

实现高纯度偏振转化的等离子激元几何相位型超表面器件

赵东, 黄坤

(中国科学技术大学物理学院光学与光学工程系, 安徽合肥 230026)

摘要: 等离子激元型超表面由金属型周期性二维亚波长人工微结构组成, 能改变波前来实现光的多方位调控; 目前, 等离子激元型超表面的透射光中, 其正交偏振的纯度较低, 即同时存在目标光和背景光. 为此提出了一种基于带有矩形孔的金膜等离子激元型超表面来实现圆偏振光的高纯度转化. 利用时域有限差分法(FDTD), 优化矩形孔的几何尺寸, 在偏振转换效率大于10%的情况下, 透射光中的理论偏振纯度约为99.5%, 且该结构对膜厚的宽容度较大, 有利于器件在全息、透镜和光栅方面的实用化.

关键词: 等离子激元型超表面; 几何相位; 亚波长金属结构

中图分类号: O439 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.0253-2778.2020.08.013

引用格式: 赵东, 黄坤. 实现高纯度偏振转化的等离子激元几何相位型超表面器件[J]. 中国科学技术大学学报, 2020, 50(8): 1134-1137.

ZHAO Dong, HUANG Kun. Plasmonic geometric metasurfaces for high-purity polarization conversion [J]. Journal of University of Science and Technology of China, 2020, 50(8): 1134-1137.

Plasmonic geometric metasurfaces for high-purity polarization conversion

ZHAO Dong, HUANG Kun

(Department of Optics and Optical Engineering, School of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract: Plasmonic metasurfaces are made up of metallic artificial micro-structures with two-dimensional subwavelength periods, which can realize full control of light via tailoring the wavefronts. Currently, the purity of cross-polarization for transmissive plasmonic metasurfaces is low, leaving that both the signal (cross-polarization) and background (co-polarization) light exist in the transmitted light. Here, a rectangle-hole-based plasmonic metasurface made in a gold film was proposed to realize high-purity conversion of circular polarization. By using the finite-difference time-domain (FDTD) method, the dimension of the rectangle hole was optimized numerically to obtain the theoretical polarization purity of 99.5% in the transmitted light meanwhile maintain the total conversion efficiency larger than 10%. In addition, such a structure has good tolerance to the thickness of film, which benefit its practical applications such as holograms, lenses and gratings.

Key words: plasmonic metasurface; geometric phase; subwavelength metal structures

0 引言

超表面是由许多周期性纳米结构组成的亚波长衍射光学器件, 因其独特的电磁特性而受到广泛关注^[1]. 等离子激元型超表面则是由金属微纳结构构成的. 它不仅能实现传统光学器件的功能, 如透镜聚焦^[2-3]、全息成像、波片^[6]、光线偏折^[7-8]等, 还兼具超薄、超轻、高度集成化等优点. 等离子激元超表面器件的光学响应是由局域等离子激元共振所激发的^[9-10]. 在偏振光照明下, 金属结构会被极化, 同时形成一个去极化场来提供恢复力; 这种电子的整体

运动模式可看作一种洛伦兹振荡, 其是位相梯度型超表面器件的理论基础. 另外, 等离子激元超表面的易于加工、高集成度、高自由度等优点使其在传感器^[11]、非线性光学^[12]、量子等离子激元^[13]等应用领域发挥重要作用. 等离子激元超表面具有独特的位相调控功能, 其通过预期的位相与等离子激元型微纳结构间的一一精准对应来实现. 微纳结构一般具有孔型、柱型、旋转变换型等形状^[14]. 这些微纳结构的有机组合能实现不同偏振光、矢量光束的生成及转化^[15-16]. 其中, 几何相位型超表面器件能通过旋转微纳结构改变 x, y 方向的电磁响应, 进而引入一个

收稿日期: 2020-06-28; 修回日期: 2020-07-06

基金项目: 中央高校建设世界一流大学(学科)和特色发展引导专项资金(YD2030002003), 国家自然科学基金(61875181), 中国科学院百人计划项目资助.

作者简介: 赵东, 男, 1995年生, 硕士生. 研究方向: 微纳器件, 集成光学, 超表面光学. E-mail: zd10375@mail.ustc.edu.cn

通讯作者: 黄坤, 博士/特任研究员. E-mail: huangk17@ustc.edu.cn

只与旋转角度有关的额外相位-几何相位 (geometric Pancharatnam-Berry phase)^[17]. 几何相位型超表面器件能实现对圆偏振光的转换和调控, 而圆偏振光携带光子自旋角动量, 故在量子光学中较常用^[18-20]. 在利用等离激元型超表面实现左右旋圆偏振光的相互转化过程中, 存在两个棘手问题: 一是偏振转化效率不高, 二是透射光的偏振纯度较低, 即在透射光中混杂背景光, 需经过额外的偏振过滤器去除. 这导致器件无法单独使用, 而且增加光学系统的体积, 从而影响其实际应用. 鉴于此, 我们提出了优化的矩形孔型等离激元型超表面, 在圆偏振光转化效率大于 10% 的情况下, 得到透射光的偏振纯度高于 99% (即信号光与背景光比值大于 100), 其有助于推广等离激元型超表面的实际应用场景.

1 理论设计与讨论

为方便讨论, 我们采用如图 1 所示的透射式等离激元型超表面, 金膜上的矩形孔是超表面的结构单元, 且位于石英基底上. 一束右旋圆偏振光 ($\mathbf{E} = E_0(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)$) 从底部基底入射, 透过超表面结构后, 若只有左旋圆偏振光从上方出射, 则实现高纯度偏振转换. 理论上, 我们可推导出实现高纯度偏振转换所需要的条件. 假设该金属矩形孔对 x 和 y 方向线偏振光的透射率分别为 t_x 和 t_y , 则等离激元超表面的琼斯 (Jones) 矩阵为

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} t_x & 0 \\ 0 & t_y \end{bmatrix} \quad (1)$$

当右旋圆偏振光入射到该超表面结构时, 其透射光的琼斯矢量为

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \begin{bmatrix} t_x & 0 \\ 0 & t_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_x \\ -i \cdot t_y \end{bmatrix} = \frac{t_x + t_y}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} + \frac{t_x - t_y}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \quad (2)$$

由方程(2)可知, 当 $t_x = -t_y$ 时, 透射光中右旋圆偏振光 ($[1 \ -i]^{-1}$) 为零, 只有左旋圆偏振光, 即实现了高纯度的偏振转换. 这表明该等离激元超表面对 x 和 y 方向线偏振光透射率的幅值相等、位相差为 π , 即该等离激元超表面可被当作一个亚波长尺寸的半波片; 这是晶体中双折射效应在微纳光学结构中的一种直观体现. 而影响 t_x 和 t_y 的因素主要有矩形孔的结构尺寸 (长、宽和高)、金属材料的介电常数和波长. 在实际情况下, 材料和波长均已确定, 只能通过调整矩形孔的结构尺寸来调制 t_x 和 t_y . 理论上, 严格耦合模矢量理论可用来近似 t_x 和 t_y . 但为更精确地模拟 t_x 和 t_y , 我们利用时域有限差分法 (finite-difference time-domain, FDTD) 计算该超表面器件的电磁响应.

FDTD 模型中, 入射光被设定为波长 593 nm 的右旋圆偏振光, 微纳结构在 x 和 y 方向周期为 350 nm, 采用周期性边界条件; z 方向采用完美匹配层 (层数为 12) 来减少边界反射, 以增加仿真模拟精度; 探测器与金膜上表面的间距大于波长, 以避免倏逝波的干扰. 仿真中透射光的各电场分量 (E_x , E_y) 均可由探测器获得, 且探测器接收到的能量

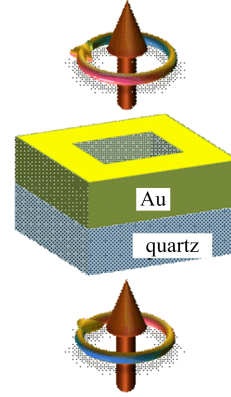


图 1 圆偏振光转化示意图

Fig. 1 The profile of the circular polarized light conversion

(I_{out}) 与入射总能量 (I_{in}) 的比值为该超表面器件的总透射率 $t = I_{\text{out}}/I_{\text{in}}$. 由探测器面上的横向电场分量, 我们可分离透射光中的右旋和左旋圆偏振分量为

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \frac{E_x + iE_y}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} + \frac{E_x - iE_y}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \quad (3)$$

则透射光中右旋和左旋圆偏振的能量分别为

$$I_R = \iint |E_x + iE_y|^2 dx dy,$$

$$I_L = \iint |E_x - iE_y|^2 dx dy,$$

且 $I_{\text{out}} = I_R + I_L$. 考虑到 $t_x = E_x/E_0$ 和 $t_y = E_y/(-iE_0)$, 透射光中的两圆偏振分量还可写成

$$I_R = \iint |E_0|^2 \cdot |t_x + t_y|^2 dx dy,$$

$$I_L = \iint |E_0|^2 \cdot |t_x - t_y|^2 dx dy,$$

其与式(2)的结论一致. 这样, 该等离激元超表面的偏振转换效率 $\eta = t\gamma/(\gamma+1)$, 其中偏振对比度 $\gamma = I_L/I_R$. 由定义可知, 偏振对比度 γ 越大, 透射光中的左旋圆偏振的纯度越高, 则器件的偏振转换效率 η 越接近其总透射率 t . 因此, 为提高器件的偏振转换效率, 需增大光的总透射率和提高偏振对比度.

为清晰地展示器件性能, 针对不同厚度金膜的超表面器件, 我们计算不同横向 (x 和 y) 尺寸下的偏振转换效率 η 和偏振对比度 γ . 金膜厚度为 190, 200, 210 nm 时的转化效率分别如图 2(a)~(c) 所示. 模拟结果显示, 膜厚的轻微变化 (比如 ± 10 nm) 对转换效率的影响不大, 这表明该等离激元超表面对膜厚的宽容度较高, 这有利于降低金膜制备的难度. 而矩形孔的横向尺寸对器件的偏振转换效率影响比较明显: 当长和宽接近时, 结构的各向异性变弱, 其双折射效应不明显, 则转换效率较低; 而长和宽之差较大时, 转换效率较高. 此外, 当矩形孔长度接近结构周期 (350 nm) 时, 器件的偏振转换效率会显著增加; 而此时, 整体器件在外观上趋近一维光栅, 其光学性能也与一维光栅类似. 图 2 的模拟结果显示, 器件的最大偏振转换效率约为 38%. 我们所研究的等离激元超表面器件是单层结构, 入射光电场仅能激发光的电偶极子或多极子震荡, 无法激发显著的磁偶极子或磁多级震荡. 据严格电磁理论分

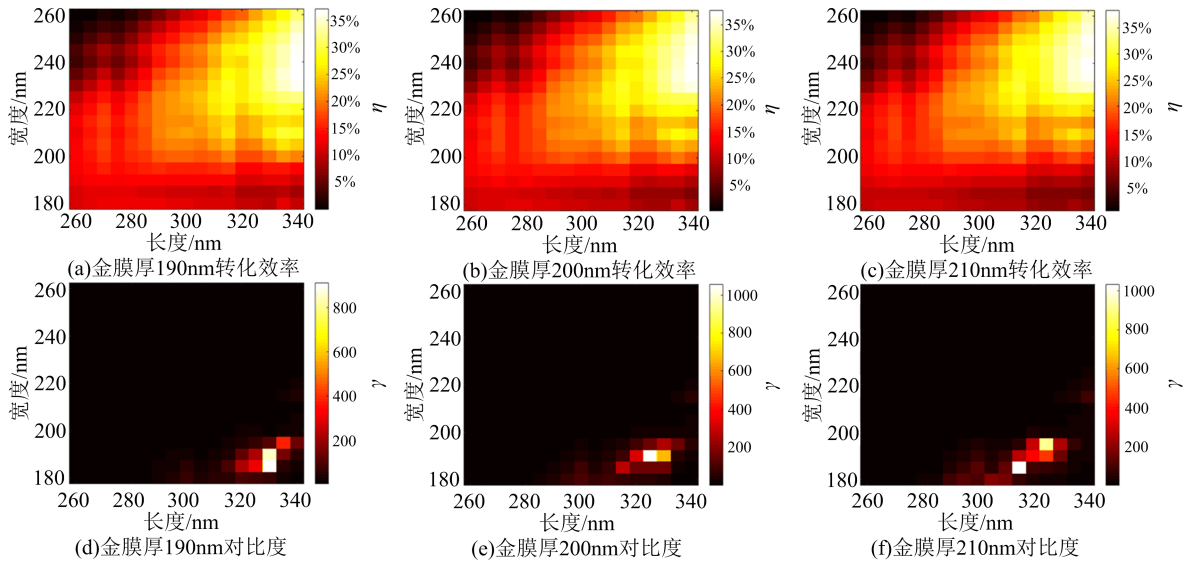


图 2 (a), (b), (c) 金膜厚度为 190, 200, 210 nm 时随矩形孔尺寸变化的转化效率; (d), (e), (f) 为与之对应的对比度
 Fig. 2 (a), (b), (c) are the conversion efficiencies to the length and width of rectangle hole when the thickness of Au film set at 190, 200 and 210 nm, respectively; (d), (e), (f) are the contrasts related above

析, 若任何超表面器件仅支持电或磁响应, 则其偏振转换效率不会超过 25%^[21]. 而模拟值 38% 已突破单层透射式等离子超表面器件转换效率的理论最大值, 这是因为入射到金属表面的光会发表面等离激元的强烈震荡, 而等离激元在金属和孔的边界处会再转化成光子辐射出去. 偏振转换效率的提高归功于等离激元转化的光子辐射, 考虑到等离激元的倏失波特性和其电场振动方向垂直于金属表面, 则其辐射的光子在左旋和右旋圆偏振分量上都有贡献, 这可解释“偏振转换效率最大时的偏振纯度不高”的模拟结果.

图 2(d)~(f) 是不同膜厚下偏振对比度 γ 与横向尺寸间的对应关系. 比较不同横向结构尺寸下的偏振转换效率 η 和偏振对比度 γ , 我们发现最大偏振转换效率和最大偏振对比度所对应的结构尺寸不相同. 这意味着, 当器件在最大偏振转换效率时, 需用偏振滤波器将背景光滤掉, 其非本文的设计目的; 当器件在最大偏振对比度时, 偏振转换效率会降低. 为平衡这两种性能, 我们按照 $\eta > 10\%$ 和 $\gamma > 100$ 的标准来选择器件尺寸, 其可保证透射光中的背景光低于 1%, 从而在实际应用中无须偏振滤波器. 观察图 2(a), (b) 和 (c), 我们发现在不同膜厚的情况下, 转换效率 $\eta > 10\%$ 的结构较多, 且结构的分布区域较相近, 这是由于膜厚变化较小的缘故. 从图 2(d), (e) 和 (f) 中, 我们发现满足对比度 $\gamma > 100$ 的结构相对较少, 其有助于结构的筛选工作. 综合上述两种情况, 符合条件的结构主要分布在 $330 \text{ nm} \times 195 \text{ nm}$ 尺寸附近. 这表明厚度改变时, 满足等离激元振荡条件的结构基本上集中在同一尺寸区域, 展示了较强的理论宽容度和鲁棒性.

为进一步揭示优化结构的特性, 我们选取满足筛选条件的两个特定结构, $330 \text{ nm} \times 195 \text{ nm}$, $320 \text{ nm} \times 190 \text{ nm}$, 将其厚度的变化范围从 160 nm 扩展到 210 nm. 模拟的转换效率和偏振对比度曲线

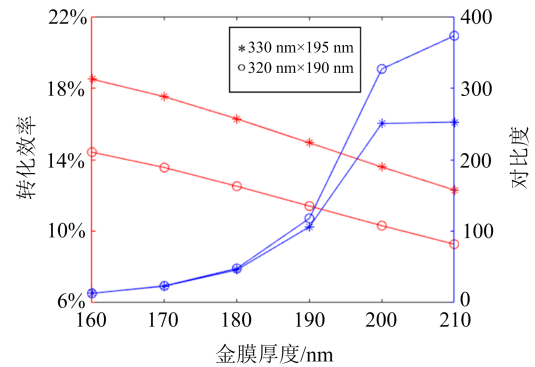


图 3 特定尺寸结构 $330 \text{ nm} \times 195 \text{ nm}$, $320 \text{ nm} \times 190 \text{ nm}$ 随金膜厚度变化的转化效率 (红线) 和对比度 (蓝线)
 Fig. 3 The conversion efficiencies (red line) and contrasts (blue line) changing with the thickness of Au film of the structure $330 \text{ nm} \times 195 \text{ nm}$, $320 \text{ nm} \times 190 \text{ nm}$

如图 3 所示. 当厚度为 160 nm 时, 尺寸为 $330 \text{ nm} \times 195 \text{ nm}$ 结构的转化效率高达 18.5%, 而对比度却只有 13; 当厚度为 210 nm 时, 转化效率为 12.3%, 偏振对比度则增加到 252, 性能平衡较好. 另一结构也展现类似的变化规律. 随着厚度的增加, 结构的透射率会降低, 导致其转换效率减小, 而对比度却增大. 在结构的横向尺寸一定时, 厚度变化对器件性能的影响较明显. 基于这种规律, 我们发现, 同时满足转换效率 $> 10\%$ 和对比度 > 100 的膜厚是一定的. 对于结构 $330 \text{ nm} \times 195 \text{ nm}$ 来说, 满足条件的金膜厚度范围是 190~210 nm, 该结论对进行相关的实验验证具有重要的指导意义.

2 结论

我们利用基于带有矩形孔的金膜等离激元超表面研究了左右旋圆偏振光相互转换的物理机制, 实现了大于 10% 的转化效率和偏振纯度大于 99% 的设计目的. 当膜厚在一定范围内变化时, 该结构

的光学性能变化不明显,具有较高的稳定性.该理论研究对后期的加工和测试具有重要指导意义.这种高偏振纯度的功能使得该器件不需要额外的背景光过滤系统,因此在量子光学、非线性光学、传统光学等领域在器件集成化、轻便化方面具有重要的应用前景.

参考文献(References)

- [1] MEINZER N, BARNES W L, HOOPER I R. Plasmonic meta-atoms and metasurfaces [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8: 889-898.
- [2] AIETA F, GENEVET P, KATS M A, et al. Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2012, 12: 4932-4936.
- [3] CHEN X, HUANG L, MÜHLENBERND H, et al. Dual-polarity plasmonic metalens for visible light [J]. *Nature Communications*, 2012, 3: Article No. 1198.
- [4] HUANG L, CHEN X, MÜHLENBERND H, et al. Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: Article number 2808.
- [5] ZHENG G, MÜHLENBERND H, KENNEY M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency [J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10: 308-312.
- [6] YU N, AIETA F, GENEVET P, et al. A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2012, 12: 6328-6333.
- [7] NI X, EMANI N K, KILDISHHEV A V, et al. Broadband light bending with plasmonic nanoantennas [J]. *Science*, 2012, 335: 427-427.
- [8] SUN S, YANG K Y, WANG C M, et al. High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces [J]. *Nano Letters*, 2012, 12: 6223-6229.
- [9] BOLTASSEVA A, ATWATER H A. Low-loss plasmonic metamaterials [J]. *Science*, 2011, 331: 290-291.
- [10] GRAMOTNEV D, BOZHEVOLNYI S. Plasmonics beyond the diffraction limit [J]. *Nature Photonics*, 2010, 4: 83-91.
- [11] STEWART M E, ANDERTON C R, THOMPSON L B, et al. Nanostructured plasmonic sensors [J]. *Chemical Reviews*, 2008, 108: 494-521.
- [12] KAURANEN M, ZAYATS A V. Nonlinear plasmonics [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6: 737-748.
- [13] TAME M S, MCENERY K, ÖZDEMİR Ş, et al. Quantum plasmonics [J]. *Nature Physics*, 2013, 9: 329-340.
- [14] DING F, PORS A, BOZHEVOLNYI S I. Gradient metasurfaces: A review of fundamentals and applications [J]. *Reports on Progress in Physics*, 2017, 81: 026401.
- [15] LI J, CHEN S, YANG H, et al. Simultaneous control of light polarization and phase distributions using plasmonic metasurfaces [J]. *Advanced Functional Materials*, 2015, 25: 704-710.
- [16] YUE F, WEN D, XIN J, et al. Vector vortex beam generation with a single plasmonic metasurface [J]. *ACS Photonics*, 2016, 3: 1558-1563.
- [17] HUANG K, DENG J, LEONG H S, et al. Ultraviolet metasurfaces of $\approx 80\%$ efficiency with antiferromagnetic resonances for optical vectorial anti-counterfeiting [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2019, 13: 1800289.
- [18] LUIS A. Degree of polarization in quantum optics [J]. *Physical Review A*, 2002, 66: 013806.
- [19] GEORGI P, MASSARO M, LUO K H, et al. Metasurface interferometry toward quantum sensors [J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8: 1-7.
- [20] STAV T, FAERMAN A, MAGUID E, et al. Quantum entanglement of the spin and orbital angular momentum of photons using metamaterials [J]. *Science*, 2018, 361: 1101-1104.
- [21] LUO W, SUN S, XU H X, et al. Transmissive ultrathin Pancharatnam-Berry metasurfaces with nearly 100% efficiency [J]. *Physical Review Applied*, 2017, 7: 044033.