

## 光子角动量在环形金属纳米孔异常透射过程中的作用

王帅 邓子岚 王发强 王晓雷 李向平

Role of optical angular momentum in enhanced transmission process of plasmonic coaxial nanoring aperture

Wang Shuai Deng Zi-Lan Wang Fa-Qiang Wang Xiao-Lei Li Xiang-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 077801 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182017

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182017>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

#### [基于塔姆激元-表面等离极化激元混合模式的单缝加凹槽纳米结构的增强透射](#)

Enhanced optical transmission by exciting hybrid states of Tamm and surface plasmon polaritons in single slit with multi-pair groove nanostructure

物理学报. 2018, 75(10): 107104 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180117>

#### [基于TPPs-SPPs混合模式的激发以增强单纳米缝异常透射](#)

Extraordinary transmission of light enhanced by exciting hybrid states of Tamm and surface plasmon polaritons in a single nano-slit

物理学报. 2016, 73(20): 204207 <https://doi.org/10.7498/aps.65.204207>

#### [表面等离激元量子信息应用研究进展](#)

Recent progress of the application of surface plasmon polariton in quantum information processing

物理学报. 2017, 74(14): 144202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.144202>

#### [利用衍射光栅探测涡旋光束轨道角动量态的研究进展](#)

Progress of detecting orbital angular momentum states of optical vortices through diffraction gratings

物理学报. 2018, 75(3): 034201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171899>

#### [十字结构银纳米线的表面等离极化激元分束特性](#)

Surface plasmon polaritons splitting properties of silver cross nanowires

物理学报. 2015, 72(9): 097303 <https://doi.org/10.7498/aps.64.097303>

# 光子角动量在环形金属纳米孔异常透射过程中的作用\*

王帅<sup>1)</sup> 邓子岚<sup>1)</sup> 王发强<sup>2)</sup> 王晓雷<sup>3)†</sup> 李向平<sup>1)</sup>

1) (暨南大学光子技术研究院, 广东省光纤传感与通信重点实验室, 广州 510632)

2) (华南师范大学信息光电子科技学院, 广东省微纳光子功能材料与器件重点实验室, 广州 510632)

3) (南开大学, 现代光学所, 天津 300350)

(2018年11月13日收到; 2019年2月4日收到修改稿)

在环形凹槽包围环形金属纳米孔的异常透射器件的研究中, 环形凹槽可以将携带光子角动量的入射光转化为涡旋表面等离子极化激元, 这些涡旋表面等离子极化激元传向几何中心并与直接照射在环形纳米孔上的光子发生干涉, 当相互干涉的光子满足相位匹配条件时, 环形纳米孔的透射率得到显著增强. 本文利用理论分析和数值计算的方法研究了光子角动量和凹槽半径对环形纳米孔透射过程的影响. 我们发现调节环形凹槽的半径和入射光携带的光子角动量可以调节光子在金膜上表面传输时的径向传播相位, 进而影响了环形纳米孔附近的干涉电场强度, 最终决定了环形纳米孔的透射率, 进而可以通过调节凹槽的半径来调节携带不同光子角动量的光束在环形纳米孔的透射率. 本文的研究结果对基于涡旋表面等离子极化激元的异常透射器件的设计具有重要的指导意义.

**关键词:** 光子角动量, 异常透射, 表面等离子极化激元

**PACS:** 78.66.-w, 52.35.Hr, 02.70.-c

**DOI:** 10.7498/aps.68.20182017

## 1 引言

光束照射在金属膜上的纳米孔时, 在特定的波长处透射率得到显著的增强, 该现象被称为异常透射<sup>[1,2]</sup>. 基于异常透射的纳米孔在应用时往往需要在其周围加工环形凹槽, 以此来增强纳米孔的透射率<sup>[3-5]</sup>. 凹槽可以增加入射光转化为表面等离子极化激元的光子数目并将其聚焦在纳米孔附近, 这些来自于凹槽产生的表面等离子极化激元与照射在纳米孔上的光子发生干涉作用, 当满足相位匹配时发生相干相长现象, 从而使纳米孔附近的光场得到显著的增强, 耦合进入纳米孔的光子数目增大, 透射率得到显著提升. 相对于纳米孔, 环形纳米孔具有更

高的品质因子, 利用环形孔可以实现光子角动量的复用功能<sup>[6,7]</sup>, 环形纳米孔的异常透射现象被广泛地研究<sup>[8-10]</sup>. 涡旋光束的光强呈圆环状分布, 中心光强为零<sup>[11]</sup>, 可以有效地减弱入射光照射在纳米孔上的光强, 此时可以认为穿过纳米孔的光子主要来自于凹槽产生的表面等离子极化激元, 因此涡旋光束对于研究凹槽增强异常透射现象有着重要的作用<sup>[12]</sup>.

当入射光为携带涡旋相位的圆偏振光束时, 入射光携带的光子角动量包括与圆偏振态相关的自旋角动量以及与涡旋相位相关的轨道角动量. 金属膜上的环形凹槽可以将入射光携带的光子角动量保留下来, 使在金属上表面激发的表面等离子极化激元携带光子角动量, 其被称为涡旋表面等离子极化激

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61875093) 和广东省微纳光子功能材料与器件重点实验室开放基金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangxiaolei@nankai.edu.cn

元<sup>[13–18]</sup>. 涡旋表面等离极化激元携带的光子角动量的拓扑核数可表示为  $L_{\text{spp}} = l_s + l_o + l_g$ , 其中  $l_s$  和  $l_o$  分别表示入射光携带的自旋和轨道角动量的拓扑核数,  $l_g$  表示凹槽产生的轨道角动量的拓扑核数<sup>[6,15,16]</sup>, 对于环形凹槽  $l_g = 0$ . 基于涡旋表面等离极化激元的异常透射器件具有广泛的应用, 如光子角动量的复用<sup>[6]</sup>、调控光束的圆偏振态<sup>[19]</sup>、非手性结构的二向色性的产生<sup>[20]</sup>等.

在设计凹槽增强环形纳米孔透射率的纳米光子器件时, 往往只关注凹槽对环形纳米孔透射率的增强结果, 而忽略了环形纳米孔透射率增强的物理过程. 在本文中, 我们采用理论分析与数值计算相结合的方法研究了在携带光子角动量的光束照射下凹槽增强环形纳米孔的物理机制, 研究发现凹槽的半径影响着涡旋表面等离极化激元的光场分布, 从而影响着纳米孔的透射率; 并且调节凹槽半径可以增强携带着特定光子总角动量的光束的透射率而减弱携带其他光子总角动量的光束的透射率.

## 2 理论分析与仿真模拟

### 2.1 表面等离极化激元的干涉

研究的结构示意图如图 1 所示, 厚度为  $D = 150$  nm 的金膜上刻蚀有宽度为 100 nm、深度为 100 nm 的环形凹槽, 其半径为  $R$ ; 在凹槽的中心处有环形纳米孔, 环形纳米孔的内外半径分别为  $r_{\text{in}} = 250$  nm 和  $r_{\text{out}} = 300$  nm, 深度  $h$  与金膜的厚度相等, 即  $h = D = 150$  nm, 从而形成穿孔. 当入射光

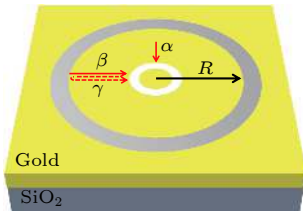


图 1 纳米结构示意图. 厚度为  $D = 150$  nm 的金膜上刻蚀有宽度为 100 nm、深度为 100 nm 的环形凹槽, 半径为  $R$ ; 在凹槽的中心处有环形纳米孔, 环形纳米孔的内外半径分别为  $r_{\text{in}} = 250$  nm 和  $r_{\text{out}} = 300$  nm, 深度与金膜的厚度相等, 形成穿孔

Fig. 1. The schematic of nano structure: An annular nano groove having a width of 100 nm and a depth of 100 nm is etched on the gold film having a thickness of  $D = 150$  nm, the coaxial nanoring aperture with the inner and outer radii are  $r_{\text{in}} = 250$  nm and  $r_{\text{out}} = 300$  nm is located in the center of the nano groove.

照射在金膜上时, 一部分光直接照射在环形纳米孔上, 其电场复振幅用符号  $\tilde{\alpha}$  表示; 另外照射在凹槽上的入射光部分转化为表面等离极化激元并汇聚在环形纳米孔附近, 其电场复振幅表示为  $\tilde{\beta}$ ; 在表面等离极化激元中被环形纳米孔反射回来的光子在环形凹槽与环形纳米孔之间来回传播, 再次传播到环形纳米孔附近时的电场复振幅表示为  $\tilde{\gamma}$ .

环形纳米孔入射端附近的光子来自于入射光和表面等离极化激元, 凹槽的半径影响着表面等离极化激元传播到环形纳米孔时的传播相位, 所以只有在凹槽半径满足一定的条件时纳米孔的透射率才会得到增强. 为研究在携带光子角动量的光束照射下凹槽对环形纳米孔透射率的增强作用, 首先对环形纳米孔入射端附近的电场复振幅进行了研究. 环形纳米孔入射端附近的电场复振幅可表示为:

$$\begin{aligned} \tilde{E} &\sim \tilde{\alpha} + \tilde{\beta} + \tilde{\gamma} \\ &= \alpha + \beta e^{i(\phi_r + \Delta)} + \gamma_1 e^{i(3\phi_r + \Delta + \Delta')} \\ &\quad + \gamma_2 e^{i(5\phi_r + 2\Delta + \Delta')} + \dots \\ &\quad + \gamma_m e^{i((2m+1)\phi_r + m\Delta + \Delta')} \dots, \end{aligned} \quad (1)$$

式中数值  $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$  分别表示复振幅  $\tilde{\alpha}$ 、 $\tilde{\beta}$ 、 $\tilde{\gamma}$  的振幅,  $\phi_r$  表示由凹槽激发的表面等离极化激元在金膜表面沿径向传播时的径向传播相位,  $\Delta'$  表示凹槽激发的表面等离极化激元与入射光之间的初始相位差,  $\Delta$  表示表面等离极化激元在环形纳米孔与凹槽上反射时产生的附加相位之和,  $m$  表示表面等离极化激元在圆环孔和凹槽之间的来回反射次数.

### 2.2 纳米孔附近的电场

在时域有限差分法的仿真模拟中, 我们所采用的光源为携带不同轨道角动量的左旋圆偏振光的聚焦光束, 其携带的自旋角动量的拓扑荷数为  $l_s = -1$ , 轨道角动量的拓扑荷数分别为  $l_o = 1, 2, 3, 4$ , 携带的光子总角动量为自旋角动量和轨道角动量的拓扑荷数之和, 即  $L = l_s + l_o = 0, 1, 2, 3$ . 计算中采用的入射光波长范围为 600—1000 nm, 其中图 2(a)—(d) 所示为波长 800 nm 时的光源的光强分布 (物镜的数值孔径为 0.4), 可以看出随着轨道角动量的拓扑核数目逐渐增大, 光斑尺寸逐渐变大. 图 2(e)—(h) 给出了这四种左旋圆偏振光中电场分量  $E_x$  的相位分布情况.

入射光的光斑大小与其携带的光子角动量拓

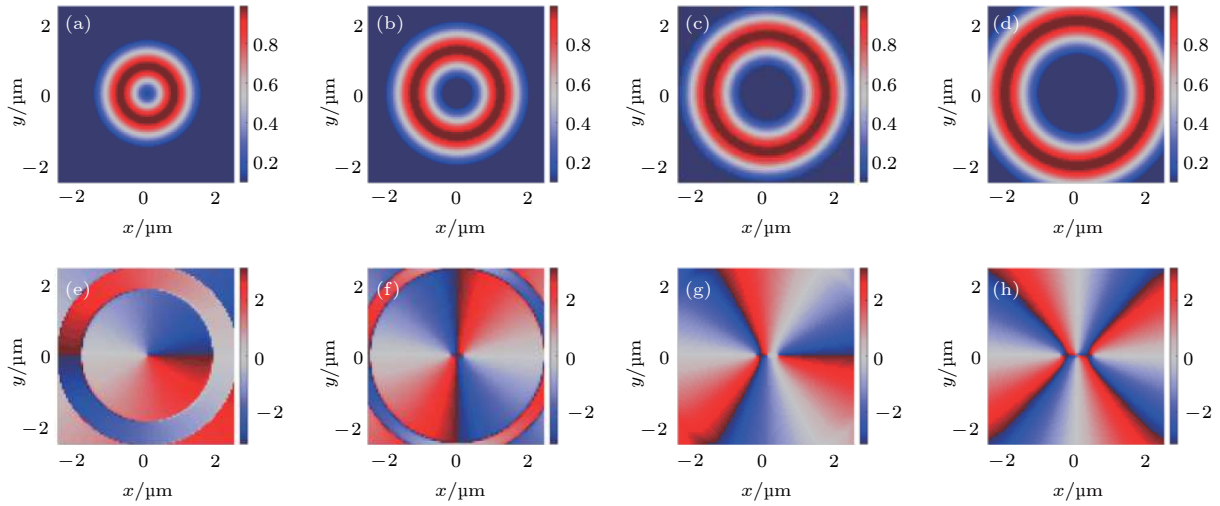


图 2 波长为 800 nm 时, 携带不同轨道角动量的左旋圆偏振入射光 ( $l_s = -1$ ) 的强度分布情况及电场分量  $E_x$  的相位分布情况 (a)  $l_0 = 1$  对应的强度分布; (b)  $l_0 = 2$  对应的强度分布; (c)  $l_0 = 3$  对应的强度分布; (d)  $l_0 = 4$  对应的强度分布; (e)  $l_0 = 1$  对应的相位分布; (f)  $l_0 = 2$  对应的相位分布; (g)  $l_0 = 3$  对应的相位分布; (h)  $l_0 = 4$  对应的相位分布. 随着携带的轨道角动量拓扑核数逐渐增加, 入射光光斑逐渐变大

Fig. 2. The intensity distribution and the phase distribution of the  $E_x$  component of the incident beams ( $l_s = -1$ ) at the wavelength of 800 nm: (a) The intensity distribution ( $l_0 = 1$ ); (b) the intensity distribution ( $l_0 = 2$ ); (c) the intensity distribution ( $l_0 = 3$ ); (d) the intensity distribution ( $l_0 = 4$ ); (e) the phase distribution ( $l_0 = 1$ ); (f) the phase distribution ( $l_0 = 2$ ); (g) the phase distribution ( $l_0 = 3$ ); (h) the phase distribution ( $l_0 = 4$ ). The light spot is increasing with the topological number of the orbital angular momentum.

扑核数目有关, 因此入射光携带的光子角动量影响着照射在环形纳米孔上的复电场  $\tilde{\alpha}$ . 当入射光携带的轨道角动量拓扑荷数逐渐增加时, 呈圆环分布的入射光的光斑尺寸逐渐变大, 光斑中心附近光强逐渐减小, 导致环形纳米孔入射端来自于入射光的复电场  $\tilde{\alpha}$  随着入射光携带的光子角动量的增加而逐渐减小. 在入射光携带光子角动量逐渐变化的过程中, 当  $\alpha$  值远小于  $\beta, \gamma$  值相时, 即  $\alpha \ll \beta, \gamma$ , 环形纳米孔入射端附近的电场复振幅主要由表面等离极化激元中的光子决定. 在环形纳米孔入射端的电场振幅最大时, 表面等离极化激元中来回传播的光子具有相等的相位, 此时有

$$2\varphi_r + \Delta = 2n\pi, \quad (2)$$

其中  $n$  为整数, (2) 式表明此时透射率随着凹槽半径的变化周期  $dR$  对应的  $\varphi_r$  变化为  $d\varphi_r = \pi$ . 当振幅  $\alpha$  与  $\beta, \gamma$  的大小相近时, 由 (1) 式可知耦合进入环形纳米孔入射端的电场复振幅由入射光的光子  $\tilde{\alpha}$  与表面等离极化激元中的光子  $\tilde{\beta}, \tilde{\gamma}$  共同决定. 多种电场相互干涉的情况较为复杂, 本文通过仿真模拟对该情况进行研究.

径向传播相位  $\varphi_r$  的大小可以通过分析涡旋表面等离极化激元的性质得到. 当四种左旋圆偏振入射光照射在如图 1 所示的纳米结构上时, 在金膜上

表面激发的涡旋表面等离极化激元携带的光子总角动量与入射光携带的光子总角动量保持一致, 即  $L_{\text{spp}} = L = l_s + l_0$ <sup>[21]</sup>. 入射光携带的光子总角动量为  $L$  时, 在金膜上表面激发的涡旋表面等离极化激元的  $E_z^{\text{spp}}$  的分布情况满足以下公式<sup>[6]</sup>:

$$E_z^{\text{spp}} \sim C_L e^{iL\varphi} e^{ik_r r} J_L(k_r r), \quad (3)$$

其中  $C_L$  表示自由光子耦合为表面等离极化激元的耦合效率,  $k_r$  为涡旋表面等离极化激元中光子沿径向的传播常数,  $J_L$  为第  $L$  级贝塞尔函数. 当波长为 650 nm、 $L = 3$  时, 由 (3) 式计算得到的涡旋表面等离极化激元的电场分量  $E_z^{\text{spp}}$  的相位分布如图 3(a) 所示, 其中白色虚线表示等相位面, 其呈螺旋状分布. 由惠更斯-菲涅耳原理可知, 光的传播方向与等相位面垂直, 表面等离极化激元的传播方向由  $k_{\text{spp}}$  表示, 大小为  $k_{\text{spp}} = k_0 \sqrt{\varepsilon_m \varepsilon_d / (\varepsilon_m + \varepsilon_d)}$ , 其中  $\varepsilon_m$  为金的介电常数, 其数值参量来自于 Johnson 和 Christy 的文章<sup>[22]</sup>,  $\varepsilon_d$  为空气的介电常数  $\varepsilon_d = 1$ . 在极坐标下将  $k_{\text{spp}}$  分解为沿着径向分量  $k_r$  和角向分量  $k_\varphi$ , 对于金膜上表面上的任意一个观察点  $(r, \varphi)$ , 表面等离极化激元沿角向传播为一周时, 角向传播相位与表面等离极化激元携带的涡旋相位的拓扑核数目成正比, 即  $k_\varphi 2\pi r = 2L\pi$ , 沿角向的传播常数可表示为

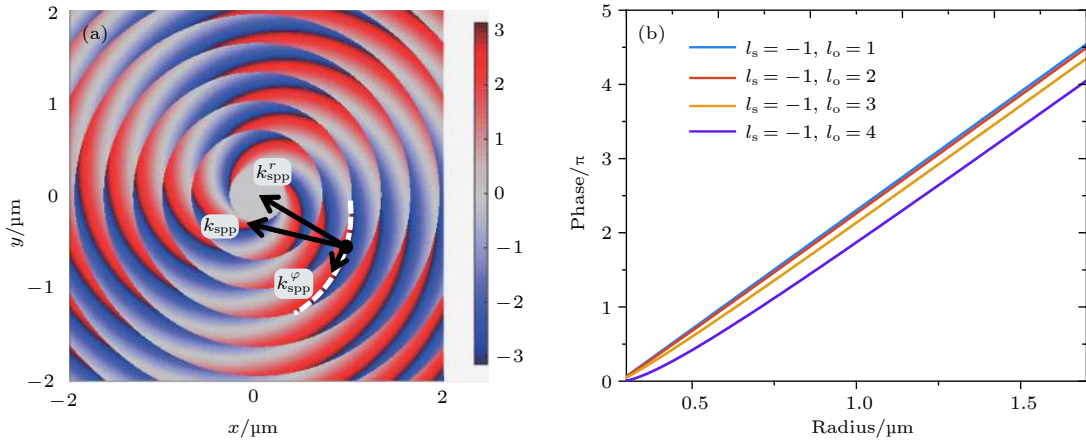


图 3 波长为 650 nm 时 (a) 入射光携带有光子总角动量  $L = 3$  ( $l_s = -1, l_o = 4$ ) 时, 在金膜上表面激发的涡旋表面等离极化激元中电场分量  $E_z^{\text{SPP}}$  的相位图; (b) 在选定的四种左旋圆偏振的照射下, 激发的涡旋表面等离极化激元在金膜上表面的传输时的径向传播相位  $\varphi_r$ .

Fig. 3. (a) The phase distribution of the  $E_z^{\text{SPP}}$  component of the surface plasmon polariton when the topological number of the total angular momentum carried by the incident beam at the wavelength of 650 nm equals to 3 ( $l_s = -1, l_o = 4$ ); (b) the radial propagation phase  $\varphi_r$  of the surface plasmon polariton(SPP) when the nanostructure is irradiated by the selected four incident beams ( $l_s = -1, l_o = 1, 2, 3, 4$ ).

$$k_\varphi = \frac{2L\pi}{2\pi r} = \frac{L}{r}, \quad (4)$$

此时, 沿径向的传播常数  $k_r$  的大小为

$$k_r = \sqrt{k_{\text{spp}}^2 - k_\varphi^2} = \sqrt{k_{\text{spp}}^2 - (L/r)^2}, \quad (5)$$

由观察点的表面等离极化激元的光子传播到环形凹孔处时, 径向传播相位可表示为

$$\varphi_r = \int_{r_{\text{out}}}^r k_r dr, \quad (6)$$

式中  $r_{\text{out}}$  为环形纳米孔的外径,  $r$  为观察点的径向坐标. 需要指出的是, 随着表面等离极化激元向中心处汇聚, 由 (5) 式可以得出径向传播常数  $k_r$  在某一半径处变为零, 导致光子无法进一步向中心处传播, 这也是图 3(a) 所示相位分布图中心处涡旋相位消失的原因. 图 3(b) 给出了波长为 650 nm 时, 表面等离极化激元由环形凹槽传输到环形纳米孔处的径向传播相位  $\varphi_r$  随凹槽半径的变化曲线. 在凹槽半径较小时, 与四种入射光所对应的径向传播相位  $\varphi_r$  之间的差异量变化较大, 随着凹槽半径的增加, 径向传播相位  $\varphi_r$  之间的差异量逐渐趋于稳定. 产生该结果的原因可以通过对 (5) 和 (6) 式进行分析得到. 在凹槽半径较大时, 随着入射光携带的光子角动量的拓扑核数目的逐渐增加, 入射光的中心附近光强逐渐减弱, 由前面的分析可以知道, 当  $\alpha$  值远小于  $\beta, \gamma$  值时, 环形纳米孔透射率曲线随着表面等离极化激元的径向传播相位  $\varphi_r$  变化周

期为  $d\varphi_r = \pi$ , 此时凹槽半径的变化周期  $dR \approx \pi/k_{\text{spp}} = \lambda_{\text{spp}}/2$ .

### 2.3 仿真结果与分析

利用商用软件 Lumerical FDTD solutions 对选定的四种左旋圆偏振光照射环形凹槽包围环形纳米孔结构的进行了仿真模拟. 仿真模拟时, 纳米结构置于真空中, 涡旋光束从上方垂直照射在纳米结构上, 在纳米结构的下方设置了用于探测透射率的探测器, 在纳米结构上设置了大小为 10 nm 的细化网格, 完美吸收层包围着整个计算区域. 图 4(a)—(d) 分别给出了改变凹槽半径时, 携带不同轨道角动量的左旋圆偏振入射光 ( $L = 0, 1, 2, 3$ ) 的透射率变化情况. 由图中可以观察到当入射光的波长逐渐变大, 透射率的极大值所对应的凹槽半径也逐渐增大, 该现象是由于表面等离极化激元波长随入射光波长的增大所致. 图 4(b)—(d) 为入射光携带的光子角动量拓扑核数  $L = 1, 2, 3$  时的透射率变化情况, 透射率极大值随凹槽半径的变化周期  $dR_{2,3,4} \approx \lambda_{\text{spp}}/2$ , 这说明环形纳米孔入射端附近的电场复振幅主要由表面等离极化激元中的光子决定. 对比透射率与波长的变化可以发现波长分别为 900, 780 nm 和 650 nm 时, 透射率大于周围波长, 这种透射率与波长的关系是受环形纳米孔本征模式的影响, 当环形纳米孔的本征模式与表面等离极化激元模式相匹配和环形纳米孔内传输的光子满足谐

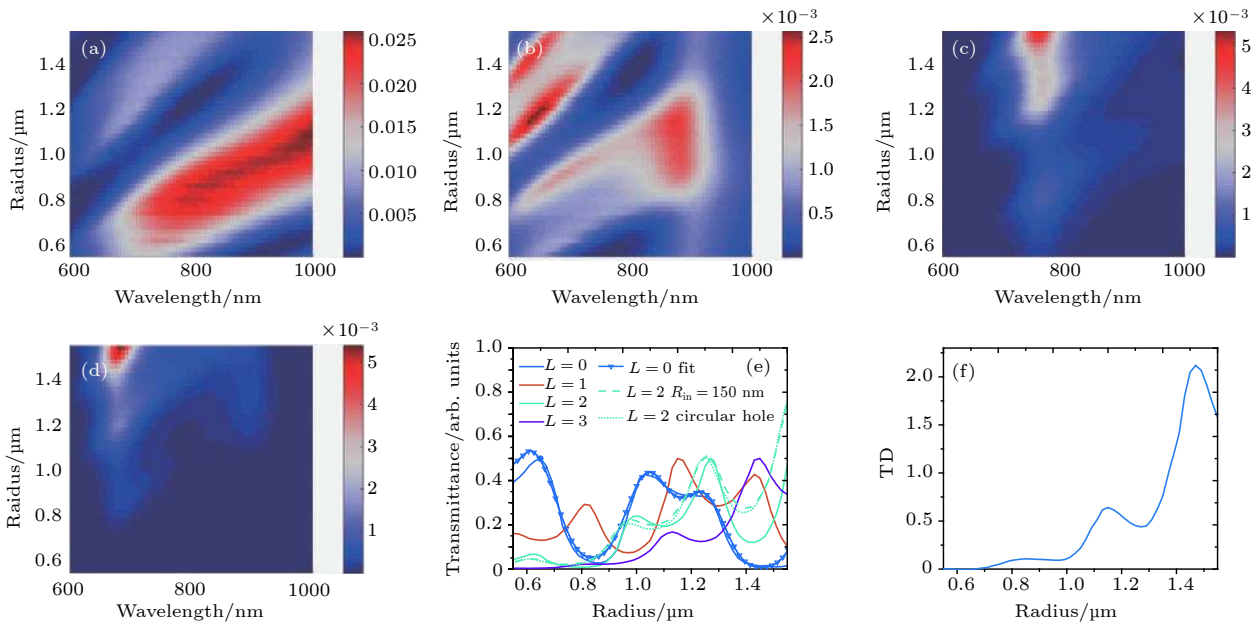


图 4 (a)–(d) 在选定的四种左旋圆偏振光 ( $l_s = -1, l_0 = 1, 2, 3, 4$ ) 的照射下, 透射率与环形凹槽半径和波长的变化关系; (e) 波长为 650 nm 时, 透射率随凹槽半径的变化曲线; (f) 光子总角动量为 3 ( $l_s = -1, l_0 = 4$ ) 的光束透射率与光子总角动量为 2 ( $l_s = -1, l_0 = 3$ ) 的光束透过率之间的差值

Fig. 4. (a)–(d) The relation of the transmittance to wavelength of incident beams and radius of the nano groove; (e) the curves of the transmission with radius of the nano groove when wavelength equals to 650 nm; (f) the difference between transmittance of total angular momentum topological number of 3 ( $l_s = -1, l_0 = 4$ ) and 2 ( $l_s = -1, l_0 = 3$ ).

振条件时透射率才能显著增强<sup>[21]</sup>.

为了更清晰地表示透射率与环形凹槽半径的关系, 图 4(e) 给出了波长为 650 nm 时的透射率随凹槽半径的变化曲线. 图 4(e) 表明携带不同轨道角动量的入射光的透射率极大值对应的凹槽半径不尽相同, 这是由于携带不同轨道角动量的表面等离子极化激元在金膜上表面传输时积累了不同的传播相位  $\varphi_r$  和不同的相位移  $\Delta$  所致. 图 4(e) 中的虚线和点线分别表示在光子角动量  $L = 2$  的光束照射下, 内径为 150 nm 的圆环孔以及圆孔的透射率与凹槽半径的变化关系, 其透射率曲线的变化趋势与内径为 250 nm 的圆环孔保持一致, 由此可得我们提出的理论模型具有一定的普遍性. 在入射光携带的光子角动量  $L = 1$  时, 透射率曲线的变化较为复杂, 本文采用了 (1) 式对透射率曲线进行拟合, 带有三角标志的曲线为拟合曲线, 拟合得到附加相位  $\Delta'$  和  $\Delta$  分别为  $-0.70\pi$  和  $-0.50\pi$ . 同时对光子角动量  $L = 1, 2, 3$  的透射曲线进行拟合得到金属表面等离极化激元在凹槽与环形孔上反射时的附加相位之和  $\Delta$ , 其大小分别为  $-0.32\pi, -0.06\pi, 0.21\pi$ . 光子角动量的拓扑荷数目和凹槽半径共同影响了表面等离激化激元在金属表面的传输相位

$\varphi_r$ , 因此可以通过调整凹槽半径的大小来增大不同光角动量光束的透射率之间的差异, 图 4(f) 中给出了波长为 650 nm 时光子总角动为  $L = 3$  ( $l_s = -1, l_0 = 4$ ) 与  $L = 2$  ( $l_s = -1, l_0 = 3$ ) 透射率的差值与凹槽半径的关系, 即  $T_3 - T_2$  (下角标表示光子总角动量), 由图可知通过调节凹槽半径可以调节不同光子角动量光束的透射差值, 值得指出的是由于圆环孔的透射率为  $10^{-3}$  量级, 因此凹槽半径对透射率的调节幅度较小, 该结果可以通过引入多重凹槽结构进行改善<sup>[23,24]</sup>. 该结果对基于异常透射的光子角动量复用的纳米器件的设计和應用都有着重要的意义.

### 3 结果与讨论

我们采用理论分析和数值模拟相结合的方法研究了在携带有光子角动量的光束照射下环形凹槽增强环形纳米孔透射率的过程. 研究表明, 当入射光携带的光子角动量的拓扑荷数较小时, 照射在环形纳米孔入射端的电场强度与来自凹槽激发的表面等离极化激元的强度相近似, 透射率由入射光和表面等离激化激元共同决定; 随着入射光携

带的光子角动量的拓扑核数目逐渐增加, 照射在环形纳米孔入射端的电场强度逐渐下降, 此时透射率由在凹槽和环形孔之间来回传播的表面等离子极化激元决定, 透射率随环形凹槽半径的变化周期约为表面等离子极化激元的波长的半值. 同时由于光子角动量对表面等离子极化激元的径向传播相位存在一定的影响, 从而导致在携带有不同光子总角动量的入射光的照射下, 环形纳米孔的入射端电场满足相位匹配条件时对应着不同的凹槽半径值, 进而透射率出现极大值时对应着不同的凹槽半径, 并且发现可以通过调节凹槽半径增强不同轨道角动量入射光的透射率之间的差异. 我们的研究对基于异常透射器件的设计具有的理论指导意义, 尤其是在光子角动量的复用方面.

### 参考文献

- [1] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667
- [2] Thio T, Pellerin K M, Linke R A, Lezec H J, Ebbesen T W 2001 *Opt. Lett.* **26** 1972
- [3] Carretero-Palacios S, Mahboub O, Garcia-Vidal F, Martin-Moreno L, Rodrigo S G, Genet C, Ebbesen T 2011 *Opt. Express* **19** 10429
- [4] Zilio P, Mari E, Parisi G, Tamburini F, Romanato F 2012 *Opt. Lett.* **37** 3234
- [5] Zilio P, Parisi G, Garoli D, Carli M, Romanato F 2014 *Opt. Lett.* **39** 4899
- [6] Ren H, Li X, Zhang Q, Gu M 2016 *Science* **352** 805
- [7] Deng Z L, Zhang S, Wang G P 2016 *Nanoscale* **8** 1588
- [8] Liu A P, Xiong X, Ren X F, Cai Y J, Rui G H, Zhan Q W, Guo G C, Guo G P 2013 *Sci. Rep.* **3** 2402
- [9] Catrysse P B, Fan S 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 231111
- [10] Burgos S P, De Waele R, Polman A, Atwater H A 2010 *Nat. Mater.* **9** 407
- [11] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [12] Wang L L, Ren X F, Yang R, Guo G C, Guo G P 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 11
- [13] Gorodetski Y, Niv A, Kleiner V, Hasman E 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 043903
- [14] Yang S, Chen W, Nelson R L, Zhan Q 2009 *Opt. Lett.* **34** 3047
- [15] Chen W, Abeyasinghe D C, Nelson R L, Zhan Q 2010 *Nano Lett.* **10** 2075
- [16] Cho S W, Park J, Lee S Y, Kim H, Lee B 2012 *Opt. Express* **20** 10083
- [17] Liu A, Rui G, Ren X, Zhan Q, Guo G, Guo G 2012 *Opt. Express* **20** 24151
- [18] Tsai W Y, Huang J S, Huang C B 2014 *Nano Lett.* **14** 547
- [19] Tischler N, Fernandezcorbaton I, Zambranapuyalto X, Minovich A, Vidal X, Juan M L, Molinaterriza G 2014 *Light-Sci. Appl.* **3** e183
- [20] Zambranapuyalto X, Vidal X, Molinaterriza G 2014 *Nat. Commun.* **5** 4922
- [21] Wang S, Deng Z L, Cao Y, Hu D, Xu Y, Cai B, Jin L, Bao Y, Wang X, Li X 2018 *IEEE Photonics J.* **10** 1
- [22] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [23] Gorodetski Y, Shitrit N, Bretner I, Kleiner V, Hasman E 2009 *Nano Lett.* **9** 3016
- [24] Mahboub O, Palacios S C, Genet C, Garcia-Vidal F J, Rodrigo S G, Martin-Moreno L, Ebbesen T W 2010 *Opt. Express* **18** 11292

# Role of optical angular momentum in enhanced transmission process of plasmonic coaxial nanoring aperture\*

Wang Shuai<sup>1)</sup> Deng Zi-Lan<sup>1)</sup> Wang Fa-Qiang<sup>2)</sup> Wang Xiao-Lei<sup>3)†</sup> Li Xiang-Ping<sup>1)</sup>

1) (*Guangdong Provincial Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Communications, Institute of Photonics Technology, Jinan University, Guangzhou 510632, China*)

2) (*Guangdong Provincial Key Laboratory of Nanophotonic Functional Materials and Devices, School of Information and Optoelectronic Science and Engineering, Guangzhou 510632, China*)

3) (*Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300350, China*)

(Received 13 November 2018; revised manuscript received 4 February 2019)

## Abstract

The nano groove can highly improve the transmittance of coaxial nanoring aperture due to the excitation of surface plasmon polariton (SPP). The total angular momentum carried by incident beam is reserved in the whole process and transferred to the SPP, thus the vortex SPP carrying orbital angular momentum is generated. The enhanced transmittance of nano aperture by vortex SPP has a wide range of applications, but its physical mechanism has been ignored for a long time. Here we study the process of the enhanced transmittance of the coaxial nanoring aperture and provide a model to describe the process of photon transmission. When the incident light irradiates on the coaxial nanoring aperture and nano groove, the vortex SPP induced by the groove propagates to coaxial nanoring aperture. Some of the photons in the SPP are coupled into the coaxial nanoring aperture and some are reflected back. The reflected photons travel back and forth multiple times between the coaxial nanoring aperture and nano groove. The vortex SPP interacts with the incident beam at the round of coaxial nanoring aperture, which determines the intensity at the round of the coaxial nano aperture, and thus affecting the transmittance. We systematically study the influence of optical angular momentum and the radius of the nano groove on the transmittance of coaxial nanoring aperture by using theoretical analysis and numerical simulations. The results show that the optical angular momentum and radius of the nano groove both affect the radial propagation phase of vortex SPP from nano groove to coaxial nanoring aperture, hence affecting the intensity of the electric field at the round of coaxial nanoring aperture and consequently determine the transmittance. The transmittance peaks of incident beams with different optical angular momenta will appear at different radii of the nano grooves, which provides a potential way to modulate the transmittance by adjusting the radius of the nano groove. This study is instructive for designing the enhanced optical transmission nano device based on vortex SPP.

**Keywords:** optical angular momentum, enhanced transmission, surface plasmon polariton

**PACS:** 78.66.-w, 52.35.Hr, 02.70.-c

**DOI:** 10.7498/aps.68.20182017

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61875093) and the Research Fund Program of Guangdong Provincial Key Laboratory of Nanophotonic Functional Materials and Devices, China.

† Corresponding author. E-mail: wangxiaolei@nankai.edu.cn