

偏振特异的聚焦和波前保持的双模超表面

罗宇^{1,2}, 王文涛¹, 赵鹏九², 刘首鹏², 刘智颖¹, 付跃刚^{1*}, 陈晓虎^{2**}

¹长春理工大学光电工程学院, 吉林 长春 130022;

²中国科学院苏州生物医学工程技术研究所江苏省医用光学重点实验室, 江苏 苏州 215163

摘要 设计出一种对左旋和右旋圆偏振光产生各向异性相位调制的双模超表面器件。该器件在改变硅纳米柱尺寸进而调控传输相位的同时,改变了其面内旋向获得附加的几何相位。由于两种相位的结合,入射到超表面器件的右旋圆偏振光实现了 44.8% 的聚焦效率,而对于入射左旋圆偏振光,则保持其平面波前透射。该超表面器件作为小型化偏振器件可应用于信息加密传输等领域。

关键词 光学器件;双模超表面;偏振响应;几何相位;传输相位

中图分类号 TB34

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202047.0301007

Dual-Mode Metasurface of Polarization-Specific Focusing and Keeping Wavefront

Luo Yu^{1,2}, Wang Wentao¹, Zhao Pengjiu², Liu Shoupeng², Liu Zhiying¹,
Fu Yuegang^{1*}, Chen Xiaohu^{2**}

¹School of Opto-Electronic Engineering, Changchun University of Science and Technology,
Changchun, Jilin 130022, China;

²Jiangsu Key Laboratory of Medical Optics, Suzhou Institute of Biomedical Engineering and Technology,
Chinese Academy of Sciences, Suzhou, Jiangsu 215163, China

Abstract A dual-mode metasurface device is designed to achieve phase modulation with anisotropic response depending on the left and right-handed circularly polarized light. This device can control the sizes of the Si nanoblock in order to regulate the transmission phase, and require additional geometric phase by controlling its in-plane direction, simultaneously. By combining the two phases, the metasurface focuses the right-handed circularly polarized incident beam with an efficiency as high as 44.8%, while keeping the plane wavefront transmission of the left-handed circularly polarized incident beam. The designed metasurface could be used as a miniaturized polarizer in information encrypted transmission field.

Key words optical devices; dual-mode metasurface; polarization response; geometric phase; propagation phase

OCIS codes 230.6120; 160.3918; 050.1965; 050.6624

1 引言

偏振器件已被广泛应用于通信和成像领域,如卫星通信、信息加密传输、三维(3D)成像^[1]、全息成像^[2]等。传统的偏振器件通常采用二向色性的晶体材料制备而成,包括电气石晶体、冰洲石晶、碘化硫针状晶体等,其本身体积通常较大,不易集成,尤其对于圆偏振调制器件,需要结合使用多层膜系、双折

射棱镜以及 1/4 波片等^[3]。超表面(metasurface)是一种由纳米结构阵列构成的二维人造材料,可以从纳米尺度上控制光波的相位、振幅以及偏振态等光学信息,从而使得微型集成化光偏振调控器件的设计成为可能^[4-5]。

在相位调控方式上,超表面器件可以利用纳米微元本征相位对任意偏振光(包括线偏振光、圆偏振光等)进行本征相位调控^[6],也可以通过改变纳米微

收稿日期: 2019-09-09; 修回日期: 2019-10-22 录用日期: 2019-10-28

基金项目: 国家重点研发计划(2017YFC0110100)、国家自然科学基金(61805272)、天津市自然科学基金(16JCYBJC43800)

* E-mail: fuyg@cust.edu.cn; ** E-mail: chenxhu@sibet.ac.cn

元取向对圆偏振光附加几何相位调控^[7]。当需要使用超表面对入射光进行各向异性调控时,一方面可以利用交叉结构在两轴方向上的本征各向异性实现超表面对线偏振入射光在 x 和 y 方向的分解^[8],另一方面也可以旋转超表面微元使左旋和右旋圆偏振光同步获得大小相同、方向相反的相位调制^[9]。基于 C 型分裂环谐振器结构的各向异性, Liu 等^[10]设计了对左、右旋圆偏振光对称分光的类沃拉斯顿棱镜,然而纯几何相位超表面的对称调制特性限制了其在偏振多模调控领域的拓展,将本征相位与几何相位调控方式结合,可以在提高超表面相位调控效率的同时^[11]拓展其多模偏振特性^[12-13]。Wang 等^[14]通过改变几何超表面中每个微元的结构参数,赋予两个偏振态额外的相位调控,实现了类洛匈棱镜的非对称偏振分光。然而这些偏振分光器件仅仅在横向偏振分光,并没有实现在轴向上的偏振分光。大多数光学系统都是由折、反射球面或平面组成的同轴球面光学系统^[15],当将轴向分光应用于偏振测量系统时,可提高系统的同轴性,大大降低偏振测量系统的复杂度和像差矫正的难度。

本文提出一种在各向异性全介质上同时控制几何位相^[16]和传输位相^[17]的超表面圆偏振光调制元件。设计单个微元的几何尺寸和旋转角,并将其按照聚焦相位分布在石英基底上排列成超表面,可使入射的右旋圆偏振光(RCP)获得 $0 \sim 2\pi$ 的相位延迟,并在设计的焦点处获得 44.8% 的聚焦效率;同时,对于入射的左旋圆偏振光(LCP),整个超表面的相位延迟为 0,因此左旋圆偏振光能保持平面波前透射。由于对光路准直性具有较高的保持能力,这一轴向偏振分光器件有望应用于小型化偏振光学系统中,如圆偏振起偏、偏振测定以及偏振成像等,同时也可作为偏振依赖的信息分解器件,为加密信息的保护和传输提供新的选择。

2 方向相关的圆偏振超表面调控原理

对于各向异性纳米柱单元,其长、短轴分别沿 x 、 y 方向。当沿 x 方向和 y 方向偏振的入射光分别垂直入射到该结构时,其投射系数分别为 $\tilde{t}_x = t_x \exp(i\varphi_x)$, $\tilde{t}_y = t_y \exp(i\varphi_y)$,其中 $\varphi_{x(y)}$ 为只与纳米柱几何尺寸有关的传输相位。纳米柱单元的透射率矩阵 \mathbf{T} 可表示为

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \tilde{t}_x & 0 \\ 0 & \tilde{t}_y \end{bmatrix}. \quad (1)$$

当纳米柱在 x - y 平面内绕 z 轴逆时针旋转角度 θ 时,纳米柱透射率函数 \mathbf{T}_θ 可由 \mathbf{T} 经矩阵旋转变换得到,即

$$\mathbf{T}_\theta = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{t}_x & 0 \\ 0 & \tilde{t}_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{t}_x \cos^2 \theta + \tilde{t}_y \sin^2 \theta & (\tilde{t}_x - \tilde{t}_y) \cos \theta \sin \theta \\ (\tilde{t}_x - \tilde{t}_y) \cos \theta \sin \theta & \tilde{t}_x \sin^2 \theta + \tilde{t}_y \cos^2 \theta \end{bmatrix}. \quad (2)$$

定义以琼斯矩阵表示入射的圆偏振光,即 $\mathbf{E}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \pm i \end{bmatrix}$,其中 \pm 为右旋和左旋光,则透射光表达式可由透射率系数矩阵与入射光矩阵相乘并化简得到,即

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_\theta \cdot \mathbf{E}^\pm &= \begin{bmatrix} \tilde{t}_x \cos^2 \theta + \tilde{t}_y \sin^2 \theta & (\tilde{t}_x - \tilde{t}_y) \cos \theta \sin \theta \\ (\tilde{t}_x - \tilde{t}_y) \cos \theta \sin \theta & \tilde{t}_x \sin^2 \theta + \tilde{t}_y \cos^2 \theta \end{bmatrix} \cdot \mathbf{E}^\pm \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \tilde{t}_x + \tilde{t}_y & 0 \\ 0 & \tilde{t}_x + \tilde{t}_y \end{bmatrix} \cdot \mathbf{E}^\pm + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (\tilde{t}_x - \tilde{t}_y) \cos 2\theta & (\tilde{t}_x - \tilde{t}_y) \sin 2\theta \\ (\tilde{t}_x - \tilde{t}_y) \sin 2\theta & -(\tilde{t}_x - \tilde{t}_y) \cos 2\theta \end{bmatrix} \cdot \mathbf{E}^\pm \\ &= \frac{1}{2} (\tilde{t}_x + \tilde{t}_y) \cdot \mathbf{E}^\pm + \frac{1}{2} (\tilde{t}_x - \tilde{t}_y) \exp(\pm i2\theta) \cdot \mathbf{E}^\mp. \end{aligned} \quad (3)$$

在(3)式等号右边的偏振分解结果中,第一项保持了与入射光偏振态相同的分量,第二项有与入射光偏振态相反的正交分量,并且在其复振幅上获得了附加的几何相位,该相位值与波长无关,大小为 2 倍的纳米柱旋转角度,即 $\pm 2\theta$ 。可以看出,当纳米柱在角向进行 $0 \sim \pi$ 旋转时,便可获得 $0 \sim 2\pi$ 的几何位相(规定顺时针旋转为正),由于这种相位只和结构的面内取向有关,在保持宽波段相位调制的同时,入射波的不同偏振态(左旋或右旋)会产生大小相同、方向不同的几何相位。

为了独立控制入射的右旋圆偏振光和左旋圆偏振光,纳米柱的尺寸参数和旋转方向必须随空间位置的不同有相应的改变,同时为了降低背景光影响,要求纳米柱具有较高的偏振转换效率^[18](偏振转换效率定义为附带几何相位的透射光与全部透射光的能量比)。按照(3)式,第一项复振幅为 $\gamma = \frac{1}{2} (\tilde{t}_x + \tilde{t}_y)$,第二项复振幅为 $\eta = \frac{1}{2} (\tilde{t}_x - \tilde{t}_y)$ 则偏振转换效率为 $|\eta|^2 / (|\eta|^2 + |\gamma|^2)$,显而易见,当

$\tilde{t}_x + \tilde{t}_y = 0$ 时, 偏振转换效率为 100%, 即透射光完全转换成偏振态, 此时的单元结构可以等效为半波片。将此条件代入(3)式, 可得

$$\mathbf{T}_\theta \cdot \mathbf{E}^\pm = \tilde{t}_{x(y)} \exp(\pm i2\theta) \cdot$$

$$\mathbf{E}^\mp = t_{x(y)} \exp(i\varphi_{x(y)}) \exp(\pm i2\theta) \cdot \mathbf{E}^\mp. \quad (4)$$

由(4)式可知, 当入射光为右旋圆偏振光或左旋圆偏振光时, 透射光的总相位延迟 $\phi_{R \rightarrow L}$ 、 $\phi_{L \rightarrow R}$ 分别为

$$\begin{cases} \phi_{R \rightarrow L}(x, y) = \varphi(x, y) + 2\theta(x, y), \\ \phi_{L \rightarrow R}(x, y) = \varphi(x, y) - 2\theta(x, y), \end{cases} \quad (5)$$

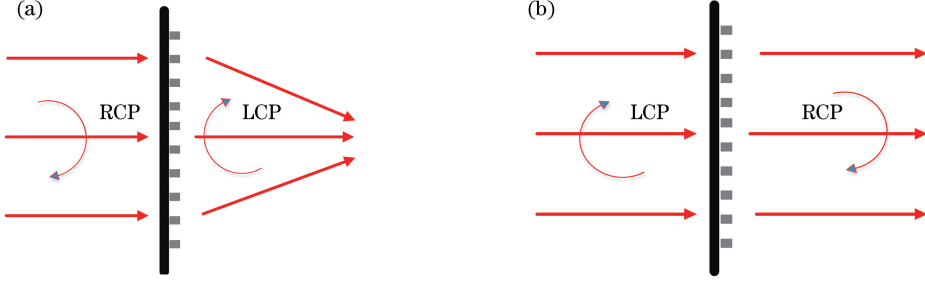


图 1 超表面的原理图。(a) RCP 入射到超表面的聚焦光路图; (b) LCP 入射到超表面的保持波前的光路图

Fig. 1 Schematic of metasurface. (a) Focused optical path diagram of RCP incidence on a metasurface; (b) optical path diagram of keeping wavefront for LCP incident on a metasurface

3 双模超表面设计与仿真

3.1 超表面微元设计

构成超表面的纳米微元为熔融石英基底上排列的钠晶硅纳米柱, 选取工作波段为 630 nm, 在此波段下钠晶硅(Si)具有 3.66 的高折射率。纳米柱与周围环境的高对比度保证了每个纳米柱都可被视为一个截断波导^[19], 该截断波导落在方形亚波长周期晶格上, 每个纳米柱的旋转角度为 θ , 如图 2(a) 所示。针对 630 nm 可见光工作波段, 设置纳米柱的高度 h 为 420 nm, 单元周期 P 为 300 nm。首先采用数值计算的有限元方法软件 COMSOL 模拟纳米柱长 d_x 和宽 d_y 在 40~240 nm 范围变化时的偏振转换效率和相位图, 仿真单元为纳米柱, 基底为熔融石英, 介质为空气。 x 、 y 方向设置为周期边界条件, z 方向设置为完美配层边界条件, 入射端口上设定输入 630 nm 波长的右旋圆偏振光, 出射端口设定接收左旋圆偏振光。通过设定相应的全局变量探针表达式分别得到相位图和偏振转换效率图, 仿真结果如图 2(b)、(c) 所示。

根据第 2 节的设计原理, 需要在图 2 的偏振转换图谱中选择高转换效率器件以实现低背景器件。故首先在图 2(c) 中筛选出偏振转换效率 a_{CE} 高于

式中的 (x, y) 为空间坐标; $\varphi(x, y)$ 为超表面的传输相位, 只与纳米柱尺寸有关; $2\theta(x, y)$ 为几何位相, 只与纳米柱旋转角有关。合理地选择超表面微元结构参数可以使得 $\varphi(x, y) = 2\theta(x, y)$, 这样入射右旋光获得 $\phi_{R \rightarrow L}(x, y) = 4\theta(x, y)$ 的相位延迟, 并转换为左旋光, 左旋光获得 $\phi_{L \rightarrow R}(x, y) = 0$ 的相位延迟, 并转换为右旋光, 从而在实现右旋圆偏振光独立聚焦设计的同时, 保持入射左旋圆偏振光波前, 如图 1 所示。

95% 的纳米柱结构作为备选; 进一步结合(5)式中 $\phi_{L \rightarrow R}$ 透射光相位延迟由传输相位和几何相位相抵消的规律, 选择本征相位调控区间为 $0 \sim \pi$ 的微元, 即可用于抵消 $0 \sim 2\pi$ 的几何相位, 最终得到图 2(b) 中标记星号的 6 个微元结构目标, 其本征相位为 $0 \sim (5/6)\pi$ 的 6 阶相位。此时, 设置每个微元旋转角度数值为其传输相位值的 $1/2$, 则按照(5)式中 $\phi_{R \rightarrow L}$ 由本征相位和几何相位合成的规律, 入射右旋圆偏振光获得总相位延迟为 $0 \sim (5/3)\pi$ 的 6 阶相位。以 $N_1 \sim N_6$ 表示这 6 个结构, 它们的长 d_x 、宽 d_y 、本征传输相位 ϕ 、所需旋转的角度 θ 、右旋光和左旋光入射各个结构分别获得的总相位延迟 $\phi_{R \rightarrow L}$ 和 $\phi_{L \rightarrow R}$ 如表 1 所示。

表 1 构成超表面的 Si 纳米柱的各项参数

Table 1 Parameters of the Si nanoblock constituted metasurface

Parameter	N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_6
d_x/nm	100	90	85	225	200	170
d_y/nm	150	170	140	105	100	105
$\varphi/(\circ)$	0	30	60	90	120	150
$\theta/(\circ)$	0	15	30	45	60	75
$\phi_{R \rightarrow L}/(\circ)$	0	60	120	180	240	300
$\phi_{L \rightarrow R}/(\circ)$	0	0	0	0	0	0

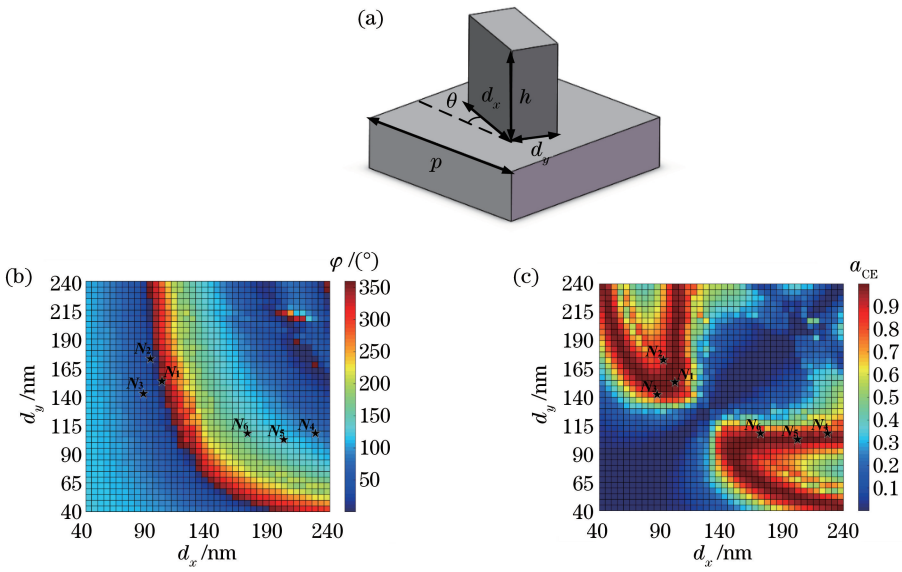


图 2 超表面纳米柱单元和以 d_x 、 d_y 为函数的相位变化、偏振转换效率图。

(a) 周期单元结构组成图; (b) 不同尺寸纳米柱对应的相位图; (c) 不同尺寸纳米柱对应的偏振转换效率图

Fig. 2 Metasurface nanoblock unit and phase change and polarization conversion efficiency diagram of the function for d_x and d_y . (a) Structure composition diagram of periodic element; (b) phase change resulted from nanoblock depending on different sizes; (c) polarization conversion efficiency resulted from nanoblock dependent on different sizes

3.2 超表面器件设计

为验证由本文结构组成的超表面器件在光场调控中的有效性,在 x - y 平面上设计一个直径为 $9 \mu\text{m}$ 的偏振特异的超表面器件。对于右旋圆偏振光,器件作为聚焦透镜,每个纳米柱提供的相位与其所在位置必须满足^[20]

$$\phi_{R \rightarrow L}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_d} (f - \sqrt{x^2 + y^2 + f^2}), \quad (6)$$

式中: λ_d 为设计的波长; f 为设计的焦距,其值为 $10 \mu\text{m}$ 。

对于左旋圆偏振光,超表面器件保持入射光的波前,每个纳米柱提供的相位在各个位置为常数(本研究取 0),即

$$\phi_{L \rightarrow R}(x, y) = 0. \quad (7)$$

将表 1 所列的 6 种结构按(6)式排列在熔融石英基底上,实现对右旋圆偏振光的聚焦。同时根据(7)式,左旋圆偏振光中每个微元产生的本征传输相位与几何相位互相抵消,从而实现波前保持的传播。受计算能力的限制,本研究仿真了直径为 $9 \mu\text{m}$ 的超表面器件,结果如图 3 所示。

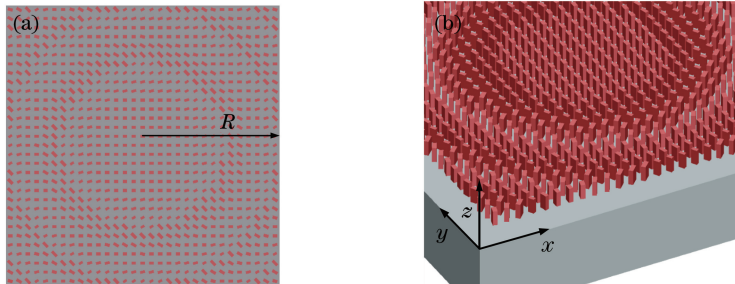


图 3 超透镜视图。(a) 俯视图; (b) 局部透视图

Fig. 3 Metalens view. (a) Top view; (b) local perspective view

3.3 双模器件对右旋圆偏振光的聚焦效果

利用时域有限差分法对 3.2 节中设计的超表面结构的整体光学特性进行仿真验证。首先,设定 x 、 y 、 z 方向为完美配层边界条件,设置光源为沿 z 轴

方向入射波长为 630 nm 的右旋圆偏振光,验证其聚焦透镜功能。图 4(a)所示为焦点区域(x - z 平面)的光强分布模拟,可以看到光束透射过超透镜后于 $z = 10 \mu\text{m}$ 处聚焦,由于背景光影响以及不同结构纳

米柱之间透射系数的偏差,仿真焦距相较于设计焦距有 50 nm 的误差,可忽略。同时计算相应的数值孔径($NA = n \sin \theta$),其中折射率($n=1$)为空气折射率,孔径角 θ 可由超表面直径及设计的焦距 f 求得,经计算,数值孔径 NA 为 0.53。图 4(b)为在焦平面($z =$

$10 \mu\text{m}$ 处)的 x - y 平面的光强分布模拟,测量得到其光斑的半峰全宽(FWHM)为 590 nm,小于入射波长。定义聚焦效率^[21]为穿过以 FWHM 为半径的圆斑的光能与总入射光能的比值。利用二维强度积分得到器件的聚焦效率为 44.8%。

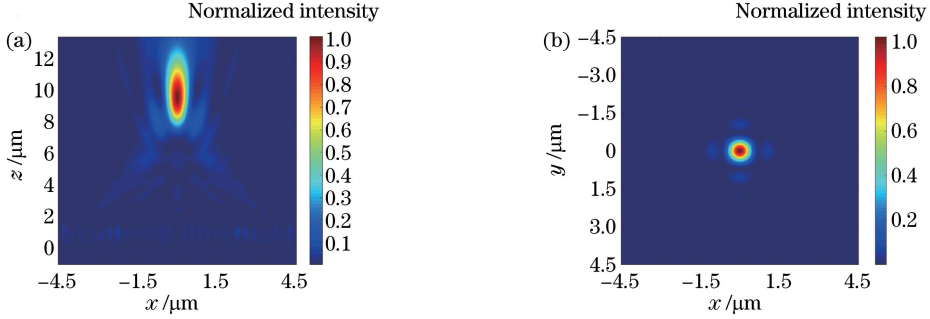


图 4 RCP 入射超透镜作为聚焦透镜的仿真结果。(a) x - z 平面的光强分布;(b)在 $z=10 \mu\text{m}$ 处 x - y 平面的光强分布
Fig. 4 Simulation results of metalens as focusing lens under RCP incidence. (a) Intensity distribution at x - z plane;
(b) intensity distribution at x - y plane when $z=10 \mu\text{m}$

3.4 双模器件对左旋圆偏振光的波前保持

将左旋圆偏振光入射到该超表面器件,对器件响应进行仿真。设置光源为沿坐标系 z 轴方向入射的波长为 630 nm 的左旋圆偏振光,此时从超表面透射所获得的总相位延迟为常数 0,大部分左旋圆偏振光转换成右旋圆偏振光,以保持波前的方式透射。图 5(a)所示为透射场(x - z 平面)相位

分布的模拟结果,可以看到,波前保持为平面波。图 5(b)所示为 x - z 平面光场分布的模拟结果,可以看到由于少许背景光的存在(未转换为右旋圆偏振光的左旋圆偏振光)和仿真边界的小孔衍射特性,光场有微弱的聚焦,但其强度占整个透射光强度的比例小于 2%,不影响主能量为平面波前的特性。

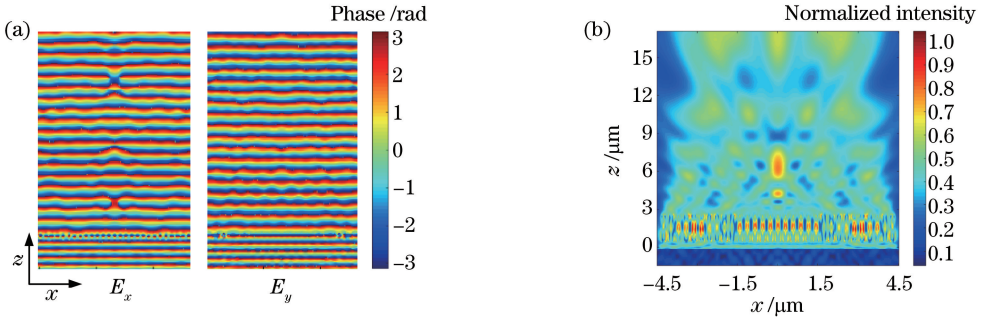


图 5 LCP 入射超表面实现保持波前功能的仿真结果。(a)透射场 x - z 平面的相位分布;(b)透射场 x - z 平面的光场分布
Fig. 5 Simulation results of metasurface keeping wavefront under LCP incidence. (a) Phase distribution of x - z plane in transmission field; (b) optical field distribution of x - z plane in transmission field

定量比较双模器件对不同圆偏振光的响应特性。图 6(a)所示为相同光强的左旋圆偏振光和右旋圆偏振光入射情况下,出射场 z 轴上的归一化光强值(归一化到右旋圆偏振焦点的光强),图 6(b)所示为 $z=10 \mu\text{m}$ 处 x - y 平面的归一化光强分布。由图 6 可知:当右旋圆偏振光入射时,设计的出射位置有明显的聚焦效应,其 FWHM 值为 590 nm;而左旋圆偏振光的出射光场无论在传播方向上或是在设计的聚焦处都不会有大幅度的聚焦或是发散;在焦

点处,聚焦的右旋圆偏振光强度是平行传播的左旋圆偏振光强度的 100 倍。

4 结 论

本文设计出一种对不同偏振态实现不同调制的全介质双模超表面器件。该超表面器件由 6 种不同尺寸的纳米微元组成,并通过本征传输相位和几何相位的结合实现各向异性的光场调控。超表面器件的仿真结果表明,左旋圆偏振光入射保持波前透射

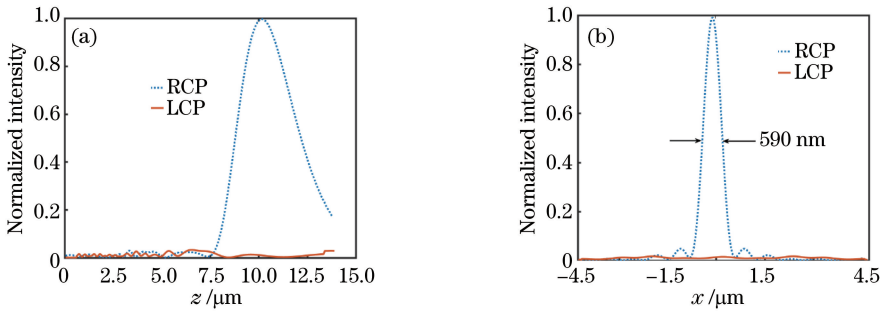


图 6 RCP 或 LCP 入射对应出射光强度的对比图。(a)出射场 $x=0 \mu\text{m}$, $y=0 \mu\text{m}$ 处沿 z 轴正方向的光强度;(b)出射场 $z=10 \mu\text{m}$ 处沿 x 轴的光强度

Fig. 5 Comparison of the output light intensity under RCP or LCP incidence. (a) Light intensity along z -axis at optical output field of $x=0 \mu\text{m}$, $y=0 \mu\text{m}$; (b) light intensity along x -axis at optical output field of $z=10 \mu\text{m}$

的同时,右旋圆偏振光实现了 44.8% 的聚焦效率。不同于之前报道的偏振分光器件,该器件对调控的偏振光始终保持了同轴传播特性,可以应用于更为紧凑的偏振分光光路。

参 考 文 献

[1] Zhang J L, Wang X R, Yang Y, et al. Flat dielectric metasurface lens array for three dimensional integral imaging[J]. Optics Communications, 2018, 414: 1-4.

[2] Huang Y W, Chen W T, Tsai W Y, et al. Aluminum plasmonic multicolor meta-hologram[J]. Nano Letters, 2015, 15(5): 3122-3127.

[3] Luo X G. Sub-wavelength electromagnetics (Vol 2) [M]. Beijing: Science Press, 2016: 175-177. 罗先刚. 亚波长电磁学(下册)[M]. 北京: 科学出版社, 2016: 175-177.

[4] Yu N F, Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces[J]. Nature Materials, 2014, 13(2): 139-150.

[5] Chen H T, Taylor A J, Yu N F. A review of metasurfaces: physics and applications[J]. Reports on Progress in Physics, 2016, 79(7): 076401.

[6] Decker M, Staude I, Falkner M, et al. High-efficiency dielectric Huygens' surfaces[J]. Advanced Optical Materials, 2015, 3(6): 813-820.

[7] Khorasaninejad M, Crozier K B. Silicon nanofin grating as a miniature chirality-distinguishing beam-splitter[J]. Nature Communications, 2014, 5: 5386.

[8] Li J, Liu C, Wu T S, et al. Efficient polarization beam splitter based on all-dielectric metasurface in visible region[J]. Nanoscale Research Letters, 2019, 14: 34.

[9] Chen M, Zhao D P, Cai J J, et al. All-dielectric metasurfaces for circularly polarized beam-splitters with high conversion efficiency and broad bandwidth

[J]. Optik, 2018, 165: 41-49.

[10] Liu C B, Bai Y, Zhao Q, et al. Fully controllable pancharatnam-berry metasurface array with high conversion efficiency and broad bandwidth [J]. Scientific Reports, 2016, 6: 34819.

[11] Arbabi A, Horie Y, Bagheri M, et al. Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission [J]. Nature Nanotechnology, 2015, 10(11): 937-943.

[12] Mueller B J, Rubin N A, Devlin R C, et al. Metasurface polarization optics: independent phase control of arbitrary orthogonal states of polarization [J]. Physical Review Letters, 2017, 118(11): 113901.

[13] Ding G W, Chen K, Luo X Y, et al. Dual-helicity decoupled coding metasurface for independent spin-to-orbital angular momentum conversion [J]. Physical Review Applied, 2019, 11(4): 044043.

[14] Wang B, Dong F, Feng H, et al. Rochon-prism-like planar circularly polarized beam splitters based on dielectric metasurfaces[J]. ACS Photonics, 2017, 5(5): 1660-1664.

[15] Yu D Y, Tan H Y. Engineering optics[M]. 4th ed. Beijing: China Machine Press, 2015: 7. 郁道银, 谈恒英. 工程光学[M]. 4版. 北京: 机械工业出版社, 2015: 7.

[16] Berry M V. Quantal phase factors accompanying adiabatic changes [J]. Proceedings of the Royal Society A, 1984, 392(1802): 45-57.

[17] Khorasaninejad M, Zhu A Y, Roques-Carmes C, et al. Polarization-insensitive metalenses at visible wavelengths[J]. Nano Letters, 2016, 16(11): 7229-7234.

[18] Ding F, Pors A, Bozhevolnyi S I. Gradient metasurfaces: a review of fundamentals and applications [J]. Reports on Progress in Physics,

- 2017, 81(2): 026401.
- [19] Li Z Y, Kim M H, Wang C, et al. Controlling propagation and coupling of waveguide modes using phase-gradient metasurfaces [J]. Nature Nanotechnology, 2017, 12(7): 675-683.
- [20] Khorasaninejad M, Chen W T, Devlin R C, et al. Metalenses at visible wavelengths: diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging [J]. Science, 2016, 352(6290): 1190-1194.
- [21] Dong H G, Wang F Q, Liang R S, et al. Visible-wavelength metalenses for diffraction-limited focusing of double polarization and vortex beams [J]. Optical Materials Express, 2017, 7(11): 4029-4037.