

多功能超构表面的相位调控机制及研究进展

刘梦蛟, 李添悦, 戈钦, 王淑明*, 王振林, 祝世宁

南京大学物理学院固体微结构物理国家重点实验室, 江苏 南京 210093

摘要 从分析超构单元产生的相位调控原理入手, 讨论如何利用多个光学自由度实现多功能的光学响应。作为验证, 以非晶硅矩形纳米柱组成的超构表面为例, 展示了不同相位机制对光场的多维度调控能力。该研究为超构表面的灵活设计提供理论支持, 同时对多功能超构器件的研究进展进行介绍和展望。

关键词 物理光学; 超构材料; 相位调控; 复用技术; 偏振光学

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2126004

Phase Modulation Mechanism and Progress of Multifunctional Metasurfaces

Liu Mengjiao, Li Tianyue, Ge Qin, Wang Shuming*, Wang Zhenlin, Zhu Shining

National Laboratory of Solid State Microstructures, School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, Jiangsu, China

Abstract Here, we begin with analyzing the principle of phase modulation mechanism of metasurface, and then discuss how to utilize multiple degrees of freedom to achieve multifunctional optical response. For a proof of concept, we design several metasurfaces composed of amorphous silicon (a-Si) nanorods to demonstrate the multichannel control of light with different phase mechanisms. This study provides theoretical support for flexible design of metasurfaces, introduces and gives a summary of the research progress of multifunctional meta-devices.

Key words physical optics; metamaterials; phase modulation; multiplexing technology; polarization optics

1 引言

在现代光学和光子技术中, 光学器件已被广泛用于操纵光的不同自由度(振幅、波长、相位、偏振和角动量等)。虽然由体积庞大的光学元件组成的光学系统可以稳定地进行复杂且有效的光场产生和调控, 但是在器件集成化的趋势下, 需要将光学系统简化为超薄、小型的片上设备。因此, 在微纳尺度上实现光场的多维度调控成为了基础和应用学科中共同的难题, 而基于广义折射定律的超构表面为这一问题的解决带来了曙光^[1], 它展现了在亚波长尺度下不同材料界面处的传播方式, 颠覆了传统意义上的折射和反射定律, 故超构表面能够通过纳米尺度上的像素化的相位或振幅调制来实现复杂的光学调控功能, 在原理上推进了光学器件的集成化进度。超构表面发展的 10 年间, 这项学科逐步形成了三大基础的相位模式——共振相

位、几何相位和传播相位, 衍生出超构透镜^[2-8]、隐身地毯^[9]和超构量子光源^[10-11]等紧凑型器件。

然而, 基于以上相位原理的超构表面仍然难以实现多功能复用的微纳光子器件。对于共振相位而言, 研究人员需要设计多种形状、尺寸的微结构, 以满足共振波长下的目标相位, 但往往遭遇带宽受限的问题^[12]。虽然几何相位与器件的响应波长无关, 但是其对圆偏振光的依赖性和共轭的手性关系导致了其无法实现对波前的独立调控^[13]。传播相位依赖于光在介质中的相位累积, 因此其调控能力和器件的效率与介质的高度有关^[14]。由于这些不可调谐的单一功能超构表面无法应对多功能光子平台的需求, 故多功能性的超构表面逐渐引起研究人员们的重视, 以实现多维度光场调控的多功能超构表面器件^[6, 12-13, 15-42]。因此, 如何设计多功能的超构光子器件成为了研究热点。近年来, 多种复合及新型相位模式的提出, 使得以上限制得以突破,

收稿日期: 2022-04-11; 修回日期: 2022-05-18; 录用日期: 2022-05-27

基金项目: 国家重点研发项目(2017YFA0303700)、国家自然科学基金(11621091, 11822406, 11834007, 11774164, 11774162)

通信作者: *wangshuming@nju.edu.cn

进一步拉开了超构表面与传统器件在集成化方面的差距。首先,本文围绕超构表面的相位调控原理,按照物理机制的不同,回顾了三种基础的相位。然后,分析了基于几何相位和共振或传播相位的复合相位的工作原理和实现方法,并以基于非晶硅的仿真模拟加以验证。接着,介绍了几种新型的多功能超构表面的相位模式(绕行相位、拓扑相位)和原理,以及基于连续域中准束缚态的非局域超构表面。最后,对多功能超构光子学的发展前景进行了总结和展望。

2 基础相位

2.1 共振相位

折射定律描述了光入射到不同介质的界面上时光波反射和折射的物理关系,但在亚波长尺度下,当光波入射到图 1(a)、(b)所示的两个不同折射率的界面上时,微小位移处的光程相等,可写为

$$k_0 n_i \sin \theta_i dx + (\phi + d\phi) = k_0 n_t \sin \theta_t dx + \phi, \quad (1)$$

因此,广义折射定律为

$$n_i \sin \theta_i - n_t \sin \theta_t = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\phi}{dx}, \quad (2)$$

式中: λ_0 为真空波长; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为波数; n_i 和 n_t 为两界面的折射率; θ_i 和 θ_t 为入射角和折射角; ϕ 和 $\phi + d\phi$ 为两条路径在界面处的相位改变。

同理,广义反射定律因光程相等的原因有

$$k_0 n_i \sin \theta_i dx + (\phi + d\phi) = k_0 n_i \sin \theta_r dx + \phi, \quad (3)$$

可写为

$$\sin \theta_r - \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \frac{d\phi}{dx}, \quad (4)$$

式中: θ_r 为反射角。当 $d\phi/dx = 0$ 时,以上定律退化成经典的折射定律。式(2)和式(4)表明,对于一定的入射角,若引入沿界面的合适且恒定的相位不连续性梯

度 $d\phi/dx$,则折、反射光束可以具有任意方向。若 $d\phi/dx$ 恒定不为零,则所有的入射能量都会被转移到异常折、反射中。若使用具有亚波长间隔的光学共振结构阵列来实现沿界面的相变,则单个离散的结构处的折、反射光束会遵循传统的折、反射定律[式(2)和式(4)式中 $d\phi/dx = 0$],进而能够在界面处利用不同相移的共振结构之间的间隔来控制异常折、反射光束中的能量。2011年,Yu等^[1]基于此定律采用了支持双共振特性的V形金纳米天线,如图1(c)所示,实现对光波前的完全控制。图1(c)中左图为超构表面单元和每个组成超原子的散射电场模拟结果。图1(c)中右图为超构表面的扫描电子显微镜(SEM)图像,其中每个超构表面单元由8个超原子组成,内插图展示了其中一个超原子的结构。平行和垂直于V形天线对称轴方向的电场分量分别激发“对称”和“反对称”模式。这些亚波长金属天线可被视作光学共振结构,当入射光波长被调谐到结构的共振波长附近时,共振结构中会产生位移电流,从而产生强散射电磁场,并且散射场和入射场之间的相移(ϕ)在谐振过程中会发生明显变化,然而,当改变V形天线的夹角使之与共振峰失谐时,相移也会改变。因此,可以通过在空间上逐步调整二维阵列中离散共振结构的几何形状使其共振波长发生移动来实现 $0 \sim 2\pi$ 的相移的覆盖,即可定制沿界面的不连续性相位变化,如光的异常折射、光的异常反射和涡旋光的产生。次年,Sun等^[43]在微波段设计了“工”字型的共振型超构表面,实现了微波波段的表面波和空间波的转换。他们采用的超构表面单元中,“工”型的两个横向金属贴片可等效为薄片电容,连接它们的金属片可等效为片状电感,进而由介电垫片隔开的“工”型金属和底部金属片形成了一个并联谐振的LC电路。该电路决定了材料的电磁行为,且随着频率的增加,其反射相位能够从 π 到 $-\pi$ 间连续变化^[44-45]。

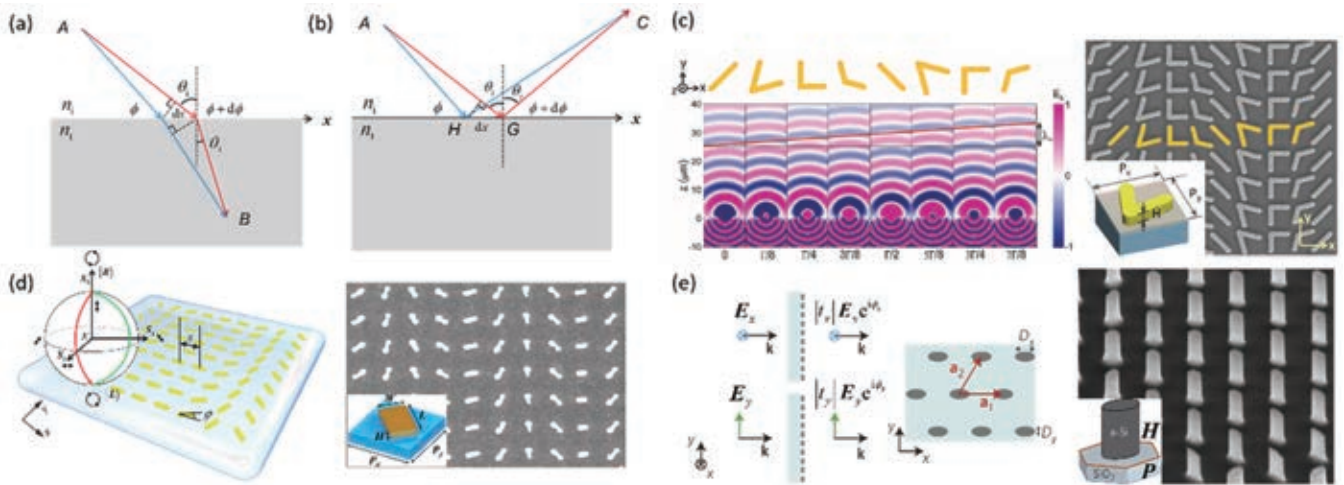


图1 超构表面的基础相位。(a)广义折射定律的示意图;(b)广义反射定律的示意图;(c)基于共振相位的等离激元超构表面^[1];(d)基于几何相位的超构表面^[2];(e)基于传播相位的超构表面^[15]

Fig. 1 Fundamental phase of metasurface. (a) Schematic diagram of generalized refraction law; (b) schematic of generalized reflection law; (c) plasmonic metasurface based on resonance phase^[1]; (d) metasurface based on geometric phase^[2]; (e) metasurface based on propagation phase^[15]

类似的光学共振结构还可以采用空气腔、某种形状的介质颗粒或金属纳米结构等制备。

2.2 几何相位

庞加莱球提供了光束偏振状态的几何表示方法,构建了任何特定形式的偏振状态到球体表面上特定点的映射。1956年,Pancharatnam^[46]利用庞加莱球的表示方法,推导得到电磁波偏振状态的循环变化会引入由循环几何形状决定的相移。1984年,Berry^[47]提出了系统的本征态在经历绝热循环的初态-末态-初态演化过程中会获得一个与几何路径有关的相位因子。Pancharatnam定义的相位是对Berry量子力学绝热定理的一般扩展,因为偏振状态的变换既可以是绝热的,也可以是非绝热的。图1(d)中左图中插图利用庞加莱球展示了几何相位的物理机制:当光波从代表左旋圆偏振光(LCP)的北极经赤道和代表右旋圆偏振光(RCP)的南极重新返回北极后,其相位的变化为绕球一周所对应的立体角的一半。因此,超构表面的偏振态可由琼斯矩阵 J 进行描述,即

$$J = R(-\theta) \begin{bmatrix} t_u & 0 \\ 0 & t_v \end{bmatrix} R(\theta), \quad (5)$$

式中: t_u 和 t_v 分别为沿微结构的快轴和慢轴的复振幅; θ 为各向异性结构绕参考坐标系的旋转角; $R(\theta)$ 为旋转矩阵,可以表示为

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}, \quad (6)$$

将式(6)代入式(5)中,化简得到

$$J = \begin{bmatrix} t_u \cos^2 \theta + t_v \sin^2 \theta & (t_u - t_v) \sin \theta \cos \theta \\ (t_u - t_v) \sin \theta \cos \theta & t_u \sin^2 \theta + t_v \cos^2 \theta \end{bmatrix}. \quad (7)$$

于是,每个结构处输入波和输出波的电场之间的关系可以写成

$$\begin{bmatrix} E_{x, \text{out}} \\ E_{y, \text{out}} \end{bmatrix} = J \begin{bmatrix} E_{x, \text{in}} \\ E_{y, \text{in}} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

式中: $E_{x, \text{out}}$ 和 $E_{y, \text{out}}$ 分别为出射电磁波的 x 偏振分量和 y 偏振分量; $E_{x, \text{in}}$ 和 $E_{y, \text{in}}$ 为入射电磁波的 x 偏振分量和 y 偏振分量。对于圆偏振光入射,输出光场可以表示为

$$\begin{bmatrix} E_{x, \text{out}} \\ E_{y, \text{out}} \end{bmatrix} = J \begin{bmatrix} 1 \\ i\sigma \end{bmatrix} = \frac{t_u + t_v}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i\sigma \end{bmatrix} + \frac{t_u - t_v}{2} \exp(2i\sigma\theta) \begin{bmatrix} 1 \\ -i\sigma \end{bmatrix}, \quad (9)$$

式中: $\sigma = \pm 1$ 表示右旋圆偏振态和左旋圆偏振态。由式(9)可知,出射光场中不仅可以包含原有的偏振分量,还可以产生携带附加几何相位 $2\sigma\theta$ 的正交偏振分量,后者产生的必要条件是 $t_u - t_v \neq 0$,即沿微结构的快轴和慢轴的复振幅不相同,这就要求结构具有各向异性。当 $t_u + t_v = 0$ 时,微结构可被视作半波片,入射的圆偏振光沿快轴和慢轴的偏振分量的相位差为 π 的奇数倍,此时出射光转换为与之正交的圆偏振光。几何相位显然只与入射光的偏振(σ)和超构表面上各向异性结构的旋向(θ)有关,而与入射光的波长和微结构的材料无关,图1(d)展示了基于几何相位设计的超构

表面^[2]。其中,左图为玻璃衬底上不同方向的等离激元天线组成的超构表面示意图,右图为该超构表面的SEM图像,内插图展示了超构表面的单元结构。

2.3 传播相位

由于共振相位的制备是基于存在欧姆损耗的金属材料的,故这种器件往往具有较低的工作效率,而近年来广为研究的介质超构表面因其材料的低损耗特性,且具有与传统电子制造工艺兼容的特点受到了广泛关注,常用的材料有氮化镓(GaN)、硅(Si)、氮化硅(Si_3N_4)和二氧化钛(TiO_2)等^[4-5, 12, 19, 21, 32, 40-41, 48-49]。此类超构表面可以通过光在高纵横比的波导型天线中传播而积累的相位来实现相位调控,相应的相位被称为传播相位或动力学相位。当波长为 λ 的电磁波在折射率为 n 的介质中传播距离 d 时,电磁波积累的传播相位可以表示为

$$\phi = (2\pi/\lambda)nd. \quad (10)$$

为了实现足够的相移,超构表面中的结构单元需要有较大的厚度 d 。另外,由于超构表面的结构厚度通常是均匀的,故需要改变空间每一处微结构的等效折射率 n 来调节传播相位,通常可通过改变结构的几何参数来实现。此外,由于介质的极化会导致非线性光学效应,故介电体超构表面也可实现高效的非线性谐波产生和增强。图1(e)展示了一种基于传播相位的超构表面^[15]。其中,左图为电介质超构表面的示意图,组成超原子的长轴与 x 轴平行,右图为该电介质超构表面的SEM图像,内插图展示了超构表面的单元结构。

3 多功能超构表面的相位模式

第2章中介绍的基础相位在调控波前方面各有优劣,但若若要发挥其多功能性,则需要对基础相位进行改造。由于几何相位与其他两种基础相位机理不同,故共振加几何或传播加几何的相位模式应运而生。实践证明,这些相位能够同时调制多个光学自由度,使多功能光学器件的设计和制备成为可能,接下来本文会逐一介绍这些多维度调控的相位模式,并对相应的原理加以仿真验证。

3.1 线偏振复用

光在传播过程中具有垂直于传播方向的振动矢量,这种振动矢量决定了光的偏振态,可以利用偏振椭圆来描述。理论上,光的偏振态具有无穷多对,每一对正交偏振态所传播的光场是独立的,故偏振复用型的超构表面可以使单个器件出射的各个偏振态携带多种光学信息。现考虑每个纳米柱的入射光场和出射光场,它们的关系表示为 $E_{\text{out}} = TE_{\text{in}}$,其中 $T = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{bmatrix}$ 为透射系数矩阵, T_{xx} 为光场在 x 方向入射和 x 方向出射时的透射系数, T_{xy} 为光场在 x 方向入射和 y 方向出射时的透射系数, T_{yx} 为光场在 y 方向入射和 x 方向出射时的透射系数, T_{yy} 为光场在 y 方向入射和 y 方向出射时的透射系数, E_{in} 和 E_{out} 表示入射场和出射场。由于对称($T_{xy} = T_{yx}$)和么正性($T_{xx}T_{xy}^* + T_{yx}^*T_{yy} = 0$),

$$|T_{xx}|^2 + |T_{yx}|^2 = 1) \text{ 条件, } E_{\text{out}} = TE_{\text{in}} \text{ 可以被化简为}$$

$$\begin{bmatrix} E_{x,\text{out}}^* & E_{y,\text{out}}^* \\ E_{x,\text{in}}^* & E_{y,\text{in}}^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{xx} \\ T_{yx} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{x,\text{in}}^* \\ E_{y,\text{in}}^* \end{bmatrix}, \quad (11)$$

式中: *表示复共轭; $E_{x,\text{in}}$ 和 $E_{y,\text{in}}$ 分别是入射光的 x 和 y 分量; $E_{x,\text{out}}$ 和 $E_{y,\text{out}}$ 分别是出射光的 x 和 y 分量。当式(11)左侧的系数矩阵的行列式不为零时, 琼斯矩阵是唯一确定的。对于任何给定的 E_{in} 和 E_{out} , 可以根据式(11)得到 T_{xx} 和 T_{yx} , 而 T_{xy} 和 T_{yy} 可以根据对称和么正性条件得到: $T_{xy} = T_{yx}$, $T_{yy} = -\exp(i2\angle T_{yx})T_{xx}^*$, $\angle T_{yx}$ 表示 T_{yx} 的辐角。由于每一个位置处的纳米柱还可以旋转, 故引入旋转矩阵 $R(\theta)$ 后的琼斯矩阵可表示为

$$J = R(\theta) \begin{bmatrix} \exp(i\phi^+) & 0 \\ 0 & \exp(i\phi^-) \end{bmatrix} R(-\theta), \quad (12)$$

式中: ϕ^+ 和 ϕ^- 分别为偏振光方向沿着双折射纳米结构快轴和慢轴时的相移。当选择正确的 ϕ^+ 、 ϕ^- 和 θ 时, 可以构建任何与超构表面对应的琼斯矩阵, 从而获得所要调控的偏振和相位分布。根据传播相位的原理, 各向异性的双折射纳米柱对沿快轴和慢轴方向的偏振光具有不同的有效折射率, 从而可以施加偏振相关的相移, 故通过选择矩形纳米柱的长(L)、宽(W)和转角(θ), 每个纳米柱都可以实现所需的全部自由度^[15]。接下来讨论 $\theta = 0$ 和 $\theta \neq 0$ 两种情况。

1) $\theta = 0$ 的情况

当 $\theta = 0$ 时, 琼斯矩阵可以化简为

$$\begin{bmatrix} \exp(i\phi^+) & 0 \\ 0 & \exp(i\phi^-) \end{bmatrix}, \text{ 当入射光为 } x \text{ 偏振或 } y \text{ 偏振时,}$$

琼斯矢量为 $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ 或 $\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$, 则输出场可由 $\begin{bmatrix} \exp(i\phi^+) \\ 0 \end{bmatrix}$ 或 $\begin{bmatrix} 0 \\ \exp(i\phi^-) \end{bmatrix}$ 得到, ϕ^+ 、 ϕ^- 是仅关于 L 和 W 的函数。因此, 仅需改变超构表面上纳米柱的几何尺寸, 就可以编码两个独立的相位剖面到两个正交的线偏振态上以设计双功能器件。

2) $\theta \neq 0$ 的情况

当 $\theta \neq 0$ 时, 入射光为 x 偏振或 y 偏振时的输出光场可以被描述为

$$\begin{cases} E_{x,\text{in},\text{out}} = \begin{bmatrix} \cos^2\theta \exp(i\phi^+) + \sin^2\theta \exp(i\phi^-) \\ \sin\theta \cos\theta \exp(i\phi^+) - \sin\theta \cos\theta \exp(i\phi^-) \end{bmatrix} \\ E_{y,\text{in},\text{out}} = \begin{bmatrix} \sin\theta \cos\theta \exp(i\phi^+) - \sin\theta \cos\theta \exp(i\phi^-) \\ \cos^2\theta \exp(i\phi^-) + \sin^2\theta \exp(i\phi^+) \end{bmatrix} \end{cases}, \quad (13)$$

式中: $E_{x,\text{in},\text{out}}$ 为入射光为 x 偏振时的出射光矢量; $E_{y,\text{in},\text{out}}$ 为入射光为 y 偏振时的出射光矢量。式(13)可以化简为

$$\begin{cases} E_{x,\text{in},\text{out}} = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} \exp(i\phi_1) \\ \exp(i\phi_2) \end{bmatrix} \\ E_{y,\text{in},\text{out}} = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} \exp(i\phi_2) \\ \exp(i\phi_3) \end{bmatrix} \end{cases}, \quad (14)$$

式中: ϕ_1 、 ϕ_2 和 ϕ_3 可以根据 ϕ^+ 、 ϕ^- 和 θ 得到。需要注意的是, 这里只有两个独立的量, 即 ϕ_1 和 ϕ_2 , 而 ϕ_3 满足 $\phi_3 = 2\phi_2 - \phi_1 + \pi$ 。式(14)意味着输出场既包含原始偏振分量, 也包含其正交偏振分量, 并且带有不同的相位。因此, 若对输出线偏振态进行滤波处理, 就可以获得三种光场响应, 这表明通过改变纳米柱的几何尺寸和转角, 就可以设计出具有三功能的线偏振复用超构表面。

理论上, 当不同尺寸的微结构的透射率相当时, 可以认为没有对振幅进行调制, 则对于任意的偏振和相位变化, 都可以构建一个琼斯矩阵与超表面对应。因此, 在设计超表面时, 要合理选择纳米柱的几何参数, 还要保证所有柱体具有相近的透射率, 较高的透射率可保证通过超表面调制后的出射光具有较高的效率。为了验证本文所描述的原理, 使用有限时域差分法仿真了线偏振复用的双功能和三功能超构表面, 纳米柱采用生长在熔融石英石(折射率为 $n_{\text{SiO}_2} = 1.47$)上的非晶硅(折射率为 $n_{\text{Si}} = 3.50$)材料, 其周期为 $P_x = P_y = P = 750 \text{ nm}$, 高度为 $H = 800 \text{ nm}$, 如图 2(a) 所示。仿真时通过在 x 方向和 y 方向设置周期性边界条件, 在 z 方向设置完美匹配层来扫描并建立合适的结构库, 如图 2(b) 所示, 其中纳米柱的几何参数 L 和 W 的范围都为 $100 \sim 700 \text{ nm}$ 。对于双功能超构表面, 设计相位分布 ϕ^+ 、 ϕ^- 分别为

$$\phi^+(x, y) = -\frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{x^2 + y^2 + f^2} - f) + l_1\phi', \quad (15)$$

$$\phi^-(x, y) = -\frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{x^2 + y^2 + f^2} - f) + l_2\phi', \quad (16)$$

式中: $l_1 = 1$; $l_2 = 2$; $\phi' = \arctan(y/x)$ 为方位角; f 为透镜的焦距。对于三功能超构表面, 设计目标相位分布 ϕ_1 和 ϕ_2 也满足式(15)和式(16), 则 ϕ_3 为

$$\phi_3(x, y) = -\frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{x^2 + y^2 + f^2} - f) + l_3\phi' + \pi, \quad (17)$$

式中: $l_3 = 2l_2 - l_1 = 3$ 。根据式(15)~(17), 在结构库中选取了具有特定几何参数、透射率高于 90% 的纳米柱来构建超构表面。图 2(c)、(d) 分别展示了两种情况下超构表面的示意图和为验证原理的仿真结果。可以看出, 它们能在不同偏振入射的状态下实现 1 阶涡旋光和 2 阶涡旋光的产生。特别地, 由于三功能超构表面第三个相位与前两个相位具有关联性, 故在 y 偏振入射、同偏振出射的情况下, 涡旋光的阶数为 3。

3.2 圆偏振复用

随着转角从 0 增加到 π , 纳米柱可以沿着由其方向角决定的状态空间路径将入射的圆偏振光反转手性,

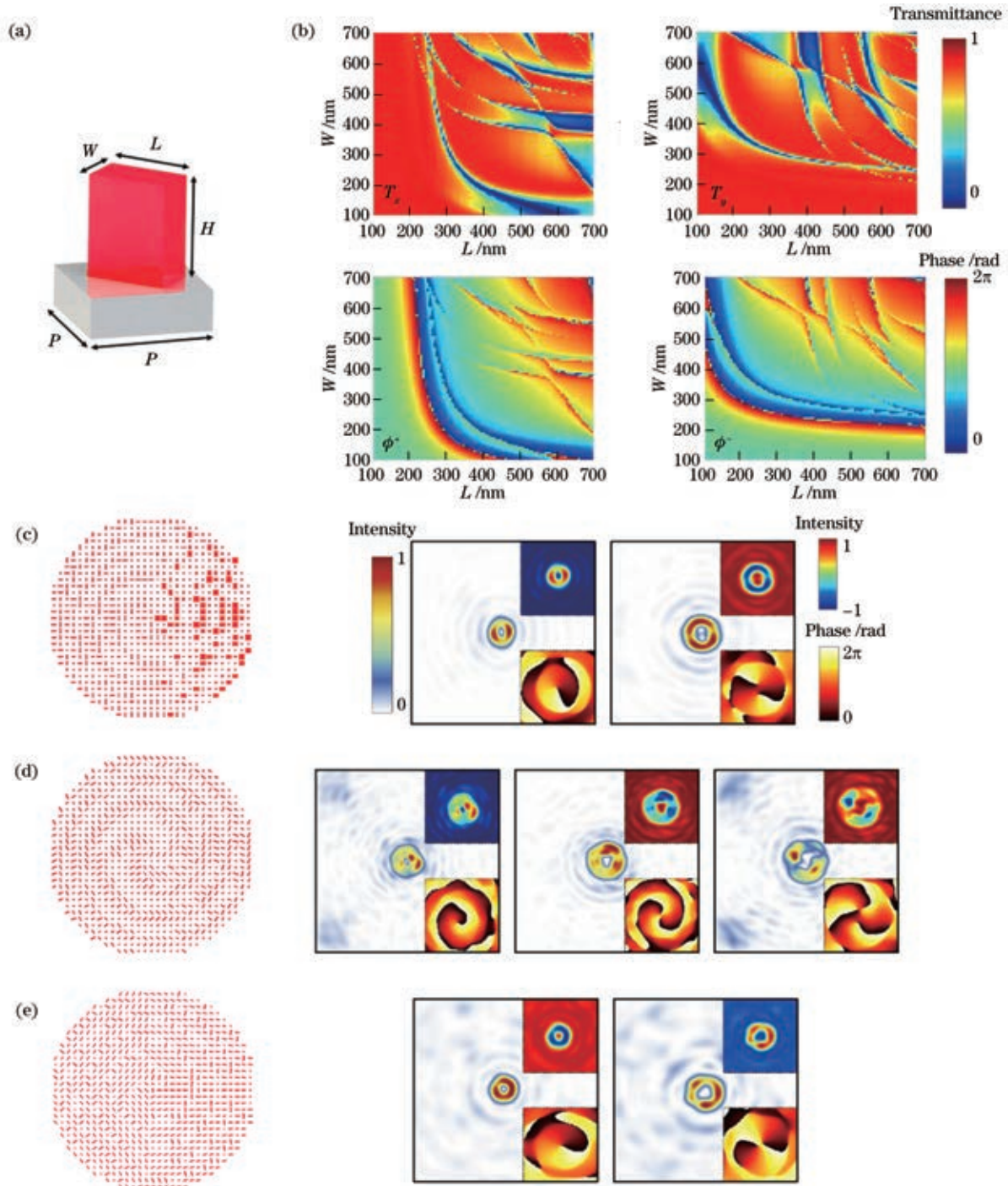


图 2 偏振复用超构表面的有限时域差分法仿真结果。(a)本文用于仿真的纳米柱结构;(b)纳米柱的相位库(第一行图为不同长度 L 和宽度 W 的纳米柱沿 x 方向和 y 方向的透射率 T_x 和 T_y ,第二行为双折射纳米结构在线偏振光入射下沿长轴和短轴方向的相移 ϕ^+ 和 ϕ^-);(c) $\theta=0$ 和 (d) $\theta \neq 0$ 时的线偏振复用超构表面的示意图和仿真得到的归一化电场强度分布图(电场强度分布图中右上插图为斯托克斯参数 S_1 ,右下插图为相位分布);(e)圆偏振复用超构表面的示意图和仿真结果,包括归一化电场强度分布、斯托克斯参数 S_3 和相位分布

Fig. 2 Simulation results of polarization-multiplexing metasurfaces obtained by finite difference time domain method. (a) Nanopyllars for simulation; (b) phase library of nanopyllars [graphs in the first row are the transmission coefficients of nanorods for different length L and width W along x - and y -directions (T_x , T_y), and graphs in the second row are the phase shift of birefringent nanostructures in directions of major and minor axes under incidence of online polarized light (ϕ^+ , ϕ^-); diagrams of linear-polarization-multiplexing metasurfaces and normalized electric field intensity profiles obtained by simulation (right) when (c) $\theta=0$ and (d) $\theta \neq 0$, where the upper right illustrations are the stokes parameters S_1 , and the lower right ones are phase distributions; (e) diagram of circular-polarization-multiplexing metasurface (left) and simulation results (right) including normalized electric field intensity profiles, stokes parameters S_3 , and phase distributions

并且产生从0线性增加到 2π 的几何相位。假设通过这种方式赋予RCP的相位剖面为 $\phi_R(x, y) = 2\theta$, 则施加在LCP上的相位将是 $\phi_L(x, y) = -\phi_R(x, y) = -2\theta$, 其中 (x, y) 为纳米柱的空间坐标, 这具有重要的实际意义。例如, 用于一个圆偏振的几何相位会聚透镜将充当另一个圆偏振的发散透镜^[50]。几何相位的固有限制使得超构表面只能让两个相反的圆偏振光偏转等大、反向的角度。然而, 这一共轭关系可以通过结合传播和几何相位予以打破, 与过去仅使用传播或几何相位的设计相比, 该设计允许超构表面在任何两个正交偏振(包括圆形和椭圆形)上分别赋予完全独立的相位轮廓^[13], 出射光的偏振态与入射光相互正交。在这种设计思路下, 当入射光通过超构表面 $J(x, y)$ 时, 输出场可写作 $J(x, y)|E_{in}\rangle$ 。假设入射的正交偏振态为 $|k_1\rangle$ 和 $|k_2\rangle$, 且满足 $\langle k_1|k_2\rangle = 0$, 则空间变化的琼斯矩阵可以写为

$$J(x, y) = \exp[i\phi_1(x, y)]|k_1\rangle\langle k_1| + \exp[i\phi_2(x, y)]|k_2\rangle\langle k_2|, \quad (18)$$

式中: $\phi_1(x, y)$ 和 $\phi_2(x, y)$ 分别表示超构表面施加在 $|k_1\rangle$ 和 $|k_2\rangle$ 上的空间相位轮廓。当入射光为LCP和RCP时, 可以代入圆偏振态的基矢

$$\begin{cases} |k_1\rangle = |L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \\ |k_2\rangle = |R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \end{cases}, \quad (19)$$

此时琼斯矩阵可以被改写为

$$J(x, y) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \exp[i\phi_1(x, y)] & \exp[i\phi_2(x, y)] \\ -i\exp[i\phi_1(x, y)] & -i\exp[i\phi_2(x, y)] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ i & -i \end{bmatrix}^{-1}. \quad (20)$$

式(20)为么正矩阵, 解特征方程对角化后可以得到特征值和特征矢量, 则在圆偏振入射下, 左旋偏振光被赋予的相位 $\phi_1(x, y)$ 、右旋偏振光被赋予的相位 $\phi_2(x, y)$ 、纳米柱沿快慢轴施加的相移(ϕ^+ , ϕ^-)和纳米柱的方位角 θ 之间的关系为

$$\begin{cases} \phi^+ = \frac{1}{2}[\phi_1(x, y) + \phi_2(x, y)] \\ \phi^- = \frac{1}{2}[\phi_1(x, y) - \phi_2(x, y)] - \pi \\ \theta = \frac{1}{4}[\phi_1(x, y) - \phi_2(x, y)] \end{cases} \quad (21)$$

根据式(21), 需要建立图2(b)所示的纳米柱的相位库, 通过改变纳米柱的几何形状和材料的折射率来实现传播相位 ϕ^+ 和 ϕ^- 间的特定相位差, 而几何相位仅通过方位角 θ 的旋转来控制。图2(e)所示即为圆偏振复用超构表面的设计和仿真结果, 超构表面的目标

相位分布 $\phi_1(x, y)$ 和 $\phi_2(x, y)$ 分别满足式(15)和式(16)。

偏振复用的方法自提出以来, 引起了国内外学者极大的兴趣, 并被广泛应用在各种光束的产生与调控、全息显示、光学微操控和成像与边缘检测等领域中, 如图3所示。2015年, Arbabi等^[15]通过设计并刻蚀非晶硅薄膜, 实现了工作在红外波段的线偏振光复用的超构表面, 并基于此原理分别展示了光束的偏折、聚焦、全息和结构光的产生等功能, 如图3(a)所示。2018年, Fan等^[6]在中红外波段利用相同的原理实现了线偏振光控制下聚焦位置改变的超构表面, 如图3(b)所示; 2020年, Ou等^[31]同样在中红外波段中实现了宽带消色差的线偏振复用超构表面, 如图3(c)所示。2017年, Balthasar Mueller等^[13]实现了圆偏振复用的超构全息, 如图3(d)所示。基于此原理, 针对多种方向大量的复用工作随之涌现出来, 如: 结构光束产生(携带轨道角动量的涡旋光束^[18, 39]、自加速艾里光束^[19, 51]、无衍射贝塞尔光束^[27]和完美涡旋光束^[30]等)[图3(e)~(h)]、自旋霍尔效应^[23, 25][图3(i)]、多维度的超构光镊^[28-29][图3(j)、(k)]、涡旋光偏振检测^[40][图3(l)]、螺旋相衬成像^[21][图3(m)]等。2018年, Zhao和Huang等^[41]实现了三偏振复用的超构表面[图3(n)], 此后他们还用类似的原理对全息加密术^[42]展开了研究[图3(o)], 类似的工作还有Hu等^[20]在三个偏振通道上通过编码实现的彩色全息显示[图3(p)]。相对于传统器件, 这些偏振复用的超构表面具有衍射极限的分辨能力、微纳米级尺度的光场调控能力, 能够极大地缩小光学系统的体积、实现多功能应用的高效紧凑集成。

3.3 波长复用

除了偏振之外, 波长也是光的一种本征自由度, 与之相关的成像中的色差问题受到人们的关注。2016年Science杂志将Capasso课题组^[52]的超构透镜成像工作评选为“十大科技突破”之一, 然而这项工作利用纯几何相位实现的彩色成像却有严重的色差问题, 这个瓶颈打开了人们对超构表面色差调控机制研究的大门。2017年, 本课题组及合作者们^[7]结合共振相位和几何相位, 提出了与波长相关的相位拆分原理。菲涅耳透镜的相位可表示为

$$\varphi(x, y, \lambda) = -\frac{2\pi}{\lambda}(\sqrt{x^2 + y^2 + f^2} - f), \quad (22)$$

式中: x 和 y 是超构表面的空间坐标; f 是透镜的焦距; λ 为工作波长, $\lambda \in [\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$ 。上述相位可进一步拆分成与波长无关的基础相位 $\varphi(R, \lambda_{\max})$ ($R = \sqrt{x^2 + y^2}$)和与波长有关的色差相位:

$$\Delta\varphi(R, \lambda) = -\left[2\pi\left(\sqrt{R^2 + f^2} - f\right)\right]\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{\max}}\right), \quad (23)$$

$\varphi(R, \lambda_{\max})$ 和 $\Delta\varphi(R, \lambda)$ 分别由几何相位和共振相位决定, 前者代表菲涅耳透镜的聚焦功能, 后者代表不同波长之间器件提供的相移, 即色差。通过使用金属超构表面构建相位库, 实现了近红外(1200~1650 nm)的宽带连续消色差反射聚焦透镜[图4(a)]和消色差反

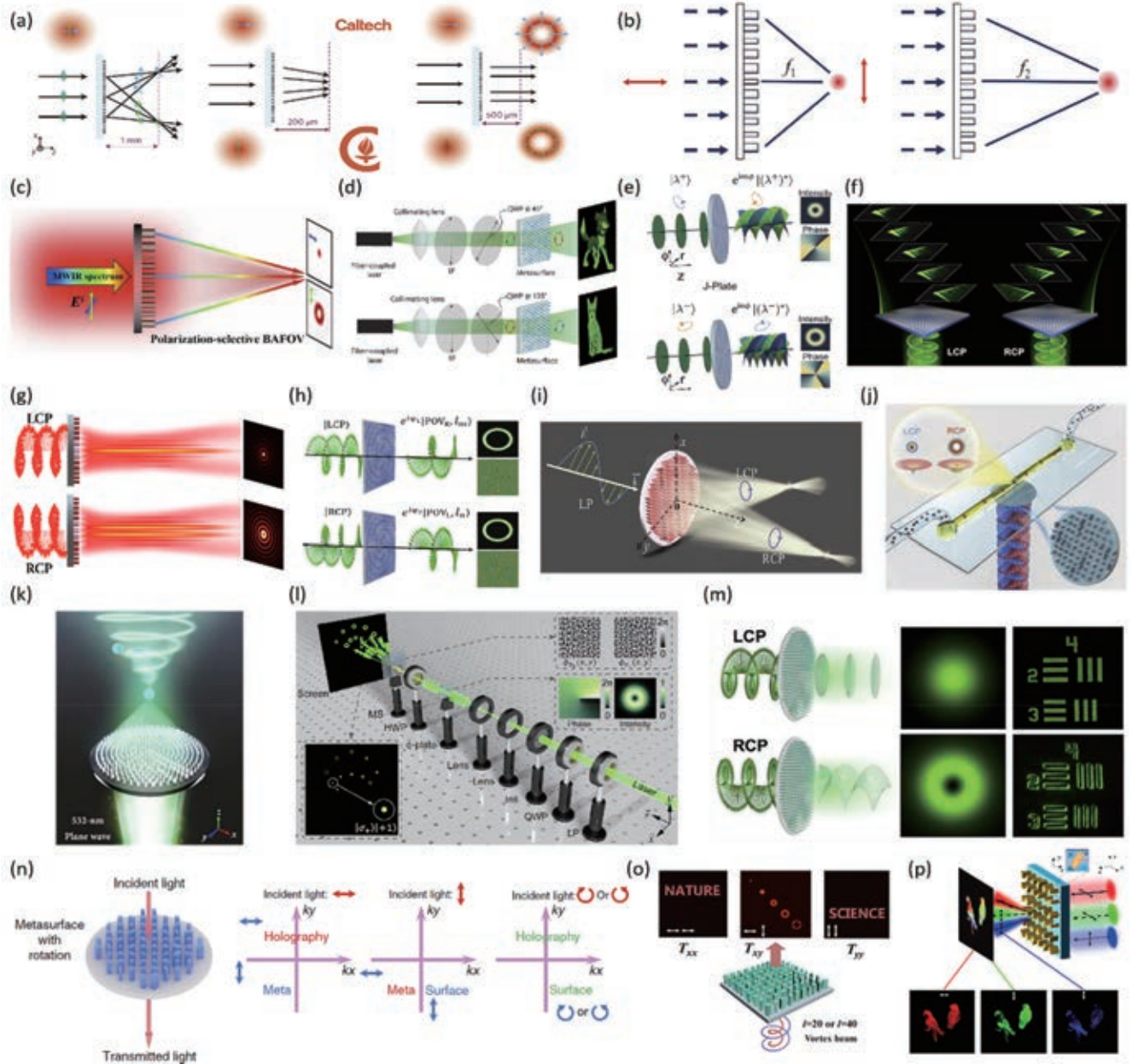


图 3 偏振复用超构表面的相关工作。(a)正交线偏振独立调控聚焦、全息图和矢量光束^[15]；(b)线偏振复用的双焦距超透镜^[6]；(c)偏振相关的宽带消色差聚焦涡旋光束产生器(BAFOV)^[31]；(d)正交圆偏振光独立调控两个全息图^[13]；(e)实现任意自旋-轨道角动量转换的超构表面示意图^[18]；(f)利用超构表面产生不同加速方向的艾里光束^[19]；(g)利用超构表面产生自旋相关的贝塞尔光束^[27]；(h)在正交圆偏振光入射下产生不同偏振和拓扑电荷的完美涡旋光束^[30]；(i)多通道光子自旋霍尔效应调控^[25]；(j)基于超构表面的偏振相关光镊^[29]；(k)基于超构表面的集成化超构光镊-光学扳手^[28]；(l)光学自旋和角动量的检测示意图^[40]；(m)自旋复用的螺旋相衬成像^[21]；(n)多通道偏振复用全息示意图^[41]；(o)利用超构表面实现涡旋、偏振相关的加密^[42]；(p)基于超构表面的三通道矢量全彩色全息图^[20]

Fig. 3 Related studies of polarization-multiplexing-metasurfaces. (a) Independent control of focus, hologram, and vector beams by orthogonally linear polarization^[15]; (b) linear-polarization-multiplexing bifocal metalens^[6]; (c) polarization-dependent broadband achromatic focusing optical vortex generator (BAFOV)^[31]; (d) independent control of two holograms by orthogonally circular polarization^[13]; (e) schematic of metasurface enabling arbitrary spin-to-orbital angular momentum conversion^[18]; (f) Airy beams with different acceleration directions generated by metasurface^[19]; (g) spin-dependent Bessel beams generated by metasurface^[27]; (h) generation of perfect optical vortices with different polarization and topological charge under orthogonally circular polarization incidence^[30]; (i) multichannel manipulation of photonic spin Hall effect^[25]; (j) polarization-dependent optical tweezer based on metasurface^[28]; (k) integrated metalforming optical tweezers-optical wrench based on metasurface^[29]; (l) schematic of detection of optical spin and angular momentum^[40]; (m) spiral phase contrast imaging with spin-multiplexing^[21]; (n) schematic of multichannel polarization-multiplexing hologram^[41]; (o) vortex and polarization dependent encryption by using metasurface^[42]; (p) three-channel vectorial full-color hologram based on metasurface^[20]

射板。2018 年,本课题组^[8]在相位拆分原理的基础上使用了几何加传播相位的 GaN 超构纳米柱和纳米槽作为超构透镜的基本结构单元,率先展示了可见光波段超构透镜彩色成像工作[图 4(b)]。有了之前工作的经验,本课题组接下来继续发展了波长复用的多维度调控技术,2021 年,Ren 等^[53]利用三种中心对称介电纳米柱[图 4(c)]在不同波长下的导波共振对相移的影响,基于遗传算法实现了与偏振无关的、波长解耦的独立相位调控的多功能超构表面。当不同空间位置处满足对应的多波长下的相位剖面,可将问题转化成多目标优化问题。本课题组最后展示了基于此方法设计的多个色散型功能器件,包括彩色路由器和三功能超透镜的结构光发生器,用于同时实现螺旋相位板、锥透镜和凸透镜功能[图 4(d)],类似的工作还有 2018 年 Shi 等^[34]设计的反射型超构表面。2022 年, Fu 等^[54]又在相位拆分原理的基础上,构建由双椭圆形纳米柱[图 4(e)]集成耦合的超单元结构库,实现了双波段超色差

的独立调控[图 4(f)]。以上色差调控的相关工作存在数值孔径较小、效率较低的问题,这可以通过增加超构表面单元中纳米柱的高度、合适地选择组成材料相对于环境介质的介电常数比来解决^[55]。

此外, Yoon 等^[38]在 2019 年通过结合传播和几何相位的超构表面实现了对两个不同波长的独立全相位控制,进而实现了多色超全息图[图 4(g)]。该原理同样结合了几何和传播两种相位模式,结构的旋转导致不同波长具有相同几何相位,而不同的结构导致不同波长具有不同的传播相位梯度,其中一种结构通过旋转产生连续的相位变化,因此有限结构集合能够对不同波长进行全相位操作。不过,这项工作假设传播相位对结构旋转是不变的,但由于周期性边界条件的破坏,实际传播相位会根据结构旋转而发生偏差。这种偏差会扰乱设计的相位分布,从而导致串扰,因此超构表面的效率较低。

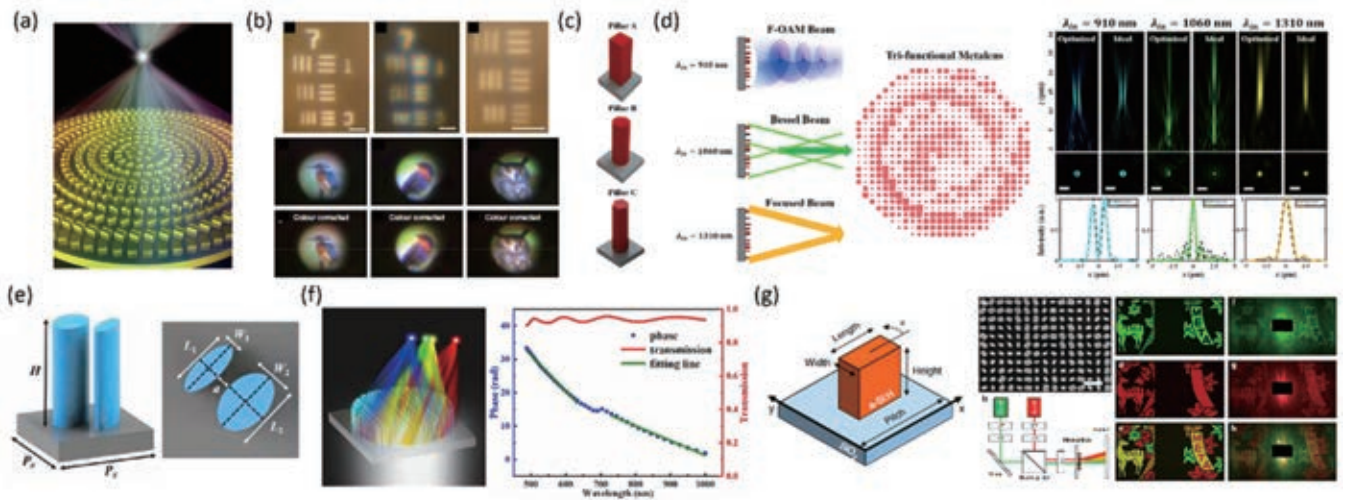


图 4 波长复用超构表面的相关研究工作。(a)近红外波段消色差超透镜示意图^[7];(b)可见光波段超透镜的彩色成像图^[8];(c)三种中心对称介电纳米柱和(d)基于三功能超透镜的结构光发生器的示意图^[53];(e)超透镜的超单元结构^[54];(f)超色散超透镜示意图和超单元的模拟结果^[54];(g)超构表面单元结构图和多色超全息结果示意图^[38]

Fig. 4 Research on wavelength-multiplexing-metasurfaces. (a) Schematic of achromatic metalens in near-infrared bands^[7]; (b) results of color imaging using broadband achromatic metalens in visible band^[8]; (c) schematic of three centrosymmetric dielectric nanopillars and (d) structured light generator based on tri-functional metalens^[53]; (e) supercell of metalens^[54]; (f) schematic of super chromatic dispersive metalens and simulated result of supercell^[54]; (g) schematic of unit cell of metasurface and multicolor hologram^[38]

3.4 绕行相位

这种相位模式与光程导致的相位差有关^[56]。最开始,绕行相位(detour phase)在光栅的设计中被引入,从而达到调制相位的目的。随着超构表面的引入,绕行相位作为一种波前整形的方法被研究^[57-58]。此方法可以通过考虑一个由双纳米柱单元构成的超构表面,如图 5(a)所示,每个单元由两个相同的纳米柱组成。当波长为 λ 的平面波以角度 $\theta=(\theta_x, \theta_y)$ 入射时,在 $z=0$ 的平面处复振幅可表示为

$$U(x, y) = U_0 [t_1 + t_2 \exp(i k_x x + i k_y y)], \quad (24)$$

式中: $t_i (i=1, 2)$ 表示两个纳米柱的传播效率, U_0 为入射光场, $k_{x/y} = k_0 \sin(\theta_{x/y})$, $k_0 = \frac{2\pi n}{\lambda}$, n 为折射率。当入射角 $\theta=(\theta_x, \theta_y) = \left[\arcsin\left(\frac{\lambda}{np}\right), 0 \right]$ (p 为超构表面单元的周期)时,复振幅可表示为

$$U(x) = U_0 t_2 \exp\left(\frac{i 2\pi x}{p}\right). \quad (25)$$

若一个超构表面单元内相邻的纳米柱在 x 方向的间隔为 Δx ,则由两个纳米柱散射的波会存在相位延迟,相位延迟可表示为

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta x}{p}, \quad (26)$$

$\Delta\varphi$ 即超构表面单元赋予入射光的绕行相位, y 方向入射光同理。因此,可以通过调整每个单元内纳米柱的相对位置($\Delta x, \Delta y$)来调控绕行相位。基于此原理,2018年Deng等^[59]展示了一种基于金属结构中双原子超构表面的矢量全息新概念,基于相位和偏振调制与相同超原子的位移和取向之间的简单线性关系,同时实现了多偏振态的主动衍射和全息图像的重建

[图5(b)],并且重建结果对入射角和波长都具有鲁棒性。2019年,Bao等^[60]应用绕行相位提出了对每个红(R)、绿(G)和蓝(B)三原色分量的强度和相位的独立控制,从而同时实现近场的“光学印刷”和远场的“彩色全息”显示功能[图5(c)]。次年,他们还实现了具有恒定环形强度分布、任意相位和偏振分布的完美矢量涡旋光束^[61][图5(d)],2021年,他们通过4块超构单元的同时作用,构建了具有6个自由度的琼斯矩阵^[62],达到对任意正交偏振的完全独立复振幅控制,从而实现两个偏振复用下的印刷和全息显示^[63][图5(e)]。

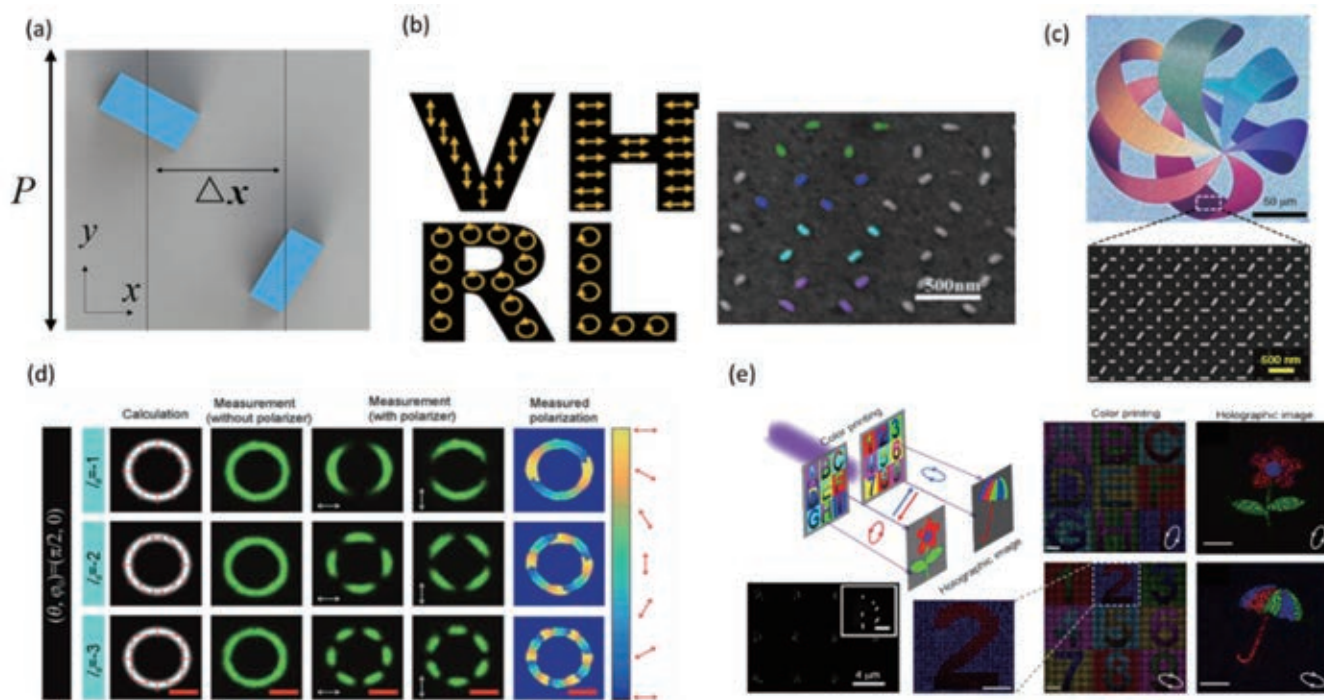


图5 基于绕行相位的超构表面的相关工作。(a)由双纳米柱组成的超构表面单元;(b)文献[59]中设计的矢量全息图示意图和超构表面的SEM图像;(c)logo的光学图片和SEM图像^[60];(d)超构表面实现的线偏振完美矢量涡旋光束^[61];(e)正交偏振光入射下的独立复振幅调控示意图^[63]

Fig. 5 Research on metasurfaces based on detour phase. (a) Schematic of unit cell of metasurface consisting of two nanopillars; (b) schematic of designed vectorial hologram and SEM image of metasurface^[59]; (c) optical image and SEM image of logo^[60]; (d) generation of perfect vector vortex beams with linear polarization by metasurface^[61]; (e) schematic of independent complex-amplitude control under two orthogonally polarized light incidence^[63]

3.5 拓扑相位

拓扑光子学是近年来新兴的一个研究领域,通过利用几何和拓扑思想来设计和控制光的行为、在光子体系实现拓扑效应最常规的办法是设计特殊的光子结构,如光子晶体、光学微腔或三维的超构材料等,然而由超构表面展示拓扑现象的工作较少。2021年,Song等^[64]利用在奇异点附近包围的非厄米矩阵的拓扑特征来引入额外的异常拓扑(ET)相位。他们通过选择超构表面构建块在参数空间中沿着任意闭合轨迹来包围一个奇点,从而在特定反射偏振通道上设计了一个拓扑保护的全 2π 相位。传统的几何相位是共轭的相位关系,而在此项研究中,相位累积仅施加在由环绕异常点(EP)的手性定义的两个相反圆偏振旋向的光束之一上,这与几何相位有着本质的区别。因此,他们指

出,ET相位可以与几何相位机制结合,以实现偏振通道的完全和独立的控制。为了验证原理的正确性,他们对照展示了几何相位参与和不参与情况下出射偏振光携带不同信息的光学全息[图6(a)]。2022年,Yang等^[65]通过在纳米尺度上设计辐射损耗,展示了可见光中具有非平凡拓扑的非厄米等离子体-电介质超构表面。他们提出了光子-等离子体混合谐振器系统的四谐振器分析模型,并采用了具有非厄米 \mathbb{Z}_3 拓扑不变量(该群只有3个元素: $V = -1, 0, 1$)的哈密顿量描述方法,设计的装置在动量空间中表现出 $V = -1$ 的特殊同心环。这为超构表面的相关研究提供了一种将拓扑结构和非厄米纳米光子学相结合的新方法。

3.6 非局域超构表面

这种超构表面与上文介绍的局域型超构表面不

同,其响应通常依赖于近邻间的相互作用,利用许多相同的相邻超单元支持的模式来操纵光谱。局域超构表面可以在多个选定波长上塑造光波前,但不可避免地会改变整个光谱的光,而利用非局域超构表面可以在多个选定波长上产生窄带空间定制波前,但在其他波长处超构表面可以看作是透明的。驱动研究这种器件的机制是连续域中的束缚态(BIC),这是具有与自由空间匹配的动量但却有极高Q因子的状态^[66]。而准BIC状态则是对光子体系如光子晶体板施加扰动,打破其结构的对称性,将限制在结构中特定波长的光辐射出来。2020年,Overvig等^[67]通过群论建立了准BIC的选择规则,得到了用作非局域超构表面构建块的结构表。他们通过使用几个连续的扰动设计超构表面,结合几何相位,实现了在宽波段圆偏振光入射时,仅在窄带实现出射光束的聚焦和偏转[图6(b)]。2021年,他们又设计了一对由椭圆纳米柱构成的、紧密堆叠的超构表面^[68],以支持手性准BIC产生的Fano共振,这

样能够在圆偏振光入射时通过改变器件的本征偏振来随意调整相同自旋反射光的振幅和相位[图6(c)]。按照此原理,2022年,Chen等^[69]设计了一种基于准BIC的可切换单层全电介质非局域超构表面,实现了不同环境下折射率导致的共振波长偏移,从而对出射光束进行调制[图6(d)]。

4 总结和展望

主要介绍了多功能超构表面多维度复用的设计原理,并予以仿真验证。结果说明了利用几何和传播或共振相位结合的多功能超构器件不但能提高功能集成度,还可以使得超构器件分别向偏振和波长两个不同维度的方向发展。同时,本文还介绍了通过改变纳米柱的间距、将绕行相位与转角相结合调控衍射波前。同样地,可将基于参数空间的ET相位也可与几何相位相结合来实现偏振解耦功能。前人的这些工作已经证明了多功能超构表面的相位机制需要结合互不干扰

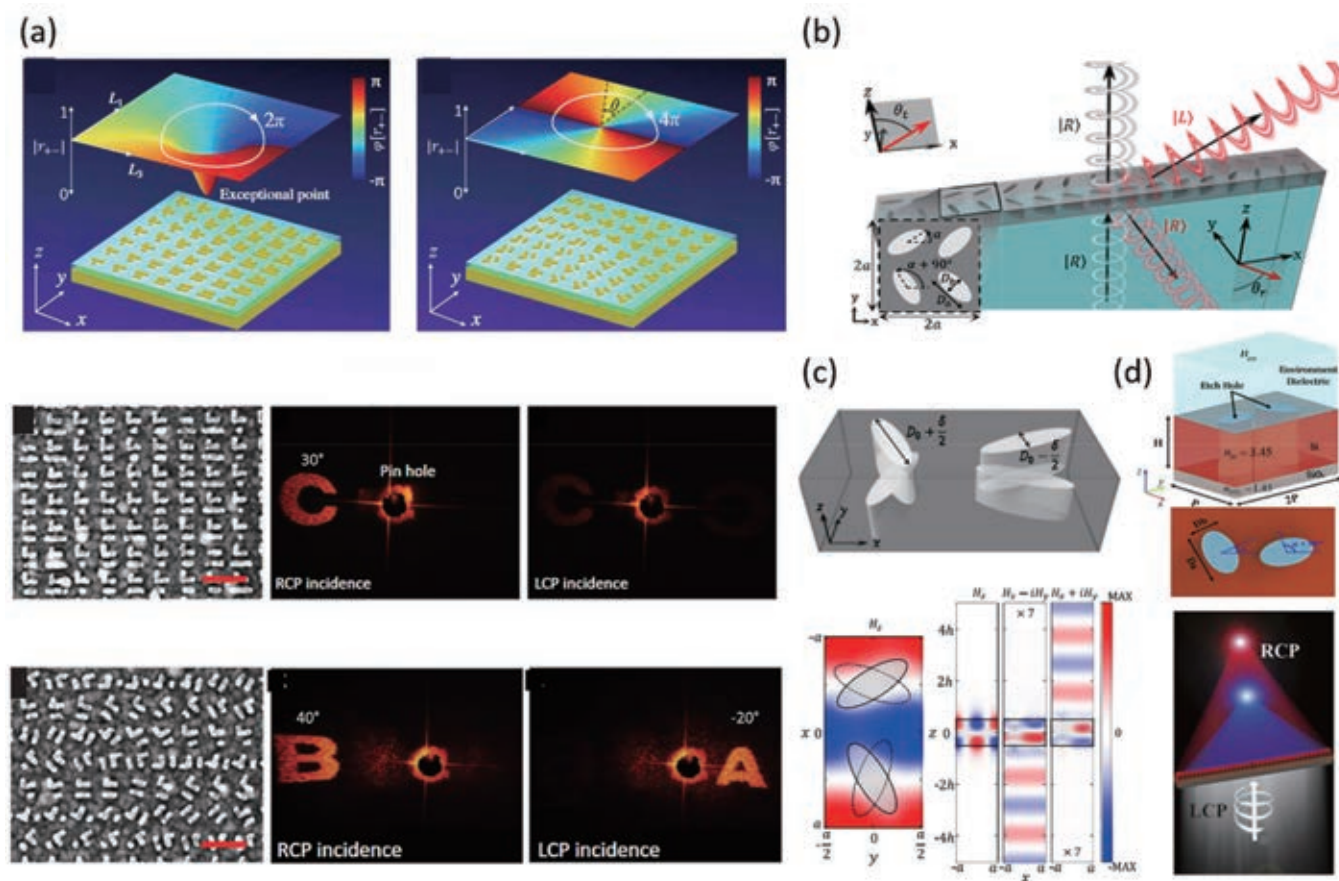


图6 基于拓扑相位的超构表面和非局域超构表面的相关研究。(a)基于ET相位和几何(PB)相位的超构表面^[64],第一行是分别基于ET相位和PB相位的超构表面设计图,第二行是仅基于ET相位的结构和全息图,第三行是基于ET相位和PB相位的结构和全息图;(b)非局域超构表面的示意图^[67];(c)基于手性准BIC的超构表面的结构示意图和扰动磁场图^[68];(d)非局域超构表面结构单元的示意图,以及不同环境下对出射光的调制^[69]

Fig. 6 Research on metasurfaces based on topological phase and nonlocal metasurfaces. (a) Metasurface based on ET phase and PB phase^[64](graphs in first row are metasurfaces based on ET and PB phase respectively, graphs in second row are structure and hologram based on ET phase only, and graphs in third row are structure and hologram based on based on ET phase and PB phase); (b) schematic of nonlocal metasurface^[67]; (c) schematic of metasurface based on chiral BIC and perturbed magnetic field profiles^[68]; (d) schematic of unit cell of nonlocal metasurface and modulation of output light under different environment^[69]

的相位模式,而非局域超构表面主要依赖结构的共振和它们之间的耦合情况,从而操控光是否辐射到自由空间,并加以波前整形。

随着多功能超构表面需求量的增加,新型相位机制的提出无疑成为了超构光子学领域的催化剂。时至今日,超构表面已经朝着实用性方向发展,器件的调控维度、效率和鲁棒性共同决定了今后发展的方向。其中,效率大多取决于微结构的尺寸参数和工作波段对应的选材,而调控维度和器件鲁棒性则与物理机制密切相关。我们一方面寄希望于更多新型相位调控机制的提出为超构表面的设计提供更多的自由度,另一方面也期待基于以上相位模式会涌现出一系列高效率的可调谐多功能集成器件,从而推动微纳应用光子学领域的发展。

参 考 文 献

- [1] 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. [PubMed]
- [2] Chen X Z, Huang L L, Mühlenbernd H, et al. Dual-polarity plasmonic metalens for visible light[J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 1198. [LinkOut]
- [3] Chen X Z, Chen M, Mehmood M Q, et al. Longitudinal multifoci metalens for circularly polarized light[J]. *Advanced Optical Materials*, 2015, 3(9): 1201-1206.
- [4] 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.
- [5] Chen B H, Wu P C, Su V C, et al. GaN metalens for pixel-level full-color routing at visible light[J]. *Nano Letters*, 2017, 17(10): 6345-6352.
- [6] Fan Q B, Wang Y L, Liu M Z, et al. High-efficiency, linear-polarization-multiplexing metalens for long-wavelength infrared light[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(24): 6005-6008.
- [7] Wang S M, Wu P C, Su V C, et al. Broadband achromatic optical metasurface devices[J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 187.
- [8] 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.
- [9] Ni X J, Wong Z J, Mrejen M, et al. An ultrathin invisibility skin cloak for visible light[J]. *Science*, 2015, 349(6254): 1310-1314.
- [10] Li L, Liu Z X, Ren X F, et al. Metalens-array-based high-dimensional and multiphoton quantum source[J]. *Science*, 2020, 368(6498): 1487-1490.
- [11] Bao Y J, Lin Q L, Su R B, et al. On-demand spin-state manipulation of single-photon emission from quantum dot integrated with metasurface[J]. *Science Advances*, 2020, 6(31): eaba8761.
- [12] Nazemosadat E, Mazur M, Kruk S, et al. Dielectric broadband metasurfaces for fiber mode-multiplexed communications[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(14): 1801679.
- [13] 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.
- [14] Khorasaninejad M, Zhu A Y, Roques-Carmes C, et al. Polarization-insensitive metalenses at visible wavelengths[J]. *Nano Letters*, 2016, 16(11): 7229-7234.
- [15] 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.
- [16] Arbabi E, Kamali S M, Arbabi A, et al. Full-stokes imaging polarimetry using dielectric metasurfaces[J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(8): 3132-3140.
- [17] Deng L G, Deng J, Guan Z Q, et al. Malus-metasurface-assisted polarization multiplexing[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 101.
- [18] Devlin R C, Ambrosio A, Rubin N A, et al. Arbitrary spin-to-orbital angular momentum conversion of light[J]. *Science*, 2017, 358(6365): 896-901.
- [19] 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.
- [20] Hu Y Q, Li L, Wang Y J, et al. Trichromatic and tripolarization-channel holography with noninterleaved dielectric metasurface[J]. *Nano Letters*, 2020, 20(2): 994-1002.
- [21] Huo P C, Zhang C, Zhu W Q, et al. Photonic spin-multiplexing metasurface for switchable spiral phase contrast imaging[J]. *Nano Letters*, 2020, 20(4): 2791-2798.
- [22] Jang J, Lee G Y, Sung J, et al. Independent multichannel wavefront modulation for angle multiplexed meta-holograms[J]. *Advanced Optical Materials*, 2021, 9(17): 2100678.
- [23] Jin R C, Tang L L, Li J Q, et al. Experimental demonstration of multidimensional and multifunctional metalenses based on photonic spin Hall effect[J]. *ACS Photonics*, 2020, 7(2): 512-518.
- [24] Kamali S M, Arbabi E, Arbabi A, et al. Angle-multiplexed metasurfaces: encoding independent wavefronts in a single metasurface under different illumination angles[J]. *Physical Review X*, 2017, 7(4): 041056.
- [25] Li S Q, Li X Y, Wang G X, et al. Multidimensional manipulation of photonic spin Hall effect with a single-layer dielectric metasurface[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(5): 1801365.
- [26] Li S Q, Li X Y, Zhang L, et al. Efficient optical angular momentum manipulation for compact multiplexing and demultiplexing using a dielectric metasurface[J]. *Advanced Optical Materials*, 2020, 8(8): 1901666.
- [27] Li T Y, Li X Y, Yan S H, et al. Generation and

- conversion dynamics of dual Bessel beams with a photonic spin-dependent dielectric metasurface[J]. *Physical Review Applied*, 2021, 15(1): 014059.
- [28] Li T Y, Xu X H, Fu B Y, et al. Integrating the optical tweezers and spanner onto an individual single-layer metasurface[J]. *Photonics Research*, 2021, 9(6): 1062-1068.
- [29] Li X Y, Zhou Y, Ge S Y, et al. Experimental demonstration of optical trapping and manipulation with multifunctional metasurface[J]. *Optics Letters*, 2022, 47(4): 977-980.
- [30] Liu M Z, Huo P C, Zhu W Q, et al. Broadband generation of perfect Poincaré beams via dielectric spin-multiplexed metasurface[J]. *Nature Communications*, 2021, 12: 2230.
- [31] Ou K, Yu F L, Li G H, et al. Mid-infrared polarization-controlled broadband achromatic metadvice[J]. *Science Advances*, 2020, 6(37): eabc0711.
- [32] Ren Y Z, Guo S H, Zhu W Q, et al. Full-stokes polarimetry for visible light enabled by an all-dielectric metasurface[J]. *Advanced Photonics Research*, 2022: 2100373.
- [33] Rubin N A, D'Aversa G, Chevalier P, et al. Matrix Fourier optics enables a compact full-Stokes polarization camera[J]. *Science*, 2019, 365(6448): eaax1839.
- [34] Shi Z J, Khorasaninejad M, Huang Y W, et al. Single-layer metasurface with controllable multiwavelength functions[J]. *Nano Letters*, 2018, 18(4): 2420-2427.
- [35] Sisler J, Chen W T, Zhu A Y, et al. Controlling dispersion in multifunctional metasurfaces[J]. *APL Photonics*, 2020, 5(5): 056107.
- [36] Sroor H, Huang Y W, Sephton B, et al. High-purity orbital angular momentum states from a visible metasurface laser[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(8): 498-503.
- [37] Wang E L, Niu J B, Liang Y H, et al. Complete control of multichannel, angle-multiplexed, and arbitrary spatially varying polarization fields[J]. *Advanced Optical Materials*, 2020, 8(6): 1901674.
- [38] Yoon G, Kim J, Mun J, et al. Wavelength-decoupled geometric metasurfaces by arbitrary dispersion control[J]. *Communications Physics*, 2019, 2: 129.
- [39] Zhang F, Pu M B, Luo J, et al. Symmetry breaking of photonic spin-orbit interactions in metasurfaces[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2017, 44(3): 319-325, 371.
- [40] Zhang S, Huo P C, Zhu W Q, et al. Broadband detection of multiple spin and orbital angular momenta via dielectric metasurface[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2020, 14(9): 2000062.
- [41] Zhao R Z, Sain B, Wei Q S, et al. Multichannel vectorial holographic display and encryption[J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7: 95.
- [42] Zhou H Q, Sain B, Wang Y T, et al. Polarization-encrypted orbital angular momentum multiplexed metasurface holography[J]. *ACS Nano*, 2020, 14(5): 5553-5559.
- [43] Sun S L, He Q, Xiao S Y, et al. Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves[J]. *Nature Materials*, 2012, 11(5): 426-431.
- [44] Hao J M, Zhou L, Chan C T. An effective-medium model for high-impedance surfaces[J]. *Applied Physics A*, 2007, 87(2): 281-284.
- [45] Sievenpiper D F, Schaffner J H, Song H J, et al. Two-dimensional beam steering using an electrically tunable impedance surface[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2003, 51(10): 2713-2722.
- [46] Pancharatnam S. Generalized theory of interference and its applications[J]. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences-Section A*, 1956, 44(6): 398-417.
- [47] Berry M V. Quantal phase factors accompanying adiabatic changes[J]. *Proceedings of the Royal Society A*, 1984, 392(1802): 45-57.
- [48] Lin D M, Fan P Y, Hasman E, et al. Dielectric gradient metasurface optical elements[J]. *Science*, 2014, 345(6194): 298-302.
- [49] Arbabi A, Horie Y, Ball A J, et al. Subwavelength-thick lenses with high numerical apertures and large efficiency based on high-contrast transmitarrays[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 7069.
- [50] Hasman E, Kleiner V, Biener G, et al. Polarization dependent focusing lens by use of quantized Pancharatnam-Berry phase diffractive optics[J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 82(3): 328-330.
- [51] Lei S W, Zhang X, Zhu S Q, et al. Generation of Airy beam arrays in real and K spaces based on a dielectric metasurface[J]. *Optics Express*, 2021, 29(12): 18781-18790.
- [52] Aieta F, Kats M A, Genevet P, et al. Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation[J]. *Science*, 2015, 347(6228): 1342-1345.
- [53] Ren J Z, Li T Y, Fu B Y, et al. Wavelength-dependent multifunctional metalens devices via genetic optimization [J]. *Optical Materials Express*, 2021, 11(11): 3908-3916.
- [54] Fu B Y, Li T Y, Zou X J, et al. Steerable chromatic dispersive metalenses in dual bands[J]. *Journal of Physics D*, 2022, 55(25): 255105.
- [55] Presutti F, Monticone F. Focusing on bandwidth: achromatic metalens limits[J]. *Optica*, 2020, 7(6): 624-631.
- [56] Brown B R, Lohmann A W. Complex spatial filtering with binary masks[J]. *Applied Optics*, 1966, 5(6): 967-969.
- [57] Khorasaninejad M, Ambrosio A, Kanhaiya P, et al. Broadband and chiral binary dielectric meta-holograms[J]. *Science Advances*, 2016, 2(5): e1501258.
- [58] Deng Z L, Deng J H, Zhuang X, et al. Facile metagrating holograms with broadband and extreme angle tolerance[J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7: 78.
- [59] Deng Z L, Deng J H, Zhuang X, et al. Diatomic metasurface for vectorial holography[J]. *Nano Letters*, 2018, 18(5): 2885-2892.
- [60] Bao Y J, Yu Y, Xu H F, et al. Full-colour nanoprint-hologram synchronous metasurface with arbitrary hue-

- saturation-brightness control[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8: 95.
- [61] Bao Y J, Ni J C, Qiu C W. A minimalist single-layer metasurface for arbitrary and full control of vector vortex beams[J]. *Advanced Materials*, 2020, 32(6): e1905659.
- [62] Bao Y J, Wen L, Chen Q, et al. Toward the capacity limit of 2D planar Jones matrix with a single-layer metasurface[J]. *Science Advances*, 2021, 7(25): eabh0365.
- [63] Bao Y J, Yu Y, Sun S, et al. Dielectric metasurface for independent complex-amplitude control of arbitrary two orthogonal states of polarization[EB/OL]. (2021-05-28) [2021-08-06]. <https://arxiv.org/abs/2105.13640>.
- [64] Song Q H, Odeh M, Zúñiga-Pérez J, et al. Plasmonic topological metasurface by encircling an exceptional point [J]. *Science*, 2021, 373(6559): 1133-1137.
- [65] Yang F, Prasad C S, Li W J, et al. Non-Hermitian metasurface with non-trivial topology[J]. *Nanophotonics*, 2022, 11(6): 1159-1165.
- [66] Hsu C W, Zhen B, Stone A D, et al. Bound states in the continuum[J]. *Nature Reviews Materials*, 2016, 1: 16048.
- [67] Overvig A C, Malek S C, Yu N F. Multifunctional nonlocal metasurfaces[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(1): 017402.
- [68] Overvig A, Yu N F, Alù A. Chiral quasi-bound states in the continuum[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126 (7): 073001.
- [69] Chen R, Li T Y, Bi Q H, et al. Quasi-bound states in the continuum-based switchable light-field manipulator [J]. *Optical Materials Express*, 2022, 12(3): 1232-1241.

请勿用PDF编辑功能直接修改文字或替换图片、公式、表格等,以免看不到修改痕迹,影响论文内容的修改。