

介质填充型二次柱面等离激元透镜的亚波长聚焦

胡昌宝 许吉 丁剑平

Subwavelength light focusing using quadric cylinder surface plasmonic lens with gold film slits filled with dielectric

Hu Chang-Bao Xu Ji Ding Jian-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 137301 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.137301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.137301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I13>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于金属-电介质-金属波导结构的等离激元滤波器的数值研究

[Numerical study of plasmonic filter based on metal-insulator-metal waveguide](#)

物理学报.2016, 65(5): 057301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.057301>

基于纳米天线的多通道高强度定向表面等离激元波激发

[High-intensity directional surface plasmonic excitation based on the multi metallic slits with nano-antenna](#)

物理学报.2015, 64(24): 247301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.247301>

梳状波导结构中石墨烯表面等离激元的传播性质

[Propagation properties of the graphene surface plasmon in comb-like waveguide](#)

物理学报.2015, 64(23): 237301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.237301>

环形狭缝腔阵列光学特性的研究

[Finite difference time domain simulation of optical properties of annular cavity arrays](#)

物理学报.2015, 64(22): 227301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.227301>

金纳米棒复合体的消光特性

[Extinction properties of gold nanorod complexes](#)

物理学报.2015, 64(20): 207301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.207301>

# 介质填充型二次柱面等离子激元透镜的亚波长聚焦\*

胡昌宝<sup>1)</sup> 许吉<sup>2)</sup> 丁剑平<sup>1)†</sup>

1)(南京大学物理学院, 固体微结构国家重点实验室, 南京 210093)

2)(南京邮电大学光电工程学院, 南京 210023)

(2016年2月15日收到; 2016年4月26日收到修改稿)

本文提出了一种亚波长聚焦的表面等离子激元透镜, 该透镜由二氧化硅填充金膜纳米狭缝阵列组成, 金膜的出射表面为二次柱面. 表面等离子激元在狭缝入口处激发并沿狭缝传输, 在狭缝出口转变为带有一定相位延迟的自由空间传播的光波. 通过对透镜结构参数的控制, 可以调节来自各狭缝的光波间的相对相位, 使它们在设定的焦点处进行相长干涉, 从而实现聚焦效果. 本文用时域有限差分法数值计算了二次柱面等离子激元透镜的聚焦特性. 数值模拟结果表明, 所设计的孔径为  $2\ \mu\text{m}$  的透镜, 能够实现微米级焦距和焦深, 且焦斑半高宽低至  $0.4$  倍波长的亚波长聚焦. 该表面等离子激元透镜结构简单紧凑、尺寸小, 有利于光子器件的集成, 在集成光学、光学微操纵、超分辨率成像、光存储、生化传感等相关领域有潜在的应用价值.

**关键词:** 表面等离子激元, 透镜, 亚波长聚焦, 相长干涉

**PACS:** 73.20.Mf, 42.79.Bh, 41.85.Lc, 42.25.Hz

**DOI:** 10.7498/aps.65.137301

## 1 引言

表面等离子激元(surface plasmon polaritons, SPPs)具有近场增强、表面受限、短波长等特性<sup>[1-3]</sup>, 能够突破衍射极限, 是实现全光集成的方法之一. 为了充分利用SPPs的特性, 与此相适应的器件必不可少. 而表面等离子激元透镜是一种能够有效激发和操控SPPs, 突破衍射极限, 实现亚波长聚焦的纳米光子器件<sup>[4-11]</sup>, 在集成光学、超分辨率成像、高密度光数据存储、纳米光刻、生化传感、太阳能电池等领域起着重要的作用<sup>[12-19]</sup>.

近年来, 各种表面等离子激元透镜采用亚波长孔或缝等结构激发SPPs, 实现了对光的调控和亚波长聚焦<sup>[13-17]</sup>. 利用平面上的沟槽向一定方向辐射SPPs聚焦的表面等离子激元透镜<sup>[5]</sup>, 由于SPPs辐射方向依赖表面轮廓, 平面不易于形成弯曲的相位波前, 需要相对大的尺寸, 不易于实现高度集成化的纳米光子器件. 而通过调节狭缝的深度来调控SPPs的相位实现的聚焦效果<sup>[18]</sup>, 虽然可降低

表面等离子激元透镜的横向尺寸, 但获得焦斑半高宽(full width half maximum, FWHM)一般大于半个波长. 如果采用金属-介质-金属结构型的等离子激元透镜<sup>[19]</sup>, 则可通过调节狭缝的宽度来调控SPPs的相位, 实现聚焦. 由于SPPs的相位与结构和材料参数有关, 若能综合各种方法的优点, 在引入曲面的同时调节狭缝的宽度、深度、间隔及其中介质的介电常数, 通过参数优化, 可在更大范围内调节相位, 实现小尺寸等离子激元透镜的亚波长聚焦.

本文研究了TM偏振光激发下的二次柱面型等离子激元透镜, 该透镜由带有介质填充狭缝的金膜结构组成, 金膜的出射侧表面被设计成二次柱面形状. 通过调节狭缝宽度、深度及填充介质, 最大限度扩大相位调节范围. 用TM偏振光由底部入射并激发SPPs, SPPs通过狭缝后转变为自由空间电磁波, 由于多光束的相长干涉实现亚波长聚焦. 本文运用时域有限差分法对出射光场进行了数值模拟计算, 利用所设计  $2\ \mu\text{m}$  孔径的等离子激元透镜, 获得了  $\text{FWHM} = 0.405\lambda_0$  ( $\lambda_0$  为入射光波长)的亚波长

\* 国家自然科学基金(批准号: 11474156, 11404170, 11274158)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [jpding@nju.edu.cn](mailto:jpding@nju.edu.cn)

焦斑. 所设计的透镜在有效减小横向尺寸的同时, 进一步缩小了焦斑, 改善了透镜的聚焦特性.

## 2 原理和设计

本文提出的等离激元透镜是带有狭缝的 Au 膜, 膜的入射侧表面为平面、出射侧表面设计成二次柱面 (包括抛物柱面、椭圆柱面和双曲柱面), 狭缝内填充 SiO<sub>2</sub>, 5 条狭缝对称排列, 狭缝的间隔相等但是宽度和深度不等, 如图 1 所示. 图 1 同时示意了二次柱面型等离激元透镜聚焦过程, TM 偏振光沿 Z 轴正方向入射, SPPs 被激发并沿狭缝传播, 在狭缝出口转变为自由空间传播的电磁波. 出射的电磁波由于相长干涉实现聚焦.

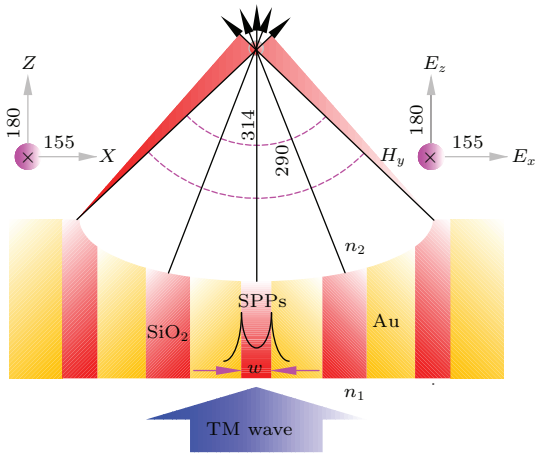


图 1 (网刊彩色) 二次柱面型等离激元透镜二维横截面及其聚焦示意图. TM 偏振光沿 Z 轴正方向入射到等离激元透镜, 激发 SPPs, 在自由空间中形成聚焦光斑.

Fig. 1. (color online) Two-dimensional cross section schematic of the designed plasmonic lens and its focusing geometry. A TM-polarized plane wave excites SPPs that transverse through the plasmonic lens, forming a focused spot in the free space.

为使出射的光波在设定的焦点处实现相长干涉从而形成聚焦光斑, 二次柱面型等离激元透镜相邻狭缝出射光波到达焦点处必须满足等相位条件. 所以, 凡是引起相位变化的因素都会影响聚焦效果. 相位的变化来自两部分的贡献: 一是 SPPs 从等离激元透镜的前表面到后表面的变化; 二是从透镜后表面出射后到焦点处的相位变化.

SPPs 从等离激元透镜前表面狭缝入口到后表面出口相位可用下式表示<sup>[20]</sup>:

$$\phi = \phi_0 + \Delta\phi_1 + \Delta\phi_2 + \text{Re}(\beta h) - \theta, \quad (1)$$

$\phi_0$  是狭缝入口界面的初始相位, TM 波入射下, 各狭缝初始相位相同.  $\Delta\phi_1 = \arg \left[ \frac{(n_1 - \beta/k_0)}{(n_1 + \beta/k_0)} \right]$  是

狭缝入口处 SPPs 模激发伴随相位改变.  $\Delta\phi_2 = \arg \left[ \frac{(\beta/k_0 - n_2)}{(\beta/k_0 + n_2)} \right]$  是狭缝出口处 SPPs 辐射入自由空间伴随相位改变. 其中,  $n_1$  和  $n_2$  为狭缝外介质的折射率,  $\beta$  为 SPPs 模复传播常数,  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  是真空波矢. 本文中, 透镜置于空气中,  $\Delta\phi_1$  和  $\Delta\phi_2$  大小相等, 符号相反, 相互抵消.  $\text{Re}(\beta h)$  是 SPPs 在狭缝中传播产生的相位变化 (或延迟). 其中,  $h$  是狭缝深度.  $\theta$  是 SPPs 在狭缝出入口界面由于法布里-珀罗共振多次反射引起的, 可用以下公式计算:

$$\theta = \arg \left[ 1 - \left( \frac{1 - \beta/k_0}{1 + \beta/k_0} \right)^2 \exp(2j\beta h) \right], \quad (2)$$

上述  $\beta$  由下式决定<sup>[19]</sup>

$$\begin{aligned} & \tanh \left( \frac{w \cdot k_0}{2} \sqrt{(\beta/k_0)^2 - \varepsilon_d} \right) \\ &= \frac{-\varepsilon_d \sqrt{(\beta/k_0)^2 - \varepsilon_m}}{\varepsilon_m \sqrt{(\beta/k_0)^2 - \varepsilon_d}}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中,  $\varepsilon_m$  和  $\varepsilon_d$  是 Au 和狭缝内介质相对介电常数,  $w$  指狭缝的宽. (3) 式中  $(\beta/k_0)$  的实部可以看作 SPPs 模在狭缝中的有效折射率, 由 (1) 式得知, 该有效折射率将引起相位变化. 同时由 (3) 式可看出, 狭缝宽度  $w$  以及狭缝中的填充介质的介电常数  $\varepsilon_d$  决定  $\beta$ , 从而影响相位.

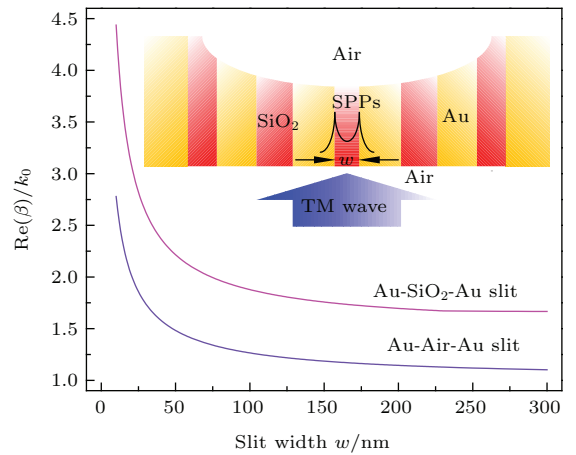


图 2 (网刊彩色) 金膜狭缝中 SPPs 有效折射率与狭缝宽之间的关系. 红线表示 Au-SiO<sub>2</sub>-Au 狭缝中的值, 紫色线表示 Au-Air-Au 狭缝中的值, 插图表示金膜狭缝结构示意图.

Fig. 2. (color online) Dependence of effective index of SPPs in the gold film slit on the slit width. The red line represents the value for the Au-SiO<sub>2</sub>-Au slit. The purple line represents the value for the Au-Air-Au slit. The inset shows the schematic diagram of the gold film slit structure.

由图 2 给出, 狭缝中介质分别为 SiO<sub>2</sub> 和空气时, 有效折射率与金膜狭缝宽度  $w$  的关系.

入射光波长取 694.3 nm, Au 的介电常数  $\varepsilon_m = -16.07 + 1.06i$  (通过 Drude 模型获得 [21], 其中  $i$  为纯虚数),  $\text{SiO}_2$  的折射率为 1.54 [22], 介电常数为 2.37. 从图 2 中可以看出随着狭缝宽度增大, 有效折射率减小, 并且介质  $\text{SiO}_2$  填充时大于空气填充. 因此, 当需要对 SPPs 进行较大范围相位调控时, 可选择折射率较大的介质填充.

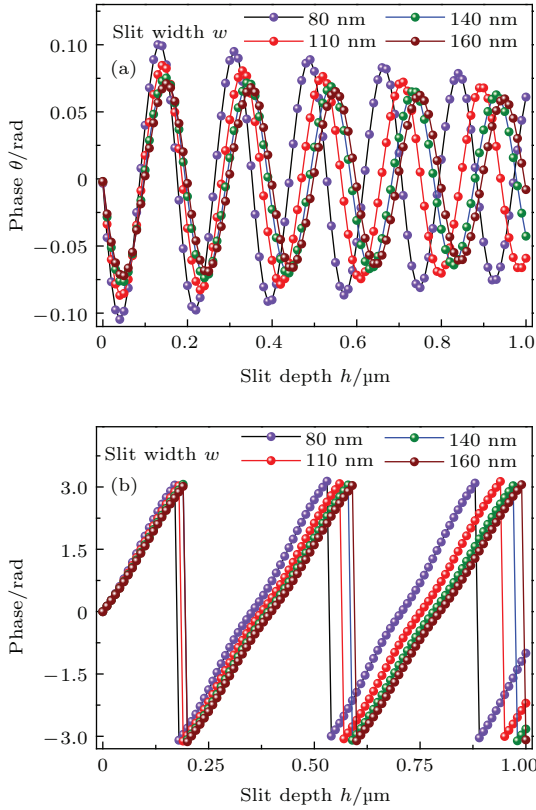


图 3 (网刊彩色) SPPs 在狭缝中的相位改变与狭缝深之间的关系 (a) 由于法布里-珀罗共振多次反射引起的相位改变  $\theta$ ; (b) 总相位改变

Fig. 3. (color online) Dependence of phase change of SPPs in the slit on the slit depth. (a) Phase change caused by the Fabry-Perot-like multiple reflections between the entrance and exit interfaces; (b) The total phase change.

结合上述分析, SPPs 从等离子激元透镜前表面狭缝入口到后表面出口总相位改变为

$$\Delta\psi(\beta, h) = \text{Re}(\beta h) + \arg \left[ 1 - \left( \frac{1 - \beta/k_0}{1 + \beta/k_0} \right)^2 \exp(2j\beta h) \right], \quad (4)$$

(4) 式表明相位的改变依赖于传播常数  $\beta$  以及狭缝深度  $h$ , 而  $\beta$  取决于狭缝宽度  $w$ . 因此,  $\Delta\psi(\beta, h)$  同时依赖于  $w$  与  $h$ . 图 3 给出了不同宽度和深度的狭缝带来的相位改变: 其中图 3 (a) 为 (4) 式中第二项

$\arg \left[ 1 - \left( \frac{1 - \beta/k_0}{1 + \beta/k_0} \right)^2 \exp(2j\beta h) \right]$ , 即 (2) 式中的  $\theta$ ; 图 3 (b) 为 (4) 式总的相位改变. 结果表明, 法布里-珀罗共振反射引起的相位变化  $\theta$  较小,  $\text{Re}(\beta h)$  在相位变化中起主导作用, 相位变化与狭缝深度近似线性关系. 综上所述, 等离激元透镜材料的介电常数、狭缝的宽度和深度都对传播模式的 SPPs 相位产生影响.

传播模式的 SPPs 在狭缝的出口以散射的方式转换成自由空间的电磁波, 它们通过一定的路程到达焦点, 由于光程不同, 从狭缝出口到焦点相位改变也不同, 呈现出一定的相位 (相对于中心狭缝  $x = 0$ ) 分布. 相位分布与狭缝位置  $x$  的关系可以通过下式计算:

$$\varphi(x) = 2n\pi + \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[ \sqrt{(f+t-h)^2 + x^2} - (f+H) \right], \quad (5)$$

其中的参数如图 4 所示:  $f$  是焦距,  $H$  是二次柱面的拱高,  $h$  表示不同位置  $x$  处狭缝的深度,  $t$  是金膜的厚度,  $\lambda_0$  为入射光波长.

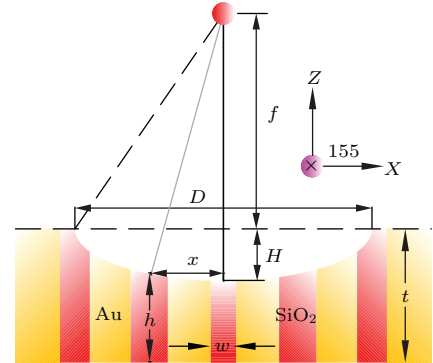


图 4 (网刊彩色) 二次柱面型等离激元透镜几何关系示意图. 填充  $\text{SiO}_2$  的狭缝沿二次柱面排列,  $h$  表示狭缝深度,  $w$  表示填充  $\text{SiO}_2$  狭缝宽度,  $t$  和  $D$  分别表示等离激元透镜的厚度和宽度,  $f$  为设计焦距,  $H$  表示柱面拱高

Fig. 4. (color online) Schematic geometry of the proposed plasmonic lens with Au film slits filled with  $\text{SiO}_2$  arranged along a quadric cylinder surface. The depth and width of the slit filled with  $\text{SiO}_2$  are denoted by  $h$  and  $w$ , respectively. The thickness and width of the lens are denoted by  $t$  and  $D$ , respectively. The designed focal length is  $f$ . The arch height of cylindrical surface is denoted by  $H$ .

为了在透镜上方  $f$  高度处即焦点位置实现聚焦, 应要求相邻狭缝的出射波传播至焦点处时, 相位差为  $2\pi$  的整数倍. 结合 (4) 和 (5) 式, 该相长干涉的条件可表达为

$$\Delta\psi[\beta(x_{i+1}), h(x_{i+1})]$$

$$\begin{aligned}
 & -\Delta\psi[\beta(x_i), h(x_i)] + \varphi(x_{i+1}) \\
 & -\varphi(x_i) = 2\pi N, \tag{6}
 \end{aligned}$$

(6) 式中  $\Delta\psi[\beta(x_{i+1}), h(x_{i+1})] - \Delta\psi[\beta(x_i), h(x_i)] = \Delta\psi_{i,i+1}$  为相邻狭缝中 SPPs 模传播产生的相位差,  $\varphi(x_{i+1}) - \varphi(x_i) = \Delta\varphi_{i,i+1}$  为狭缝出口处到焦点处的相位差. 透镜出射面形貌的不同, 将通过影响自由光程来改变  $\Delta\varphi_{i,i+1}$ , 同时也通过影响  $h$  来改变  $\Delta\psi_{i,i+1}$ , 而同时  $\Delta\psi_{i,i+1}$  也决定于  $\beta$ , 因此在透镜出射面形貌设定后, 可以通过调节狭缝宽度  $w$  来改变  $\beta$ , 进而满足 (6) 式的相位条件.

### 3 数值模拟计算和讨论

在上述讨论的聚焦条件和相位调节机理上, 本文研究了三种不同二次柱面形状的等离子元透镜以及结构参数对聚焦效果的影响. 等离子元透镜的宽度为  $D = 2 \mu\text{m}$  (此处定义为最外侧两条狭缝中心间距), 金属膜厚度  $t = 1 \mu\text{m}$ , 透镜的出射面为二次柱面, 其柱面方程如表 1 所示.

表 1 二次柱面方程 ( $H$  为柱面拱高)

Table 1. The section line equation of different kind of cylindrical surface ( $H$  is the arch height of cylindrical surface).

二次柱面	$OXZ$ 面截线方程
抛物柱面	$z = 1 - H + Hx^2$
椭圆柱面	$z = 1 - H\sqrt{1 - x^2}$
双曲柱面	$z = \sqrt{H(2 - H)x^2 + (1 - H)^2}$

为了能够通过结构参数调节来满足 (6) 式给出的聚焦的相位条件, 必须首先计算分析由二次柱面形貌引起的相邻狭缝出口处至焦点处的相位差  $\Delta\varphi_{i,i+1}$ . 根据 (5) 式,  $\Delta\varphi_{i,i+1}$  同时受到入射波长  $\lambda_0$ 、焦距  $f$ 、金膜厚度  $t$  和柱面拱高  $H$ , 以及狭缝的出口的位置  $x$  的影响. 选择  $OXY$  坐标平面位于金膜下表面,  $z = 1 \mu\text{m}$  处作为透镜的出射平面, 则狭缝深  $h = z$ , 预设焦距  $f = 1 \mu\text{m}$ , 波长  $\lambda_0$  为  $694.3 \text{ nm}$ . 图 5 给出了不同二次柱面具有不同拱高时的相位分布.

本文中二次柱面型等离子元透镜均采用等间隔 5 个狭缝, 狭缝中均填充  $\text{SiO}_2$ , 相邻狭缝间隔为  $0.5 \mu\text{m}$ . 该间隔下相邻狭缝间 Au 墙的厚度远大于  $694.3 \text{ nm}$  波长下 SPPs 在 Au 中的肤深  $29.4 \text{ nm}$  [17,23], 因此可忽略相邻狭缝间 SPPs 耦合对相位的影响. 根据不同的二次柱面形貌以及介质填充狭缝所处的位置  $x$ , 即可算出  $\Delta\varphi_{i,i+1}$ , 再根据

(6) 式对相位条件的要求, 算出  $\Delta\psi_{i,i+1}$ , 进而得到满足相位条件的各狭缝的宽度, 如表 2 所列. 为了考虑实际加工的可行性, 并减少制造公差, 各狭缝的宽度均选择  $80 \text{ nm}$  以上. 同时设计了一组拱高为  $0.25 \mu\text{m}$  的台阶抛物、台阶椭圆和台阶双曲柱面型等离子元透镜, 以下称之为台阶柱面形等离子元透镜. 即将图 4 所示的连续柱面结构优化为图 6 所示的离散型台阶结构, 各台阶面的中心处坐标满足二次柱面方程. 其相关参数与拱高为  $0.25 \mu\text{m}$  的连续柱面等离子元透镜相同.

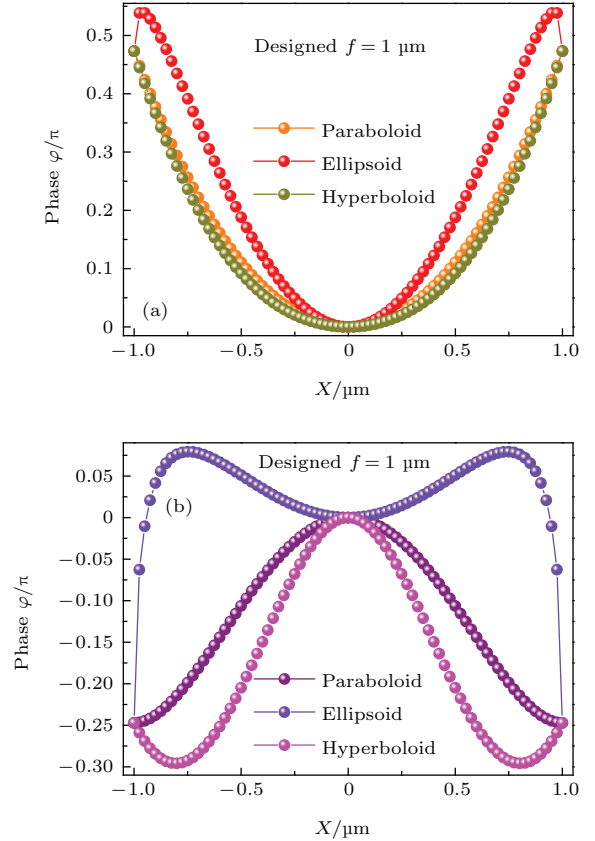


图 5 (网刊彩色) 由方程 5 得到的焦距为  $f = 1 \mu\text{m}$  所需要的柱面相位分布 (a) 拱高为  $H = 0.25 \mu\text{m}$  的抛物、椭圆及双曲柱面; (b) 拱高为  $H = 0.5 \mu\text{m}$  的抛物、椭圆及双曲柱面

Fig. 5. (color online) The required phase distribution calculated from Eq. (5) to achieve the focal length of  $f = 1 \mu\text{m}$ . Arch height of parabolic, elliptic and hyperbolic cylindrical surfaces are set to be  $H = 0.25 \mu\text{m}$  (a) and  $H = 0.5 \mu\text{m}$  (b).

表 2 二次柱面透镜的不同  $x$  位置处对应的狭缝宽度 ( $w/\text{nm}$ )

Table 2. The width of slit at different  $x$  position of quadratic cylindrical lens ( $w/\text{nm}$ ).

	$H = 0.25 \mu\text{m}$					$H = 0.5 \mu\text{m}$				
	89	214	107	214	89	147	193	80	193	147
抛物柱面	89	214	107	214	89	147	193	80	193	147
椭圆柱面	106	213	143	213	106	160	192	89	192	160
双曲柱面	88	212	105	212	88	147	194	80	194	147

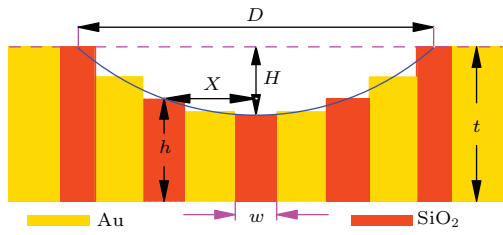


图6 (网刊彩色) 台阶柱面型等离子透镜二维横截面示意图  
 Fig. 6. (color online) Two-dimensional cross section schematic of the stepped cylindrical plasmonic lens.

本文采用二维时域有限差分法对台阶形柱面和连续柱面结构的表面等离子透镜的聚焦行为进行数值模拟, 网格划分为  $2 \text{ nm} \times 2 \text{ nm}$  以保证计算精度. 图7给出了时域平均的归一化磁场强度  $|H_y|^2$ , 图7(a), (d), (g) 对应于台阶结构、拱高  $H = 0.25 \text{ }\mu\text{m}$  的三种二次柱面等离子透镜; 图7(b), (e), (h) 对应于连续形状、拱高  $H = 0.25 \text{ }\mu\text{m}$  的三种二次柱面透镜; 图7(c), (f), (i)

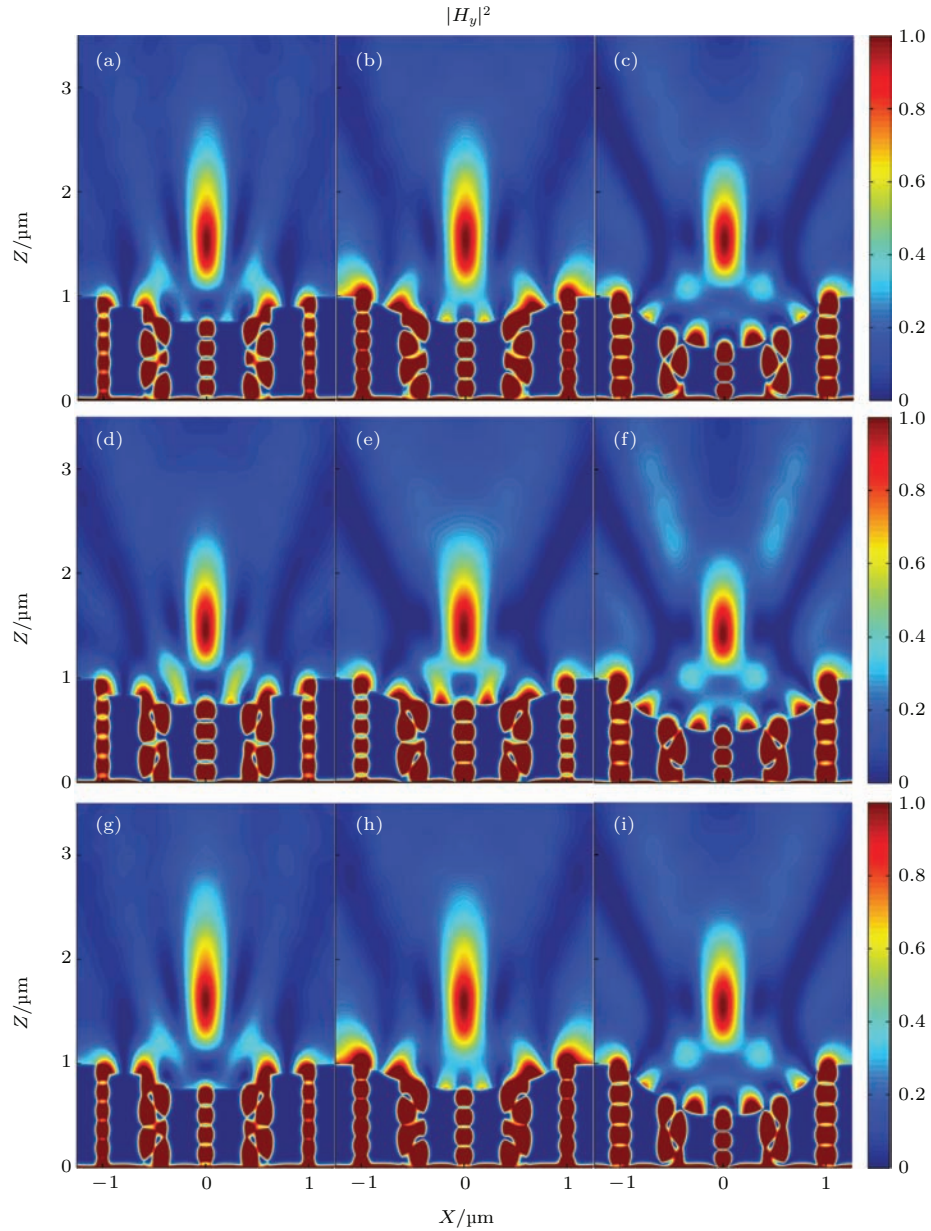


图7 (网刊彩色) 二次柱面型等离子透镜的聚焦光场强度分布 (a), (d), (g) 为拱高  $0.25 \text{ }\mu\text{m}$  台阶柱面型等离子透镜; (b), (e), (h) 为拱高  $0.25 \text{ }\mu\text{m}$  连续柱面型等离子透镜; (c), (f), (i) 为拱高  $0.5 \text{ }\mu\text{m}$  连续柱面型等离子透镜; (a), (b), (c); (d), (e), (f) 及 (g), (h), (i) 依次对应三种柱面形状, 即抛物、椭圆和双曲线

Fig. 7. (color online) Focused intensity distribution of the stepped cylindrical plasmonic lenses with  $0.25 \text{ }\mu\text{m}$  arch height (a), (d), (g), the continuous cylindrical plasmonic lenses with  $0.25 \text{ }\mu\text{m}$  arch height (b), (e), (h), and the continuous cylindrical plasmonic lenses with  $0.5 \text{ }\mu\text{m}$  arch height (c), (f), (i). The plots in (a), (b), (c); (d), (e), (f) and (g), (h), (i) correspond to the parabolic, elliptical and hyperbolic cylindrical plasmonic lenses, respectively.

对应于连续形状、拱高  $H = 0.5 \mu\text{m}$  的三种二次柱面透镜. 图 7(a)—(c), (d)—(f) 及 (g)—(i) 依次为抛物、椭圆和双曲柱面型等离激元透镜强度分布. 图 7 表明所设计的透镜均实现了有效聚焦, 拱高  $H = 0.25 \mu\text{m}$  的透镜焦距大于拱高  $H = 0.5 \mu\text{m}$  的透镜, 拱高  $H = 0.25 \mu\text{m}$  时, 台阶型透镜的焦距要稍大于连续型.

为了进一步观察、分析和比较不同柱面形状透镜的焦距、焦深 (depth of focus, DOF) 以及半高宽的变化规律, 图 8(a) 和图 8(b) 分别给出了各自焦场的纵向分布和横向分布曲线. 表 3 给出了具体的 DOF,  $f$  和 FWHM 数值. 图 8(a) 为各等离激元透镜的 DOF 和焦距相对大小, 焦距值介于  $0.491 \mu\text{m}$  到  $0.664 \mu\text{m}$  之间, 拱高为  $0.5 \mu\text{m}$  的透镜焦距较小, 拱高  $0.25 \mu\text{m}$  的透镜焦距更接近预设值, 台阶型的透镜焦距最接近预设值. 对于连续型曲面透镜, 拱高  $0.5 \mu\text{m}$  时透镜曲率较大, 受衍射效应影响较大, 焦距较小. 拱高为  $0.25 \mu\text{m}$  时, 台阶柱面透镜由于各狭缝出口已改造为平面, 曲率小, 受衍射效应影响较连续型要小, 同时其台阶竖直侧壁对 SPPs 的反射作用也有助于削弱衍射效应的影响, 因此焦距最接近预设值.

从图 8(b) 给出的焦平面光强分布曲线可直观看出焦斑大小, 焦斑的 FWHM 介于  $0.405\lambda_0$  到  $0.439\lambda_0$  之间, 均小于入射光波长一半. 其中最小 FWHM ( $= 0.405\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  为入射光波长) 来自拱高  $0.25 \mu\text{m}$  的台阶状椭圆柱面透镜. 拱高  $0.25 \mu\text{m}$  的

连续抛物柱面透镜的 FWHM 值为  $0.432\lambda_0$ , 小于同类椭圆面和双曲面; 拱高  $0.5 \mu\text{m}$  的连续抛物柱面透镜的 FWHM 值为  $0.420\lambda_0$ , 小于同类椭圆面和双曲面; 拱高  $0.25 \mu\text{m}$  的台阶状抛物柱面透镜的 FWHM 值为  $0.410\lambda_0$ , 小于台阶双曲面的  $0.417\lambda_0$ , 但稍大于台阶椭圆面的  $0.405\lambda_0$ . 可见, 抛物面等离激元透镜的聚焦效果总体占优, 但没有明显优势. 台阶结构对于台阶表面的 SPPs 具有反射作用, 对台阶表面的 SPPs 进行相位调制的同时, 控制 SPPs 的传播方向, 可进一步压缩焦斑. 所以台阶状二次柱面透镜的 FWHM 值要比连续二次柱面的小. 由图 7(a) 和图 7(d) 可以看出: 台阶状抛物面透镜最外边两台阶竖直侧壁明显比台阶状椭圆面透镜要矮, 对 SPPs 的反射作用小于后者, 导致台阶状抛物面透镜的 FWHM 稍大于台阶椭圆面. 本文透镜中的狭缝是 SPPs 的发源地和传播渠道, SPPs 的传播常数  $\beta$  和狭缝深度  $h$  共同决定相邻狭缝中 SPPs 模传播产生的相位差, 只要其与自由光程差引起的相位差之和为  $2\pi$  的整数倍, 就可由相长干涉实现聚焦, 决定了抛物面等离激元透镜的聚焦效果相比椭圆面和双曲面不占明显优势. 表 3 表明各透镜的 DOF 大小介于  $1.02\lambda_0$  到  $1.50\lambda_0$  之间, 均大于一倍入射光波长, 实现了微米量级焦深. 微米级焦深使本文所设计等离激元透镜更具有实际应用价值. 这类表面等离激元透镜在达到亚波长聚焦效果的同时, 透镜孔径、焦距和焦深皆为微米级, 显然优于传统透镜的聚焦性能<sup>[24,25]</sup>.

表 3 各种二次柱面型等离激元透镜的 FWHM, 焦距和 DOF  
Table 3. The FWHM, focal length and DOF of different quadratic cylindrical surface lens.

编号	二次柱面等离激元透镜	FWHM/ $\lambda_0$	$f/\mu\text{m}$	DOF/ $\lambda_0$
(a)	SPCPL(台阶状抛物柱面等离激元透镜)	0.410	0.626	1.45
(b)	PCPL( $H = 0.25 \mu\text{m}$ )(连续抛物柱面等离激元透镜)	0.432	0.604	1.49
(c)	PCPL( $H = 0.5 \mu\text{m}$ )(连续抛物柱面等离激元透镜)	0.420	0.578	1.20
(d)	SECPL(台阶状椭圆柱面等离激元透镜)	0.405	0.508	1.21
(e)	ECPL( $H = 0.25 \mu\text{m}$ )(连续椭圆柱面等离激元透镜)	0.439	0.503	1.26
(f)	ECPL( $H = 0.5 \mu\text{m}$ )(连续椭圆柱面等离激元透镜)	0.421	0.491	1.02
(g)	SHCPL(台阶状双曲柱面等离激元透镜)	0.417	0.664	1.49
(h)	HCPL( $H = 0.25 \mu\text{m}$ )(连续双曲柱面等离激元透镜)	0.437	0.615	1.50
(i)	HCPL( $H = 0.5 \mu\text{m}$ )(连续双曲柱面等离激元透镜)	0.426	0.580	1.24

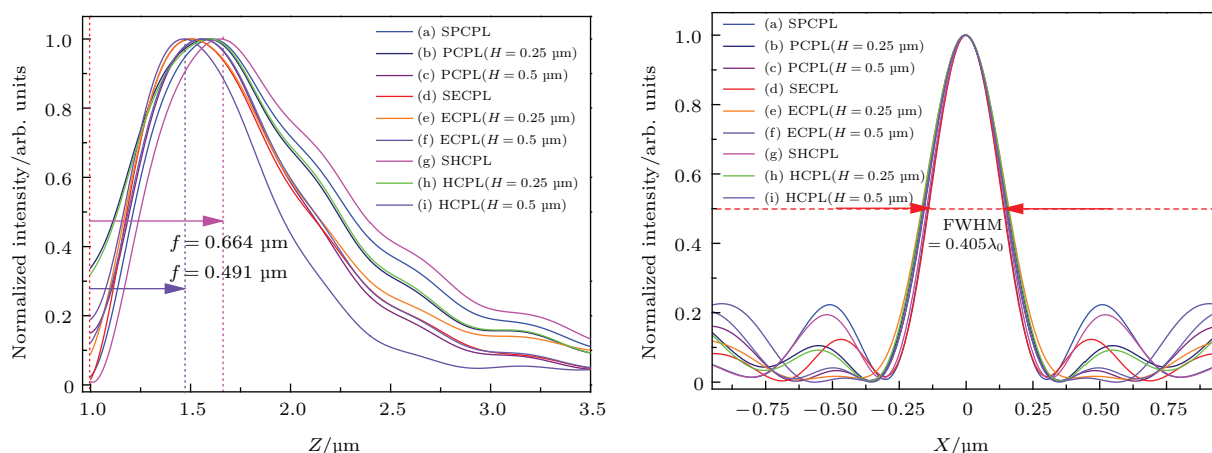


图8 (网刊彩色) 二次柱面型等离激元透镜聚焦特性 (a) 沿 Z 轴正方向光强分布曲线; (b) 焦面上光强分布曲线; SPCPL, 台阶状抛物柱面等离激元透镜; PCPL, 连续状抛物柱面等离激元透镜; SECPL, 台阶状椭圆柱面等离激元透镜; ECPL, 连续状椭圆柱面等离激元透镜; SHCPL, 台阶状双曲柱面等离激元透镜; HCPL, 连续状双曲柱面等离激元透镜

Fig. 8. (color online) Focusing properties of the quadratic cylindrical plasmonic lens: (a) The intensity profile along the positive Z axis; (b) the intensity profile across the focal plane. SPCPL, stepped parabolic cylindrical plasmonic lens; PCPL, continuous parabolic cylindrical plasmonic lens; SECPL, stepped elliptical cylindrical plasmonic lens; ECPL, continuous elliptical cylindrical plasmonic lens; SHCPL, stepped hyperbolic cylindrical plasmonic lens; HCPL, continuous hyperbolic cylindrical plasmonic lens.

上述提出的孔径 2 μm 的紧凑型等离激元透镜实现了亚波长聚焦, 但模拟得到的焦距均小于预设焦距 1 μm. 焦距小于预设值主要有两方面原因: 其一是近场干涉, 理想的聚焦情况是, 沿狭缝传播的 SPPs 出口处全部转变为自由空间的光波并参与自由空间的相干干涉, 但近场干涉不可避免地存在, 比如相邻狭缝出口表面间 SPPs 的干涉等对聚焦特性产生影响; 其二是衍射效应, 由于设计的柱面透镜孔径只有 2 μm, 这种微小透镜的聚焦特性在很大程度上受到衍射的影响, 正是衍射效应导致了实际焦点相对于设计焦点的位移即焦移<sup>[26]</sup>. 考虑衍射效应可进一步对设计参数做出修正, 从而获得设计的焦距, 此方面的工作暂不在本文中讨论. 在实际的应用中, 还需要考虑构成等离激元透镜金属材料的色散关系, 在本文所讨论的 694.3 nm 波长附近的红光和近红外波段金具有较好的光学响应且化学性质稳定<sup>[27]</sup>. 计算表明所设计的表面等离激元透镜可以获得 FWHM 最小为 0.405λ₀ 焦斑, 达到了在减小透镜的横向尺寸的同时, 实现亚波长聚焦的目的.

## 4 结 论

本文研究分析了 TM 偏振光激发下的二次柱面型等离激元透镜的聚焦特性. 通过对透镜聚焦的相位条件分析发现, 透镜出射的面形貌, 狭缝的填充介质及几何参数都将影响聚焦效果. 在此基础上

设计了三种二次柱面形状等离激元透镜, 并用时域有限差分法进行数值模拟计算. 模拟结果表明柱面型等离激元透镜能获得超过衍射极限的光斑, 相对于高数值孔径光学透镜, 本文提出的等离激元透镜具有结构简单紧凑、尺寸小、易于光子器件集成的优点, 满足了纳米光子学对于器件微型化和高度集成化的要求, 并且, 利用二次柱面型等离激元透镜获得的聚焦光斑尺寸 (0.405λ₀) 优于狭缝-光栅型透镜聚焦结果<sup>[28]</sup>. 这种亚波长聚焦二次柱面型等离激元透镜在纳米集成光学、超分辨率成像、光存储、生化传感、纳米光刻等相关领域具有潜在的应用价值.

## 参考文献

- [1] Kawata S 2001 *Near-Field Optics and Surface Plasmon Polaritons* (Vol.81) (Berlin Heidelberg: Springer) p19
- [2] Juan M L, Righini M, Quidant R 2011 *Nat Photonics* **5** 349
- [3] MAIER S A 2006 *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (New York: Springer) p21
- [4] Chen J, Wang C, Lu G, Li W, Xiao J, Gong Q 2012 *Opt. Express* **20** 17734
- [5] Takeda1 M, Kimura1 N, Inoue T, Aizawa K 2015 *Jpn. J. Appl. Phys.* **54** 09MG02
- [6] Zhao X N, Zhang X P, Cao P F, Cheng L, Duan J X, Cheng L B, Kong W J, Yang L L 2013 *Optik* **124** 6740
- [7] Lan L, Jiang W, Ma Y 2013 *Appl. Phys.Lett.* **102** 231119
- [8] Venugopalan P, Zhang Q M, Li X P, Kuipers L, Gu M 2014 *Opt. Lett.* **39** 5744



- [9] Wang J, Zhou W 2010 *Plasmonics* **5** 325
- [10] Guo K, Liu J L, Liu S T 2014 *Opt. Commun.* **331** 124
- [11] Liu Y, Fu Y Q, Zhou X L 2010 *Plasmonics* **5** 117
- [12] Hao F H, Wang R, Wang J 2010 *Plasmonics* **5** 45
- [13] Okuda S, Kimur N, Takeda M, Inoue T, Aizawa K 2014 *Opt. Rev.* **21** 560
- [14] Liu Y X, Xu Hua, Stief F, Zhitenev N, Yu M 2011 *Opt. Express* **19** 20233
- [15] Wu G, Chen J J, Zhang R, Xiao J H, Gong Q H 2013 *Opt. Lett.* **38** 3776
- [16] Duan X F, Zhou G R, Huang Y Q, Shang Y F, Ren X M 2015 *Opt. Express* **23** 2639
- [17] Cheng L, Cao P F, Li Y, Kong W J, Zhao X N, Zhang X P 2012 *Plasmonics* **7** 175
- [18] Sun Z J, Kim H K 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 642
- [19] Yu Y T, Zappe H 2011 *Opt. Express* **19** 9434
- [20] Xu T, Wang C T, Du C L, Luo X G 2008 *Opt. Express* **16** 4753
- [21] Johnson R B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [22] Palik E D 1985 *Handbook of Optical Constants of Solids* (New York: Academic Press) pp723–729
- [23] Barnes W L 2006 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8** S87
- [24] Chen J N, Xu Q F, Wang G 2011 *Chin. Phys. B* **20** 114211
- [25] Zhan Q, Leger J 2002 *Opt. Express* **10** 324
- [26] Li Y, Wolf E 1981 *Opt. Commun.* **39** 211
- [27] Feng D 2014 *J. Opt. Soc. Am. A* **31** 2071
- [28] Shi H F, Du C L, Luo X G 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 093111

# Subwavelength light focusing using quadric cylinder surface plasmonic lens with gold film slits filled with dielectric\*

Hu Chang-Bao<sup>1)</sup> Xu Ji<sup>2)</sup> Ding Jian-Ping<sup>1)†</sup>

1) (National Laboratory of Solid State Microstructures and School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

2) (College of Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210023, China)

( Received 15 February 2016; revised manuscript received 26 April 2016 )

## Abstract

A novel plasmonic lens (PL) with simple nano-structure is proposed to realize the subwavelength focusing. The proposed PL is composed of the gold film with only five dielectric-filled nanoslits. The exit surface of the gold film is processed into quadric shape that can be parabolic, elliptical or hyperbolic cylinders. The film is fabricated to form five uniformly spaced nanoslits with different widths and depths. All five slits are symmetrically arranged with respect to the center of lens and filled with a dielectric medium (i.e., SiO<sub>2</sub>). Under the illumination of TM polarized beams, the surface plasmon polaritons are excited at the entrance surface of the PL, then pass through the SiO<sub>2</sub>-filled slits while acquiring specific phase retardations, and are finally coupled to the light waves in the free space. Each light wave originating from the slit can be regarded as an individual point source, and the constructive interference of light waves from slits gives rise to the beam focusing at the focal plane of the PL. We investigate the phase modulation mechanism of the PL and find that the focusing performance relies on the shape of exit surface, filling medium and geometric parameters of the slits. A suitable phase modulation can be achieved by adjusting the structure parameters of the PL with a specific exit surface shape. Three kinds of quadratic cylindrical PLs, i.e., parabolic, elliptical and hyperbolic cylindrical ones with continuous or stepped exit surface are designed to realize the focusing of TM polarized subwavelength beams in visible spectrum. The finite difference time domain method is employed to compute the light field and to investigate the focusing characteristics of the proposed PL. The performance measurements include the focal length, depth of focus and full-width half-maximum (FWHM). The simulation results confirm that the proposed PL with a 2- $\mu\text{m}$ -diameter aperture can achieve the subwavelength focusing at a focal length of micron scale. The attainable smallest FWHM of the focal spot is  $0.405\lambda_0$  ( $\lambda_0$  denoting the wavelength of the incident light) which is well beyond the diffraction limit. It is also worth mentioning that the step-like cylindrical PL can yield a sharper focal spot than the continuous cylindrical PL. For example, the FWHM of focal spot produced by the stepped elliptical cylindrical PL is about 92% of that produced by the continuous elliptical cylindrical PL. The proposed PL has the advantages of simple and compact structure with much smaller lateral dimension and easy integration with other photonic devices. Our study helps design the easy-to-fabricate PLs and facilitates applications of plasmonic devices in the fields such as optical micro manipulation, super-resolution imaging, optical storage and biochemical sensing.

**Keywords:** surface plasmon polaritons, lens, subwavelength focusing, constructive interference

**PACS:** 73.20.Mf, 42.79.Bh, 41.85.Lc, 42.25.Hz

**DOI:** 10.7498/aps.65.137301

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11474156, 11404170, 11274158).

† Corresponding author. E-mail: [jpding@nju.edu.cn](mailto:jpding@nju.edu.cn)