

激光与光电子学进展

超表面调控琼斯矩阵技术研究进展(特邀)

冯超^{1,2,3}, 何涛^{1,2,3*}, 施宇智^{1,2,3}, 王占山^{1,2,3}, 程鑫彬^{1,2,3**}¹同济大学物理科学与工程学院精密光学工程技术研究所, 上海 200092;²同济大学物理科学与工程学院先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092;³上海市数字光学前沿科学研究基地, 上海 200092

摘要 偏振作为光场的基本自由度, 在众多光学技术领域中有着十分广泛的应用。光学器件的偏振操控性能常用琼斯矩阵来表示, 琼斯矩阵中可控通道数目的多少表征了对应光学器件的偏振调控能力强弱。随着光学技术的蓬勃发展, 诸如偏振成像、通信编码、光学加密等前沿应用迫切需要光学器件能够独立调控多个琼斯矩阵通道, 同时兼顾小型化。超表面作为由人工亚波长微结构按照特定序列排列而成的平面光学器件, 天然具备集成化的优势, 且对电磁波具有强大的调控能力, 有望在偏振光学器件领域发挥巨大作用。从超表面的相位、振幅调控机理出发, 按照可调控的通道数目从少到多对超表面调控琼斯矩阵的发展进行了系统梳理, 并对超表面琼斯矩阵调控技术的未来发展进行了展望。

关键词 超表面; 琼斯矩阵; 偏振调控; 多功能集成

中图分类号 O436 文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP232011

Research Progress of Metasurface-Based Jones Matrix Modulation (Invited)

Feng Chao^{1,2,3}, He Tao^{1,2,3*}, Shi Yuzhi^{1,2,3}, Wang Zhanshan^{1,2,3}, Cheng Xinbin^{1,2,3**}¹*Institute of Precision Optical Engineering, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China;*²*MOE Key Laboratory of Advanced Micro-Structured Materials, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China;*³*Shanghai Frontiers Science Center of Digital Optics, Shanghai 200092, China*

Abstract Polarization, a fundamental degree of freedom of the optical field, has important applications in many fields of optical technology. The optical field modulation performance of optical devices is often expressed by the Jones matrix with its number of controllable channels characterizing the polarization control capability. With the rapid development of optical technology, novel applications, such as polarization imaging, information coding, and optical encryption, require optical devices to independently modulate multiple Jones-matrix channels while considering the need for miniaturization. Metasurface, a planar optical device composed of artificial subwavelength nano-structures with specific order, is expected to have a greater role in the field of polarization optics devices owing to its natural advantage of integration and powerful ability to modulate electromagnetic waves with arbitrary customization. In this paper, we first introduce the phase and amplitude modulation mechanisms of the metasurfaces, then systematically review the development of Jones matrix modulated metasurfaces with an increase in the number of controllable channels, and finally, provide an outlook on the future development of Jones matrix modulation technology for metasurfaces.

Key words metasurface; Jones matrix; polarization modulation; multifunctional integration

收稿日期: 2023-08-29; 修回日期: 2023-10-07; 录用日期: 2023-10-17; 网络首发日期: 2023-10-27

基金项目: 国家自然科学基金 (62305252, 61925504, 62192770, 61621001, 62205246, 62020106009, 6201101335, 62205249, 62192772, 62192771)、上海市科学技术委员会科技计划项目 (17JC1400800, 20JC1414600, 21JC1406100)、上海市教育委员会“曙光”计划项目 (17SG22)、上海市级科技重大专项-人工智能基础理论与关键核心技术 (2021SHZDZX0100)、上海市张江国家自主创新示范区专项发展资金重大项目 (ZJ2021-ZD-008)、中央高校基本科研业务费专项资金、中国博士后科学基金资助项目 (2022M712401)

通信作者: *hetao@tongji.edu.cn; **chengxb@tongji.edu.cn

1 引言

偏振是一个基本的物理学概念,表征了光场的电场振动方向,广泛应用于成像^[1]、计量^[2]、激光^[3-5]、化学鉴定^[6-8]等光学领域中。光场的偏振态常用琼斯矢量 $\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_+ \\ E_- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_+ e^{i\varphi_+} \\ A_- e^{i\varphi_-} \end{bmatrix}$ 来表示,其中,+和-表示一对正交偏振态, $A_{+(-)}$ 和 $\varphi_{+(-)}$ 分别表示偏振分量 $E_{+(-)}$ 的振幅和相位。琼斯矢量的物理意义在于,任何偏振态的光场均可视作由一对具有特定复振幅的正交偏振光叠加而成。相应地,光学器件对光场偏振态产生的调控作用可以用一个 2×2 的琼斯矩阵^[9]来表示,调控过程可以描述为 $\mathbf{E}_{\text{out}} = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}_{\text{in}}$,其中 \mathbf{E}_{out} 和 \mathbf{E}_{in} 分别代表出射光和入射光的电场。光学器件的琼斯矩阵形式为

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} t_{++} & t_{+-} \\ t_{-+} & t_{--} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中:每个分量代表一个独特的偏振通道,如 t_{+-} 表示入射偏振态为-、出射偏振态为+这一偏振通道的复传输系数; t_{++} 和 t_{--} 被称为共极化分量,表明对应通道的光场偏振态经由器件调控保持不变; t_{-+} 和 t_{+-} 被称为交叉极化分量,表明对应通道的光场偏振态经由器件调控发生转换。琼斯矩阵作为入射光场和出射光场之间的“桥梁”,表征了偏振光学器件对单色光场振幅、相位和偏振的调控能力,具有简洁的数学表达式和直观的物理含义,是偏振光学器件设计中的有力工具。一方面,通过给定目标出射光场和已知光学器件的琼斯矩阵,可以方便地确定入射光场所需满足的振幅、相位和偏振条件;另一方面,对于给定的人射光场和出射光场,可以通过求解琼斯矩阵来逆向设计所需选用的光学元件的类型和个数,进而搭建出满足功能要求的光路系统。

随着光学技术的发展,日益复杂化的光学功能通常要求光学器件能对琼斯矩阵的多个分量进行联合调控,如偏振可切换成像^[10-11]、光学多通道加密^[12]等。能够在各个琼斯矩阵分量中同时携带完全不同的振幅和相位调控功能,已逐渐成为光学器件必须满足的硬性指标。传统偏振元件如线偏振片、四分之一波片、半波片、光栅^[13-14]等的琼斯矩阵较为简单,且琼斯矩阵各个分量的振幅和相位之间均存在严格的数值限制,难以实现琼斯矩阵中两个及以上偏振分量的同时调制。因此,单个传统偏振元件已经难以满足新型光学功能的性能需求。多个传统元件的级联可以在一定程度上弥补单个元件的性能缺陷,但级联模式需要若干传统元件按特定的顺序和距离精确排布,这会极大地增加整体积,同时显著提高光束的对准和定位难度,与光学系统的小型化、轻量化发展趋势相悖^[15]。

超表面^[16-24]是一种由人工亚波长微结构按照特定方式排列而成的二维平面器件。自2011年被提出^[18, 25]以来,超表面因其可以在二维尺度上实现对光波的任意调控,且天然具备平面化、易集成的优点,迅

速得到研究人员的广泛关注。超表面已在理论层面被广泛应用于如光谱成像^[26-27]、量子传感^[28]、激光扫描^[29]、微粒操控^[30-31]等前沿领域,为光学器件的高性能化、集成化发展带来了革命性的影响。与传统光学元件类似,超表面对单色光场的调控作用也可以用特定的琼斯矩阵来表示。超表面琼斯矩阵的形式随着单元结构物理机制和设计方案的的不同而不同,其表征的器件调控能力也能够随着目标光学功能的变化而灵活调整。利用超表面构建所需的琼斯矩阵,进而自由编码光波的偏振、振幅和相位信息,已经成为研究人员的首选方案。本文将阐述超表面在琼斯矩阵和偏振光学领域的研究概况(图1),从超表面调控光波相位和振幅的基本物理机制出发,依次介绍超表面对琼斯矩阵的单偏振分量到四偏振分量的调控研究发展历程,最后对超表面在偏振光学领域的研究进行概括总结与前景展望。

2 单个偏振分量的调控

2.1 单个偏振分量的相位调控

2011年,Yu等^[18]从费马原理出发提出了广义折反射定律,并进一步提出了超表面的概念。利用人工微结构在二维平面内引入相位突变,并将微结构按照特定的方式排列组合成相位梯度,可以将光波传输到任意定制的方向^[25]。早期超表面的研究多针对单个偏振分量的相位调控展开,并通过光波在传播过程中积累的光程差来实现如平面聚焦^[32-33]、异常偏折^[34]等目标功能。这种相位调控的物理机制被称为传播相位。传播相位有三种不同的理论模型:

第一种理论模型是表面等离子体波导模型,利用表面等离子体波导中的传播常数随金属狭缝的宽度变化而变化的特性,对局域光场的相位产生调制作用^[35-36]。2009年,Verslegers等^[36]基于光学厚度为400 nm的金薄膜中的不等宽狭缝阵列,在637 nm波长处实验演示了光学柱透镜的聚焦现象[图2(a)]。这种基于表面等离子体的超表面厚度可远小于波长,因而器件具有良好的紧凑性,易于集成到现有光学系统中。然而由于金属材料在光频段固有的欧姆损耗,超表面的光学效率受到严重限制。近年来,科研人员对相位调控超表面的研究逐渐从金属体系转向全介质体系。

第二种理论模型是有效介质模型,通过调节两种不同折射率介质在周期内的占空比,可以对该周期单元的等效折射率进行调制^[37][图2(b)]。这种模型的传播相位表示为 $\varphi = \mathbf{k}_0 n_{\text{eff}} d$,其中 n_{eff} 代表等效折射率, d 代表超表面的厚度, \mathbf{k}_0 代表环境介质中的波矢。由于自然材料提供的 n_{eff} 变化范围有限,为了实现覆盖 2π 的相位调制,需要增大超表面的厚度 d ,这为超表面的实验制备和实际应用带来了一定的挑战。

第三种理论模型是截断波导模型,通过高折射率纳米柱的波导模式对光场相位进行调节。高折射率纳

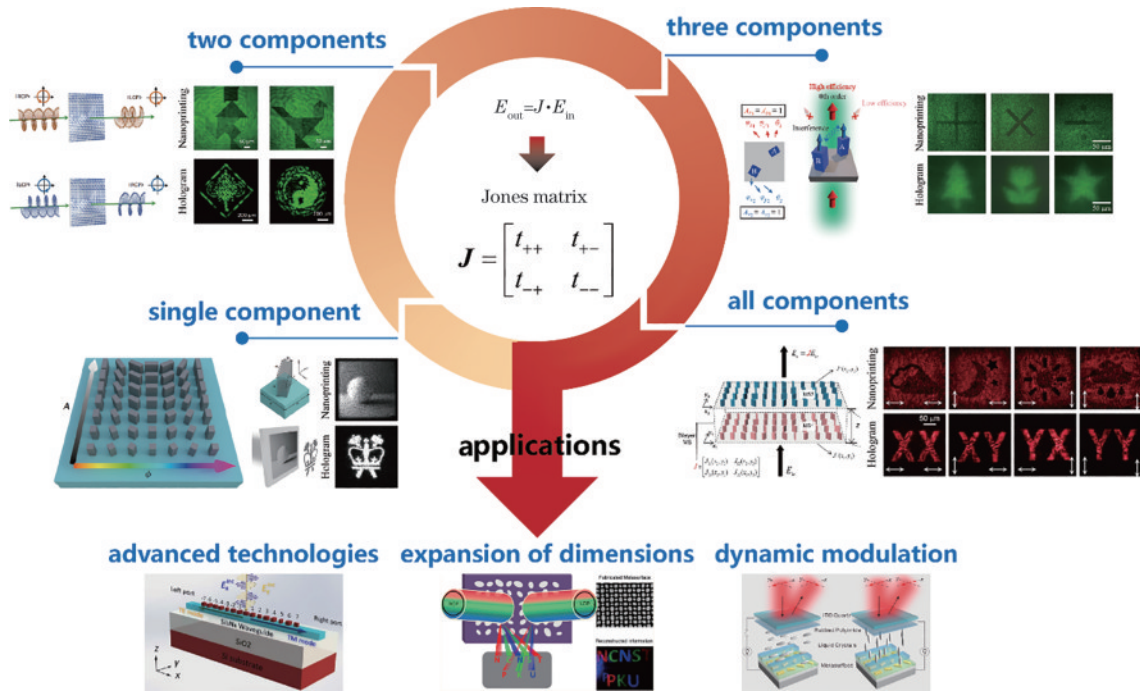


图 1 琼斯矩阵调控超表面的发展概况

Fig. 1 An overview of the development of Jones matrix-modulated metasurfaces

米柱的电场束缚能力较强,电场主要局域在结构内部,因而相邻纳米柱之间的串扰较小,确保了纳米柱在超表面整体中能够准确表达自身对光场的响应。这种模型下的单元结构可视作一个孤立的截断波导,横截面的尺寸参数决定了其所支持的波导模式的有效折射率,进而影响光场的相位[图 2(c)]。2015年,Arbabi等^[38]基于这种截断波导模型展示了全介质超表面对光场相位和偏振的完全调控能力,并指出了该模型在开发多功能光学超表面、拓展琼斯矩阵自由度领域具备重大应用潜力。2016年,Khorasaninejad等^[39]基于圆形二氧化钛(TiO₂)纳米柱,在可见光波段演示了偏振不敏感的超透镜聚焦现象,并通过数值仿真方法与截断波导理论模型的计算相位结果对比,证明了这种模型的主导作用和有效性[图 2(d)]。

除了传播相位以外,还有两种相位调控的物理机制。一种调控机制被称为迂回相位^[40-43],该理念利用相邻单元调制的出射光之间的光程差来产生相位响应[图 2(e)],可通过设计单元结构在单元像素上的空间坐标来调节相位数值。2016年,Khorasaninejad等^[43]以六根平行的介质脊波导作为一个超表面单元,并调节不同单元之间的间隔,实现了由迂回相位产生的宽带全息图像[图 2(f)]。迂回相位的优点在于无须对单元结构的尺寸进行繁琐设计,但缺点是其从原理上只能作用于高级次衍射光,不但依赖斜入射或者斜出射的条件限制,而且光学效率普遍较低。

另一种调控机制是 Pancharatnam-Berry 相位^[44-50](又被称为几何相位、PB 相位)。自 1956 年 Pancharatnam^[49]首次提出以来,PB 相位为交叉极化分量的相位设计提

供了新的思路和方法。考虑一个各向异性单元结构,若它对 x 和 y 线偏振光的相位响应差为 π ,振幅响应为 1,则可视作一个半波片,以 x 和 y 线偏振光为基底的琼斯矩阵具有如下形式:

$$J_{xy} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

将其光轴绕法线方向旋转 θ 角,则 J_{xy} 相应变化为 $J_{xy}(\theta) = R^{-1}(\theta) J_{xy} R(\theta)$,其中 $R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix}$ 被称为旋转矩阵。若将 $J_{xy}(\theta)$ 写成以左旋圆偏振光(LCP)和右旋圆偏振光(RCP)为基底的形式,则 $J_{xy}(\theta) = \Lambda^{-1} J_{xy}(\theta) \Lambda$,其中 $\Lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ i & -i \end{bmatrix}$,可得到:

$$J_{LR}(\theta) = \begin{bmatrix} t_{LL} & t_{LR} \\ t_{RL} & t_{RR} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & e^{i2\theta} \\ e^{-i2\theta} & 0 \end{bmatrix} \quad (3)$$

可以看到,交叉圆偏振分量 t_{LR} 和 t_{RL} 分别获得了仅与 θ 有关的相位 $\pm 2\theta$ 。2016年,Khorasaninejad等^[45]通过设计同一个半波片 TiO₂ 纳米柱的光轴旋转角,在可见光波段演示了由 PB 相位产生的亚波长分辨率聚焦现象[图 2(g)、(h)]。与传播/迂回相位不同,PB 相位仅需要设计单元结构的旋转角即可实现覆盖 2π 的全相位调制,无须依赖复杂的结构构型、尺寸或位置参数设计,并且没有衍射光级次的限制,理论上可实现 100% 的调控效率。但其缺点在于仅能作用于交叉圆偏振光分量,限制了入射光的偏振态和超表面的应用场景。

2.2 单个偏振分量的振幅调控

琼斯矩阵中各个分量的振幅大小直接关系到出射光场的强度,对振幅进行调控可以产生诸如纳米打

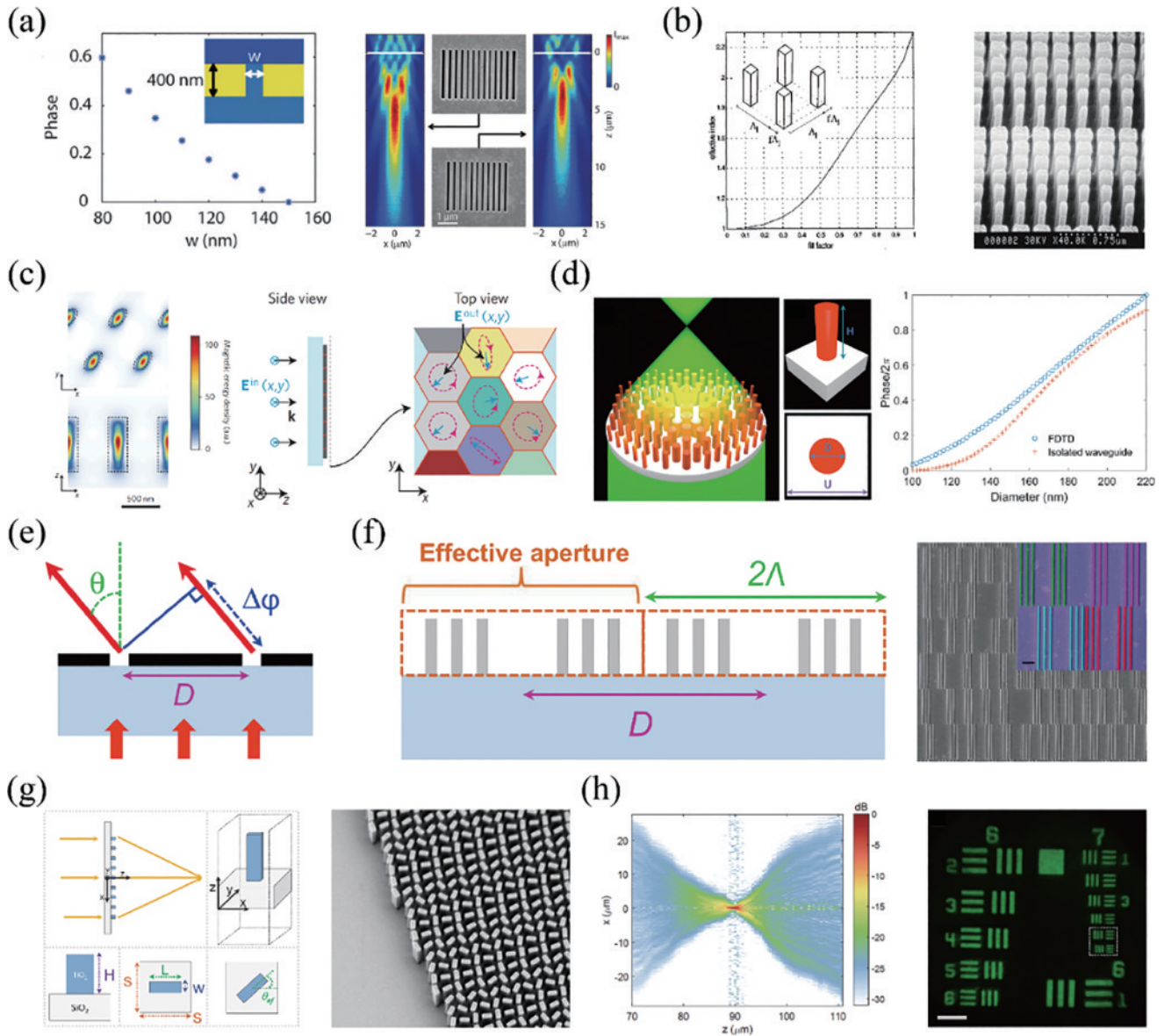


图 2 单个偏振分量的相位调控。(a)基于金属狭缝宽度的等离子体波导模型^[36]；(b)基于周期占空比的有效介质模型^[37]；(c)(d)基于高折射率介质柱的截断波导模型^[38-39]；(e)(f)基于空间位置的迂回相位机制^[43]；(g)(h)基于光轴旋转角的几何相位机制^[45]
 Fig. 2 Phase modulation of a single polarization component. (a) Plasmon waveguide model based on the slit width^[36]; (b) effective medium model based on periodic fill factor^[37]; (c) (d) truncated waveguide model based on high-refractive-index dielectric nanopillars^[38-39]; (e) (f) detour phase mechanism based on spatial positions^[43]; (g) (h) geometric phase mechanism based on rotation angles of optical axis^[45]

印^[51]、灰度图像^[52]等丰富有趣的功能,是光场信息调控的重要内容。在相位调控超表面中,为了确保尽可能大的光学效率,通常设置透射振幅或反射振幅为最大值 1,对振幅系数无特殊响应,这限制了超表面在振幅调控方面的应用。超表面对光波进行振幅调控的基本方法是通过设计材料、结构的吸收系数,或合理调节结构内部的共振模式、超表面整体的能流响应等,直接对超表面的散射场振幅大小进行精确设计^[53-55]。

惠更斯超表面^[56-59]基于表面等效原理,通过等离子体共振产生表面电流和表面磁流以满足边界条件,进而高透射率/高反射率的前提下产生预期的场分布。2015年,Decker等^[59]指出,介质体系中的惠更斯超表面

基于米氏共振原理,通过调节高折射率介质谐振器内部的电偶极子共振和磁偶极子共振,对光波产生无损的振幅或相位调制作用,如图 3(a)所示。Decker等据此设计并制备了基于硅纳米圆盘的惠更斯超表面[图 3(b)],在 1250~1350 nm 的波段范围内具有约 99.5% 的极高透射率,证实了这种无损的光波振幅传输机制的有效性。然而,这种设计方法通常对结构的构型与尺寸精度要求极高,在制造方面难度极大。

近年来,研究人员从马吕斯定律出发,提出将正交偏振态的强度比例系数引入振幅调制中,为单个偏振分量的振幅调控提供了新的理论方法^[60-61]。考虑一个光轴旋转角为 θ 、振幅系数为 1 的各向异性纳米结构,

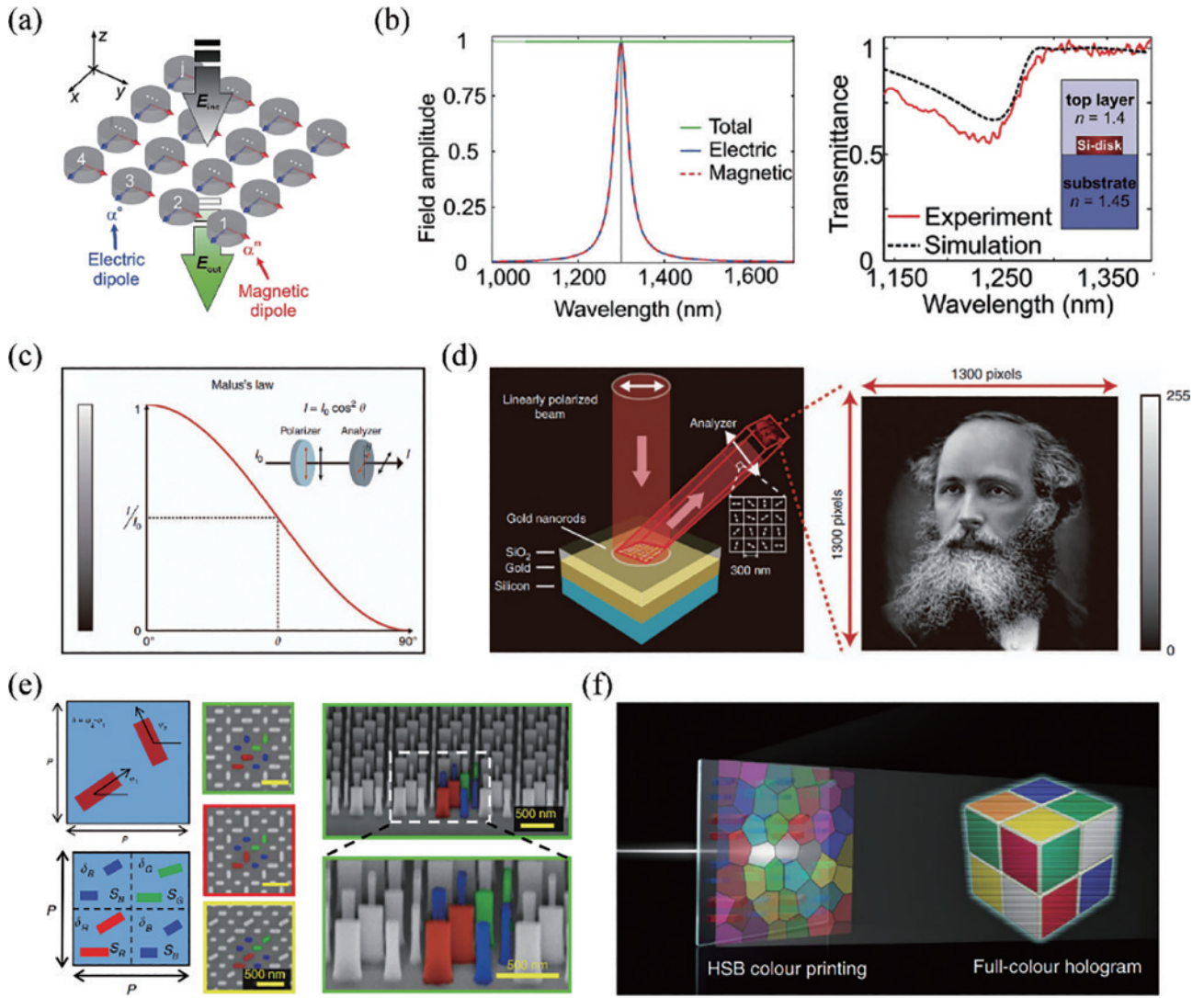


图 3 单个偏振分量的振幅调控。(a)(b)基于电/磁偶极子共振的惠更斯超表面^[56-59]；(c)(d)基于光轴旋转角的马吕斯超表面^[61]；(e)(f)基于复合双结构的干涉超表面^[62]

Fig. 3 Amplitude modulation of a single polarization component. (a)(b) Huygens' metasurfaces based on electric/magnetic dipole resonances^[56-59]; (c)(d) Malus metasurfaces based on the rotation angles of the optical axis^[61]; (e)(f) interference metasurfaces based on diatomic meta-atoms^[62]

其琼斯矩阵具备如下形式：

$$\mathbf{J}_{xy} = \begin{bmatrix} e^{i\varphi_x} \cos^2(\theta) + e^{i\varphi_y} \sin^2(\theta) & (e^{i\varphi_y} - e^{i\varphi_x}) \cos(\theta) \sin(\theta) \\ (e^{i\varphi_y} - e^{i\varphi_x}) \cos(\theta) \sin(\theta) & e^{i\varphi_x} \sin^2(\theta) + e^{i\varphi_y} \cos^2(\theta) \end{bmatrix}. \quad (4)$$

改写成圆偏振基则表示为

$$\mathbf{J}_{LR} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{i\varphi_x} + e^{i\varphi_y} & (e^{i\varphi_x} - e^{i\varphi_y}) e^{i2\theta} \\ (e^{i\varphi_x} - e^{i\varphi_y}) e^{-i2\theta} & e^{i\varphi_x} + e^{i\varphi_y} \end{bmatrix}. \quad (5)$$

由式(4)可知,以 x 偏振光入射为例,出射光中 x 和 y 偏振分量的复振幅分别为 $t_{xx} = e^{i\varphi_x} \cos^2(\theta) + e^{i\varphi_y} \sin^2(\theta)$ 和 $t_{yx} = (e^{i\varphi_y} - e^{i\varphi_x}) \cos(\theta) \sin(\theta)$, t_{xx} 和 t_{yx} 的振幅系数分别为 $A_{xx} = \sqrt{1 - 2 \cos^2(\theta) \sin^2(\theta) [1 - \cos(\varphi_x - \varphi_y)]}$,

$A_{yx} = \sqrt{2 \cos^2(\theta) \sin^2(\theta) [1 - \cos(\varphi_x - \varphi_y)]}$ 。在给定纳米结构的初始相位 φ_x 和 φ_y 的前提下,只需要调节 θ 即可对 A_{xx} 或 A_{yx} 实现从 0 到 1 的连续振幅调制,无须对纳米结构的尺寸进行反复的复杂设计。但是受到能量守恒定律的影响, A_{xx} 和 A_{yx} 始终满足 $A_{xx}^2 + A_{yx}^2 = 1$ 的固有限制,即这种基于马吕斯定律的振幅调控方法本质上只能作用于单个偏振分量。2018 年, Yue 等^[61] [图 3(c)、(d)] 基于马吕斯超表面实现了高分辨率的灰度图像,只有在出射光路中添加特定旋转角的线偏振片才能对图像进行解码,为光学加密提供了新的技术方案。2019 年, Overvig 等^[60] 在振幅调制的基础上附加了相位调制,通过若干具有不同尺寸,即不同初始相位的旋转各向异性结构,对 t_{RL} 分量实现了振幅和相位的完全调控,并结合计算机全息术实现了物面和像面的强度轮廓同时编码。

除了马吕斯定律以外,多原子干涉体系也可以方便地对振幅和相位进行调节^[62-68]。当不考虑相邻单元之间的电场耦合作用时,多个具有不同尺寸、不同旋转角的各向异性纳米柱组成的干涉体系的总琼斯矩阵可以表示为每个纳米柱的琼斯矩阵之和,即

$$\mathbf{J}_{xy} = \sum_{j=1}^{j_{\max}} \left\{ \mathbf{R}^{-1}(\theta_j) \begin{bmatrix} e^{i\varphi_{xj}} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_{yj}} \end{bmatrix} \mathbf{R}(\theta_j) \right\}. \quad (6)$$

改写成圆偏振基则表示为

$$\mathbf{J}_{LR} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{j_{\max}} \begin{bmatrix} e^{i\varphi_{xj}} + e^{i\varphi_{yj}} & (e^{i\varphi_{xj}} - e^{i\varphi_{yj}}) e^{i2\theta_j} \\ (e^{i\varphi_{xj}} - e^{i\varphi_{yj}}) e^{-i2\theta_j} & e^{i\varphi_{xj}} + e^{i\varphi_{yj}} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

式中: j 代表纳米柱的序号; j_{\max} 代表组成干涉体系的纳米柱总数目。在这种条件下,经由每个纳米柱调制的出射光场发生偏振相关的干涉效应,从而表现出特定的总振幅和相位响应。由于每个分量的振幅和相位系数均可通过求解以 φ_{xj} 、 φ_{yj} 、 θ_j 为自变量的多元方程组实现,因此多原子干涉体系理论上具备强大的琼斯矩阵多自由度联合调控能力。为了在满足目标调控功能的基础上简化设计难度与体系复杂度,通常可以通过减少单元个数和自变量数目等方法对琼斯矩阵进行不同程度的简化。2019年,Bao等^[62]基于两个相同尺寸、不同旋转角的硅纳米柱组成的双原子干涉体系实现了 t_{RL} 分量的振幅和相位完全调控[图3(e)、(f)]。该体系的琼斯矩阵可表示为

$$\mathbf{J}_{LR} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 \begin{bmatrix} e^{i\varphi_{xj}} + e^{i\varphi_{yj}} & (e^{i\varphi_{xj}} - e^{i\varphi_{yj}}) e^{i2\theta_j} \\ (e^{i\varphi_{xj}} - e^{i\varphi_{yj}}) e^{-i2\theta_j} & e^{i\varphi_{xj}} + e^{i\varphi_{yj}} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

式中: t_{RL} 的振幅和相位可由 φ_x 、 φ_y 、 θ_1 、 θ_2 四个自变量完全确定。Bao等将三组分别针对不同波长设计的双原子体系进行空间复用,演示了任意颜色的结构色和全彩的全息图像。

3 两个偏振分量的解耦调控

如第2节中所述,通过合理选择相位调控与振幅调控的物理机制,超表面可以对琼斯矩阵中的单个共极化分量或交叉极化分量进行完全、自由的调控。然而,随着现代光学技术的发展,先进光学功能对琼斯矩阵的要求不再局限于一个分量,而是追求多个偏振分量、多个信息自由度通道的联合调控。这迫切需要超表面向多个偏振分量的解耦调控方向发展。

3.1 两个共极化分量的解耦调控

针对一对正交线偏振光的共极化分量的解耦调控,具有明确的物理机制和易验证的光学现象,是研究人员在多分量调控中最早开展研究的方向。空间复用是实现多个偏振分量解耦的最简单、最直观的方式。这种设计理念将不同偏振分量的调控效果分别编码到两幅不同的超表面中,再将这两幅超表面在空间上交错或分区域堆叠,从而形成一个复合的超表面阵列。

2014年,Montelongo等^[69]通过将两个取向角相互垂直的各向异性银纳米天线在正方形像素内交错摆放,实现了 t_{xx} 和 t_{yy} 分量的二元化振幅轮廓解耦,如图4(a)所示。所选的银纳米天线只对沿其长轴方向偏振的线偏振光有响应,即其琼斯矩阵具备 $\mathbf{J}_{xy} = \begin{bmatrix} e^{i\varphi_x} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$ 的形式。因此,可用长轴沿 x 轴和 y 轴的纳米天线分别控制 x 和 y 线偏振光的二元化振幅轮廓。Montelongo等^[69]据此演示了偏振可切换的全息图像[图4(b)]。使用空间复用方法可以实现多个偏振分量解耦,但单个信息通道的效率会随着复用通道数目的上升而急剧下降。此外,多个通道之间的信息串扰问题也将愈发严重。

基于空间复用方案的局限性,偏振复用成为了一种全新的取代方案。考虑一个简单构型(如矩形、椭圆形等)且光轴方向沿 x/y 方向的高透射率各向异性单元结构,其琼斯矩阵形式为

$$\mathbf{J}_{xy} = \begin{bmatrix} e^{i\varphi_x} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_y} \end{bmatrix}, \quad (9)$$

式中: φ_x 和 φ_y 分别为由尺寸参数引入的 t_{xx} 和 t_{yy} 的传播相位。通过合理设计结构的尺寸参数,可以针对性地调节其具备的各向异性,从而用单个结构同时控制 t_{xx} 和 t_{yy} 的相位。2018年,Zhao等^[70]通过矩形硅纳米柱实现了 t_{xx} 和 t_{yy} 的传播相位解耦[图4(c)],进而演示了偏振可切换的全息图[图4(d)]。这种偏振复用的方法确保了超表面的紧凑性,同时通道之间的串扰效应较小。但缺点在于需要像素化地设计满足特定的正交偏振相位和振幅需求的结构,这通常依赖于对所有尺寸参数进行穷举扫描或数值优化,增大了设计难度。

考虑到空间复用和偏振复用的方法均无法实现设计难度与光学性能之间的兼容,研究人员提出可以将干涉体系运用到共极化分量的振幅和相位解耦调控中来。2022年,Wu等^[63]通过两对不同尺寸的矩形纳米柱的光场干涉[图4(e)],实现了 t_{xx} 和 t_{yy} 的振幅和相位完全独立调控。两种不同的纳米柱分别放置在正方形像素的对角线上,这种干涉体系的琼斯矩阵表示为

$$\mathbf{J}_{xy} = \begin{bmatrix} e^{i\varphi_{x1}} + e^{i\varphi_{x2}} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_{y1}} + e^{i\varphi_{y2}} \end{bmatrix}, \quad (10)$$

式中: t_{xx} 和 t_{yy} 的振幅与相位轮廓由 φ_{x1} 、 φ_{y1} 、 φ_{x2} 、 φ_{y2} 四个自变量完全确定。Wu等据此演示了 x 和 y 线偏振光的两幅复振幅全息图,如图4(f)所示。

3.2 两个交叉极化分量的解耦调控

PB相位作为一种独特的相位调控机制,可用于对交叉极化分量 t_{LR} 或 t_{RL} 施加相位调控,但是这两个分量的相位受到大小相等、符号相反的固有限制。为了打破这一局限,研究人员提出将PB相位与其他的相位调控机制相结合的新型复杂调控手段^[43, 71-72]。2017年,Mueller等^[71]提出了将传播相位与PB相位相结合的交叉极化分量相位解耦调控方法[图5(a)]。这种方法基于若干个

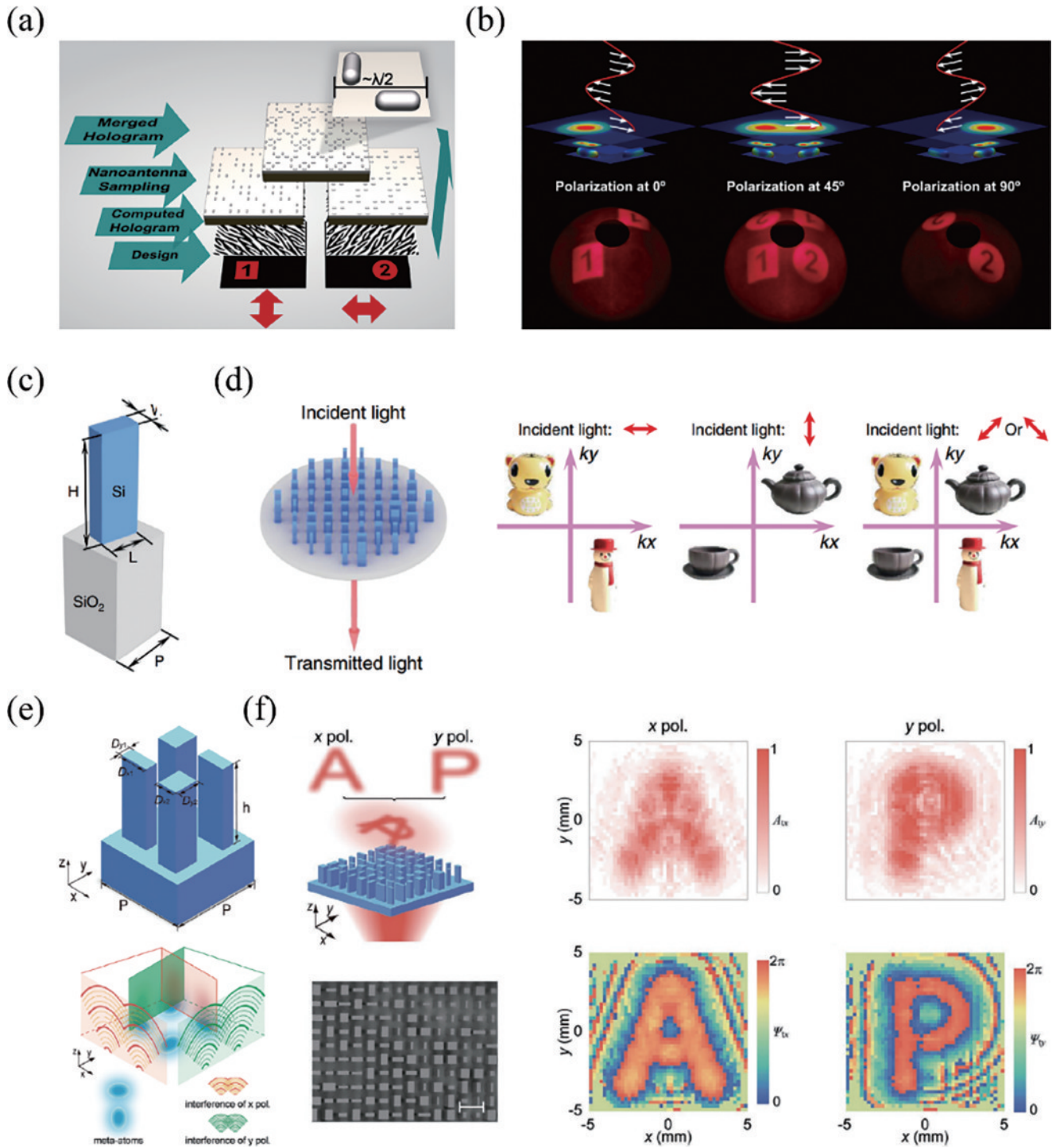


图 4 两个共极化分量的解耦调控。(a)(b)正交偏振相位调控超表面的空间复用^[69];(c)(d)基于传播相位对 t_{xx} 和 t_{yy} 分量实现相位解耦调控^[70];(e)(f)基于多原子干涉体系对 t_{xx} 和 t_{yy} 分量实现振幅和相位的联合解耦调控^[63]

Fig. 4 Independent modulation of two co-polarization components. (a) (b) Spatial multiplexing of the orthogonally-polarized-phase-modulated metasurfaces^[69]; (c) (d) independent phase modulation of t_{xx} and t_{yy} based on propagation phase^[70]; (e) (f) joint amplitude & phase decoupling modulation of t_{xx} and t_{yy} based on the polyatomic interference regime^[63]

不同尺寸、不同旋转角的高透射率半波片单元结构,将半波片的初始相位作为新的自由度,其琼斯矩阵形式为

$$J_{LR} = \begin{bmatrix} 0 & e^{i(\varphi_x + 2\theta)} \\ e^{i(\varphi_x - 2\theta)} & 0 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

式中: t_{LR} 或 t_{RL} 的相位分别为 $\varphi_{LR} = \varphi_x + 2\theta$ 和 $\varphi_{RL} = \varphi_x - 2\theta$, 因而通过同时设计 φ_x 和 θ 即可实现 t_{LR} 和 t_{RL}

的相位独立调控。Mueller 等根据提出的设计理念演示了 LCP/RCP 入射的手性全息图像,如图 5(b)所示。2019 年, Li 等^[72] 根据相同的设计理念演示了 LCP/RCP 入射的手性异常偏折、手性聚焦等光学功能,揭示了这种复合调控的物理机制在拓展琼斯矩阵自由度方面的应用潜力。

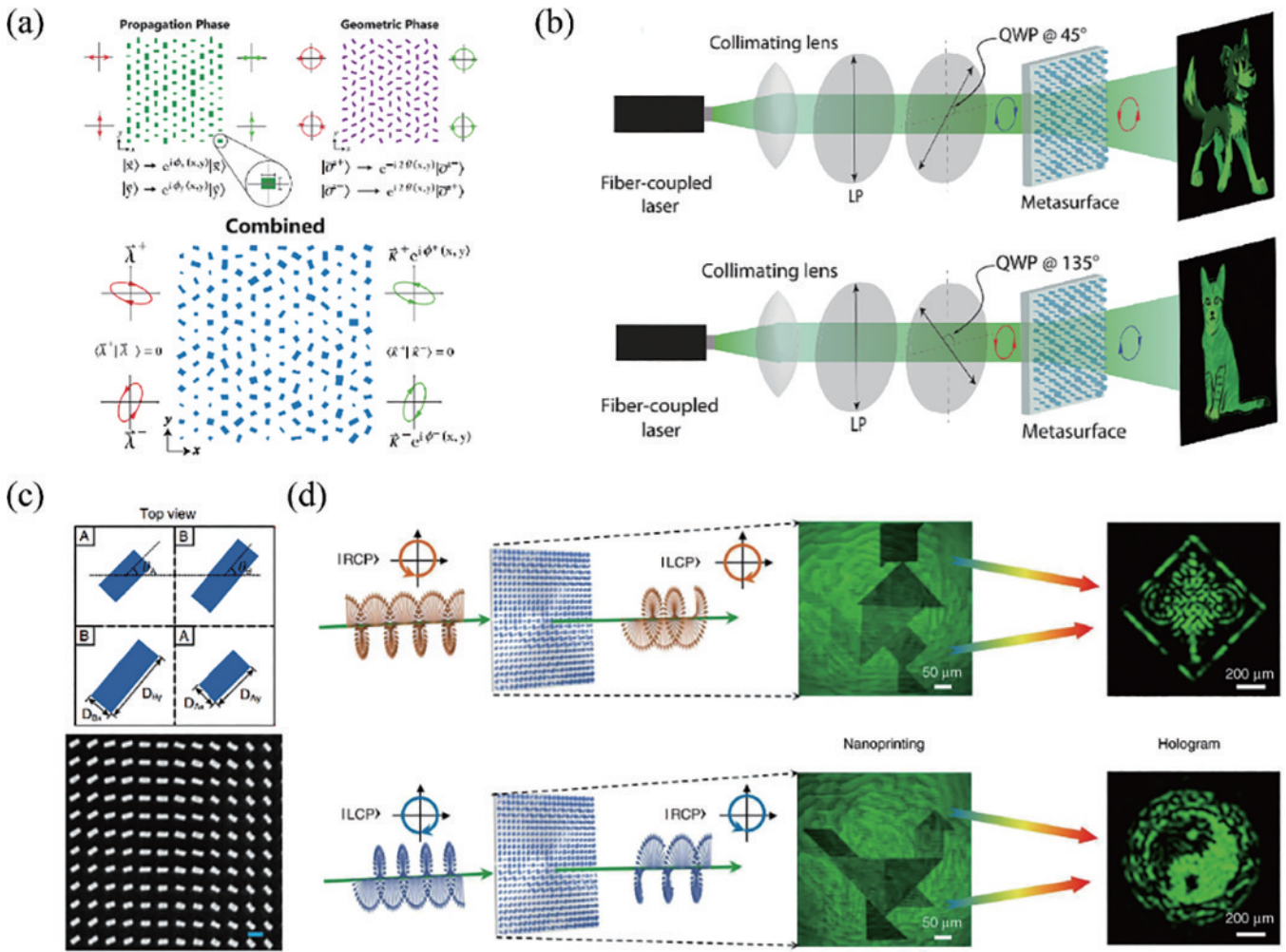


图5 两个交叉极化分量的解耦调控。(a)(b)结合传播相位与PB相位对 t_{LR} 和 t_{RL} 分量实现相位解耦调控^[71];(c)(d)具有传播相位和PB相位的双半波片干涉体系对 t_{LR} 和 t_{RL} 分量实现振幅和相位的联合解耦调控^[64]
 Fig. 5 Independent modulation of two cross-polarization components. (a) (b) Combining propagation phases and PB phases for independent phase modulation of t_{LR} and t_{RL} ^[71]; (c) (d) interference system of dual half-wave plates with propagation phases and PB phases for independent amplitude & phase decoupling regulation of t_{LR} and t_{RL} .^[64]

将两个不同尺寸、不同旋转角的高透射率半波片单元结构放置于同一个正方形像素内,组成的双原子干涉体系可以在对 t_{LR} 和 t_{RL} 施加相位解耦调控的基础上,额外附加振幅的解耦调控能力^[64][图5(c)]。这种双半波片干涉体系的琼斯矩阵形式为

$$J_{LR} = \sum_{j=1}^2 \begin{bmatrix} 0 & e^{i(\varphi_j + 2\theta_j)} \\ e^{i(\varphi_j - 2\theta_j)} & 0 \end{bmatrix}, \quad (12)$$

式中: t_{LR} 和 t_{RL} 的振幅系数和相位系数通过数值求解以 $\varphi_{x_1}, \varphi_{y_1}, \theta_1, \theta_2$ 为四个自变量的多元方程组实现。2020年, Fan等^[52]基于这种双半波片干涉体系实现了 t_{LR} 和 t_{RL} 的振幅解耦调控,并演示了LCP/RCP的手性灰度图像和手性纳米打印图像。2021年, Liu等^[64]实现了 t_{LR} 和 t_{RL} 的振幅和相位完全解耦调控,并将两幅纳米打印图像和两幅全息图像分别编码到 t_{LR} 和 t_{RL} 通道中[图5(d)],进一步拓展了超表面在交叉极化分量调控方面的可控自由度。

3.3 一个共极化分量和一个交叉极化分量的解耦调控

对两个共极化分量或两个交叉极化分量的解耦调控,在实际应用中均需要通过切换入射光的偏振态来实现一一对应的功能响应。相对地,为了对固定的入射偏振态产生两个独立的光学通道,则需要对琼斯矩阵中的共极化分量和交叉极化分量进行同时调控。

基于马吕斯定律的超表面可以通过调节出射光场中共极化分量 t_{++} 和交叉极化分量 t_{-+} 的比例系数,对单个偏振分量的振幅进行调节,但始终受到能量守恒定律的限制: $A_{++}^2 + A_{-+}^2 = 1$ 。多原子干涉体系将透射(反射)光场中的部分能量分配到反射(透射)光场,从而能够单独在透射或反射空间打破能量守恒定律的限制,实现 t_{++} 和 t_{-+} 的振幅解耦调控。

2020年, Deng等^[66]基于两个相同尺寸、不同旋转角的铝纳米棒,通过设计两根纳米棒在同一像素内的空间坐标与相对距离,实现了 t_{++} 和 t_{-+} 的振幅和相位

的完全解耦调控,如图 6(a)、(b)所示。所选的纳米棒只对沿其长轴方向偏振的线偏振光有响应,即该干涉体系的总琼斯矩阵可表示为

$$J = \sum_{j=1}^2 \left\{ \mathbf{R}^{-1}(\theta_j) \begin{bmatrix} e^{i\varphi_j} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{R}(\theta_j) \right\}, \quad (13)$$

式中: φ_j 代表由纳米棒的空间坐标引入的迂回相位。该干涉体系能够独立设计出射光场中正交偏振光的振幅和相位系数,因而能自由定义出射光场的振幅和偏

振态分布。Deng 等^[66]根据提出的设计理念,结合 k 空间色散工程技术实现了 R、G、B 三波长的复用,并演示了全彩的复振幅矢量全息图像,如图 6(c)所示。同年, Bao 等^[67]基于同样的设计理念,利用各向异性硅纳米柱组成的双原子干涉体系演示了具有统一振幅分布、定制拓扑荷数的完美矢量涡旋光束的生成[图 6(d)],为超表面在结构光、光学微操作等领域产生复杂涡旋光场开辟了应用道路。

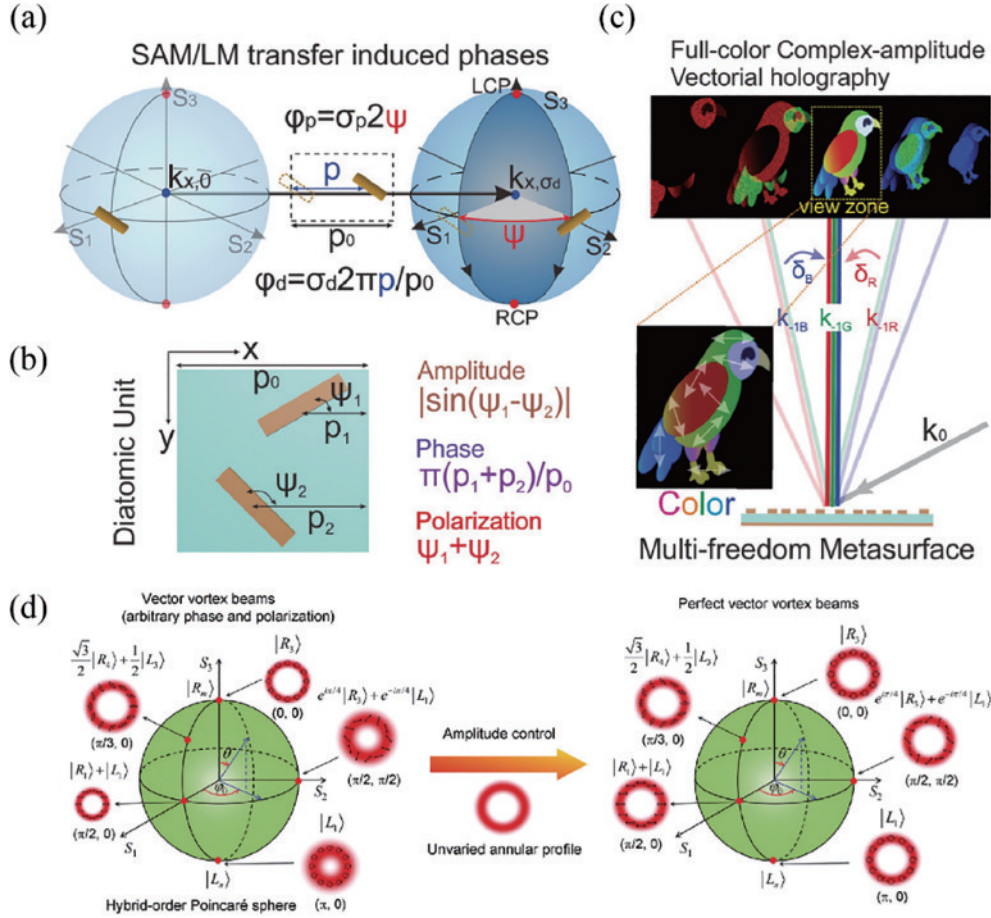


图 6 一个共极化分量和一个交叉极化分量的解耦调控。(a)(b)结合迂回相位与 PB 相位的双结构干涉体系^[66];基于该干涉体系实现的(c)彩色矢量全息图像^[66]和(d)完美矢量涡旋光束^[67]

Fig. 6 Independent modulation of a co-polarization component and a cross-polarization component. (a) (b) Diatomic interference system combined detour phases and PB phases^[66]; (c) full-color vectorial hologram images^[66] and (d) perfect vectorial vortex beam^[67] generated by the diatomic interference system

4 三个偏振分量的解耦调控

二维光学器件始终受到与法线方向垂直的平面对称性的限制^[9, 73-74],这种固有限制在琼斯矩阵中表现为,非对角分量(线偏振基下)或对角分量(圆偏振基下)始终保持完全一致,即 $t_{xy} = t_{yx}$ 或 $t_{LL} = t_{RR}$ 。值得注意的是,任何衬底的存在均会打破平面对称性,但由于其影响微乎其微,所以在设计研究中通常将其忽略不

计^[9]。因此,超表面作为典型的二维光学器件,理论上独立可控的偏振分量数目上限为 3 个,理论上独立可控的信息自由度数目上限为 6 个,即每个偏振分量的振幅和相位。为了达到二维器件调控能力的理论上限,研究人员需要在已有的振幅、相位调控物理机制上合理构建各种新奇的单元结构方案。

考虑一个具有特定旋转角的简单单型各向异性纳米柱,其琼斯矩阵为

$$J_{xy} = \begin{bmatrix} A_x e^{i\varphi_x} \cos^2(\theta) + A_y e^{i\varphi_y} \sin^2(\theta) & (A_y e^{i\varphi_y} - A_x e^{i\varphi_x}) \cos(\theta) \sin(\theta) \\ (A_y e^{i\varphi_y} - A_x e^{i\varphi_x}) \cos(\theta) \sin(\theta) & A_x e^{i\varphi_x} \sin^2(\theta) + A_y e^{i\varphi_y} \cos^2(\theta) \end{bmatrix}. \quad (14)$$

该矩阵共由 $A_x, \varphi_x, A_y, \varphi_y, \theta$ 等物理自变量完全确定, 各个偏振分量之间的限制关系可表示为 $\varphi_{xy} = f(A_{xx}, \varphi_{xx}, A_{yy}, \varphi_{yy})$, 即独立可控的信息自由度数目至多为 5 个, 无法实现三偏振分量、六信息自由度的振幅和相位完全调制。为了在平面尺度内打破这种限制, 理论上有 2 种可行方案: 第一种方案是使用打破面内旋转对称性的复杂构型结构, 如 L 型、Z 型等。这种方案的问题在于扫描或优化难度极大, 无法灵活适应三个偏振分量的振幅和相位需求; 第二种方案是利用多原子干涉体系, 通过灵活选择单元个数、合理分配每

个单元的可设计自变量, 将 6 个信息自由度的设计转化为 6 个目标函数的多元方程组数值求解问题, 这种方案有效降低了设计难度, 并且有明确的物理支撑, 是研究人员当前的主要探索方向。

2021 年, Bao 等^[75] 基于多原子干涉体系首次实现了三偏振分量、六信息自由度的琼斯矩阵调控。所提出的干涉体系由 4 个相同尺寸、不同旋转角、不同空间坐标的各向异性硅纳米柱组成 [图 7(a)], 可以对 t_{xx} 、 t_{xy} 和 t_{yy} 三个偏振分量的振幅和相位施加完全独立的调控作用。这种干涉体系的琼斯矩阵形式为

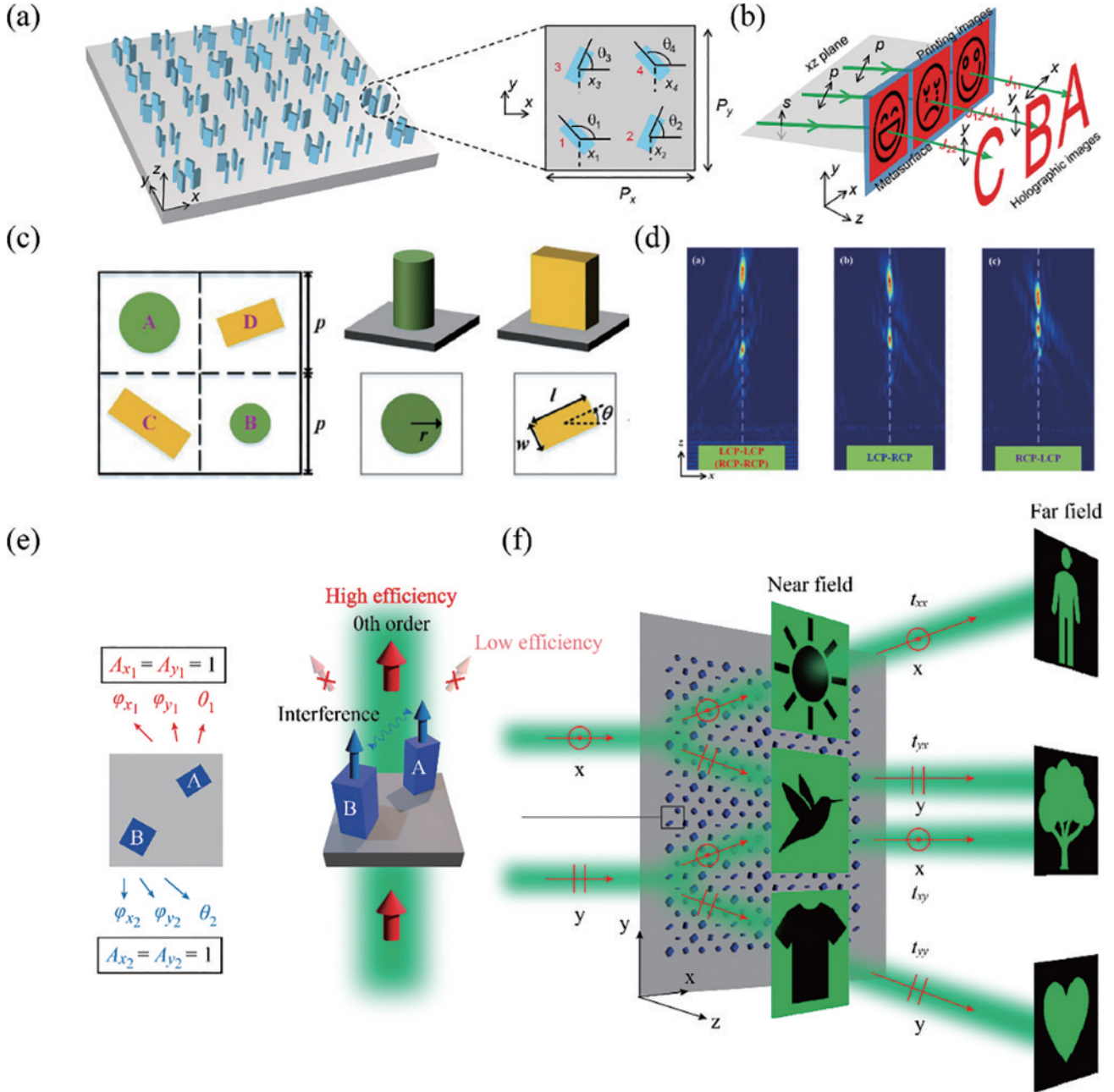


图 7 三个偏振分量的解耦调控。(a)(b)基于四个相同尺寸结构的迂回相位和 PB 相位^[75]; (c)(d)两个圆形纳米柱和两个半波片结构的传播相位和 PB 相位^[76]; (e)(f)两个纳米柱的传播相位和 PB 相位^[51]

Fig. 7 Independent modulation of three polarization components. (a) (b) Detour phases and PB phases of four identical nanopyllars^[75]; (c) (d) propagation phases and PB phases of two circular nanopyllars and two half-wave plates^[76]; (e) (f) propagation phases and PB phases of two different nanopyllars^[51]

$$\mathbf{J}_{xy} = \sum_{j=1}^4 \left\{ \mathbf{R}^{-1}(\theta_j) \begin{bmatrix} e^{i\varphi_j} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{R}(\theta_j) \right\}, \quad (15)$$

可设计的物理自变量为 $(\varphi_j, \theta_j)_{j=1,2,3,4}$, 其中, φ_j 是由空间坐标 x_j 决定的迂回相位, θ_j 是每个纳米柱的旋转角。Bao 等根据所提出的设计理念, 为 3 个偏振分量 t_{xx} 、 t_{xy} 和 t_{yy} 分别编码了一个纳米打印图像和一个全息图像, 实现了 6 幅图像的集成显示[图 7(b)]。

2022 年, Zheng 等^[76]提出了由两个各向同性纳米柱和两个半波片纳米柱组成的干涉单元, 并据此实现了对 t_{LL} 、 t_{LR} 、 t_{RL} 完全独立调控的全硅超表面平台[图 7(c)]。这种干涉体系的琼斯矩阵形式为

$$\mathbf{J}_{LR} = \sum_{j=1}^2 \begin{bmatrix} 0 & e^{i(\varphi_j + 2\theta_j)} \\ e^{i\varphi_j - 2\theta_j} & 0 \end{bmatrix} + \sum_{m=1}^2 \begin{bmatrix} e^{i\varphi_m} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_m} \end{bmatrix}, \quad (16)$$

式中: φ_m 是各向同性纳米柱 A、B 的传播相位; φ_{x_j} 和 θ_j 是半波片纳米柱 C、D 的传播相位和旋转角。这种设计方案将共极化分量与交叉极化分量的设计分开, 即通过设计各向同性纳米柱的相位来设计共极化分量 t_{LL} , 通过设计半波片纳米柱的相位和旋转角来解耦交叉极化分量 t_{LR} 和 t_{RL} 。Zheng 等根据所提出的设计理念, 演示了三个偏振分量的手性双聚焦现象, 如图 7(d) 所示。

2023 年, Feng 等^[51]提出了基于双原子体系实现三分量解耦调控的设计理念[图 7(e)、(f)]。该体系的琼斯矩阵表示为

$$\mathbf{J}_{xy} = \sum_{j=1}^2 \left\{ \mathbf{R}^{-1}(\theta_j) \begin{bmatrix} e^{i\varphi_j} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_j} \end{bmatrix} \mathbf{R}(\theta_j) \right\}. \quad (17)$$

通过充分利用单个矩形纳米柱的 3 个物理自变量 φ_x 、 φ_y 、 θ , 同时确保每个纳米柱的透射率为 1, 可以仅用 2 个单元实现三偏振分量六信息自由度的完全解耦调控, 是利用干涉体系条件下的最简单、紧凑的方法, 同时确保了足够高的光学效率。此外, 通过将 2 组针对不同波长设计的双原子干涉体系在同一个正方形像素内交错复用, 还可以在不破坏超表面空间分辨率的前提下, 将单波长的三分量调控推广到双波长的六通道调控。Feng 等据此演示了 6 幅纳米打印图像和 6 幅全息图像的集成显示, 展现了这种设计理念在超高密度信息编码中的应用潜力。

5 四个偏振分量的解耦调控

单层超表面受到平面对称性的限制, 至多可以调控琼斯矩阵的三个分量。为了打破这种限制, 实现四个分量的同时调控, 必须使用三维结构, 或利用多个单层超表面在光束传播方向上的依次堆叠, 即多层结构。然而, 三维立体结构不仅设计极度困难, 也极大地增加了实验制备流程的复杂程度, 距离真正可设计、可实用还有较远距离。而多层结构有明确的理论体系、设计方案和制备流程, 所以多层结构成为了研究人员

实现全分量调控目标的优先选择。

一般条件下, 第二层超表面(即入射光最后接触到的超表面)中的每一个单元均会受到来自第一层超表面(即入射光首先接触到的超表面)的所有单元的衍射光影响, 即需要考虑全局衍射效应^[77]。在此条件下双层结构体系琼斯矩阵的每个分量可表示为

$$\mathbf{J}_{mn}(x_2, y_2) = \sum_{q=m,n} \mathbf{J}_{mq}^2(x_2, y_2)$$

$$\iint \mathbf{J}_{qm}^1(x_1, y_1) \cdot f(x_2 - x_1, y_2 - y_1, z) dx_1 dy_1, \quad (18)$$

式中: $m, n = +, -$ 表示一对正交偏振态; (x_1, y_1) 和 (x_2, y_2) 分别代表第一层和第二层单元的空间坐标; z 表示两层之间的距离; $f(x_2 - x_1, y_2 - y_1, z) = \frac{1}{2\pi} \frac{e^{ikr}}{r} z \left(\frac{1}{r} - ik \right)$ 是瑞利-索末菲脉冲响应因子; $r =$

$\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + z^2}$; k 是环境介质中的波数。当 z 足够小, 即每层之间的距离足够接近时, 多层结构体系的琼斯矩阵可以表示为 $\mathbf{J} = \mathbf{J}_n \cdots \mathbf{J}_1$, 其中, n 为结构的层数, \mathbf{J}_1 和 \mathbf{J}_n 分别为入射光接触到的第一层和最后一层结构对应的琼斯矩阵^[78-82]。通过合理设计每层结构的琼斯矩阵, 多层体系的总琼斯矩阵中的非对角分量(t_{xy} 和 t_{yx})或对角分量(t_{LL} 和 t_{RR})将不再保持锁定, 从而得以实现全分量的独立调控。

2020 年, Yuan 等^[83]基于多层结构体系在微波波段实现了四个圆偏振分量的相位解耦调控。该体系由 5 个金属层和 4 个介质层组成, 形成一个四阶 LC 带通滤波器, 如图 8(a) 所示。其中, 起到琼斯矩阵调制作用的是三层有矩形金属片的金属层, 每一层的矩形金属片具有相同的尺寸线宽和不同的旋转角。该体系的琼斯矩阵可表示为

$$\mathbf{J}_{LR} = \prod_{l=1}^3 \begin{bmatrix} e^{i\varphi_x} + e^{i\varphi_y} & (e^{i\varphi_x} - e^{i\varphi_y})e^{i2\theta_l} \\ (e^{i\varphi_x} - e^{i\varphi_y})e^{-i2\theta_l} & e^{i\varphi_x} + e^{i\varphi_y} \end{bmatrix}, \quad (19)$$

式中: l 表示每一层的序号; φ_x 和 φ_y 表示矩形金属片的传播相位; θ_l 表示每层矩形金属片的旋转角, 且满足 $\theta_1 + \theta_3 = 2\theta_2$ 。该多层体系的琼斯矩阵中的 4 个圆偏振分量的相位彼此独立, 但不足之处在于无法额外控制振幅, 确定 4 个分量的相位以后, 振幅则锁定为定值。Yuan 等^[83]根据所提出的设计理念演示了四通道的异常偏折[图 8(b)], 以及四种不同拓扑荷数的涡旋光的生成[图 8(c)]等。

2022 年, Bao 等^[77]将面内多原子干涉与多层超表面堆叠结合在一起, 首次实现了琼斯矩阵的四分量全自由度自由设计, 如图 8(d) 所示。每层超表面均由双原子干涉体系组成[图 8(e)], 琼斯矩阵具有如式(17)的形式, 具备三偏振分量(t_{xx} 、 t_{xy} 、 t_{yy})解耦调控的能力。在此基础上级联第二块超表面, 结构的平面对称性被打破, 非对角分量(t_{xy} 、 t_{yx})不再相等, 从而实现了全分量振幅和相位的完全可调。由于两层超表面距离较远

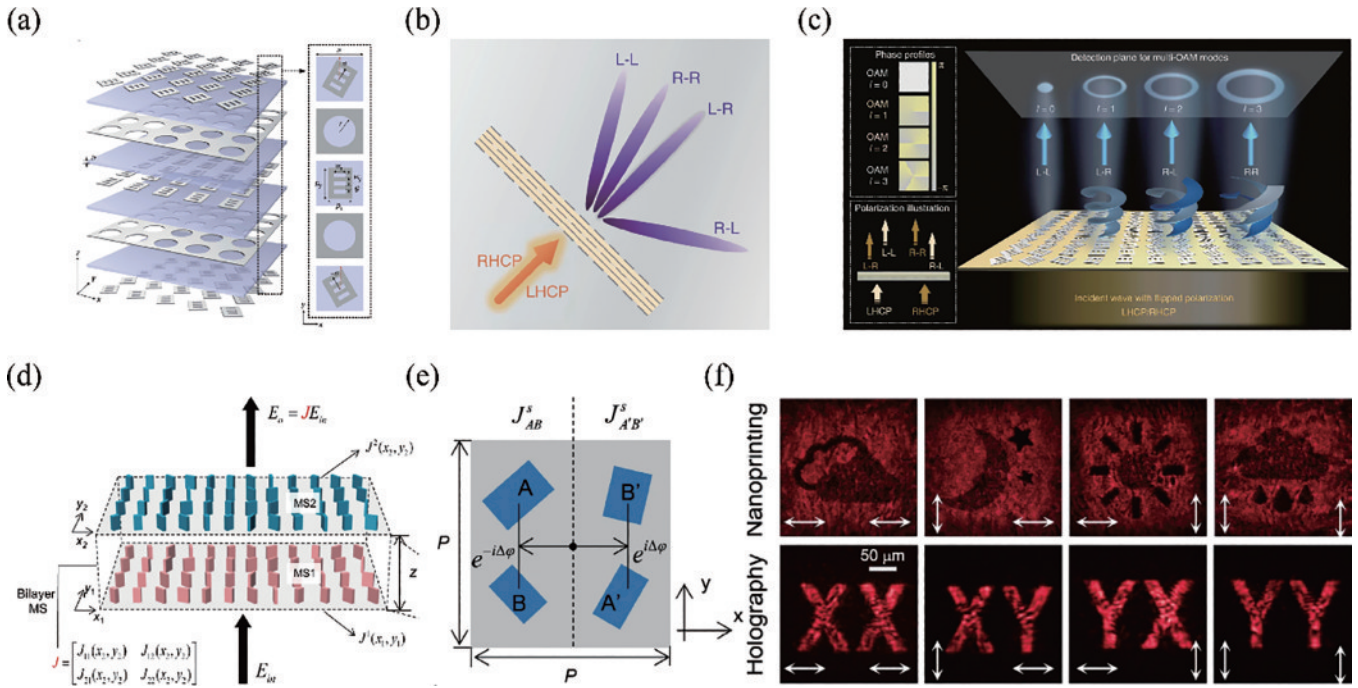


图 8 四个偏振分量的解耦调控。(a)~(c)基于三层结构的 PB 相位实现的四偏振分量相位解耦调控^[83]；(d)~(f)基于双层干涉体系实现的四偏振分量振幅和相位联合解耦调控^[77]

Fig. 8 Independent modulation of four polarization components. (a)–(c) Independent phase modulation realized by PB phases of the triple-layer structures^[83]; (d)–(f) independent amplitude & phase modulation realized by bilayer interference meta-atoms^[77]

(约为 150 μm), 采用了全局衍射算法对每个像素需要满足的复振幅进行优化设计。Bao 等^[77]根据提出的设计理念展示了 4 幅纳米打印图像和 4 幅全息图像的集成显示[图 8(f)], 并进一步引入了这种级联方案的相对旋转角自由度, 利用偏振旋转多路复用全息术实现了多达 16 种不同的功能。这种设计方案首次实现了对琼斯矩阵的所有信息自由度的完全控制, 代表了光学器件的偏振控制技术的重大进步。

6 基于琼斯矩阵调控超表面的光场操纵应用

通过探索超表面单元结构的物理机制和设计方案, 琼斯矩阵中若干偏振分量的同时控制已被相继实现。四偏振分量的振幅和相位联合调控方案的提出, 标志着超表面对琼斯矩阵本身的调控能力已被完全开发。在现有的技术背景下, 琼斯矩阵调控超表面逐渐趋向于与面向光场操纵的真实应用场景相结合。目前主要有 3 个应用发展方向。

6.1 结合前沿光学技术

超表面对琼斯矩阵的多个偏振分量进行调控, 可以同时产生由入射、出射偏振态决定的多个偏振通道, 进而用于产生复杂的光场调控现象。一个典型的应用场景是利用 LCP/RCP 通道的解耦产生矢量结构光场^[84-90]。相比于传统的标量偏振光, 矢量偏振光在空间各位置处的偏振态不同, 矢量偏振光的产生通常需要光学器件对正交偏振光的振幅、相位进行特殊设计。

利用超表面对琼斯矩阵的调控能力产生高性能的矢量光场, 将有望在诸如光学微粒捕获^[91-93]、激光加工^[84]、矢量全息^[64, 94]等领域发挥重要作用。2021 年, Liu 等^[95]结合传播相位和 PB 相位实现了 t_{LR} 和 t_{RL} 分量的相位解耦调控, 使经由超表面调制产生的 LCP 和 RCP 通道的相位轮廓分别携带不同的拓扑荷数, 进而叠加实现了可见光波段完美庞加莱光束的产生, 如图 9(a) 所示。2022 年, Li 等^[96]在此基础上使 t_{LR} 和 t_{RL} 分量分别额外携带焦点位置不同的长焦深透镜聚焦相位轮廓, 在太赫兹波段实现了光束偏振态沿传播方向和横截面位置均不同的三维矢量光束[图 9(b)], 为超表面订制三维空间中任意位置处光场的振幅、相位、偏振提供了新的方案。

另一个重要的应用方向是片上集成化的光学传输^[97-100]。目前超表面对琼斯矩阵的调控研究绝大多数依托于自由空间光场, 为了适应日益增长的信息传播带宽、速度需求, 诸如波导的光子集成器件迫切需要发展, 但其受到体积和性能的双重限制。通过将超表面集成到波导中, 可以将入射光按不同的偏振通道与不同的波导模式耦合, 从而显著提升光子波导的性能, 实现诸如集成多模式转换器的先进功能。2020 年, Meng 等^[101]分别基于硅纳米柱的传输相位和几何相位的物理机制, 实现了 t_{xx} 、 t_{yy} 分量和 t_{LR} 、 t_{RL} 分量的相位解耦调控, 并通过为正交偏振光通道引入反向的相位梯度, 实现了正交偏振光入射下相反方向的高效率波导模式耦合, 如图 9(c) 所示。利用超表面的多通道调控同时产生多个不同的波导模式, 可以为光子集成电路和高速

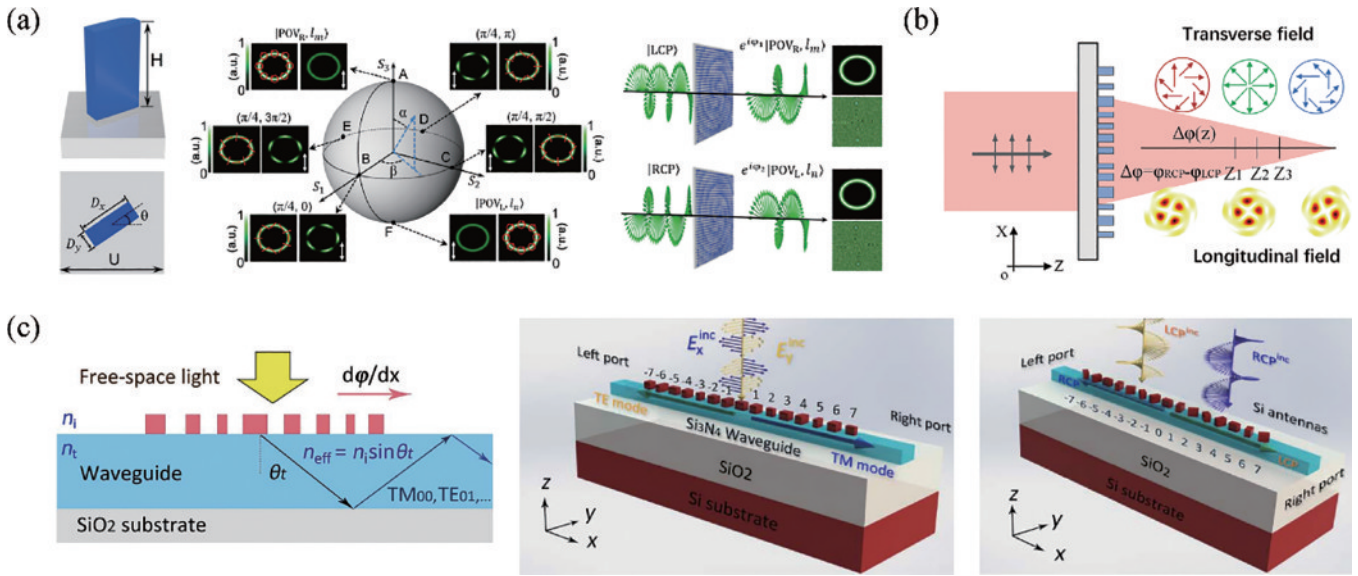


图9 基于琼斯矩阵调控超表面实现前沿光学应用。(a)(b)利用对LCP/RCP分量的相位解耦实现三维矢量涡旋光场^[95-96]；(c)利用对 x/y 或LCP/RCP分量的相位解耦实现复合波导模式传输^[101]

Fig. 9 Novel optical applications based on Jones matrix modulated metasurfaces. (a) (b) Three-dimensional vectorial vortex optical field generated by independent phase modulation of LCP and RCP components^[95-96]; (c) complex transmission of waveguide modes generated by independent phase modulation of x/y or LCP/RCP components^[101]

光通信的集成化发展提供强大的工具。

6.2 拓展光学自由度

琼斯矩阵本身涵盖了单色光场的三个基本自由度：偏振、振幅、相位，同时也限制了可集成的信息通道的维度和数目。为了适应未来更高密度的信息编码需求，超表面需要具备将琼斯矩阵与入射角度、波长等其他光学自由度相结合的能力，从而实现更高维度的通道集成。

角度复用方面，通过不同衍射级次的相位叠加复用，可以使得同一个偏振分量通道在不同的角度携带不同的波前调控功能^[102-103]。2019年，Jiang等^[103]利用PB相位对 $t_{L,R}$ 和 $t_{R,L}$ 分量的相位对称调控特性，分别为两个偏振分量设计与衍射级次相关的不同PB相位分布，并通过各个级次上LCP和RCP的各自叠加产生了超高通道数目的柱面矢量光模式，如图10(a)所示。这种相位复用理念可以灵活控制每个通道的功率比，并在总光学效率维持较高($>75\%$)的同时集成多达96个独立的光学通道。除此之外，还可以利用迂回相位对方位角的敏感性，在不同入射面内构建不同的光场。2021年，Jang等^[104]分别利用一对单元结构在 x/y 轴上的位置差构建沿 xz 和 yz 入射面不同的迂回相位，并利用两对这样的双单元体系同时编码了4个正交入射方向上的相位分布，在此基础上演示了方向相关的4幅不同的全息图像，如图10(b)所示。

波长复用方面，一般通过优化设计对不同波长有不同振幅响应的纳米柱结构，以在调控高振幅波长的同时忽略低振幅波长处的串扰影响^[60, 65, 105-106]。Jang等^[104]基于椭圆非晶硅纳米柱对780 nm和950 nm双波

长的偏振转换效率差异，利用PB相位的物理机制在950 nm波长处实现了高效率的涡旋光模式解复用，如图10(c)所示。由于单元结构对780 nm波长的偏振转换效率近乎为0，超表面对该波长的调控作用可忽略，因此可以实现双波长的涡旋光分离。2018年，Dong等^[105]利用传播相位和PB相位的组合实现了对 $t_{L,R}$ 和 $t_{R,L}$ 分量的相位解耦调控，基于三个分别针对R、G、B波长设计的椭圆硅纳米柱的空间复用，实现了2个偏振通道 \times 3个波长通道的二维光学模式编码[图10(d)]，相比于单波长/单偏振维度信息编码，可独立调控的通道数目有了显著提高。

6.3 动态调控

传统的琼斯矩阵调控超表面根据固定的光学功能需求，求解对应的偏振分量所需满足的振幅、相位系数，再逆向设计出对应的结构构型和尺寸参数。受限于固定化的结构分布，目标光学功能也将固定。近年来，研究人员开始着眼于将光学调控与电学、热学等其他物理维度的调控相结合，以实现主动调控的超表面器件。通过切换超表面单元结构的电学、热学或机械环境，实现多种不同光学功能的动态组合，极大地推动了智能化光子学的发展。

在多层超表面的级联体系中，每层超表面结构的相对旋转或相对位移对波前调控的定量影响可以通过矢量衍射算法严格计算，因而成为主动可调超表面的重要实现手段。2021年，Che等^[107]提出了双层超表面与横向相对位移相关的相位轮廓设计方法，如图11(a)、(b)所示。在间隔层距离为波长量级时，双层结构的琼斯矩阵可视作每层结构各自琼斯矩阵的乘

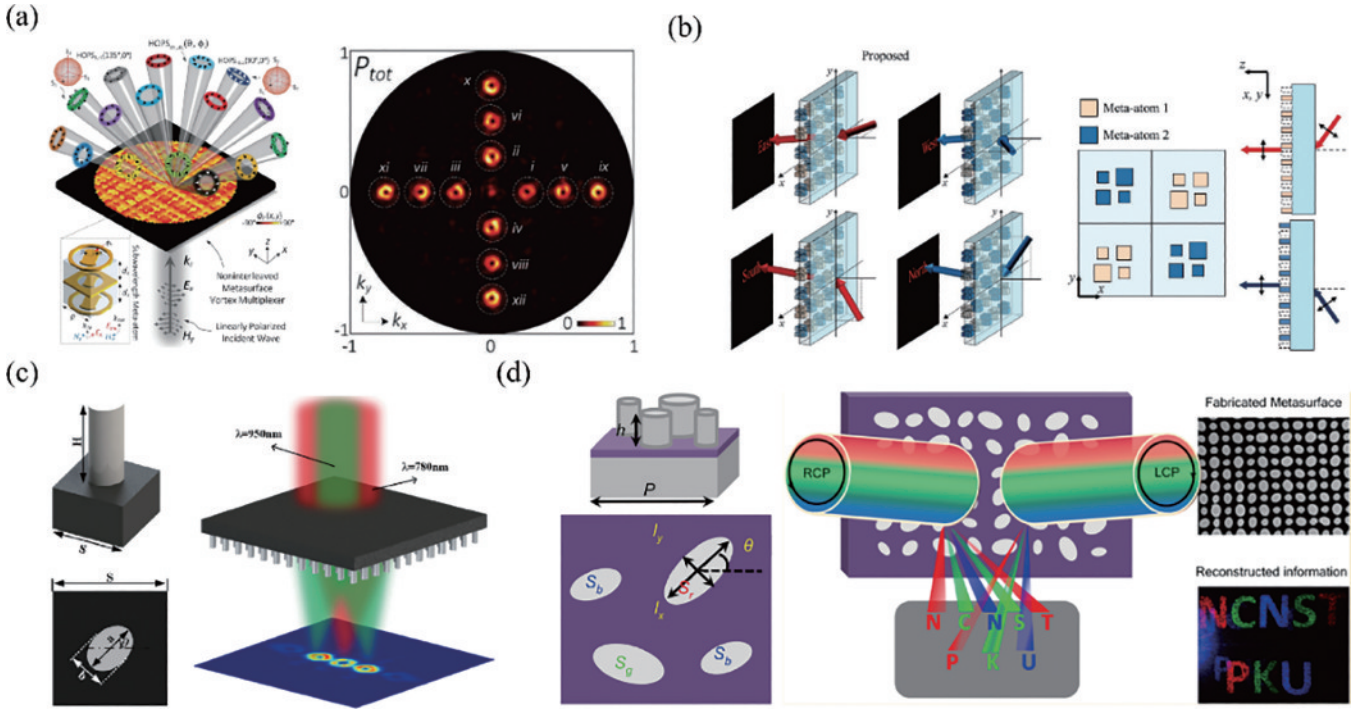


图 10 琼斯矩阵与其他光学自由度的结合调控。(a)利用多衍射级次相位编码和PB相位实现角度相关的矢量涡旋光束^[103];(b)利用不同入射面的迂回相位调控实现方位角相关的全息图像显示^[104];(c)(d)利用纳米柱的特定波长响应实现波长通道×偏振通道的联合调控^[104-105]

Fig. 10 Complex modulation combined Jones matrix and other degrees of freedom of the optical field. (a) Angle-dependent vectorial vortex beam generated by phase decoding of multiple diffraction orders and PB phases^[103]; (b) azimuth-dependent holographic imaging generated by detour phase modulation of different incident plane^[104]; (c) (d) wavelength-polarization complex modulation generated by the specific wavelength response of the nanopillars^[104-105]

积, Che 等据此对 t_{LR} 和 t_{RR} 分量的相位进行了解码, 并分别由双层结构的 PB 相位机制实现。根据提出的设计理念, Che 等还模拟演示了偏折角度与相对位移相关的异常透射现象。

基于机械手段实现可调超表面通常受到调控速度的严重限制。为了适应主动超表面的高速调控需求, 基于级联电路或材料电学性质的电调控机制成为了新的选择^[110-115]。液晶(LC)材料由于其对外加电场的高速、稳定、可逆响应, 有望在电调超表面的应用中发挥巨大作用^[108, 116-117]。2021年, Yu 等^[114] [图 11(c)、(d)] 将两列具有相反 PB 相位梯度的金纳米棒阵列进行空间复用, 入射线偏振光将经由超表面体系向特定方向反射线偏振光。在金纳米棒阵列上方对应涂覆 PMMA (折射率为 n_1) / LC (折射率为 n_2) 的周期阵列, 并通过外加电压连续改变 LC 层的折射率, 可以连续调制经由 n_1/n_2 阵列出射的 LCP/RCP 的相位差, 进而实现合成线偏振光的偏振方向的连续改变。这种电可调谐的超表面为动态、快速、可逆的偏振切换阐明了新的物理机制。

除了电学调控之外, 热学调控近年来也逐渐成为研究人员关注的热点之一。热调谐超表面的实现主要依赖物理/化学性质随温度改变的特殊材料, 如二氧化钒(VO_2)等。2021年, Yang 等^[117]将 VO_2 薄膜与金纳米

棒结合, 利用 VO_2 由低温下的绝缘体相向高温下的金属相转变的特质, 在 700 nm 波长处实现了热调谐的偏振转换, 如图 11(e)、(f) 所示。该超表面体系的 LCP-RCP 偏振转换效率在 30℃ 以下的低温环境约为 75%, 而在 90℃ 左右的高温环境中仅约 0.5%。利用这一特性, Yang 等结合 PB 相位演示了热调谐的偏振相关光束调控。诸如 VO_2 的热学相变材料与超表面的波前调控功能相结合, 有望推动可见-近红外波段的光学传感器的发展。

7 结束语

琼斯矩阵作为全方位描述光学器件光场调控能力的有力工具, 在各个光学技术领域均有十分重大的研究意义。超表面是一种能够完全操纵光场各个信息维度的强大平台, 能够大幅提高光学器件对琼斯矩阵的调控能力, 使得各种高级光学功能的集成化、高效化成为可能。本文从人工亚波长微结构调控光波振幅、相位的基本原理出发, 回顾了超表面对琼斯矩阵的调控功能从简单到复杂的发展历程。超表面操控琼斯矩阵的能力完成了从单偏振分量的振幅/相位调控向全偏振分量的振幅、相位联合调控的发展演化, 对琼斯矩阵中所有分量的振幅信息和相位信息同时进行自由编辑已经成为可能。

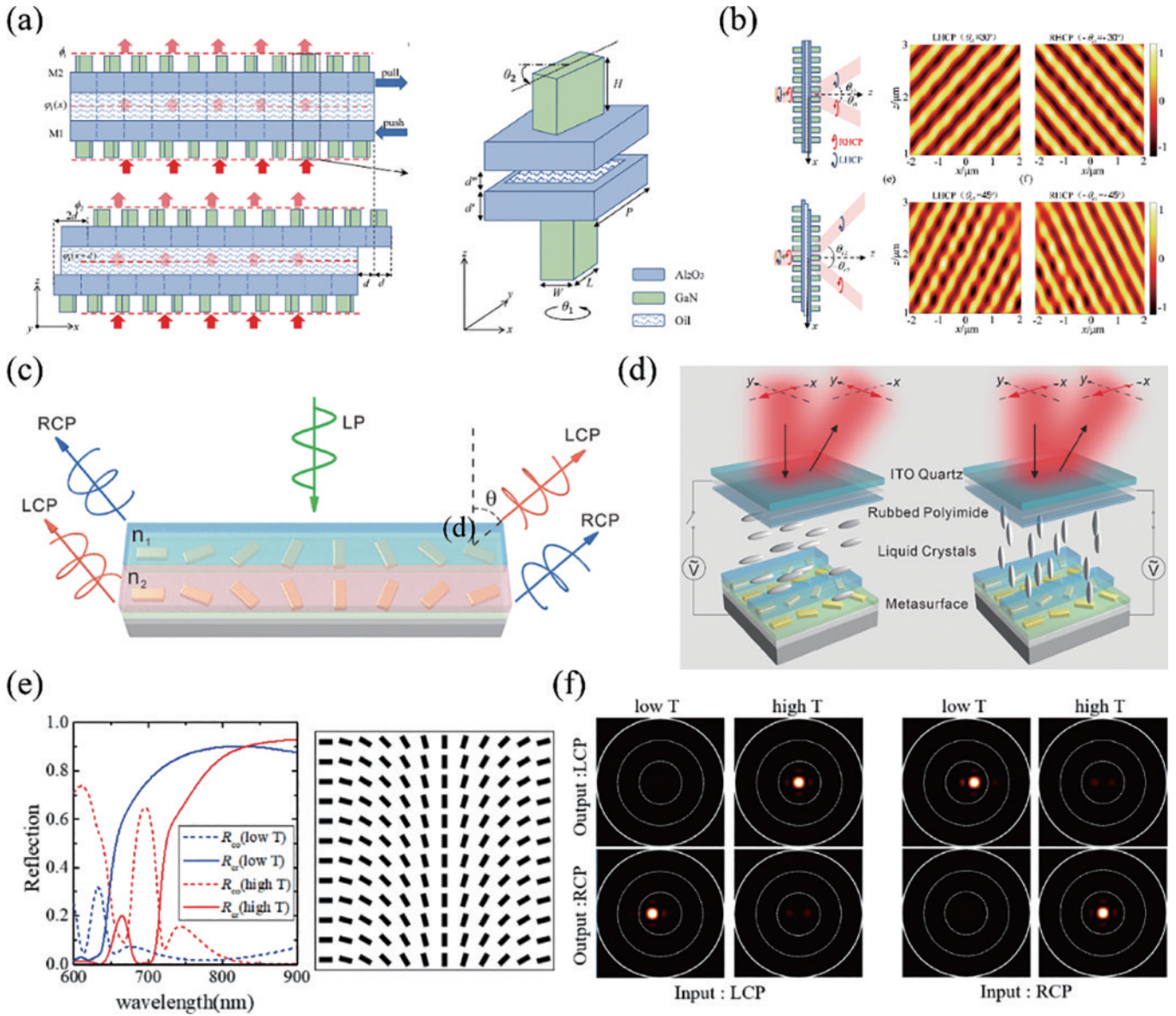


图 11 超表面对琼斯矩阵的动态调控。(a)(b) 基于两层超表面之间的横向位移实现的机械调谐波前调控^[107]; (c)(d) 结合 LC 材料和 PB 相位实现的电调谐偏振态切换^[108]; (e)(f) 基于 VO₂ 纳米柱实现的热调谐可开关聚焦透镜^[109]

Fig. 11 Dynamic modulation of Jones matrix by metasurface. (a) (b) Mechanically tuned wavefront modulation generated by the lateral displacement between the two layers of metasurfaces^[107]; (c) (d) electrically tuned polarization state switching generated by liquid crystal and PB phases^[108]; (e) (f) thermally tunable switchable focusing lens generated by VO₂ nanopillars^[109]

超表面对琼斯矩阵的强大调控能力, 以及其自身天然的集成化、小型化优势, 有望为各种丰富的光学技术带来革命性的影响。本文介绍了琼斯矩阵超表面的三个主要发展方向, 即兼容其他光场维度、结合前沿光学应用和机械/电学/热学主动调控等。随着更先进、更复杂的光学技术不断发展, 适应不同场景的超表面方案也相继被提出。正因如此, 超表面在调控琼斯矩阵的技术领域仍有丰富的开拓空间和广阔的发展前景。然而, 琼斯矩阵超表面走向实际应用还需解决如下几项技术挑战:

1) 理论设计难以兼顾可控自由度数目与光学效率。随着琼斯矩阵中可控偏振分量数目的增多, 超表面结构的复杂程度需要逐渐提高, 精确控制不同结构

之间的光场相互作用也更加困难, 这导致超表面器件的实际光学效率较低。实际系统应用需要光学器件的调控效率尽可能高, 因而需要深入探索超表面在多维度光场调控场景下的效率机理, 从物理机制上实现高效率、多通道的琼斯矩阵调控。

2) 计算仿真难以平衡时间成本与准确程度。琼斯矩阵调控超表面的仿真计算涉及目标功能-琼斯矩阵-超表面结构的复杂流程, 且受到器件尺寸的强烈限制, 毫米尺度的超表面器件通常需要数天至数月的仿真时间。为了在大面积条件下实现器件的快速精准设计, 需要开发全流程的降维降阶算法, 以可控自由度数目和光学效率为目标提高计算仿真的高效性、准确性和稳定性。

3) 微结构器件难以实现数十厘米尺度的大面积精准制造。一方面,琼斯矩阵调控超表面的单元结构需要同时对正交偏振光实现高透射率的相位完全调控,致使结构的深宽比普遍较高;另一方面,可见光和近红外波段的超表面单元结构一般只有几十到几百纳米的特征尺寸,然而实际系统往往需要光学器件的面积达到百毫米至数厘米量级,制备过程中的误差来源较多且无法避免。需要攻克微结构器件的跨尺度精准制造工艺难题,从而兼顾光学性能和可制造性,使得琼斯矩阵调控超表面从理论方案走向真实器件,真正实现实用化。

参 考 文 献

- [1] 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.
- [2] D'Ambrosio V, Spagnolo N, Del Re L, et al. Photonic polarization gears for ultra-sensitive angular measurements [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2432.
- [3] Naidoo D, Roux F S, Dudley A, et al. Controlled generation of higher-order Poincaré sphere beams from a laser[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(5): 327-332.
- [4] Song J J, Shen L Y, Sun J Y, et al. Temporal contrast enhancement by nonlinear elliptical polarization rotation in a multi-pass cell[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2022, 10: e28.
- [5] Wang T, Li C, Ren B, et al. High-power femtosecond laser generation from an all-fiber linearly polarized chirped pulse amplifier[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2023, 11: e25.
- [6] Ma W, Kuang H, Xu L G, et al. Attomolar DNA detection with chiral nanorod assemblies[J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2689.
- [7] Shi Y Z, Xiong S, Zhang Y, et al. Sculpting nanoparticle dynamics for single-bacteria-level screening and direct binding-efficiency measurement[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 815.
- [8] Shi Y Z, Zhu T T, Zhang T H, et al. Chirality-assisted lateral momentum transfer for bidirectional enantioselective separation[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 62.
- [9] Menzel C, Rockstuhl C, Lederer F. Advanced Jones calculus for the classification of periodic metamaterials[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(5): 053811.
- [10] Vedel M, Lechocinski N, Breugnot S. Compact and robust linear Stokes polarization camera[J]. *EPJ Web of Conferences*, 2010, 5: 01005.
- [11] Hagen N, Shibata S, Otani Y. Generating high-performance polarization measurements with low-performance polarizers: demonstration with a microgrid polarization camera[J]. *Optical Engineering*, 2019, 58(8): 080501.
- [12] Kumar P, Fatima A, Nishchal N K. Arbitrary vector beam encoding using single modulation for information security applications[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2021, 33(5): 243-246.
- [13] Shuai K, Liu X F, Zhao Y, et al. Multilayer dielectric grating pillar-removal damage induced by a picosecond laser[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2022, 10: e42.
- [14] Dong Y Z, Jin Y X, Kong F Y, et al. Angle amplifier in a 2D beam scanning system based on peristrophic multiplexed volume Bragg gratings[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2023, 11: e13.
- [15] Wang J Z, Cao A X, Pang H, et al. Vector optical field generation based on birefringent phase plate[J]. *Optics Express*, 2017, 25(11): 12531-12540.
- [16] 李雄, 马晓亮, 罗先刚. 超表面相位调控原理及应用[J]. *光电工程*, 2017, 44(3): 255-275, 376. Li X, Ma X L, Luo X G. Principles and applications of metasurfaces with phase modulation[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2017, 44(3): 255-275, 376.
- [17] 付饶, 李子乐, 郑国兴. 超构表面的振幅调控及其功能器件研究进展[J]. *中国光学*, 2021, 14(4): 886-899. Fu R, Li Z L, Zheng G X. Research development of amplitude-modulated metasurfaces and their functional devices[J]. *Chinese Optics*, 2021, 14(4): 886-899.
- [18] 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.
- [19] Ou K, Wan H Y, Wang G F, et al. Advances in meta-optics and metasurfaces: fundamentals and applications [J]. *Nanomaterials*, 2023, 13(7): 1235.
- [20] Li L L, Zhao H T, Liu C, et al. Intelligent metasurfaces: control, communication and computing[J]. *eLight*, 2022, 2(1): 7.
- [21] Ni Y B, Chen C, Wen S, et al. Computational spectropolarimetry with a tunable liquid crystal metasurface[J]. *eLight*, 2022, 2(1): 23.
- [22] Li C, Jang J, Badloe T, et al. Arbitrarily structured quantum emission with a multifunctional metalens[J]. *eLight*, 2023, 3(1): 19.
- [23] Zhu R C, Wang J F, Qiu T S, et al. Remotely mind-controlled metasurface via brainwaves[J]. *eLight*, 2022, 2(1): 10.
- [24] 许可, 王星儿, 范旭浩, 等. 超表面全息术: 从概念到实现[J]. *光电工程*, 2022, 49(10): 220183. Xu K, Wang X E, Fan X H, et al. Meta-holography: from concept to realization[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2022, 49(10): 220183.
- [25] Sun S L, He Q, Xiao S Y, et al. Gradient-index metasurfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves[J]. *Nature Materials*, 2012, 11(5): 426-431.
- [26] Diebold A V, Imani M F, Fromenteze T, et al. Passive microwave spectral imaging with dynamic metasurface apertures[J]. *Optica*, 2020, 7(5): 527-536.
- [27] 王星儿, 许可, 范旭浩, 等. 基于选择性光谱响应结构的横向色散多焦点超透镜[J]. *中国激光*, 2023, 50(18): 1813014. Wang X E, Xu K, Fan X H, et al. Transversely dispersive multi-foci metalens based on selective spectral response structure[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2023,

- 50(18): 1813014.
- [28] Engay E, Huo D W, Malureanu R, et al. Polarization-dependent all-dielectric metasurface for single-shot quantitative phase imaging[J]. *Nano Letters*, 2021, 21(9): 3820-3826.
- [29] Lee D, Kim M, Kim J, et al. All-dielectric metasurface imaging platform applicable to laser scanning microscopy with enhanced axial resolution and wavelength selection [J]. *Optical Materials Express*, 2019, 9(8): 3248-3259.
- [30] Shi Y Z, Song Q H, Toftul I, et al. Optical manipulation with metamaterial structures[J]. *Applied Physics Reviews*, 2022, 9(3): 031303.
- [31] Qin J, Jiang S B, Wang Z S, et al. Metasurface micro/nano-optical sensors: principles and applications[J]. *ACS Nano*, 2022, 16(8): 11598-11618.
- [32] Shen Y, Luo X G. Efficient bending and focusing of light beam with all-dielectric subwavelength structures[J]. *Optics Communications*, 2016, 366: 174-178.
- [33] Wu M X, Chen R, Soh J, et al. Super-focusing of center-covered engineered microsphere[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 31637.
- [34] Sun S, Zhou Z X, Zhang C, et al. All-dielectric meta-reflectarray for efficient control of visible light[J]. *Annalen Der Physik*, 2018, 530(3): 1700418.
- [35] Xu T, Du C L, Wang C T, et al. Subwavelength imaging by metallic slab lens with nanoslits[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 91(20): 201501.
- [36] Verslegers L, Catrysse P B, Yu Z F, et al. Planar lenses based on nanoscale slit arrays in a metallic film[J]. *Nano Letters*, 2009, 9(1): 235-238.
- [37] Lalanne P, Astilean S, Chavel P, et al. Design and fabrication of blazed binary diffractive elements with sampling periods smaller than the structural cutoff[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1999, 16(5): 1143-1156.
- [38] 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.
- [39] Khorasaninejad M, Zhu A Y, Roques-Carnes C, et al. Polarization-insensitive metalenses at visible wavelengths [J]. *Nano Letters*, 2016, 16(11): 7229-7234.
- [40] 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.
- [41] Min C J, Liu J P, Lei T, et al. Plasmonic nano-slits assisted polarization selective detour phase meta-hologram [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2016, 10(6): 978-985.
- [42] Deng Z L, Zhang S, Wang G P. A facile grating approach towards broadband, wide-angle and high-efficiency holographic metasurfaces[J]. *Nanoscale*, 2016, 8(3): 1588-1594.
- [43] Khorasaninejad M, Ambrosio A, Kanhaiya P, et al. Broadband and chiral binary dielectric meta-holograms[J]. *Science Advances*, 2016, 2(5): e1501258.
- [44] Ma X L, Pu M B, Li X, et al. A planar chiral meta-surface for optical vortex generation and focusing[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 10365.
- [45] Khorasaninejad R, Chen W T, Devlin R, et al. Metalenses at visible wavelengths: diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging[J]. *Science*, 2016, 352(6290): 1190-1194.
- [46] Wen D D, Yue F Y, Li G X, et al. Helicity multiplexed broadband metasurface holograms[J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8241.
- [47] Chen S M, Cai Y, Li G X, et al. Geometric metasurface fork gratings for vortex-beam generation and manipulation [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2016, 10(2): 322-326.
- [48] 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.
- [49] Pancharatnam S. Generalized theory of interference, and its applications[J]. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences-Section A*, 1956, 44(5): 247-262.
- [50] Zhang Z Y, Liang H G, He T, et al. Photonic spin Hall effect based on broadband high-efficiency reflective metasurfaces[J]. *Applied Optics*, 2019, 59(5): A63-A68.
- [51] Feng C, He T, Shi Y Z, et al. Diatomic metasurface for efficient six-channel modulation of Jones matrix[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2023, 17(8): 2370040.
- [52] Fan Q B, Liu M Z, Zhang C, et al. Independent amplitude control of arbitrary orthogonal states of polarization via dielectric metasurfaces[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(26): 267402.
- [53] Si J N, Yu X Y, Zhang J L, et al. Broadened band near-perfect absorber based on amorphous silicon metasurface [J]. *Optics Express*, 2020, 28(12): 17900-17905.
- [54] He T, Liu T, Xiao S Y, et al. Perfect anomalous reflectors at optical frequencies[J]. *Science Advances*, 2022, 8(9): eabk3381.
- [55] Dai Y H, He T, Wei Z Y, et al. Anomalous reflection with customized high-efficiency bandwidth[J]. *Optics Letters*, 2023, 48(4): 956-959.
- [56] Pfeiffer C, Grbic A. Metamaterial Huygens' surfaces: tailoring wave fronts with reflectionless sheets[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(19): 197401.
- [57] Estakhri N M, Alù A. Manipulating optical reflections using engineered nanoscale metasurfaces[J]. *Physical Review B*, 2014, 89(23): 235419.
- [58] Leitis A, Heßler A, Wahl S, et al. All-dielectric programmable Huygens' metasurfaces[J]. *Advanced Functional Materials*, 2020, 30(19): 1910259.
- [59] Decker M, Staude I, Falkner M, et al. High-efficiency dielectric Huygens' surfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2015, 3(6): 813-820.
- [60] Overvig A C, Shrestha S, Malek S C, et al. Dielectric metasurfaces for complete and independent control of the optical amplitude and phase[J]. *Light, Science & Applications*, 2019, 8: 92.
- [61] Yue F Y, Zhang C M, Zang X F, et al. High-resolution grayscale image hidden in a laser beam[J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7(1): 17129.

- [62] 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.
- [63] Wu T, Zhang X Q, Xu Q, et al. Dielectric metasurfaces for complete control of phase, amplitude, and polarization[J]. *Advanced Optical Materials*, 2022, 10(1): 2101223.
- [64] Liu M Z, Zhu W Q, Huo P C, et al. Multifunctional metasurfaces enabled by simultaneous and independent control of phase and amplitude for orthogonal polarization states[J]. *Light: Science & Applications*, 2021, 10: 107.
- [65] Deng Z L, Deng J H, Zhuang X, et al. Diatomic metasurface for vectorial holography[J]. *Nano Letters*, 2018, 18(5): 2885-2892.
- [66] Deng Z L, Jin M K, Ye X, et al. Full-color complex-amplitude vectorial holograms based on multi-freedom metasurfaces[J]. *Advanced Functional Materials*, 2020, 30(21): 1910610.
- [67] 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): 1905659.
- [68] Zhang J, Dun X, Zhu J Y, et al. Large numerical aperture metalens with high modulation transfer function[J]. *ACS Photonics*, 2023, 10(5): 1389-1396.
- [69] Montelongo Y, Tenorio-Pearl J O, Milne W I, et al. Polarization switchable diffraction based on subwavelength plasmonic nanoantennas[J]. *Nano Letters*, 2014, 14(1): 294-298.
- [70] Zhao R Z, Sain B, Wei Q S, et al. Multichannel vectorial holographic display and encryption[J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7: 95.
- [71] Mueller J P B, 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.
- [72] 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.
- [73] Wang D Y, Liu F F, Liu T, et al. Efficient generation of complex vectorial optical fields with metasurfaces[J]. *Light: Science & Applications*, 2021, 10(1): 67.
- [74] Armitage N P. Constraints on Jones transmission matrices from time-reversal invariance and discrete spatial symmetries[J]. *Physical Review B*, 2014, 90(3): 035135.
- [75] 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.
- [76] Zheng C L, Li J, Yue Z, et al. All-dielectric trifunctional metasurface capable of independent amplitude and phase modulation[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(7): 2200051.
- [77] Bao Y J, Nan F, Yan J H, et al. Observation of full-parameter Jones matrix in bilayer metasurface[J]. *Nature Communications*, 2022, 13: 7550.
- [78] Zhou Y, Kravchenko I I, Wang H, et al. Multifunctional metaoptics based on bilayer metasurfaces[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8: 80.
- [79] Lin R H, Li X H. Multifocal metalens based on multilayer Pancharatnam-Berry phase elements architecture[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(11): 2819-2822.
- [80] Wang G C, Guo J Y, Wang X K, et al. Arbitrary Jones matrix on-demand design in metasurfaces using multiple meta-atoms[J]. *Nanoscale*, 2022, 14(38): 14240-14247.
- [81] Mirzapourbeinekalaye B, McClung A, Arbabi A. General lossless polarization and phase transformation using bilayer metasurfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2022, 10(11): 2102591.
- [82] Wang C, Sun Y, Zhang Q B, et al. Continuous-zoom bifocal metalens by mutual motion of cascaded bilayer metasurfaces in the visible[J]. *Optics Express*, 2021, 29(17): 26569-26585.
- [83] Yuan Y Y, Zhang K, Ratni B, et al. Independent phase modulation for quadruplex polarization channels enabled by chirality-assisted geometric-phase metasurfaces[J]. *Nature Communications*, 2020, 11: 4186.
- [84] Zhan Q W. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2009, 1(1): 1-57.
- [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] Zhang F, Yu H L, Fang J W, et al. Efficient generation and tight focusing of radially polarized beam from linearly polarized beam with all-dielectric metasurface[J]. *Optics Express*, 2016, 24(6): 6656-6664.
- [87] Chen J, Wan C H, Zhan Q W. Vectorial optical fields: recent advances and future prospects[J]. *Science Bulletin*, 2018, 63(1): 54-74.
- [88] Guo J Y, Wang X K, He J W, et al. Generation of radial polarized Lorentz beam with single layer metasurface[J]. *Advanced Optical Materials*, 2018, 6(1): 1700925.
- [89] Zhou Q W, Liu M Z, Zhu W Q, et al. Generation of perfect vortex beams by dielectric geometric metasurface for visible light[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2021, 15(12): 2100390.
- [90] Cheng K X, Liu Z X, Hu Z D, et al. Generation of integer and fractional perfect vortex beams using all-dielectric geometrical phase metasurfaces[J]. *Applied Physics Letters*, 2022, 120(20): 201701.
- [91] Li M M, Yan S H, Zhang Y N, et al. Optical sorting of small chiral particles by tightly focused vector beams[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(3): 033825.
- [92] Yang Y J, Ren Y X, Chen M Z, et al. Optical trapping with structured light: a review[J]. *Advanced Photonics*, 2021, 3(3): 034001.
- [93] Neuman K C, Block S M. Optical trapping[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2004, 75(9): 2787-2809.
- [94] Zang X F, Dong F L, Yue F Y, et al. Polarization encoded color image embedded in a dielectric metasurface[J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(21): 1707499.
- [95] 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.
- [96] Li J, Li J T, Yue Z, et al. Structured vector field manipulation of terahertz wave along the propagation direction based on dielectric metasurfaces[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(12): 2200325.
- [97] Li Z Y, Kim M H, Wang C, et al. Controlling propagation and coupling of waveguide modes using phase-gradient metasurfaces[J]. *Nature Nanotechnology*, 2017, 12(7): 675-683.
- [98] Zhang Y B, Li Z C, Liu W W, et al. Spin-selective and wavelength-selective demultiplexing based on waveguide-integrated all-dielectric metasurfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(6): 1801273.
- [99] Wang R D, Wu Q, Cai W, et al. Broadband on-chip terahertz asymmetric waveguiding via phase-gradient metasurface[J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(7): 1774-1779.
- [100] Meng Y, Hu F T, Shen Y J, et al. Ultracompact graphene-assisted tunable waveguide couplers with high directivity and mode selectivity[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 13362.
- [101] Meng Y, Liu Z T, Xie Z W, et al. Versatile on-chip light coupling and (de)multiplexing from arbitrary polarizations to controlled waveguide modes using an integrated dielectric metasurface[J]. *Photonics Research*, 2020, 8(4): 564-576.
- [102] Wen D D, Pan K, Meng J J, et al. Broadband multichannel cylindrical vector beam generation by a single metasurface[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(10): 2200206.
- [103] Jiang Z H, Kang L, Yue T W, et al. A single noninterleaved metasurface for high-capacity and flexible mode multiplexing of higher-order Poincaré sphere beams [J]. *Advanced Materials*, 2020, 32(6): 1903983.
- [104] 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.
- [105] Dong F L, Feng H, Xu L H, et al. Information encoding with optical dielectric metasurface via independent multichannels[J]. *ACS Photonics*, 2019, 6(1): 230-237.
- [106] Ou Y, Zhang M, Zhang F, et al. All-dielectric metasurfaces for generation and detection of multi-channel vortex beams[J]. *Applied Physics Express*, 2019, 12(8): 082004.
- [107] Che X Y, Gao R, Yu Y F, et al. Generalized phase profile design method for tunable devices using bilayer metasurfaces[J]. *Optics Express*, 2021, 29(26): 44214-44226.
- [108] Qin S, Xu N, Huang H, et al. Near-infrared thermally modulated varifocal metalens based on the phase change material Sb_2S_3 [J]. *Optics Express*, 2021, 29(5): 7925-7934.
- [109] Shao L D, Zhou K S, Zhao F F, et al. Mid-infrared continuous varifocal metalens with adjustable intensity based on phase change materials[J]. *Photonics*, 2022, 9(12): 959.
- [110] Qin S, Huang H, Jie K Q, et al. Active modulating the intensity of bifocal metalens with electrically tunable Barium titanate (BTO) nanofins[J]. *Nanomaterials*, 2021, 11(8): 2023.
- [111] Chen L, Hao Y, Zhao L, et al. Multifunctional metalens generation using bilayer all-dielectric metasurfaces[J]. *Optics Express*, 2021, 29(6): 9332-9345.
- [112] Chen L, Liu Y, Zhao L, et al. Generation and conversion of a dual-band Laguerre-Gaussian beam with different OAM based on a bilayer metasurface[J]. *Optical Materials Express*, 2022, 12(3): 1163-1173.
- [113] Lv S Y, Wang R, Luo W F, et al. Multifunctional tunable visible light metalens based on double-layer Barium titanate [J]. *Applied Optics*, 2022, 61(17): 5121-5127.
- [114] Yu P, Li J X, Liu N. Electrically tunable optical metasurfaces for dynamic polarization conversion[J]. *Nano Letters*, 2021, 21(15): 6690-6695.
- [115] Ou X N, Zeng T B, Zhang Y, et al. Tunable polarization-multiplexed achromatic dielectric metalens [J]. *Nano Letters*, 2022, 22(24): 10049-10056.
- [116] Bosch M, Shcherbakov M R, Won K, et al. Electrically actuated varifocal lens based on liquid-crystal-embedded dielectric metasurfaces[J]. *Nano Letters*, 2021, 21(9): 3849-3856.
- [117] Yang J K, Jeong H S. Switchable metasurface with VO_2 thin film at visible light by changing temperature[J]. *Photonics*, 2021, 8(2): 57.