

基于金属狭缝-凹槽结构单向激发表面等离子体

陈全胜 佟玉莹 庄园 蒋晓月 顾磊 王继成 王跃科

(江南大学光信息科学与技术系, 江苏 无锡 214122)

摘要 单向激发表面等离子体,在光通信、集成光学、光刻等方面有着广泛的应用。从理论上提出了一种亚波长金属狭缝-凹槽结构,利用背照射的激发方式,在金属膜表面实现了单向激发表面等离子体。设计过程中采用时域有限差分法进行数值模拟。首先改变凹槽的深度和宽度使得通过凹槽传播的表面等离子体的电场强度达到最低,并利用散射矩阵理论解释了其物理机制。然后基于表面等离子体干涉原理,改变狭缝与凹槽之间的距离使向背离凹槽一边传播的表面等离子体干涉加强,从而使金属狭缝-凹槽结构实现单向激发表面等离子体,最大分束比可以达到 8。

关键词 表面光学; 表面等离子体; 时域有限差分; 单向激发

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201441.0510001

Unidirectional Excitation of Surface Plasmon Based on Metallic Slit-Groove Structure

Chen Quansheng Tong Yuying Zhuang Yuan Jiang Xiaoyue Gu Lei
Wang Jicheng Wang Yueke

(Optical Information Science and Technology Department, Jiangnan University, Wuxi, Jiangsu 214122, China)

Abstract Unidirectional excitation of surface plasmon polaritons has been applied widely in optical communication, integrated optics, lithography and so on. A subwavelength structure of metallic slit-groove in theory is proposed. This structure achieves unidirectional excitation of surface plasmon polaritons along the metallic film under back illumination. During our design, finite-difference time-domain method (FDTD) is adopted for numerical simulation. At first, the electric field intensity of surface plasmon polaritons which transmits through the groove can reach minimum by changing the depth and width of the groove, and the physical mechanism can be explained with the scattering matrix theory very well. Then based on surface plasmons' interference principle, the interference of surface plasmon polaritons, which propagate along the side deviating from the groove, can be strengthened by changing the distance between the slit and groove. Thereby, the metallic slit-groove structure realizes unidirectional excitation of surface plasmon polaritons. The maximum splitting ratio can reach up to 8.

Key words optics at surfaces; surface plasmon polariton; finite-difference time domain; one-way excitation

OCIS codes 240.6680; 240.6690; 250.5403

1 引言

表面等离子体(SPPs)是局域在金属和电介质交界处传播的表面电磁模式,是一种由光子和自由电子组成的混合激发态^[1]。SPPs的表面局域和近场增强的特性使其在光波导、纳米光刻以及生物

传感等领域有着广泛的应用前景^[2]。因此,现代表面等离子体激元学的发展,需要单向性好、激发效率高的 SPPs 源。

众所周知,横磁波照射到有亚波长金属狭缝、金属孔或者是光栅结构修饰的金属膜上时,金属膜表面

收稿日期: 2013-10-10; **收到修改稿日期**: 2013-11-28

基金项目: 江苏省自然科学基金(BK2012548)、江南大学创新训练项目(2013234)

作者简介: 陈全胜(1991—),男,本科,主要从事表面等离子体光学方面的研究。E-mail: quschen@163.com

导师简介: 王跃科(1982—),男,博士,副教授,主要从事微纳光学、变换光学等方面的研究。

E-mail: ykwang@jiangnan.edu.cn. (通信联系人)

的微结构可以提供波矢补偿,在其表面激发 SPPs。但是传统的激发方式激发效率低,且不容易控制激发方向,为了改进传统方式的缺点,近年来有多个研究小组开展了 SPPs 分束器^[3]以及 SPPs 定向激发^[4]等相关领域的工作。该领域的研究从理论上可以划分为两类:利用光栅耦合^[5-9]以及 SPPs 干涉原理^[10-11]。基于光栅耦合原理的 SPPs 分束器是利用在金属狭缝两侧修饰非对称的亚波长金属光栅结构,实现双色入射光的 SPPs 分束效应。基于 SPPs 干涉原理的 SPPs 定向激发装置是利用两束 SPPs 的相长或者相消干涉效应,实现 SPPs 沿一侧金属膜表面传播,此种方法在实验中也得以验证^[12]。

本文提出了金属亚波长狭缝-凹槽的理论模型,实现了单向激发表面等离子体。模型利用背照射方式进行激发。首先调节凹槽的深度 h 和宽度 w 使得通过凹槽的 SPPs 电场强度达到最低,然后调节狭缝与凹槽之间的距离 d 使得背离凹槽一边传播的 SPPs 干涉加强,从而实现 SPPs 的单向激发。时域有限差分法(FDTD)^[13]的数值模拟结果证明了设计理论的合理性。

2 理论模型

对于金属亚波长狭缝(或凹槽),在其中传播的 SPPs 模式的有效折射率 N_{eff} 可以通过下式计算得

$$\tanh\left(\frac{k_0 w}{2} \sqrt{N_{\text{eff}}^2 - \epsilon_d}\right) = \frac{-\epsilon_d \sqrt{N_{\text{eff}}^2 - \epsilon_m}}{\epsilon_m \sqrt{N_{\text{eff}}^2 - \epsilon_d}}, \quad (1)$$

式中 k_0 是光在真空中的波矢, ϵ_d 和 ϵ_m 分别是金属和狭缝(或凹槽)中介质的相对介电常数, w 是狭缝(或凹槽)的宽度。入射光波长选取为 632.8 nm, 金属选用 Ag($\epsilon_m = -16.24 + 0.06i$), 狭缝与凹槽中的介质为空气($\epsilon_d = 1$)。图 1 为狭缝(或凹槽)的宽度 d

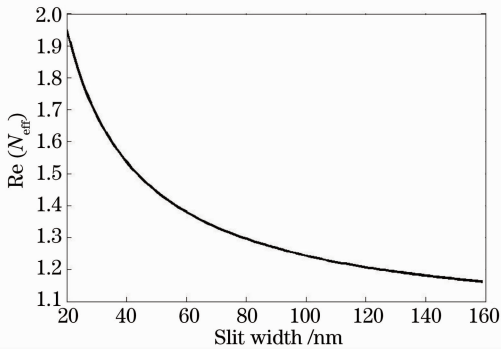


图 1 狭缝(或凹槽)宽度 w 与有效折射率 N_{eff} 的关系
Fig. 1 Relationship between slit (or groove) width w and effective refractive index N_{eff}

与 SPPs 的有效折射率 N_{eff} 实部之间的关系图。如图所示,有效折射率的实部随着狭缝(或凹槽)宽度的降低而增加。有效折射率的实部决定 SPPs 在狭缝(或凹槽)中的相位延迟。

金属银膜与真空交界面处传播的 SPPs 的波矢 k_{sp}

$$k_{\text{sp}} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}, \quad (2)$$

SPPs 波长 $\lambda_{\text{sp}} = 2\pi/\text{Re}(k_{\text{sp}})$, 约为 613 nm。

在理论上提出了金属亚波长狭缝-凹槽的结构模型,如图 2 所示。激发光采用背照射方式自上而下照射到金属银膜上,金属膜厚度 t 是 200 nm,狭缝的宽度 W 是 55 nm,凹槽设计在金属薄膜的出射表面上。通过改变凹槽的深度 h 和宽度 w ,使得在出射面向右传播的 SPPs 通过凹槽后电场强度达到最低值;然后改变狭缝与凹槽之间的距离 d ,使得在出射面背离凹槽一边传播的 SPPs 达到最大值,从而实现单向激发 SPPs。

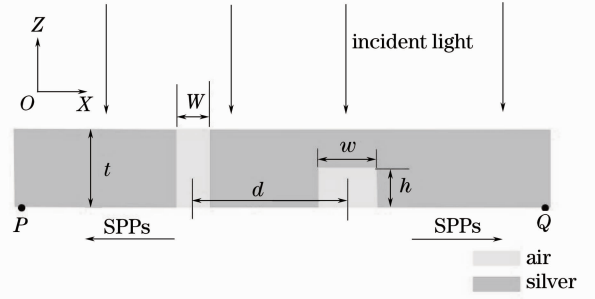


图 2 结构设计示意图

Fig. 2 Schematic of designed structure

3 数值模拟和理论分析

为了使向右传播的 SPPs 电场强度达到最低值,首先要确定凹槽的深度 h 和宽度 w 。图 3 表示 SPPs 向右传播通过凹槽时的理论模型,根据散射矩阵理论^[14]

$$\begin{pmatrix} E_1^{\text{out}} \\ E_2^{\text{out}} \\ E_3^{\text{out}} \end{pmatrix} = \mathbf{H} \begin{pmatrix} E_1^{\text{in}} \\ E_2^{\text{in}} \\ E_3^{\text{in}} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} r_1 & s_2 & t_3 \\ s_1 & r_2 & s_3 \\ t_1 & s_2 & r_3 \end{pmatrix},$$

r_i, t_i, s_i ($i=1, 2, 3$) 分别是第 i ($i=1, 2, 3$) 个端口的反射率、透射率和散射率, E_i^{in} 和 E_i^{out} 分别代表第 i 个端口入射和出射电磁波的电场强度。

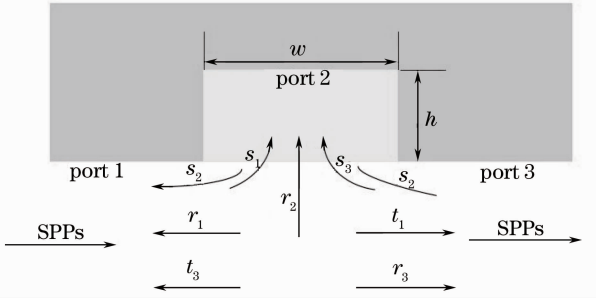


图3 单凹槽结构示意图

Fig. 3 Schematic of single groove structure

已知 $E_3^{\text{in}} = 0$, 则有

$$E_3^{\text{out}} = E_1^{\text{in}} t_1 + E_2^{\text{in}} s_2. \quad (4)$$

E_2^{in} 为^[14]

$$E_2^{\text{in}} = s_1 E_1^{\text{in}} \exp[i\phi(\lambda)] \{1 + r_2 \exp[i\phi(\lambda)] + r_2^2 \exp[2i\phi(\lambda)] + \dots\} = \frac{s_1 E_1^{\text{in}}}{1 - r_2 \exp[i\phi(\lambda)]} \exp[i\phi(\lambda)], \quad (5)$$

其中相位差 $\phi(\lambda) = (2\pi/\lambda) N_{\text{eff}} 2h + \Delta\varphi(\lambda)$, $\Delta\varphi(\lambda)$ 是 SPPs 在凹槽中多次反射引起的附加相位, 结合 (3)、(4)、(5) 式, 第 3 个端口的出射电场强度为

$$E_3^{\text{out}} = t_1 E_1^{\text{in}} + \frac{s_1 s_2 E_1^{\text{in}}}{1 - r_2 \exp[i\phi(\lambda)]} \exp[i\varphi(\lambda)], \quad (6)$$

因此, 向右传播的 SPPs 的透过率 T 为

$$T = \left| \frac{E_3^{\text{out}}}{E_1^{\text{in}}} \right|^2 = \left| t_1 + \frac{s_1 s_2}{1 - r_2 \exp[i\phi(\lambda)]} \exp[i\varphi(\lambda)] \right|^2. \quad (7)$$

由 (7) 式可知, 相位满足 $\phi(\lambda) = (2m + 1)\pi$, ($m = 0, 1, 2, \dots$) 时, 透射率可以达到最小值, 此时可以得到凹槽的深度 h

$$h = \frac{(2m + 1)\pi - \Delta\varphi(\lambda)}{4\pi N_{\text{eff}}} \lambda. \quad (8)$$

为了验证散射矩阵理论反映 SPPs 向右传播通过凹槽的物理过程, 使用 FDTD 进行数值模拟, 吸收边界为完美匹配层, 空间步长为 2 nm, 狭缝与凹槽之间的距离 $d = 500$ nm, 金属的色散响应利用 Drude 模型 $\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \omega_p^2 / [\omega(\omega - iV_c)]$ 表示, 其中高频响应 $\epsilon_\infty = 4.2$, 等离子体频率 $\omega_p = 1.346 \times 10^{16}$ rad/s, 电子碰撞频率 $V_c = 9.617 \times 10^{13}$ rad/s. 通过数值计算得到在不同宽度 w 下, SPPs 透过率 T 随深度 h 的变化. 如图 4 所示, 当凹槽的宽度为 60、80、100、120 nm, 透射率达到最低时凹槽的深度分别为 60、65、70、75 nm. 此现象说明 SPPs 透过强度达到最小值时凹槽的深度 h 随着凹槽宽度的增加而增加. 忽略结构参数对 $\Delta\varphi(\lambda)$ 的影响, 此规律满

足 (8) 式. 因此, 散射矩阵理论可以定性分析 SPPs 通过凹槽的物理过程.

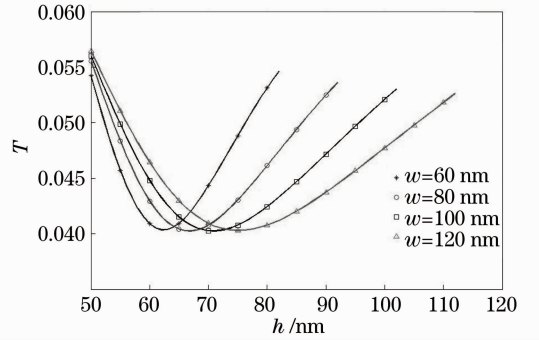


图4 不同的凹槽宽度 w 下, 透射率 T 与凹槽深度 h 的关系
Fig. 4 Transmission T versus groove depth h under different groove width w

以上的讨论给出了透过凹槽的 SPPs 电场强度达到最低时凹槽的深度与宽度, 并且与狭缝和凹槽间的距离 d 无关. 此时, 将狭缝和凹槽看作是两个 SPPs 的激发源, 运用 SPPs 干涉理论, SPPs 向右传播通过凹槽强度最小时, 可认为在凹槽处两个激发源激发的 SPPs 发生相消干涉. 凹槽激发的 SPPs 的初始相位 θ 可以表示成

$$\theta = d \frac{2\pi}{\lambda_{\text{sp}}} + \varphi + \pi, \quad (9)$$

式中 φ 为狭缝激发的 SPPs 的初始相位. 为了使该结构实现单向向左激发 SPPs, 在狭缝出口处, 由两个激发源产生的向左传播的 SPPs 的相位须满足

$$\theta + d \frac{2\pi}{\lambda_{\text{sp}}} = \varphi + 2N\pi, \quad (10)$$

式中 N 为整数. 由 (9) 式和 (10) 式可以得到狭缝与凹槽之间的距离 d 为

$$d = \frac{2N - 1}{4} \lambda_{\text{sp}}. \quad (11)$$

根据 (11) 式可知, 取不同的整数 N 时, 可以得到不同的 d , 使该结构产生单向激发的 SPPs. 为了验证该结论, 在 P 和 Q 处设置两个观测点, 分别检测两处电磁波传播的功率 P_1 与 P_2 , 并用 $S = P_1/P_2$ 来表示 SPPs 的分束比. 采用图 4 中向右传播 SPPs 强度最低时凹槽的宽度与深度组合 (w, h) , 通过时域有限差分法进行数值模拟, 得到了分束比 S 随 d 的变化曲线, 如图 5 所示. 当 d 在 460、770、1080 nm 附近取值时, 对于不同的 (w, h) 组合, 分束比都达到极大值, 分别对应于 $N = 2, 3$ 和 4. 并且分束比 S 随 d 的变化呈现周期性的震荡, 振荡周期约为 310 nm. 以上结果都基本满足 (11) 式.

选择 $N = 2, d = 460$ nm. 凹槽的宽度和深度分

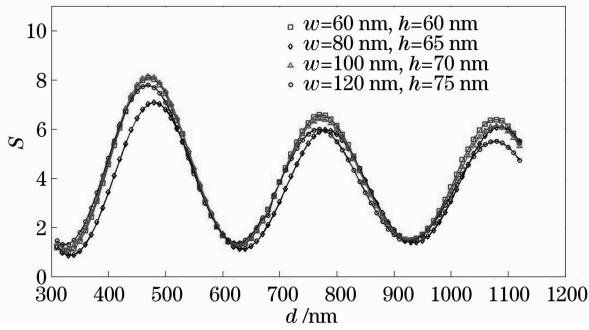


图 5 分束比 S 和凹槽与狭缝之间距离 d 的关系
Fig. 5 Relationship between splitting ratio S and distance between slit and groove d

别是 $w=100\text{ nm}$ 和 $h=70\text{ nm}$, 进行数值模拟得到稳态磁场分布 $|H_z|^2$, 如图 6 所示。数值模拟结果表明, 狭缝出口处产生的 SPPs 很明显向远离凹槽一边激发, 最大分束比可以达到 8, 因此该模型可以作为单向激发 SPPs 的装置。

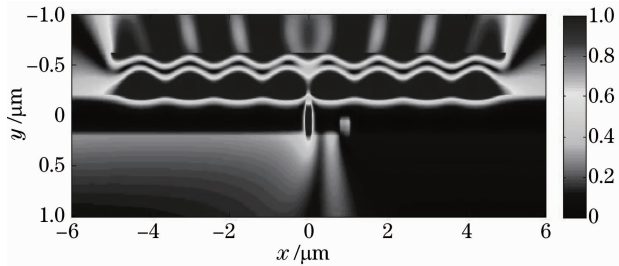


图 6 数值模拟稳态磁场分布 $|H_z|^2$

Fig. 6 Calculated time-average intensity $|H_z|^2$ distribution

4 结 论

综上所述, 提出了金属亚波长狭缝-凹槽的模型, 在理论上实现了 SPPs 的单向激发。并利用散射矩阵和 SPPs 干涉理论对该现象进行了解释。时域有限差分法数值模拟的结果很好地验证了理论的正确性。金属狭缝-凹槽模型结构简单, 在实验中易于实现, 并且具有较高的分束比, 因此相信金属狭

缝-凹槽模型在光通信、集成光学、生物传感等方面具有广泛的应用前景。

参 考 文 献

- 1 H Raether. Surface Plasmons on Smooth Surfaces[M]. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 1988.
- 2 W L Barnes, A Dereux, T W Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-830.
- 3 Li Juan, Wang Bingyan, Xue Wenrui. Propagation properties of Y-splitters based on MIM surface plasmonic waveguides[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(1): 0124002.
李 娟, 王冰艳, 薛文瑞. 基于 MIM 型表面等离子体光波导的 Y 形分束器的传输特性研究[J]. 光学学报, 2012, 32(1): 0124002.
- 4 T Xu, Y Zhao, D Gan, *et al.*. Directional excitation of surface plasmons with subwavelength slits[J]. Applied Physics Letters, 2008, 92(10): 101501.
- 5 Q Gan, B Guo, G Song, *et al.*. Plasmonic surface-wave splitter [J]. Applied Physics Letters, 2007, 90(16): 161130.
- 6 Q Gan, Z Fu, Y J Ding, *et al.*. Bidirectional subwavelength slit splitter for THz surface plasmons[J]. Opt Express, 2007, 15(26): 18050-18055.
- 7 Z Fu, Q Gan, K Gao, *et al.*. Numerical investigation of a bidirectional wave coupler based on plasmonic Bragg gratings in the near infrared domain[J]. J Lightwave Technology, 2008, 26(22): 3699-3703.
- 8 S B Choi, D J Park, Y K Jeong, *et al.*. Directional control of surface plasmon polariton waves propagating through an asymmetric Bragg resonator[J]. Applied Physics Letters, 2009, 94(6): 063115.
- 9 H Caglayan, E Ozbay. Surface wave splitter based on metallic gratings with sub-wavelength aperture[J]. Opt Express, 2008, 16(23): 19091-19096.
- 10 F López-Tejiera, S G Rodrigo, L Martín-Moreno, *et al.*. Efficient unidirectional nanoslit couplers for surface plasmons[J]. Nature Physics, 2007, 3(5): 324-328.
- 11 G Lerosey, D F P Pile, P Matheu, *et al.*. Controlling the phase and amplitude of plasmon sources at a subwavelength scale[J]. Nano Letters, 2008, 9(1): 327-331.
- 12 Liu J S Q, Pala R A, Afshinmanesh F, *et al.*. A submicron plasmonic dichroic splitter[J]. Nature Communications, 2011, 2: 525.
- 13 葛德彪, 闫玉波. 电磁场时域有限差分方法[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2002.
- 14 X S Lin, X G Huang. Tooth-shaped plasmonic waveguide filters with nanometric sizes [J]. Opt Lett, 2008, 33(23): 2874-2876.

栏目编辑: 韩 峰