科学通报
论 文
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

几何相位调控的表面等离激元透镜的近场模式及其聚焦优化

蒋进[1], 赵阳[1], 阳成熙[1], 林峰[1,2*]

1. 北京大学物理学院凝聚态物理与材料物理研究所, 北京 100871;
2. 哈尔滨工业大学科学与工业技术研究院, 微系统与微结构制造教育部重点实验室, 哈尔滨 150080

* 联系人, E-mail: linf@pku.edu.cn

2019-04-15 收稿, 2019-05-23 修回, 2019-05-24 接受, 2019-08-07 网络版发表
国家自然科学基金(21790364, 11374023, 61422501, 11674012, 61176120, 61378059, 6097701, 61521004)和国家重点研发项目(2017YFA0205700, 2015CB93240)资助

摘要 表面等离激元是一种外界光场与金属表面自由电子相互作用的电磁模式, 具有很强的近场电磁场特性. 由于在近场区域可以超越衍射极限, 因此对于设计光学近场聚焦器件具有重要意义. 不同于广泛研究的圆环型、椭圆环型以及螺旋环型表面等离激元透镜, 本文研究由多个矩形狭缝构成的圆环表面等离激元透镜及其近场模式. 单个矩形狭缝产生的表面等离激元在向圆心传播的过程中会发生相干干涉, 在特定位置处出现表面等离激元干涉环, 其大小及空间位置与透镜狭缝单元的数量和透镜的尺寸大小有关. 调节透镜的尺寸和数量导致干涉环消失时, 透镜的聚焦效果最好. 调节每个狭缝单元的空间转角可以产生表面等离激元的几何相位, 最终实现表面等离激元透镜的中心聚焦, 且干涉环消失时, 聚焦效果最好.

关键词 表面等离激元透镜, 近场, 干涉环, 几何相位, 聚焦优化

表面等离激元(surface plasmon polaritons, SPPs)是当光入射到金属与介质分界的表面时, 金属表面的自由电子由于受到入射光激发作用从而产生集体振荡, 光与金属表面自由电子耦合形成的沿着导体和介质表面传播的, 在界面垂直方向上呈现约束并衰减的一种近场电磁波模式[1]. 由于表面等离激元具有强烈的近场电磁场特性, 所以与纳米结构具有很强的相互作用[2]. SPPs在光学领域有很多潜在的应用, 如全息图[3~5]、波片[6,7]、涡旋波发生器[8~10]、宽频带滤光片[11]、超薄平面透镜[12~14]、平面反射层[15].

表面等离激元本质上是一种近场隐失波. 通过使用近场区域中聚焦隐失波可以克服衍射极限, 形成纳米级的亚波长光斑, 从而实现近场的电磁波能量极强汇聚, 所以关于表面等离激元透镜的相关研究十分重要. 利用圆环或者椭圆环表面等离激元透镜实现近场聚焦的工作最早由Liu等人[16]于2005年提出. 在实验中利用金属薄膜表面等离激元透镜中的圆型和椭圆型结构, 激发并聚焦SPPs的电磁能量, 实现了SPPs的近场汇聚. 同年, Drezet等人[17]借用漏辐射显微镜在一种椭圆型布拉格反射型表面等离激元透镜上也观察并实现了强烈的近场聚焦. 2006年, Steele等人[18]使用入射场在圆型光栅上产生SPPs的简单相干干涉模型来解释聚焦机制, 突出了光栅中SPPs光源相位匹配的要求, 实现了焦点处SPPs波的聚焦. 引入多个环以形成圆周光栅, 其周期被调谐到SPPs波长, 从而实现了表面等离激元透镜对焦点处的光场强度超过10倍的增强. 2008年, Gor-

引用格式: 蒋进, 赵阳, 阳成熙, 等. 几何相位调控的表面等离激元透镜的近场模式及其聚焦优化. 科学通报, 2019, 64
Jiang J, Zhao Y, Yang C X, et al. Near-field mode and focusing optimization of geometric phase modulated surface plasmon polaritons focusing lens (in Chinese). Chin Sci Bull, 2019, 64, doi: 10.1360/N972019-00325

© 2019《中国科学》杂志社

odetski等人[19]发现金膜上的螺旋型纳米腔表面等离激元透镜具有基于自旋响应的特点. 该实验组为了得到聚焦功能, 又利用类似的半圆周期结构实现了用入射光自旋调节的SPPs聚焦透镜. 2010年, Kim等人[13]利用4个螺旋型狭缝实现了表面等离激元旋透镜表面等离子体涡旋的合成与动态切换. 利用螺旋结构的相位调制实现了具有任意高阶涡旋拓扑电荷的表面等离子体涡旋, 展现了表面等离激元涡旋透镜的偏振敏感性, 可以被用于不同拓扑荷的表面等离激元的动态切换. 2013年, Lin等人[20]通过设计T型狭缝圆环结构替代简单圆环结构, 在金膜上实现了对左右旋入射光的不同单向性传播的研究.

尽管基于圆环、椭圆环以及螺旋环的表面等离激元透镜得到了广泛的研究, 然而这些结构为了满足应用, 在设计上十分复杂. 单个矩形纳米狭缝可以看成独立的偶极子光源, 同时在空间中具有圆环等不可比拟的空间旋转等空间易操作性优点. 为了实现简单的结构也能产生聚焦的效果, 本文将圆环表面等离激元透镜改成多个矩形狭缝构成的圆环, 实现了单个简单圆型表面等离激元透镜聚焦. 这一改变导致了新的近场模式的出现——干涉环现象. 由于每个狭缝是一个SPPs源, 当排列在圆环上时, 每个狭缝产生的SPPs会在结构内部由于相互耦合而形成独特的干涉圆环现象, 并且该干涉圆环会影响聚焦的质量. 通过分析干涉环出现的影响因素, 可以消除干涉环实现聚焦的优化. 由于圆型结构只能在深度和宽度上调节相位, 不具备矩形狭缝的空间旋转产生的几何相位调制, 本文利用旋转狭缝结构单元提供几何相位[21]. 与Lin等人[20]利用T型狭缝单元实现表面等离激元透镜对于入射光自旋的不同响应(其中每个狭缝单元相对于圆心的空间位置排列一致)不同, 在本文工作中, 每个狭缝单元的空间位置彼此间不一致. 位于直径两侧的狭缝的空间转角不同, 导致二者具有相位差, 实现了中心的聚焦. 在满足简单的干涉条件和相位匹配条件后, 简单的单环结构也可实现聚焦, 并且在消除了干涉环效应后, 同样能够实现聚焦的优化.

1 表面等离激元透镜结构设计与理论研究

一般在金属上刻蚀矩形狭缝、条带等产生表面等离激元[12,22]. 本文通过将一定数量的纳米矩形狭缝单元按照相同规则排列在一个圆环上, 可以研究狭缝产生的表面等离激元相互耦合而形成的近场模式.

1.1 结构设计

图1是由不同数量纳米狭缝构成的相同直径表面等离激元透镜结构示意图和近场模式图. 图1(a_1)~(e_1)分别表示纳米狭缝数量为28, 36, 44, 52, 60个的表面等离激元透镜结构示意图. 图1(a_2)~(e_2)是对应结构的近场分布图($|E|^2$). 螺旋箭头表示入射光为右圆偏振光. 图1(a_2)中直线箭头标记表示产生的模式干涉环的直径, 直线长条是长度标量尺, 表示为3 μm.

如图1(a_1)所示, 由于狭缝产生的表面等离激元的传播方向主要集中在垂直于矩形狭缝的长轴的方向上, 这里狭缝的长轴方向始终垂直于半径的方向, 这就意

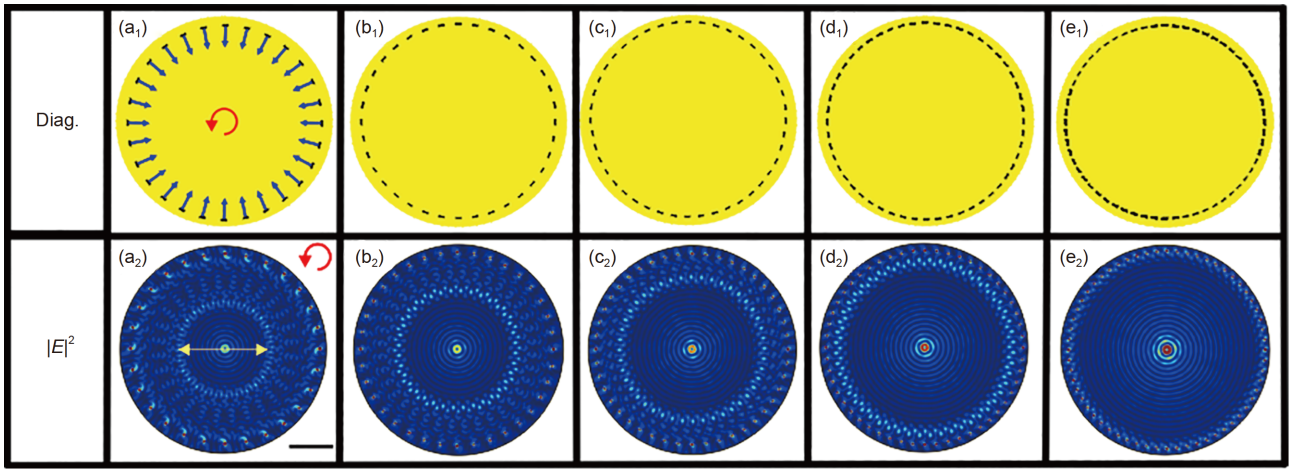


图 1 (网络版彩色)表面等离激元透镜结构示意图和近场模式图
Figure 1 (Color online) Structure diagram and near field pattern diagram of surface plasmon polaritons focusing lens

味着每个狭缝产生的表面等离激元始终沿着圆环直径向圆环中心传播. 同时由于排列在圆环上的每个狭缝的长轴方向不同, 为了保证每个狭缝产生的表面等离激元激发强度的一致性, 且均能沿着径向向圆心传播, 采用圆偏振光激发表面等离激元(这里采用右圆偏振光). 本文采用时域有限差分(finite-difference time-domain, FDTD)算法计算结构的电场强度(使用加拿大Lumerical Solutions公司推出的 FDTD Solution), 模拟计算金膜表面高度10 nm处的SPPs近场分布($|E|^2$). 模拟使用的参数: 150 nm厚度金属薄膜, 10 μm厚度SiO_2衬底, 矩形狭缝长250 nm, 宽100 nm, 透镜直径12 μm. 由于在近场区域, 红光激发金膜表面等离激元的效率高, 在实际应用中也多使用671 nm波长的激发光激发金膜表面等离激元. 在671 nm波长入射光激发下, 金的折射率为n=0.27732, 消光系数为k=2.9278. 得到相对介电常数(介电常数)的实部ϵ_1=−8.4953, 虚部ϵ_2=1.6239. 然后计算得到在波长671 nm入射光激发下的金膜表面等离激元处波长为647.2 nm[23].

根据图1(a_2)可以得出两个结论. 一是该表面等离激元透镜确实在中心处具有聚焦的效果. 但是需要注意的是, 仔细观察中心模式, 发现圆心是一个极小的暗点(在下一节中, 我们将会利用几何相位消除中心的极小暗点, 实现完全的中心聚焦. 这一节着重研究近场光场模式). 二是在透镜的内部会产生多个同心干涉圆环. 这里所有的透镜均产生了19个同心干涉亮环, 其中由不同数量纳米狭缝构成的表面等离激元透镜的特定位置处会产生一个干涉最强的干涉亮环(包络线最强的位置), 此干涉最强亮环的直径不同, 且与数量几乎成正比关系.

1.2 干涉环原理

根据图1(a_2)~(e_2)可以看出, 干涉环直径与狭缝数量具有明显的线性关系. 通过测量各图中干涉环的直径, 得到图2, 并根据图2的数据点, 进行数据模拟得到一条线性拟合曲线. 图2横坐标是狭缝数量, 纵坐标是包络线最强位置处的干涉亮环的直径. 得到经验公式:

$$(n-3)\lambda_{spp} = \pi d, \tag{1}$$

n为实际狭缝单元的数量, λ_{spp}是表面等离激元波长, d是干涉圆环的直径. 图2中拟合斜线斜率为$(n-3)\lambda_{spp}/\pi$. 必须明确的是, 式(1)完全是由数据得到的经验公式, 所以无法保证公式适用于全空间. 首先用简单的干涉原理

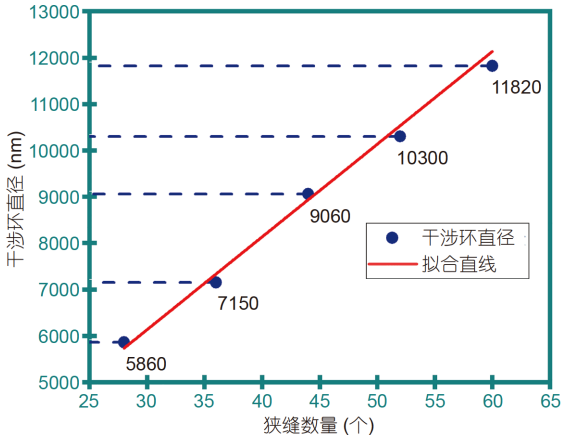


图 2 (网络版彩色)表面等离激元透镜干涉环直径与纳米狭缝数量的关系图

Figure 2 (Color online) Diagram of the relationship between the diameter of the interference ring of the SPPs lens and the number of nano-slits

解释由图1(a_2)得到的结论, 随后用该公式验证理论解释, 保证公式的自洽性.

图3是干涉环原理示意图. 图中1~4表示对应狭缝, 5是选取的干涉环上的一点. $\boldsymbol{k}_1$和$\boldsymbol{k}_2$分别是1和4产生的SPPs, r表示干涉环半径, 圆环表示产生的干涉环. 首先只考虑两个关于原点中心对称的狭缝1和4分别产生的$\boldsymbol{k}_1$和$\boldsymbol{k}_2$表面等离激元传播到空间位置5处的干涉情况. 由于是在右旋圆偏振光入射下, $\boldsymbol{k}_1$与$\boldsymbol{k}_2$初始相位相差$\delta_0=\pi$, 波矢大小始终为k, 所以中心是一个干涉极弱的暗点; 由于这里只考虑1和4两个狭缝引起的表面等离

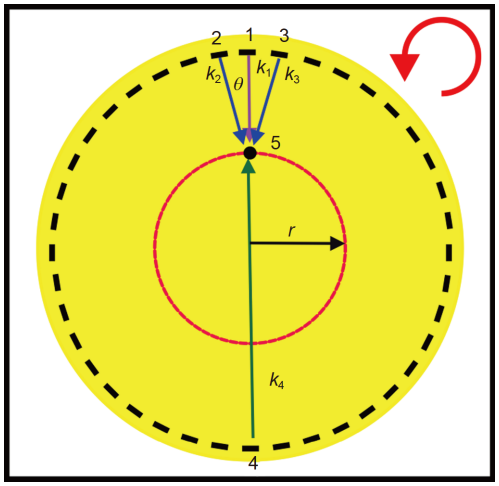


图 3 (网络版彩色)表面等离激元透镜干涉环原理示意图

Figure 3 (Color online) Schematic diagram of interference ring principle of SPPs lens

激元的干涉叠加，其效果是引起一系列的干涉圆环现象. 干涉圆环的数量是$2R/\lambda_{spp}$=18.5. 通过分析图1(a_2)~(e_2)的模拟结果, 发现所有的图像中心都是极弱的暗点, 干涉圆环的数量均为19个.

然而仅仅考虑狭缝1和4的干涉，无法解释在特定位置出现包络线最强的干涉亮环模式，需要考虑矩形狭缝2, 3参与干涉效应的影响. 由于在近场可以将每一个狭缝产生的表面等离激元看成一个点源，这样可以用简单的相干干涉模型解释在特定位置出现的包络线最强的干涉亮环模式. 假设1，2，3处产生的SPPs在5处的复振幅分别是$A/L_1\times\cos(L_1/\lambda\times2\pi)$，$A/L_2\times\cos(L_2/\lambda\times2\pi)\cos(\theta)$，$A/L_3\times\cos(L_3/\lambda\times2\pi)\cos(\theta)$，其中$L_1=R-r$，$L_2=L_3=(R^2+r^2-2Rr\cos(\theta))^{1/2}$. A是狭缝产生的SPPs的复振幅，R为结构的半径. 当1，2，3，4激发的SPPs的复振幅在5处的相干干涉叠加时，其振幅最大的位置即是干涉最强的亮环出现的位置. 然而干涉最强亮环的位置是无法通过解析解来获得的. 由于结构相对于中心距离的大小可以忽略, 考率极限情况. 假设产生的干涉最强的亮环直径为0，即假设包络线最强的位置出现在圆心处, 也就是r=0处，此时$L_1=L_2=R$，叠加的复振幅等于1+cos(θ)+cos($-\theta$). 零级干涉极强出现的条件是1+cos(θ)+cos($-\theta$)=0, 计算得到θ=120°, 此时n=3. 根据式(1)，n=3时，d=0, 证明该公式的自洽性.

图4(a~e)分别表示由40个纳米狭缝构成的表面等离激元透镜在直径7，8，9，10，11 μm下的近场模式图. 通过式(1)计算出由40个狭缝构成的透镜在入射波长671 nm的右圆偏振光下的金表面产生的干涉圆环直径为7.6 μm. 如图4(a)和(b)，当圆环直径小于7.6 μm时，表面等离激元透镜的结构尺寸小于产生的干涉亮环的直径，也就是说此时透镜无法在其内部区域产生干涉亮环. 当直径大于7.6 μm时，透镜的光场模式发生了改变，(c)~(e)均在7.6 μm处产生了干涉环现象. 通过观察进一步发现，干涉环的强度与直径成反比关系，这意味着干涉环的出现会影响中心聚焦的强度.

1.3 表面等离激元透镜聚焦优化

图5是中心聚集场强与透镜直径的关系图. 随着直径增大，中心聚焦环的强度先变大后逐渐变小，在7.7 μm处达最大值，这与利用式(1)计算得到的结果7.6 μm几乎一致. 表明当设计的透镜直径使得干涉环消失时, 中心聚焦效果最好.

减小表面等离激元传播损耗一直是表面等离激元光子学的研究重点. 表面等离激元具有随传播强烈损耗的性质. 同时在近场中，当两个结构空间位置十分接近时，两个结构之间产生的表面等离激元会强烈耦合，也会伴随着剧烈的耦合损耗. 透镜直径过大，会由于传播损耗的增加以及干涉环的产生导致聚焦效果减弱; 直径过小，相邻两个狭缝耦合损耗也会增大，不利于能量向圆心处汇集聚焦. 而当设计的透镜直径恰好为干涉环的直径时，聚焦效果最好.

2 几何相位调节的表面等离激元透镜设计及聚焦优化

仔细观察图1(a_1)~(e_1)近场分布图，尽管该表面等离激元透镜实现了能量向中心汇聚，然而关于圆心堆成的狭缝产生的SPPs在圆偏振光激发下始终相差π相位. 这意味着该结构的中心始终是消光的，即中心是一个小聚焦环. 由于矩形狭缝具有空间易操作性特点，通过旋转矩形狭缝的转角为其产生的SPPs提供几何相位[22]，可以弥补相位差实现相干干涉，这意味通过设计旋转狭缝环可以实现透镜的中心聚焦.

图6是几何相位调节的表面等离激元透镜. 图6(a_1)~(a_3)分别是由40个矩形狭缝构成的直径为6，8，10 μm的表面等离激元透镜结构示意图，$\boldsymbol{k}_1$，$\boldsymbol{k}_2$表示对应狭缝产生的表面等离激元. 图6(b_1)~(b_3)是图6(a_1)~(a_3)对应的表面等离激元透镜近场模式图. 图6(c_1)~(c_3)是旋转40

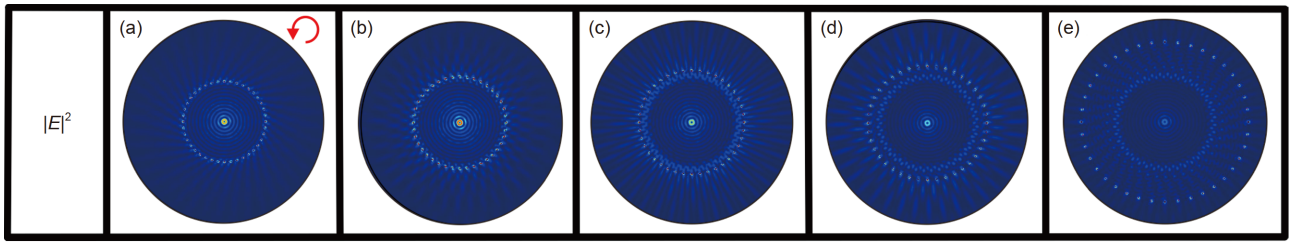


图 4 (网络版彩色)不同直径表面等离激元透镜近场模式图
Figure 4 (Color online) Near-field pattern diagrams of SPPs focusing lenses with different diameters

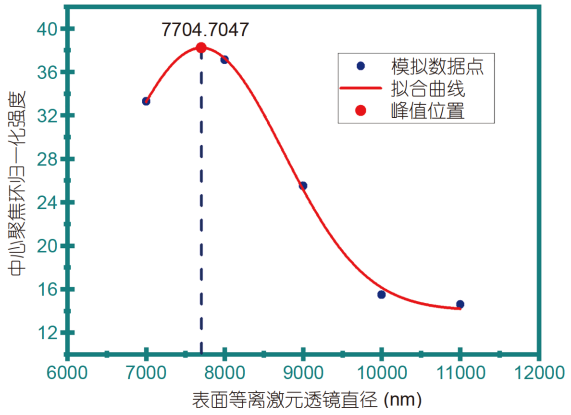


图 5 (网络版彩色)表面等离激元透镜直径与中心聚焦环归一化场强关系图

Figure 5 (Color online) Diagram of the relationship between the SPPs focusing lens diameter and the normalized intensity of the central focusing ring

个矩形狭缝构成的几何相位调节聚焦透镜结构示意图, 螺旋箭头表示$\boldsymbol{k}_3$, $\boldsymbol{k}_4$的径向分量. 图6(d_1)~(d_3)是对应直径下的近场模式图. 如图6(a_1), 在右旋圆偏振光的照射下, 每个狭缝产生的表面等离激元垂直于狭缝长轴方向, 其中关于圆心对称的两个狭缝产生的表面等离激元$\boldsymbol{k}_1$, $\boldsymbol{k}_2$的初始动态相位相差$\delta_0=\pi$. 由于狭缝具有空间转角差$\delta_2=0$, 二者到圆心的距离相等, 变化的动态相位差为$\delta_1=0$, 于是二者总相位差为$\delta=\delta_0+\delta_1+\delta_2=\pi$, 干涉相消, 所以中心点是消光的. 而在图6($c_1$)的结构中, 由于旋转关于圆心对称的两个狭缝导致两者具有空间转角差, 差值的大小等于两个狭缝转角的角度差$\pi/2$, 为两个狭缝产生的表面等离激元$\boldsymbol{k}_3$, $\boldsymbol{k}_4$提供了几何相位差$\delta_2=\pi/2$, 所以两者产生的表面等离激元始终相差$\delta=\delta_0+\delta_1+\delta_2=3\pi/2$, 这样就会导致中心亮点的出现. 也就是说, 通过旋转狭缝可以使表面等离激元偏离干涉相消的相位差值π, 提供的几何相位差可以始终产生部分相干干涉的现象, 进而所有的两两成对的狭缝单元均能在圆心处产生部分相干干涉, 最终实现了整体结构在圆心处的干涉聚焦. 图7绘制了图6(d_1)~(d_3)表面等离激元透镜直径与中心聚焦斑归一化场强关系图. 结果表明, 当设计的透镜直径(图6(d_2), 8 μm)与干涉环直径(7.6 μm, 根据公式计算出)接近时, 也就是此直径下的透镜恰好无法产生干涉圆环的时候, 会出现中心聚焦斑的强度峰值现象.

3 结论

本文首先分析了多个矩形狭缝构成的表面等离激元透镜的场强分布, 发现了干涉环现象. 进一步通过数据得到了干涉环出现的条件, 仅与纳米狭缝数量有关. 同时通过分析圆环中心聚焦特点, 得到聚焦效果最好的条件, 即干涉环消失时, 透镜聚焦效果最好. 随后设计了几何相位调节的表面等离激元透镜, 通过旋转矩

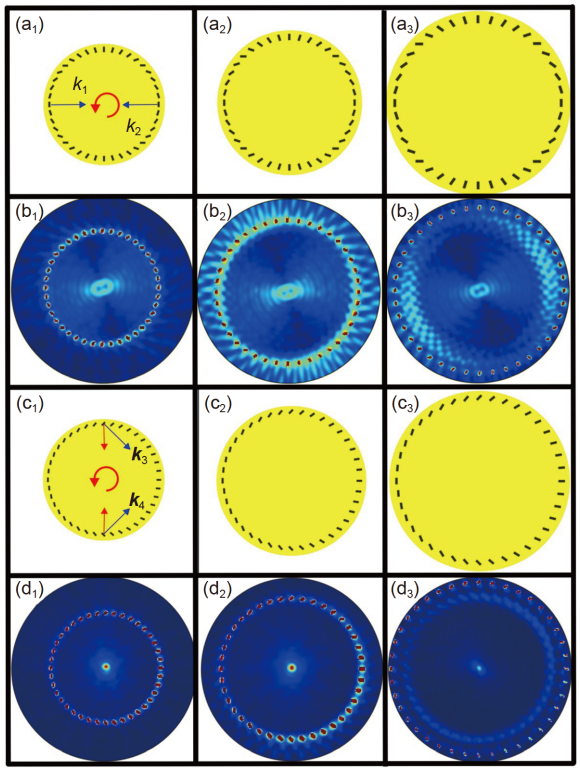


图 6 (网络版彩色)几何相位调节的表面等离激元透镜

Figure 6 (Color online) Geometric phase modulated SPPs focusing lens

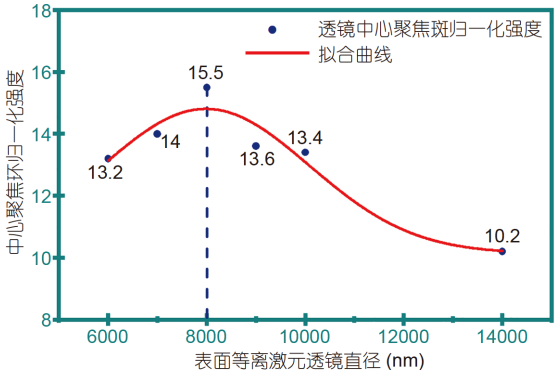


图 7 (网络版彩色)表面等离激元透镜直径与中心聚焦斑归一化场强关系图

Figure 7 (Color online) Diagram of the relationship between the SPPs focusing lens diameter and the normalized intensity of the central focusing spot

形狭缝为其产生的SPPs提供额外的几何相位，进而实现了透镜的中心聚焦，同时该结构也实现了聚焦优化. 本文结果为表面等离激元透镜的设计提供了新的思路. 由于本文的表面等离激元透镜将几何相位联系到近场聚焦, 增强了对几何相位的认识, 为表面等离激元光子学提供了新的方向.

参考文献

1 Maier S. Plasmonics: Fundamentals and Applications. Berlin: Springer, 2007
2 Fu Y, Zhou X. Plasmonic lenses: A review. Plasmonics, 2010, 5: 287–310
3 Wen D, Yue F, Li G, et al. Helicity multiplexed broadband metasurface holograms. Nat Commun, 2015, 6: 8241
4 Arbabi A, Horie Y, Bagheri M, et al. Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission. Nat Nanotech, 2015, 10: 937–943
5 Ni X, Kildishev A V, Shalaev V M. Metasurface holograms for visible light. Nat Commun, 2013, 4: 2807
6 Yu N, Aieta F, Genevet P, et al. A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces. Nano Lett, 2012, 12: 6328–6333
7 Grady N K, Heyes J E, Chowdhury D R, et al. Terahertz metamaterials for linear polarization conversion and anomalous refraction. Science, 2013, 340: 1304–1307
8 Yu N, Genevet P, Kats M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: Generalized laws of reflection and refraction. Science, 2011, 334: 333–337
9 Huang L, Chen X, Mühlenbernd H, et al. Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation. Nano Lett, 2012, 12: 5750–5755
10 Ma X, Pu M, Li X, et al. A planar chiral meta-surface for optical vortex generation and focusing. Sci Rep, 2015, 5: 10365
11 Jiang Z H, Yun S, Lin L, et al. Tailoring dispersion for broadband low-loss optical metamaterials using deep-subwavelength inclusions. Sci Rep, 2013, 3: 1571
12 Aieta F, Genevet P, Kats M A, et al. Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces. Nano Lett, 2012, 12: 4932–4936
13 Kim H, Park J, Cho S W, et al. Synthesis and dynamic switching of surface plasmon vortices with plasmonic vortex lens. Nano Lett, 2010, 10: 529–536
14 Ee H S, Agarwal R. Tunable metasurface and flat optical zoom lens on a stretchable substrate. Nano Lett, 2016, 16: 2818–2823
15 Arbabi A, Arbabi E, Horie Y, et al. Planar metasurface retroreflector. Nat Photon, 2017, 11: 415–420
16 Liu Z, Steele J M, Srituravanich W, et al. Focusing surface plasmons with a plasmonic Lens. Nano Lett, 2005, 5: 1726–1729
17 Drezet A, Stepanov A L, Ditlbacher H, et al. Surface plasmon propagation in an elliptical corral. Appl Phys Lett, 2005, 86: 074104
18 Steele J M, Liu Z, Wang Y, et al. Resonant and non-resonant generation and focusing of surface plasmons with circular gratings. Opt Express, 2006, 14: 5664–5670
19 Gorodetski Y, Niv A, Kleiner V, et al. Observation of the spin-based plasmonic effect in nanoscale structures. Phys Rev Lett, 2008, 101: 238–242
20 Lin J, Mueller J P B, Wang Q, et al. Polarization-controlled tunable directional coupling of surface plasmon polaritons. Science, 2013, 340: 331–334
21 Bliokh K Y, Gorodetski Y, Kleiner V, et al. Coriolis effect in optics: Unified geometric phase and spin-Hall effect. Phys Rev Lett, 2008, 101: 030404
22 Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics. Nature, 2003, 424: 824–830
23 Johnson P B, Christy R W. Optical constants of the noble metals. Phys Rev B, 1972, 6: 4370–4379

Summary for “几何相位调控的表面等离激元透镜的近场模式及其聚焦优化”

Near-field mode and focusing optimization of geometric phase modulated surface plasmon polaritons focusing lens

Jin Jiang[1], Yang Zhao[1], Chengxi Yang[1] & Feng Lin[1,2*]

1 Institute of Condensed Matter and Material Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China;
2 Key Laboratory of Micro-systems and Micro-structures Manufacturing, Ministry of Education, School of Science and Industrial Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin 150080, China
* Corresponding author, E-mail: linf@pku.edu.cn

Surface plasmon polaritons (SPPs) are an electromagnetic mode in which an external light field interacts with the free electrons on a metal surface. When light is incident on the surface of the metal and dielectric, the collective free electrons oscillate on the surface of the metal owing to the incident light excitation effect. This causes the coupling of light and free electrons on the surface of the metal and the spread of the media surface along a conductor, which is constrained and attenuated in the vertical direction at the interface. The surface plasmon polaritons have strong near-field electromagnetic field characteristics showing strong interactions with nanostructures especially with nanomaterials composed of delicate structures. Because the diffraction limit can be exceeded and the nano-level sub-wavelength spot can be formed in the near-field region, it is of great significance to design optical near-field focusing devices.

Different from the widely studied toroidal, elliptical, and helical surface plasmon focusing lenses, a surface plasmon polaritons focusing lens composed of rectangular slits is designed, and its near field mode is studied. In the case of incident light excitation, the propagating direction of the surface plasmon polaritons is always perpendicular to the long axis of the rectangular slit. When the rectangular slit rotates on the surface of the metal, it can produce an optical electrical field with a controllable geometric phase, which can be used to manipulate the near electrical field. The rectangular slit not only modulates the optical electrical field in terms of its depth, length, and width as toroidal, elliptical, and helical units do but also produces another kind of phase manipulation in terms of its axis orientation, which enriches the means of light field manipulation. In brief, a single rectangular slit generates SPPs, and then coherent interference occurs in the process of propagating towards the center of the circle. Its size and spatial position are related to the number of lens slits and the size of the lens. In this paper, finite difference time domain method is used to calculate the electric field intensity of the structure. By analyzing the finite difference time domain simulation results, we find that the lens focuses best when the size and number of the lens slits causes the interference ring to disappear. In addition, we can use the simplest coherent interference model to explain the interference bright ring pattern, with the strongest envelope at a specific location in the internal surface plasmon polaritons focusing lens. Although it is difficult to get the analytic solution of the strongest interference bright ring, the interference model used in this paper is self- consistent and can be used to verify the accuracy of the empirical formula obtained from the finite difference time domain simulation results.

By adjusting the spatial rotation angle of each slit, the geometric phase of the SPPs can be generated, and the central focusing of the SPPs focusing lens can be finally realized. The focusing effect is the best when the interference ring disappears. This paper provides a new idea for the design of a surface plasmon polaritons focusing lens. The surface plasmon polaritons focusing lens in this paper connects the geometric phase to near field focusing; this gives us an enhanced understanding of geometric phase and provides a new direction for the combination of surface plasmon polaritons and topology.

surface plasmon polaritons focusing lens, near-field, interference ring, geometric phase, focusing and optimization

doi: 10.1360/N972019-00325