

·特邀综述·

基于傅里叶分析的超表面多维光场调控

杨渤¹, 程化^{1,2}, 陈树琪^{1,2*}, 田建国^{1,2}

¹南开大学物理科学学院、泰达应用物理研究院弱光非线性光子学教育部重点实验室, 天津 300071;

²山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

摘要 作为一种新型的二维人工微结构,超表面在亚波长尺度上对光场的调控具有灵活性与多元性,这使得多维度、全方位的光场调控成为可能,近年来引起了广泛关注。基于傅里叶理论对胞间弱耦合超表面的设计进行理论分析,并提出收敛性条件,以弥补超表面非连续相位设计中亚波长条件不充分的不足;进一步将超表面相位调控与光场中的偏振、振幅、频率等物理性质相结合,综述了超表面在多维光场调控中的发展与应用。超表面多维光场调控不仅增大了光场调控的自由度,还推动了集成化光学设备的发展。

关键词 物理光学; 傅里叶光学; 多维光场调控; 超表面; 相位调控; 傅里叶分析

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201939.0126005

Multi-Dimensional Manipulation of Optical Field by Metasurfaces Based on Fourier Analysis

Yang Bo¹, Cheng Hua^{1,2}, Chen Shuqi^{1,2*}, Tian Jianguo^{1,2}

¹The Key Laboratory of Weak Light Nonlinear Photonics, Ministry of Education, School of Physics and TEDA Institute of Applied Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China;

²Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

Abstract Metasurfaces, as two-dimensional artificial nanostructures, have draw a lot of attention in recent years due to the remarkable ability for flexible optical field modulation. Full-control, and all-dimensional optical field manipulation can be realized by designing metasurface. In this review, we utilize Fourier analysis to theoretically study the designed strategy of metasurface consisting of weakly coupling unit cells. The stable conditions based on Fourier analysis is proposed to mimic continuous phase profile using discontinuous phase profile, which compensates the inadequacy of subwavelength conditions. Furthermore, by combining the phase manipulation by metasurfaces with optical characteristics of polarization, amplitude, and frequency, the evolution and applications of metasurfaces in multi-dimensional manipulation of optical field are briefly reviewed, respectively. As a result, the multi-dimensional manipulation of optical field by metasurfaces not only increases the freedom degree of light-field control, but also promotes the development of integrated optical equipment.

Key words physical optics; Fourier optics; multi-dimensional manipulation of optical field; metasurface; phase manipulation; Fourier analysis

OCIS codes 160.3918; 070.2465; 120.5060; 170.4520

1 引 言

光场的多维度精确调控及其与物质的相互作用是物理科学研究的前沿,也是物理、信息、材料、化学、医学等领域新的学科交叉点,是未来多学科跨越式发展的重要基础。在传统光学中,光场波前调控是利用

光在光学路径上的相位、偏振和振幅等的积累来实现的,光学路径的长度远大于入射光的波长。基于这个原理,很多传统光学元件,如透镜、波片、光栅等已经实现,但是这些光学元件往往体积大且质量大,越来越无法满足现代光学中小型化和集成化的需求。为了突破传统光学元件中长光学路径的壁垒,人工微结

收稿日期: 2018-08-22; 修回日期: 2018-10-10; 录用日期: 2018-10-16

基金项目: 国家重点研发计划(2016YFA0301102, 2017YFA0303800)、国家自然科学基金(11574163, 11774186)、天津市自然科学基金(16JCQNJC01700)

* E-mail: schen@nankai.edu.cn

构应运而生,并逐渐引起了研究人员的广泛关注。

国际上有关人工微结构的研究主要有两个方向。一个是1999年Pendry等^[1]提出的体人工微结构——Metamaterial(超材料)的研究方向,即基于微结构单元的三维排列来实现奇异光场调控,如负折射、完美透镜、隐身等现象^[2-8]。另一个是哈佛大学Capasso团队于2011年提出的单层人工微结构——Metasurface(超表面)的研究方向^[9],即基于微结构单元的二维排列来实现奇异光场调控,如光的“自旋霍尔”效应等^[10-13]。超表面的厚度远小于入射光的波长,通过结构和材料的设计,可以引入入射波前的相位突变,实现在亚波长尺度上光场的相位、偏振、振幅和频率等性质的完全调控^[14-33]。然而,与超表面的调制深度相比,目前的定量衍射理论只能解释超表面上的线性相位变化,设计元胞时仅有的亚波长约束条件更是不足以适用于任意的超表面,因此,新的理论体系亟需建立。2017年,本课题组利用傅里叶分析和动量分析的方法分析了超表面的散射衍射

场,提出了设计元胞时需要满足的收敛性条件,这使得可将任意超表面的非连续相位分布准确地拟合为连续的相位变化^[34],弥补了超表面设计理论的不足。

基于本课题组提出的傅里叶分析理论,本文将超表面对光场的调控分为两部分展开讨论。第1部分说明超表面相位调控的方法、原理和应用;第2部分将相位调控与光场中其他物理性质的调控相结合,分别讨论相位与偏振、相位与振幅、相位与频率的多维光场调控,并详细综述这3种多维光场调控的实现方法和具体应用。

2 基本原理

图1所示为本综述的结构示意图,其中:RCP为右旋圆偏振光; $\Delta\phi_{2i}/2$ 为临近元胞的极化角的差; C 为常数; k 为波数; Δx_{2i} 为临近元胞在 x 方向的距离; $\mathbf{E}(\omega, \sigma)$ 为频率为 ω ,旋性为 σ 的光场; ω 为光的频率; σ 为入射光的旋性; φ 为光波的相位; $x-p$ 和 $y-p$ 分别表示 x 方向和 y 方向偏振光。

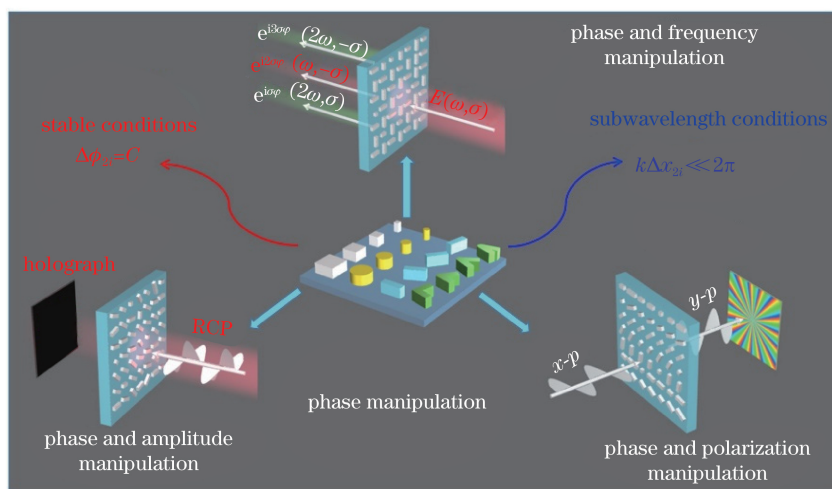


图1 综述结构示意图

Fig. 1 Skeleton diagram of review

2.1 相位梯度超表面

相位一直是光场调控研究的重点,因为光场中其他性质的调控,如偏振、振幅等,均可通过相位调制来实现。2011年,哈佛大学的Capasso团队利用V型金属天线构成的多谐振超表面,首次实现了非连续相位0到 2π 的完全调控^[9],并提出了折射与反射的广义Snell定律,证明了超表面对光学波前相位、振幅等的灵活调控,这是超表面光场调控研究的开端。随着超表面研究的不断深入,研究人员已经实现了3种不同物理机理的相位非连续调控方法,分别为谐振相位法、几何相位法以及传播相位法^[35]。图2(a)所示为谐振相位超表面,该表面主要

利用光与物质之间的电磁偶极子谐振来实现相位的变化,通过改变元胞的尺寸与形状即可任意调控非连续相位^[9,36-41]。图2(b)所示为几何相位超表面,又名Pancharatnam-Berry(PB)超表面。在该超表面上,圆偏振异常折射光的相位 φ 仅与元胞的方位角 θ 有关,即 $\varphi = 2\sigma\theta$ (σ 为入射光的旋性),与元胞的形状、尺寸无关,调整元胞的方位角即可实现光场几何相位的调控^[42-44]。超表面传播相位法利用光传播经过超表面的相位积累来实现相位的非连续调控,如图2(c)所示,以超表面的元胞作为波导,通过改变元胞的尺寸即可调制波导的有效折射率,从而在 $0 \sim 2\pi$ 内调控相位^[45-47]。

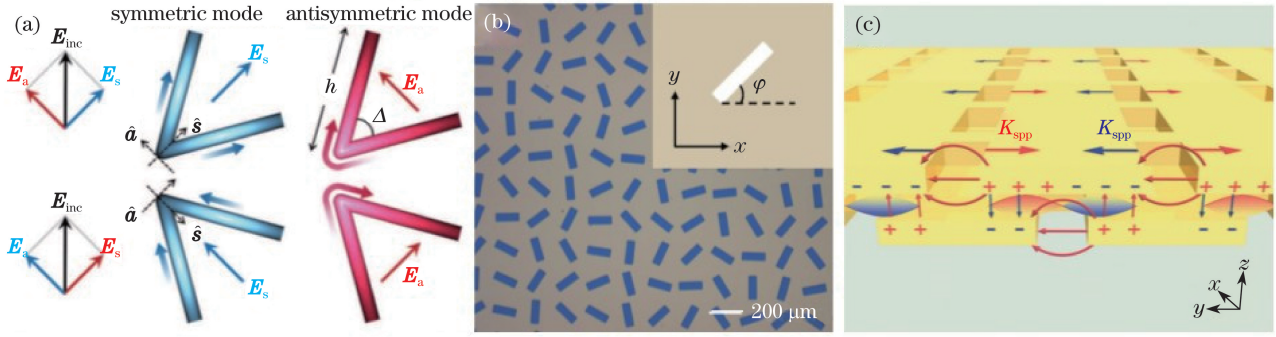


图 2 相位梯度超表面。(a)谐振相位超表面^[9]；(b)几何相位超表面^[43]；(c)传播相位超表面^[45]

Fig. 2 Phase-gradient metasurfaces. (a) Metasurface with resonant phase^[9] ; (b) metasurface of geometric phase^[43] ; (c) metasurface of propagation phase^[45]

利用以上 3 种方法,超表面可实现任意的梯度相位变化。通常,超表面光场相位调控的核心是在亚波长条件下,将非连续相位近似地拟合为连续相位。但是,亚波长约束条件不能适用于 k 空间(波矢空间)内的任意相位分布,在非线形超表面或相位突变的超表面上,亚波长条件下的相位准连续会失效,这会大幅降低超表面设计的准确性和普适性。为了弥补超表面设计理论的不足,本课题组采用傅里叶分析和动量分析方法给出了适用于任意超表面的收敛性条件^[34]。

2.2 傅里叶分析理论

人工设计的超表面由许多亚波长谐振器排布而成,如图 3(a)所示。不同形状、尺寸的亚波长元胞会引起出射光相位与强度的变化,并且当临近的谐振器之间为弱耦合时,临近元胞之间的影响可以忽略不计,利用强度与相位这两个参数即可以完整地表征超表面中的元胞性质^[48-49]。基于该理论,超表面中元胞的响应方程经傅里叶变换后即超表面的远场衍射,可表达为

$$\mathcal{F}_i(k) = \frac{|t_i|}{\pi} \frac{\sin(kT_i^{\text{ms}}/2)}{k} \exp[-i(\phi_i + kx_i)], \quad (1)$$

式中: k 为波数; $|t_i|$ 和 ϕ_i 分别为元胞的反应强度和相位延迟; T_i^{ms} 为纳米结构作用区域的等价尺寸; x_i 为任意元胞的位置坐标; $\phi_i/2$ 与 kx_i 分别为元胞的极化角与方位角。图 3(b)所示的球形图是(1)式的表征示意图,球的直径即为 $\frac{|t_i|}{\pi} \frac{\sin(kT_i^{\text{ms}}/2)}{k}$ 。利用极化角 $\phi_i/2$ 与方位角 kx_i 进行表征,球上的点可以清晰地表达出超表面元胞在出射光场中的作用。当极化角与方位角的和 $(\phi_i/2 + kx_i)$ 为常数时, \mathcal{F}_i 保持不变,在球上会形成如图 3(b)所示的等

值线。在球的等值线上,不同相位延迟与位置的元胞在 k 空间中彼此等价,利用该性质,可以通过改变元胞的位置来实现电磁波出射相位的变化。超表面的总响应方程为其所含的每个元胞的响应方程之和,即

$$T(\mathbf{r}) = \sum_i |t_i| \prod_{v=x,y} \text{rect}\left(\frac{v - v_i}{T_{vi}^{\text{ms}}}\right) \exp(-i\phi_i), \quad (2)$$

$$\mathcal{F}(\mathbf{k}) = \sum_i \frac{|t_i|}{\pi} \exp[-i(\phi_i + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i)] \prod_{v=x,y} \frac{\sin(\mathbf{k}_v T_{vi}^{\text{ms}}/2)}{\mathbf{k}_v}, \quad (3)$$

式中: \mathbf{r} 为元胞位置矢量; \mathbf{k} 为波矢; $T(\mathbf{r})$ 为 i 个单元矩形函数响应方程的叠加; v 为元胞位置坐标; v_i 为第 i 个元胞的位置坐标; T_{vi}^{ms} 为第 i 个元胞作用的等价尺寸; 因数 $\text{rect}\left(\frac{v}{T_{vi}^{\text{ms}}}\right)$ 为元胞位置的近似值; $\mathcal{F}(\mathbf{k})$ 为响应方程 $T(\mathbf{r})$ 的傅里叶变换; \mathbf{r}_i 为第 i 个元胞的位置矢量; \mathbf{k}_v 为元胞的波矢。(2)式和(3)式

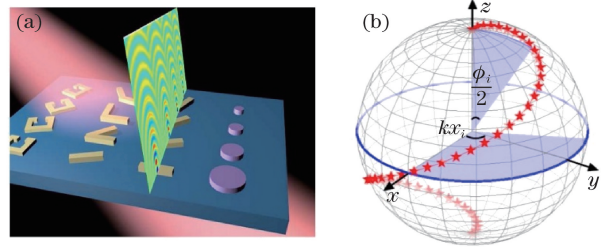


图 3 (a)超表面的元胞设计示意图^[34]；(b)极化角为 $\phi_i/2$ 且方位角为 kx_i 的超单元的球形图,其中红星组成的线表示 $\phi_i/2 + kx_i = \pi$ 的等值线^[34]

Fig. 3 (a) Schematic of designed unit cells on metasurface^[34] ; (b) sphere of metaunit with polar angle of $\phi_i/2$ and azimuthal angle of kx_i , where red-star-line shows equivalence of $\phi_i/2 + kx_i = \pi$ ^[34]

适用于所有胞间为弱耦合的超表面的远场衍射。需要说明的是,对于具有偏振响应的超表面,只需将以上分析分别应用到各偏振分量即可。

为了探讨利用超表面的非连续相位拟合连续相位时需要满足的条件,假设有两个超表面 M_1 和 M_2 ,为了简化,设 $|t_i| \equiv 1, T_i^{\text{ms}} \equiv T^{\text{ms}} \ll \lambda$,其中 T^{ms} 为纳米结构作用的等价尺寸, λ 为光的波长,则含 N 个元胞的超表面 M_1 的衍射场为

$$\mathcal{F}(k) \propto \mathcal{F}_1(k) \equiv \sum_{i=1}^N \exp[-i(\phi_i + kx_i)], \quad (4)$$

超表面 M_2 的衍射场为

$$\mathcal{F}_2(k) \equiv \sum_{i=1}^{N/2} \exp[-i(\phi_{2i} + kx_{2i})]. \quad (5)$$

很明显,本课题组将 M_2 设定为包含 M_1 中所有偶数元胞的超表面,如果 M_2 (或 M_1) 超表面的衍射场是收敛的,即离散相位分布的超表面的功能与理想的连续性相位分布器件的功能相同,则进一步减小元胞尺寸时,超表面的功能不变,从而可以得到

$$\mathcal{F}_2(k) \propto \mathcal{F}_1(k), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^N \exp[-i(\phi_i + kx_i)] = \\ & \sum_{i=1}^{N/2} [1 + \exp(i\Delta\phi_{2i}) \exp(ik\Delta x_{2i})] \times \\ & \exp[-i(\phi_{2i} + kx_{2i})], \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $\Delta\phi_{2i} = \phi_{2i} - \phi_{2i-1}, \Delta x_{2i} = x_{2i} - x_{2i-1}$ 。只有当(7)式的系数 $\{1 + \exp[i(\phi_{2i} - \phi_{2i-1})] \exp[ik(x_{2i} - x_{2i-1})]\}$ 对所有的 i 和 k 都为常数时,才能满足(6)式。因此,可以得到利用非连续相位分布模拟连续相位分布需要满足的条件:

$$k\Delta x_{2i} \ll 2\pi, \quad (8)$$

$$\Delta\phi_{2i} \simeq C. \quad (9)$$

任意的超表面设计均应满足以上条件。(8)式为通常所说的亚波长条件,(9)式为收敛性条件。需要说明的是,(9)式中的渐进等于号表示一种弱约束,即需要相邻元胞的相位差分是缓变函数。这两个条件是设计超表面准连续相位变化的必要条件。本课题组提出的收敛性条件补充了超表面的设计理论,使超表面的相位调控更加科学和准确。

2.3 光场相位调控的应用

在满足(9)式所示的收敛性条件的基础上,超表面可以实现任意梯度变化的相位分布。这使得超表面相位调控可以应用于许多领域,如波片、全息、超透镜等。

2.3.1 波片

波片是光学领域内非常普遍和重要的光学元件,也是超表面研究的重点。早在2012年,Yu等^[50]用V型天线设计了一个光学厚度的1/4波片,它可在宽波段范围内将线偏振入射光转化为圆偏光。然而,由于半波片内相位差 π 的设计有一定难度,因此利用超表面设计的半波片或效率低,或波段窄,或只能用于反射模式^[51-52]。为了解决半波片设计中的各种限制,本课题组在2017年利用图4(a)所示的PB相位超表面,设计了一个可用于任意结构、材料和波长的半波片^[53]。该半波片的设计核心是将旋转角分别为 φ_1 和 φ_2 的一对金属天线看作一个整体,当入射偏振角为 ψ 的线性偏振光时,就会产生偏振角为 $\varphi_1 + \varphi_2 - \psi$ 的透射线偏光,这表明,这对纳米天线可以作为一个光轴为 $(\varphi_1 + \varphi_2)/2$ 的半波片。本课题组按照图4(b)所示的设计思路设计了两排逆时针和顺时针旋转的纳米天线,得到了一系列光轴为 $(\varphi_1 + \varphi_2)/2$ 的半波片纳米天线对,它们可将入射的线偏光旋转 180° ,如图4(c)所示。该研究提出了一种可对光偏振态进行调控的通用方法,在光子学领域具有非常广泛的应用。

2.3.2 全息

除了实现性能优越的光学元件外,超表面相位调控也可应用于光学全息成像。不同于早期的电子显微镜全息和计算机生成全息,亚波长超表面的应用将全息技术提升到了新的高度,使高效率、高分辨率的全息成为可能。2016年,Kruk等首次将在实验中将灰度全息的效率提高到了惊人的99%^[54]。图5所示为惠更斯超表面全息。图5(a)中的电介质惠更斯超表面为谐振相位超表面,利用该超表面可以同时产生强度很高的电谐振与磁谐振,当电偶极子谐振与磁偶极子谐振在光谱上完全重合时,即可形成一个类似于惠更斯源的效应,抑制反射并促进透射,产生很高的透射效率。利用惠更斯超表面的特点,通过改变元胞直径,即可在 $0 \sim 2\pi$ 范围内进行任意的相位调控,设计灰度全息图像。从图5(d)中可以看出,该全息不仅有超高的透射效率,图像的分辨率也非常高,这是全息研究中一个重大突破。

2.3.3 超透镜

超透镜是超表面相位调控的另一个重要应用,自2015年哈佛大学的Capasso团队提出利用色散相位补偿来实现多波长消色差超表面^[55]以来,已有越来越多作用在近红外和可见光波段的消色差超透镜的设计方案^[56-60]。2016年,Arbabi等^[60]利用电

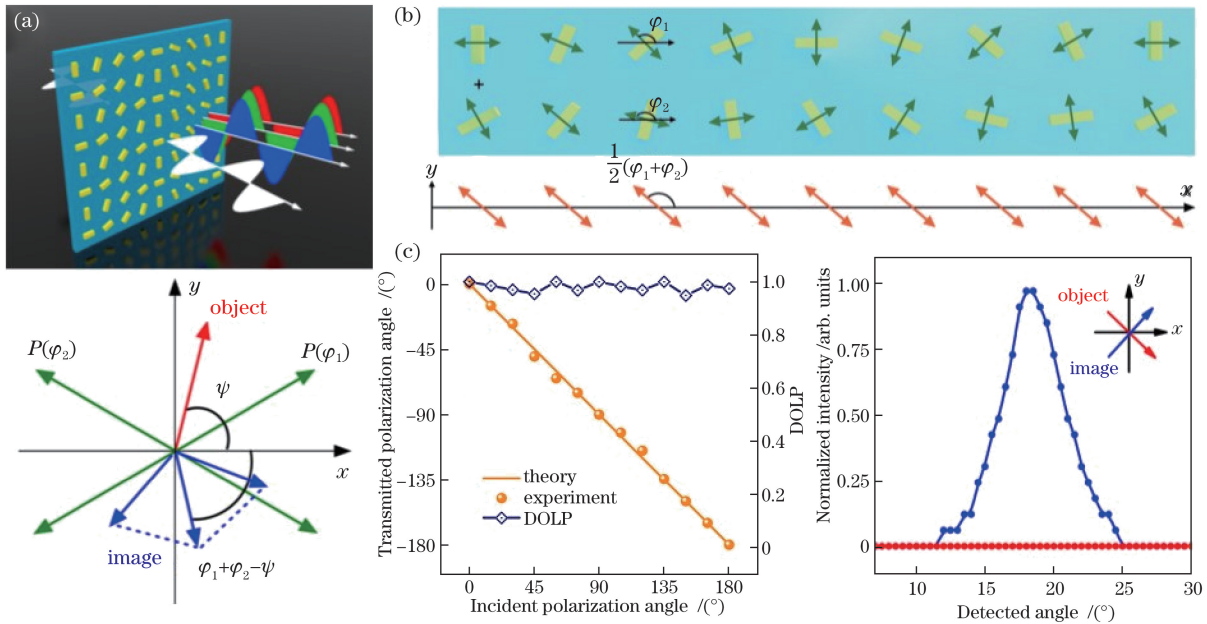


图 4 等离子半波片超表面^[53]。(a)PB 超表面示意图;(b)半波片的纳米天线对设计;
(c)实验测得的透射偏转光的偏振角度与强度

Fig. 4 Metasurface of plasmonic half-wave plates^[53]. (a) Schematic of PB metasurface; (b) arrangement of nanoantenna pairs of half-wave plates; (c) measured transmitted polarization angle and intensity

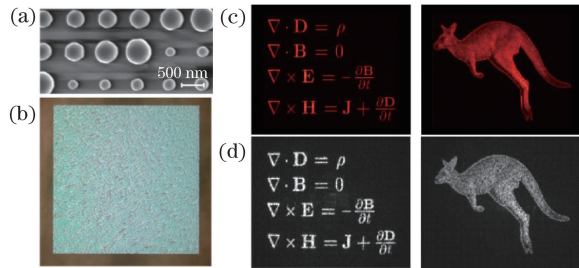


图 5 惠更斯超表面全息^[54]。(a)扫描电子显微镜 (SEM)图;(b)暗场显微镜图;(c) 1600 nm 理论全息图像;(d) 1600 nm 实验全息图像

Fig. 5 Hologram of Huygen's metasurface^[54]. (a) SEM image; (b) dark-field microscope image; (c) theoretically holographic images at 1600 nm; (d) experimentally holographic images at 1600 nm

介质超表面设计了大角度的双合消色超透镜,其入射角度可达 30° ,这是旁轴近似的角度极限,也是近年来超透镜研究中可达到的最大入射角。在实际生产中,超透镜可容忍的入射角度越大越好。为了突破 30° 的角度限制,本课题组在 2018 年首次实现了入射角度可达到 60° 的宽带傅里叶超透镜^[61],如图 6(a)所示。不同于传统透镜,斜入射时傅里叶透镜的焦点偏移应满足 $l(\theta) = f \sin \theta$,其中, $l(\theta)$ 为透镜的焦点偏移, f 为透镜的焦距。本课题组利用一维硅波导的传播相位,设计了傅里叶透镜需满足的相位分布,并证明了该傅里叶透镜可以打破硅波导

的傍轴条件,实现大角度入射。图 6(b)所示为入射角度为 $-60^\circ \sim 60^\circ$ 时,8 个硅波导的相位差图像和磁场分布,可知,对于 $0^\circ \sim 60^\circ$ 内的每个入射角度,利用 8 个不同尺寸的波导,基本上可以实现 2π 的相位变化,并且当入射角度为 60° 时,硅波导内的弱波导响应仍与入射角度为 0° 和 30° 时相似,这表明傅里叶超透镜在入射角小于 60° 时均有良好的效果。利用该原理,本课题组基于图 6(c)所示的实验证明了傅里叶超透镜可作用在突破傍轴条件的大角度下。该透镜大角度、宽波段的优点使其可以被合成应用于远场通信和微波光学中。

以上是超表面光场相位调控的 3 种典型应用。除此之外,超表面的相位调控还可以应用于非对易透射^[62]、异常反射^[63]、异常折射^[64]、光子自旋霍尔效应^[65-66]、深度动态调控^[67-68]等领域。因此,超表面对光场相位的灵活调控具有十分重要的意义。

3 多维光场调控与应用

随着超表面研究的不断发展和日趋成熟,仅对光场中相位、振幅、偏振等的单独调控已无法满足复杂应用的需求。近期,许多研究者将研究集中在了超表面的多维光场调控上,即通过对超表面元胞的巧妙设计实现对光场的两个或多个物理性质的同时调控,从而达到利用 1 个超表面实现多个功能的目的。下面将从光场相位调控出发,分别讨论超表面

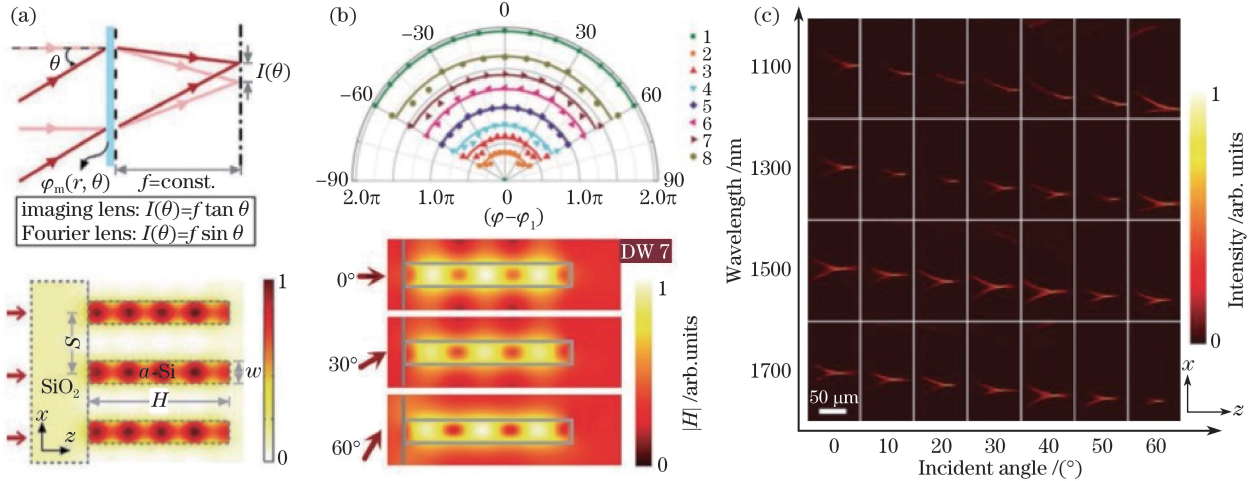


图 6 大角度傅里叶透镜^[61]。(a)傅里叶透镜的原理图;(b)入射角度为 $-60^{\circ}\sim 60^{\circ}$ 时,8个硅波导的相位差图像和磁场分布;(c)实验中傅里叶透镜在 xz 平面上的强度分布

Fig. 6 Wide-angle Fourier lens^[61]. (a) Schematic of Fourier lens; (b) phase difference and magnetic distribution of 8 dielectric silicon waveguides with incident light from -60° to 60° ; (c) experimental intensity distribution of Fourier lens at xz plane

光场中相位与偏振、相位与振幅、相位与频率的多维光场调控。

3.1 光场相位与偏振的多维调控

在矢量光学中,相位与偏振的同时调控非常重要。传统光学中的相位和偏振调控分别是利用偏振片和曲面镜等实现的。为了实现同时调控,往往需要复杂的光路。2014年,本课题组利用少层超表面在波长为900 nm处首次实现了相位与偏振的同时调控^[48]。如图7(a)所示,利用上下两层侧向平移距离为 S 的矩形镂空纳米天线作为元胞,将整个结构嵌入二氧化硅中。由于上下两层金属的耦合可以激发表面等离激元的驻波,因此超表面可以实现一个金属-绝缘体-金属(MIM)的波导,产生传播相位。当调整侧向平移距离 S 和孔径长度 L 时,出射光场的相位可以实现 $0\sim 2\pi$ 的调控,如图7(b)所示。当改变元胞的方位角时,即可控制出射光场的偏振方向,实现相位与偏振的同时调控。为了实现任意的满调控偏振与相位角度,本课题组设计了36个不同尺寸与方位角组合的元胞,横向为 $0\sim 2\pi$ 的相位控制,纵向为 $0\sim 2\pi$ 的偏振控制,如图7(c)所示,利用这些元胞的设计可以实现任意的矢量光场。图7(d)所示即为恰当地设计超表面的元胞排列后,将圆偏振入射光转换为径向辐射的极化光束。这种灵活的设计为矢量光学提供了一种新思路。

基于这种等离子超表面的双层设计,本课题组在2015年进一步实现了双模式矢量光束的调控^[69]。图8(a)所示为超表面元胞为侧面平移的双层纳米孔径波导。图8(b)所示为元胞个数 n 为12

的相位与偏振,入射850 nm的圆偏光后,这些元胞可在统一振幅下实现相位的满调控,且透射光的椭圆率始终接近0,表明出射的光场具有很高的线性偏振度。利用这12种元胞可以任意设计矢量光场,甚至可以实现双模式的矢量光束。为了证明该结论,本课题组设计了3种拓扑荷数 l 为0的矢量光,即当临近区域的相位差为 $\Phi = \exp(-i\theta)$ 时,局部变化的Berry相位可被完全补偿,实现同相矢量光。当临近相位差为 60° 时,可产生径向偏振矢量光,如图8(c)所示。当临近相位差为 -60° 时,可产生方位角偏振矢量光,如图8(d)所示。如图8(e)所示,结合两种设计即可实现相对复杂的径向偏振与方位角偏振相结合的双模式矢量光束,这为矢量光束的设计增加了新的自由度。

以上的等离子双层超表面设计实现了相位和偏振多维调控的矢量光场,但是金属本身的高阻尼导致效率较低^[68-70]。基于该问题,2015年,Arbabi等^[71]利用单层电介质超表面在近红外波长915 nm处实现了相位与偏振的高效调控,该超表面不仅具有亚波长分辨率,而且实验效率高达72%~97%。图9(a)所示为超表面的结构示意图。该电介质超表面由硅椭圆柱按照六边形周期排列而成,输出光场的偏振和相位由椭圆柱的尺寸和方位角决定,即 $\mathbf{E}_{out} = \mathbf{T}\mathbf{E}_{in}$,其中 \mathbf{E}_{out} 为出射光场, \mathbf{E}_{in} 为入射光场, $\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{bmatrix}$ 为琼斯矩阵。在超表面中,每个椭圆柱都是一个波导,沿着波导横截面即椭圆的两个方向有不同的有效折射率。因此,在透射模式下,每

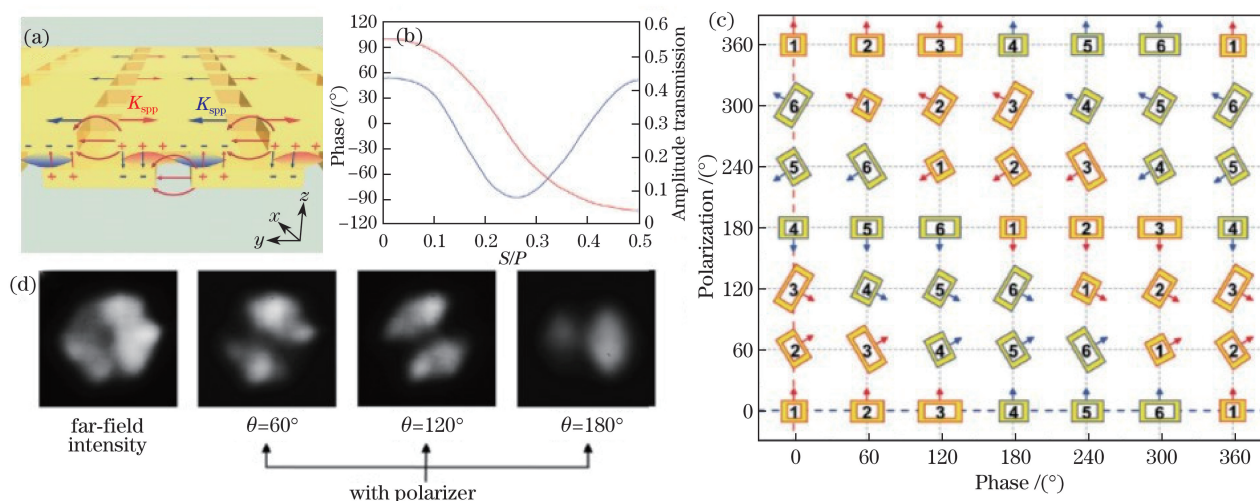


图 7 相位与偏振同时可控的等离子超表面^[48]。(a)上下两层非对齐结构的示意图;(b)模拟上下非对齐结构的透射相位与幅度曲线;(c)可实现相位与偏振完全控制的 26 个纳米孔结构对的排布;(d)实验测得的放射状偏振光束的远场强度分布

Fig. 7 Plasmonic metasurface with simultaneous control of phase and polarization^[48]. (a) Schematic of upper and lower two-layer non-aligned structure; (b) simulated phase and amplitude curves of transmitted light of upper and lower non-aligned structures; (c) 26 nano-aperture pairs for full control of phase and polarization; (d) measured far-field intensity distributions of radially polarized beam

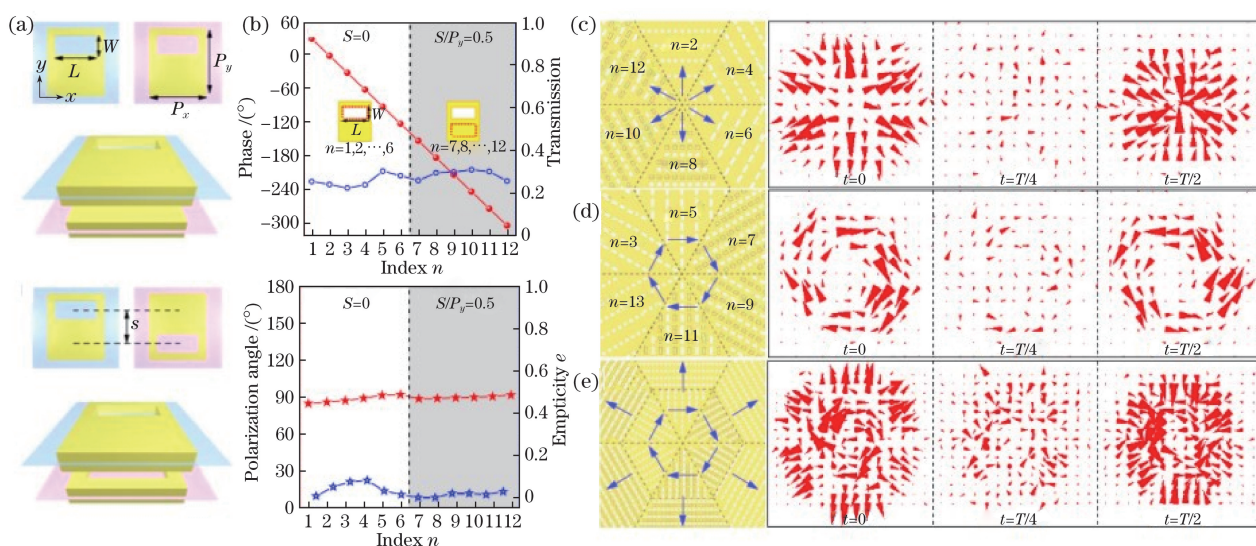


图 8 双模式矢量光束超表面^[69]。(a)双层超表面结构示意图;(b)圆偏振入射光下的透射相位与偏振分布;(c)径向偏振矢量光束模型;(d)方位角偏振矢量光束模型;(e)双模式偏振矢量光束模型

Fig. 8 Metasurface of dual-mode vector beam^[69]. (a) Schematic of dual-layer metasurfaces; (b) phase and polarization distributions of transmitted circularly polarized light; (c) models of radially polarized vector beam; (d) models of azimuthally polarized vector beam; (e) models of dual-mode vector beam

个元胞都有一个偏振依赖的相位移,利用单层超表面即可实现相位与偏振的调控。该电介质超表面有许多应用。图 9(b)所示为偏振分束器设计,它可以分别分离 x 、 y 偏振光到 $\pm 5^\circ$ 的方向。图 9(c)所示为偏振转换的全息设计,即利用超表面在 x 、 y 偏振时的不同相位,可在两种偏振光下生成不同的全

息图像。除此之外,Arbabi 等^[71]还验证了矢量光束、相移片、波片等的产生。

除了近红外波段的调控,近年来,相位和偏振的多维调控也逐渐扩展到了其他波段。2017 年,哈佛大学的 Capasso 团队在可见光波长 532 nm 处实现了任意正交偏振态(包含线偏光、圆偏光、椭偏光)时

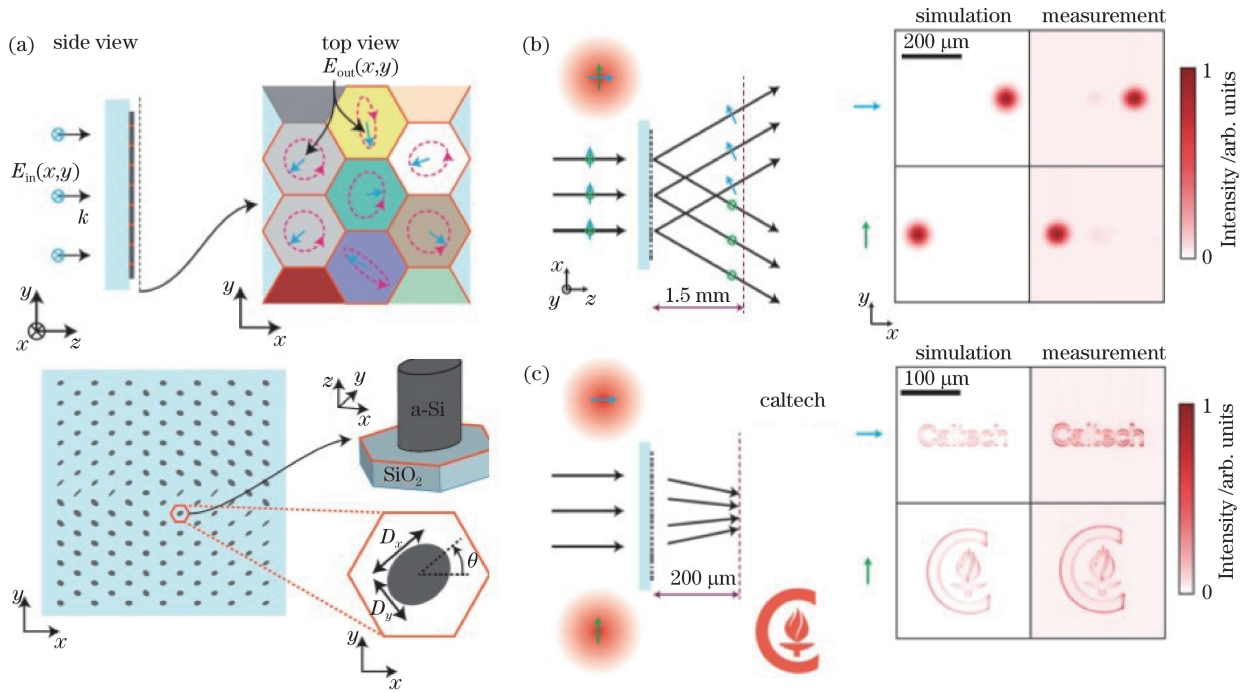


图 9 相位与偏振同时可控的电介质超表面^[71]。(a)超表面设计示意图;(b) x 、 y 偏振光下的偏振分束器示意图;
(c) x 、 y 偏振下的偏振转换相位全息

Fig. 9 Dielectric metasurface with simultaneous control of phase and polarization^[71]. (a) Schematic of metasurface;
(b) schematic of polarization beamsplitter of x and y polarized light; (c) polarization-switchable phase hologram of
 x and y polarized light

的相位调控^[72]。如图 10(a)所示,该超表面的设计结合了传播相位 $|x\rangle \rightarrow \exp[i\phi_x(x,y)]|x\rangle$ ^[73-74] 和几何相位 $|\sigma^+\rangle \rightarrow \exp[-i2\theta(x,y)]|\sigma^-\rangle$ ^[73,75-77],其

中 $\phi_x(x,y)$ 为 x 偏振特征相位移, $\theta(x,y)$ 为元胞旋转角, $|\sigma^-\rangle$ 为几何相位。通过两者的结合,也就是同时设计元胞的形状与方位角,可满足琼斯矩阵

$$\mathbf{J}(x,y) = \begin{bmatrix} \exp[i\phi^+(x,y)] (\lambda_1^+)^* & \exp[i\phi^-(x,y)] (\lambda_1^-)^* \\ \exp[i\phi^+(x,y)] (\lambda_2^+)^* & \exp[i\phi^-(x,y)] (\lambda_2^-)^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \lambda_1^+ & \lambda_1^- \\ \lambda_2^+ & \lambda_2^- \end{bmatrix}, \quad (10)$$

式中: $\phi^+(x,y)$ 和 $\phi^-(x,y)$ 分别为正交偏振态的空间相位分布; $\lambda^+ = (\lambda_1^+, \lambda_2^+)^T$ 和 $\lambda^- = (\lambda_1^-, \lambda_2^-)^T$ 为入射光的偏振态; $K^+ = [(\lambda_1^+)^*, (\lambda_2^+)^*]^T$ 和 $K^- = [(\lambda_1^-)^*, (\lambda_2^-)^*]^T$ 为出射光的偏振态, 经过设计的超表面, 入射光 λ^+/λ^- 可被连续地转换为 κ^+/κ^- 。由此实现了在任意正交偏振态, 甚至包括椭圆偏振态时的独立相位调控。利用该原理, Capasso 团队利用电介质 TiO_2 超表面实现了手性全息, 如图 10(b)、(c)所示。通过巧妙地设计超表面上的相位排布, 在正交左旋偏振光和右旋偏振光的照射下, 产生了具有不同相位的全息图像, 为偏振光学提供了一种独特的设计思路。实际上, 除了调控矢量光束外, 相位与偏振的多维调控还可以应用于多功能编码超表面^[78-83]、光通信、粒子追踪、自旋角动量与轨道角动量之间的转换、显微镜^[84-92]等领域。

3.2 光场相位与振幅的多维调控

在成像光学中, 完整的图像信息同时包含相位与振幅, 如全息成像、激光光束成形等。传统的全息成像效率低, 视野角小, 且往往伴随有很大的噪声^[93-95]。而之后出现的超表面相位全息成像只包含图像的相位信息^[54], 这会造成振幅信息的丢失。在这种情况下, 超表面相位、振幅的同时调控显得尤为重要。2013 年, Ni 等^[93]、Lin 等^[96] 陆续提出了相位、振幅可同时调控的超表面, 但这些超表面的设计都很复杂, 实现起来也非常困难。2014 年, Liu 等^[97] 提出了一种巧妙的设计, 不仅使超表面很容易构筑, 而且可在宽波段透射模式下实现相位与振幅的调控。如图 11(a)所示, 上下两行结构分别为线偏振转换中用来调控相位的 C 形天线(变化的尺寸)和用来调控振幅的棒型天线(变化的方位角)。

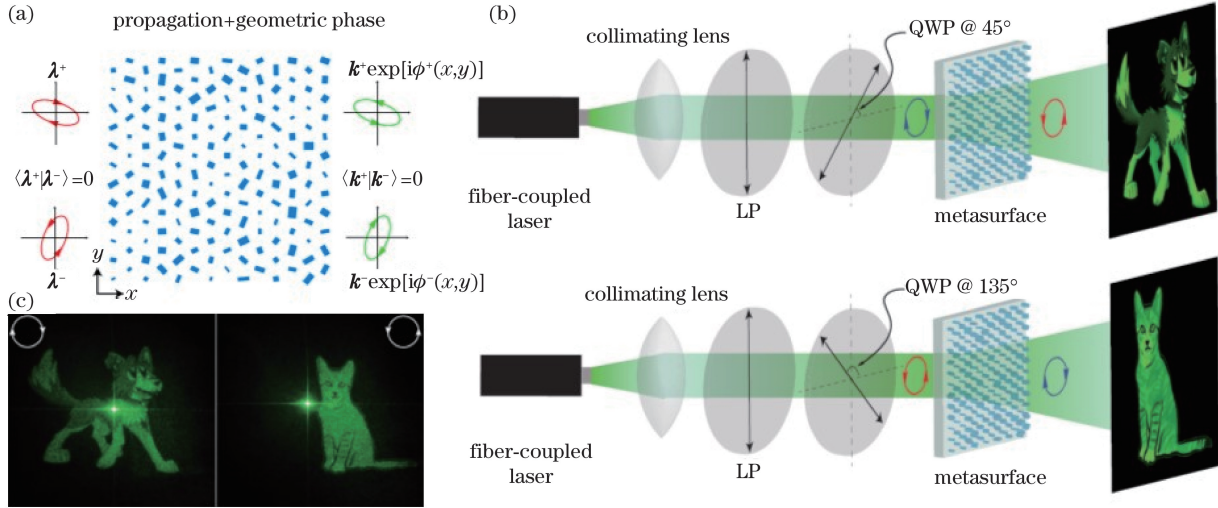


图 10 任意正交偏振态下相位可独立控制的超表面^[72]。(a)通过几何相位与传播相位相结合所得任意相位分布的超表面设计示意图;(b)波长 532 nm 处利用超表面设计产生的手性全息光路;(c)垂直偏振时同一超表面产生的不同全息图像

Fig. 10 Metasurface with independent phase control at arbitrary orthogonal polarization state^[72]. (a) Schematic of metasurface with arbitrary phase profile by combining geometric and propagation phase; (b) optical setup for chiral hologram designed by metasurface at wavelength of 532 nm; (c) different chiral holographic images by same metasurface under vertical polarization

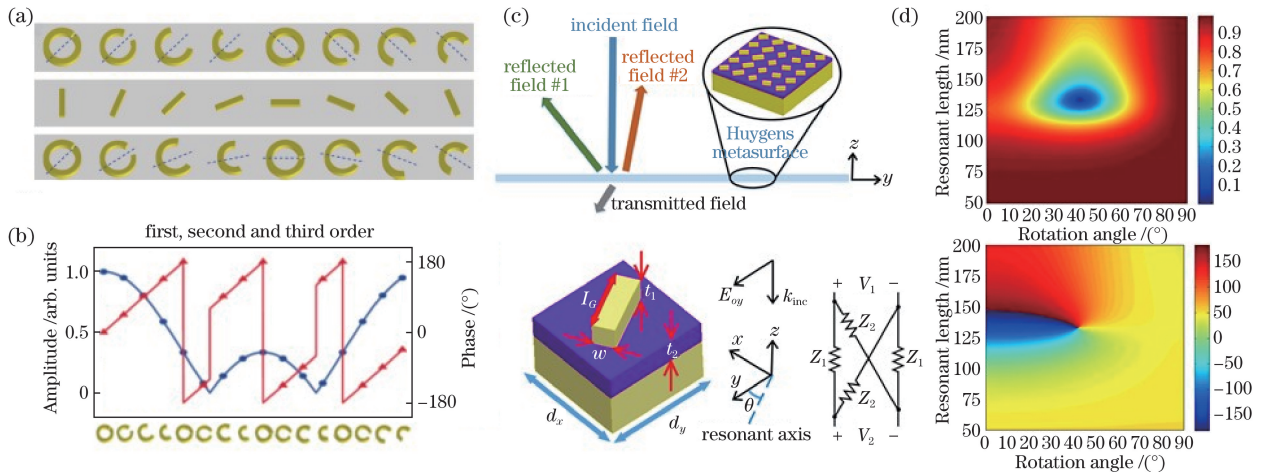


图 11 可实现相位与振幅同时调控的宽带超表面。(a) C 形天线超表面设计示意图^[97]; (b) 0.63 THz 时的 3 个衍射级次的振幅与相位曲线^[97]; (c) 惠更斯超表面设计示意图^[98]; (d) 不同谐振长度和旋转角时反射系数 S_{11} 的相位变化^[98]

Fig. 11 Broadband metasurface with simultaneous control of phase and amplitude. (a) Schematic of C-shape antenna metasurface^[97]; (b) amplitude and phase curves of 3 diffraction orders at 0.63 THz^[97]; (c) schematic of Huygens metasurface^[98]; (d) phase variation of reflection coefficient S_{11} with different resonant lengths and rotation angles^[98]

第 3 行为结构第 1 行与第 2 行的结合,即将不同尺寸的 C 形天线旋转不同的方位角,可使相位调控与振幅调控结合到同一个超表面的设计中。利用光场的多维调控,该超表面可以被设计产生多个衍射级次,图 11(b)所示即为 16 个不同的 C 形天线在 3 个衍射级次上调控相位和振幅的分布图。由图 11(b)可知,相位与振幅均可达到完全的调控。除了透射模式下的光场调控,同年,Minseok 等提出了在反射

模式下利用惠更斯超表面来控制局部反射系数的相位与振幅^[98]。图 11(c)所示为惠更斯超表面设计示意图。将间隙表面等离子体谐振器作为惠更斯源,利用该惠更斯超表面中正交的电响应和磁响应可以实现光学表面局部系数相位与振幅的完全控制。图 11(d)所示为变化的谐振长度和旋转角下反射系数 $S_{11} = \mathbf{E}_{\text{ref}} \cdot \mathbf{a}_y / E_{oy}$ 的振幅与相位,其中 \mathbf{E}_{ref} 为反射场, \mathbf{a}_y 为 y 方向单位矢量, E_{oy} 为 y 偏振入射场。由

图 11(d)可知,通过改变这两个量,可以单独调制反射系数的相位与振幅。这两个研究分别实现了透射模式和反射模式下光场相位与振幅的调控,为超表面的成像光学奠定了基础,使质量高、信息全面、图案复杂的成像成为可能。

除了改变元胞的形状和旋转角来同时调控相位振幅外,本课题组还提出一种可实现异常透射的多纳米棒杂化超表面^[99],如图 12 所示。将图 12(a)所示的多个纳米棒排列作为元胞,通过改变元胞纳米棒的数量来调控振幅,改变元胞的方位角来调控相位。图 12(b)所示的异常透射光的曲线很清晰地表明,随着纳米棒数量增加,透射振幅曲线的带宽增

大,并有轻微的蓝移,这是由纳米棒间等离子杂化影响导致的。由图 12(c)可知,不同于单纳米棒有能量对称模式 $|\omega_+\rangle$ 和反对称模式 $|\omega_-\rangle$,多纳米棒间的杂化缺少反对称模式,从而造成了振幅曲线的蓝移。多纳米棒间更大的辐射阻尼和近场耦合确保了辐射曲线的展宽,利用该原理,本课题组设计的超表面中的每个元胞都可以被近似地看作是一个偏振片,用来产生宽带异常光。图 12(d)所示为不同数量纳米棒的异常光探测角与远场强度的关系,由图 12(d)中的分布可以看出:在指定波长条件下,纳米棒的数量对出射光场振幅的调控非常有效,多纳米棒设计可应用于光通信领域。

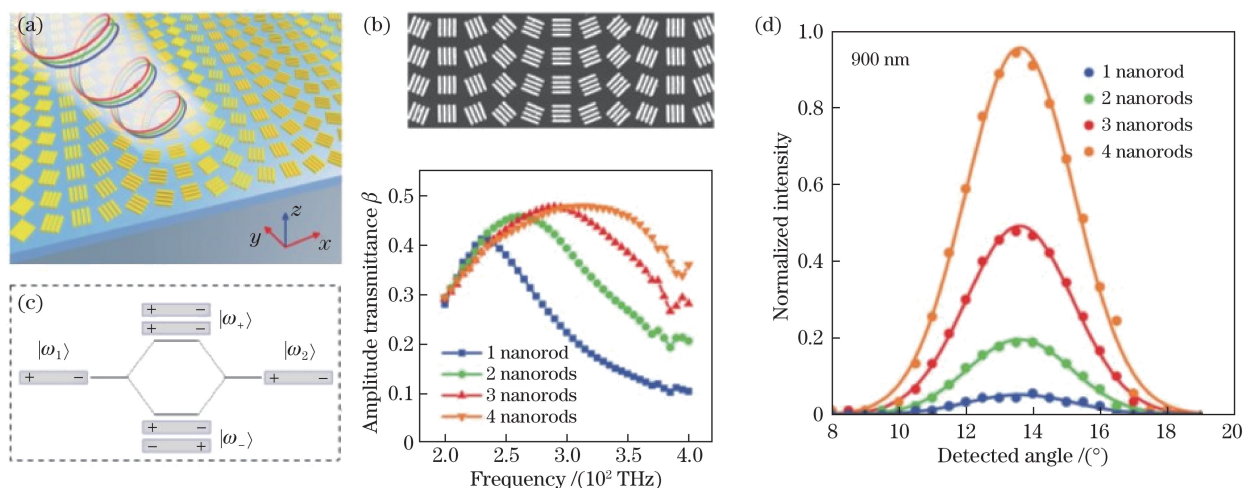


图 12 多纳米棒超表面^[99]。(a)超表面设计示意图;(b)不同纳米棒异常折射光的振幅;

(c)多纳米棒的等离子杂化;(d)不同数量纳米棒的远场归一化透射强度曲线

Fig. 12 Metasurface with multinanorods^[99]. (a) Schematic of metasurface; (b) amplitudes of anomalous refraction for different nanorods; (c) plasmonic hybridization for multinanorods; (d) far-field normalized intensity curves of nanorods with different numbers

基于以上设计思想,相位与振幅可同时获取的超表面全息成像在近些年已被广泛研究,不仅实现了高分辨率、高效率的成像^[93,100-105],还实现了彩色全息^[95,106-107]、编码全息^[108]和三维(3D)全息^[94,109]。2018年, Lee等^[109]在宽带可见光波段设计了相位与振幅全控制的3D超表面全息,如图 13(a)所示。超表面的元胞为呈X形多晶Si纳米棒,旋转角度分别 θ_1 和 θ_2 。根据PB相位设计原理可知,在圆偏振光入射时,X形天线异常透射光的振幅为 $2\cos(\theta_2 - \theta_1)$,相位为 $\sigma(\theta_2 + \theta_1)$,即散射光的振幅由两个方位角的差决定,相位由两个方位角的和决定。因此,通过调整两个方位角可以任意调控全息中的振幅变化(0~1)和相位变化(0~ 2π),并且电介质超表面的高折射率和低损耗使得该超表面具有更好的宽带效果。图 13(b)所示为在3D空间中设

计的全息超表面。通过对振幅和相位的设计,字母“S”、“U”和“N”分别在 $0\ \mu\text{m}$ 、 $80\ \mu\text{m}$ 和 $150\ \mu\text{m}$ 处成像。实验证明了该X形超表面可以实现完美的3D全息图像,并且可以排除全息成像中斑点噪声的影响。这使得X形超表面除了可以实现非常理想的全息外,还可以应用在三维生物成像、光子计算、纳米激光等领域。

相位与振幅的完全调控不仅可以用于全息成像,还可以产生艾里光束^[110-115]。由于艾里光束具有非衍射性、可自愈性和独一无二的自弯曲性,因此,数十年来一直得到了研究者的关注^[116-117]。利用超表面相位与振幅的光场多维调控,可以大幅降低产生艾里光束的复杂性。本课题组在2016年利用等离子超表面实现了高质量的艾里光束^[115],通过改变图 14(a)所示的金属纳米棒的长度来调控振

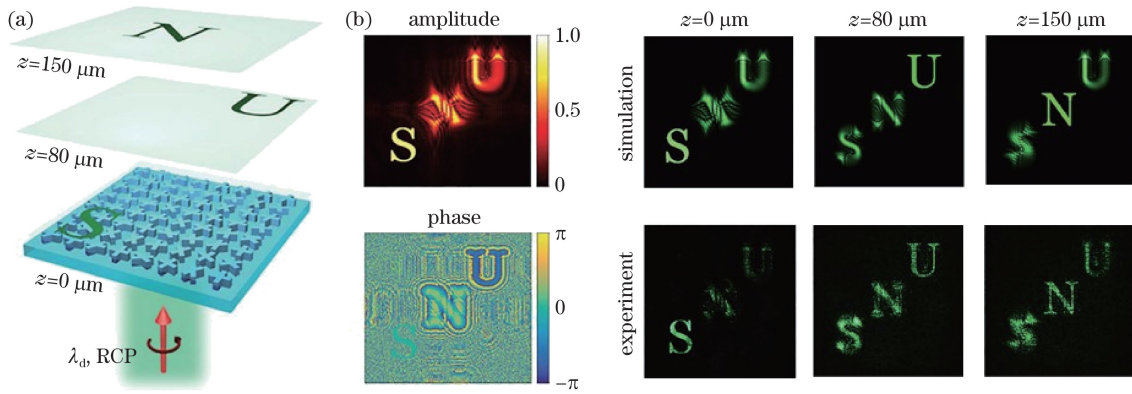


图 13 宽带全息超表面^[109]。(a)超表面设计示意图;(b)相位超表面的振幅和相位设计图(左)与全息图像(右)

Fig. 13 Broadband holographic metasurface^[109]. (a) Schematic of metasurface;

(b) amplitude distribution and phase distribution of metasurface (left), and holographic images (right)

幅,通过改变纳米棒的方位角来调控相位,从而达到相位与振幅的同时调控。根据归一化的艾里方程 $\phi(x, \theta) = A_i(bx) \exp(ax + ikbx \sin\theta)$, 其中 $A_i(bx)$ 为幅值系数, k 为波数, 可以设计一系列呈周期排列的纳米棒。艾里光束的弯曲角可以很容易地通过改变纳米棒排列的顺序来控制。不仅如此, 本课题组还提出了艾里光束简化的振幅调控, 降低了设计的复杂程度, 图 14(c) 所示为不同条件下振幅调控对艾里光束的影响。其中左侧为无振幅调控产生的光

束, 在近场部分与理想艾里光束的差别很大。在中间的满振幅调控和右侧的简化振幅调控下, 产生的光束与理想的艾里光束均非常符合。这表明, 相位与振幅同时调控的超表面对艾里光束的产生很重要, 可进一步促进艾里光束在微波领域的应用。总之, 超表面对光场相位与振幅的灵活调控在成像与通信领域意义非常重大, 推动了信息加工、光学成像、光学通信、量子光学等技术的巨大进步。

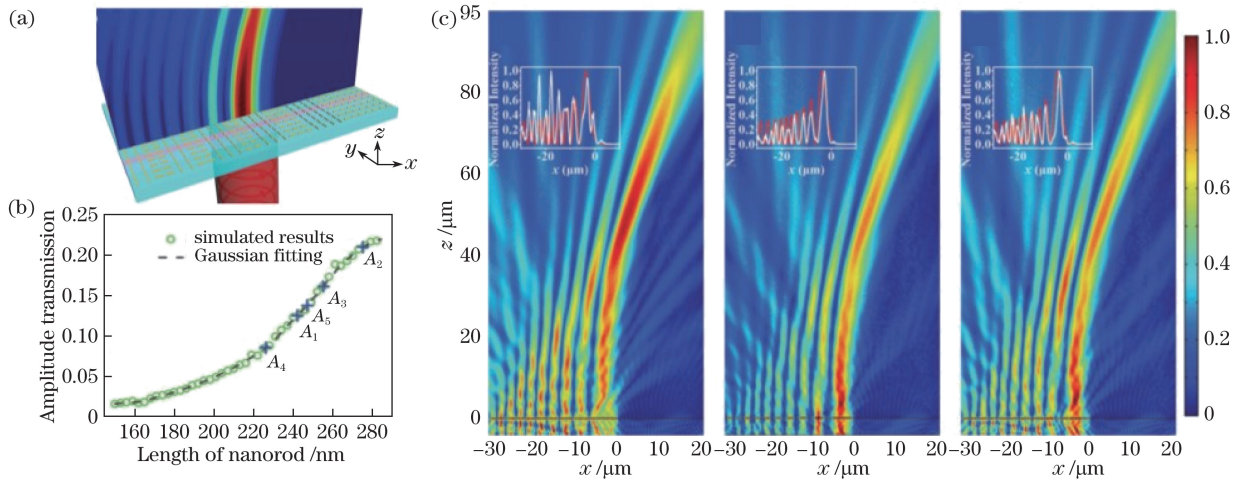


图 14 利用相位与振幅同时调控超表面产生艾里光束^[115]。(a)等离子超表面设计示意图;(b)不同尺寸金纳米棒的振幅分布曲线;(c)模拟的艾里光束电场分布(从左至右依次为无振幅调控、满振幅调控与简化振幅调控)

Fig. 14 Airy beam generated by metasurface with control of phase and amplitude^[115]. (a) Schematic of plasmonic metasurface; (b) amplitude curves of gold nanorods with different lengths; (c) simulated electric field distributions of Airy beam without full amplitude modulation, amplitude modulation, and simplified amplitude modulation, respectively

3.3 光场相位与频率的多维调控

在以上线性光学超表面中,超表面对出射光场的灵活调控已得到了证明。但是,对多功能和集成化光学器件日趋强烈的需求使得非线性超表面的研究也逐渐受到了广泛关注。在非线性光学中,材料

的非线性光学谐振 \mathbf{P}_{nl} 可用非线性材料极化率的一系列展开^[118-120]来表示为

$$\mathbf{P}_{nl} = \epsilon_0 (\chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots), \quad (11)$$

式中: ϵ_0 为自由空间的电介质介电常数; \mathbf{E} 为光场; $\chi^{(2)}$ 和 $\chi^{(3)}$ 分别为二级和三级非线性磁化率,可

以决定出射光场的相位,是材料的内在属性。二次谐波 (SHG)、三次谐波 (THG) 和四波混频 (FWM) 的过程也均与 $\chi^{(2)}$ 和 $\chi^{(3)}$ 有关,可用于光场频率的转换。因此,非线性超表面可表现出高效的频率转化和灵活的相位匹配控制,可以实现光场相位与频率的同时调控,为超表面光场调控的研究增加了新的自由度^[118-122]。迄今为止,利用非线性超表面已经实现了高效率的 SHG^[123-128]、THG^[129-133] 和 FWM^[134-137],促进了许多非线性光学器件的应用。

2016 年,Almeida 等^[138] 利用超表面的非线性相位调控和异常相位匹配,设计了非线性透镜。该超表面是由金片上的纳米谐振腔组成的,当两个频率分别为 ω_1 和 ω_2 的激光脉冲与超表面元胞相互作用时,即可产生一个频率为 $\omega_{\text{FWM}} = 2\omega_1 - \omega_2$ 的 FWM 信号。图 15(a) 所示为不同尺寸的元胞排列下 FWM 的相位分布。为了将光场的相位进一步量

化,图 15(b) 利用坐标系展示了在 3 个波长条件下的线性相位分布和 FWM 下的非线性相位分布。由图 15(b) 的相位分布可以看出,FWM 信号的相位变化与相位差 $2\phi_1 - \phi_2$ 基本吻合,表明该超表面成功地实现了相位全控制的非线性 FWM 信号。利用超表面对相位的灵活调控以及对频率的转换,Almeida 等^[138] 还设计了非线性超透镜。通过在 FWM 波长上设计径向相位变化的超表面,可以聚焦特定波长的光到不同的聚焦长度,即 $\phi(r) = \frac{2\pi}{\lambda_0}(\sqrt{r^2 + f^2})$,其中 r 为半径距离, $\phi(r)$ 为随径向变化的相位, f 为透镜的目标焦距, λ_0 为自由空间的波长。图 15(c) 和图 15(d) 所示分别为焦距为 $30 \mu\text{m}$ 和 $5 \mu\text{m}$ 的非线性超透镜的 SEM 图与实验聚焦区域,可知,该透镜在 FWM 波长上有很好的聚焦效果。而且,该超透镜还可以与探测器合成,作为探测频率转化信号的敏感探测器。

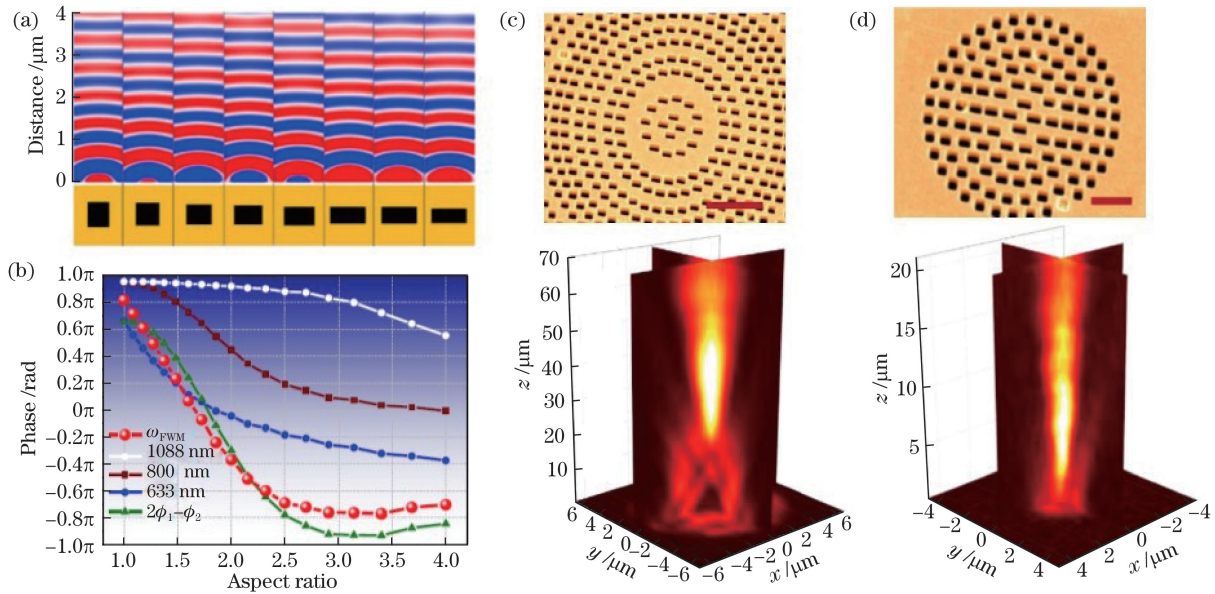


图 15 (a) FWM 场在表面出口的相位分布^[138]; (b) 不同场通过超表面的相位积累^[138]; (c) 聚焦长度为 $30 \mu\text{m}$ 的非线性超透镜的 SEM 图与实验聚焦区域^[138]; (d) 聚焦长度为 $5 \mu\text{m}$ 的非线性超透镜的 SEM 图与实验聚焦区域^[138]

Fig. 15 (a) Phase distribution of FWM field at surface exit^[138]; (b) phases accumulated by different fields^[138]; (c) SEM image and the measured focal field of $30 \mu\text{m}$ nonlinear metalens^[138]; (d) SEM image and the measured focal field of $5 \mu\text{m}$ nonlinear metalens^[138]

非线性全息是非线性超表面的另一个重要应用。2016 年, Ye 等^[139] 利用 PB 相位超表面设计策略实现了可见光波段的自旋与波长多路复用的非线性全息。该超表面由方位角变化的元胞组成,元胞即为金开口环谐振器 (SRR), 如图 16(a) 所示。由于低中心对称性的 SRR 会产生高效率的 SHG, 因此可同时调控线性光和非线性光。此时

自旋态为 σ 的光经过 PB 超表面后会发发生偏振转换。在线性偏振下,透射线性光的偏振态会由 $\sigma = +1$ 变为 $\sigma = -1$, 相位延迟为 $2\sigma\varphi$; 而在非线性偏振下,两个自旋态的透射光可以同时存在,相位延迟分别为 $\sigma\varphi$ 和 $3\sigma\varphi$, 这是由 SRR 的低旋转对称性造成的。因此,在同一超表面上,可以同时得到不同频率下的 3 个相位分布。利用该特点可以实现

自旋波长多路复用的全息。如图 16(b)所示,经过精巧的相位设计,可以在一个超表面上产生 3 个全息图像,这只需要通过选择透射光的旋性和频率即可。即在相同的入射光偏振态 $\sigma = +1$ 下,可以实现频率为 ω 、旋性 $\sigma = -1$ 的线性全息图像“X”,频率为 2ω 、旋性 $\sigma = -1$ 的非线性全息图像“R”,以及频率为 2ω 、旋性 $\sigma = +1$ 的非线性全息图像“L”。图 16(c)所示为各旋性组合的非线性全

息测量图。由图 16(c)可知,在 SHG 频率下,该超表面可以产生高分辨率的非线性全息图像。总的来看,非线性全息最大的特点是在一个单层超表面上编码不同的信息通道,通过非线性光学中 SHG、THG 等的频率转换,可以加入更多的信息通道,这使得非线性全息比线性全息能存储更多的图像信息,可以被开创性地应用于防伪、信息存储、光学加密等领域^[140-142]。

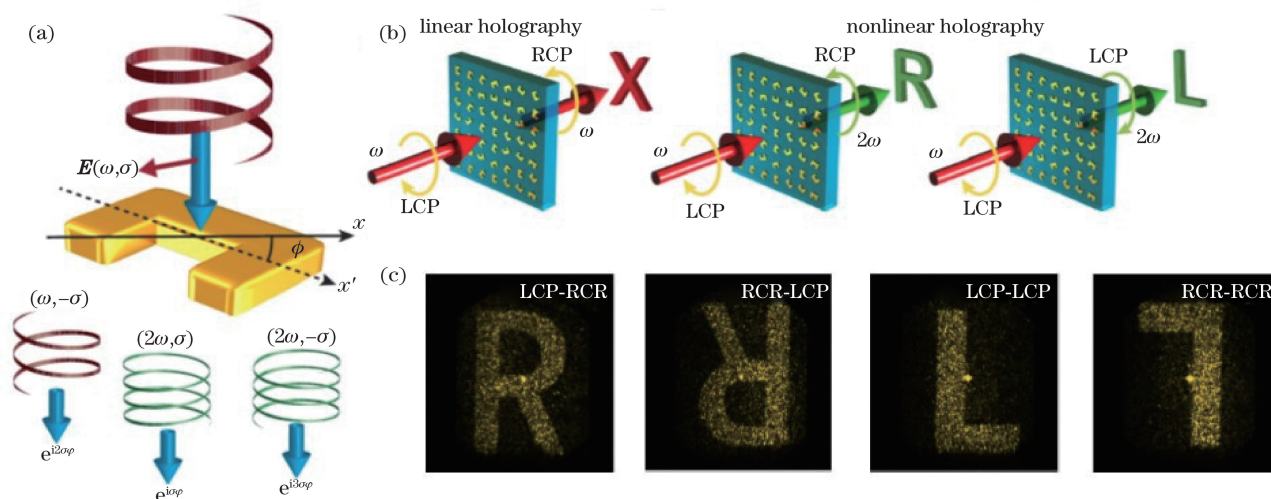


图 16 自旋和波长多路复用的非线性超全息^[139]。(a)超表面的线性与非线性几何相位；(b)线性与非线性全息成像；(c)非线性全息图像

Fig. 16 Spin and wavelength multiplexed nonlinear holography^[139]. (a) Linear and nonlinear geometric phases of metasurface; (b) linear and nonlinear holography imaging; (c) nonlinear holographic images

非线性超表面除了在成像光学领域实现了很大突破外,还有许多其他方面的应用。Keren-Zur 等^[143]提出了利用非线性超表面实现 SHG 涡旋光束、SHG 艾里光束等的波束成形设备,他们采用的相位调控与常规方法有所不同,超表面是由 U 形金环组成的,如图 17(a)和图 17(b)所示。通过对称转换 U 形环的方位角,可以二元调控非线性相位,形成二元相位超表面。根据 Shapira 等^[144]提出的理论,控制局部非线性系数 $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ 可以实现想要的波束成形过程,而通过设计二元超表面可以控制非线性局部系数的符号,从而在傅里叶平面(光学远场)上产生所需的光束。例如,利用二元相位超表面的性质实现可以涡旋光束:

$$\chi_{\text{eff}}^{(2)}(x, \theta) = \chi_{\text{SRR}}^{(2)} \text{sign} \left[\cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} x - l\theta \right) \right], \quad (12)$$

式中: $\chi^{(2)}$ 为二级非线性磁化率; Λ 为空间载波频率调制周期; l 为拓扑荷数; θ 为与 y 轴所成角度。图 17(c)所示为 $l=1$ 时的涡旋光束,图 17(d)所示为模拟和测量的远场 SHG 图像。从图 17(c)和图 17(d)中可以看出涡旋光所特有的环形强度分

布,并且由于涡旋光中的 2 个衍射级次有相反的相位分布,因此每个衍射的涡旋光束都带有符号相反的轨道角动量,这在光镊、光通信等领域具有非常广阔的应用前景。

总的来说,非线性超表面的研究可以促进低能的、合成的、便携的和高速的设备,如非线性全息、聚焦和偏振调控、非线性图像编码,以及合成非线性光子学等,在如今热门的片上光学研究中发挥着重要作用^[145-147]。

4 结束语

超表面是近年来非常热门的研究课题。由于超表面具有亚波长、高分辨、可设计、易构筑的优点,因此可以十分灵活地调控光场的相位、偏振、振幅等物理性质。本课题组基于超表面相位的傅里叶分析方法,给出了设计中的收敛性条件,弥补了超表面设计的不足。以超表面的相位调控为出发点,将相位调控与偏振调控、振幅调控与频率调控相结合,从发展历史、实现方法到实际应用,阐述了超表面对光场的单维乃至多维调控。由于超表面具有光场调控灵活

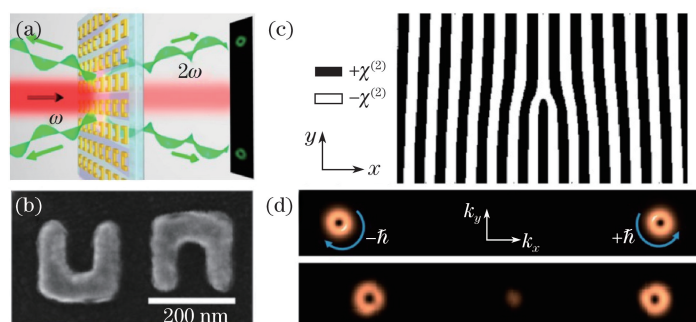


图 17 等离子非线性超表面的波束成形^[143]。(a)非线性超表面设计示意图;(b)超表面元胞 SEM 图;

(c)非线性超表面产生的涡旋光束;(d) SHG 涡旋光束远场的模拟图与实验图

Fig. 17 Beam shaping of plasmonic nonlinear metasurface^[143]. (a) Schematic of nonlinear metasurface; (b) SEM image of unit cells on metasurface; (c) vortex beam generated from nonlinear metasurface; (d) simulation and measurement images of SHG vortex beam in far field

性、多元性和可控性的特点,因而在全息、异常折射、自旋霍尔效应、超透镜、波片、非线性光学等领域实现了空前突破。

实际上,超表面的光场调控自由度很大。除了光场调控,其他的单维以及多维调控都已很好地实现了,如偏振调控、振幅调控、偏振与振幅调控、偏振与频率调控,甚至相位偏振振幅的同时调控。因此,超表面未来的研究方向是实现多功能以及多路复用的超表面,研究的重点是开发具有各种功能的超表面,并推广它的实际应用。

参 考 文 献

- [1] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, *et al.* Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1999, 47(11): 2075-2084.
- [2] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, *et al.* Perfect metamaterial absorber[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(20): 207402.
- [3] Valentine J, Zhang S, Zentgraf T, *et al.* Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index[J]. Nature, 2008, 455(7211): 376-379.
- [4] Schurig D, Mock J J, Justice B J, *et al.* Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies[J]. Science, 2006, 314(5801): 977-980.
- [5] Chen H T, Padilla W J, Zide J M O, *et al.* Active terahertz metamaterial devices[J]. Nature, 2006, 444(7119): 597-600.
- [6] Gansel J K, Thiel M, Rill M S, *et al.* Gold helix photonic metamaterial as broadband circular polarizer[J]. Science, 2009, 325(5947): 1513-1515.
- [7] Dolling G, Enkrich C, Wegener M, *et al.* Simultaneous negative phase and group velocity of light in a metamaterial[J]. Science, 2006, 312(5775): 892-894.
- [8] Liu X L, Starr T, Starr A F, *et al.* Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance[J]. Physical Review Letters, 2010, 104(20): 207403.
- [9] Yu N F, 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.
- [10] Yin X B, Ye Z L, Rho J, *et al.* Photonic spin Hall effect at metasurfaces[J]. Science, 2013, 339(6126): 1405-1407.
- [11] Liu Y C, Ling X H, Yi X N, *et al.* Photonic spin Hall effect in dielectric metasurfaces with rotational symmetry breaking[J]. Optics Letters, 2015, 40(5): 756-759.
- [12] Huang L L, Chen X Z, Bai B F, *et al.* Helicity dependent directional surface plasmon polariton excitation using a metasurface with interfacial phase discontinuity[J]. Light: Science & Applications, 2013, 2(3): e70.
- [13] Kapitanova P V, Ginzburg P, Rodríguez-Fortuño F J, *et al.* Photonic spin Hall effect in hyperbolic metamaterials for polarization-controlled routing of subwavelength modes[J]. Nature Communications, 2014, 5: 3226.
- [14] Kildishev A V, Boltasseva A, Shalaev V M. Planar photonics with metasurfaces[J]. Science, 2013, 339(6125): 1232009.
- [15] Yu N F, Genevet P, Aieta F, *et al.* Flat optics: controlling wavefronts with optical antenna metasurfaces[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2013, 19(3): 4700423.
- [16] Zheludev N I, Kivshar Y S. From metamaterials to metadevices[J]. Nature Materials, 2012, 11(11): 917-924.

- [17] Meinzer N, Barnes W L, Hooper I R. Plasmonic meta-atoms and metasurfaces[J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(12): 889-898.
- [18] Wang J, Du J. Plasmonic and dielectric metasurfaces: design, fabrication and applications[J]. *Applied Sciences*, 2016, 6(9): 239.
- [19] Hsiao H H, Chu C H, Tsai D P. Fundamentals and applications of metasurfaces[J]. *Small Methods*, 2017, 1(4): 1600064.
- [20] Yu N F, Capasso F. Flat optics with designer metasurfaces[J]. *Nature Materials*, 2014, 13(2): 139-150.
- [21] Su V C, Chu C H, Sun G, *et al.* Advances in optical metasurfaces: fabrication and applications[J]. *Optics Express*, 2018, 26(10): 13148-13182.
- [22] Wang Z J, Cheng F, Winsor T, *et al.* Optical chiral metamaterials: a review of the fundamentals, fabrication methods and applications[J]. *Nanotechnology*, 2016, 27(41): 412001.
- [23] Caldwell J D, Vurgaftman I, Tischler J G, *et al.* Atomic-scale photonic hybrids for mid-infrared and terahertz nanophotonics[J]. *Nature Nanotechnology*, 2016, 11(1): 9-15.
- [24] Liu Y C, Ke Y G, Luo H L, *et al.* Photonic spin Hall effect in metasurfaces: a brief review[J]. *Nanophotonics*, 2017, 6(1): 51-70.
- [25] Krasnok A, Makarov S, Petrov M, *et al.* Towards all-dielectric metamaterials and nanophotonics[J]. *Proceedings of SPIE*, 2015, 9502: 950203.
- [26] 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.
- [27] Glybovski S B, Tretyakov S A, Belov P A, *et al.* Metasurfaces: from microwaves to visible[J]. *Physics Reports*, 2016, 634: 1-72.
- [28] Ra'di Y, Simovski C R, Tretyakov S A. Thin perfect absorbers for electromagnetic waves: theory, design, and realizations[J]. *Physical Review Applied*, 2015, 3(3): 037001.
- [29] Cheng H, Liu Z C, Chen S Q, *et al.* Emergent functionality and controllability in few-layer metasurfaces[J]. *Advanced Materials*, 2015, 27(36): 5410-5421.
- [30] Xu W D, Xie L J, Ying Y B. Mechanisms and applications of terahertz metamaterial sensing: a review[J]. *Nanoscale*, 2017, 9(37): 13864-13878.
- [31] Kamali S M, Arbabi E, Arbabi A, *et al.* A review of dielectric optical metasurfaces for wavefront control[J]. *Nanophotonics*, 2018, 7(6): 1041-1068.
- [32] Chen M, Kim M, Wong A M H, *et al.* Huygens' metasurfaces from microwaves to optics: a review[J]. *Nanophotonics*, 2018, 7(6): 1207-1231.
- [33] Zheludev N I, Plum E. Reconfigurable nanomechanical photonic metamaterials[J]. *Nature Nanotechnology*, 2016, 11(1): 16-22.
- [34] Liu W W, Li Z C, Cheng H, *et al.* Momentum analysis for metasurfaces[J]. *Physical Review Applied*, 2017, 8(1): 014012.
- [35] Chen S Q, Li Z, Zhang Y B, *et al.* Phase manipulation of electromagnetic waves with metasurfaces and its applications in nanophotonics[J]. *Advanced Optical Materials*, 2018, 6(13): 1800104.
- [36] Sun S L, Yang K Y, Wang C M, *et al.* High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces [J]. *Nano Letters*, 2012, 12(12): 6223-6229.
- [37] Shaltout A, Liu J J, Kildishev A, *et al.* Photonic spin Hall effect in gap-plasmon metasurfaces for on-chip chiroptical spectroscopy[J]. *Optica*, 2015, 2(10): 860-863.
- [38] Ding F, Pors A, Chen Y T, *et al.* Beam-size-invariant spectropolarimeters using gap-plasmon metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(4): 943-949.
- [39] Ding F, Deshpande R, Bozhevolnyi S I. Bifunctional gap-plasmon metasurfaces for visible light: polarization-controlled unidirectional surface plasmon excitation and beam steering at normal incidence[J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7(4): 17178.
- [40] Decker M, Staude I, Falkner M, *et al.* High-efficiency dielectric Huygens' surfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2015, 3(6): 813-820.
- [41] Chong K E, Wang L, Staude I, *et al.* Efficient polarization-insensitive complex wavefront control using Huygens' metasurfaces based on dielectric resonant meta-atoms[J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(4): 514-519.
- [42] Ding X M, Monticone F, Zhang K, *et al.* Ultrathin Pancharatnam-Berry metasurface with maximal cross-polarization efficiency[J]. *Advanced Materials*, 2015, 27(7): 1195-1200.
- [43] Wang S, Wang X K, Kan Q, *et al.* Spin-selected focusing and imaging based on metasurface lens[J]. *Optics Express*, 2015, 23(20): 26434-26441.
- [44] Xu H X, Wang G M, Cai T, *et al.* Tunable Pancharatnam-Berry metasurface for dynamical and high-efficiency anomalous reflection[J]. *Optics Express*, 2016, 24(24): 27836-27848.
- [45] Li J X, Chen S Q, Yang H F, *et al.* Simultaneous control of light polarization and phase distributions using plasmonic metasurfaces[J]. *Advanced Functional Materials*, 2015, 25(5): 704-710.

- [46] Schonbrun E, Seo K, Crozier K B. Reconfigurable imaging systems using elliptical nanowires[J]. *Nano Letters*, 2011, 11(10): 4299-4303.
- [47] Vo S, Fattal D, Sorin W V, *et al.* Sub-wavelength grating lenses with a twist[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2014, 26(13): 1375-1378.
- [48] Menzel C, Helgert C, Rockstuhl C, *et al.* Asymmetric transmission of linearly polarized light at optical metamaterials[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(25): 253902.
- [49] Pfeiffer C, Zhang C, Ray V, *et al.* High performance bianisotropic metasurfaces: asymmetric transmission of light [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(2): 023902.
- [50] Yu N F, Aieta F, Genevet P, *et al.* A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(12): 6328-6333.
- [51] Grady N K, Heyes J E, Chowdhury D R, *et al.* Terahertz metamaterials for linear polarization conversion and anomalous refraction[J]. *Science*, 2013, 340(6138): 1304-1307.
- [52] Liu W W, Chen S Q, Li Z C, *et al.* Realization of broadband cross-polarization conversion in transmission mode in the terahertz region using a single-layer metasurface[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(13): 3185-3188.
- [53] Liu Z C, Li Z C, Liu Z, *et al.* Single-layer plasmonic metasurface half-wave plates with wavelength-independent polarization conversion angle[J]. *ACS Photonics*, 2017, 4(8): 2061-2069.
- [54] Wang L, Kruk S, Tang H Z, *et al.* Grayscale transparent metasurface holograms[J]. *Optica*, 2016, 3(12): 1504-1505.
- [55] Aieta F, Kats M A, Genevet P, *et al.* Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation[J]. *Science*, 2015, 347(6228): 1342-1345.
- [56] Khorasaninejad M, Zhu A Y, Roques-Carnes C, *et al.* Polarization-insensitive metalenses at visible wavelengths[J]. *Nano Letters*, 2016, 16(11): 7229-7234.
- [57] Khorasaninejad M, Shi Z, Zhu A Y, *et al.* Achromatic metalens over 60 nm bandwidth in the visible and metalens with reverse chromatic dispersion[J]. *Nano Letters*, 2017, 17(3): 1819-1824.
- [58] Wang S M, Wu P C, Su V C, *et al.* Broadband achromatic optical metasurface devices[J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 187.
- [59] Wang S M, Wu P C, Su V C, *et al.* A broadband achromatic metalens in the visible[J]. *Nature Nanotechnology*, 2018, 13(3): 227-232.
- [60] 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.
- [61] Liu W W, Li Z C, Cheng H, *et al.* Metasurface enabled wide-angle Fourier lens[J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(23): 1706368.
- [62] Li Z C, Liu W W, Cheng H, *et al.* Realizing broadband and invertible linear-to-circular polarization converter with ultrathin single-layer metasurface[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 18106.
- [63] Liu Z C, Chen S Q, Li J X, *et al.* Fully interferometric controllable anomalous refraction efficiency using cross modulation with plasmonic metasurfaces[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(23): 6763-6766.
- [64] Li Z Y, Palacios E, Butun S, *et al.* Visible-frequency metasurfaces for broadband anomalous reflection and high-efficiency spectrum splitting[J]. *Nano Letters*, 2015, 15(3): 1615-1621.
- [65] Ling X H, Zhou X X, Shu W X, *et al.* Realization of tunable photonic spin Hall effect by tailoring the Pancharatnam-Berry phase[J]. *Scientific Reports*, 2014, 4: 5557.
- [66] Luo W J, Sun S L, Xu H X, *et al.* Transmissive ultrathin Pancharatnam-Berry metasurfaces with nearly 100% efficiency[J]. *Physical Review Applied*, 2017, 7(4): 044033.
- [67] Cheng H, Chen S Q, Yu P, *et al.* Dynamically tunable broadband infrared anomalous refraction based on graphene metasurfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2015, 3(12): 1744-1749.
- [68] Wang C, Liu W W, Li Z C, *et al.* Dynamically tunable deep subwavelength high-order anomalous reflection using graphene metasurfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2018, 6(3): 1701047.
- [69] Yu P, Chen S Q, Li J X, *et al.* Generation of vector beams with arbitrary spatial variation of phase and linear polarization using plasmonic metasurfaces[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(14): 3229-3232.
- [70] Monticone F, Estakhri N M, Alù A. Full control of nanoscale optical transmission with a composite metascreen[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(20): 203903.
- [71] 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.

- [72] Balthasar Mueller 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.
- [73] Lin D M, Fan P Y, Hasman E, *et al.* Dielectric gradient metasurface optical elements[J]. Science, 2014, 345(6194): 298-302.
- [74] Gao X, Han X, Cao W P, *et al.* Ultrawideband and high-efficiency linear polarization converter based on double V-shaped metasurface[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2015, 63(8): 3522-3530.
- [75] Guo Y H, Pu M B, Zhao Z Y, *et al.* Merging geometric phase and plasmon retardation phase in continuously shaped metasurfaces for arbitrary orbital angular momentum generation [J]. ACS Photonics, 2016, 3(11): 2022-2029.
- [76] Zhou J X, Liu Y C, Ke Y G, *et al.* Generation of Airy vortex and Airy vector beams based on the modulation of dynamic and geometric phases [J]. Optics Letters, 2015, 40(13): 3193-3196.
- [77] Maguid E, Yulevich I, Yannai M, *et al.* Multifunctional interleaved geometric-phase dielectric metasurfaces[J]. Light: Science & Applications, 2017, 6(8): e17027.
- [78] Cui T J, Qi M Q, Wan X, *et al.* Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials[J]. Light: Science & Applications, 2014, 3(10): e218.
- [79] Cui T J, Liu S, Li L L. Information entropy of coding metasurface[J]. Light: Science & Applications, 2016, 5(11): e16172.
- [80] Liu S, Cui T J, Zhang L, *et al.* Convolution operations on coding metasurface to reach flexible and continuous controls of terahertz beams[J]. Advanced Science, 2016, 3(10): 1600156.
- [81] Huang C, Sun B, Pan W B, *et al.* Dynamical beam manipulation based on 2-bit digitally-controlled coding metasurface[J]. Scientific Reports, 2017, 7: 42302.
- [82] Zhang L, Wu R Y, Bai G D, *et al.* Transmission-reflection-integrated multifunctional coding metasurface for full-space controls of electromagnetic waves[J]. Advanced Functional Materials, 2018, 28 (33): 1802205.
- [83] Liu S, Cui T J, Xu Q, *et al.* Anisotropic coding metamaterials and their powerful manipulation of differently polarized terahertz waves[J]. Light: Science & Applications, 2016, 5(5): e16076.
- [84] Pfeiffer C, Grbic A. Cascaded metasurfaces for complete phase and polarization control[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(23): 231116.
- [85] Yue F Y, Wen D D, Xin J T, *et al.* Vector vortex beam generation with a single plasmonic metasurface[J]. ACS Photonics, 2016, 3(9): 1558-1563.
- [86] Park J, Kang J H, Kim S J, *et al.* Dynamic reflection phase and polarization control in metasurfaces[J]. Nano Letters, 2016, 17(1): 407-413.
- [87] Karimi E, Schulz S A, de Leon I, *et al.* Generating optical orbital angular momentum at visible wavelengths using a plasmonic metasurface [J]. Light: Science & Applications, 2014, 3(5): e167.
- [88] Devlin R C, Ambrosio A, Wintz D, *et al.* Spin-to-orbital angular momentum conversion in dielectric metasurfaces[J]. Optics Express, 2017, 25(1): 377-393.
- [89] Ma X L, Pu M B, Li X, *et al.* A planar chiral metasurface for optical vortex generation and focusing[J]. Scientific Reports, 2015, 5: 10365.
- [90] Wen D D, Yue F Y, Ardron M, *et al.* Multifunctional metasurface lens for imaging and Fourier transform[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 27628.
- [91] Park H, Yun H, Choi C, *et al.* Huygens' optical vector wave field synthesis via in-plane electric dipole metasurface[J]. Optics Express, 2018, 26(8): 10649-10660.
- [92] Guo Q H, Schlickriede C, Wang D Y, *et al.* Manipulation of vector beam polarization with geometric metasurfaces[J]. Optics Express, 2017, 25 (13): 14300-14307.
- [93] Ni X J, Kildishev A V, Shalaev V M. Metasurface holograms for visible light[J]. Nature Communications, 2013, 4: 2807.
- [94] Huang L L, Chen X Z, Mühlenbernd H, *et al.* Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface[J]. Nature Communications, 2013, 4: 2808.
- [95] Yoon G, Lee D, Nam K T, *et al.* Pragmatic metasurface hologram at visible wavelength: the balance between diffraction efficiency and fabrication compatibility[J]. ACS Photonics, 2017, 5(5): 1643-1647.
- [96] Lin J, Genevet P, Kats M A, *et al.* Nanostructured holograms for broadband manipulation of vector beams[J]. Nano Letters, 2013, 13(9): 4269-4274.
- [97] Liu L X, Zhang X Q, Kenney M, *et al.* Broadband metasurfaces with simultaneous control of phase and amplitude[J]. Advanced Materials, 2014, 26(29): 5031-5036.
- [98] Kim M, Wong A M H, Eleftheriades G V. Optical Huygens' metasurfaces with independent control of the magnitude and phase of the local reflection coefficients[J]. Physical Review X, 2014, 4 (4): 041042.

- [99] Liu Z C, Li Z C, Liu Z, *et al.* High-performance broadband circularly polarized beam deflector by mirror effect of multianorod metasurfaces[J]. *Advanced Functional Materials*, 2015, 25(34): 5428-5434.
- [100] Li Z L, Kim I, Zhang L, *et al.* Dielectric meta-holograms enabled with dual magnetic resonances in visible light[J]. *ACS Nano*, 2017, 11(9): 9382-9389.
- [101] Wen D D, Yue F Y, Li G X, *et al.* Helicity multiplexed broadband metasurface holograms[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8241.
- [102] Xie X, Li X, Pu M B, *et al.* Plasmonic metasurfaces for simultaneous thermal infrared invisibility and holographic illusion[J]. *Advanced Functional Materials*, 2018, 28(14): 1706673.
- [103] Zheng G X, Mühlenbernd H, Kenney M, *et al.* Metasurface holograms reaching 80% efficiency[J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(4): 308-312.
- [104] Genevet P, Capasso F. Holographic optical metasurfaces: a review of current progress[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2015, 78(2): 024401.
- [105] Wang Q, Zhang X Q, Xu Y H, *et al.* Broadband metasurface holograms: toward complete phase and amplitude engineering[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 32867.
- [106] 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.
- [107] Colburn S, Zhan A L, Majumdar A. Metasurface optics for full-color computational imaging[J]. *Science Advances*, 2018, 4(2): eaar2114.
- [108] Li L L, Cui T J, Ji W, *et al.* Electromagnetic reprogrammable coding-metasurface holograms[J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 197.
- [109] Lee G Y, Yoon G, Lee S Y, *et al.* Complete amplitude and phase control of light using broadband holographic metasurfaces[J]. *Nanoscale*, 2018, 10(9): 4237-4245.
- [110] Tang D L, Wang C T, Zhao Z Y, *et al.* Ultrabroadband superoscillatory lens composed by plasmonic metasurfaces for subdiffraction light focusing[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2015, 9(6): 713-719.
- [111] Mühlenbernd H, Georgi P, Pholchai N, *et al.* Amplitude- and phase-controlled surface plasmon polariton excitation with metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(1): 124-129.
- [112] Song E Y, Lee G Y, Park H, *et al.* Compact generation of Airy beams with C-aperture metasurface[J]. *Advanced Optical Materials*, 2017, 5(10): 1601028.
- [113] 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.
- [114] Ding J, An S S, Zheng B W, *et al.* Multiwavelength metasurfaces based on single-layer dual-wavelength meta-atoms: toward complete phase and amplitude modulations at two wavelengths[J]. *Advanced Optical Materials*, 2017, 5(10): 1700079.
- [115] Li Z, Cheng H, Liu Z C, *et al.* Plasmonic Airy beam generation by both phase and amplitude modulation with metasurfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2016, 4(8): 1230-1235.
- [116] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, *et al.* Observation of accelerating Airy beams[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(21): 213901.
- [117] Li L, Li T, Wang S M, *et al.* Plasmonic Airy beam generated by in-plane diffraction[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(12): 126804.
- [118] Li G X, Zhang S, Zentgraf T. Nonlinear photonic metasurfaces[J]. *Nature Reviews Materials*, 2017, 2(5): 17010.
- [119] Krasnok A, Tymchenko M, Alù A. Nonlinear metasurfaces: a paradigm shift in nonlinear optics[J]. *Materials Today*, 2018, 21(1): 8-21.
- [120] Gu B B, Zhao C J, Baev A, *et al.* Molecular nonlinear optics: recent advances and applications[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2016, 8(2): 328-369.
- [121] Lee J, Tymchenko M, Argyropoulos C, *et al.* Giant nonlinear response from plasmonic metasurfaces coupled to intersubband transitions[J]. *Nature*, 2014, 511(7507): 65-69.
- [122] Minovich A E, Miroshnichenko A E, Bykov A Y, *et al.* Functional and nonlinear optical metasurfaces[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2015, 9(2): 195-213.
- [123] Nookala N, Lee J, Tymchenko M, *et al.* Ultrathin gradient nonlinear metasurface with a giant nonlinear response[J]. *Optica*, 2016, 3(3): 283-288.
- [124] Liu S, Sinclair M B, Saravi S, *et al.* Resonantly enhanced second-harmonic generation using III-V semiconductor all-dielectric metasurfaces[J]. *Nano Letters*, 2016, 16(9): 5426-5432.
- [125] Lee J, Nookala N, Gomez-Diaz J S, *et al.* Ultrathin second-harmonic metasurfaces with record-high nonlinear optical response[J]. *Advanced Optical Materials*, 2016, 4(5): 664-670.
- [126] Chen P Y, Argyropoulos C, D'Aguzzo G, *et al.* Enhanced second-harmonic generation by

- metasurface nanomixer and nanocavity[J]. ACS Photonics, 2015, 2(8): 1000-1006.
- [127] Kruk S, Weismann M, Bykov A Y, *et al.* Enhanced magnetic second-harmonic generation from resonant metasurfaces[J]. ACS Photonics, 2015, 2(8): 1007-1012.
- [128] Li Z, Liu W W, Li Z C, *et al.* Fano-resonance-based mode-matching hybrid metasurface for enhanced second-harmonic generation[J]. Optics Letters, 2017, 42(16): 3117-3120.
- [129] Li G X, Chen S M, Pholchai N, *et al.* Continuous control of the nonlinearity phase for harmonic generations[J]. Nature Materials, 2015, 14(6): 607-612.
- [130] Shorokhov A S, Melik-Gaykazyan E V, Smirnova D A, *et al.* Multifold enhancement of third-harmonic generation in dielectric nanoparticles driven by magnetic Fano resonances[J]. Nano Letters, 2016, 16(8): 4857-4861.
- [131] Shcherbakov M R, Shorokhov A S, Neshev D N, *et al.* Nonlinear interference and tailorable third-harmonic generation from dielectric oligomers[J]. ACS Photonics, 2015, 2(5): 578-582.
- [132] Grinblat G, Li Y, Nielsen M P, *et al.* Enhanced third harmonic generation in single germanium nanodisks excited at the anapole mode[J]. Nano Letters, 2016, 16(7): 4635-4640.
- [133] Sartorello G, Olivier N, Zhang J J, *et al.* Ultrafast optical modulation of second- and third-harmonic generation from cut-disk-based metasurfaces[J]. ACS Photonics, 2016, 3(8): 1517-1522.
- [134] Jin B Y, Argyropoulos C. Enhanced four-wave mixing with nonlinear plasmonic metasurfaces[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 28746.
- [135] Poddubny A N, Iorsh I V, Sukhorukov A A. Generation of photon-plasmon quantum states in nonlinear hyperbolic metamaterials[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(12): 123901.
- [136] Rao S M, Lyons A, Roger T, *et al.* Geometries for the coherent control of four-wave mixing in graphene multilayers[J]. Scientific Reports, 2015, 5: 15399.
- [137] Grinblat G, Li Y, Nielsen M P, *et al.* Degenerate four-wave mixing in a multiresonant germanium nanodisk[J]. ACS Photonics, 2017, 4(9): 2144-2149.
- [138] Almeida E, Shalem G, Prior Y. Subwavelength nonlinear phase control and anomalous phase matching in plasmonic metasurfaces[J]. Nature Communications, 2016, 7: 10367.
- [139] Ye W M, Zeuner F, Li X, *et al.* Spin and wavelength multiplexed nonlinear metasurface holography[J]. Nature Communications, 2016, 7: 11930.
- [140] Almeida E, Bitton O, Prior Y. Nonlinear metamaterials for holography[J]. Nature Communications, 2016, 7: 12533.
- [141] Schlickriede C, Waterman N, Reineke B, *et al.* Imaging through nonlinear metalens using second harmonic generation[J]. Advanced Materials, 2018, 30(8): 1703843.
- [142] Chen S M, Li G X, Cheah K W, *et al.* Controlling the phase of optical nonlinearity with plasmonic metasurfaces[J]. Nanophotonics, 2018, 7(6): 1013-1024.
- [143] Keren-Zur S, Avayu O, Michaeli L, *et al.* Nonlinear beam shaping with plasmonic metasurfaces[J]. ACS Photonics, 2016, 3(1): 117-123.
- [144] Shapira A, Shiloh R, Juwiler I, *et al.* Two-dimensional nonlinear beam shaping[J]. Optics Letters, 2012, 37(11): 2136-2138.
- [145] Tymchenko M, Gomez-Diaz J S, Lee J, *et al.* Gradient nonlinear Pancharatnam-Berry metasurfaces[J]. Physical Review Letters, 2015, 115(20): 207403.
- [146] Tymchenko M, Gomez-Diaz J S, Lee J, *et al.* Advanced control of nonlinear beams with Pancharatnam-Berry metasurfaces[J]. Physical Review B, 2016, 94(21): 214303.
- [147] Walter F, Li G X, Meier C, *et al.* Ultrathin nonlinear metasurface for optical image encoding[J]. Nano Letters, 2017, 17(5): 3171-3175.