

# 几何相位电磁超表面:从原理到应用

胡中<sup>1</sup>, 徐涛<sup>1</sup>, 汤蓉<sup>1</sup>, 郭会杰<sup>2</sup>, 肖诗逸<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>上海大学特种光纤与光接入网重点实验室, 上海 200444;

<sup>2</sup>复旦大学物理学系应用表面物理国家重点实验室, 上海 200433

**摘要** 从电磁相位的产生机理角度,电磁超表面可分为利用微结构共振响应的共振相位超表面和利用微结构各向异性响应的几何相位超表面。同共振相位超表面相比,几何相位超表面因为具有非色散、偏振依赖、易于制备等特点,因而受到广泛关注。综述了利用几何相位超表面来自由调控电磁波的原理和方法,重点讲述电磁波远场和近场的一系列调控现象并介绍这些现象在全息成像、特殊光束激发和探测、平面消色差透镜等方面的具体应用。

**关键词** 表面光学;超材料;超表面;几何相位;表面等离子激元;波束设计;全息成像

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.202408

## Geometric-Phase Metasurfaces: from Physics to Applications

Hu Zhong<sup>1</sup>, Xu Tao<sup>1</sup>, Tang Rong<sup>1</sup>, Guo Huijie<sup>2</sup>, Xiao Shiyi<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of Specialty Fiber Optics and Optical Access Networks, Shanghai University,

Shanghai 200444, China;

<sup>2</sup>State Key Laboratory of Surface Physics, Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China

**Abstract** According to the generation mechanism of electromagnetic (EM) phase, electromagnetic metasurfaces can be divided into resonance-based metasurfaces using resonance response of microstructures and geometric-phase metasurfaces using anisotropic response of microstructures. In comparison with the resonance-based metasurfaces, geometric-phase metasurfaces have attracted much attention in recent years because of their non-dispersion, polarization dependence, and easy fabrication. This study presents an overview of the development of geometric-phase metasurfaces from the principle and method of their free modulation of EM waves to their extraordinary wavefront manipulation abilities in both the far- and near-field regions. Finally, we also present three typical applications enabled by geometric-phase metasurfaces, including highly efficient meta-hologram, vortex beam generator/detector, and flat achromatic metalens.

**Key words** optics at surfaces; metamaterials; metasurfaces; geometric phase; surface plasmon polaritons; beam engineering; holography

**OCIS codes** 240.6680; 160.3918; 350.1370; 090.2890

## 1 引言

自由调控电磁波(光)一直是人类的梦想和追求,这不仅具有重要的科学意义,而且在信息、国防、能源等领域有着广泛的应用。然而,自然材料有限的原子种类和晶格排列方式,导致电磁响应参数(如电响应参数——介电常数  $\epsilon$ , 磁响应参

数——磁导率  $\mu$ )取值覆盖范围十分有限,这极大制约了自然材料对电磁波(光)的调控能力。近年来,人们提出电磁超材料<sup>[1-4]</sup>,这是一种由亚波长微结构按特定排列方式组合而成的人工材料。与自然材料最大的不同是,超材料的电磁响应可以按照工程的需要进行设计,由此实现了自然材料所不能实现的一系列电磁波调控现象,包括负折

收稿日期: 2019-07-11; 修回日期: 2019-08-29; 录用日期: 2019-09-02

基金项目: 国家自然科学基金(11704240)、上海市自然科学基金(17ZR1409500)、上海市青年科技启明星计划(18QA1401800)、上海市东方学者计划、复旦大学应用表面物理国家重点实验室开放课题(KF2017\_02)

\* E-mail: phxiao@shu.edu.cn

射<sup>[5-6]</sup>,完美棱镜超成像<sup>[7-10]</sup>,变换光学<sup>[11-12]</sup>,完美吸收<sup>[13-17]</sup>,极化偏转<sup>[18-19]</sup>等。

随着这一领域的发展,各个国家的科研团队都在不停寻找新型超材料来提高对电磁波的操控能力。2011年,美国哈佛大学的Cappasso课题组<sup>[20]</sup>提出将不同人工微结构按照特定的排列方式组合构成非均匀超材料表面,简称“超表面”。在外界光照射下,超表面将所携带的“相位突变”加载到再辐射的电磁波上,由此可以实现人为设计的电磁辐射强度和相位分布,对电磁波波前进行调控。超表面概念提出以来,科研人员开展了大量的研究工作,并实现了一系列电磁波调控现象,比如平面波到表面波的转换<sup>[21]</sup>、定向散射<sup>[22-24]</sup>、光束聚焦<sup>[25-27]</sup>、圆偏振多功能<sup>[28-29]</sup>、频率多功能<sup>[30-31]</sup>、利用数字编码超表面控制波束<sup>[32]</sup>等。这类结构简单且易于加工,同时又保持奇异电磁调控能力的超表面,逐渐代替原始的三维结构,开始成为超材料研究的主要分支。

超表面从相位突变机理来看可以分为几何相位超表面和共振相位超表面两大类,如图1所示。早期主要研究共振相位超表面,通过结构的变化使得共振频率发生移动,进而改变某个频点的相

位,产生相位突变。利用共振相位超表面可以实现对电磁波的偏折<sup>[33]</sup>、聚焦<sup>[34]</sup>、偏振转换<sup>[35]</sup>等电磁波调控现象。但是共振相位超表面存在一些问题和缺陷<sup>[36-37]</sup>,由于相位突变来自于结构共振,这导致共振相位超表面工作带宽有限,同时也需要精确的设计和加工差别很小的结构尺寸来准确控制相位(见图1插图)。为解决这类困难,人们又提出另一种类型的超表面——几何相位超表面。几何相位电磁超表面是一种由具有不同旋转角度的相同人工微结构构成的超表面。它可通过简单地改变微结构的旋转角度,实现反射(透射)波的相位突变,从而实现对相位梯度或分布的人工控制,由此极大地降低了设计和加工超表面的复杂性。几何相位电磁超表面充分利用“几何相位”这一自由度,实现了大量自旋依赖的电磁波调控现象,比如奇异反射/折射<sup>[38]</sup>、全息成像<sup>[39-44]</sup>及特殊光束激发<sup>[45-48]</sup>。特别是最近,国内外研究人员还进一步融合共振相位超表面和几何相位超表面,提出消色差平面透镜的概念,实现了可见光波段的宽带消色差透镜<sup>[49-51]</sup>。总的来说,几何相位电磁超表面的出现,给了我们更大的自由度来操控电磁波,因此它是一种非常重要的超表面。

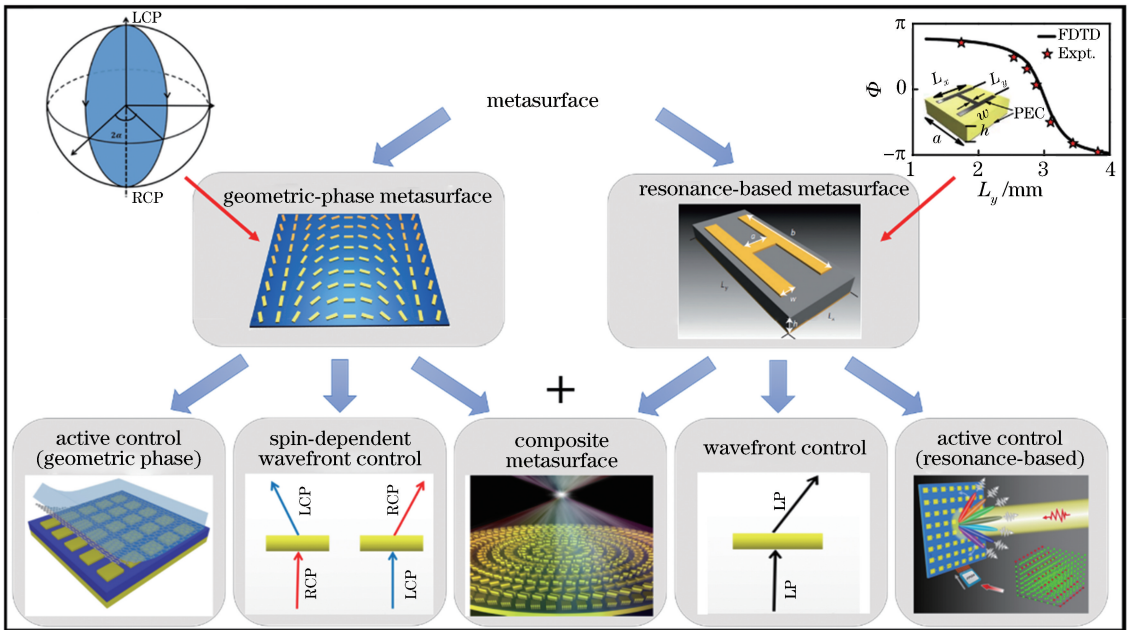


图1 几何相位和共振相位电磁超表面的原理及应用<sup>[21,34,50,52-53]</sup>

Fig. 1 Principle of geometric-phase and resonance-based metasurfaces and their applications<sup>[21,34,50,52-53]</sup>

本文会对几何相位电磁超表面进行系统性的综述。从介绍庞加莱球和琼斯矩阵的相关概念出发,介绍几何相位的来源和分析方法。在此基础上,在第3节和第4节分别介绍几何相位超表面对于电磁波的远

场和近场调控。最后,介绍几何相位超表面的几种典型应用,包括全息成像、特殊光束激发和探测、几何相位的主动调控、基于复合超表面的自旋不依赖调控及消色差超透镜。这些研究一方面将人们对于利用几何

相位调控电磁波的理解和应用提升到了全新的高度,也为未来开发和研制基于几何相位超表面的新型光学或光电器件提供了新的思路 and 空间。

## 2 几何相位超表面基本原理

首先介绍几何相位的起源。如图 2(a)所示,考虑放置在  $xy$  平面上的任意各向异性人工微结构(如金属条),在左旋圆偏振光 [ $\mathbf{E}_L = (\mathbf{x} + i\mathbf{y})/\sqrt{2}$ ,  $\mathbf{x}$  和  $\mathbf{y}$  分别为  $x$  和  $y$  方向的单位矢量]或右旋圆偏振光 [ $\mathbf{E}_R = (\mathbf{x} - i\mathbf{y})/\sqrt{2}$ ]激发时,该微结构会产生  $x$  和  $y$  方向不同幅度和不同相位的响应电流。沿着两个正交方向的这种差异响应,使得微结构散射的电磁波原则上同时具有左旋圆偏振(LCP)分量和右旋圆偏振(RCP)分量。以透射波为例,将产生相同旋向的分量称为(圆)偏振守恒散射,而具有相反旋向的分量称为交叉偏振散射。早在 1956 年,印度拉曼研究所 Pancharatnam 教授<sup>[54]</sup>首先发现当这类平面结构相对于  $z$  轴逆时针旋转一个角度  $\alpha$  时,交叉偏振散射会产生一个额外的相位因子  $\exp(i2\alpha)$ 。

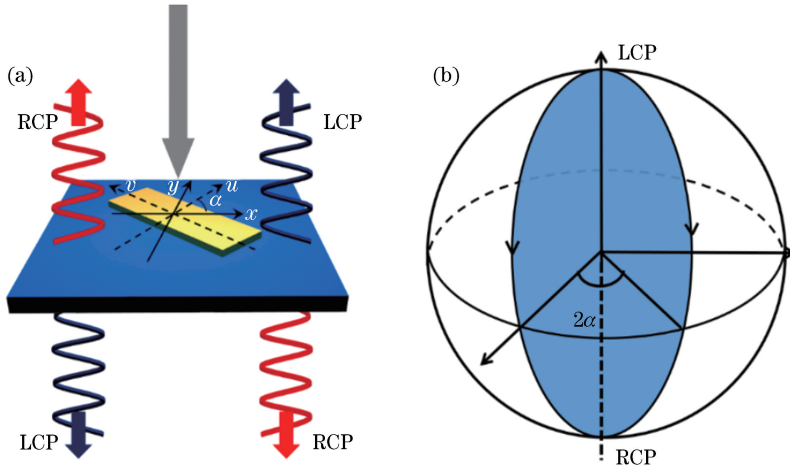


图 2 几何相位的来源。(a)微结构散射电磁波;(b)庞加莱球示意图

Fig. 2 Origin of geometric phase. (a) Electromagnetic waves scattered by microstructure; (b) schematic of Poincaré sphere

数学上通过琼斯矩阵来分析几何相位。当电磁波照射超表面单元结构组成的周期性阵列时,反射/透射

特性一般可由  $\mathbf{R}(0) = \begin{pmatrix} r_{uu} & r_{uv} \\ r_{vu} & r_{vv} \end{pmatrix}$  和  $\mathbf{T}(0) =$

$\begin{pmatrix} t_{uu} & t_{uv} \\ t_{vu} & t_{vv} \end{pmatrix}$  两个琼斯矩阵来描述,其中  $u, v$  代表单元结

构的两个主轴,  $r_{ij}(t_{ij})$  代表从  $j$  轴入射  $i$  轴出射的(反)透射复振幅,  $i, j \in (u, v)$ 。通过圆偏振和线偏振之间的基矢变换,可得到圆偏振基下琼斯矩阵的表达形式为  $\tilde{\mathbf{R}}(0), \tilde{\mathbf{T}}(0)$ ,  $\sim$  代表圆偏振基的情况。通过透射

后来,英国布里斯托尔大学的 Berry 教授<sup>[55]</sup>将这个仅依赖旋转角产生的相位解释为光子态在高纬度空间中发生绝热演化所获取的几何相位,也称作 Pancharatnam-Berry 相位(PB 相位)。这个物理过程可以在庞加莱球的帮助下得到理解,如图 2(b)所示。所谓庞加莱球是一个单位二维球面,其上每一点都对应一种电磁波偏振状态。庞加莱球的北极和南极分别对应电磁波的左旋圆偏振和右旋圆偏振,赤道上的状态对应着不同偏振方向的线偏振状态。当发生交叉偏振散射时,电磁波偏振相当于在庞加莱球上发生从北极到南极(或南极到北极)的演化,其演化路径取决于微结构的旋转角的 2 倍,也就是  $2\alpha(-2\alpha)$ 。因此,具有不同旋转角的微结构的交叉偏振散射所具有的相位差,就是这两条路径在庞加莱球上所包围的立体角的 1/2,其大小等于  $2\Delta\alpha(-2\Delta\alpha)$ ,这里的  $\Delta\alpha$  代表微结构转角的变化量。由此可见,几何相位的一个独特特征是它仅由入射光的偏振状态(决定符号)和微结构的旋转角度(决定大小)决定,因此具有频率非色散性。

琼斯矩阵  $\tilde{\mathbf{T}}$ (反射琼斯矩阵  $\tilde{\mathbf{R}}$ ),可将出场(反射电场  $\mathbf{E}^r$ 、透射电场  $\mathbf{E}^t$ )与入射电场( $\mathbf{E}^{\text{in}}$ )之间联系起来,

$$\mathbf{E}^r = \tilde{\mathbf{R}}(0)\mathbf{E}^{\text{in}}, \mathbf{E}^t = \tilde{\mathbf{T}}(0)\mathbf{E}^{\text{in}}. \quad (1)$$

当单元结构沿垂直于超表面的方向绕  $z$  轴旋转  $\alpha$  角度时,新的反射琼斯矩阵和透射琼斯矩阵分别为  $\tilde{\mathbf{R}}(\alpha) = \mathbf{M} \cdot \tilde{\mathbf{R}} \cdot \mathbf{M}^{-1}$ ,  $\tilde{\mathbf{T}}(\alpha) = \mathbf{M} \cdot \tilde{\mathbf{T}} \cdot \mathbf{M}^{-1}$ , 其中

$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}$  代表局域坐标系和全局坐标系之间的转换矩阵。在任意微结构旋转角下,透射的电磁场可写为

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_+^t \\ \mathbf{E}_-^t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}[t_{uu} + t_{vv} + i(t_{uv} - t_{vu})] & \frac{1}{2}\exp(i2\alpha)[t_{uu} - t_{vv} - i(t_{uv} + t_{vu})] \\ \frac{1}{2}\exp(-i2\alpha)[t_{uu} - t_{vv} + i(t_{uv} + t_{vu})] & \frac{1}{2}[t_{uu} + t_{vv} - i(t_{uv} - t_{vu})] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_+^{\text{in}} \\ \mathbf{E}_-^{\text{in}} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

由(2)式可以看到,当入射波为右旋圆偏振  $\mathbf{E}_+^{\text{in}}$  时,异常透射模式感受到的附加几何相位为  $+2\alpha$ ,是单元结构几何转动角度的 2 倍,与庞加莱球上不同路径所包围的立体角结果一致。当入射波为左旋圆偏振  $\mathbf{E}_-^{\text{in}}$  时,异常透射模式感受到的附加几何相位为  $-2\alpha$ ,大小同样是单元结构几何转动角度的 2 倍,但符号相反。异常透射模式的自旋状态与入射

光的自旋状态相反,正常透射模式则保持入射光的自旋状态,并且不会感受到任何附加的几何相位。对于反射电磁波,可用相同方法进行分析。需要注意的是,对于反射波,左旋(右旋)圆偏振的定义是  $\mathbf{E}_L = (\hat{x} - i\hat{y})/\sqrt{2}$  [ $\mathbf{E}_R = (\hat{x} + i\hat{y})/\sqrt{2}$ ] (因为波的传播方向发生变化,入射波传播方向为正,反射波传播方向为负),因此反射电磁波可表示为

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_-^r \\ \mathbf{E}_+^r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}[r_{uu} + r_{vv} + i(r_{uv} - r_{vu})] & \frac{1}{2}\exp(i2\alpha)[r_{uu} - r_{vv} - i(r_{uv} + r_{vu})] \\ \frac{1}{2}\exp(-i2\alpha)[r_{uu} - r_{vv} + i(r_{uv} + r_{vu})] & \frac{1}{2}[r_{uu} + r_{vv} - i(r_{uv} - r_{vu})] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_+^{\text{in}} \\ \mathbf{E}_-^{\text{in}} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

反射场的行为基本与透射行为一致,唯一的区别是对反射电磁波圆偏振的定义不同。通过(2)式和(3)式,不但能像分析庞加莱球一样分析具有不同旋转角的微结构所具有的几何相位,而且可以表征偏振守恒散射和交叉偏振散射的幅度与微结构电磁响应之间的联系,有助于未来进一步设计高效的几何相位超表面。

### 3 基于几何相位超表面的光波前调制

根据几何相位超表面的原理,可通过设计单元结构的几何转动角度进行特定的宏观排列分布,来实现所需光波前的调制,从而获得各种各样的奇异现象。三种典型的相关现象如下:第一种是线性梯度几何相位超表面,可以使电磁波发生自旋依赖的奇异偏折,即光子自旋霍尔效应;第二种是抛物线梯度几何相位超表面,可使电磁波发生聚焦,用来设计平面超透镜;第三种是螺旋线梯度几何相位超表面,能使电磁波的自旋角动量转换为轨道角动量,即产生涡旋光。

#### 3.1 线性梯度几何相位超表面

线性梯度超表面是一种很重要的超表面,其相位突变(透射相位或反射相位)呈线性排列,包括线性梯度共振相位超表面和线性梯度几何相位超表面。当电磁波入射到线性梯度共振相位超表面时,超表面会将携带的相位梯度  $\xi = d\Phi/dx$  (其中  $\Phi$  为相位突变,  $x$  为梯度方向)施加到入射波上,出射的

电磁波需满足广义斯奈尔定律,即

$$k_{\parallel}^t - k_{\parallel}^{\text{in}} = \xi, \quad (4)$$

式中:  $k_{\parallel}^t$  和  $k_{\parallel}^{\text{in}}$  分别是出射波和入射波波矢的平行分量。当电磁波入射在几何相位超表面上时,左旋圆偏振和右旋圆偏振会感受到完全相反的相位梯度  $\sigma d\Phi/dx$ , 其中,  $\sigma d\Phi/dx = 2\Delta\alpha/S$ ,  $\sigma$  代表入射光的旋向(左旋  $\sigma=1$ , 右旋  $\sigma=-1$ ),  $\Delta\alpha$  和  $S$  分别代表相邻单元结构之间的角度差和空间距离。以透射为例,广义斯奈尔定律可表示为

$$k_{\parallel}^t - k_{\parallel}^{\text{in}} = \sigma \frac{d\Phi}{dx}. \quad (5)$$

与线性梯度共振相位超表面不同,几何相位超表面的相位梯度  $\sigma d\Phi/dx$  与旋向  $\sigma$  有关,如图 3(a) 所示。(5)式描述奇异折射(反射)现象,其透射(反射)电磁波的旋向与入射电磁波的旋向相反。而对于旋向相同的情况,由于其感受不到几何相位的特性,透射电磁波和反射电磁波将服从普通的斯奈尔定律(入射波和散射波波矢平行界面的分量守恒),因此也被称为正常折射(反射)。

早在超表面概念出现之前,以色列理工学院的 Hasman 课题组<sup>[36-37]</sup>已经完成了一系列利用这种机制设计自旋依赖光学器件的开创性工作,如图 3(b)、(c)所示。2011年,Hasman 课题组<sup>[37]</sup>用等离子体器件实现了光子自旋霍尔效应,该器件在 200 nm 厚的金膜上刻蚀一系列排列成曲线的通孔,使得通孔在空间上以  $\alpha = \pi x/S$  排列。尽管每个单



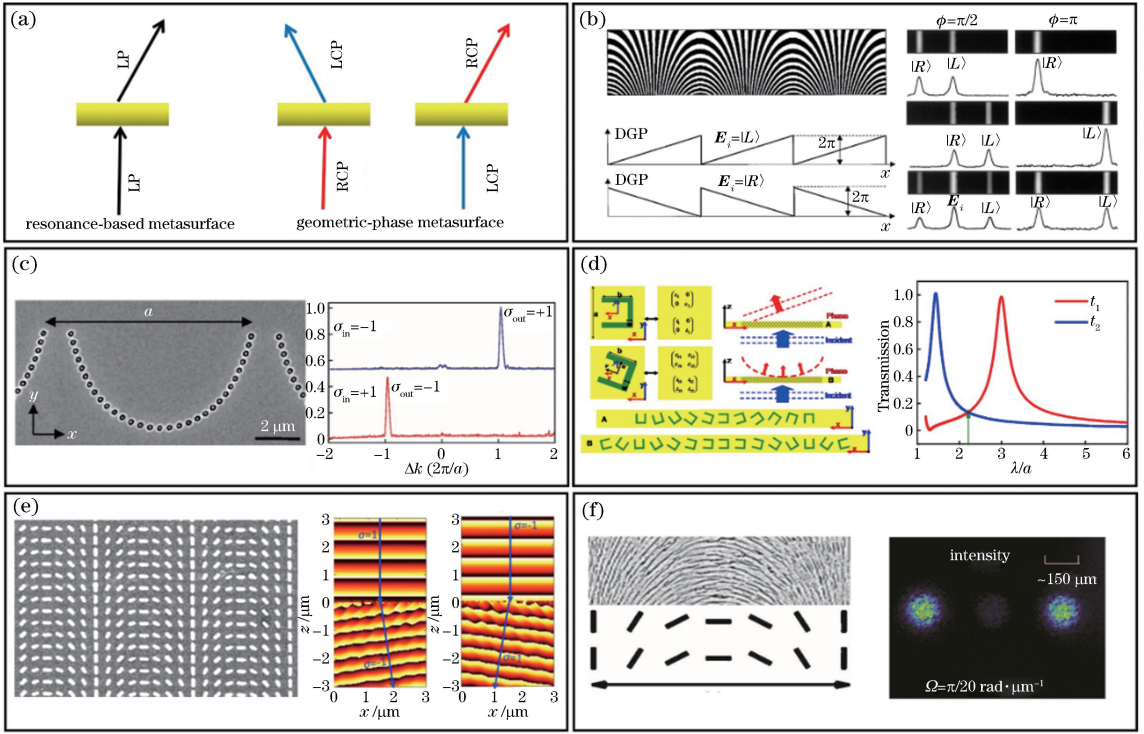


图 3 线性梯度几何相位超表面。(a)线性梯度共振相位超表面和线性梯度几何相位超表面；(b)亚波长光栅制作的几何相位器件<sup>[36]</sup>；(c)等离子体链中的光子自旋霍尔效应<sup>[37]</sup>；(d)高效的自旋依赖波前调控几何相位超表面<sup>[56]</sup>；(e)金纳米棒构成的超表面实现自旋依赖偏折<sup>[57]</sup>；(f)几何相位超表面增强自旋霍尔效应<sup>[58]</sup>

Fig. 3 Linear gradient geometric-phase metasurfaces. (a) Left: linear gradient resonance-based metasurface, right: linear gradient geometric-phase metasurface; (b) geometric-phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings<sup>[36]</sup>; (c) photonic spin Hall effect in plasmonic chains<sup>[37]</sup>; (d) efficient geometric-phase metasurface for spin-dependent wavefront control<sup>[56]</sup>; (e) geometric-phase metasurface composed of gold nanorods for beam-refraction<sup>[57]</sup>; (f) geometric-phase metasurface and giant photonic spin Hall effect<sup>[58]</sup>

独的纳米孔具有各向同性的形状,但由于孔间耦合,不同位置处的透射光谱却表现出各向异性响应,从而导致横向和纵向激发出不同的等离子体耦合模式。弯曲的等离子体阵列可以看作具有空间变化的各向异性单元结构的集合,能产生线性变化的相位宏观排列分布,进而产生光子自旋霍尔效应。然而,这些早期的几何相位超表面器件效率低,其厚度与波长相当,超表面概念的出现促进了利用几何相位超表面的光学器件的发展。2012年,英国伯明翰大学的 Kang 等<sup>[56]</sup>在理论上提出一种利用开口谐振环作为构建单元的更高效的几何相位超表面,来实现自旋依赖的波前调控,如图 3(d)所示。几个月后,英国伯明翰大学 Zhang 课题组<sup>[57]</sup>提出使用具有各向异性形状的纳米颗粒来设计几何相位超表面,进一步提高了超表面的工作效率,如图 3(e)所示。最近,科学家们还利用超表面来增强动量空间的光子自旋霍尔效应,如图 3(f)所示<sup>[58]</sup>。除此之外,利用线性梯度几何相

位超表面还能制造出高效的光栅和光谱仪等器件<sup>[59-60]</sup>,相信在未来会有进一步发展。

### 3.2 抛物线梯度几何相位超表面

透镜几乎是所有复杂光学系统中最关键的部件,在光学中起着重要作用。传统透镜通常由透明介电材料(例如玻璃)制成。为实现所需的功能,传统的透镜必须具有一定的弯曲形状,以便不同局部位置处的透射波(或反射波)可以获得所需的相位。这种要求使传统透镜尺寸庞大,难以制造且功能受限,限制了其在现代集成光学中的应用。利用超表面进行平面聚焦可以克服这些问题,其关键思想是以特定的方式排列单元结构,使得表面上的透射/反射相位分布满足

$$\Phi(r) = k_0(\sqrt{F^2 + r^2} - F), \quad (6)$$

式中: $k_0$ 是真空中的波矢大小, $r$ 是各个单元结构的位置, $F$ 是设计的焦距。这可确保通过超透镜透射(或反射)的波在设计焦点处发生相长干涉。有趣的是,几何相位超透镜对不同圆偏振态的入射光有

自旋依赖的响应。当改变入射光的偏振时,如图 4(a)所示,从左旋圆偏振改为右旋圆偏振,表面相位分布会成为 $-\Phi(r)$ ,由此散射的电磁波会呈现发散现象。2012年,英国伯明翰大学 Chen 等<sup>[61]</sup>制造了一个几何相位超透镜,它由等离子体偶极子天线组成,其定向角设计用于实现一维聚焦相位宏观排列分布。光学测量表明,当入射光手性从左旋改为右旋时,该透镜可以从聚焦变为发散,如图 4(b)所示。2014年,美国斯坦福大学 Lin 等<sup>[62]</sup>采用 100 nm 高的硅柱(放在石英衬底上)作为几何相位超表面单元

结构制造了一种超透镜,经过精心设计表现出高聚焦效率,如图 4(c)所示。2016年,美国哈佛大学的 Khorasaninejad 等<sup>[63]</sup>以高纵横比的  $\text{TiO}_2$  纳米柱为几何相位超表面单元结构制造了一种在可见光下工作的高数值孔径、高效率的超透镜,如图 4(d)所示。这种超透镜还有很多,例如图 4(e)为悬链线阵列构成的一维平面超透镜<sup>[64]</sup>。以上讨论大多是单频超透镜,在多频情况下这种超透镜会发生一定的色散,造成成像质量的不完美。为消除这种色散现象,科学家提出了消色差超透镜。

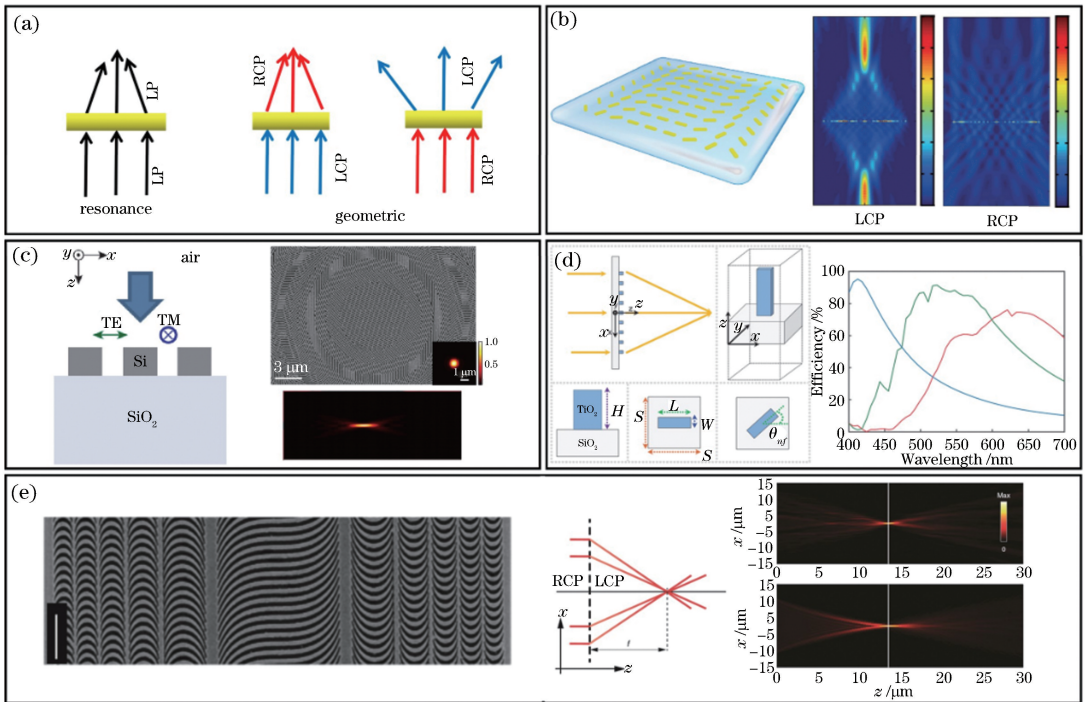


图 4 基于超表面的平面超透镜。(a)共振相位超透镜聚焦示意图,几何相位超透镜聚焦和发散示意图;(b)可见光频段下的等光子体超透镜<sup>[61]</sup>;(c)基于 Si 纳米柱制造的超透镜<sup>[62]</sup>;(d)超透镜及其单元  $\text{TiO}_2$  纳米柱<sup>[63]</sup>;(e)悬链线阵列平面透镜<sup>[64]</sup>

Fig. 4 Flat metalens based on metasurfaces. (a) Left: focusing schematic of resonance-based metalens, right: focusing and defocusing schematic of geometric-phase metalens; (b) plasmonic metalens component of single layer nanorod array in visible band<sup>[61]</sup>; (c) metalens based on Si nanobeam array<sup>[62]</sup>; (d) metalens and its building block,  $\text{TiO}_2$  nanofin<sup>[63]</sup>; (e) one-dimensional flat lens based on catenary array<sup>[64]</sup>

### 3.3 螺旋线梯度几何相位超表面

涡旋光是一种具有螺旋相位波前,带有轨道角动量(OAM),能够携带不同拓扑荷数  $q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  的特殊光束,其场分布可简单描述为  $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 \exp(ikz) \exp(iq\varphi)$ ,其中  $\mathbf{E}_0$  是电场幅值, $k$  是介质中的波矢量大小, $z$  是光的传播方向, $\varphi$  是方位角。由于携带不同拓扑荷数的涡旋光相互正交,因此涡旋光可在光纤通信系统中进行时分复用,能够极大地提高光纤通信系统的容量。产生涡旋光的方法有很多,比如空间光调制法<sup>[65]</sup>、全息光栅法<sup>[66]</sup>、柱透镜法<sup>[67]</sup>等。然而,这些方法存在体积庞大、效

率低下、结构复杂等问题。利用螺旋线几何相位超表面容易产生这类特殊光束,其核心原理是入射光通过螺旋线几何相位超表面使自旋角动量转换为轨道角动量。例如设计局域微结构方位角为  $\alpha = q\varphi + \alpha_0$  的线性宏观排列分布时( $q$  为材料的拓扑荷数, $\alpha_0$  为角度的初始方向),超表面上交叉偏振透射/反射相位分布满足

$$l' = l + 2\sigma \partial_\varphi \alpha = l + 2\sigma q, \quad (7)$$

式中: $\sigma = \pm 1$  表示光的自旋, $\partial_\varphi$  表示对  $\varphi$  求偏导。当轨道角动量为零的光通过  $q = 1/2$  板时,透射光获得的轨道角动量  $l = \pm 1$ <sup>[68]</sup>,从而可以实现右旋为+1阶



的涡旋光,左旋为 $-1$ 阶的涡旋光。它们可以通过附加的螺旋相位板进行分析,在该相位板输出中添加一个轨道角动量单元,得到两种不同入射自旋的结果 $l=0$ 和 $2$ ,如图5(a)所示。2012年,英国伯明翰大学的Huang等<sup>[57]</sup>设计了一个几何相位超表面来产生光学涡旋光束,如图5(b)所示,通过正入射的圆偏振高斯光束照射可以产生携带轨道角动量的螺旋相位波前。2014年,加拿大渥太华大学的Karimi等<sup>[69]</sup>设计

了一个通过几何相位超表面使自旋角动量转换为轨道角动量的涡束发生器。由于几何相位的非色散性质,几何相位超表面可在可见光到近红外的频率范围内工作。随后在各种频段出现了类似基于不同几何相位微结构的涡旋光束发生器,如图5(c)所示。关于利用几何相位超表面产生涡旋光的研究还有很多,例如如图5(d)~(f)所示不同涡旋光发生器<sup>[70-76]</sup>。如何提高产生涡旋光的效率将成为今后研究的重点。

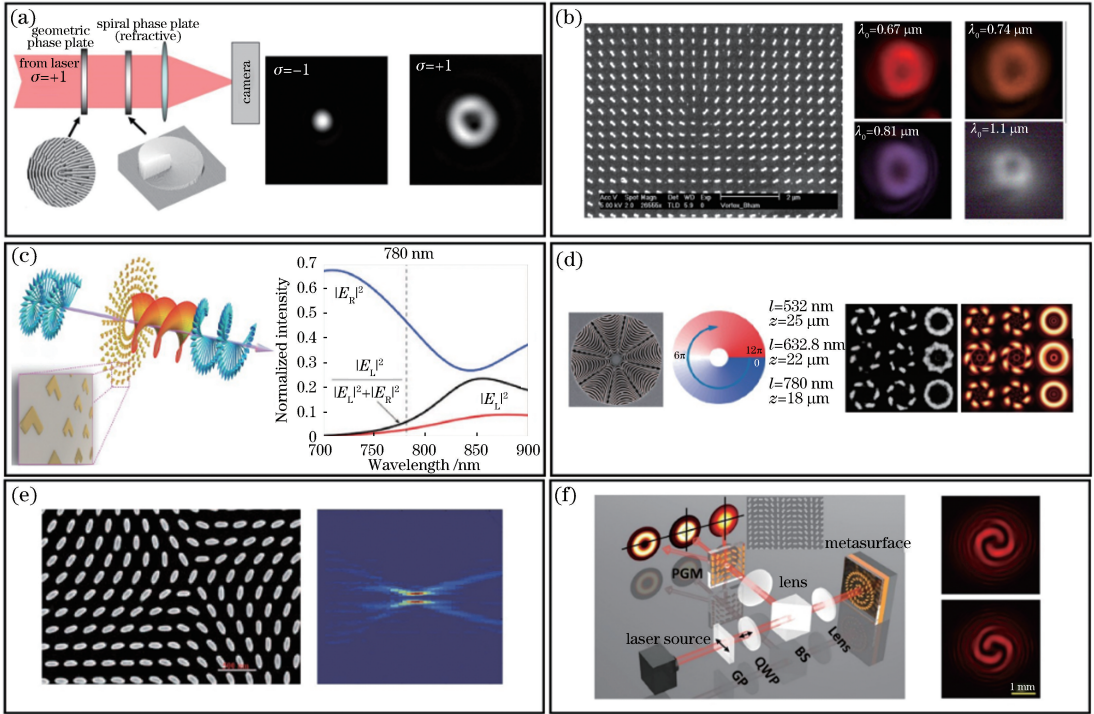


图5 基于几何相位超表面的涡旋光发生器。(a)通过螺旋板测得的 $l = \pm 1$ 涡旋光束<sup>[68]</sup>;(b)基于几何相位超表面的涡旋光束产生<sup>[57]</sup>;(c)基于“V”结构的涡旋光束发生器<sup>[69]</sup>;(d)基于悬链线阵列的OAM发生器<sup>[74]</sup>;(e)用于光学涡旋生成的平面手征超表面<sup>[75]</sup>;(f)用于矢量涡旋光束生成的单个等离子体超表面<sup>[76]</sup>

Fig. 5 Vortex beam generators based on geometric-phase metasurfaces. (a)  $l = \pm 1$  vortex beam measured from diffraction  $q$ -plate using spiral wave plate<sup>[68]</sup>; (b) vortex beam generation based on geometric-phase metasurface<sup>[57]</sup>; (c) V-shaped vortex beam generator<sup>[69]</sup>; (d) OAM generators based on catenary arrays<sup>[74]</sup>; (e) planar chiral metasurface for optical vortex generation<sup>[75]</sup>; (f) single plasmonic metasurface for vortex beam generation<sup>[76]</sup>

### 3.4 几何相位超表面的高效调控

上述研究都是通过设计空间的几何相位分布来实现奇异光束偏折、光束聚集、特殊光束产生等波前调控现象。然而,在早期的几何相位超表面研究中,上述波前调控现象的效率都很低,这是由于早期的几何相位超表面只利用单层人工微结构来构建,理论上讲这样的单层微结构工作效率无法高于25%<sup>[77]</sup>。这在新加坡国立大学Ding等<sup>[78]</sup>的实验中得到证实,他们在微波体系中证明透射式几何相位超表面的效率限制在25%左右,如图6(a)所示。2013年以来,美国密歇根大学的Pfeiffer等<sup>[79]</sup>和Grady等<sup>[80]</sup>提出一种矢量贝塞尔

光束发生器,如图6(b)所示,这种矢量贝塞尔光束发生器在基于沿传播方向级联的三层几何相位超表面上增加了磁响应,其效率相对于单层人工微结构来说得到大大提高。2015年,复旦大学周磊课题组<sup>[81]</sup>和南京大学Wang课题组<sup>[82]</sup>分别在微波频段和太赫兹频段工作下的几何相位超表面的反射体系中,获得了几乎100%的效率,如图6(c)、(d)所示。

反射体系中有金属背板,所以超表面能够达到很高的工作效率。但是在透射体系中要实现高效率则较为困难。2011年,复旦大学周磊课题组<sup>[83]</sup>研究发现只要单元微结构琼斯矩阵元素满足

$$r_{uu} = r_{vv} = 0, |t_{uu}| = |t_{vv}| = 1, \arg(t_{uu}) = \arg(t_{vv}) \pm \pi, \quad (8)$$

就可得到 100% 效率的超表面。显然,仅表现出电响应的单层微结构不能满足(8)式条件。如果微结构同时表现出电响应和磁响应,则不会存在这种约束。因此,适当地调整电响应和磁响应,再进一步增加适当各向

异性,就可获得满足(8)式条件的反射(透射)微结构。根据以上原理,复旦大学 Luo 等<sup>[84]</sup>采用 ABA 结构设计了一个 100% 效率的几何相位超表面,如图 6(e)所示,其中磁响应由两个金属层之间的耦合引起。通过仔细优化,得到一个以 10.5 GHz 为中心的频率窗口,其内琼斯矩阵元素满足(8)式的几何相位超表面条件。

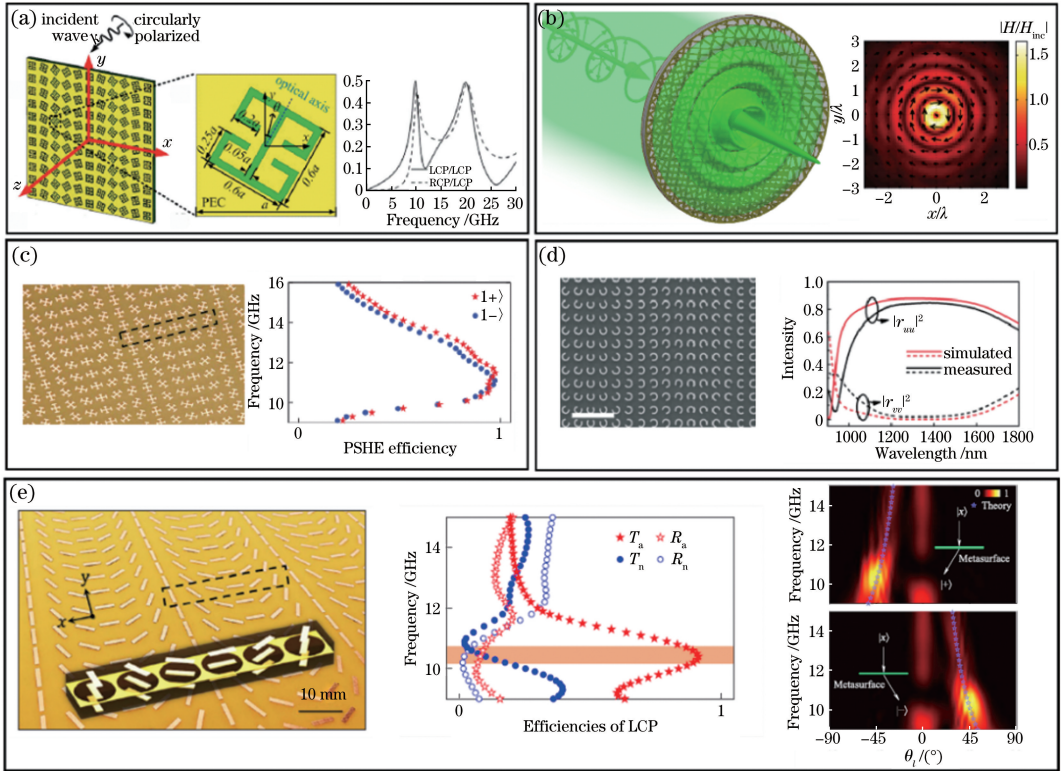


图 6 高效几何相位超表面。(a)效率大约为 25% 的透射式几何相位超表面<sup>[78]</sup>; (b)高效贝塞尔光束发生器<sup>[79-80]</sup>; (c)(d)在微波和太赫兹频段工作的反射体系中效率几乎为 100% 的光子自旋霍尔效应<sup>[81-82]</sup>; (e)透射体系中效率几乎为 100% 的光子自旋霍尔效应<sup>[84]</sup>

Fig. 6 Highly efficient geometric-phase metasurfaces. (a) About 25% efficiency geometric-phase metasurface in transmissive geometry<sup>[78]</sup>; (b) highly efficient vector Bessel beams generator<sup>[79-80]</sup>; (c)(d) photonic spin Hall effect with nearly 100% efficiency in reflective geometry working in microwave and terahertz regions<sup>[81-82]</sup>; (e) photonic spin Hall effect with nearly 100% efficiency in transmissive geometry<sup>[84]</sup>

利用以上介绍的几何相位超表面对光波前调制的奇异现象仅仅是冰山一角,还有许多其他的现象,比如利用圆锥面相位梯度超表面可以实现贝塞尔光束激发<sup>[85-87]</sup>,利用随机无序的编码超表面可以实现漫散射<sup>[88]</sup>等。相信随着对几何相位超表面的不断研究,相关应用会越来越来多,越来越高效。

#### 4 基于几何相位超表面的等离子激元调控

表面等离子激元(SPPs)是一种局域在金属/介质分界面处,可沿界面传播的电磁波本征态<sup>[89]</sup>。SPPs由金属表面自由电子的运动产生,是一种很

好的光子和电子相互作用的媒质。SPPs最重要的两个性质是局域场增强和亚波长特性,这使其在光子学<sup>[90]</sup>、增强非线性<sup>[91-92]</sup>、增强拉曼效应<sup>[93]</sup>、化学与生物<sup>[94-95]</sup>、等离子体集成元件<sup>[96]</sup>和光波导<sup>[97-98]</sup>等领域都有很大的应用价值,因此,对SPPs的调控显得非常重要。但SPPs的波矢和空气中的波矢不匹配,因此,SPPs的激发和调控都比较困难。电磁超表面的出现,提供了新的自由度来调控SPPs。

##### 4.1 单个散射体调控表面等离子激元

在利用几何相位激发和调控SPPs方面,最早可以追溯到以色列理工学院Hasman课题组<sup>[99-100]</sup>



用单个散射体对 SPPs 调控的一系列研究工作。如图 7(a) 所示,一束圆偏振电磁波照射在刻有圆环状缝隙的金薄膜上,每一个局域位置都会产生出射的 SPPs。事实上,如果将坐标系进行旋转,圆环上任意两个位置是等价的,唯一区别就是由坐标系旋转带来的几何相位  $\Phi = \alpha$ , 因此,能很容易地得出整个圆环所激发的表面波相位分布为  $\exp(i\sigma\alpha)$ 。这一现象可以看作是圆环将入射电磁波的自旋角动量转换为 SPPs 的轨道角动量。相反的情况是将圆环缝隙散射的表面波聚焦到其中

心,表面波来自每个局域部分辐射表面波的总和。考虑坐标系的旋转,得到  $\pm\alpha$  的几何相位,这和远场情况下  $\pm 2\alpha$  的几何相位不同,属于近场的特殊效应。当考虑用半圆形的缝隙而不是整个圆时,几何相位的角度分布会造成焦点出现  $\lambda_{\text{SPPs}}/2$  或  $-\lambda_{\text{SPPs}}/2$  的横向偏移,如图 7(b) 所示,这取决于入射波自旋,其中  $\lambda_{\text{SPPs}}$  代表表面波的波长<sup>[100-101]</sup>。值得注意的是,对于具有旋转对称性的各向同性缺陷,光的自旋角动量能完全转换为表面波的 OAM,或者理解为总角动量的守恒。

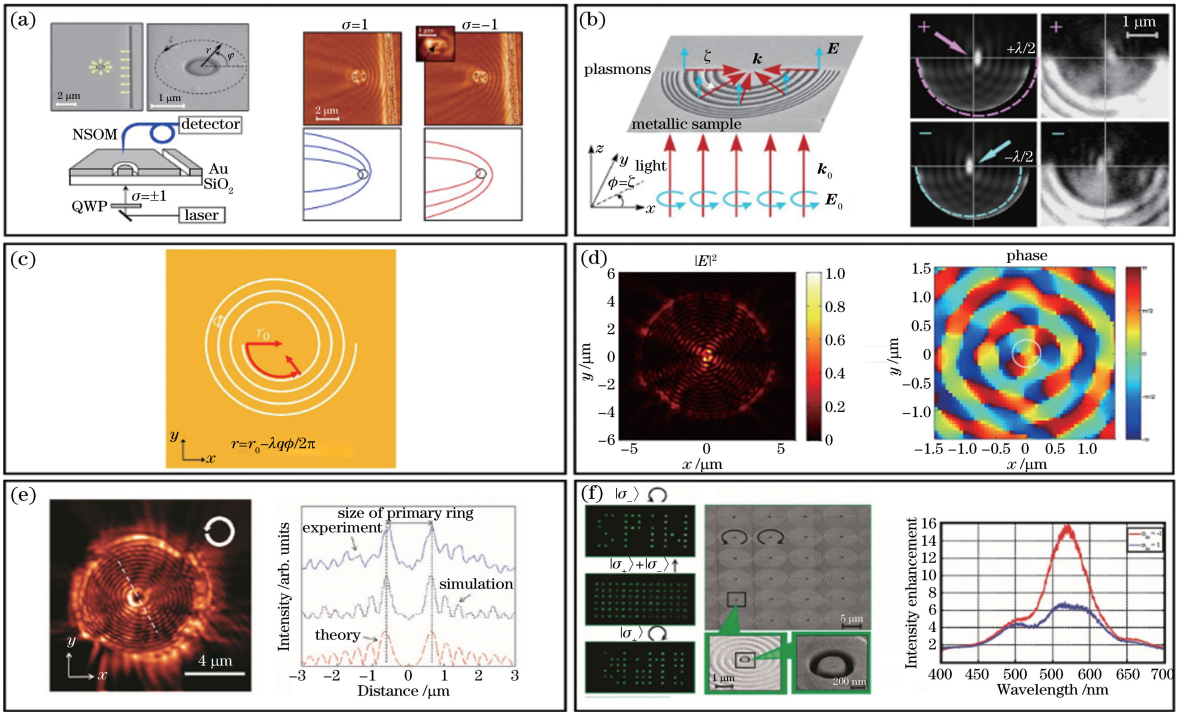


图 7 SPPs 产生及调控。(a) 圆形纳米缝隙激发自旋依赖的出射表面波,右图为两种不同圆偏振入射下表面波与平面波之间的干涉条纹<sup>[99]</sup>; (b) 聚焦表面波的半圆形纳米缝隙,右图为焦点的自旋分裂<sup>[100]</sup>; (c) 阿基米德螺旋结构示意图; (d) 金属板上产生的 SPPs 电场分布<sup>[102]</sup>; (e) SPPs 轨道角动量的近场测量<sup>[103]</sup>; (f) 自旋依赖的滤波器<sup>[104]</sup>

Fig. 7 SPPs generation and control. (a) Outgoing spin-dependent surface waves generated by circular nanoslot, and interference fringes between surface and plane waves for two circular polarization incidences are shown in the right panel<sup>[99]</sup>; (b) surface waves focused by semicircular nanoslot, and spin-splitting of focal spot is shown in the right panel<sup>[100]</sup>; (c) schematic of Archimedes spiral; (d) electric-field profile of generated surface plasmon on metal surface<sup>[102]</sup>; (e) near-field measurement of OAM<sup>[103]</sup>; (f) spin-dependent filter based on nanoslot array<sup>[104]</sup>

具有手征特性的散射体可以实现更复杂的 SPPs 激发<sup>[102-109]</sup>。图 7(c) 为阿基米德螺旋的示意图,结构的拓扑荷  $q = -1$  由半径相对于方位角的变化速率来定义,  $r = r_0 - \lambda_{\text{SPPs}} q \varphi / 2\pi$ , 其中  $r_0$  是初始半径。因为螺旋纳米缝隙的每个局域部分(位于  $r$  处)可以近似为半径为  $r$  的圆形结构,所以朝向螺旋中心传播的 SPPs 具有  $\sigma\Phi$  的相位。另外,由于半径的增加,来自螺旋缝隙不同部分的表面波到达中心时,具有不同的与自旋无关的传播相位。考虑这两

种效应,获得的总相位  $\Phi_{\text{SPPs}}$  可表示为

$$\Phi_{\text{SPPs}} = l_{\text{SPPs}} \Phi = (\sigma + q) \Phi, \quad (9)$$

式中:  $l_{\text{SPPs}}$  是到达中心的 SPPs 的 OAM。在这种情况下,附加的角动量由螺旋板的拓扑荷提供。然而与前文介绍的远场不同,拓扑荷的贡献自旋无关。图 7(d) 为结构被圆偏振平面波激发时表面波的幅度和相位。根据(9)式,表面波的 OAM 可由拓扑荷来改变。通过标准的近场测量技术可以观测到中心有一个相位奇点和一个暗点,如图 7(e) 所示<sup>[101, 103]</sup>, OAM

的值与暗点的半径有关。进一步通过同轴纳米孔阵列,利用这种自旋相关的 SPPs 可实现自旋依赖的透射滤波器,如图 7(f)所示<sup>[104]</sup>。在这种情况下,螺旋结构具有拓扑荷  $q = -2$ ,加上入射的角动量  $\sigma = \pm 1$ ,来激发表面波。对于左旋圆偏振(右旋圆偏振)入射波,表面波的 OAM 变为  $l_{\text{SPPs}} = -1(-3)$ ,并且与每个螺旋下方中心的同轴孔匹配,仅允许模式为  $\pm 1$  的 OAM 通过。单词“SPIN”由左旋圆偏振入射波的透射获得,当入射波为右旋时,呈现的像是左旋入射时的互补状态<sup>[104]</sup>。

#### 4.2 几何相位超表面调控表面等离子激元

相比单个散射体,几何相位超表面提供了更丰富的 SPPs 激发和调控手段。最简单的调控 SPPs 的体系是在金膜上刻蚀一系列矩形缝隙。当缝隙远小于波长时,它的辐射可由一个偶极子的辐射来描述<sup>[110]</sup>。在这种情况下,一个圆偏振入射波( $\hat{x} + i\sigma\hat{y}$ )会产生一个“反转”的偶极矩  $p = \exp(i2\sigma\alpha) \cdot (\hat{x} + i\sigma\hat{y})$ ,其中  $\alpha$  是缝隙与  $x$  轴的夹角。将  $x/y$  改变为  $\cos\beta/\sin\beta$ ,很容易获得从偶极子辐射的 SPPs,其中  $\beta$  是  $x$  轴与离偶极子足够远的表面波之间的夹角,如图 8(a)所示。因此,“反转”部分的偶极

矩辐射的表面波所携带的总相位是

$$\phi = \sigma(2\alpha - \beta), \quad (10)$$

式中:  $2\sigma\alpha$  可视为与远场中相同的几何相位,  $\beta$  为在近场出现的一个相位,描述  $x$  轴与激发的表面波之间的夹角。这种几何相位也可通过光的科里奥利效应来解释<sup>[101]</sup>,光在耦合到表面波时受到动量重定向和极化改变的影响。对于没有反转的偶极矩的辐射,不存在(10)式中的几何相位因子  $2\alpha$ 。由于(10)式中两项都是从相同的偶极子辐射出来的,所以总辐射可写成

$$\exp(i\sigma\beta) + \exp[i\sigma(2\alpha - \beta)] = 2\exp(i\sigma\alpha)\cos(\alpha - \beta). \quad (11)$$

图 8(b)为一个超表面缝隙阵列。每个单元结构由两列缝隙组成,一列取角度  $\alpha = \pi/4$ ,另一列  $\alpha = -\pi/4$ <sup>[111]</sup>。假设入射波是左旋圆偏振波( $\sigma = 1$ )。根据(10)式,右(左)列的缝隙以相位  $-\pi/4(\pi/4)$  辐射。连同两列之间  $\pi/2$  的传播相位差,水平方向上向右(左)干涉相消(相长),因此表现为向左激发 SPPs。对于右旋圆偏振入射,激发的 SPPs 为先前状态的时间反演,向右方向传播,如图 8(b)所示。这种缝隙(具有偶极子辐射场分布)阵列非常适用于设计 SPPs 的传播,例如,产生 Cherenkov 表面等离

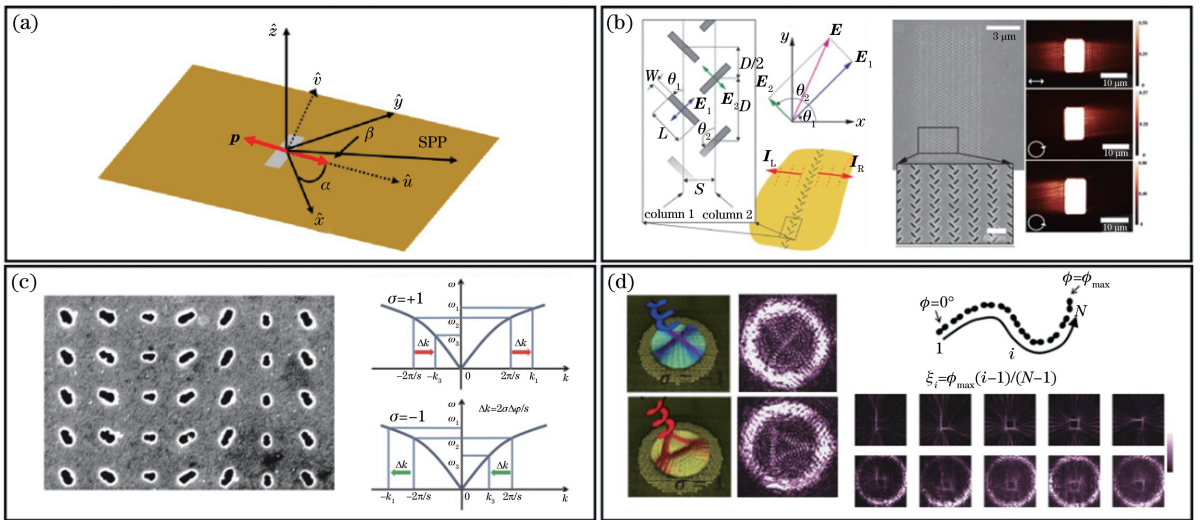


图 8 几何相位超表面产生的 SPPs 相关轨迹。(a)通过金属表面的偶极子源产生 SPPs 的示意图;(b)通过纳米缝隙实现 SPPs 单向传播;(c)在一个单元结构中使用单个纳米缝隙实现 SPPs 单向传播<sup>[111, 114]</sup>;(d)等离子体自旋霍尔效应的灵活相干调控示意图(左图:两种入射自旋分别产生的局部轨道;右图:写入字母“b”时通过旋转入射线偏振方向而产生的动态图像)<sup>[120]</sup>

Fig. 8 SPPs trajectories enabled by geometric-phase metasurfaces. (a) Schematic of SPPs generated by dipole source on metal surface; (b) unidirectional propagation of SPPs through nanoslots<sup>[111]</sup>; (c) unidirectional propagation of SPPs, where nanoslots are used in the unit cell<sup>[114]</sup>; (d) schematic of flexible coherent control of plasmonic spin Hall effect (left: local orbitals produced by two incident spins; right: dynamic images produced by rotating linear polarization of incidence when letter ‘b’ is written)<sup>[120]</sup>

激元<sup>[112]</sup>,通过设计等离子体金属上的亚波长孔实现自旋依赖的传输<sup>[113]</sup>。事实上,该结构可进一步简化为仅由一个缝隙组成的单元,在这种情况下,转角 $\alpha$ 的分布被设计为 $x$ 的线性函数<sup>[114]</sup>,如图8(c)所示。因为转角 $\alpha$ 的周期性,单向传播的SPPs只能通过匹配表面波的动量来激发特定的入射波自旋 $\sigma$ , $k_{x,\text{SPPs}} = 2\sigma\partial_x\alpha + m2\pi/a$ ,其中 $k_{x,\text{SPPs}}$ 是 $x$ 方向SPPs的波矢, $\partial_x$ 是对 $x$ 求偏导,整数 $m$ 是所选择的工作衍射级, $a$ 是结构的周期,因此仅能在单个方向上实现匹配。这还可能产生更多与色散相关的现象,例如热辐射中的类Rashba效应<sup>[115-119]</sup>。

各种自旋依赖的相反偏移与不同的几何相位有关,包括光束中心的横向偏移、入射光束线动量或OAM的偏移、圆形光栅焦点的偏移。图8(d)为一个设计好缝隙取向分布的金膜,其中心区域没有缝隙<sup>[120]</sup>,可单独规定中心区域内两个自旋的目标场分布,从图中可以看出,在左旋圆偏振入射下,产生一个三角形的图案,而在右旋圆偏振波入射下,将产生一个交叉的图案。如果相邻的缝隙在 $\beta = \arg(k_x + ik_y)$ 的表面波相位为 $\Phi_B$ ,其中 $k_{x(y)}$ 是 $x(y)$ 方向上的波矢量大小,应设 $\alpha = (\sigma\Phi_B + \beta)/2$ 。通过所有缝隙的相长干涉,使用全息法来产生目标场分布 $E_Z$ 。将 $\Phi_B$ 变为 $\arg E_Z$ ,并将 $k_{x(y)}$ 变为 $\partial_{x(y)}$ ,得到 $\alpha = \pm \arg[(\partial_x \pm i\partial_y)E_Z]/2$ 。因为本文只对中心区域产生的驻波感兴趣,所以只要求 $E_Z$ 内向辐射部分与实际目标场分布相同。因此设置 $\alpha = \pm \arg[(\partial_x \pm i\partial_y)(E_Z^+ + E_Z^-)^*]/2$ ,其中 $E_Z^+$ 和 $E_Z^-$ 分别表示两个旋向的内向辐射目标场分布,\*表示复共轭。图8(d)右图是在写入字母“b”时通过旋转入射线偏振的方向得到的一系列动态图像。

## 5 应用

本文介绍了几何相位超表面调控电磁波的机理,包括对于远场光波前的调制和近场SPPs的调控。基于这些机理,研究者们提出一系列新奇的应用,在此之前,先简单介绍超表面加工和制备通常使用的方法。目前最常用的样品加工方法有光刻、电子束曝光、聚焦离子束刻蚀、干涉光刻、自组装和纳米压印光刻等<sup>[121-123]</sup>。利用这些工艺和技术,不仅可以加工出单层金属超表面结构、介质超表面结构,还能加工一些结构和功能复杂的多层结构。这些微纳加工工艺和技术的发展对超表面走向应用起到了非常关键的作用。

### 5.1 高效全息成像

全息成像技术通过记录某个物体的物光波的相位和幅度信息,再现该物体的立体图像,有望在信息存储、干涉度量、遥感等各个方面获得广泛应用。然而现有的全息技术在记录有相位信息的全息片时通常存在效率低、加工制备困难等问题,几何相位超表面的出现有助于解决这一全息领域的技术瓶颈。

2013年,德国帕德博恩大学Zentgraf课题组<sup>[39]</sup>首先提出利用几何相位来产生所需的复杂波前,从而有效地实现二维或三维全息图,如图9(a)所示。与利用材料的深度差制作全息图的传统方法相比,该几何相位法可以生成连续变化的相位,入射光的自旋状态可以决定生成的全息图。为提高几何相位超表面的效率,英国伯明翰大学的Zhang课题组<sup>[40]</sup>于2015年提出利用反射型超表面(金属绝缘体金属结构)提高全息效率的新方法,能将效率提升至80%,如图9(b)所示。同时,介质超表面也被用来设计高效率全息成像。例如,2016年哈佛大学Capasso课题组<sup>[41]</sup>用实验证明由旋转纳米柱组成的几何相位超表面可以在近红外频段中产生手性全息图,该器件在波长1350 nm处绝对效率约为20%,消光比约为10,工作带宽约为200 nm,如图9(c)所示。最近,新加坡国立大学Huang等<sup>[42]</sup>通过精确控制纳米柱的几何形状和方向,设计了八阶调制透射型超表面,实现了用自旋偏振光在不同 $z$ 平面上产生多个全息图像,如图9(d)所示。虽然该器件的工作效率较低(约3%),但其工作频带宽,并且不存在高阶衍射和双像问题。基于几何相位超表面实现全息成像已投入大量研究<sup>[124-128]</sup>,图9(e)、(f)分别为基于复合超表面的全息图和多色全息图<sup>[43-44]</sup>,未来将继续向动态全息成像等领域发展。

### 5.2 轨道角动量发生器和探测器

由于光的自旋角动量和本征轨道角动量具有不易测量的特性,传统的方法通常是使用大量的自由空间组件来进行光角动量的产生和探测,例如波片和偏振分析仪、衍射光栅<sup>[129-130]</sup>、空间光调制器<sup>[131-132]</sup>及干涉测量仪<sup>[133-134]</sup>。几何相位超表面在生成和检测光角动量方面具有很强的能力<sup>[135-138]</sup>,所以开始逐渐取代传统方法来检测光的自旋角动量和本征轨道角动量。2012年,哈佛大学Capasso课题组<sup>[137]</sup>提出一种基于等离子体光电二极管超表面对光的OAM进行全息检测的方法,如图10(a)所示,入射光只有携带所设计的OAM才能够在相长干涉下产生特定的SPPs。2015年,南



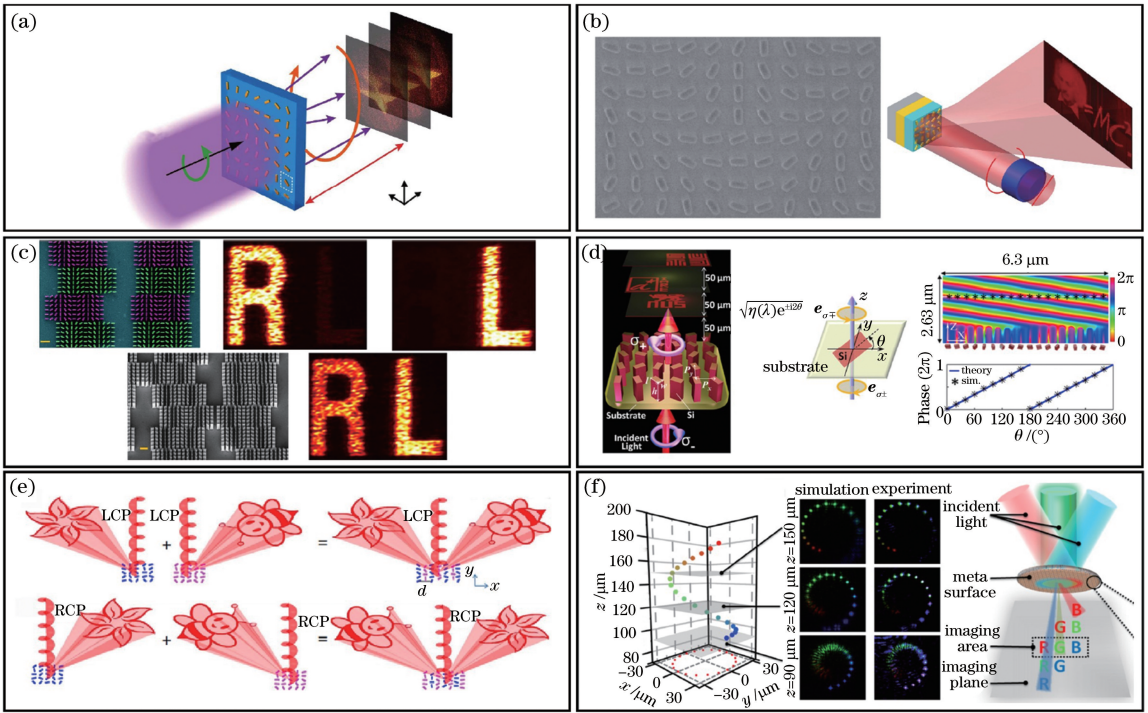


图 9 几何相位在全息图像中的应用。(a)超表面三维全息图<sup>[39]</sup>；(b)基于几何相位超表面的高效全息图像<sup>[40]</sup>；(c)利用手性超表面产生的全息图<sup>[41]</sup>；(d)基于全硅介质的超表面在三个不同平面产生全息图像的示意图<sup>[42]</sup>；(e)生成不同全息图像的复合超表面<sup>[43]</sup>；(f)多色全息图<sup>[44]</sup>

Fig. 9 Applications of geometric-phase metasurface in holograms. (a) Three-dimensional hologram enabled by metasurface<sup>[39]</sup> ; (b) highly efficient holographic images based on geometric-phase metasurface<sup>[40]</sup> ; (c) hologram generated by chiral metasurface<sup>[41]</sup> ; (d) holographic images at three separate planes based on silicon metasurfaces in broad visible band<sup>[42]</sup> ; (e) multiplexed metasurface for generating holographic images<sup>[43]</sup> ; (f) multicolor hologram<sup>[44]</sup>

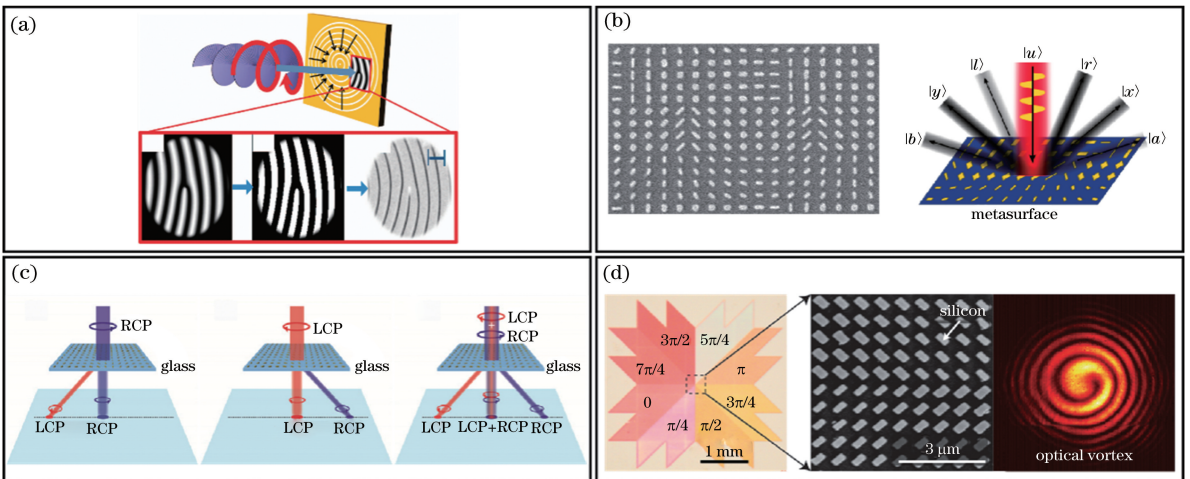


图 10 OAM 发生器和探测器。(a) OAM 的全息检测<sup>[137]</sup>；(b)(c)几何相位超表面对不同偏振光束的折射<sup>[135-136]</sup>；(d)超表面产生光学 OAM<sup>[139]</sup>

Fig. 10 OAM generators and detectors. (a) Holographic detection of OAM<sup>[137]</sup> ; (b)(c) refraction of different polarized beams by geometric-phase metasurfaces<sup>[135-136]</sup> ; (d) optical OAM generated by metasurface<sup>[139]</sup>

丹麦大学的 Pors 等<sup>[135]</sup> 和印度理工学院的 Wen 等<sup>[136]</sup> 分别提出利用转向不同的缝隙或长条的几何相位超表

面,在反射体系和透射体系中,将复合光束中不同自旋的光束折向不同方向,如图 10(b)、(c)所示,此外,还可



以分析入射光的椭圆度。另一方面,涡旋光束的生成对于超高分辨率成像技术(如激发损耗显微镜和高带宽量子信息处理等)的应用至关重要。为达到更高的转换效率和更低的欧姆损耗,如图 10(d)所示,美国范德比尔特大学 Yang 等<sup>[139]</sup>在 2014 年提出使用全介质(Si 或 SiO<sub>2</sub>)设计反射阵列超表面,进而在宽频内实现线偏振的转换和涡旋光的生成。

### 5.3 几何相位超表面的主动调控

上述各种奇异电磁波调控现象都是基于被动的几何相位超表面,一旦制备完成,其效果就被锁定,不能改变,这在实际应用中受到非常大的限制,因此研究人员一直致力于构造动态可调的超表面。研究人员基于共振相位超表面已经开展了很多探索和研究。其调控原理是通过可调元件改变每个单元的相位,从而动态调控电磁波波前。基于这样的方案,人们已经做了很多的工作,如动态可切换超透镜<sup>[140]</sup>、可编程微波超表面<sup>[141]</sup>、可重构惠更斯超透镜<sup>[142]</sup>。

对于几何相位超表面来说,动态调控的机理与共振相位超表面具有很大的差别。由(2)式可知,几何相位超表面的电磁特性主要分为两部分,强度

( $t_{uu} - t_{vv}$ )和相位  $\exp(i2\alpha)$ 。其中强度与结构的各向异性相关,相位与结构的旋转角度  $\alpha$  相关,因此可通过两种方案对几何相位超表面进行主动调控。第一种方案是对结构的各向异性进行调控,根据周磊课题组<sup>[143]</sup>在 2015 年提出的基于完整相图定制超表面的工作,可以看出通过调控结构的吸收损耗可实现共振属性从磁共振到电共振的转变,从而实现相位大幅度变化,使得结构的各向异性得到调控,如图 11(a)所示。2016 年, Xu 等<sup>[144]</sup>在微波段采用将 PIN 二极管结合到几何相位超表面单元结构中的方式,同时对所有 PIN 二极管进行整体调控,实现了电磁波异常折射开关的功能,如图 11(b)所示。后来, Kim 等<sup>[145]</sup>在太赫兹波段将单片石墨烯与几何相位超表面结合,通过控制石墨烯的栅电压,同样实现电磁波异常折射开关的功能,如图 11(c)所示。但是这些方法只能调控超表面整体的幅度、效率等,无法对波前进行任意的调控。第二种对几何相位超表面进行主动调控的方案是改变单元结构的旋转角度。2015 年, Zhu 等<sup>[146]</sup>在微波段基于微流体通道设计了可重构超表面,通过对超表面单元结构的

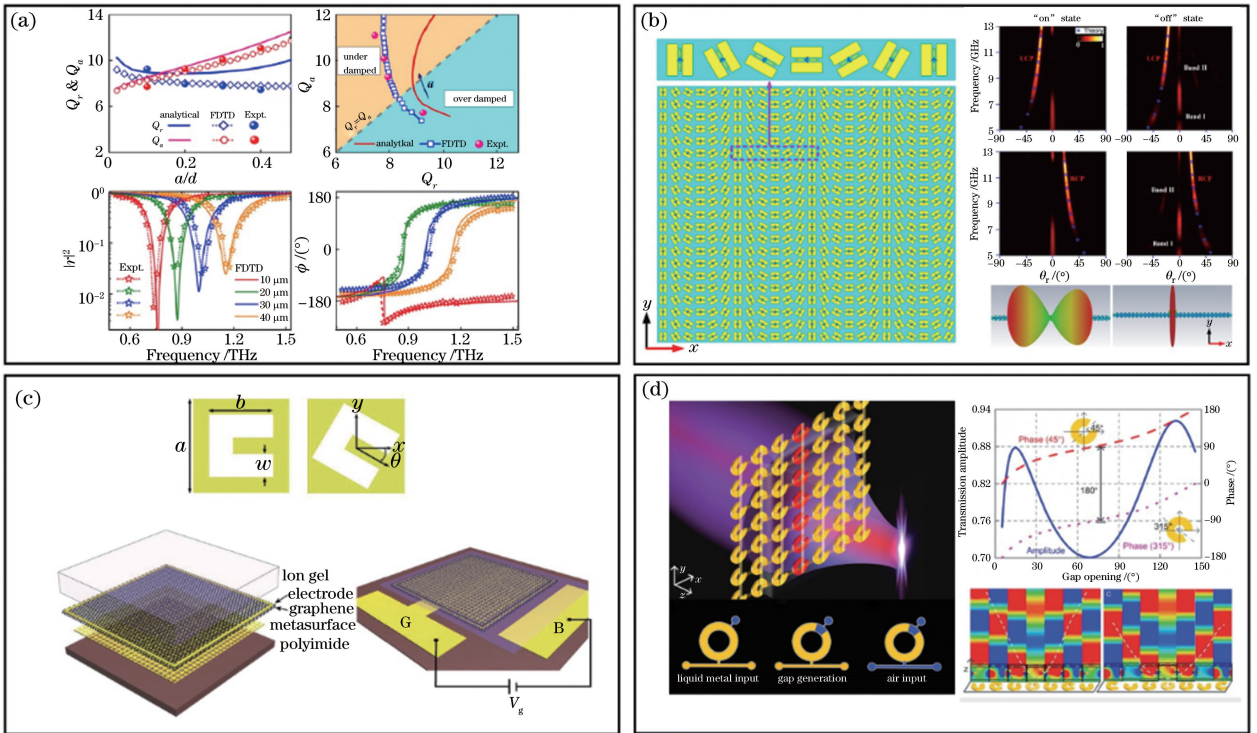


图 11 超表面的主动调控。(a)基于完整相图调节超表面功能<sup>[143]</sup>; (b) PIN 二极管的可调几何相位超表面<sup>[144]</sup>; (c)石墨烯超表面的振幅调制<sup>[145]</sup>; (d)基于微流体通道的可调超透镜<sup>[146]</sup>

Fig. 11 Active control of metasurfaces. (a) Tailor functionalities of metasurfaces based on complete phase diagram<sup>[143]</sup>; (b) tunable geometric-phase metasurface with PIN diodes<sup>[144]</sup>; (c) amplitude modulation with gated-graphene metasurfaces<sup>[145]</sup>; (d) metalens with tunable phase gradient by using random access reconfigurable metamaterial<sup>[146]</sup>

角度连续而又独立的调控可实现动态切换聚焦的功能,如图 11(d)所示。但这种方案只是机械地改变结构,所以就会存在调控速度慢、难以扩展到高频等缺点。相比于共振相位超表面的主动调控,几何相位的高速动态调控目前还是受到了许多的限制。

#### 5.4 基于复合超表面的自旋不依赖调控

绝大多数几何相位调控现象的结果都与入射波的自旋状态相关,即表现出自旋依赖性,这是几何相位的一个重要特征。本质上这是因为对于左旋和右旋偏振光来说,几何相位的符号是相反的。这种自旋依赖特性使得控制左右旋偏振光变得困难,导致对相反自旋分别赋予不同的信息受到限制。为解决这个问题,研究者们提出了各种各样的方法,例如 Xiao 等<sup>[120]</sup>将银膜上纳米缝隙的几何相位和两个自旋的内、外向 SPPs 特定目标场分布相匹配,在左右旋入射下分别产生不同的局部轨道图案。赫瑞-瓦特大学 Wen 等<sup>[43]</sup>通过控制入射光的螺旋度,实现了左右旋入射下不同的全息图像。

此外,科学家们还提出融合几何相位超表面和共振超表面的复合超表面,来克服几何相位超表面的自旋依赖带来的问题。2017 年, Capasso 团队<sup>[147]</sup>利用复合超表面使得对于正交偏振态(线偏振、圆偏振、椭圆偏振)的入射波能够产生任意和独立的相位分布,并通过实验展示了手性全息图,在左旋和右旋偏振的入射波激励下,产生了不同的远场图案,如图 12(a)所示。2017 年,中国科学院光电技术研究所的罗先刚团队<sup>[148]</sup>通过法布里-珀罗共振和几何相位超表面的结合,在 523 nm 和 10.6  $\mu\text{m}$  波长下,使得两个相反自旋产生的涡旋光具有不同的 OAM,打破了自旋-轨道相互作用的对称性,能够独立、任意地构建自旋轨道相互作用,如图 12(b)所示。该团队后来又进一步利用复合超表面实现非对称传输和圆偏振的波前操控,他们设计的超表面易于加工并且具有多功能性,为手性成像、光通信等领域发展提供了新途径,如图 12(c)所示<sup>[149]</sup>。这种复合超表面的发展,突破了自旋依赖特性的限制,使得超表面更易于向多功能的方向发展。

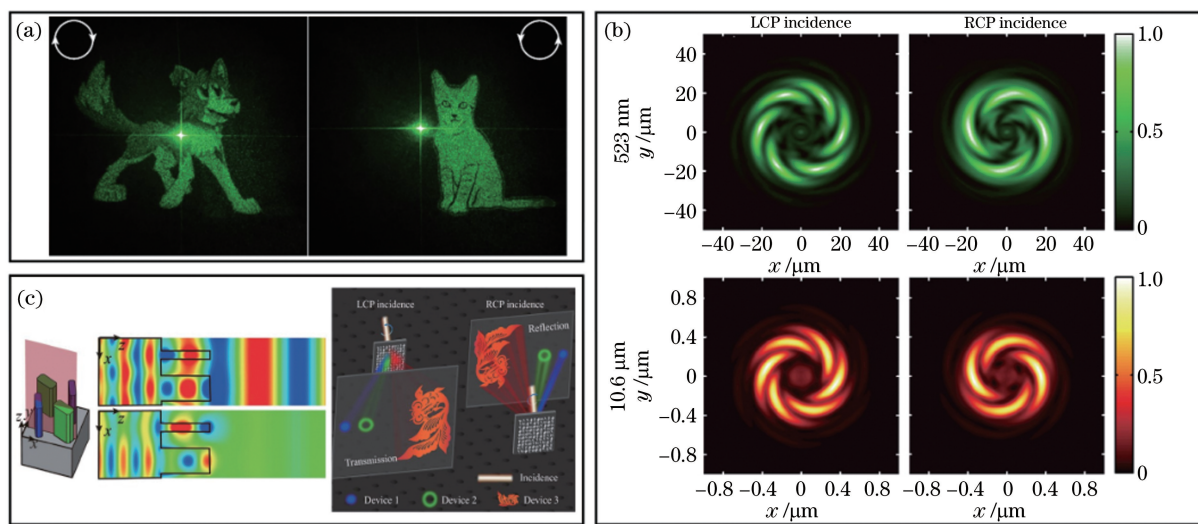


图 12 复合超表面的应用。(a)左右旋入射波产生不同的全息图像<sup>[147]</sup>; (b)相反自旋的不同 OAM<sup>[148]</sup>; (c)左图:复合单元结构中的不对称传输,右图:左旋和右旋入射下透射场和反射场的衍射图案<sup>[149]</sup>

Fig. 12 Applications of composite metasurfaces. (a) Different holographic images generated by LCP and RCP incident waves<sup>[147]</sup>; (b) different OAMs for two opposite spins<sup>[148]</sup>; (c) left: asymmetric transmission in composite unit cells, right: diffraction patterns in transmission and reflection field illuminated by LCP and RCP waves<sup>[149]</sup>

#### 5.5 消色差平面超透镜

复合超表面可用来打破几何相位的自旋依赖性,事实上这种复合超表面的功能并不仅限于此。近年来,各科研团队开始探索将几何相位超表面和共振超表面相结合来设计消色差平面透镜。色差又称色像差,是透镜成像的一个严重缺陷,就是指不同波长的光焦点存在微小的区别,原因是光在介质中

传播时具有色散现象。色差校正的传统方法是通过叠加多个透镜来实现,但这会造成体积庞大、无法简单集成等问题。

2015 年,哈佛大学 Capasso 课题组<sup>[49]</sup>提出一种多波长消色差超器件(包括超透镜)的方案,如图 13(a)所示。他们的设计是基于低损耗介质谐振器,引入多模式复合的超表面单元,以补偿三种离散波长



之间因色散现象而造成的传播相位差。首先展示一种可以在三个波长(1330, 1550, 1800 nm)下将入射光偏折到相同偏转角的超表面;进一步设计一个二维多波长消色差超透镜,其数值孔径值为0.05,焦距为7.5 mm。但是该设计是针对离散波长的色散修正,并不能在宽频带内实现消色差功能。后来人们开始研究能否利用几何相位超表面在连续频带内实现消色差,2017年,南京大学和台湾大学合作设计出集成共振单元元件的宽带消色差光学透镜,如图13(b)所示<sup>[50]</sup>,他们提出将无角度色散的几何相位单元结构与强角度色散的共振相位单元结构进行复合,能人为调整单元结构的色散。通过多维度的

参数扫描,建立单元结构和相位之间的联系,由此选择相应的单元结构。最终设计并测试了一个在1200~1680 nm波长范围内数值孔径为0.268的消色差超透镜,但是该超透镜工作效率并不是很高(约为12%)。不久,该团队又提出一种工作在400~660 nm波段的透射型消色差超透镜,如图13(c)所示<sup>[51]</sup>。该超表面单元结构由GaN纳米柱构成,支持多种波导模式,可以充分利用这些模式实现色散补偿。尽管利用几何相位超表面实现宽带内消色差超透镜已经得到了验证,但是这些设备走向商业用途之前,仍需解决加工成本高、无法直接与光学系统复合等诸多问题。

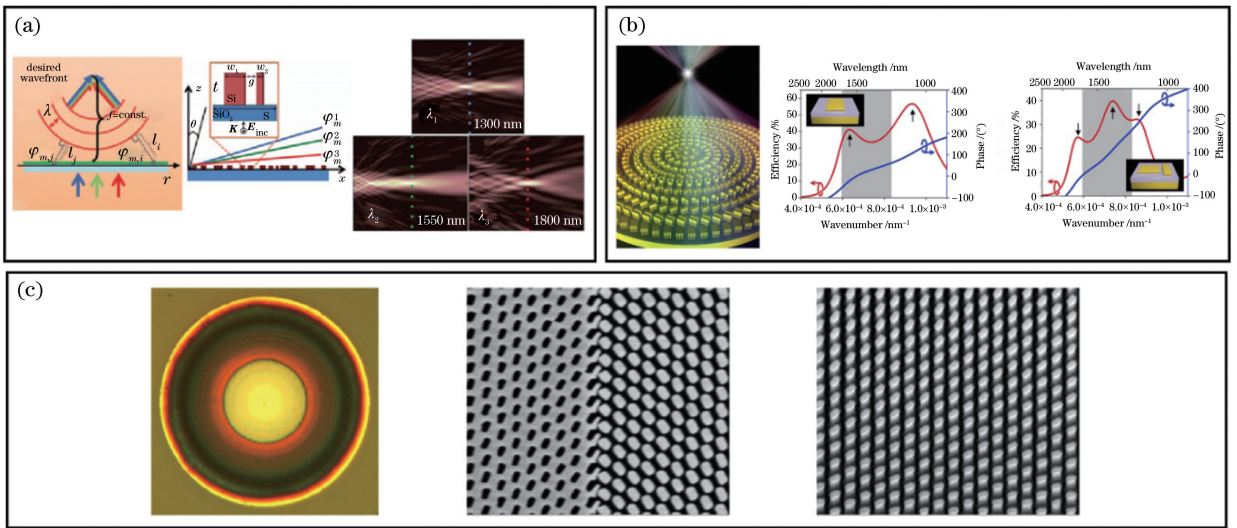


图13 几何相位在平面光学上的应用。(a)多波长消色差全介质超器件<sup>[49]</sup>; (b)宽频带反射型消色差超透镜<sup>[50]</sup>; (c)宽频带透射型消色差超透镜<sup>[51]</sup>

Fig. 13 Applications of geometric-phase metasurface in planar optics. (a) Multiwavelength achromatic dielectric meta-devices<sup>[49]</sup>; (b) schematic of broadband reflective achromatic metalens<sup>[50]</sup>; (c) broadband transmissive achromatic metalens<sup>[51]</sup>

## 6 结束语

首先简要介绍几何相位超表面的原理,用来帮助理解几何相位的来源,接着回顾了近些年来人们在几何相位超表面用于光波前调制、近场SPPs产生和调控等方面的研究工作,最后列举了几何相位超表面的典型应用。这些研究工作大大加深了人们对于几何相位超表面的理解和认识,为利用几何相位来设计相关器件提供了依据和指导。可以看出,几何相位超表面对于电磁波的静态调控功能已经相对完整,但需指出的是,几何相位本身的产生机理,导致很难对几何相位超表面进行快速主动的调控,这也是目前几何相位超表面发展的一个瓶颈。事实上,几何相位超表面能够充分地利用电磁波的极化

空间这个自由度,如果能够做到对几何相位进行快速动态的调控,那么将意味着可以实现任意极化和任意波前的电磁波。与此同时,几何相位和共振相位复合的超表面在打破自旋依赖、实现消色差及多功能等方面已经显示出新奇的现象和重要的应用。但是也要指出,这种复合超表面原则上打开了对极化、频谱和波前三个空间调控的自由度,而现已实现的现象距离这些自由度的完全探索还很远,未来复合超表面将有可能完全利用这些自由度,从而实现相对电磁波更加自由的调控。

## 参 考 文 献

- [1] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, *et al.* Extremely low frequency plasmons in metallic

- mesostructures[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(25): 4773-4776.
- [2] 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.
- [3] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, *et al.* Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(18): 4184-4187.
- [4] Soukoulis C M, Wegener M. Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials [J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(9): 523-530.
- [5] Shalaev V M. Optical negative-index metamaterials [J]. *Nature Photonics*, 2007, 1(1): 41-48.
- [6] Shelby R A, Smith D R, Nemat-Nasser S C, *et al.* Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterial [J]. *Applied Physics Letters*, 2001, 78(4): 489-491.
- [7] Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens [J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(18): 3966-3969.
- [8] Fang N, Lee H, Sun C, *et al.* Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens [J]. *Science*, 2005, 308(5721): 534-537.
- [9] Liu Z W, Lee H, Xiong Y, *et al.* Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects [J]. *Science*, 2007, 315(5819): 1686.
- [10] Ziolkowski R W, Heyman E. Wave propagation in media having negative permittivity and permeability [J]. *Physical Review E*, 2001, 64(5): 056625.
- [11] Pendry J B. Controlling electromagnetic fields [J]. *Science*, 2006, 312(5781): 1780-1782.
- [12] Leonhardt U. Optical conformal mapping [J]. *Science*, 2006, 312(5781): 1777-1780.
- [13] Engheta N. Thin absorbing screens using metamaterial surfaces [C]//*IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (IEEE Cat. No. 02CH37313)*, June 16-21, 2002, San Antonio, TX, USA. New York: IEEE, 2002: 392-395.
- [14] Tretyakov S A, Maslovski S I. Thin absorbing structure for all incidence angles based on the use of a high-impedance surface [J]. *Microwave and Optical Technology Letters*, 2003, 38(3): 175-178.
- [15] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, *et al.* Perfect metamaterial absorber[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(20): 207402.
- [16] Landy N I, Bingham C M, Tyler T, *et al.* Design, theory, and measurement of a polarization-insensitive absorber for terahertz imaging [J]. *Physical Review B*, 2009, 79(12): 125104.
- [17] 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.
- [18] Hao J M, Yuan Y, Ran L X, *et al.* Manipulating electromagnetic wave polarizations by anisotropic metamaterials[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(6): 063908.
- [19] Sun W J, He Q, Hao J M, *et al.* A transparent metamaterial to manipulate electromagnetic wave polarizations[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(6): 927-929.
- [20] Yu N, Genevet P, Kats M A, *et al.* Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction[J]. *Science*, 2011, 334(6054): 333-337.
- [21] 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.
- [22] Ni X J, Emani N K, Kildishev A V, *et al.* Broadband light bending with plasmonic nanoantennas[J]. *Science*, 2012, 335(6067): 427.
- [23] 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.
- [24] Kildishev A V, Boltasseva A, Shalaev V M. Planar photonics with metasurfaces[J]. *Science*, 2013, 339(6125): 1232009.
- [25] Memarzadeh B, Mosallaei H. Array of planar plasmonic scatterers functioning as light concentrator[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(13): 2569-2571.
- [26] Aieta F, Genevet P, Kats M A, *et al.* Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces [J]. *Nano Letters*, 2012, 12(9): 4932-4936.
- [27] Pors A, Nielsen M G, Eriksen R L, *et al.* Broadband focusing flat mirrors based on plasmonic gradient metasurfaces[J]. *Nano Letters*, 2013, 13(2): 829-834.
- [28] Pors A, Albrektsen O, Radko I P, *et al.* Gap



- plasmon-based metasurfaces for total control of reflected light [J]. *Scientific Reports*, 2013, 3: 2155.
- [29] Pors A, Nielsen M G, Bernardin T, *et al.* Efficient unidirectional polarization-controlled excitation of surface plasmon polaritons [J]. *Light: Science & Applications*, 2014, 3(8): e197.
- [30] Castellanos-Beltran M A, Irwin K D, Hilton G C, *et al.* Amplification and squeezing of quantum noise with a tunable Josephson metamaterial [J]. *Nature Physics*, 2008, 4(12): 929-931.
- [31] Lähteenmäki P, Paraoanu G S, Hassel J, *et al.* Dynamical Casimir effect in a Josephson metamaterial [J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2013, 110(11): 4234-4238.
- [32] 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.
- [33] Pu M B, Chen P, Wang C T, *et al.* Broadband anomalous reflection based on gradient low-Q metasurface [J]. *AIP Advances*, 2013, 3(5): 052136.
- [34] Li X, Xiao S Y, Cai B G, *et al.* Flat metasurfaces to focus electromagnetic waves in reflection geometry [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(23): 4940-4942.
- [35] Guo Y H, Wang Y Q, Pu M B, *et al.* Dispersion management of anisotropic metamirror for super-octave bandwidth polarization conversion [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 8434.
- [36] Bomzon Z, Biener G, Kleiner V, *et al.* Space-variant Pancharatnam-Berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings [J]. *Optics Letters*, 2002, 27(13): 1141-1143.
- [37] Shitrit N, Bretner I, Gorodetski Y, *et al.* Optical spin Hall effects in plasmonic chains [J]. *Nano Letters*, 2011, 11(5): 2038-2042.
- [38] Yin X, Ye Z, Rho J, *et al.* Photonic spin Hall effect at metasurfaces [J]. *Science*, 2013, 339(6126): 1405-1407.
- [39] Huang L L, Chen X Z, Mühlenbernd H, *et al.* Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2808.
- [40] Zheng G X, Mühlenbernd H, Kenney M, *et al.* Metasurface holograms reaching 80% efficiency [J]. *Nature Nanotechnology*, 2015, 10(4): 308-312.
- [41] Khorasaninejad M, Ambrosio A, Kanhaiya P, *et al.* Broadband and chiral binary dielectric meta-holograms [J]. *Science Advances*, 2016, 2(5): e1501258.
- [42] Huang K, Dong Z G, Mei S T, *et al.* Silicon multi-meta-holograms for the broadband visible light [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2016, 10(3): 500-509.
- [43] Wen D D, Yue F Y, Li G X, *et al.* Helicity multiplexed broadband metasurface holograms [J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 8241.
- [44] Li X, Chen L W, Li Y, *et al.* Multicolor 3D meta-holography by broadband plasmonic modulation [J]. *Science Advances*, 2016, 2(11): e1601102.
- [45] Song E Y, Lee S Y, Hong J, *et al.* A double-lined metasurface for plasmonic complex-field generation [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2016, 10(2): 299-306.
- [46] 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.
- [47] 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.
- [48] 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.
- [49] Aieta F, Kats M A, Genevet P, *et al.* Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation [J]. *Science*, 2015, 347(6228): 1342-1345.
- [50] Wang S M, Wu P C, Su V C, *et al.* Broadband achromatic optical metasurface devices [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 187.
- [51] 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.
- [52] Miao Z Q, Wu Q, Li X, *et al.* Widely tunable terahertz phase modulation with gate-controlled graphene metasurfaces [J]. *Physical Review X*, 2015, 5(4): 041027.
- [53] Zhang L, Chen X Q, Liu S, *et al.* Space-time-coding digital metasurfaces [J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 4334.
- [54] Pancharatnam S. Generalized theory of interference, and its applications [J]. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*, 1956, 44(5):

- 247-262.
- [55] Berry M V. Quantal phase factors accompanying adiabatic changes [J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1984, 392(1802): 45-57.
- [56] Kang M, Feng T H, Wang H T, *et al.* Wave front engineering from an array of thin aperture antennas [J]. *Optics Express*, 2012, 20(14): 15882-15890.
- [57] Huang L L, Chen X Z, Mühlenbernd H, *et al.* Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation[J]. *Nano Letters*, 2012, 12(11): 5750-5755.
- [58] Ling X H, Zhou X X, Yi X N, *et al.* Giant photonic spin Hall effect in momentum space in a structured metamaterial with spatially varying birefringence [J]. *Light: Science & Applications*, 2015, 4(5): e290.
- [59] Biener G, Niv A, Kleiner V, *et al.* Formation of helical beams by use of Pancharatnam-Berry phase optical elements[J]. *Optics Letters*, 2002, 27(21): 1875-1877.
- [60] Hasman E, Bomzon Z, Niv A, *et al.* Polarization beam-splitters and optical switches based on space-variant computer-generated subwavelength quasi-periodic structures [J]. *Optics Communications*, 2002, 209(1/2/3): 45-54.
- [61] Chen X Z, Huang L L, Mühlenbernd H, *et al.* Dual-polarity plasmonic metalens for visible light [J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 1198.
- [62] Lin D, Fan P, Hasman E, *et al.* Dielectric gradient metasurface optical elements [J]. *Science*, 2014, 345(6194): 298-302.
- [63] 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.
- [64] Luo X G, Pu M B, Li X, *et al.* Broadband spin Hall effect of light in single nanoapertures [J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6 ( 6 ): e16276.
- [65] Berkhout G C G, Lavery M P J, Courtial J, *et al.* Efficient sorting of orbital angular momentum states of light [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105 (15): 153601.
- [66] Mair A, Vaziri A, Weihs G, *et al.* Entanglement of the orbital angular momentum states of photons[J]. *Nature*, 2001, 412(6844): 313-316.
- [67] Beijersbergen M W, Allen L, van der Veen H E L O, *et al.* Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum [J]. *Optics Communications*, 1993, 96(1/2/3): 123-132.
- [68] Niv A, Gorodetski Y, Kleiner V, *et al.* Topological spin-orbit interaction of light in anisotropic inhomogeneous subwavelength structures [J]. *Optics Letters*, 2008, 33(24): 2910-2912.
- [69] 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.
- [70] Genevet P, Yu N F, Aieta F, *et al.* Ultra-thin plasmonic optical vortex plate based on phase discontinuities[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(1): 013101.
- [71] Chimento P F, Alkemade P F A, Hooft G W, *et al.* Optical angular momentum conversion in a nanoslit[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(23): 4946-4948.
- [72] 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.
- [73] Lu B R, Deng J N, Li Q, *et al.* Reconstructing a plasmonic metasurface for a broadband high-efficiency optical vortex in the visible frequency[J]. *Nanoscale*, 2018, 10(26): 12378-12385.
- [74] Pu M B, Li X, Ma X L, *et al.* Catenary optics for achromatic generation of perfect optical angular momentum[J]. *Science Advances*, 2015, 1 ( 9 ): e1500396.
- [75] 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.
- [76] 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.
- [77] Arbabi A, Faraon A. Fundamental limits of ultrathin metasurfaces[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 43722.
- [78] 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.
- [79] Pfeiffer C, Grbic A. Controlling vector Bessel beams with metasurfaces [J]. *Physical Review Applied*, 2014, 2(4): 044012.

- [80] 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.
- [81] Luo W J, Xiao S Y, He Q, *et al.* Photonic spin Hall effect with nearly 100% efficiency [J]. *Advanced Optical Materials*, 2015, 3(8): 1102-1108.
- [82] Jiang S C, Xiong X, Hu Y S, *et al.* High-efficiency generation of circularly polarized light via symmetry-induced anomalous reflection[J]. *Physical Review B*, 2015, 91(12): 125421.
- [83] Xiao S Y, He Q, Huang X Q, *et al.* Super imaging with a plasmonic metamaterial: role of aperture shape[J]. *Metamaterials*, 2011, 5(2/3): 112-118.
- [84] 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.
- [85] Mei Q Q, Tang W X, Cui T J. A broadband Bessel beam launcher using metamaterial lens[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 11732.
- [86] Monnai Y, Jahn D, Withayachumnankul W, *et al.* Terahertz plasmonic Bessel beamformer [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 106(2): 021101.
- [87] Cai B G, Li Y B, Jiang W X, *et al.* Generation of spatial Bessel beams using holographic metasurface [J]. *Optics Express*, 2015, 23(6): 7593-7601.
- [88] Gao L H, Cheng Q, Yang J, *et al.* Broadband diffusion of terahertz waves by multi-bit coding metasurfaces[J]. *Light: Science & Applications*, 2015, 4(9): e324.
- [89] Berini P. Long-range surface plasmon polaritons [J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2009, 1(3): 484-588.
- [90] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics [J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 824-830.
- [91] Kim S, Jin J, Kim Y J, *et al.* High-harmonic generation by resonant plasmon field enhancement [J]. *Nature*, 2008, 453(7196): 757-760.
- [92] Kauranen M, Zayats A V. Nonlinear plasmonics [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(11): 737-748.
- [93] Nie S M, Emory S R. Probing single molecules and single nanoparticles by surface-enhanced Raman scattering[J]. *Science*, 1997, 275(5303): 1102-1106.
- [94] Anker J N, Hall W P, Lyandres O, *et al.* Biosensing with plasmonic nanosensors[J]. *Nature Materials*, 2008, 7(6): 442-453.
- [95] Zhang S P, Bao K, Halas N J, *et al.* Substrate-induced Fano resonances of a plasmonic nanocube: a route to increased-sensitivity localized surface plasmon resonance sensors revealed [J]. *Nano Letters*, 2011, 11(4): 1657-1663.
- [96] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I. Plasmonics beyond the diffraction limit[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(2): 83-91.
- [97] Liu L, Han Z H, He S L. Novel surface plasmon waveguide for high integration[J]. *Optics Express*, 2005, 13(17): 6645-6650.
- [98] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, *et al.* Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators[J]. *Nature*, 2006, 440(7083): 508-511.
- [99] Gorodetski Y, Nechayev S, Kleiner V, *et al.* Plasmonic Aharonov-Bohm effect: optical spin as the magnetic flux parameter[J]. *Physical Review B*, 2010, 82(12): 125433.
- [100] Bliokh K Y, Gorodetski Y, Kleiner V, *et al.* Coriolis effect in optics: unified geometric phase and spin-Hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(3): 030404.
- [101] Gorodetski Y, Niv A, Kleiner V, *et al.* Observation of the spin-based plasmonic effect in nanoscale structures [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(4): 043903.
- [102] Cho S W, Park J, Lee S Y, *et al.* Coupling of spin and angular momentum of light in plasmonic vortex [J]. *Optics Express*, 2012, 20(9): 10083-10094.
- [103] Kim H, Park J, Cho S W, *et al.* Synthesis and dynamic switching of surface plasmon vortices with plasmonic vortex lens[J]. *Nano Letters*, 2010, 10(2): 529-536.
- [104] Gorodetski Y, Shitrit N, Bretner I, *et al.* Observation of optical spin symmetry breaking in nanoapertures[J]. *Nano Letters*, 2009, 9(8): 3016-3019.
- [105] Ohno T, Miyayoshi S. Study of surface plasmon chirality induced by Archimedes' spiral grooves[J]. *Optics Express*, 2006, 14(13): 6285-6290.
- [106] Yang S Y, Chen W B, Nelson R L, *et al.* Miniature circular polarization analyzer with spiral plasmonic lens[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(20): 3047-3049.
- [107] Shen Z, Hu Z J, Yuan G H, *et al.* Visualizing orbital angular momentum of plasmonic vortices[J].

- Optics Letters, 2012, 37(22): 4627-4629.
- [108] Tsai W Y, Huang J S, Huang C B. Selective trapping or rotation of isotropic dielectric microparticles by optical near field in a plasmonic Archimedes spiral[J]. Nano Letters, 2014, 14(2): 547-552.
- [109] Ku C T, Lin H N, Huang C B. Direct observation of surface plasmon vortex and subwavelength focusing with arbitrarily-tailored intensity patterns [J]. Applied Physics Letters, 2015, 106 (5): 053112.
- [110] Mueller J P B, Capasso F. Asymmetric surface plasmon polariton emission by a dipole emitter near a metal surface [J]. Physical Review B, 2013, 88 (12): 121410.
- [111] Lin J, Mueller J P B, Wang Q, *et al.* Polarization-controlled tunable directional coupling of surface plasmon polaritons [J]. Science, 2013, 340(6130): 331-334.
- [112] Genevet P, Wintz D, Ambrosio A, *et al.* Controlled steering of Cherenkov surface plasmon wakes with a one-dimensional metamaterial [J]. Nature Nanotechnology, 2015, 10(9): 804-809.
- [113] Du L P, Kou S S, Balaur E, *et al.* Broadband chirality-coded meta-aperture for photon-spin resolving [J]. Nature Communications, 2015, 6: 10051.
- [114] 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.
- [115] Dahan N, Gorodetski Y, Frischwasser K, *et al.* Geometric Doppler effect: spin-split dispersion of thermal radiation [J]. Physical Review Letters, 2010, 105(13): 136402.
- [116] Shitrit N, Maayani S, Veksler D, *et al.* Rashba-type plasmonic metasurface [J]. Optics Letters, 2013, 38(21): 4358-4361.
- [117] Shitrit N, Yulevich I, Maguid E, *et al.* Spin-optical metamaterial route to spin-controlled photonics [J]. Science, 2013, 340(6133): 724-726.
- [118] Shitrit N, Yulevich I, Kleiner V, *et al.* Spin-controlled plasmonics via optical Rashba effect [J]. Applied Physics Letters, 2013, 103(21): 211114.
- [119] Yulevich I, Maguid E, Shitrit N, *et al.* Optical mode control by geometric phase in quasicrystal metasurface [J]. Physical Review Letters, 2015, 115(20): 205501.
- [120] Xiao S Y, Zhong F, Liu H, *et al.* Flexible coherent control of plasmonic spin-Hall effect [J]. Nature Communications, 2015, 6: 8360.
- [121] Zhang Z J, Luo J, Song M W, *et al.* Large-area, broadband and high-efficiency near-infrared linear polarization manipulating metasurface fabricated by orthogonal interference lithography [J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(24): 241904.
- [122] Kim J Y, Kim H, Kim B H, *et al.* Highly tunable refractive index visible-light metasurface from block copolymer self-assembly [ J ]. Nature Communications, 2016, 7: 12911.
- [123] Chen W X, Tymchenko M, Gopalan P, *et al.* Large-area nanoimprinted colloidal Au nanocrystal-based nanoantennas for ultrathin polarizing plasmonic metasurfaces [J]. Nano Letters, 2015, 15 (8): 5254-5260.
- [124] Huang Y W, Chen W T, Tsai W Y, *et al.* Aluminum plasmonic multicolor meta-hologram [J]. Nano Letters, 2015, 15(5): 3122-3127.
- [125] Montelongo Y, Tenorio-Pearl J O, Williams C, *et al.* Plasmonic nanoparticle scattering for color holograms [J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2014, 111 (35): 12679-12683.
- [126] Zhang X H, Jin J J, Wang Y Q, *et al.* Metasurface-based broadband hologram with high tolerance to fabrication errors [J]. Scientific Reports, 2016, 6: 19856.
- [127] Chen W T, Yang K Y, Wang C M, *et al.* High-efficiency broadband meta-hologram with polarization-controlled dual images [J]. Nano Letters, 2014, 14(1): 225-230.
- [128] Genevet P, Capasso F. Holographic optical metasurfaces: a review of current progress [J]. Reports on Progress in Physics, 2015, 78 (2): 024401.
- [129] Torner L, Torres J P, Carrasco S. Digital spiral imaging [J]. Optics Express, 2005, 13 (3): 873-881.
- [130] Monroe D. Focus: big twist for electron beam [J]. Physics, 2015, 8: 7.
- [131] Oemrawsingh S S R, van Houwelingen J A W, Eliel E R, *et al.* Production and characterization of spiral phase plates for optical wavelengths [J]. Applied Optics, 2004, 43(3): 688-694.
- [132] Chen L X, Lei J J, Romero J. Quantum digital



- spiral imaging[J]. *Light: Science & Applications*, 2014, 3(3): e153.
- [133] Ghai D P, Senthilkumaran P, Sirohi R S. Single-slit diffraction of an optical beam with phase singularity [J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2009, 47 (1): 123-126.
- [134] Leach J, Padgett M J, Barnett S M, *et al.* Measuring the orbital angular momentum of a single photon[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(25): 257901.
- [135] Pors A, Nielsen M G, Bozhevolnyi S I. Plasmonic metagratings for simultaneous determination of Stokes parameters[J]. *Optica*, 2015, 2(8): 716-723.
- [136] Wen D D, Yue F Y, Kumar S, *et al.* Metasurface for characterization of the polarization state of light [J]. *Optics Express*, 2015, 23(8): 10272-10281.
- [137] Genevet P, Lin J, Kats M A, *et al.* Holographic detection of the orbital angular momentum of light with plasmonic photodiodes [J]. *Nature Communications*, 2012, 3: 1278.
- [138] Liu A P, Rui G H, Ren X F, *et al.* Encoding photonic angular momentum information onto surface plasmon polaritons with plasmonic lens[J]. *Optics Express*, 2012, 20(22): 24151-24159.
- [139] Yang Y M, Wang W Y, Moitra P, *et al.* Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation[J]. *Nano Letters*, 2014, 14(3): 1394-1399.
- [140] Xu H X, Ma S J, Luo W J, *et al.* Aberration-free and functionality-switchable meta-lenses based on tunable metasurfaces[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(19): 193506.
- [141] Li L L, Cui T J, Ji W, *et al.* Electromagnetic reprogrammable coding-metasurface holograms [J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 197.
- [142] Chen K, Feng Y J, Monticone F, *et al.* A reconfigurable active Huygens' metalens [J]. *Advanced Materials*, 2017, 29(17): 1606422.
- [143] Qu C, Ma S J, Hao J M, *et al.* Tailor the functionalities of metasurfaces based on a complete phase diagram[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(23): 235503.
- [144] 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.
- [145] Kim T T, Kim H, Kenney M, *et al.* Amplitude modulation of anomalously refracted terahertz waves with gated-graphene metasurfaces [J]. *Advanced Optical Materials*, 2018, 6(1): 1700507.
- [146] Zhu W M, Song Q H, Yan L B, *et al.* A flat lens with tunable phase gradient by using random access reconfigurable metamaterial [J]. *Advanced Materials*, 2015, 27(32): 4739-4743.
- [147] 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.
- [148] 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.
- [149] Zhang F, Pu M B, Li X, *et al.* All-dielectric metasurfaces for simultaneous giant circular asymmetric transmission and wavefront shaping based on asymmetric photonic spin-orbit interactions [J]. *Advanced Functional Materials*, 2017, 27(47): 1704295.