasi-TE 模电场主分量分布在整个波导芯区, 由于硅线宽度从上至下逐渐增大, 峰值向下包层偏移, 侧壁两侧折射率分布差大, 因此两侧包层中的电场有所加强.

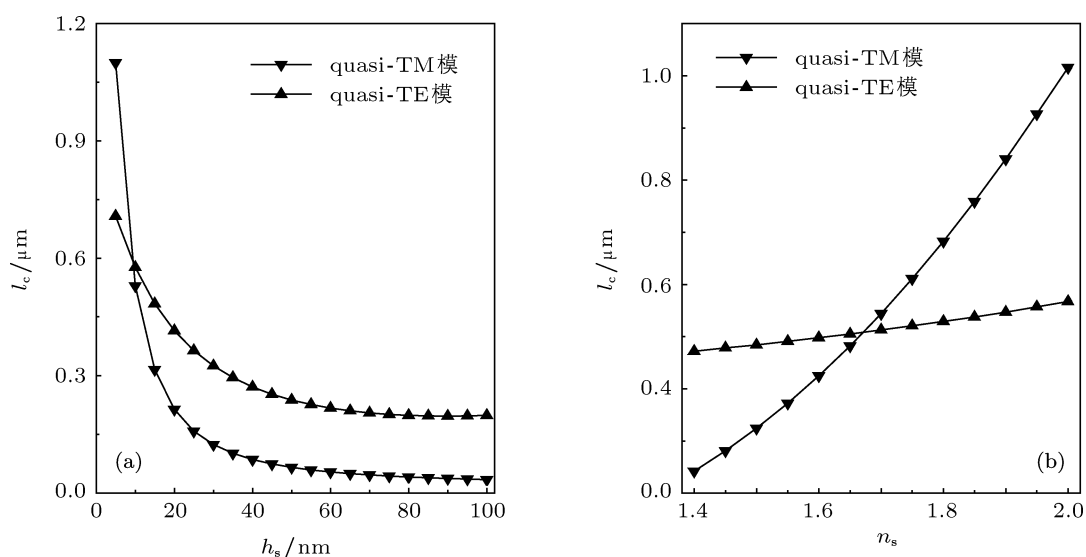


图5 耦合长度 l_c 随槽厚 h_s (a) 及槽折射率 n_s (b) 的变化关系

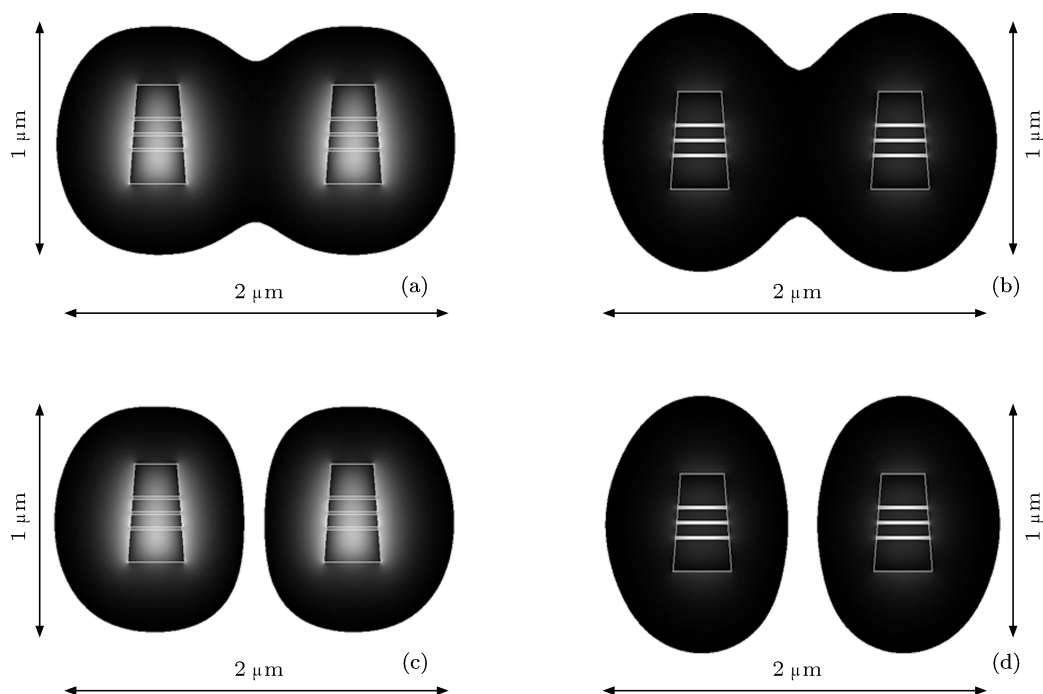


图6 偶、奇模主分量模场分布: 偶模, quasi-TE(a) 与 quasi-TM (b) 模; 奇模, quasi-TE (c) 与 quasi-TM 模 (d)

4 结论

本文采用基于电场分量的全矢量有限元模解器, 分析了梯形截面水平三槽硅线构成的平行定

向耦合器, 获得了 $1.55\ \mu\text{m}$ 工作波长下, quasi-TE 与 quasi-TM 偶、奇模有效折射率及其耦合长度随侧壁倾角 ($0\text{--}15^\circ$) 的变化关系, 分析了两偏振态下电场主分量的模场分布特点, 同时考虑了波导间距 ($0.1\text{--}2.0\ \mu\text{m}$)、槽厚 ($5.0\text{--}100.0\ \text{nm}$) 及槽折射

率 n_s (1.4—2.0) 等参数对定向耦合器的性能影响. 分析结果表明, 侧壁倾角对单波导及耦合波导的模

式特性影响明显, 合理侧壁倾角及其他结构或材料参数, 可设计出偏振独立的定向耦合器.

-
- [1] Paniccia M 2010 *Nature Photon.* **4** 498
- [2] Xu H H, Huang Q Z, Li Y T, Yu Y D, Yu J Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 084210
- [3] Xu Q, Almeida V R, Panepucci R R, Lipson M 2004 *Opt. Lett.* **29** 1626
- [4] Almeida V R, Xu Q, Barrios C A, Lipson M 2004 *Opt. Lett.* **29** 1209
- [5] Feng N N, Michel J, Kimerling L C 2006 *IEEE J. Quantum Electron.* **42** 885
- [6] Sun R, Dong P, Feng N N, Hong C Y, Michel J, Lipson M, Kimerling L 2007 *Opt. Express* **15** 17967
- [7] Xiao J B, Liu X, Sun X H 2008 *Jpn. J. Appl. Phys.* **47** 3748
- [8] Guider R, Daldosso N, Pitanti A, Jordana E, Fedeli J M, Pavesi L 2009 *Opt. Express* **17** 20762
- [9] Baehr-Jones T, Hochberg M, Wang G, Lawson R, Liao Y, Sullivan P A, Dalton L, Jen A K Y, Scherer A 2005 *Opt. Express* **13** 5216
- [10] Figi H, Bale D H, Szep A, Dalton L R, Chen A 2011 *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 2291
- [11] Fujisawa T, Koshiba M 2006 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18** 1246
- [12] Fujisawa T, Koshiba M 2006 *Opt. Lett.* **31** 56
- [13] Xiao J B, Liu X, Sun X H 2008 *Appl. Opt.* **47** 2687
- [14] Xiao J B, Liu X, Sun X H 2007 *Opt. Express* **15** 8300
- [15] Barrios C A, Gylfason K B, Sanchez B, Griol A, Sohlstrom H, Holgado M, Casquel R 2007 *Opt. Lett.* **32** 3080
- [16] Claes T, Molera J G, Vos K D, Schacht E, Baets R 2009 *IEEE Photon. J.* **1** 197
- [17] Kargar A, Chao C 2011 *J. Opt. Soc. Am. A* **28** 596
- [18] Koshiba M, Maruyama M S, Hirayama K 1994 *J. Lightwave Technol.* **12** 495
- [19] Li D U, Chang H C 2000 *IEEE J. Quantum Electron.* **36** 1251
- [20] Lusse P P, Stuwe P, Schule J, Unger H G *J. Lightwave Technol.* **12** 487
- [21] Xiao J B, Sun X H, Zhang M D 2006 *Chin. Phys.* **15** 143
- [22] Sacks Z S, Kingsland D M, Lee R, Lee J F 1995 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **43** 1460
- [23] Jin J 2002 *The Finite Element Method in Electromagnetics* 2nd ed. (New York: John Wiley & Sons) p22

Full-vectorial analysis of the directional couplers in horizontal multiple-slotted silicon wires with trapezoidal cross-section*

Xiao Jin-Biao[†] Li Wen-Liang Xia Sai-Sai Sun Xiao-Han

(Department of Electronic Engineering, Southeast University, Nanjing 210096, China)

(Received 25 April 2011; revised manuscript received 7 November 2011)

Abstract

Directional couplers are basic components for forming various kinds of photonic devices. In this paper, a directional coupler composed of two horizontal multiple-slotted waveguide structures with slanted sidewalls is characterized by using a full-vectorial finite element method in terms of the electric fields. The effective indexes of the even and the odd modes and the corresponding coupling lengths, both in quasi-TE and quasi-TM modes, are presented, where the strongly-hybrid nature of the guided-mode is effectively demonstrated. The results show that the coupling lengths in quasi-TE and quasi-TM modes exponentially increase with the increase of the gap between the coupled waveguides, where the value in quasi-TE mode is more sensitive to the variation of the angle of the sidewall, while the value in quasi-TM mode is more sensitive to variation of the height and the index of the slot. Properly choosing the structure and material parameters, polarization-independent directional couplers can be realized.

Keywords: directional coupler, multiple-slotted silicon wires, slanted sidewalls, finite element method

PACS: 42.82.Et, 78.67.Uh, 42.82.-m

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60978005).

[†] E-mail: jbxiao@seu.edu.cn