



张晓冬,刘素娟,翟凤潇,等. 基于几何相位的超表面产生涡旋光束的研究进展[J]. 轻工学报,2021,36(3): 88-98.

ZHANG X D, LIU S J, ZHAI F X, et al. A review of generation of vortex beams based on the geometric phase metasurfaces[J]. Journal of Light Industry, 2021, 36(3): 88-98. DOI:10.12187/2021.03.011

中图分类号:O438 文献标识码:A 文章编号:2096-1553(2021)03-0088-11

# 基于几何相位的超表面产生涡旋光束的研究进展

## A review of generation of vortex beams based on the geometric phase metasurfaces

张晓冬<sup>1</sup>, 刘素娟<sup>1</sup>, 翟凤潇<sup>1</sup>, 孔德鹏<sup>2</sup>, 王丽莉<sup>2</sup>  
ZHANG Xiaodong<sup>1</sup>, LIU Sujuan<sup>1</sup>, ZHAI Fengxiao<sup>1</sup>, KONG Depeng<sup>2</sup>, WANG Lili<sup>2</sup>

- 1. 郑州轻工业大学 物理与电子工程学院, 河南 郑州 450001;
- 2. 中国科学院 西安光学精密机械研究所, 陕西 西安 710119
- 1. College of Physics and Electronic Engineering, Zhengzhou University of Light Industry, Zhengzhou 450001, China;
- 2. Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China

**关键词:**  
几何相位; 超表面; 涡旋光束

**Key words:**  
geometric phase;  
metasurfaces;  
vortex beam

**摘要:**基于几何相位原理,对近年来使用超表面(等离子体超表面、全介质超表面、金属间隙型超表面、多功能超表面)产生涡旋光束的研究现状进行综述,指出:基于几何相位的超表面设计简单,产生的涡旋光束无色散,在近红外波段,具有等离子体超表面加工简单、频段宽,全介质超表面透过率高等特点;在中红外波段,具有金属间隙型超表面反射率高、无色差等特点;多功能超表面可以用于轨道角动量的复用和解复用,同时产生矢量、标量涡旋光束等功能.随着微纳加工技术的不断成熟,未来超表面将会向着低损耗、宽频段、可调控、多功能等方向发展,并进一步拓展其在集成光学领域的应用.

收稿日期:2020-05-05;修回日期:2020-12-30

基金项目:国家自然科学基金项目(11474351,61905221)

作者简介:张晓冬(1980—),男,河南省郑州市人,郑州轻工业大学讲师,博士,主要研究方向为微纳光子学.

**Abstract:** Based on the principle of geometric phase, the relevant research of generating vortex beam by metasurfaces (the plasmonic metasurfaces, the all-dielectric metasurfaces, the Gap-plasmon metasurfaces and the multi-function metasurfaces) was reviewed in recent years. It was pointed out that the metasurfaces based on the geometric phase had the characteristics of simple design and dispersion-free of vortex beam. In the near-infrared band, the plasmonic metasurfaces had the characteristics of easy fabrication and broadband, the all-dielectric metasurfaces had the characteristic of high transmittance. In the mid-infrared band, the Gap plasmon metasurfaces had the characteristics of high reflectance and aberration-free. The multi-function metasurfaces were capable of generating vector and scalar vortex beams simultaneously. With the maturity of nanofabrication technology, in the future, metasurfaces will develop in the direction of low loss, broadband, adjustability, multi-function and so on, and the advanced nano-fabrication technology will enable metasurfaces available for integrated optical system.

## 0 引言

涡旋光束是一种具有孤立奇点和螺旋相位分布特征的光场,在相位奇点处,由于自身干涉相消,光束强度为零,因此涡旋光束的光场强度呈现中心强度为零的环形分布.涡旋光束中,每个光子携带的轨道角动量(Orbit Angular Momentum, OAM)值为  $l\hbar$ ,其中,  $l$  为拓扑荷,在理论上可以取任意值;  $\hbar$  为普朗克常数除以  $2\pi$ . 由于每个拓扑荷  $l$  对应一种独立的模场状态,且彼此正交<sup>[1]</sup>,因此,涡旋光束可以广泛应用在微粒操控、显微成像、光学测量、量子信息处理、光通信等领域<sup>[2-7]</sup>. 1992年, L. Allen 等<sup>[8]</sup>通过实验首次发现,拉盖尔高斯光束(Laguerre-Gaussian, LG)是一种涡旋光束.目前,实验室将高斯光束转换为涡旋光束的常用光学器件有螺旋相位盘、衍射相位全息图、圆柱透镜组、Q板等<sup>[9-12]</sup>,但是这些光学转换器件由于体积大、精度低等因素,已经不能满足集成光学系统对器件日益集成化和小型化的要求<sup>[13]</sup>.

超表面是由一些结构尺度大于原子的平面单元构成的二维(2D)超材料.超材料利用光波的传播相位进行光束调制,而超表面则充分利用了交界面处的光波相位突变,因此超表面的厚度可以比工作波长更小.此外,超表面具有的平面化结构使其更易于大规模生产制造<sup>[14]</sup>.尤为重要的是,将超表面设计成亚波长尺寸的球、

柱、棒、孔等形状,并将其以一层或多层的方式进行排列,通过调整这些“光学天线”的结构尺寸和排列方式,可以实现透射光波或反射光波振幅、相位和偏振的非均匀分布.随着微纳加工技术的不断发展<sup>[15]</sup>,这种独特的性质使超表面非常适合应用到平面化和小型化的器件中<sup>[16]</sup>.

尽管在设计超表面时可以采用不同材质、结构等,但是基于超表面产生涡旋光束的设计原则通常只有一个,即如何在光场中引入与方位角有关的螺旋相位.因此,其设计类型分为两种:一种设计是独立于入射光束的偏振状态,即通过改变超表面单元的几何结构调节其谐振频率,使发射单元的相移随着频率的变化而改变.这些超表面的几何参数经过优化后,可以使一系列不同结构单元之间产生  $2\pi$  的相位覆盖.这种超表面产生的涡旋光束与入射光束的偏振态无关,主要代表是 N. F. Yu 等<sup>[17]</sup>设计的 V 型相位天线, Y. Yang 等<sup>[18]</sup>在超薄银膜上设计的方砖形硅柱等.另一种设计则是依赖于入射光束的偏振状态,并基于自旋角动量(Spin Angular Momentum, SAM)与 OAM 之间的耦合转换,即几何相位超表面<sup>[19]</sup>.基于此,本文回顾了近年来国内外基于几何相位超表面产生涡旋光束的研究进展,以期研究人员进一步开展超表面产生涡旋光束的相关研究提供参考.

## 1 几何相位原理

当圆偏振光束经过非均匀各向异性介质

后,会发生偏振态正交转换,这一过程导致 SAM 有一个  $\pm 2\hbar$  的变化. 根据动量守恒定律, 输出光束载有的 OAM 也必须有一个  $\mp 2\hbar$  的相应变化. 因此,当超表面由各向异性结构单元组成时,出射光束会附加一个  $\exp(\pm i2\varphi)$  相位变化. 由于相位是通过改变光束的偏振态获得,故又称几何相位,这种类型的超表面也称几何相位超表面,是由 S. Pancharatnam<sup>[20]</sup> 和 M. Berry<sup>[21]</sup> 共同发现并以其名字命名,因此也称为 Pancharatnam-Berry (PB) 相位. 与第一种独立于入射光束的偏振状态方案不同的是,几何相位超表面对入射光束的偏振态有一定要求,需要圆偏振态的入射光束. 由于其相位响应与入射光的波长无关,因此可以实现超表面无色散功能;同时,几何相位超表面的设计和加工都相对简单,这些优势使其更适应集成光学的发展要求.

利用 Poincare 球表征光的偏振态是一种有效描述光束偏振态的方法<sup>[22]</sup>. 光的偏振态可以通过 Stocks 参数 ( $S_0, S_1, S_2, S_3$ ) 来表征,其中  $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ . 因此,可以基于坐标  $\mathbf{S} = S_n/S_0$ , 其中  $n = 1, 2, 3$  构建 Poincare 球, Poincare 球表面上每一点都对应一个特定的偏振态. 图 1 为 Poincare 球上偏振态的演化过程,其中,球表面上上下两个极点表示左右旋圆偏振态,赤道上的点表示线偏振态,赤道与极点之间的各点表示椭圆偏振态,路线表示偏振态在 Poincare 球上的一个演变,几何相位  $\Phi_B$  数值上等于该路线所包围立体角  $\Omega$  的一半. 因此,通过改变光束的偏振态可以控制光束的相位信息,而这种调控光束相位的方式也引起了许多研究人员的关注. 早在 2002 年, E. Hasman 等<sup>[23-26]</sup> 就通过设计亚波长偏振光栅实现了几何相位的获取. 其中,左右旋圆偏振分量都获得了一个几何相位,并且几何相位角是偏振光栅旋转方位角的  $\pm 2$  倍.

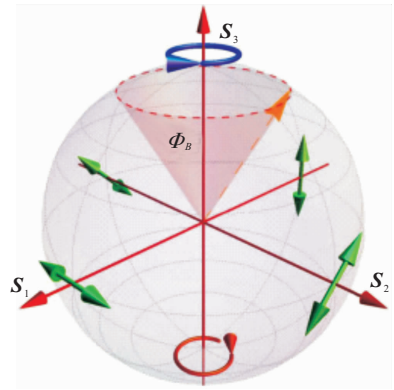


图 1 Poincare 球上偏振态的演化过程

Fig. 1 Evolution of the polarization based on Poincare sphere

将每一个超表面单元作为一个光学器件, 其 Jones 矩阵可表示为

$$\mathbf{J}(\theta) = \mathbf{R}(-\theta)\mathbf{J}\mathbf{R}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}$$

其中,  $J_{xy}$  表示在入射光束  $x$  偏振分量的垂直入射下, 透射光束  $y$  偏振分量的幅值;  $\mathbf{R}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}$  为坐标旋转矩阵, 表示新的参考坐标系是以旧坐标系  $z$  轴为旋转轴, 逆时针旋转  $\theta$  得到.

当入射光为圆偏振光束时, 其左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的 Jones 矢量分别为  $\mathbf{E}_{LCP} = \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$  和  $\mathbf{E}_{RCP} = \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$ , 垂直入射超表面单元, 即  $J_{xy} = J_{yx} = 0$  时, 其出射光为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{out}^L = \mathbf{J}(\theta)\mathbf{E}_{LCP} = \frac{1}{2}(J_{xx} + J_{yy})\begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} + \frac{1}{2}(J_{yy} - J_{xx})e^{i2\theta}\begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \\ \mathbf{E}_{out}^R = \mathbf{J}(\theta)\mathbf{E}_{RCP} = \frac{1}{2}(J_{xx} + J_{yy})\begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} + \frac{1}{2}(J_{yy} - J_{xx})e^{-i2\theta}\begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \end{cases} \quad (1)$$

其中,  $\mathbf{E}_{out}^{L(R)}$  表示入射光的偏振态为左(右)旋圆偏振时对应的出射光. 从式①可以看出, 出射光

中与入射偏振方向相反的分量携带一个  $\pm 2\theta$  额外相位,这个相位称为几何相位.当设置系数  $J_{xx} = -J_{yy}$  时,如果不考虑光学损耗,该光学器件相当于一个理想半波片.

从以上结果可以得出,根据几何相位理论,通过旋转超表面单元的方位角  $\theta(0 \sim \pi)$ ,可以实现输出光束从  $0 \sim 2\pi$  的全相位调控.由于圆偏振光束具有对称性,通常将圆偏振光作为入射光束来降低入射干扰.同时,由于几何相位本身并不依赖于入射光的频率,因此,基于此原理设计的超表面具有宽带性能.

## 2 不同类型几何相位超表面产生涡旋光束的研究

国内外研究人员基于几何相位理论,针对不同材质设计了不同类型的超表面.对于等离子体超表面,发射器通常由圆柱型、L型、开口环型金属天线组成,或者在金属薄膜表面上刻蚀矩形或椭圆形孔.对于全介质超表面,发射器通常设计为圆柱型的谐振腔.当工作方式反射式时,通常将金属超表面设计为多层,类似金属间隙结构.同时,时域有限差分法<sup>[27]</sup>、有限元法<sup>[28]</sup>等不同仿真工具的运用,不仅有助于理解超表

面的工作机理,也加快了超表面的开发速度.

### 2.1 等离子体超表面

等离子体超表面作为金属超材料的二维结构,具有设计简单、易于制造、工作带宽大、在近红外波段的损耗相对较低等特点,引起研究人员的广泛关注.2012年,M. Kang等<sup>[29]</sup>通过数值模拟了等离子体超表面实现光束调制的过程.在金属薄膜表面上刻蚀旋转对称分布的矩形方形孔,控制入射波长约为矩形孔尺寸的1.8倍,经过圆偏振光束入射后,透射光束引入几何相位,变成了拓扑荷为  $\pm 1$  的涡旋光束,如图2a)所示.2013年,Z. Zhao等<sup>[30]</sup>设计了一款可以作为宽带涡旋光束发射器的超表面,如图2b)所示.该超表面是由刻蚀在金薄膜上的矩形孔组成,84个矩形孔呈两个环形分布,其半径分别为  $r_0$  和  $r_1$ .每个矩形孔的旋转角度为  $\alpha(\varphi)$ ,工作波长在近红外  $1.0 \sim 2.5 \mu\text{m}$  波段,通过改变矩形孔的旋转方向可以加载与旋转角度呈2倍线性关系的几何相位,产生拓扑荷从  $-3$  到  $+3$  的涡旋光束.

L. L. Huang等<sup>[31]</sup>设计和制造了由金纳米棒和玻璃衬底组成的单层超表面结构,工作波长在可见光-近红外波段.图3为纳米棒组成的

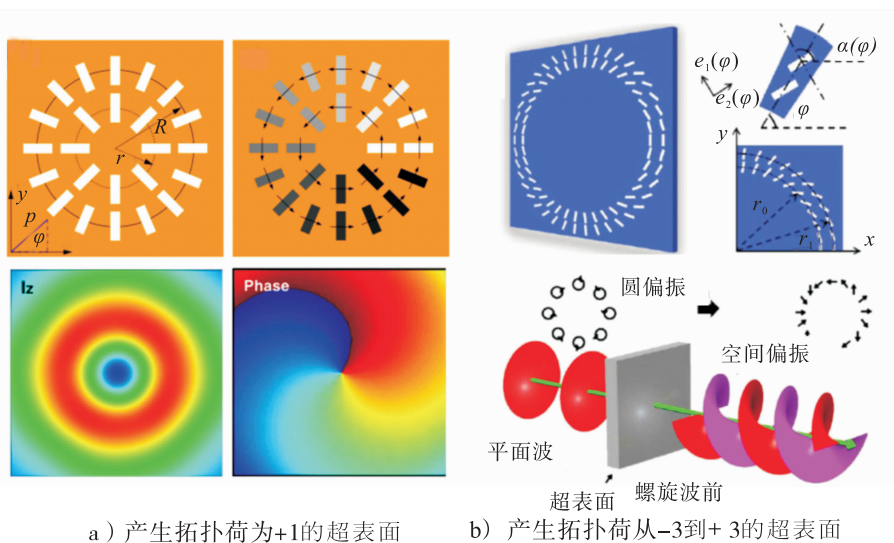


图2 矩形孔组成的等离子体超表面示意图<sup>[29-30]</sup>

Fig.2 Diagram of the plasmonic metasurface composed of rectangle apertures<sup>[29-30]</sup>

超表面示意图. 由图 3 可以看出, 每个纳米棒尺寸为  $200 \text{ nm} \times 40 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$ , 并按照  $\alpha(\varphi) = 0.5\varphi + \alpha_0$  进行旋转排列. 在圆偏振光束入射条件下, 纳米棒相当于亚波长偶极子天线, 当纳米棒旋转度数从  $0^\circ$  到  $180^\circ$  时, 透射光束中与入射偏振正交的圆偏振分量的相位与纳米棒的旋转角度呈  $\pm 2$  倍的线性关系, 从而获得  $0 \sim 2\pi$  的几何相位, 产生拓扑荷为  $\pm 1$  的 OAM 光束.

2014 年, E. Karimi 等<sup>[32]</sup> 设计和制造了 L 型金属超表面, 如图 4 所示. 由图 4 可以看出, L 型结构单元材质为金, 长度为  $209 \text{ nm}$ , 宽度为  $82 \text{ nm}$ , 单元栅格周期为  $375 \text{ nm}$ , 可以作为亚波长结构的双折射器件, 圆周旋转分布在氧化亚锡和玻璃组成的基质材料上, 同样基于几何相

位原理, 可以实现透射圆偏振正交分量  $2\pi$  相移; 波长为  $780 \text{ nm}$  的圆偏振光垂直入射该结构时, 可以产生拓扑荷为  $\pm 2$  的涡旋光束. 实验结果证实了设计的超表面具有产生涡旋光束的功能, 同时也验证了光子的角动量守恒, 通过该超表面实现了 SAM-OAM 转换.

### 2.2 全介质超表面

在可见光 - 近红外波段, 由于金属的欧姆损耗较大, 导致其光学效率较低, 限制了其进一步发展<sup>[33]</sup>. 随着相关研究的进一步开展, 研究人员发现可以将半导体材料作为超表面的构建材料, 与金属相比, 半导体材料在某些波段吸收损耗较低, 传输效率较高, 表现出优异的光学性能<sup>[34]</sup>. 2017 年, R. C. Devlin 等<sup>[35]</sup> 设计了透射式

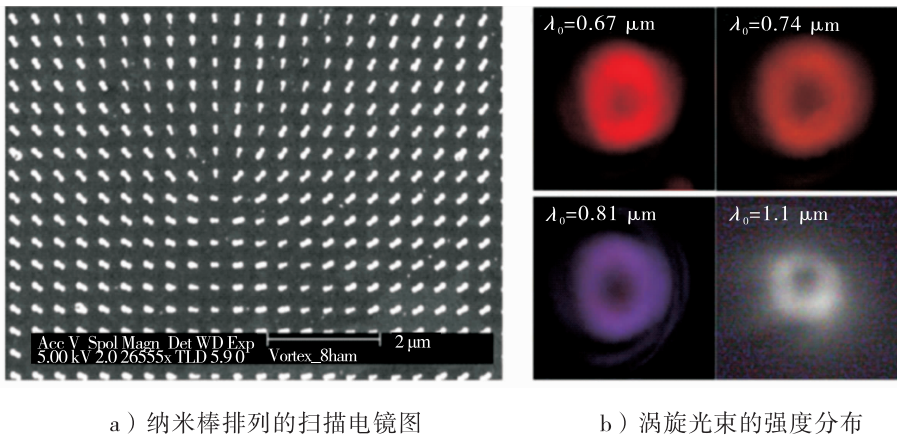


图 3 纳米棒组成的超表面示意图<sup>[31]</sup>

Fig. 3 Diagram of the metasurface composed of the nanorods<sup>[31]</sup>

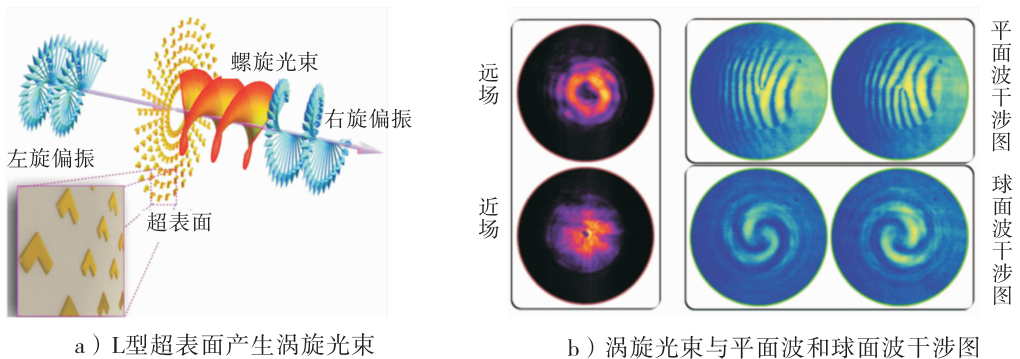


图 4 L 型天线组成的超表面示意图<sup>[32]</sup>

Fig. 4 Schematic of the metasurface composed of the L-shaped antennas<sup>[32]</sup>

全介质超表面,它由  $\text{TiO}_2$  纳米柱和 Glass 衬底构成,其中  $\text{TiO}_2$  纳米柱的长宽高为  $250 \text{ nm} \times 90 \text{ nm} \times 600 \text{ nm}$ ,两个纳米柱的径向距离为  $325 \text{ nm}$ ,如图 5a)所示,每个纳米柱可以作为半波片使用.该超表面工作波长为可见光波段,当每个纳米柱的旋转角度为  $\alpha = q\varphi + \alpha_0$ ,基于几何相位原理可以实现高效的 SAM-OAM 转换.当圆偏振光束垂直入射时,通过改变  $q$  值,可以产生拓扑荷为  $\pm 2q$  的涡旋光束.同时,涡旋光束与平面波和球面波的干涉图(见图 5b)和 c))也验证了涡旋光束的拓扑荷.

### 2.3 金属间隙型超表面

由于金属在中红外波长以上甚至到微波波段可以近似作为理想电导体,因此将金属作为超表面的反射层可以有效提高产生涡旋光束的效率. M. L. Chen 等<sup>[36]</sup>设计了由理想电导体(PEC)和理想磁导体(PMC)组成的复合式超表面,该超表面由两个电介质层和一个接地层组成,电介质层顶端和中间由金属带和金属片

构成,其结构参数如图 6 所示:发射单元周期  $p = 7 \text{ mm}$ ,两个电介质层的厚度分别为  $d_1 = 2 \text{ mm}$ ,  $d_2 = 3 \text{ mm}$ ,介电常数  $\epsilon_r = 2.2$ ,金属带的宽度和间隔分别为  $t = 1 \text{ mm}$ ,  $g = 2.5 \text{ mm}$ ,方形金属片的边长  $a = 6 \text{ mm}$ ,金属柱的半径  $r = 0.25 \text{ mm}$ ,高度  $d_1 = 2 \text{ mm}$ .其中,作为 PEC 的顶层金属带,可以实现  $x$  方向偏振光的全反射,并使反射光束附加  $\pi$  相移,同时可以实现  $y$  方向偏振光的完全透射.位于中间层的金属片与接地层通过圆柱导体连接形成类似蘑菇型的高阻表面,其作为 PMC 可实现  $y$  方向偏振光的全反射.将超表面的金属带沿方位角排列而金属片方向保持不变,基于几何相位理论,在共振频率为  $6.2 \text{ GHz}$  处,几乎可以完全将圆偏振入射光转换为拓扑荷为  $\pm 2$  的涡旋光束.

笔者所在课题组在该领域也开展了相关研究<sup>[37-38]</sup>,并在 2020 年设计了一种新型的金属间隙型超表面<sup>[39]</sup>,如图 7 所示.该超表面由结构单元构成  $11 \times 11$  阵列分布.每个结构单元包

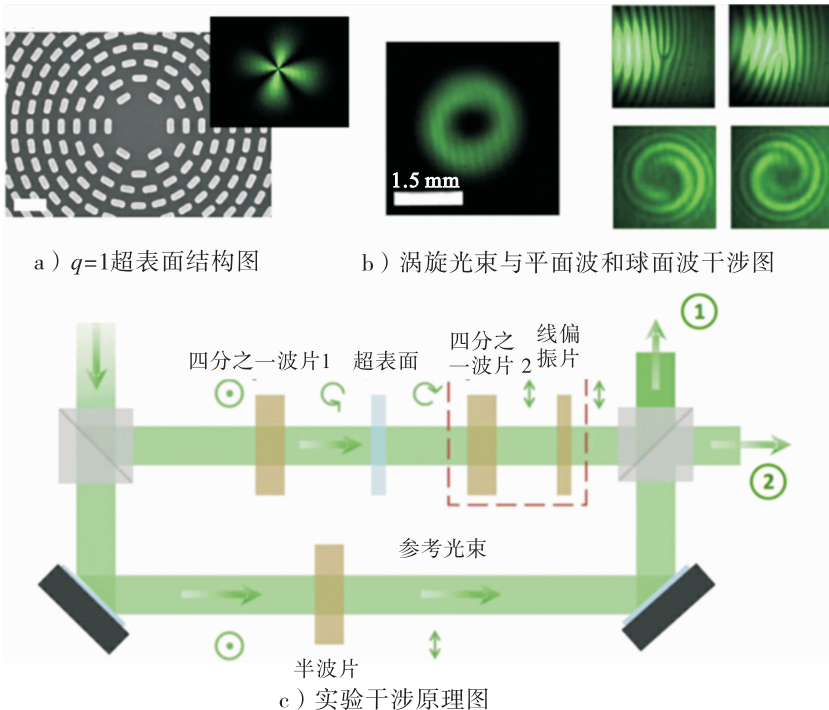


图 5  $\text{TiO}_2$  超表面产生涡旋光束原理图<sup>[35]</sup>

Fig. 5 Schematic of the metasurface composed of the  $\text{TiO}_2$  antennas for vortex beam generation<sup>[35]</sup>

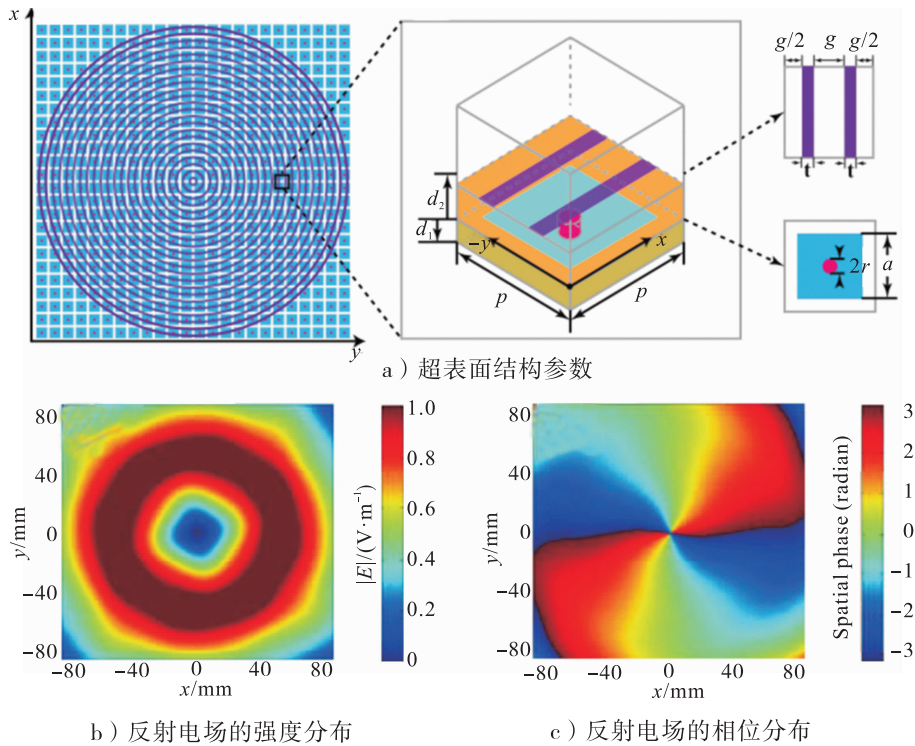


图6 由 PEC 和 PMC 组成的超表面产生涡旋光束原理图<sup>[36]</sup>

Fig.6 Schematic of the PEC-PMC anisotropic metasurface for vortex beam generation<sup>[36]</sup>

含 3 层结构,顶层由两个椭圆形的银纳米柱组成 L 型发射天线,中介质层为 SiO<sub>2</sub>,底层为银薄膜.其中,椭圆形纳米柱的长轴和短轴半径分别为  $r_1 = 400 \text{ nm}$  和  $r_2 = 100 \text{ nm}$ ,高度为  $h_1 = 120 \text{ nm}$ ,栅格周期为  $p = 1400 \text{ nm}$ ,SiO<sub>2</sub> 介质层厚度  $h_2 = 460 \text{ nm}$ ,底层银薄膜厚度为  $h_3 = 120 \text{ nm}$ .该器件的工作波长为近红外 - 中红外波段 ( $2.7 \sim 4.2 \text{ }\mu\text{m}$ ),工作方式为反射式.对于圆偏振光和线偏振光入射,该超表面可以作为宽频、无色差的半波片,其偏振转化率约为 85%.对于圆偏振光垂直入射,基于几何相位理论,将设计单元按方位角旋转后,超表面可以产生拓扑荷为  $\pm 1$  宽频、无色差的涡旋光束.在整个波段内,涡旋光束的模式纯度大于 80%.

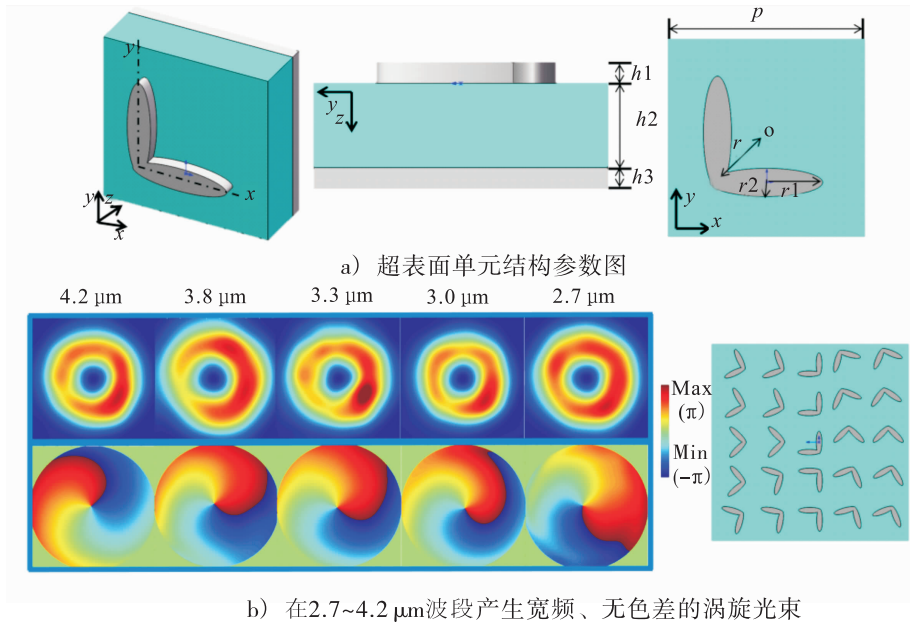
### 2.4 多功能超表面

以上基于几何相位理论设计的超表面虽然均可产生涡旋光束,但其功能较单一,为了扩大其应用范围,研究人员在此基础上进一步进行

优化设计,使其除了可以作为涡旋光束转换器外,还可实现其他功能.作为具有双功能的超表面器件,可以简化光学系统,减少光路中器件的使用,增加系统效率,为超表面的应用开辟了新的空间.2017年,L. X. Yang 等<sup>[40]</sup>将相位梯度引入几何相位超表面的设计中,产生了类似 Dammann 光栅的结构.该超表面是由在厚度为 100 nm 的金属薄膜上刻蚀的纳米缝组成,每个纳米缝的长、宽、周长分别为 360 nm、180 nm 和 500 nm,作为衍射光栅产生 OAM 光束的透射分布函数为

$$t(r, \varphi) = \sum_m A_m e^{j(l_m \varphi + k_{xm}x + k_{ym}y)}$$

其中,  $r$  代表径向位置;  $\varphi$  代表方位角位置;  $A_m$  代表第  $m$  光束的权重系数;  $l_m$  代表对应的 OAM 拓扑荷;  $k_{xm}$ 、 $k_{ym}$  分别代表第  $m$  光束在  $x$ 、 $y$  方向的波数.优化超表面结构,即设置每个纳米缝的旋转角度为变化的方位角与沿  $x$  和  $y$  方向梯度角度的叠加.在可见光波段,该器件可以将不同入

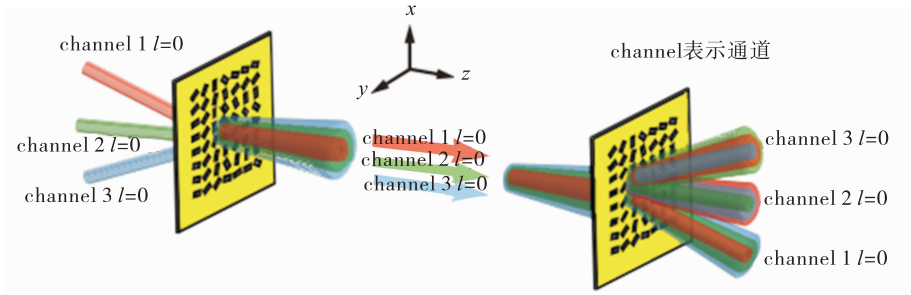
图 7 金属间隙型超表面产生涡旋光束原理图<sup>[39]</sup>Fig. 7 Schematic of the Gap-Plasmon metasurface for vortex beam generation<sup>[39]</sup>

射方向的高斯光束转换为载有不同拓扑荷的涡旋光束并同轴传输,同时,也可以将同轴传输的涡旋光束转换为具有不同折射角度的高斯光束.该超表面作为双功能超表面,能够同时产生和检测涡旋光束,可作为 OAM 复用和解复用器件应用在光通信领域,如图 8a) 所示.

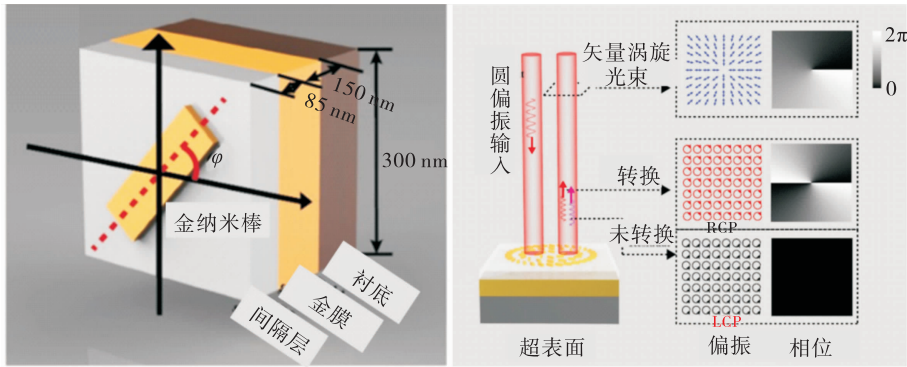
F. Yue 等<sup>[41]</sup>设计了反射式金属超表面,该超表面可以同时产生矢量涡旋光束和标量涡旋光束,如图 8b) 所示.其单元结构从上到下由金纳米棒、 $\text{SiO}_2$  介质层和金膜底层组成,形成金属-绝缘层-金属结构 (Metal-Insulator-Metal, MIM),并在衬底材料上排列成多环圆周阵列方向<sup>[41]</sup>.其中,纳米棒的尺寸为  $200 \text{ nm} \times 90 \text{ nm} \times 30 \text{ nm}$ , $\text{SiO}_2$  介质层和金膜底层厚度分别为  $80 \text{ nm}$  和  $150 \text{ nm}$ .器件的工作波长为可见光,基于几何相位理论,当圆偏振光束垂直照射时,可以产生拓扑荷为  $\pm 2$  的标量涡旋光束,同时,标量涡旋光束继续传输并与反射光束中未发生偏振转换的分量叠加,可以产生拓扑荷为  $\pm 1$  的矢量涡旋光束.

### 3 结语

本文从等离子体超表面、全介质超表面、金属间隙型超表面、多功能超表面 4 种设计类型出发,对近年来基于几何相位超表面生成涡旋光束的研究成果进行综述,发现,这些超表面通过 SAM-OAM 耦合转换附加的几何相位实现波前操纵,与其他类型超表面产生涡旋光束的方式相比,基于几何相位的超表面对于入射光束的偏振态有严格要求,即圆偏振态,在实际使用时要进行偏振态的调制,这限制了其应用范围,但这些超表面在操控 OAM 过程中具有很高的灵活性;其相位响应与入射光的波长无关,具有无色散的特性;该类型超表面还具有宽带性能和良好的制造容差,设计和加工都相对简单.更重要的是,它们由单一功能向多功能发展,除了 OAM 的产生外,还可以用于实现分束、复用和解复用、矢量光束产生等操作.超表面构建材料也由金属向半导体材料转换,从而使光学损耗大幅降低.可以预见,未来用于产生涡旋光束的超表面将会向着低损耗、宽频段、可调控、易加



a) 超表面作为OAM复用和解复用器件



b) 金属间隙型超表面转换矢量和标量涡旋光束

图8 双功能超表面示意图<sup>[40-41]</sup>

Fig. 8 Schematic of the metasurface with dual functions<sup>[40-41]</sup>

工、多功能等方向发展,而且随着微纳加工技术的日趋成熟,基于几何相位的超表面在被广泛应用于集成光学领域,如光通信、量子信息计算等方面具有更明显的优势。

参考文献:

[1] WANG J. Advances in communications using optical vortices [J]. *Photonics Research*, 2016, 4 (5):19.

[2] GRIER D G. A revolution in optical manipulation[J]. *Nature*, 2003, 424(6950):810.

[3] TAMBURINI F, ANZOLIN G, UMBRIACO G, et al. Overcoming the rayleigh criterion limit with optical vortices [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(16):163903.

[4] WANG J, YANG J Y, FAZAL I M, et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing [J]. *Nature*

*Photonics*, 2012, 6(7):488.

[5] BOZINOVIC N, YUE Y, REN Y X, et al. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers [J]. *Science*, 2013, 340:1545.

[6] HARWIT M. Photon orbital angular momentum in astrophysics [J]. *The Astrophysical Journal*, 2003, 597(2):1266.

[7] FICKLER R, CAMPBELL G, BUCHLER B, et al. Quantum entanglement of angular momentum states with quantum numbers up to 10 010 [J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2016, 113(48):13642.

[8] ALLEN L, WOERDMAN J P. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes [J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11):5.

[9] HECKENBERG N R, MCDUFF R, SMITH C P, et al. Generation of optical phase singularities by

- computer-generated holograms [J]. *Optics Letters*, 1992, 17(3):221.
- [10] MARRUCCI L, KARIMI E, SLUSSARENKO S, et al. Spin-to-orbital conversion of the angular momentum of light and its classical and quantum applications[J]. *Journal of Optics*, 2011, 13(6):064001.
- [11] SHU W X, LING X H, FU X Q, et al. Polarization evolution of vector beams generated by qplates[J]. *Photonics Research*, 2017, 5(2):64.
- [12] BEIJERSBERGEN M W, COERWINKEL R P C, KRISTENSEN M, et al. Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate [J]. *Optics Communications*, 1994, 112:321.
- [13] SUN S L, HE Q, HAO J M, et al. Electromagnetic metasurfaces physics and applications [J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2019, 11(2):380.
- [14] HSIAO H H, CHENG H C, and TSAI D P. Fundamentals and applications of metasurfaces[J]. *Small Methods*, 2017, 1(4):1600064.
- [15] 张鹏程, 温秋玲, 姜峰, 等. 纳米孔阵列加工技术研究进展[J]. *机械工程学报*, 2020, 56(9):237.
- [16] GENEVET P, CAPASSO F, AIETA F, et al. Recent advances in planar optics: from plasmonic to dielectric metasurfaces[J]. *Optica*, 2017, 4(1):139.
- [17] 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.
- [18] YANG Y, WANG W, MOITRA P, et al. Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation [J]. *Nano Letters*, 2014, 14(3):1394.
- [19] CHEN M, JIANG L, SHA W. Orbital angular momentum generation and detection by geometric-phase based metasurfaces [J]. *Applied Sciences*, 2018, 8(3):362.
- [20] PANCHARATNAM S. Generalized theory of interference, and its applications [J]. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences-Section A*, 1956, 44:247.
- [21] BERRY M, DENNIS M. Polarization singularities in isotropic random vector waves [J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2001, 457(2005):141.
- [22] POINCARÉ H, MAGINI R. Les méthodes nouvelles de la mécanique céleste [J]. *Il Nuovo Cimento* 1892, 10(1):128.
- [23] HASMAN E, BOMZON Z E, 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.
- [24] BOMZON Z, KLEINER V, HASMAN E. Pancharatnam-Berry phase in space-variant polarization-state manipulations with subwavelength gratings [J]. *Optics Letters*, 2001, 26(18):1424.
- [25] 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.
- [26] 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.
- [27] YEE K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media [J]. *IEEE Transactions on Antennas & Propagation*, 1966, 14:302.

- [28] STRANG B G, FIX G. An analysis of the finite element method[M]. 2nd Edition. Upper Saddle River: Prentice-Hall, 1973.
- [29] KANG M, CHEN J, WANG X L, et al. Twisted vector field from an inhomogeneous and anisotropic metamaterial[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2012, 29(4): 572.
- [30] ZHAO Z, WANG J, LI S, et al. Metamaterials-based broadband generation of orbital angular momentum carrying vector beams[J]. Optics Letters, 2013, 38(6): 932.
- [31] HUANG L L, CHEN X, MUHLENBERND H, et al. Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation[J]. Nano Letters, 2012, 12(11): 5750.
- [32] KARIMI E, SCHULZ S A, LEON I D, et al. Generating optical orbital angular momentum at visible wavelengths using a plasmonic metasurface[J]. Light Science & Applications, 2014, 3(5): 2074.
- [33] MEINZER N, BARNES W L, HOOPER I R. Plasmonic meta-atoms and metasurfaces[J]. Nature Photonics, 2014, 8(12): 889.
- [34] JAHANI S, JACOB Z. All-dielectric metamaterials[J]. Nature Nanotechnology, 2016, 11(1): 23.
- [35] DEVLIN R C, AMBROSIO A, WINTZ D, et al. Spin-to-orbital angular momentum conversion in dielectric metasurfaces[J]. Optics Express, 2017, 25(1): 377.
- [36] CHEN M L, JIANG L J, SHA W. Artificial perfect electric conductor-perfect magnetic conductor anisotropic metasurface for generating orbital angular momentum of microwave with nearly perfect conversion efficiency[J]. Journal of Applied Physics, 2016, 119(6): 033126.
- [37] ZHANG X D, KONG D P, LI S Q, et al. Generation of vortex beams with multi topological charges, high purity and operating on broadband using a simple silver metasurface[J]. Optik, 2018, 175: 319.
- [38] ZHANG X D, KONG D P, YUAN Y, et al. A single gold metasurface design capable of generating vortex beams with different topological charges[J]. Optoelectronics and Advanced Materials-rapid Communications, 2019, 13: 580.
- [39] ZHANG X D, KONG D P, YUAN Y, et al. Broadband and dispersion-free reflective silver metasurfaces as half-wave plate and vortex-beam generator[J]. Optics Communications, 2020, 465: 125561.
- [40] YANG L X, CHEN L W, PU M B, et al. Orbital angular momentum multiplexing and demultiplexing by a single metasurface[J]. Advanced Optical Materials, 2017, 5(2): 1.
- [41] YUE F, WEN D, XIN J, et al. Vector vortex beam generation with a single plasmonic metasurface[J]. ACS Photonics, 2016, 3(9): 1558.