

引用格式: ZHAO Peng-jiu, LIU Shou-peng, LUO Yu, *et al.* Design of Metasurface Lens with Two Focal Spots Based on Polarization Response[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2020, 49(9):0923002

赵鹏九, 刘首鹏, 罗宇, 等. 基于偏振响应的双焦点超表面透镜设计[J]. 光子学报, 2020, 49(9):0923002

基于偏振响应的双焦点超表面透镜设计

赵鹏九^{1,2}, 刘首鹏², 罗宇², 任伟¹, 陈晓虎²

(1 上海大学 理学院 物理系, 上海 200444)

(2 中国科学院苏州生物医学工程技术研究所, 江苏 苏州 215163)

摘 要:设计了一种在轴向能够实现焦点延长的双焦点超表面聚焦透镜.改变二氧化钛纳米微元的长宽比和旋转角度,对传输相位与几何相位进行同时调制,实现对一组正交偏振态入射光的分别独立控制.设计的超构表面能将左旋和右旋圆偏振光聚焦在轴向邻近位置实现焦点长度的轴向扩展.超表面在波长为 650 nm 的线偏入射光照明下,可以在实现焦点长度 2 倍扩展的同时,较好地保持焦点的横向宽度.若入射光为椭圆偏振态,还能够实现最终生成的焦点形状优化或两个焦点的切换.

关键词:超表面;偏振响应;几何相位;传输相位;聚焦透镜

中图分类号:TB34

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20204909.0923002

Design of Metasurface Lens with Two Focal Spots Based on Polarization Response

ZHAO Peng-jiu^{1,2}, LIU Shou-peng², LUO Yu², REN Wei¹, CHEN Xiao-hu²

(1 Department of Physics, College of Sciences, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

(2 China Suzhou Institute of Biomedical Engineering and Technology, Chinese Academy of Sciences, Suzhou, Jiangsu 215163, China)

Abstract: A focusing lense with two focal spots based on dielectric metasurface was designed which can extend the focus axially. The device modulates the propagation phase and the geometric phase at the same time and realizes the independent control of a group of orthogonal polarized incident light by varying the aspect ratio and the rotation angle of the titanium dioxide pillars. The designed metasurface focuses the left-handed and right-handed circularly polarized light at contiguous positions to extend the focus axially. We extend the length of focus twice as initial value at 650 nm wavelength and maintain the lateral width of the focus in the meantime. The optimization of the focus shape and the switch of focus position with different focal lengths can be realized by adjusting the incident light into an elliptically polarized light.

Key words: Metasurface; Polarization-dependent; Geometric phase; Propagation phase; Focusing lens

OCIS Codes: 230.5440; 160.3918; 050.662; 050.1965; 260.5430

0 引言

超表面是一种特殊的平面二维衍射器件,通过周期性排列纳米尺寸的单元结构可在亚波长尺度对入射电磁波的振幅、相位、偏振等属性进行精确调控^[1],可以实现全息成像、偏振分光等光场调控功能^[2-4].入射光激发超表面结构中的电磁偶极子共振,特定的结构参数可以使得共振峰重合加强,形成高效的相位调制微元^[5].早期的超表面结构是工作在微波段的金属天线^[6].随着研究的深入,理论研究表明低损耗高折射率介

基金项目:国家自然科学基金(No.61805272),国家重点研发计划(No.2017YFC0110100)

第一作者:赵鹏九(1993—),男,硕士研究生,主要研究方向为超表面器件. Email: 503264276@qq.com

导师(通讯作者):陈晓虎(1986—),男,副研究员,博士,主要研究方向为显微成像. Email: chenxhu@sibet.ac.cn

收稿日期:2020-03-11;录用日期:2020-05-21

质材料可以激发电磁偶极子共振并应用于工作在可见光波段下的超表面^[7]。随着微纳加工技术的不断完善,已经可以制造覆盖可见光到微波段的超表面。亚波长散射体保证超表面厚度远小于传统器件,为成像光学系统特别是显微系统微型化提供了新的可能^[8]。KHORASANINEJAD M 等利用超表面实现了可见光波段数值孔径 0.8 的聚焦透镜^[9],其焦斑小于传统折射器件,又进一步的将数值孔径 1.1 的超表面油镜成功集成在了商用共聚焦成像系统上,对 532 nm 的波长获得了约 200 nm 的空间分辨率^[10],证明了超表面器件具有可比拟传统光学器件的优异性能和良好的系统兼容性。

相比常用于光场调控领域的传统衍射器件,如衍射相位板、硅基液晶(Liquid Crystal On Silicon, LCOS)空间光调制器等,超表面在光场调控机制和效率上都有极大优势。亚波长的微元尺度,保证了其出射光场只存在零级,理论效率可以达 1^[1]。同时超表面对入射光场的调控与微元结构及其空间取向相关。既可以通过改变相位微元等效折射率获得传输相位,也可以旋转各向异性散射体获得偏振响应的几何相位。将传输相位和几何相位相协同调控时,超表面可获得更高自由度的混合相位调制^[11]。混合相位调制下,正交圆偏振态(左旋圆偏和右旋圆偏态)光在获得等量传输相位调制的同时,附加有大小相等方向相反的几何相位调制^[12]。这提示超表面在相位调控领域的偏振复用性:协调控制超表面几何和传输相位的情况下,可以实现对两正交偏振入射光波前差异化相位调控,并且保持交叉偏振出射光以强度方式线性叠加。BALTHASAR M 成功利用几何相位与传输相位结合,对不同的入射偏振态产生了各向异性响应,在全息成像中,在不同偏振态下生成不同的图案,实现了偏振光的复用^[11]。CHEN Wei-ting 和 WANG Shu-ming 也利用混合相位调制原理,同时控制入射光的相位、群延迟和群延迟色散,实现了可见光波段的消色差透镜^[13-14]。

超表面混合相位引入的偏振复用概念,给需要偏振调控实现偏振结构光等光学成像和复杂光场生成领域带来了新的调控机制^[15-16]。针对荧光显微领域扩展焦深成像(Extended Depth Of Focus imaging, EDOF imaging)中需要的长焦长光束^[17-19],本文设计了一种对偏振响应的超表面,能够分别独立控制一对聚焦的正交偏振光。在理想情况下,这组相反偏振态的出射光强度分布相互独立,利用强度线性叠加的方式可以获得艾里斑在轴向焦长上的拓展。改变相位板设计中两交叉偏振光的焦点位置可以实现焦长连续可调。考虑到超表面的偏振响应特性,也可以动态调节入射光中正交偏振态占比的方式,实现改变并优化像面焦点形状的功能。与显微成像中的扫描或宽场成像方式配合,有望应用于需要点-线扫描高速切换、光片生成和微型光学系统等领域。

1 偏振各向异性超表面结构设计

1.1 双焦点超表面器件设计原理

偏振各向异性超表面由不同长宽比的二氧化钛纳米微柱构成,这些亚波长尺度的柱周期性地排列在正方形的网格中,作为组成超表面的微元。微元在以旋转角度的方式获得几何相位的同时,也可以以改变长宽比的方式获得本征传输相位,实现覆盖 $0 \sim 2\pi$ 的偏振各向异性。每个微元都被设计为一个半波片,在理想状态下,特定偏振态(左旋或右旋圆偏振)入射时,出射光会完全转化为相反的偏振态^[12]。转化效率(Conversion Efficiency, CE)定义为经过超表面后转化的偏振光强度与出射总强度之比。入射光经过微元时获得的几何相位延迟等于各向异性微元旋转角度的两倍,而对于相反的入射偏振态产生的几何相位总是与其大小相同、方向相反^[11]。因此,对于确定结构,一个左旋圆偏振光入射后会在转化为右旋圆偏振光的同时,附加 $\varphi_{\text{LCP-RCP}} = \varphi_{\text{T}} - 2\theta$ 的相位变化,同理右旋圆偏振光入射后会被转化为左旋圆偏振光,附加 $\varphi_{\text{RCP-LCP}} = \varphi_{\text{T}} + 2\theta$ 的相位变化。通过控制柱状结构的长宽比和旋转角度得到任意的相位变化组合 $(\varphi_{\text{L}}, \varphi_{\text{R}})$,即可实现超表面对一组相反偏振态的入射光进行分别独立控制^[20]。

1.2 超表面微元仿真

为仿真得到高效相位调控微元的几何参数,使用时域有限差分(Finite Difference Time Domain, FDTD)的方法^[21]在商业软件(FDTD Solutions, Lumerical Inc.)中扫描二氧化钛柱的长和宽的值得到不同结构带来的传输相位。如图 1(a)所示,微元周期 $a = 400 \text{ nm}$,二氧化钛柱位于微元的中心。针对可见光工作波段,柱的高度设计为 $h = 600 \text{ nm}$ 以保证产生的传输相位能够覆盖 $0 \sim 2\pi$ ^[5]。在 x - y 方向应用周期性边界条件, z 方向应用完美匹配层(Perfectly Matched Layer, PML)边界条件^[22]。扫描长度范围为 $60 \sim 380 \text{ nm}$,宽度范围 $60 \sim 200 \text{ nm}$ 的二氧化钛柱,步长设为 5 nm ,得到不同长宽比产生的本征相位延迟如图 1(b),将出射分量正交分

解为左旋圆偏振光和右旋圆偏振光,可以计算得到转化效率如图 1(c),微元的透射率如图 1(d).为了保证最终生成器件具有较好的性能,选用其中转化效率和透射率均高于 85% 的结构.

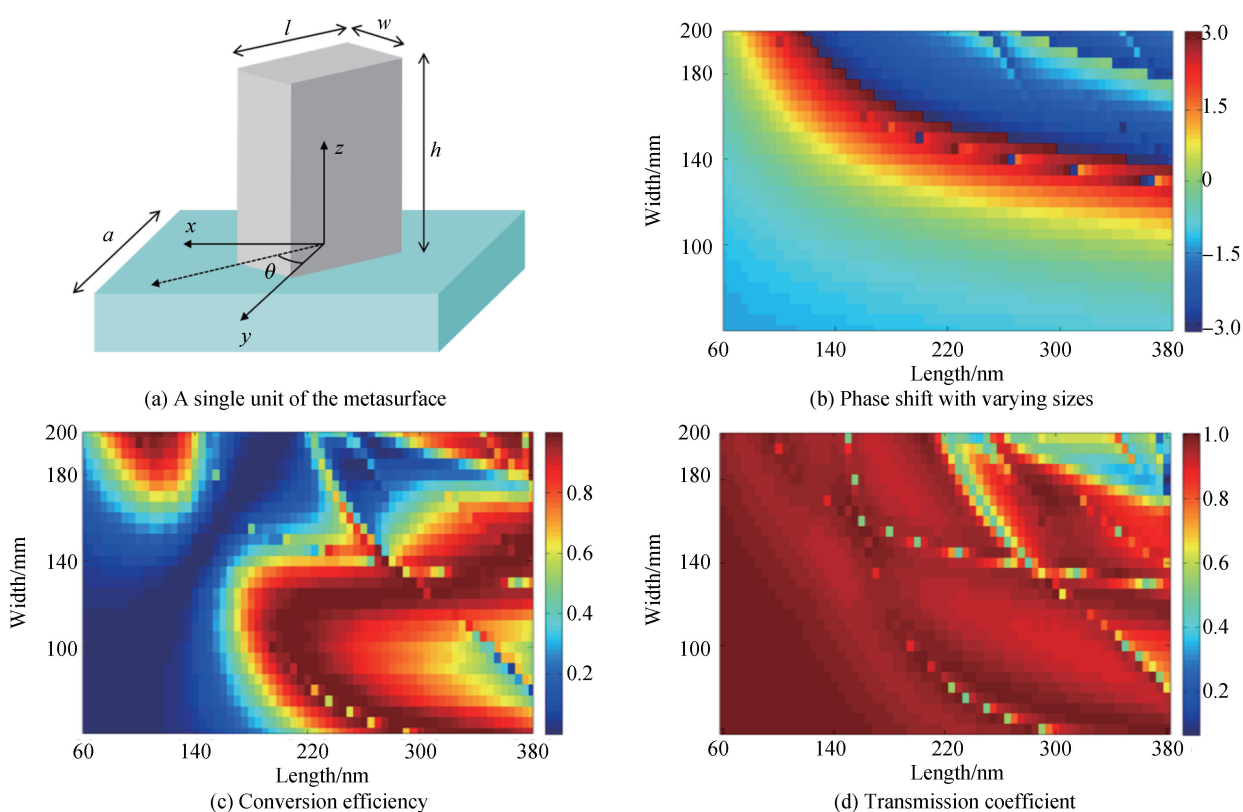


图 1 微元结构示意图及结构参数与相位延迟、转化效率和透射率之间的关系

Fig.1 Unit of the metasurface and its phase shift, conversion efficiency and transmission coefficient

1.3 超表面器件设计与仿真

当需要实现两正交偏振光(左旋和右旋偏振光)焦点分离时,左旋和右旋光经过超表面的相位调制设计的理想透镜表示为

$$\varphi_L = -\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{x^2 + y^2 + f_1^2} \quad (1)$$

$$\varphi_R = -\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{x^2 + y^2 + f_2^2} \quad (2)$$

式中, f_1 和 f_2 代表不同入射偏振态下的设计焦距, x 、 y 代表透镜上各点在以超表面透镜中心为原点的笛卡尔坐标系中的位置, λ 为入射光波长. 将以微元周期 400 nm 的网格坐标代入式(1)、(2)可以分别计算出每个格点处的对于左旋光和右旋光的相位延迟 (φ_L , φ_R). 进一步地可解出各个位置上的传输相位和旋转角度: $\varphi_T = 1/2(\varphi_L + \varphi_R)$, $\theta = 1/4(\varphi_R - \varphi_L)$. 从之前筛选出的高透过率、高转化效率的结构中选取传输相位最接近于上面计算出的理论值的二氧化钛柱, 并将其放在对应的坐标位置, 遍历所有格点后生成最终的偏振各向异性超表面. 表 1 列出了数个相位延迟具有代表性的二氧化钛柱的参数, 为保证仿真结果尽量精确, 使用就近插值自动填充相位延迟最符合的二氧化钛柱, 因此实际采用结构数量不限于表中列出的数量.

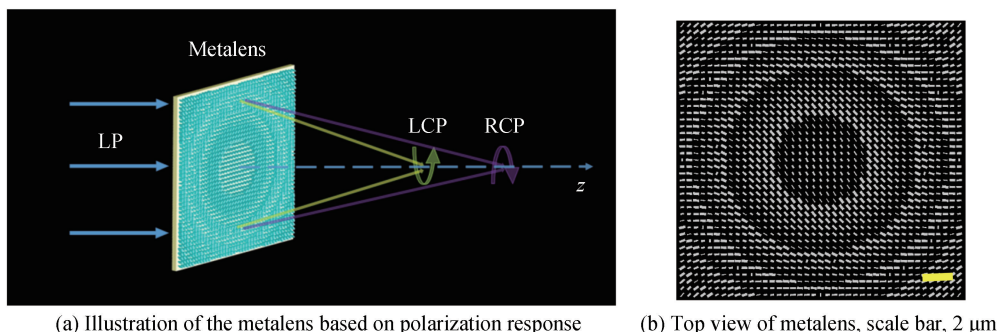
表 1 代表性结构的参数

Table 1 Parameters of representative structures

Phase/rad	$\pi/3$	$2\pi/3$	π	$4\pi/3$	$5\pi/3$	0 or 2π
Length/nm	235	345	350	375	255	245
Width/nm	125	125	140	155	60	104
Conversion efficiency	0.997 9	0.965 0	0.993 4	0.957 1	0.861 1	0.918 0
Transmission	0.930 9	0.982 5	0.942 6	0.869 1	0.965 2	0.936 3

为保证超表面上有足够的采样点数, 并匹配 0.3 以上的数值孔径, 将超表面器件设计为边长 16.8 μm 的

正方形.设计两偏振态的焦点分布在轴向 $15\sim 25\ \mu\text{m}$ (对应的数值孔径约为 $0.5\sim 0.3$)的范围内.最终得到以 $400\ \text{nm}$ 的正方形网格为周期的二维超表面,每一行二氧化钛微柱的数量为 41 个,高度为 $600\ \text{nm}$,俯视图如图 2(b)所示.



(a) Illustration of the metalens based on polarization response (b) Top view of metalens, scale bar, $2\ \mu\text{m}$

图 2 超表面透镜原理示意图及器件俯视图

Fig.2 Principle of polarization-response metalens and top view of the designed device

使用 FDTD 仿真在 $650\ \text{nm}$ 入射波长下的响应.超表面微元中心均位于 $z=0$ 时的 x - y 平面内,器件仿真在所有方向都应用 PML 边界条件,光源设置为两组正交的沿 z 轴传播的线偏平面波光源,两个方向之间的相位差为 $\pi/2$,使入射光为圆偏振光.

1.4 衍射积分验证计算

为验证混合相位调制下的光场传输特性,使用角谱衍射积分进行衍射场的计算和分析.对一组正交偏振态的入射光作衍射积分,使其聚焦到两个不同的焦点,保证两焦点离 $20\ \mu\text{m}$ 处有相同的距离.设置 $z=0$ 处为器件相位面,利用角谱衍射公式^[23]计算通过器件的衍射场

$$G_t(f_x, f_y) = H(f_x, f_y)G_0(f_x, f_y) \quad (3)$$

式中,

$$H(f_x, f_y) = \exp\left[j2\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}\right] \quad (4)$$

$$G_0(f_x, f_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_0 \exp[-j2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy \quad (5)$$

式中, f_x, f_y 为空间频率, $G_t(f_x, f_y), G_0(f_x, f_y)$ 分别为透射场和入射场的频谱, $H(f_x, f_y)$ 为衍射器件决定的传递函数,对出射频谱 $G_t(f_x, f_y)$ 作傅里叶逆变换可得出射的复振幅.

2 结果分析

2.1 偏振特异的双聚焦焦点

FDTD 仿真得到焦距分别为 $17\ \mu\text{m}, 23\ \mu\text{m}$ 的偏振各向异性超表面透镜在 $650\ \text{nm}$ 入射波长下的响应,各个入射状态下沿 x - z 平面的强度分布按每张图中的最大强度值分别归一化之后如图 3(a)所示,可以看到在左旋和右旋圆偏振光入射时,分别形成了位置不同的焦点.左旋光聚焦在较远的焦点,数值孔径约为 0.3 ,右旋光聚焦在较近的焦点,数值孔径约为 0.5 .而两个偏振分量同时入射时(等价于线偏振入射光),因为两出射光的正交偏振特性,实现了强度的非相干叠加.器件中心沿 z 轴的强度分布按线偏入射峰值强度归一化后,光强分布如图 3(b)所示.

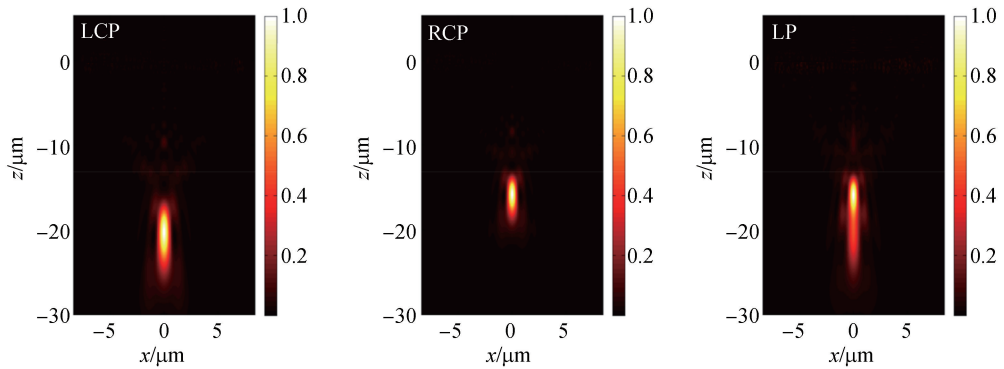
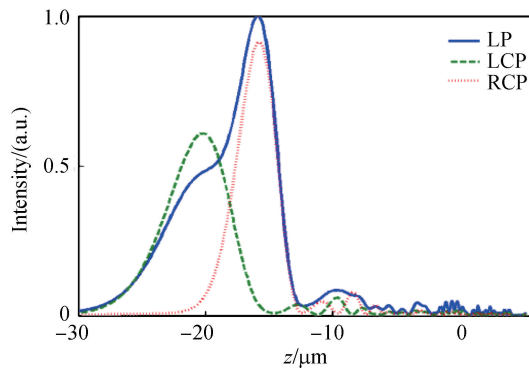
(a) Normalized intensity distribution in the x - z planes, with incident light LCP, RCP, LP, respectively(b) Normalized intensity distributions of LCP, RCP and LP at the center of metasurface along z axis

图3 在各个偏振态入射时器件中心处轴向光强及 x - z 平面上的光强分布
 Fig.3 Intensity distributions at the center of the device and in the x - z plane when illuminated by incident light at each polarization state

2.2 圆偏振入射下的焦长拓展

为了达到最优化的轴向焦长扩展效果,对多组不同的焦距进行仿真.首先以左右旋焦距同为 $20 \mu\text{m}$ 为初始点,在增大左旋光焦距的同时,同步减小右旋光焦距,获得焦点分离下的强度分布.当两个焦点相距 $6 \mu\text{m}$ 以上时,强度图形不再是完美的单个峰状,例如上一节仿真的结果,此时继续增加间距会出现两个分离的峰值,两聚焦点间出现明显的强度凹陷,影响整体焦长内强度分布的均匀性.因此本文只研究间距在 $6 \mu\text{m}$ 之内的间距与焦点长度的关系.将焦点的长度定义为轴向强度分布的半高全宽(Full Width At Half Maximum, FWHM),取峰值强度 $1/2$ 处的宽度,焦点横向分辨率为焦点横向强度的半高全宽^[24].

当特定偏振态(左旋圆偏振或右旋圆偏振)入射时,焦点与普通聚焦透镜相同.当正交偏振态入射时(线偏光),新焦点的长度比单一偏振态入射的焦点更长.不同距离下的半高全宽如图 4(a)(实心圆点)所示,其中两焦点间距的增量为 $0.4 \mu\text{m}$.从图 4(a)中 FDTD 的仿真结果可知,在两设计焦距的值均为 $20 \mu\text{m}$ 时,即单个焦点的情况下,焦点峰值处的横向分辨率约为 760 nm (图 4(b))、轴向半高宽为 $4.29 \mu\text{m}$.而在相距 $5.2 \mu\text{m}$ 时,焦点峰值处的横向分辨率约为 830 nm (图 4(c))、轴向半高宽为 $8.69 \mu\text{m}$,此时轴向的长度已扩展到初始时的两倍,轴向形状保持较好.图 4(b)、(c)中焦点横向强度分布按峰值分别归一化,横向分辨率相比初始状态(760 nm)变化不大.定义聚焦效率为光强在第一暗环区域内的强度占整个 x - y 面上总光强的比值,可以计算得到此时两焦点距离中心的聚焦效率为 72% .

总体来看,在两个交点相距距离增加时,焦点长度变长.FDTD 仿真结果显示,焦点长度和焦点分离值不完全正相关,图 4(a)实心圆点显示焦点长度在分离值为 $2.8 \mu\text{m}$ 、 $3.2 \mu\text{m}$ 、 $4.4 \mu\text{m}$ 时有所波动,其原因归咎于超表面调控效率的非完美性,下面用衍射积分计算作为对比阐述焦长波动的过程.

在不考虑超表面转化效率损失(认为微元的转化效率为 100%)和透过率的情况下,仅把实际构成超表面的微元长宽比和旋转角度带来的相位延迟代入进行计算,对超表面进行式(3)~(5)的远场衍射积分,结果如图 4(a)空心圆点所示,随着焦点间距变大,焦点长度增加,只存在轻微波动.而代入每个微元的转化效率进行计算得到的结果如图 4(a)方块所示,可以看到代入转化效率得到的衍射积分结果与 FDTD 仿真值随焦点

间距的变化趋势大致相似,突变点的位置也基本吻合.因此,可以认为焦点长度呈现图 4(a)中的抖动的主要原因是由于器件的转化效率并非 100%,导致其中一个偏振态未转化的部分和交叉偏振态的转化部分产生干涉.值得注意的是,器件大小确定时,随着焦点间距离变长,会导致两个焦点的峰值强度差变大.当间距超过一定值时,较大的峰值强度差限制了超表面在轴向获得顶部平坦焦点的能力.

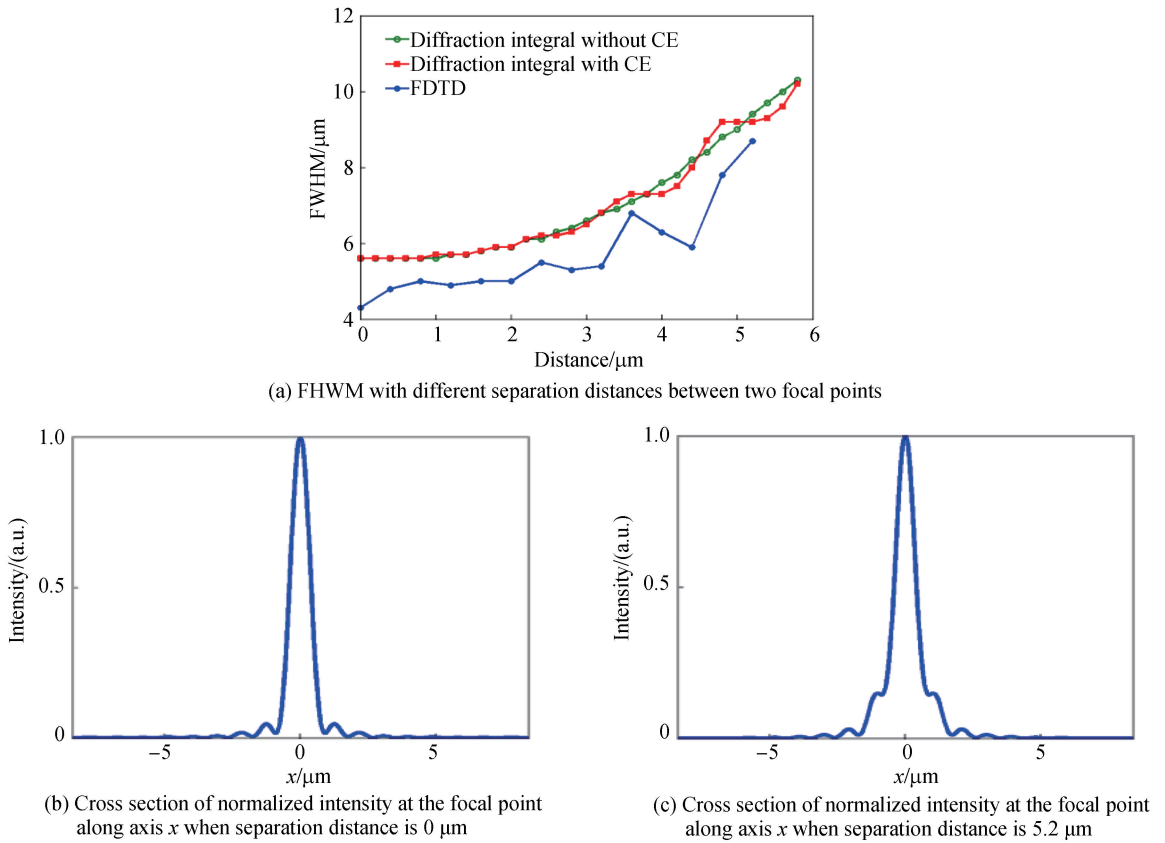


图 4 半高宽与焦点间距的关系及横向半高宽比较

Fig.4 The relationship between FWHM and separation distance and the comparison of transverse FWHM

2.3 椭圆偏振入射实现平坦长焦斑

通过调制入射光中的正交偏振分量比例,可以改变两聚焦峰的相对比例,最终达到更平坦的轴向扩展焦点.对图 3 中仿真的两焦点间距离为 $6 \mu\text{m}$ 的结果进行峰值强度的整形,在未调制的情况下的轴向焦点强度分布显示两个焦点的强度差值较大.保持总的入射能量不变,将左旋光和右旋光强度比设置为 $7:3$,调整仿真中光源的振幅参数可以改变入射光中左旋光和右旋光的强度比.从图 5(a)的仿真结果可以看到,增加左旋光的占比,左旋聚焦在较远处的焦点强度已经超过了右旋聚焦,证明了其可调节性.图 5(c)显示了图 5(b)中 a 、 b 、 c 三处的横向强度分布,均按图 5(b)中最大强度归一化, a 、 c 为两个设计焦点的峰值位置,半高全宽分别为 689 nm 和 895 nm , b 为两焦点连线中心位置,半高全宽为 826 nm .此时的轴向半高全宽为 $9.79 \mu\text{m}$,超过初始焦点长度的两倍.从图 5(b)与图 3(a)中的线偏入射时的强度分布图对比可以看出,通过调节入射偏振分量可以将原本即将分离的焦点调整成为近似平顶的光束,有效延长了焦点轴向长度,同时能够保持较好的横向分辨率.

可以看到,得益于超表面对外部入射偏振态的各向异性响应,即使在超表面加工成型后,依然可以很方便地通过以改变入射光的偏振的方式获得最终焦点形状的优化.实际应用时,可以通过旋转偏振片角度来调节入射光中左旋光和右旋光的分量,这样的连续调节可以轻松地将不均匀的轴向焦点强度分布调节成一个近似平顶光束的分布,或实现焦点位置的切换.

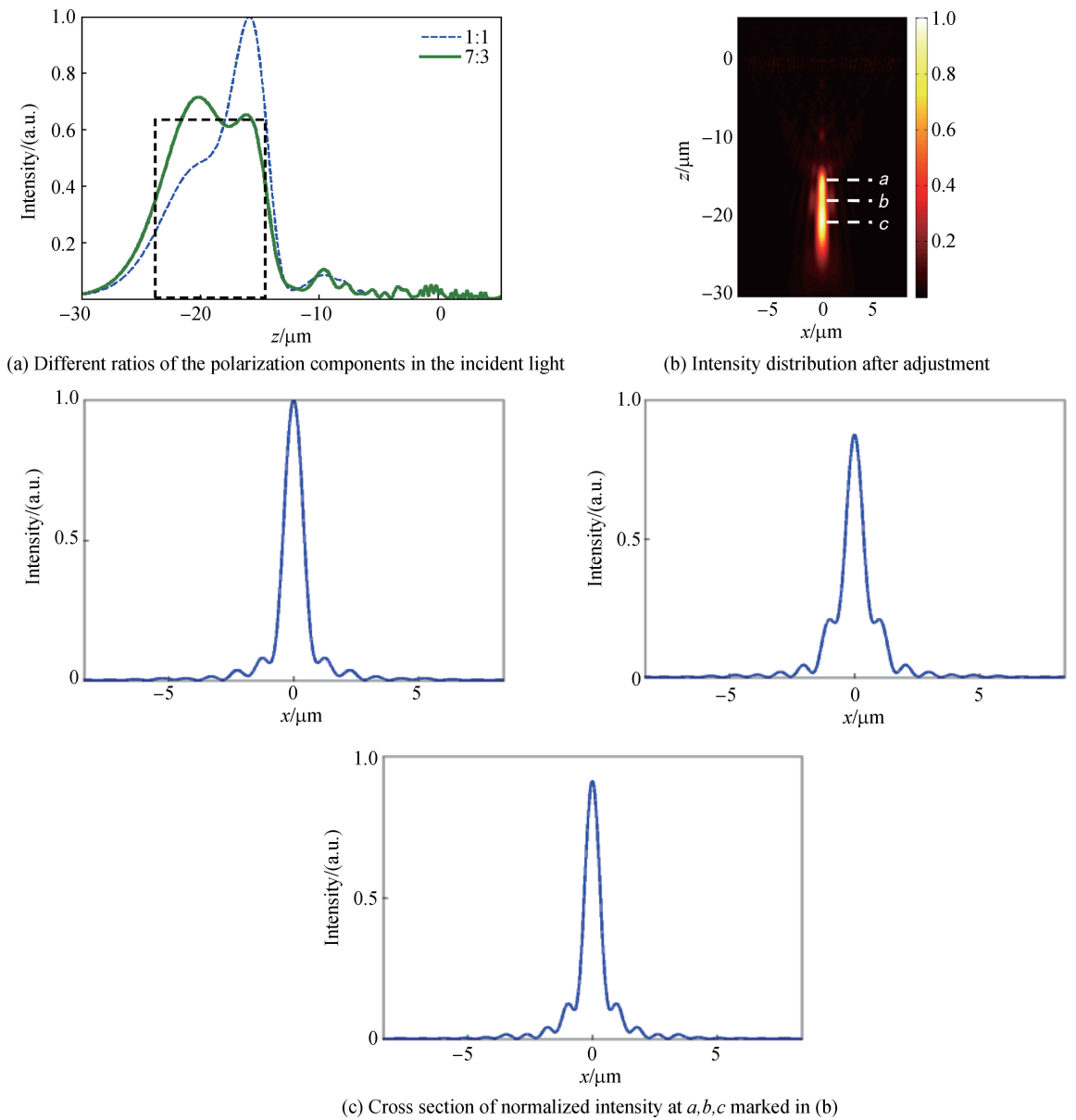


图5 调节入射光后的强度变化

Fig.5 Intensity after adjustment of incident light

3 结论

本文设计了一种改变入射交叉偏振光的聚焦位置实现轴向焦点扩展的偏振各向异性超表面衍射器件,通过排列不同长宽比和空间取向的二氧化钛纳米结构使得在 650 nm 下器件整体的转化效率和透射率均达到 85% 以上.仿真结果表明,生成两个分离焦点的超表面透镜可以较好地延长焦点长度,与常规衍射聚焦器件相比,在拥有两倍焦长的同时,较好保持焦点的横向宽度,具有 72% 的聚焦效率.该器件可以通过控制入射偏振分量占比来进一步地延长焦点并获得更好的焦点形状或切换焦点位置,有望应用于需要偏振切换的光学成像、光场生成等场合.

参考文献

- [1] YU N, GENEVET P, KATS M A, *et al.* Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction[J]. *Science*, 2011, **334**(6054): 333-337.
- [2] MA Zhi-jie, LI Yi, LI Yang, *et al.* All-dielectric planar chiral metasurface with gradient geometric phase[J]. *Optics Express*, 2018, **26**(5): 6067-6078.
- [3] KHORASANINEJAD M, ZHU W, CROZIER K B. Efficient polarization beam splitter pixels based on a

- dielectricmetasurface[J]. *Optica*, 2015, **2**(4): 376-382.
- [4] LI J, LIU C, WU T, *et al.* Efficient polarization beam splitter based on all-dielectric metasurface in visible region[J]. *Nanoscale Research Letters*, 2019, **14**: 34.
- [5] DING Fei. Gradient metasurfaces: a review of fundamentals and applications[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2018, **81**: 026401.
- [6] SMITH D R, PADILLA W J, VIER D C, *et al.* Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity[J]. *Physical Review Letters*, 2000, **84**(18): 4184-4187.
- [7] VAN G J, POLMAN A. Designing dielectric resonators on substrates: Combining magnetic and electric resonances[J]. *Optics Express*, 2013, **21**(22): 26285-26302.
- [8] KHORASANINEJAD M, CAPASSO F. Metalenses: versatile multifunctional photonic components[J]. *Science*, 2017, **358**: 8100.
- [9] KHORASANINEJAD M, CHEN W T, DEVLIN R C, *et al.* Planar lens at visible: metasurface versus refractive optics [C]. CLEO: QELS Fundamental Science, IEEE, 2016.
- [10] CHEN W T, ZHU A Y, KHORASANINEJAD M, *et al.* Immersion meta-lenses at visible wavelengths for nanoscale imaging[J]. *Nano Letters*, 2017, **17**(5): 3188-3194.
- [11] BALTHASAR M J P, 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.
- [12] LIN D, FAN P, HASMAN E, *et al.* Dielectric gradient metasurface optical elements[J]. *Science*, 2014, **345**(6194): 298-302.
- [13] WANG S, WU P C, SU V, *et al.* Broadband achromatic optical metasurface devices[J]. *Nature Communications*, 2017, **8**: 187.
- [14] CHEN W T, ZHU A Y, SANJEEV V, *et al.* A broadband achromatic metalens for focusing and imaging in the visible [J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, **13**: 220-226.
- [15] ZHANG H K, CHEN Xing-ye, LIU Wen-hui, *et al.* Super-resolution imaging of the fluorescent dipole assembly with polarized structured illumination microscopy[J]. 2019, **10**: 4694.
- [16] ZHAN Qi-wen. Cylindrical vector beams: From mathematical concepts to applications[J]. *Asian & Pacific Migration Journal Apmj*, 2009, **1**(1): 1-57.
- [17] MERTZ J. Strategies for volumetric imaging with a fluorescence microscope[J]. *Optica*, 2019, **6**: 1261-1268.
- [18] BOTCHERBY E J, JU K R, WILSON T. Scanning two photon fluorescence microscopy with extended depth of field [J]. *Optics Communications*, 2006, **268**(2): 253-260.
- [19] CHEN B, HUANG X, GOU D, *et al.* Rapid volumetric imaging with Bessel-Beam three-photon microscopy[J]. *Biomedical Optics Express*, 2018, **9**(4): 1992.
- [20] WANG B, DONG F, FENG H, *et al.* Rochon-prism-like planar circularly polarized beam splitters based on dielectric metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2018, **5**(5): 1660-1664.
- [21] ARBABI A, ARBABI E, KAMALI S M, *et al.* Miniature optical planar camera based on a wide-angle metasurface doublet corrected for monochromatic aberrations[J]. *Nature Communications*, 2016, **7**: 13682.
- [22] 葛德彪, 闫玉波. 电磁波时域有限差分方法[M]. 西安电子科技大学出版社, 2002.
- [23] 古德曼. 傅里叶光学导论: 第3版[M]. 科学出版社, 1976.
- [24] RODRÍGUEZ C, LIANG Y, LU R, *et al.* Three-photon fluorescence microscopy with an axially elongated Bessel focus [J]. *Optics Letters*, 2018, **43**: 1914-1917.