

文章编号: 1005-5630(2020)05-0020-07

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.2020.05.004

# 用宽带超表面产生阵列贝塞尔光束

陈磊<sup>1</sup>, 陆菁<sup>2</sup>, 文静<sup>1</sup>

(1. 上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093;  
2. 中科信工程咨询(北京)有限责任公司, 北京 100032)

**摘要:** 通过在空间光调制器(SLM)上加载相位图或通过光刻加工微型圆锥状结构可以产生贝塞尔光束阵列。然而, 典型空间光调制器具有比波长大一个数量级的像素尺寸, 这限制了相位梯度的可用范围, 用光刻法加工的微型锥透镜的顶端不是标准的圆锥, 这影响了贝塞尔光束的质量。为了克服这些缺点, 将复杂的相位图加载到电介质超表面上, 设计了一种可以产生阵列贝塞尔光束(在波长 700 nm 处,  $NA=0.3$ )的超表面器件。该器件可以宽波段工作, 其单元结构在波长 580~800 nm 范围内的偏振转换效率均超过 57%。利用时域有限差分算法(FDTD)对该器件(厚度为 380 nm, 直径仅为 40  $\mu\text{m}$ )进行了仿真, 所产生的阵列光束都垂直于超表面器件。所提出的阵列贝塞尔光束发生器具有纳米级别的厚度和几十微米的直径, 这对于未来的集成光学领域具有很大的应用前景。

**关键词:** 阵列贝塞尔光束; 电介质超表面; 宽波段

**中图分类号:** O 436.1 **文献标志码:** A

## Generation of Bessel beam array using broadband metasurfaces

CHEN Lei<sup>1</sup>, LU Jing<sup>2</sup>, WEN Jing<sup>1</sup>

(1. School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China;  
2. Zhongkexin Engineering Consulting (Beijing) Co., Ltd., Beijing 1000322, China)

**Abstract:** Bessel beam arrays can be generated by loading a phase map on a spatial light modulator (SLM) or a microaxicon-like structures fabricated by lithography. However, the pixel size of a typical SLM is more than one order of magnitude larger than the wavelength of visible light, which limits the available range of phase gradient. And the tip of the micro-axicon-like structures fabricated by lithography is not a standard cone, which affects the quality of the Bessel beam. In order to overcome these shortcomings, a device that can generate Bessel beam array (at a wavelength of 700 nm,  $NA = 0.3$ ) is designed by loading a complex phase map onto the dielectric

收稿日期: 2020-01-10

基金项目: 国家自然科学基金(81701745); 国家重点研发计划(2018YFA0701800); 上海市科委创新行动计划(18DZ1100400)

作者简介: 陈磊(1994—), 男, 硕士研究生, 研究方向为超表面。E-mail: 964690289@qq.com

通信作者: 文静(1985—), 女, 副教授, 研究方向为超表面、光场调控、超分辨成像。  
E-mail: 28163122@qq.com

metasurface. The device can work in a broadband, the polarization conversion efficiencies of one nanopost remains higher than 57% at the wavelength range from  $\lambda=590$  nm to  $\lambda=800$  nm. This device (thickness of 380 nm and diameter of only 40  $\mu\text{m}$ ) was simulated by the three-dimensional finite difference time domain (FDTD). The array beams generated were perpendicular to the metasurface device. The proposed Bessel beam array generator has a thickness of nanometer level and a diameter of several tens of micrometers, which has great application prospects in the field of integrated optics in the future.

**Keywords:** Bessel beam array; dielectric metasurface; broadband

## 引 言

理想的贝塞尔光束是一种无衍射光束,它是自由空间亥姆霍兹方程的一组解,由 Durin 等在 1987 年发现<sup>[1]</sup>。环形狭缝和透镜(相距一个焦距)组成的简单光学系统<sup>[1]</sup>,衍射光学元件(diffractive optical elements, DOE)<sup>[2]</sup>,锥透镜<sup>[3]</sup>和空间光调制器(spatial light modulator, SLM)<sup>[4]</sup>等传统方法可以用来产生贝塞尔光束。和生成单个贝塞尔光束相比,阵列贝塞尔光束能够增强贝塞尔光束的某些应用的适用性,例如阵列贝塞尔光束在细胞转染应用中可以节省时间<sup>[5]</sup>,对细胞进行高分辨率实时 3D 成像应用中能够提高扫描效率<sup>[6]</sup>等。通过将达曼光栅相位和锥透镜相位结合并加载到 SLM 上可以产生从中心发散的等强度阵列贝塞尔光束<sup>[7]</sup>。使用多个不同中心点的锥透镜相位全息图,并将其不同部分合并加载到 SLM 上能够产生等强度的阵列贝塞尔光束<sup>[8]</sup>。然而由于经典的 SLM 具有比可见光波长大一个数量级的像素尺寸,这限制了相位梯度的可用范围。通过周期性排列的圆锥形聚合物也能形成贝塞尔光束阵列<sup>[9]</sup>,不过传统的圆锥形聚合物具有有限的数值孔径,且由于聚合物的顶端不是一个理想的圆锥,这会影影响贝塞尔光束的质量。

本文设计了一种超薄的全电介质光学器件以克服以上限制,并通过 FDTD 软件验证了该器件的可行性。和基于达曼光栅原理产生的贝塞尔光束阵列不同<sup>[10]</sup>,本文设计的器件产生的贝塞尔阵列均平行于入射光,该器件由亚波长尺寸像素点的电介质超表面构成。近年来,已经开发了大量基于超表面的光学器件,例如高效率的平面波片<sup>[11]</sup>、全息成像<sup>[12-16]</sup>、平面透镜<sup>[17-20]</sup>和无衍

射光束发生器<sup>[21-25]</sup>。在本项工作中,将具有不同中心点的两个锥透镜相位的不同部分相结合,经过几何相位调制<sup>[26-27]</sup>,得到了一种可以宽波段工作的阵列贝塞尔光束发生器。

## 1 设计的原理和方法

### 1.1 周期性纳米柱的特性

琼斯矩阵理论可以用来描述电磁波在超表面晶胞中的各向异性光学特性<sup>[28]</sup>。具有任意偏振态的入射光  $|E_{\text{inc}}\rangle$  照射纳米柱产生的输出光由三个偏振分量组成:

$$|E_{\text{inc}}\rangle = \eta_E |E_{\text{inc}}\rangle + \eta_R e^{i2} |R\rangle + \eta_L e^{-i2} |L\rangle \quad (1)$$

式中:  $|R\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$  和  $|L\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$  分别代表右旋圆偏振光和左旋圆偏振光的琼斯向量;系数  $\eta_E = \frac{1}{2}(t_x e^{i\phi_x} + t_y e^{i\phi_y})$ 、 $\eta_R = \frac{1}{2}(t_x e^{i\phi_x} - t_y e^{i\phi_y}) \langle L|E_{\text{inc}}\rangle$  和  $\eta_L = \frac{1}{2}(t_x e^{i\phi_x} - t_y e^{i\phi_y}) \langle R|E_{\text{inc}}\rangle$  分别表示各不同分量的转换效率,其中  $t_x$  和  $t_y$  为振幅透过率,  $\phi_x$  和  $\phi_y$  表示沿着如图 1(a)所示相对于参考坐标系旋转了  $\theta$  角后纳米柱的短边或长边的线性偏振光的相位延迟。 $\langle L|E_{\text{inc}}\rangle$  和  $\langle R|E_{\text{inc}}\rangle$  的内积分别表示入射偏振在左旋和右旋圆偏振上的投影系数。可以看出,入射光中的左旋圆偏振光会被部分转换为右旋圆偏振光,入射光中的右旋圆偏振光会被部分转换为左旋圆偏振光。出射光中的右旋圆偏振光和左旋圆偏振光所携带的几何相位互为相反数,分别为  $2\theta$  和  $-2\theta$ 。

超表面晶胞如图 1(a)所示,它由二氧化硅基底和长方体硅结构组成。单个硅结构的长( $L$ )、宽( $W$ )、高( $H$ )和旋转角度分别为 180 nm、90 nm、

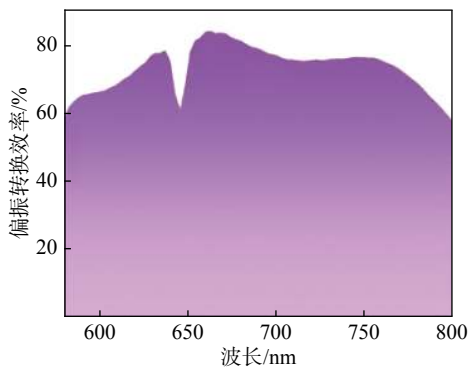
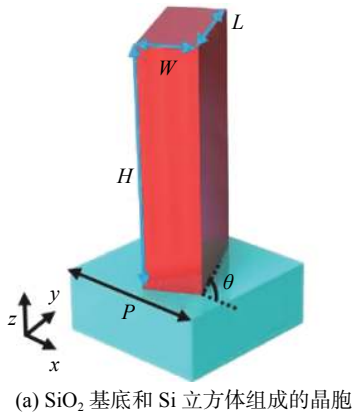


图 1 硅纳米柱的偏振转换效率

Fig. 1 Polarization conversion efficiencies for silicon nanopillars

380 nm 和  $\theta$ , 超表面晶胞的周期  $P$  为 250 nm。为了充分发挥贝塞尔阵列光束发生器的性能, 本文将超表面单元设计为亚波长尺寸, 通过改变单个立方柱的旋转角度  $\theta$ , 可以得到所需要的相位轮廓,  $\theta$  的旋转角度范围为 0~180°。单个晶胞在不同波长处的偏振转换效率如图 1(b) 所示, 由于本文采用左旋圆偏振光作为入射光, 此时偏振转换效率由出射光中总的右旋圆偏振光功率除以

入射光的总功率得到。为了使单个结构的偏振转换效率最大化, 单个纳米柱的长、宽、高和周期是由时域有限差分算法 (FDTD) 优化得到。在波长从 580 nm 到 800 nm 范围内, 单个晶胞的偏振转换效率都超过了 57%, 在波长为 663 nm 处的偏振转换效率达到了 84%。在单个晶胞的仿真中, 沿  $x$  轴和  $y$  轴方向施加了周期性边界条件, 沿  $z$  轴方向施加了完美匹配层 (PML)。仿真中用的硅材料在波长 580 nm、690 nm 和 800 nm 处的折射率分别为 4.00、3.80 和 3.69。

### 1.2 设计用于产生贝塞尔阵列的超表面器件

贝塞尔光束相位在二维空间的函数为<sup>[21]</sup>

$$\varphi(x, y) = 2\pi - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sqrt{x^2 + y^2} \cdot NA \quad (2)$$

式中:  $\lambda$  为入射光波长;  $NA = \sin(\theta)$ ,  $\theta$  为光线的折射角度;  $\sqrt{x^2 + y^2} = r$ ,  $r$  为径向坐标。NA 值决定了贝塞尔光束的半高全宽, 相位的总宽度  $D$  和无衍射距离。NA 值越大, 半高全宽越小。增大锥透镜相位的总宽度  $D$ , 贝塞尔光束的无衍射距离会变长, 减小 NA 值也会增加贝塞尔光束的无衍射距离。

在 SLM 上加载复杂的全息图可用于产生贝塞尔光束阵列<sup>[8]</sup>, 在 SLM 上加载一张相位图可以在 3D 空间中产生 280 个独立的焦点<sup>[29]</sup>。该相位图由可以在空间两个不同平面处分别产生 100 个焦点和 180 个焦点的两张相位图相加得到。借鉴以上两种方法, 本文将向左偏移 4  $\mu\text{m}$  的锥透镜相位乘以一个相同尺寸的二进制随机相位, 得到了随机相位 1, 如图 2(a) 所示。图 2(b) 展示的相位是由向右平移 4  $\mu\text{m}$  的锥透镜相位和

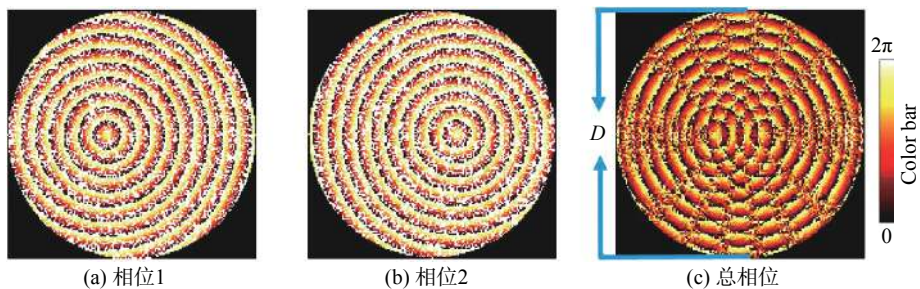


图 2 用于生成贝塞尔光束阵列的复用相位

Fig. 2 Multiplexed mask for generation Bessel beam array

第一个随机相位的二进制补码相乘所得。图 2(c) 展示了本文设计的最终相位, 它由相位 1 和相位 2 相乘得到。图 2(c) 中  $D$  为总相位图的直径。

当左旋圆偏振光入射时, 通过改变位置  $(x, y)$  处纳米柱的旋转角度将总相位编码到电介质超表面上, 每个纳米柱的旋转角度  $\theta(x, y) = \varphi_{\text{总}}(x, y)/2$ ,

$\varphi_{\text{总}}$  为总相位。相位 1 和相位 2 在设计波长 700 nm 处的 NA 值都为 0.3, NA 值随着波长的变化而产生改变。部分超表面器件的俯视图如图 3 所示, 所有纳米柱以直角坐标系排列且每个纳米柱的长宽高都保持一致。超表面器件总的直径为  $40 \mu\text{m}$ , 高度为 380 nm。

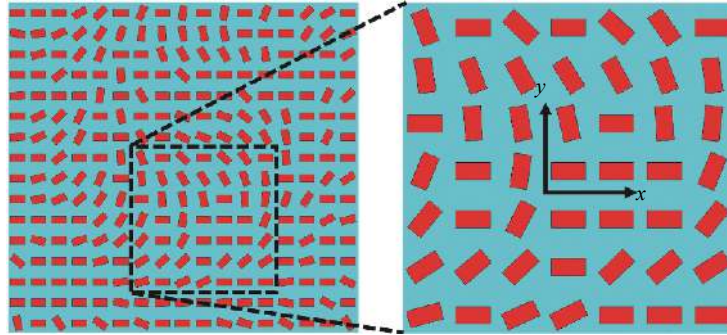


图 3 用于生成贝塞尔光束阵列器件的俯视图

Fig. 3 Top view of the Bessel beam array generator

## 2 结果和讨论

当左旋圆偏振光照射本文所设计的超表面器件时, 无需额外加一个透镜对阵列光束进行准直, 就会产生两个相互平行的贝塞尔光束。由于几何相位的独特性质, 本文中的器件可以宽波段工作。由于单个晶胞在波长从 580 nm 到 800 nm 内的偏振转换效率都大于 57%, 且当波长小于 580 nm 或者波长大于 800 nm 时, 单个晶胞的偏振转换效率会急剧降低, 所以本文仅展示了该器件在波长从 580 nm 到 800 nm 范围内的四个波长的光场强度分布。不同波长的光入射该器件

所得到的  $xz$  截面的光场强度分布如图 4 所示。图 4(a)、(b)、(c) 和 (d) 分别展示了在波长 580 nm、663 nm、747 nm 和 800 nm 处  $xz$  截面的光场强度分布。两个贝塞尔光束之间的距离为  $7.8 \mu\text{m}$ , 基本符合理论设计值  $8 \mu\text{m}$ 。阵列贝塞尔光束的无衍射距离随着波长的增大而变短, 这是因为超表面器件的大小不变, 当波长增加时, NA 值会逐渐变大, 所以贝塞尔光束的无衍射距离会随着 NA 值的增大而减小。贝塞尔光束的无衍射距离  $l$  由下式给出

$$l = \frac{D}{2 \tan(\arcsin(NA))} \quad (3)$$

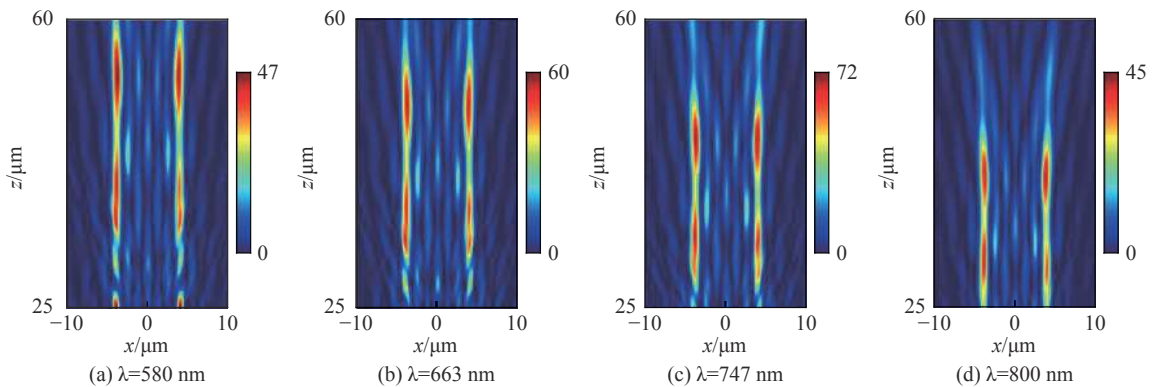


图 4 阵列贝塞尔光束沿  $z$  轴方向的强度分布

Fig. 4 Intensity profile of the Bessel beam arrays along the  $z$ -axis direction

受单个晶胞偏振转换效率的影响, 各个波长处所产生的阵列贝塞尔光束的强度值各不相同。仿真中用到的左旋圆偏振光由两个振动方向相互垂直、相位差为  $90^\circ$  且振幅都为 1 的线偏振光合成。从图 4 可以看出, 波长为 747 nm 时单个硅结构的偏振转换效率最高, 波长为 800 nm 时单个硅结构的偏振转换效率最低。相对应的, 波长为 747 nm 时器件产生光束的峰值强度最高, 波长为 800 nm 时器件产生光束的峰值强度最低。

贝塞尔光束在非衍射方向  $z$  轴上传播的场分布表示为

$$E(r, \varphi, z) = A \cdot \exp(ik_z z) \cdot J_n(k_r r) \quad (4)$$

式中:  $A$  为振幅;  $r$  为径向坐标;  $\varphi$  为相位;  $k_z$  和  $k_r$  为满足等式  $\sqrt{k_z^2 + k_r^2} = k = \frac{2\pi}{\lambda}$  (其中  $\lambda$  为波长) 的相应纵向和横向波矢量。由于贝塞尔光束的横向光场强度分布由  $k_r$  决定, 其中  $k_r = \frac{2\pi}{\lambda} NA$ 。在本文的设计中, 根据参考文献 [21],  $NA = \frac{\lambda}{2\pi} \nabla \varphi(x, y, \lambda)$ , 其中  $\varphi$  如式 (1) 所示, 此时  $k_r = \nabla \varphi(x, y, \lambda)$ , 而基于几何相位设计的超表面器件的相位梯度和波长无关, 因此, 本文中基于几何相位设计的超表面器件所产生的阵列贝塞尔光束的横向光场强度分布和波长无关 [21]。本文仅展示了一个波长处  $xy$  截面的光场强度分布。波长为 580 nm 的左旋圆偏振光照射超表面器件时, 在  $z$  为  $50\mu\text{m}$  处得到的  $xy$  截面的光场强度分布如图 5(a) 所示。和基于达曼光栅原理产生的阵列贝塞尔光束不同 [7-11], 本文设计的阵列贝塞尔光束中的每个光斑都由单独的锥透镜相位产生。图 5(b) 展示了图 5(a) 白色虚线处的归一化强度。所形成的两个光斑的强度几乎一致, 并且基本关于  $x$  轴对称。这是由于本文设计用于产生两个贝塞尔光束所对应的相位也是关于  $x$  轴对称的, 且编码两个相位的超表面结构的大小也完全一致。通过改变锥透镜圆心的位置能够得到具有不同位置的阵列贝塞尔光束。在两个相位上编码具有不同 NA 值的锥透镜相位可以得到具有不同尺寸的阵列贝塞尔光束。由于改变单个结构的长、宽、高可以得到不同的偏振转换效率 [30], 所以在两个相位上编码不同的超表面结构得到不同强度的阵列贝塞尔光束, 还可以用超表面编码多个锥透镜相位得

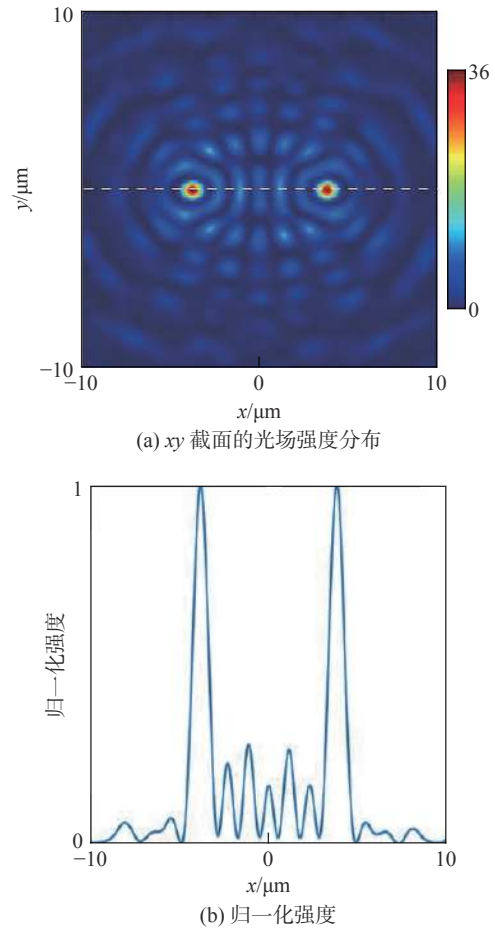


图 5 阵列贝塞尔光束在  $xy$  截面的光场强度分布  
Fig. 5 Intensity profile of the Bessel beam arrays in the  $xy$  plan

到含有多个贝塞尔光束的阵列。

### 3 结 论

作为用微型锥透镜阵列或在 SLM 加载多个锥透镜相位来产生阵列贝塞尔光束的替代方案, 本文提出了用超薄超表面器件来产生阵列贝塞尔光束的一种新方法。本文通过时域有限差分算法 (FDTD) 验证了该器件在波长从 580 nm 到 800 nm 的范围内可以有效的工作。该器件在不同波长处产生的阵列贝塞尔光束都垂直于超表面并且每个光斑的强度基本一致。和以前用来产生阵列贝塞尔光束的方法相比, 本文提出的方法显示许多重要的优点, 例如全电介质超表面的优势, 使器件具有亚波长像素尺寸和宽带特性。本文设计的器件对入射光的偏振比较敏感, 潜在的后期工作计

划可以研究偏振不敏感且高效率的惠更斯超表面。我们期待本文提出的关于阵列贝塞尔光束的设计方法, 能激发关于各种类型阵列光束的设计与应用。

#### 参考文献:

- [ 1 ] DURNIN J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1987, 4(4): 651 – 654.
- [ 2 ] VASARA A, TURUNEN J, FRIBERG A T, et al. Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1989, 6(11): 1748 – 1754.
- [ 3 ] SCOTT G, MCARDLE N. Efficient generation of nearly diffraction-free beams using an axicon[J]. *Optical Engineering*, 1992, 31(12): 2640 – 2643.
- [ 4 ] DAVIS J A, GUERTIN J, COTTRELL D M. Diffraction-free beams generated with programmable spatial light modulators[J]. *Applied Optics*, 1993, 32(31): 6368 – 6370.
- [ 5 ] CIŽMÁR T, KOLLÁROVÁ V, TSAMPOULA X, et al. Generation of multiple Bessel beams for a biophotonics workstation[J]. *Optics Express*, 2008, 16(18): 14024 – 14035.
- [ 6 ] FU Q Y, MARTIN B L, MATUS D Q, et al. Imaging multicellular specimens with real-time optimized tiling light-sheet selective plane illumination microscopy[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 11088.
- [ 7 ] GARCÍA-MARTÍNEZ P, SÁNCHEZ-LÓPEZ M M, DAVIS J A, et al. Generation of Bessel beam arrays through Dammann gratings[J]. *Applied Optics*, 2012, 51(9): 1375 – 1381.
- [ 8 ] BOWMAN R, MULLER N, ZAMBRANA-PUYALTO X, et al. Efficient generation of Bessel beam arrays by means of an SLM[J]. *European Physical Journal Special Topics*, 2011, 199(1): 159 – 166.
- [ 9 ] STANKEVIČIUS E, GARLIAUSKAS M, GEDVILAS M, et al. Bessel-like beam array formation by periodical arrangement of the polymeric round-tip microstructures [J]. *Optics Express*, 2015, 23(22): 28557 – 28566.
- [10] LIN Z M, LI X W, ZHAO R Z, et al. High-efficiency Bessel beam array generation by Huygens metasurfaces[J]. *Nanophotonics*, 2019, 8(6): 1079 – 1085.
- [11] KRUK S, HOPKINS B, KRAVCHENKO I I, et al. Invited Article: broadband highly efficient dielectric metadevices for polarization control[J]. *APL Photonics*, 2016, 1(3): 030801.
- [12] ZHENG G X, MÜHLENBERND H, KENNEY M, et al. Metasurface holograms reaching 80% efficiency[J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(4): 308 – 312.
- [13] WEN D D, YUE F Y, LI G X, et al. Helicity multiplexed broadband metasurface holograms[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8241.
- [14] WAN W W, GAO J, YANG X D. Full-color plasmonic metasurface holograms[J]. *ACS Nano*, 2016, 10(12): 10671 – 10680.
- [15] DEVLIN R C, KHORASANINEJAD M, CHEN W T, et al. Broadband high-efficiency dielectric metasurfaces for the visible spectrum[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2016, 113(38): 10473 – 10478.
- [16] DENG Z L, DENG J H, ZHUANG X, et al. Diatomic metasurface for vectorial holography[J]. *Nano Letters*, 2018, 18(5): 2885 – 2892.
- [17] 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.
- [18] CHEN W T, ZHU A Y, SISLER J, et al. A broadband achromatic polarization-insensitive metalens consisting of anisotropic nanostructures[J]. *Nature Communications*, 2019, 10: 355.
- [19] KHORASANINEJAD M, CHEN W T, ZHU A Y, et al. Multispectral chiral imaging with a metalens[J]. *Nano Letters*, 2016, 16(7): 4595 – 4600.
- [20] KHORASANINEJAD M, CHEN W T, OH J, et al. Super-dispersive off-axis meta-lenses for compact high resolution spectroscopy[J]. *Nano Letters*, 2016, 16(6): 3732 – 3737.
- [21] CHEN W T, KHORASANINEJAD M, ZHU A Y, et al. Generation of wavelength-independent subwavelength Bessel beams using metasurfaces[J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6(5): e16259.
- [22] FAN Q B, ZHU W Q, LIANG Y Z, et al. Broadband generation of photonic spin-controlled arbitrary accelerating light beams in the visible[J]. *Nano Letters*, 2019, 19(2): 1158 – 1165.
- [23] GUO Y H, HUANG Y J, LI X, et al. Polarization - controlled broadband accelerating beams generation by single catenary - shaped metasurface[J]. *Advanced*

- Optical Materials*, 2019, 7(18): 1900503.
- [24] FAN Q B, WANG D P, HUO P C, et al. Autofocusing Airy beams generated by all-dielectric metasurface for visible light[J]. *Optics Express*, 2017, 25(8): 9285 – 9294.
- [25] WANG H Y, DU J, WANG H, et al. Generation of spin-dependent accelerating beam with geometric metasurface[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(15): 1900552.
- [26] BERRY M V. The adiabatic phase and pancharatnam's phase for polarized light[J]. *Journal of Modern Optics*, 1987, 34(11): 1401 – 1407.
- [27] GORI F. Measuring Stokes parameters by means of a polarization grating[J]. *Optics Letters*, 1999, 24(9): 584 – 586.
- [28] MENZEL C, ROCKSTUHL C, LEDERER F, et al. Advanced Jones calculus for the classification of periodic metamaterials[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(5): 053811.
- [29] DAVIS J A, MORENO I, MARTÍNEZ J L, et al. Creating three-dimensional lattice patterns using programmable Dammann gratings[J]. *Applied Optics*, 2011, 50(20): 3653 – 3657.
- [30] WANG B, DONG F L, LI Q T, et al. Visible-frequency dielectric metasurfaces for multiwavelength achromatic and highly dispersive holograms[J]. *Nano Letters*, 2016, 16(8): 5235 – 5240.

(编辑: 张 磊)