

十字结构银纳米线的表面等离极化激元分束特性*

张永元¹⁾²⁾ 罗李娜¹⁾ 张中月^{1)†}

1)(陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710062)

2)(西安科技大学理学院, 西安 710054)

(2014年10月23日收到; 2014年12月12日收到修改稿)

金属纳米线波导可以将光局域在亚波长尺度内传播, 在纳米光子集成电路方面有着重要的作用. 本文应用有限元方法, 研究了十字结构银纳米线的表面等离极化激元分束特性. 结果表明, 不同模式的表面等离极化激元在十字结构三个分支的输出依赖于端面的几何结构参数. 此外, 研究还发现由于不同模式表面等离极化激元叠加, 在十字结构的分支上出现了周期性电场分布.

关键词: 银纳米线波导, 表面等离极化激元, 十字结构

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn

DOI: 10.7498/aps.64.097303

1 引言

表面等离极化激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 是沿着金属和介质的界面传输的电磁波^[1,2], 在垂直于界面方向上以指数形式衰减, 因此 SPPs 被局域在金属和介质界面, 在亚波长范围内传播, 突破了衍射极限. 正是由于 SPPs 的这一特性, 使得 SPPs 波导能够实现亚波长尺度的光信息传输与处理, 从而作为信息载体在纳米光子集成电路中显示出巨大的应用潜力. 为有效地传播 SPPs, 研究人员提出了多种波导结构, 例如薄金属条波导^[3-6], 金属纳米球链^[7], 金属槽型波导^[8-11]、金属纳米线波导^[12-17] 以及混合模波导等^[18].

由于金属纳米线波导能将光约束在亚波长的一维尺寸, 并实现光子器件与电子器件在纳米尺度上的结合, 而受到广泛研究. 研究者研究了圆柱形金纳米线^[19]、矩形金纳米线^[20]、置于介质衬底上的圆柱形银纳米线^[21,22]、以及双圆柱形银纳米

线等^[23] 结构中 SPPs 的传播特性, 研究发现 SPPs 传输特性严重地依赖于纳米线波导的端面形状以及周围介电环境. 对于弯曲的银纳米线波导, 研究发现传输损耗严重地依赖于弯曲纳米线的曲率半径^[24]. 研究者对金属纳米线波导的偏振特性进行了研究, 对于线性入射偏振光来说, 纳米线即可以做保偏波导, 又可以做起偏器, 并且偏振变化与纳米线的几何形状有密切的关系^[25]. 此外, 通过调控入射光偏振方向, 可以同时激发三种最低模式的 SPPs, 其中两个模式的 SPPs 发生干涉后会产生圆偏振型的 SPPs. 基模能使圆偏振 SPPs 在近场下呈现手性特征的螺旋波^[26].

具有分支结构的金属纳米线波导的 SPPs 传输特性, 特别是不同模式的 SPPs 在分支结构中的分束特性方面的研究还非常有限, 本文研究了十字结构银纳米线波导中 SPPs 的分束特性. 分析了十字结构银纳米线波导端面的几何参数对不同模式 SPPs 的有效折射率、传播长度、有效模式面积以及分束特性的影响.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11004160)、中央高校基本科研业务费专项基金 (编号: GK201303007) 和西安科技大学培育基金 (编号: 2010045) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zyzhang@snnu.edu.cn

2 结构和计算方法

图1是端面为正方形的十字结构银纳米线波导, 边长为 a , 周围是空气. 激发光波长 532 nm , 在纳米线上激发SPPs, 然后沿三个分支传输. 图1中端口1为输入端口, 端口2, 3, 4为输出端口. 每个端口到十字结构中心的距离为 2000 nm . 在本文中, 银的介电常数为 $-11.755 + 0.37038i$ ^[27], 空气的折射率为1.

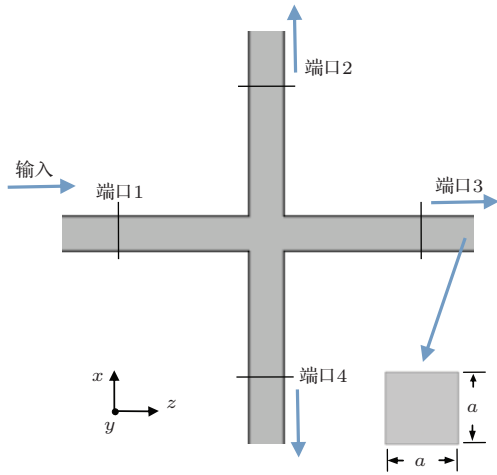


图1 十字结构银纳米线波导的结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the silver cross structure.

本文利用电磁仿真软件(COMSOL Multiphysics)数值模拟了SPPs的分束特性. COMSOL Multiphysics是以有限元法为基础, 通过求解偏微分方程(单场)或偏微分方程组(多场)来实现真实物理现象的仿真, 用数学方法来求解真实世界物理现象的数值仿真软件. SPPs的传播长度 L_m 定义为其强度减小至 $1/e$ 所传播距离^[1]

$$L_m = 1/2\text{Im}\{\beta\}, \quad (1)$$

$$\beta = 2\pi n_{\text{eff}}/\lambda, \quad (2)$$

其中 β 为传播常数, n_{eff} 为SPPs模式的有效折射率, λ 是SPPs波长. SPPs的另一个重要参数是有效模式面积 A_{eff} , 定义为模式的总能量与峰值能量密度的比值,

$$A_{\text{eff}} = \iint W(x, y) dx dy / \max[W(x, y)], \quad (3)$$

$$W(x, y) = \frac{1}{2}\varepsilon |E|^2 + \frac{1}{2}\mu_0 |H|^2, \quad (4)$$

其中 $W(x, y)$ 是电磁场能量密度, E 和 H 分别为电场和磁场的强度, ε 和 μ_0 分别为介质的介电常数和

真空磁导率. 本文应用透射系数描述十字结构的分束特性, 透射系数定义为输出端口的输出功率 P_o . 与长 4000 nm 的单根银纳米线输出端口的输出功率 P 之比, 即 $T = P_o/P$. 因此计算中抵消了SPPs在纳米线上损耗带来的影响.

3 结果与讨论

十字结构银纳米线波导所支持的三种基础模式分别为 TM_0 , HE_1 和 HE_{-1} 模式. 图2给出了边长 $a = 150\text{ nm}$ 时不同模式的电场分布. 通过计算可以得到不同模式的有效折射率(n_{eff})、传播长度(L_m)、有效模式面积(A_{eff}).

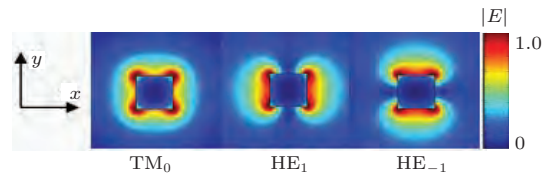


图2 (网刊彩色) 银纳米线波导截面稳态电场分布

Fig. 2. (color online) Contour profiles of the normalized $|E|$ fields on the cross section of silver waveguides at different modes.

图3(a)和(b)分别为 TM_0 模式和 HE_1 模式SPPs有效折射率的实部和虚部随边长 a 的色散关系图. 图3(c)和(d)分别为 TM_0 模式和 HE_1 模式传播长度与有效模式面积随边长 a 的变化关系图. 因为 HE_1 与 HE_{-1} 是简并模式, 两种模式具有类似的传输特性, 故图中只画出了 HE_1 模式的色散关系、传播长度和有效模式面积.

对于 TM_0 模式, 当 a 较小时, n_{eff} 的实部和虚部都较大. 随着 a 的增大, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 和 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 减小. 这是因为当 a 较小时, 较多能量集中在金属表面传播, 能量损失较大, 导致 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 和 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 较大; 随着 a 增大, 更多能量在介质中传播, 模式的有效面积增大, 损耗减小, 导致 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 和 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 减小.

对于 HE_1 模式, 当 a 较小时, SPPs的有效折射率的虚部较小, 实部与周围介质的折射率相近. 当 a 增大时, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 和 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 也增大. 这是由于对于 HE_1 模式, a 较小时, SPPs模式的能量主要在空气中传播, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 接近于空气的折射率, 并且损耗很小, 即 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 很小. a 增大时, 能量主要在金属表面传播, 损耗增大, 导致 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 和 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 增大.

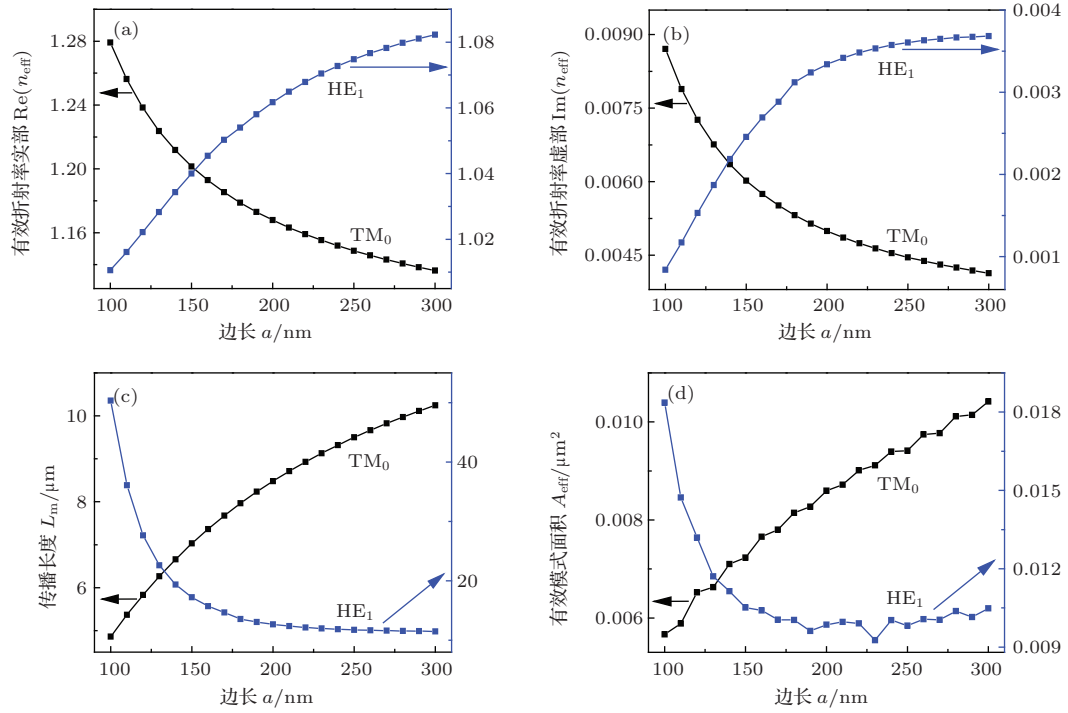


图3 (网刊彩色) (a), (b) TM_0 和 HE_{-1} 模式的色散关系; (c) 传播长度; (d) 有效模式面积

Fig. 3. (color online) Dispersion relationships (a), (b), propagation lengths (c), and effective area (d) of TM_0 mode and HE_{-1} mode.

3.1 TM_0 模式 SPPs 的分束特性

当 SPPs 经过十字结构时, SPPs 将向各个方向传播. 图 4(a) 给出了 TM_0 模式 SPPs 输入、输出端口分别接收 TM_0 模式 SPPs 时, 透射系数随边长 a 的变化关系图. 由于十字结构的对称性, 端口 2 和端口 4 的透射系数相同, 因此图中只给出了端口 2 和端口 3 的透射系数随边长 a 的变化关系图. 从图 4(a) 可以看出, 当 a 小于 120 nm 时, 端口 2 的透

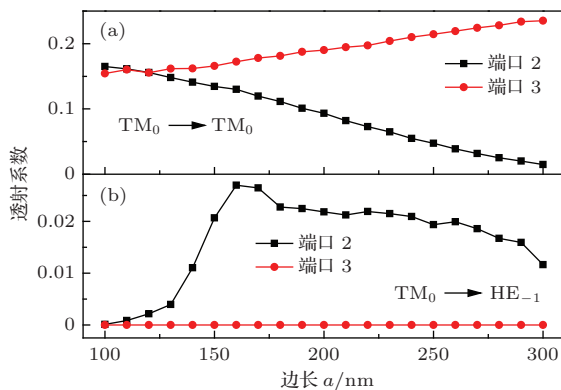


图4 (网刊彩色) TM_0 模式 SPPs 透射系数 (a) TM_0 输出; (b) HE_{-1} 输出

Fig. 4. (color online) Transmittance of TM_0 mode. (a) Output TM_0 mode SPPs; (b) output HE_{-1} mode SPPs.

射系数 T_2 比端口 3 的透射系数 T_3 大. 随着 a 增大, T_2 减小, T_3 增大. 当 $a = 300$ nm 时, SPPs 仅从端口 3 透射. 图 4(b) 给出了 TM_0 模式输入、输出端口接收 HE_{-1} 模式 SPPs 时, 透射系数随边长 a 的变化关系图. 当输入 TM_0 模式时, 在分支 2 和分支 4 上出现了 HE_{-1} 模式 SPPs; 在分支 3 上没有激发出 HE_{-1} 模式 SPPs. 由于分支 2 和分支 4 主要反射了 x 方向偏振的 SPPs, 因此 TM_0 模式的 SPPs 被转化为在分支 2 和分支 4 上传播的 HE_{-1} 模式 SPPs. 由图 4 可知, TM_0 模式 SPPs 输入时, 在分支 2 和分支 4 上激发出两种不同模式的 SPPs, 该两种模式叠加将产生新的现象.

图 5 给出了 TM_0 模式 SPPs 输入时, 边长 $a = 200$ nm 的十字结构上的稳态电场分布. 在分支 2 和分支 4 上观察到由于 TM_0 和 HE_{-1} 两种模式 SPPs 的叠加而形成的振动电场. 电场分布的周期约为 5000 nm. 此外, 电场分布周期与两种模式的传播常数的差值成反比, 即 $L_T = 2\pi/\text{Re}(\beta_1 - \beta_2)$, 式中 β_1 和 β_2 分别为 TM_0 模式和 HE_{-1} 模式 SPPs 的传播常数. 对于 $a = 200$ nm 十字结构, 应用该公式计算得到周期 $L_T = 5009$ nm, 与图中结果基本一致. 由于随着 a 的增大, β_1 减小, β_2 增大, 叠加电场的振动周期增大.

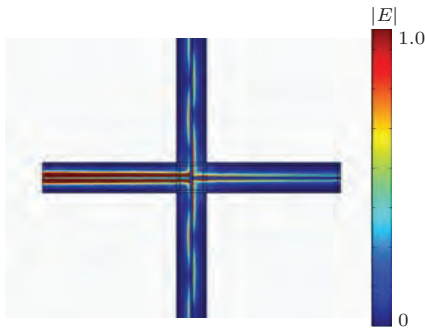


图5 (网刊彩色) $a = 200$ nm 十字结构在 TM_0 模式 SPPs 输入时的稳态电场分布

Fig. 5. (color online) Contour profiles of the normalized $|E|$ field of $a = 200$ nm cross structure with TM_0 mode input.

3.2 HE_1 模式 SPPs 的分束特性

图6(a)和(b)分别给出了 HE_1 模式SPPs输入、输出端口接收 HE_1 和 TM_0 模式SPPs时的透射系数随边长 a 的变化关系图。从图6(a)可以看出,当 a 较小时, T_3 远大于 T_2 ;随着 a 增大, T_2 缓慢增大, T_3 急剧减小;当 a 大于200 nm时, T_3 的变化趋于平缓,此时两个输出端口的透射系数接近。由此可见,当 a 较小时, HE_1 模式主要沿着分支3传播,在分支2和分支4上传播的能量较少;随着 a 增大,沿着分支3上传播的能量减少。由图6(b)可知,当输入 HE_1 模式SPPs时,在波导结构的分支2和分支4上出现了新的模式,这是由于分支2和分支4主要反射了 x 方向偏振的SPPs,将 HE_1 模式SPPs转化为 TM_0 模式SPPs。

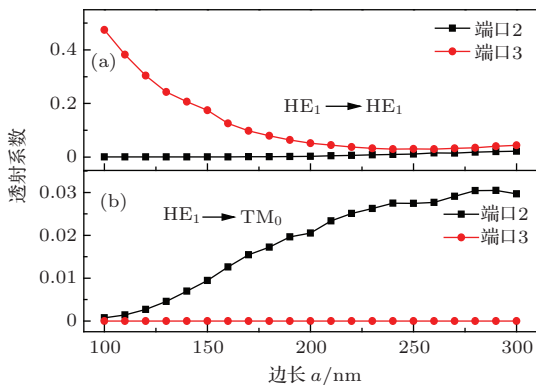


图6 (网刊彩色) HE_1 模式 SPPs 透射系数 (a) HE_1 输出; (b) TM_0 输出

Fig. 6. (color online) Transmittance of HE_1 mode. (a) Output HE_1 mode SPPs; (b) output TM_0 mode SPPs.

图7给出了 HE_1 模式SPPs输入时, $a = 200$ nm的十字结构上稳态电场分布。由图可见,由于

HE_1 模式 SPPs 和 TM_0 模式 SPPs 在分支 2 和分支 4 上出现了周期性电场分布, 电场分布的周期同样约为 5000 nm.

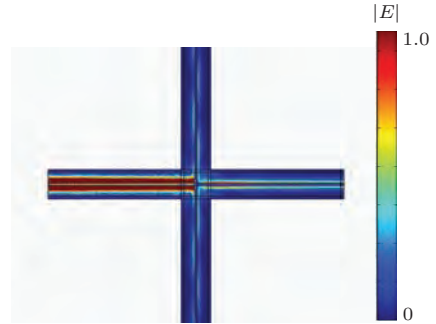


图7 (网刊彩色) $a = 200$ nm 十字结构在 TM_0 模式 SPPs 输入时的稳态电场分布

Fig. 7. (color online) Contour profiles of the normalized $|E|$ field of $a = 200$ nm cross structure with HE_1 mode input.

3.3 HE_{-1} 模式 SPPs 的分束特性

图8(a)和(b)分别给出了 HE_{-1} 模式输入时,输出端口分别接收 HE_{-1} 模式和 TM_0 模式SPPs的透射系数随边长 a 的变化关系图。从图8(a)可以看出,当 a 较小时, T_3 远大于 T_2 ;随着 a 的增大, T_3 急剧减小,而 T_2 变化缓慢。但是, T_3 仍远大于 T_2 。由此可见, HE_{-1} 模式SPPs主要沿着分支3传播。由图8(b)可知,当 HE_{-1} 模式SPPs输入时,由于十字交叉处对 HE_{-1} 模式SPPs反射很小,在三个分支上没有产生新模式,故在分支上也不会出现周期性电场分布。

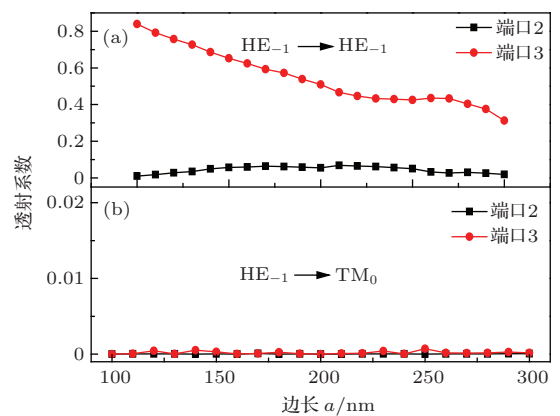


图8 (网刊彩色) HE_{-1} 模式 SPPs 透射系数 (a) HE_{-1} 输出; (b) TM_0 输出

Fig. 8. (color online) Transmittance of HE_{-1} mode. (a) Output HE_{-1} mode SPPs; (b) output TM_0 mode SPPs.

4 结 论

本文研究了十字结构银纳米线波导中SPPs的分束特性. 数值计算表明, 不同模式SPPs在三个输出端口的透射率随几何结构参数的分布具有不同的趋势. 当 a 较小时, TM_0 模式SPPs沿着三个分支传输的能量相当, HE_1 和 HE_{-1} 模式SPPs主要沿着原来波导方向传播; 随着 a 的增大, TM_0 模式SPPs沿着原来波导方向传播的能量增加, 其他两个分支上传播的能量减少, HE_1 模式SPPs沿着原来波导方向传播的能量减少. HE_{-1} 模式SPPs沿着原来波导方向传播的能量减少. 此外, 由于波导结构存在交叉引起电场叠加在分支上形成了周期性电场分布. 这些结果在纳米光子集成回路设计方面有着一定的潜在应用价值.

参考文献

- [1] Raether H 1988 *Surface Plasmons* (Berlin Heidelberg: Springer-Verlag)
- [2] Li X L, Zhang Z D, Wang H, Y, Xiong Z H, Zhang Z Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 047807 (in Chinese) [李雪莲, 张志东, 王红艳, 熊祖洪, 张中月 2011 物理学报 **60** 047807]
- [3] Lamprecht B, Krenn J R, Schider G, Ditlbacher H, Salerno M, Felidj N, Leitner A, Aussenegg F R, Weeber J C 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 51
- [4] Zia R, Selker M D, Brongersma M L 2005 *Phys. Rev. B* **71** 165431
- [5] Degiron A, Cho S Y, Harrison C, Jokerst N M, Della-giacoma C, Martin Olivier J F, Smith D R 2008 *Phys. Rev. A* **77** 021804
- [6] Breukelaar I, Charbonneau R, Berini P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 05119
- [7] Maier S A, Kik P G, Atwater H A 2003 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1714
- [8] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, Ebbesen T W 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 046802
- [9] Pile D F P, Gramotnev D K 2004 *Opt. Lett.* **29** 1069
- [10] Maier S A, Friedman M D, Barclay P E, Painter O. 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 171486
- [11] Fu Y L, Hu X Y, Lu C C, Yue S, Yang H, Gong Q H 2012 *Nano Lett.* **12** 5784
- [12] Economou C, Peeiffer C A, Ngai K L 1974 *Phys. Rev. B* **71** 3038
- [13] Prade B, Vinet J Y 1994 *Journal of Lightwave Technology* **12** 6
- [14] Schroter U, Dereux A 2001 *Phys. Rev. B* **64** 125420
- [15] Novotny L, Hafner C 1994 *Phys. Rev. B* **50** 4094
- [16] Yang P F, Gu Y, Gong Q H 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3880
- [17] Guo Y N, Xue W R, Zhang W M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4168 (in Chinese) [郭亚楠, 薛文瑞, 张文梅 2009 物理学报 **58** 4168]
- [18] Oulton R F, Sorger V J, Genov D A, Pile D F, Zhang X 2008 *Nature Photonics* **2** 496
- [19] Li X Y, Guo X, Wang D L, Tong L M 2014 *Optics Communications.* **323** 119
- [20] Krenn J R, Lamprecht B, Ditlbacher H, Schider G, Salerno M, Leitner A, Aussenegg F R 2002 *Europhys Lett.* **60** 663
- [21] Zou C L, Sun F W, Xiao Y F, Dong C H, Chen X D, J M Cui, Gong Q, Han Z F, Guo G C 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 183102
- [22] Li Q, Qiu M 2013 *Opt. Express* **21** 8587
- [23] Sun S L, Chen HT, Zheng J W, Guo G Y 2013 *Opt. Express* **21** 14591
- [24] Wang W H, Yang Q, Fan F G, Xu H X, Wang Z L 2011 *Nano Lett.* **11** 1603
- [25] Li Z P, Bao K, Fang Y R, Huang Y Z, Nordlander P, Xu H X 2010 *Nano Lett.* **10** 1831
- [26] Zhang S P, Wei H, Bao K, Håkanson U, Halas N J, Nordlander P, Xu H X 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 096801
- [27] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370

Surface plasmon polaritons splitting properties of silver cross nanowires*

Zhang Yong-Yuan¹⁾²⁾ Luo Li-Na¹⁾ Zhang Zhong-Yue^{1)†}

1) (School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China)

2) (School of Science, Xi'an University of Science and Technology, Xi'an 710054, China)

(Received 23 October 2014; revised manuscript received 12 December 2014)

Abstract

Since metallic nanowires can confine light in nanoscale beyond the diffraction limit, metallic nanowires play an important role in nanophotonic integrated circuits. In this paper, a silver nanowire waveguide with a cross is proposed and its surface plasmon polaritons (SPPs) splitting properties of the cross at $\lambda = 532$ nm are studied by the finite element method. The nanowire has a square shape with its side length of a . Results show that the outputs for different input modes depend on the geometric parameters of the nanowires. For SPPs with TM_0 mode, there are similar intensities in different waveguide directions with smaller side length. With the increase of a , the intensity in the original waveguide direction increases monotonically, and those in the perpendicular direction will decrease monotonically. For SPPs with HE_1 mode and HE_{-1} mode, most of the energy propagate along the original waveguide direction for smaller a . With the increase of a , the intensity in the original waveguide direction decreases dramatically. For SPPs with HE_1 mode, the cross blocks most of the energy in three directions for larger a . In addition to the splitting effect of it, the cross also performs a function of mode conversion. For the input SPPs with TM_0 mode, the output of SPPs along the perpendicular waveguide direction can be converted to the HE_{-1} mode. For the input SPPs with HE_1 mode, the output of SPPs along the perpendicular waveguide direction can be converted to the TM_0 mode. Due to the superposition of electric fields of different SPPs modes in the perpendicular waveguide direction occur the steady-state and periodic electric field distributions.

Keywords: silver nanowire waveguides, surface plasmon polaritons, cross structure

PACS: 73.20.Mf, 42.79.Gn

DOI: 10.7498/aps.64.097303

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11004160), the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education of China (Grant No. GK201303007), and the Fostering Fund of Xian University of Science and Technology of China (Grant No. 2010045).

† Corresponding author. E-mail: zyzhang@snnu.edu.cn