

文章编号: 0253-2239(2010)12-3537-05

双正方形中空表面等离子体光波导的传输特性研究

秦小娟^{1,2} 郭亚楠² 薛文瑞²

(¹ 太原大学外语师范学院自然科学基础部, 山西 太原 030012)
(² 山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006)

摘要 设计了一种双正方形中空表面等离子体光波导(SPW)。采用频域有限差分法,对这种波导所支持的基模的传输特性进行了研究。结果表明,基模沿纵向的能量密度主要分布在双正方形空气芯的中心区域。通过调节2个正方形空气孔的边长、中心距离以及工作波长的大小,可以调节基模的场分布范围以及场与金属银相互作用的大小,从而调节有效折射率、传播距离和模式面积等传输特性。通过与双圆形中空表面等离子体光波导的比较发现,在730~800 nm工作波长范围内,双正方形表面等离子体光波导的传输特性要优于后者。因此双正方形表面等离子体光波导有可能用于光子器件集成领域和传感器领域。

关键词 集成光学;表面等离子体光波导;传输特性;频域有限差分法

中图分类号 TN252 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103012.3537

Propagation Properties of a Surface Plasmonic Waveguide with a Double-Square-Shaped Air Core

Qin Xiaojuan^{1,2} Guo Yanan² Xue Wenrui²

¹ Department of Natural Science, Normal College of Foreign Language, Taiyuan University, Taiyuan, Shanxi 030012, China

² College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

Abstract A kind of surface plasmonic waveguide (SPW) with a double-square-shaped air core was designed. The propagation properties of the fundamental mode supported by this SPW are analyzed using the finite-difference frequency-domain method. The result shows that the longitudinal energy flux density of the fundamental mode distributes mainly in the central area of the double-square-shaped air core. Adjusting the sides of the two squares, the center to center distance of the two squares and the working wavelength, the field distribution range as well as the degree of the interaction of field with silver can be adjusted, then the effective index, propagation length and mode area of the fundamental mode can be adjusted. Compared with the SPW with a double-circle-shaped air core, it is found that the propagation properties of this kind of SPW are better than the latter within 730~800 nm working wavelength range. This double-square-shaped SPW can be applied to the field of photonic device integration and sensors.

Key words integrated optics; surface plasmonic waveguides (SPW); propagation properties; finite-difference frequency-domain method

1 引 言

假如传统的电介质波导或光子晶体光波导的横截面直径小于波长量级,那么光是不能在其中有效

传播的。而表面等离子体激元(SPP)不仅克服了传统光波导或光子晶体光波导中存在的衍射极限,而且可以局限在亚波长的横向尺度范围内沿金属和电

收稿日期: 2010-05-19; 收到修改稿日期: 2010-07-14

基金项目: 山西省自然科学基金(2010011003-1)资助课题。

作者简介: 秦小娟(1970—),女,硕士研究生,主要从事表面等离子体光波导方面的研究。

E-mail: qinxiaojuan10@163.com

导师简介: 薛文瑞(1967—),男,博士,教授,主要从事导波光学、纳米光子学和表面等离子体学等方面的研究。

E-mail: wxue@sxu.edu.cn(通信联系人)

介质的表面传播几十微米的距离。因此,基于 SPP 的表面等离子体光波导(SPW)的设计、制作和应用正在成为纳米光子学中一个引人注目的研究方向^[1~4]。

目前在国际上对能够在二维方向上约束光,在第三维方向上传导光的 SPW 掀起了研究的热潮。

2008 年本课题组设计了一种双椭圆中空 SPW^[5],这种波导的横截面是由在金属背景上挖出 2 个交迭的中空椭圆洞构成的。考虑到通过实验制作出纳米量级的椭圆洞可能比较困难,为了改进这种中空 SPW 的性能,本文设计了一种双正方形中空 SPW 结构。仍然选用之前设计所采用的频域有限差分法,对其所支持基模的传输特性进行分析,主要讨论能流密度分布、有效折射率、传播长度以及模式面积随几何参数及工作波长的变化关系,并与双圆形中空 SPW 进行了比较。

2 结构模型和计算方法

本文所设计的双正方形中空 SPW 的横截面如图 1 所示。它是由在金属银包层中挖出 2 个相交的正方形空气孔构成的,其中 a 为正方形空气孔的边长, b 是两个正方形空气孔的中心之间的距离。 ϵ_m 为金属银的介电常数, ϵ_{air} 为空气的介电常数。

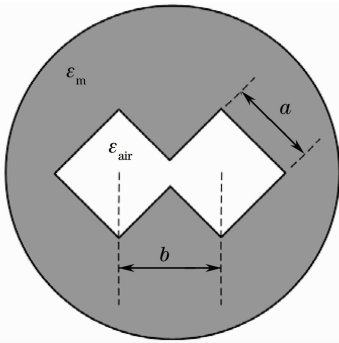


图 1 双正方形中空 SPW 的横截面示意图

Fig. 1 Cross section of the proposed SPW with two hollow square air cores

采用全矢量的二维频域有限差分方法^[6~8]对其传输特性进行研究。将 Yee 氏网格划分技术和有限差分技术相结合,把麦克斯韦(Maxwell)方程组转化成两个标准的稀疏矩阵本征值方程,再利用各向异性良匹配层(APML)吸收边界条件^[9],就能够有效地解决一般光波导的模式问题。

计算中,给定 SPW 的几何参数、电磁参数和工作波长,通过解其中一个本征值方程就能够得到在该工作波长下的传播常数 β 、有效模折射率 n_{eff} 和每

个模式在横截面内的磁场分布。接着把传播常数 β 代入另一个方程,解这个齐次线性方程组,就可以得到对应模式在横截面内的电场分布。采用 601×601 层的网格点来离散整个计算区域,其中的 20 层是用来截断网格的各向异性良匹配层的。空间离散步长为 $\Delta x = \Delta y = 1.0 \text{ nm}$ 。

因为构成 SPW 的主要材料为贵金属银,其介电常数与入射光波波长的关系比较复杂。在计算的过程中,金属银介电常数 ϵ_m 的取值如表 1 所示^[10]。空气的介电常数取为 $\epsilon_{\text{air}} = 1$ 。

表 1 金属银的介电常数 ϵ_m

Table 1 Dielectric constants of the metal silver ϵ_m

| Wavelength / μm | Re ϵ_m | Im ϵ_m/i |
|----------------------------|-----------------|-------------------|
| 629.0 | -18.38270 | 0.48951 |
| 648.0 | -19.47207 | 0.47242 |
| 667.0 | -20.64135 | 0.44555 |
| 686.0 | -21.88905 | 0.41278 |
| 705.0 | -23.21320 | 0.37832 |
| 724.0 | -24.61760 | 0.34751 |
| 743.0 | -26.10042 | 0.32520 |
| 762.0 | -27.65935 | 0.31743 |
| 781.0 | -29.29887 | 0.33054 |
| 800.0 | -31.01680 | 0.37142 |

3 传输特性分析

3.1 基模的场分布

研究如图 1 所示的双正方形中空 SPW 所支持导模的场分布情况。通过大量的计算发现,这种光波导支持多种导模,但其中只有一种具有对称的能流密度分布和较长的传播距离,为了方便,定义其为基模。根据目前纳米制造技术的现状,取正方形空气孔的边长 $a = 120 \text{ nm}$,中心间的距离 $b = 67 \text{ nm}$,取工作波长 $\lambda = 705.0 \text{ nm}$ 。在这些条件下,基模的 H_x 场、 H_y 场和沿 z 轴方向的能流密度 S_z 在横截面内的分布情况分别如图 2 所示。为了观察得更清楚,放大所有 S_z 的场分布图,并且用虚线表示出波导结构的轮廓。

从图 2 可以看出,基模的场的 H_x 场分量关于 x 轴和 y 轴都是呈反对称分布的,而 H_y 场分量关于 x 轴和 y 轴都呈对称分布的,沿 z 轴的能流密度 S_z 主要分布在两个正方形所形成的中心区域,且越靠近中间尖角区域,沿纵向的能流密度越大。

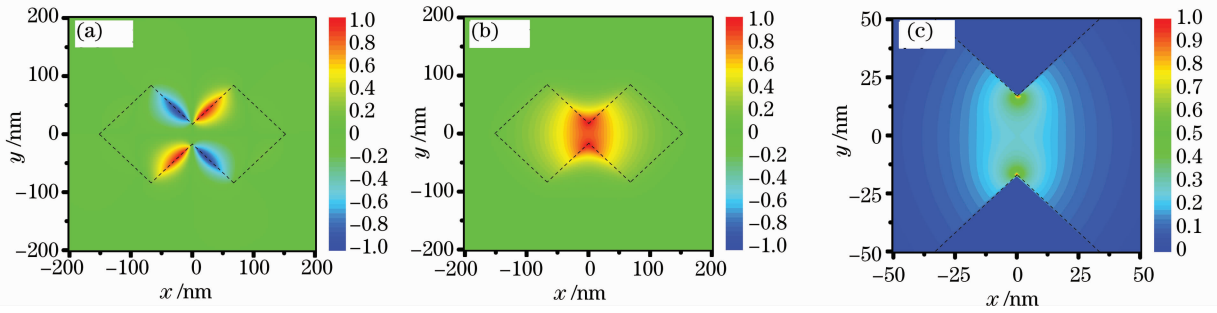


图 2 当 $a=120\text{ nm}$ 时,基模的(a) H_x 场,(b) H_y 场和(c) S_z 在横截面上的分布图

Fig. 2 Distribution of fundamental mode in the cross section (a) H_x , (b) H_y and (c) S_z , when $a=120\text{ nm}$

3.2 波导几何参数对其传输特性的影响

通常,有效折射率 $\text{Re } n_{\text{eff}}$ 、传播距离 L_{prop} 和模式面积 A 被认为是衡量 SPW 传输特性最重要的 3 个物理量,因此对图 2 条件下的 $\text{Re } n_{\text{eff}}$ 、 L_{prop} 和 A 随波导几何参数的变化关系进行研究。其中有效折射率 $\text{Re } n_{\text{eff}}$ 定义为 $\text{Re } n_{\text{eff}} = \lambda \text{Re } \beta / 2\pi$,传播距离 L_{prop} 定义

为 $L_{\text{prop}} = 1/\text{Im } \beta$,而模式面积 A 定义为能流密度 S_z 从其最大值 100% 下降到 10% 时所占据的面积^[11],结果如图 3 所示,图中表示当 $a=110, 120, 130\text{ nm}$,而 $\lambda=705.0\text{ nm}$ 的情况下, $\text{Re } n_{\text{eff}}$ 、 L_{prop} 和 A 随 b 的变化关系。

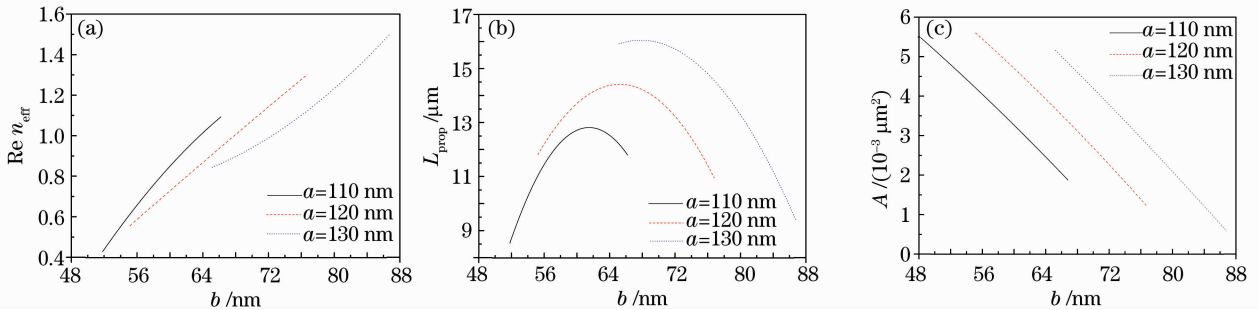


图 3 当 $a=110, 120$ 和 130 nm , (a) $\text{Re } n_{\text{eff}}$, (b) L_{prop} 和(c) A 随 b 的变化关系图

Fig. 3 Relation between (a) $\text{Re } n_{\text{eff}}$, (b) L_{prop} and (c) A and the change of b when $a=110, 120, 130\text{ nm}$

从图 3 可以看出在 a 相同的条件下, $\text{Re } n_{\text{eff}}$ 随 b 的增大而增大, L_{prop} 随 b 的增大先增大后减小,而 A 随 b 的增大而减小,参数 a 对曲线的位置有微调作用,这些现象可以从图 4 所示的 S_z 场的分布情况得到解释。图 4 表示 $b=67\text{ nm}$, $\lambda=705.0\text{ nm}$ 而 $a=110\text{ nm}$ 或 130 nm 时,基模沿 z 轴的能流密度 S_z 在模截面上的分布图。由于场主要集中在双正方形空气

芯的中心区域,相对于 $a=120\text{ nm}$ 的情形[图 2(c)],当 $a=110\text{ nm}$ 时[图 4(a)],场的分布范围较小,模式面积较小,场与金属银的相互作用较强,有效折射率就较大,传播距离较短;而当 $a=130\text{ nm}$ 时[图 4(b)]时,场的分布范围较大,模式面积较大,场与金属银的相互作用较弱,有效折射率就较小,传播距离较长。

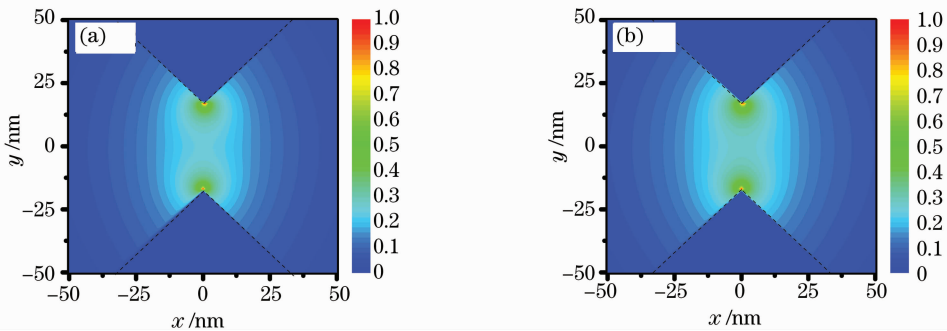


图 4 当(a) $a=110\text{ nm}$ 和(b) $a=130\text{ nm}$ 时,基模的 S_z 在横截面上的分布图

Fig. 4 Distribution of fundamental mode in the cross section S_z , when (a) $a=110\text{ nm}$ and (b) $a=130\text{ nm}$

3.3 基模的色散特性及与双圆形中空表面等离子体光波导的比较

双正方形中空 SPW 可以看成是对双椭圆中空 SPW^[5] 的一种改进。如图 5 所示,虚线表示双圆形中空表面等离子体光波导的空气芯的轮廓。为了提高可比性,且考虑到每个正方形本身的对称性,取双椭圆的半长轴和半短轴相等形成圆形,让左右两边的圆形与正方形的中心重合,且让正方形的中心到其各顶点的距离 c 与圆的半径 c 相等,式中 $c = a \times \cos(\pi/4)$ 。

图 6 给出了两种结构在 $a = 120 \text{ nm}$ 和 $b = 67 \text{ nm}$ 条件下, $\text{Re } n_{\text{eff}}$, L_{prop} 和 A 随工作波长 λ 的变

化关系。图中带空心方块的曲线对应于双正方形空气芯,带空心圆的曲线对应于双圆形空气芯。

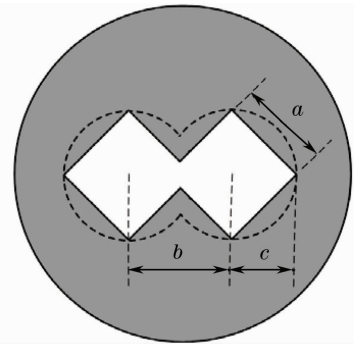


图 5 两种结构对比图

Fig. 5 Comparison diagram of two structures

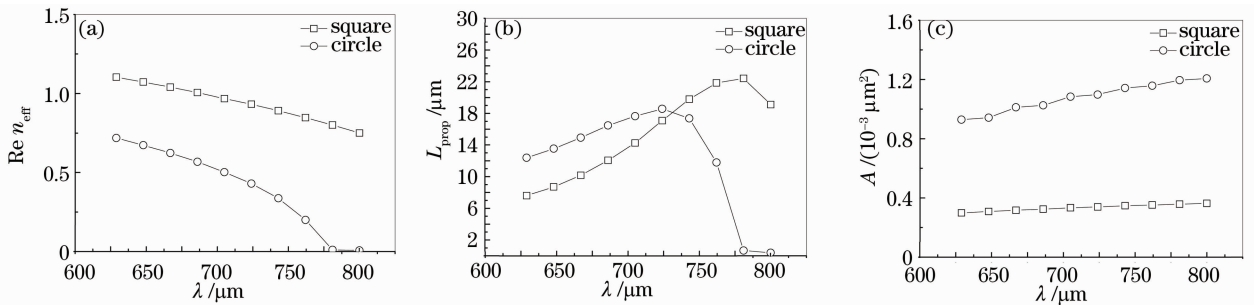


图 6 当 $a = 120 \text{ nm}$ 和 $b = 67 \text{ nm}$ 的情况下, (a) $\text{Re } n_{\text{eff}}$, (b) L_{prop} 和 (c) A 随工作波长 λ 的变化关系图

Fig. 6 Relation between (a) $\text{Re } n_{\text{eff}}$, (b) L_{prop} and (c) A and the change of λ when $a = 120 \text{ nm}$ and $b = 67 \text{ nm}$

从图 6 可以看:在确定的几何参数条件下,在 $629 \sim 800 \text{ nm}$ 波长范围内,2 种结构的 $\text{Re } n_{\text{eff}}$ 随工作波长 λ 的增大而减小,且双圆形空气芯对应的曲线在双正方形空气芯对应的曲线的下方。两种结构的 L_{prop} 随工作波长 λ 的增大先增大后减小。当在 $629 \sim 730 \text{ nm}$ 范围内时,双圆形空气芯对应的曲线在双正方形空气芯对应的曲线的上方;而在 $730 \sim 800 \text{ nm}$ 范围内时,双圆形空气芯对应的曲线在双正方形空气芯对应的曲线的下方。两种结构的 A 随工作波长 λ 的增大而增大,且双圆形空气芯对应的

曲线在双正方形空气芯对应的曲线的上方。这些现象可以从如图 2(c) 和图 7(a) 所示的 S_z 场的分布得到解释。

在 $629 \sim 730 \text{ nm}$ 范围内,由于 S_z 场主要集中在双正方形空气芯的中心区域。相对于 $\lambda = 705 \text{ nm}$ 的情况 [图 2(c)] 来说,当 $\lambda = 629 \text{ nm}$ 时 [图 7(a)], 场的分布范围较小,模式面积较小,场与金属银的相互作用较强,有效折射率较大,传播距离较短。通过图 7 可以看出,当左右两边的圆形与正方形的中心重合,且正方形的中心到其各顶点的距离与圆

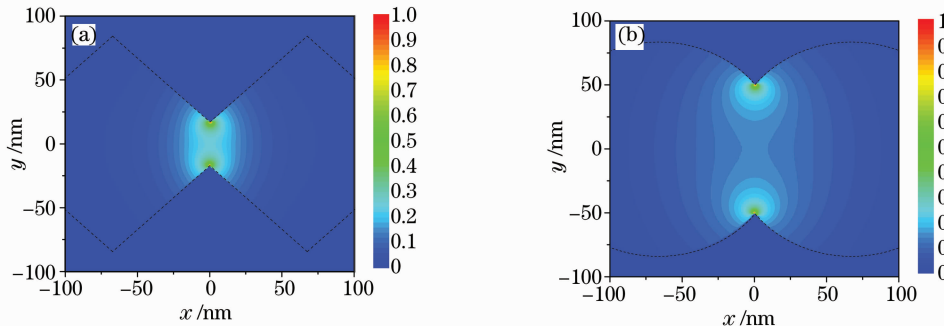


图 7 当 (a) $\lambda = 629 \text{ nm}$ 和 (b) $\lambda = 800 \text{ nm}$ 情况下,两种结构的基模的 S_z 在横截面上的分布图

Fig. 7 Distribution of fundamental mode in the cross section S_z of the two structures, when (a) $\lambda = 629 \text{ nm}$ and (b) $\lambda = 800 \text{ nm}$

的半径相等时,圆形空气芯对应的模式面积明显比正方形空气芯对应的模式面积大,所以前者的场与金属银的相互作用较小,有效折射率较小,传播距离较长。

在 730~800 nm 范围内,随着工作波长的增加,双圆形空气芯对应的结构趋于截止状态,传播距离急剧下降。而双正方形空气芯对应的结构还没有达到截止状态,也就是说,它的截止波长要比双圆形空气芯对应结构的截止波长要长。但从表 1 可知,在接近 800 nm 时,金属银的损耗在增加,所以其传播长度开始下降。在此波长范围内,双正方形空气芯对应的结构的传输特性要优于双圆形空气芯对应的结构的传输特性。

4 结 论

通过数值方法对双正方形中空表面等离子体光波导的传输特性进行了研究,结果表明,基模场的 H_x 场分量关于 x 轴和 y 轴都是呈反对称分布的,而 H_y 场分量关于 x 轴和 y 轴都呈对称分布的,沿 z 轴的能流密度 S_z 主要分布在两个正方形所形成的中心区域,且越靠近中间尖角区域,沿纵向的能流密度越大。

在工作波长确定的条件下,讨论了波导几何参数对基模的传输特性的影响,当正方形的边长较大时,有效折射率较小,传播距离较长。在几何参数确定的条件下,讨论了基模的色散特性,并与双圆形中空 SPW 进行了比较。在 629~730 nm 范围内,双圆形中空 SPW 的传输特性优于双正方形中空 SPW 的传输特性。在 730~800 nm 范围内,双圆形中空

SPW 的传输特性不及双正方形中空 SPW 的传输特性。这些现象都可以通过场与金属银的相互作用的强弱得到解释。

参 考 文 献

- 1 W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature*, 2003, **424**(6950): 824~830
- 2 E. Ozbay. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions[J]. *Science*, 2006, **311**(5758): 189~193
- 3 S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux *et al.*. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators [J]. *Nature*, 2006, **440**(7083): 508~511
- 4 S. A. Maier. Plasmonics: the promise of highly integrated optical devices [J]. *IEEE J. Sel. Topics Quant. Electron.*, 2006, **12**(6): 1671~1677
- 5 Wenrui Xue, Yanan Guo, Peng Li *et al.*. Propagation properties of a surface plasmonic waveguide with double elliptical air cores [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(14): 10710~10720
- 6 Z. Zhu, T. G. Brown. Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers[J]. *Opt. Express*, 2002, **10**(17): 853~864
- 7 S. Guo, F. Wu, S. Albin. Loss and dispersion analysis of microstructured optical fibers by finite-difference method [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(15): 3341~3352
- 8 C. Yu, H. C. Chang. Yee-mesh-based finite difference eigenmode solver with PML absorbing boundary conditions for optical waveguides and photonic crystal fibers [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(25): 6165~6177
- 9 S. D. Gedney. An anisotropic perfectly matched layer absorbing media for the truncation of FDTD lattices [J]. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, 1996, **44**(12): 1630~1639
- 10 P. B. Johnson, R. W. Christy. Optical constants of the noble metals [J]. *Phys. Rev. B*, 1972, **6**(12): 4370~4379
- 11 E. Moreno, S. G. Rodrigo, S. I. Bozhevolnyi *et al.*. Guiding and focusing of electromagnetic fields with wedge plasmon polaritons [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100** (2): 023901~023904