基于双极化编码超表面生成的双模式轨道角动量*

韩俊杰[1)2)] 钱思贤[1)2)] 朱传名[1)2)] 黄志祥[1)2)†] 任信钢[1)2)] 程光尚[1)2)]

1) (安徽大学电子信息工程学院, 合肥 230601)

2) (安徽大学, 信息材料与智能感知安徽省实验室, 合肥 230601)

(2023 年 3 月 26 日收到; 2023 年 5 月 4 日收到修改稿)

本文提出了一个超薄的 4-bit 双极化编码超表面, 通过正交线极化波的独立操控来实现双模式涡旋波束的生成. 提出的超表面从顶至下依次由“H”形的金属贴片、介质基板层和金属接地层组成. 为了证明所提出的概念, 设计并制造了一个编码超表面. 制造的编码超表面, 在正交线极化波的入射下被设计为携带不同拓扑荷的涡旋波束, 工作中心频率为 24.0 GHz. 实验测试结果表明, 理论设计与仿真结果吻合, 从而证实了所提出的 4-bit 双极化编码超表面具有生成双模式涡旋波束的能力. 这种超薄双模式涡旋生成器有着广泛的应用前景, 特别是在图像和微波领域的无线通信系统中.

关键词: 双极化, 涡旋波束, 编码超表面

PACS: 81.05.Xj, 07.05.Tp, 03.65.Vf, 74.25.Uv **DOI:** 10.7498/aps.72.20230457

1 引 言

角动量作为电磁波的一种自然性质, 于 1992 年被发现[1], 其包括自旋角动量 (spin angular momentum, SAM) 和轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM). 与 SAM 相比, 载波 OAM 具有涡旋相位 $\exp(\mathrm{i}l\theta)$, 其中 l 是拓扑电荷, θ 是方位角. 拓扑电荷 l 可以取任何整数值, 它们相互正交且独立. 因此, 为了实现高频谱效率和通信容量[2,3], 不同 OAM 的涡旋波束已应用于粒子操控、信息传输、光学成像、光刻技术和量子通信等领域[4–9]. Thidé 等[2] 首次于 2007 年提出涡旋波束可以由相控阵天线产生, 敲开了将 OAM 应用在射频领域的大门. 在 2011 年, Tamburini 等[3] 在实验室中生成和检测了涡旋波束, 确认了涡旋波束用于无线通信的可行性和有效性. 2012 年, Tamburini 等[10] 提出了一种基于 OAM 的无线通信系统, 通讯距离为 442 m, 此后 OAM 涡旋波束进一步应用于毫米波领域.

需要指出的是, 早期 OAM 涡旋波束的产生和调控主要为涡旋相位板[3]、反射型涡旋抛物面天线[11]、全息衍射波栅[12]、以及天线阵列[2,13] 等. 然而这些电磁器件都具有结构复杂和难以集成化等缺点, 很大程度上限制了其发展应用. 为了克服传统器件产生 OAM 涡旋波束的缺点, 研究人员将重心放在了超表面上. 超表面能在亚波长尺度内灵活调控波的各种属性, 为 OAM 涡旋波束的生成、调控系统的小型化和集成化提供了重要解决方案. 随着信息技术的发展, 涡旋波束被应用于复用通信, 利用携带 OAM 涡旋波束的无线维度特点, 实现高维度 OAM 复用通信系统, 突破了频谱资源溃乏的限制. 为了在同一器件上实现不同功能, 双功能和多功能编码超表面被提出并进行了验证. 一般而言, 对于 OAM 模式的多路复用有几种常见技术, 如多频带[14]、方向[15] 和极化[16] 等[17,18]. 2018 年,

* 国家自然科学基金 (批准号: 61901002, 61971001, U20A20164, 61801299)、安徽省自然科学基金 (批准号: 1908085QF258) 和安徽省高校协同创新项目 (批准号: GXXT-2020-050, GXXT-2020-051, GXXT-2021-027, GXXT-2020-037) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zxhuang@ahu.edu.cn

Meng 等[14]提出了用于产生双波束的双波段反射阵列, 以承载在不同频带运行的两种不同 OAM 拓扑电荷. 同年, Meng[15]提出了一种各向异性超表面, 用于在不同方向上产生具有不同 OAM 模式的多波束天线. 2016 年, Yu 等[16]提出了一种反射型超表面, 可以产生双极化和双模式的 OAM 涡旋波束. 然而, 基板和金属地面之间的空气层设计增加了系统安装和集成的难度. 尽管其可以产生涡旋波束[19–21], 但其制造的器件大都剖面高、成本高和较难与现代设备集成, 且大都只能实现低级别的 OAM 态的控制和调节.

本文基于此设计了一种由正交极化控制的 4-bit 双极化编码超表面, 可生成由低阶到高阶 OAM 涡旋波束. 该结构具有效率高、厚度超薄、使用单层衬底且和金属地面之间没有空气间隙, 在制造、安装和集成方面具有更多优势. 需要指出, 4-bit 双极化编码超表面可以实现更高级别的 OAM 态的控制和调节, 从而可以实现更高维度的编码和信息传输. 相比之下, 低比特编码超表面只能实现低级别的 OAM 态的控制和调节, 限制了编码和信息传输的维度和复杂度. 因此, 所设计的 4-bit 编码超表面具有更高的电磁波控制自由度和更灵活的调节能力, 可以实现更高级别的 OAM 态的控制和调节, 从而具有更大的优势和潜力. 所提出的单元和超表面的设计方法可以扩展到更高的频率, 例如毫米波、太赫兹和可见波频率区域, 也可以应用于透射型超表面.

2 理论分析

针对反射型相位超表面的特点, 图 1(a) 为对应的示意图, 由图案层、中间介质层和底层金属地板组成, 中间介质层的介电常数磁导率分别为 ε_2 和 μ_2. 同时将各层中沿正方向和反方向的电场分量分别表示为 A_i 和 B_i, 超表面等效导纳为 $Y_{\rm s}$, 对应的边界条件可由 (1) 式表示:

$$\begin{cases} A_1 + B_1 = A_2 + B_2, \\ Y_1(A_1 - B_1) = Y_2(A_2 - B_2) + Y_{\rm s}(A_2 + B_2), \end{cases} \tag{1}$$

其中, Y_1, Y_2 分别为入射介质和出射介质的等效导纳. $Y_2 = \sqrt{\varepsilon_2}Y_0$ 为介质层的导纳, $Y_0 = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} = 1/377$ S 为自由空间的导纳. 当电磁波从自由空间入射时, 由 $Y_1 = Y_0$, 对应的超表面的反射相位由 (2) 式表述:

$$\varphi_{\rm r} = \arg\left(\frac{B_1}{A_1}\right) = \arg\left[\frac{(1-\sqrt{\varepsilon_2}-Y_{\rm s}/Y_0)-(1+\sqrt{\varepsilon_2}-Y_{\rm s}/Y_0){\rm e}^{2{\rm i}kd}}{(1+\sqrt{\varepsilon_2}+Y_{\rm s}/Y_0)-(1-\sqrt{\varepsilon_2}+Y_{\rm s}/Y_0){\rm e}^{2{\rm i}kd}}\right], \tag{2}$$

其中, k 为介质层的波矢, d 为中间介质层的厚度. 为了对反射式超表面相位调控原理进行进一步解析, 下面对“H”形超表面单元结构分析. 图 1(b) 为其对应的单元结构顶部视图, 由顶至下分别对应超表面图案层、中间介质层、金属地板层. 当 x 极化的电磁波沿 $-z$ 方向垂直入射到超表面, 由等效电路理论, 在“H”的两个金属横臂之间形成等效电容 C 和 L, 由此可将该结构等效为并联 LC 电路, 对应的表面阻抗可表示为 Z_{xs}. 而当电场方向为 y 方向时, 同理有 Z_{ys}. 因此可通过改变“H”形结构参数, 进而改变超表面的等效阻抗 $Z_{\rm s}$. 值得一提的是, 由于金属反射面的存在, 这种反射式超表面在改变结构几何参数的过程中, 其反射电磁波的振幅基本不变. 在金属损耗可忽略的情况下, 反射效率接近 100%.

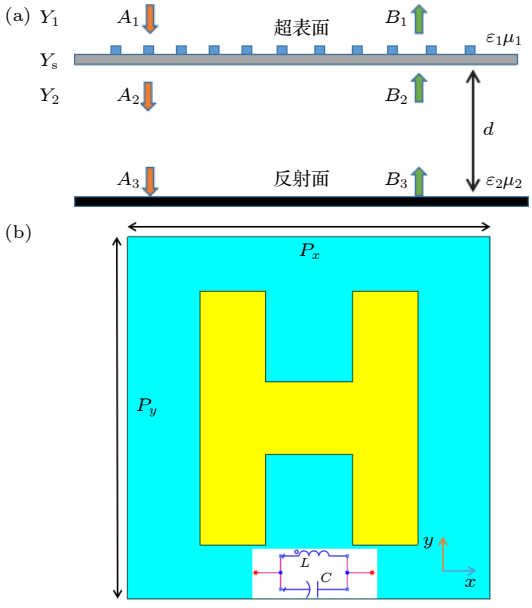

图 1 (a) 反射型超表面等效电路模型; (b) 亚波长结构及等效电路模型

Fig. 1. Schematic of the equivalent circuit for (a) reflective metasurface and (b) subwavelength structure.

3 单元结构仿真结果与分析

双极化相对于单极化编码超表面而言, 由于组成超表面的每个单元结构都需在 x 和 y 极化波入

射下表现独立的反射相位响应, 因此其主要由各向同性和各向异性两类单元结构组成. 各向异性编码超表面的反射系数可由张量 $\bar{\boldsymbol{R}}_{ij}$ 表示如下:

$$\bar{\boldsymbol{R}}_{ij} = \begin{bmatrix} \hat{x}R_{ij}^{x} & 0 \\ 0 & \hat{y}R_{ij}^{y} \end{bmatrix}. \tag{3}$$

在一组相互正交的 x 和 y 极化波入射下, (3) 式中 R_{ij}^{x} 和 R_{ij}^{y} 为各向异性编码单元 (i, j) 的反射系数, 如果 $R_{ij}^{x} = R_{ij}^{y}$, (3) 式则表示各向同性编码单元的反射系数. 图 2(a) 中的“H”形单元结构, 可由如下 4 个参数表示, 即高度 h_1 和 h_2, 宽度 w_1 和 w_2. 在 x 和 y 极化波入射下, 通过调节上述 4 个参数可以获得预期的反射相位. 值得注意的是, 图 2(a) 单元周期 $p = 5$ mm, 背面采用全金属覆盖, 其反射幅度全都接近 100%. 该单元的介质层选用 F4 B ($\varepsilon_{\rm r} = 2.65, \tan\delta = 0.001$), 厚度 $d = 0.4$ mm, “H”形铜贴片 (电导率为 5.96×10^7 S/m) 层和反射层的厚度 t 均为 0.018 mm, 如图 2(b) 所示.

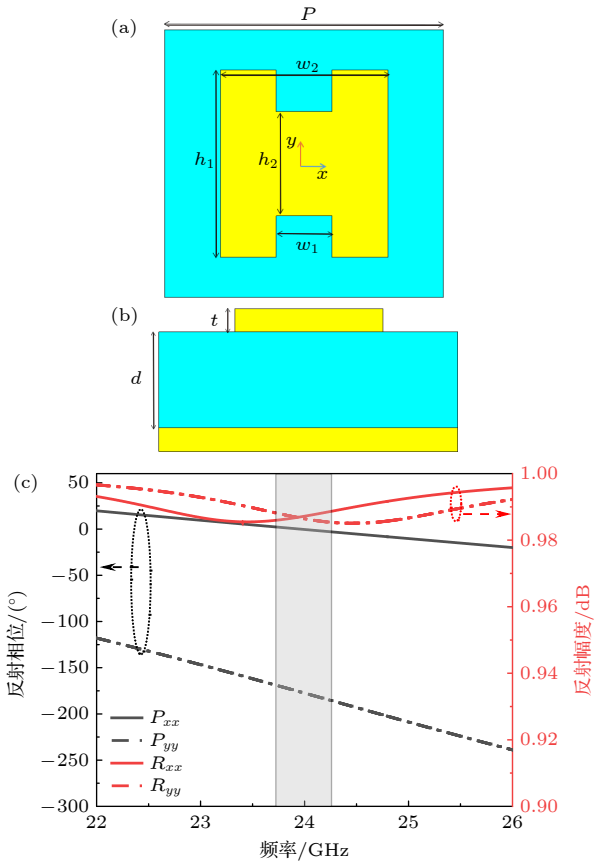

图 2 (a) 单元结构的顶部视图; (b) 单元结构的侧视图; (c) 单元“1/0”在不同极化下的反射相位和幅度

Fig. 2. (a) Top view of unit structure; (b) side view of unit structure; (c) reflection phase and amplitude of unit “1/0” under different polarizations.

各向同性单元可以看作“H”形结构参数取特定值时的等效, 即可将其金属图案设为边长为 a 的正方形. 通过在三维电磁仿真软件 CST 中建立模型, 调控模型的几何参数, 即可在不同极化电磁波入射下, 得到所需的反射相位. 在 CST 中设置工作频率为 24 GHz 后, 仿真优化所设计的单元, 不难获得由“1/0”组成的双极化编码单元的几何参数. 既有, $w_1 = 1$ mm, $h_1 = 3.39$ mm, $w_2 = 4.95$ mm, $h_2 = 2.5$ mm, 符号“/”前后项数值分别表示 x 极化和 y 极化下的二进制数字态.

图 2(c) 中的两类曲线分别代表双极化单元“1/0”, 在不同极化电磁波入射下的反射相位和幅度, 符号“P”和“R”分别表示反射相位和幅度. 从图 2(c) 可以看出在 24 GHz 时, 数字态“1”可由 x 极化下的反射相位 178°表示, 数字态“0”可由 y 极化下的反射相位 0°表示, 正交极化下相位近似差为 180°, 幅度值接近 1, 因此可定义编码单元的数字态为“1/0”. 既而, 由“0/1”组成的双极化单元只需将“1/0”单元结构沿 z 轴正时针或逆时针旋转 90° 即可获得. 同上可得, 由“1/1”和“0/0”组成的各向同性编码单元结构的几何尺寸分别对应 $a = 3.23$ mm 和 $a = 5$ mm. 既而, 可由上述 4 种单元结构组成 1-bit 双极化编码超表面.

同理优化可得, 由 16 种单元结构组成的 2-bit 双极化编码超表面, 如图 3 所示. 图 3 中的 12 个各向异性单元结构中的半数 (沿对角线的上半部分或下半部分) 是通过另一半旋转 90°获得, 表 1 为 2-bit 双极化编码超表面单元结构的几何参数. 依

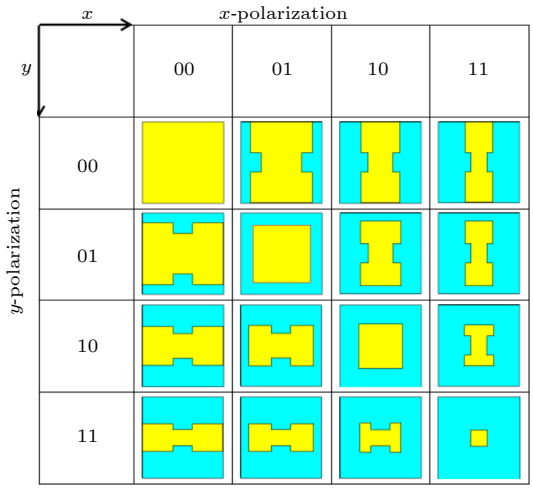

图 3 由 16 个基本单元结构组成的 2-bit 双极化编码超表面

Fig. 3. The structure consists of 16 basic units composed of 2-bit dual-polarization coding metasurface.

表 1 2-bit 双极化编码超表面单元结构的几何参数, 符号“/”后的数字代表不同的数字态

Table 1. Geometric parameters of 2-bit dual-polarization coding metasurface unit structure, where the number following the symbol “/” represents different digital states.

参数	$a_{/00}$	$w_{1/10}$	$w_{2/10}$	$h_{1/10}$	$h_{2/10}$	$a_{/11}$	$w_{1/20}$	$w_{2/20}$	$h_{1/20}$	$h_{2/20}$	$a_{/22}$	$w_{1/30}$	$w_{2/30}$	$h_{1/30}$	$h_{2/30}$
值/mm	5	1	4.95	3.61	2.5	3.39	1	4.95	3.39	2.5	3.23	1	4.95	3.11	2.5
参数	$a_{/33}$	$w_{1/21}$	$w_{2/21}$	$h_{1/21}$	$h_{2/21}$		$w_{1/31}$	$w_{2/31}$	$h_{1/31}$	$h_{2/31}$		$w_{1/32}$	$w_{2/32}$	$h_{1/32}$	$h_{2/32}$
值/mm	3.05	1.2	3.29	3.6	2.8		1.2	3.43	3.3	2.8		1.35	3.1	3.45	2.6

此规律, 同理可通过优化获得更高比特双极化编码超表面的 4^n 种单元结构, 其中 n 为比特位数. 当 n 取 4 时, 即可获得由 256 种基本单元结构组成的 4-bit 双极化编码超表面, 如图 4 所示. 值得注意的是, 当 $w_1 = 0$, $w_2 = h_1 = h_2 = a$ 时, 各向异性单元将等效为各向同性单元, 其反射相位随单元尺寸 a 变化, 如图 5 所示.

为了实现双模式涡旋波束, 本文设计了不同功能的完整结构, 为了简要表示编码序列, 本文将二进制数字转换为十进制数字, 即 4-bit 编码 0000—1111 对应 0—15, 相邻数字态相位差为 22.5°.

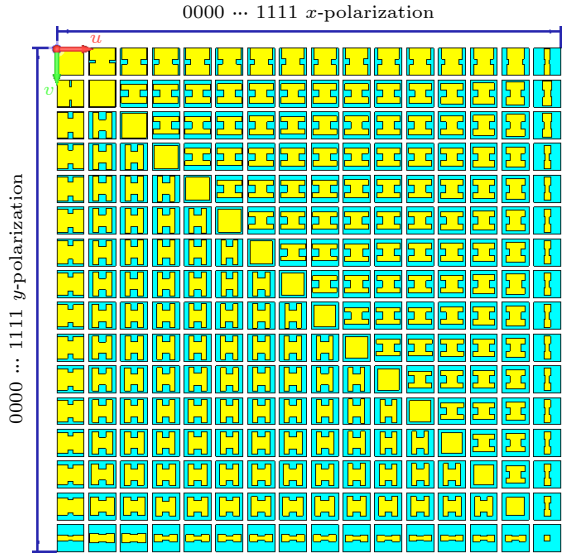

图 4 由 256 个基本单元结构组成的 4-bit 双极化编码超表面

Fig. 4. The structure consists of 256 basic units composed of 4-bit dual-polarization coding metasurface.

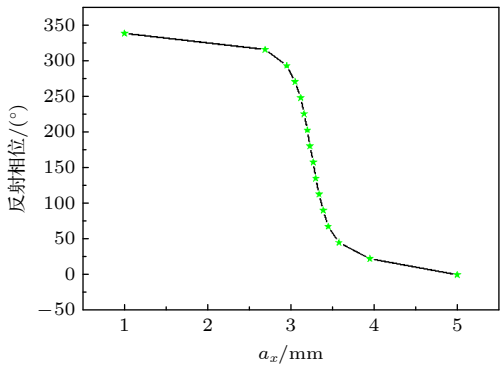

图 5 由 16 个各向同性单元结构尺寸组成的 4-bit 离散反射相位曲线

Fig. 5. A 4-bit discrete reflection phase curve composed of 16 isotropic unit structures of various sizes.

4 汇聚形涡旋波束的相位补偿和生成

目前的平面波馈源复杂且制造成本高, 本文选择普通波导作为双极化编码超表面馈源. 为了实现平面波的远场模拟, 需要使用平面波相位补偿方法. 球面波转换为平面波的精确补偿相位可计算如下:

$$\varphi_{i\text{th}} = 2\times\pi\cdot(R_{i\text{th}} - 0.8\times D)/\lambda + \varphi_{\text{center}}, \tag{4}$$

式中, $\varphi_{i\text{th}}$ 是 i^{th} 单元所需补偿的相位; $R_{i\text{th}}$ 是球面波的相位中心到双极化编码超表面上第 i 个单元的距离; D 是超表面单边的物理长度; φ_{center} 是双极化编码超表面中心的参考相位, 设置为 60°.

在实际应用中, 本文还需进一步结合所设计的单元对 (4) 式进行模糊相位近似, 合理划分相位区间. 可由如下公式计算:

$$\varphi^a_{i\text{th}} = \begin{cases} 0°(\text{状态“0”}), & 348.75° < \varphi_{i\text{th}} \leqslant 360°, 0° < \varphi_{i\text{th}} \leqslant 11.25°, \\ 22.5°(\text{状态“1”}), & 11.25° < \varphi_{i\text{th}} \leqslant 33.75°, \\ 45°(\text{状态“2”}), & 33.75° < \varphi_{i\text{th}} \leqslant 56.25°, \\ \quad\vdots & \\ 337.5°(\text{状态“15”}), & 326.25° < \varphi_{i\text{th}} \leqslant 348.75°. \end{cases} \tag{5}$$

式中, 本文将整个区间等间距划分为 16 个区间, 对应于 4-bit 编码单元在 x 或 y 偏振下的 16 种编码状态. $\varphi_{i\text{th}}^{a}$ 和 $\varphi_{i\text{th}}$ 分别对应 i^{th} 单元上的近似相位和精确相位. 值得一提的是, 本文所设计的高比特编码单元相比于低比特编码单元而言, 相位覆盖面更加连续, 模糊相位近似所产生的相位误差可忽略不计. 因此很大程度上为高性能涡旋波的产生创建了有利条件.

为实现双模涡旋波束生成器, 本文可以利用所提出的“H”形单元由正交线偏振独立控制这一特性. 汇聚形涡旋波束阵列上每个单元的补偿相位 φ, 在理论上可由如下公式计算:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\sqrt{(x^2+y^2)+F^2}-F\right)+L\cdot\arctan\left(\frac{y}{x}\right), \quad (6)$$

其中, λ 是自由空间中的波长, L 是 OAM 的拓扑荷, 可取任意整数, F 是焦距, 即馈源到阵列中心的距离, 设置为 $0.8D$, D 是编码阵列单边的物理长度, (x, y) 是编码阵列对应的位置坐标.

超表面可用不同比特的相位划分来制作具有 OAM 的波束. 这些不同比特的相位划分会影响 OAM 器件产生波束的纯度和场特性. 在相位划分方面, 1-bit 编码是最简单的方式. 这种构造方式可以实现 OAM 拓扑荷为整数的波束, 如±1, ±2, ±3 等. 但由于二进制码的数量有限, 因此低比特构造的 OAM 器件可能会导致波束的纯度降低, 产生其他非预期的波束模式. 为了验证使用不同比特构造的 OAM 器件在性能方面的区别, 本文分别使用 1-bit 和 4-bit 编码单元构造了编码阵列 A1 和 A2, 可实现拓扑荷为 2 阶的 OAM 波束. 完整的编码阵列 A1, A2 由 24×24 个单元构成, 对应的物理尺寸是 120 mm×120 mm.

从图 6(c), (d) 的仿真结果可知, 4-bit 构造的 OAM 器件相较于 1-bit 而言, 其对应的幅值分布更加均匀, 呈现甜甜圈状, 其对应的两条逆时针螺旋相位曲线分布更加连续, 且其在增益方面也提升了 2 dBi. 因此表明了多比特构造的 OAM 器件更

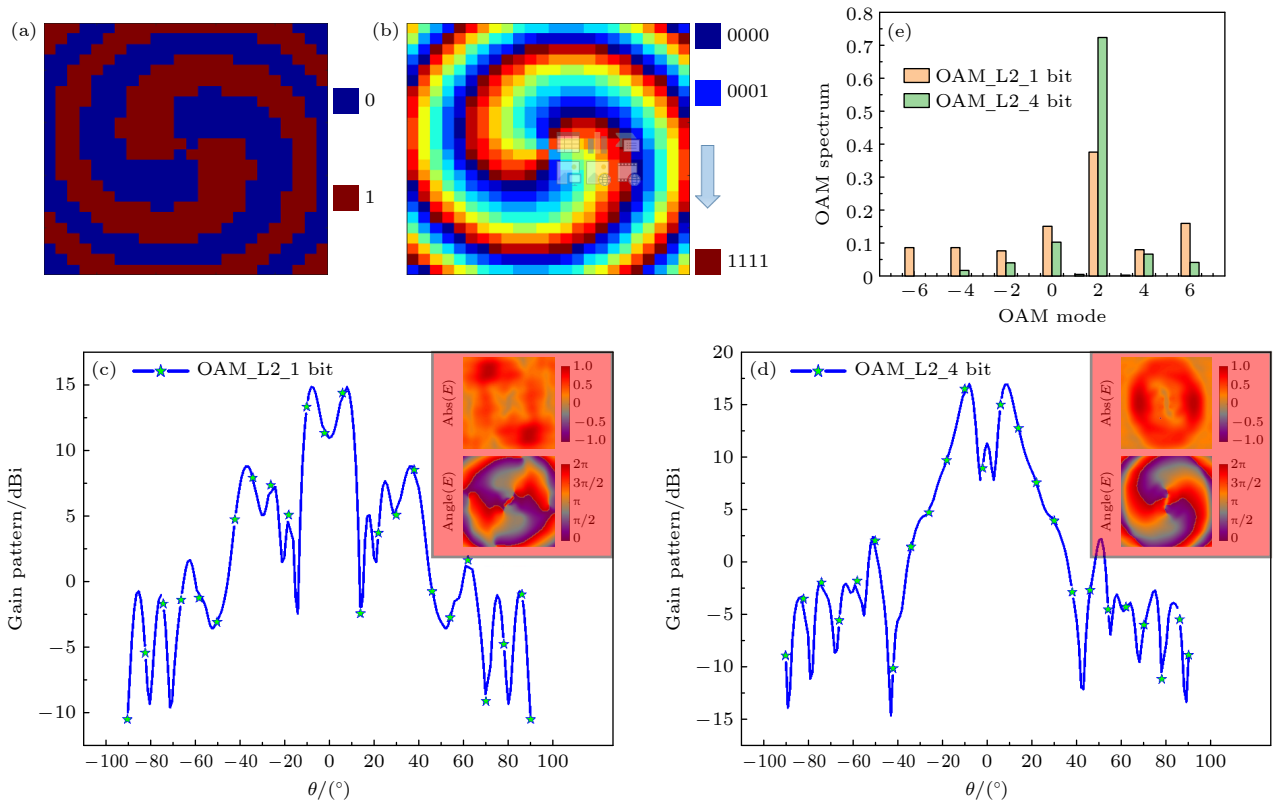

图 6 (a), (b) 携带拓扑荷 L 为 2, 利用 1-bit 和 4-bit 构造的离散编码相位分布; (c), (d) 拓扑荷 L 为 2 的二维涡旋散射曲线图, 及其近场对应的幅值和相位; (e) 不同 bit 构造的 2 阶 OAM 谱分布对比图

Fig. 6. (a), (b) Discrete encoded phase distributions with topological charge L=2, constructed using 1-bit and 4-bit encoding schemes, respectively; (c), (d) two-dimensional far-field scattering patterns of the L=2 vortex beams; (e) comparison of 2nd-order orbital angular momentum spectra constructed using different bit encoding.

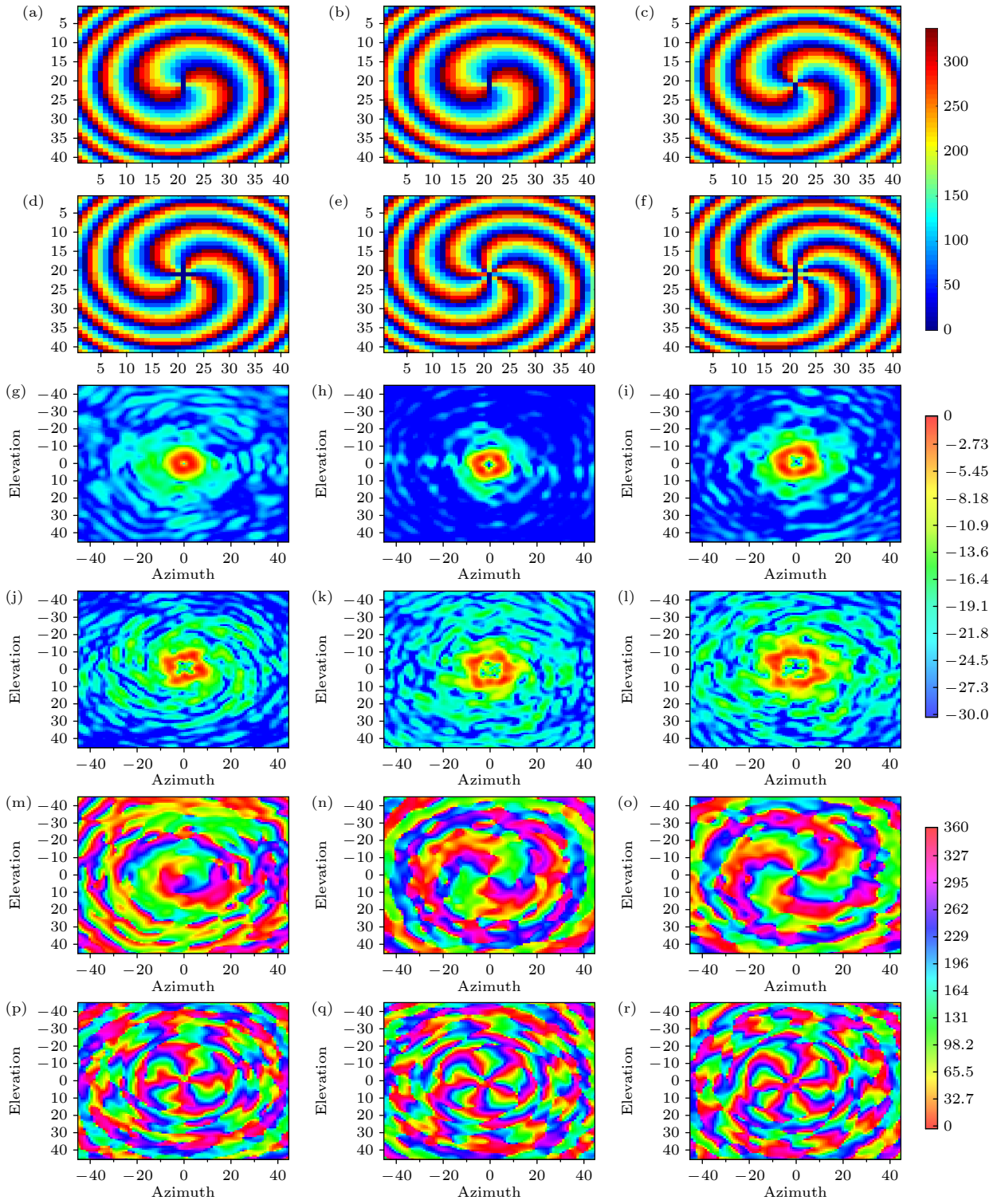

图 7 (a), (c), (e) x极化入射时携带拓扑荷为 1, 3, 5 的离散编码相位分布; (b), (d), (f) y极化入射时携带拓扑荷为 2, 4, 6 的离散编码相位分布; (g), (i), (k) x极化入射时携带拓扑荷为 1, 3, 5 的涡旋电场强度辐射图; (h), (j), (l) y极化入射时携带拓扑荷为 2, 4, 6 的涡旋电场强度辐射图; (m), (o), (q) x极化入射时携带拓扑荷为 1, 3, 5 的涡旋电场相位分布图; (n), (p), (r) y极化入射时携带拓扑荷为 2, 4, 6 的涡旋电场相位分布图

Fig. 7. (a), (c), (e) Phase distributions of discrete coding with topological charges of 1, 3 and 5 under x-polarization incidence; (b), (d), (f) phase distributions of discrete coding with topological charges of 2, 4 and 6 under y-polarization incidence; (g), (i), (k) radiation patterns of vortex electric field intensity with topological charges of 1, 3 and 5 under x-polarization incidence; (h), (j), (l) radiation patterns of vortex electric field intensity with topological charges of 2, 4 and 6 under y-polarization incidence; (m), (o), (q) phase distribution patterns of the vortex electric field with topological charges 1, 3 and 5 under x-polarization incidence; (n), (p), (r) phase distribution patterns of the vortex electric field with topological charges 2, 4 and 6 under y-polarization incidence.

容易生成稳定模态的涡旋波束, 并且可利用其去制造高精度和高增益类型的器件. 为了验证多比特构造的 OAM 器件对其纯度方面的影响, 本文又给出了 2 阶模式纯度谱进行对比分析. 从图 6(e) 的仿真对比结果表明, 4-bit 构造的 OAM 器件可一定程度抑制非预期的波束模式产生并提高其对应的模式纯度.

为了验证所提出的双模涡旋波束的性能, 本文使用 4-bit 编码单元构建了编码阵列 M1 和 M2 和 M3. 完整的编码阵列 M1, M2 和 M3 由 41×41 个单元构成, 对应的物理尺寸是 205 mm×205 mm. 拓扑荷 L 在 M1, M2 和 M3 上被设置为 $L=1$, 2 和 $L=3$, 4 和 $L=5$, 6 分别对应于 x 极化波和 y 极化波入射时. 由 (6) 式在 Matlab 计算得到, 由低阶到高阶拓扑荷的相位分布见图 7(a)—(f). 值得一提的是, 图 7(a)—(f) 中的相位分布是由所设

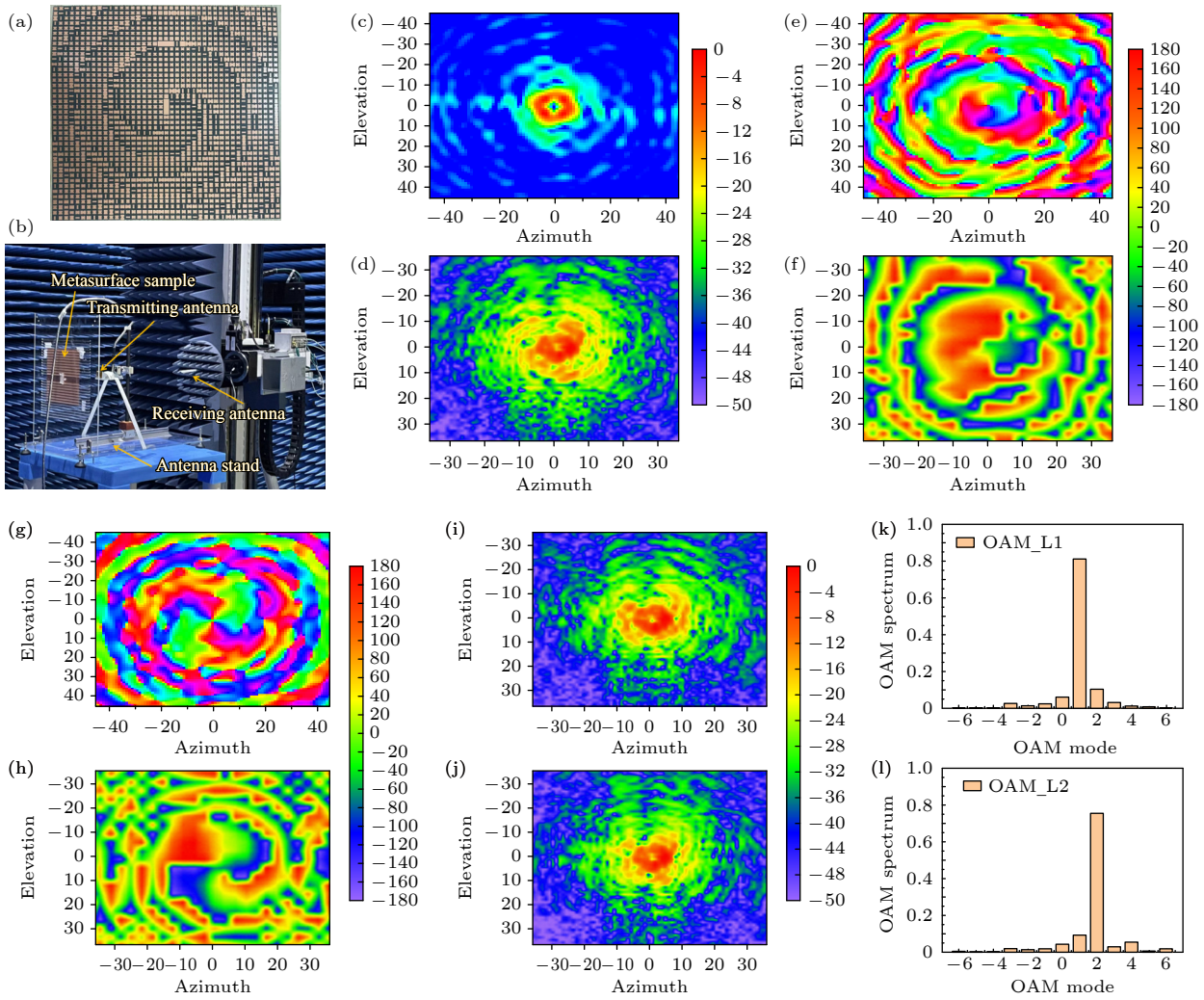

图 8 (a) 双模式涡旋器件的实物拍摄图, 且分别携带拓扑荷 1 阶和 2 阶; (b) 实际的测试环境; (c), (d) y 极化入射, 在 24 GHz 时携带拓扑荷为 2 的仿真和实测涡旋电场强度辐射图; (e)(f) x 极化入射, 在 24 GHz 时携带拓扑荷为 1 的仿真和实测涡旋电场相位分布图; (g), (h) y 极化入射, 在 24 GHz 时携带拓扑荷为 2 的仿真和实测涡旋电场相位分布图; (i), (j) y 极化入射, 在 23 GHz, 25 GHz 时携带拓扑荷为 2 的实测涡旋电场强度辐射图; (k), (l) 样品 M1 在 x 和 y 极化下实际测试的 OAM 谱纯度

Fig. 8. (a) Photography of fabricated sample; (b) the real measurement environment; (c), (d) simulated and measured radiation patterns of vortex electric field intensity at 24 GHz with topological charges of 2 under y-polarization incidence; (e), (f) simulated and measured phase distribution patterns of vortex electric field at 24 GHz with topological charges of 1 under x-polarization incidence; (g), (h) simulated and measured phase distribution patterns of vortex electric field at 24 GHz with topological charges of 2 under y-polarization incidence; (i), (j) measured radiation patterns of vortex electric field intensity at 23 and 25 GHz with topological charges of 2 under y-polarization incidence; (k), (l) actual OAM purity measurements of sample M1 under x and y polarizations, respectively.

计的 16 种编码状态量化得到的, 相邻编码态相位差 22.5°. 为了实验证实本文提出的偏振复用涡旋波束生成器件, 本文首先采用传统的喇叭作为馈源在 CST 中进行仿真验证. 馈源喇叭的相位中心距离超表面中心距离 $z = 164$ mm. 在仿真中, x 和 y 方向采用开放辐射边界条件, z 方向应用开放和添加空间边界条件. 图 7(g), (i), (k) 和图 7(h), (j), (l) 分别显示了在 x 极化波和 y 极化波入射时携带拓扑荷 1, 3, 5 和 2, 4, 6 的二维涡旋电场强度辐射图. 其中清晰的甜甜圈能量环代表涡旋波束的产生, 且随着拓扑荷的增加, 能量环的半径逐渐变大. 图 7(m)—(r) 中拓扑荷 1—6 阶的涡旋电场相位分布进一步验证了双模涡旋波束的产生.

5 实验系统及测量结果

为了实验测量所设计的双模涡旋波束发生器, 采用传统印刷电路板技术制造一个样品 M1, 如图 8(a) 所示. 实际测量中使用近场扫描系统, 实测装置如图 8(b) 所示. 光纤有源天线被固定在正交可调整的平移架上, 可由机器控制, 测量电场分布的步长为 2 mm, 馈电喇叭天线和波纤有源天线被连接到矢量网络分析仪 (VAN). 总电场和入射电场的测量可通过反射式超表面和非反射式超表面进行测量, 进而获得反射电场值.

图 8(d), (i), (j) 分别为 y 极化入射下在 23, 24, 25 GHz 时携带拓扑荷为 2, 距离超表面中心 164 mm 处 xoy 平面的实测涡旋电场强度辐射图. 从不同频率时的涡旋电场强度辐射图可以发现, 采用多比特的编码方式可以在中心频率上下 1 GHz 实现 OAM, 且很大程度上减小了超表面由于离散相位带来的误差, 具有较强的容错率. 图 8(e), (f) 分别为 x 极化入射下携带拓扑荷为 1, 距离超表面中心 164 mm 处 xoy 平面的仿真和实测涡旋电场相位分布图. 图 8(g), (h) 分别为 y 极化入射下携带拓扑荷为 2 的仿真和实测涡旋电场相位分布图. 图 8(k), (l) 分别为样品 M1 在 x 和 y 极化下实测试的 OAM 谱纯度. 可以发现实际测试结果符合预期目标, 实际测量与仿真结果之间的差异主要来自入射电场的离轴偏差和馈源的部分遮挡. 由上述仿真和实测结果验证本文所提出的 4-bit 双极化编码超表面产生超薄双模 OAM 的有效性.

6 结 论

综上所述, 本文提出了一种由 4-bit 编码单元组成的超薄双功能编码超表面, 用于产生由低阶到高阶的双模涡旋波束, 并验证对比了不同比特构造的 OAM 器件在性能方面的差异. 为实现正交极化入射波的相位控制, 在单元上表面构建了“H”形金属贴片, 下表面用全金属覆盖. 通过调节构成“H”的参数, 可在正交极化入射下分别实现 335°的相位覆盖, 且其反射振幅接近 100%. 提取了 256 编码单元, 利用汇聚型 OAM 算法构建了 3 个编码超表面. 通过对比 M1 实测结果和仿真结果可知, 两者吻合性较好, 验真了设计的有效性.

参考文献

[1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
[2] Thidé B, Then H, Sjoholm J, Palmer K, Bergman J, Carozzi T, Istomin Y N, Ibragimov N, Khamitova R 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 087701
[3] Tamburini F, Mari E, Thide B, Barbieri C, Romanato F 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 204102
[4] Babiker M, Power W L, Allen L 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1239
[5] Tennant A, Allen B 2012 *Electron. Lett.* **48** 1365
[6] Fahrbach F O, Simon P, Rohrbach A 2010 *Nat. Photonics* **4** 780
[7] Yao A M, Padgett M J 2011 *Adv. Opt. Photonics* **3** 161
[8] Duocastella M, Arnold C B 2012 *Laser Photonics Rev.* **6** 607
[9] Mair A, Vaziri A, Weihs G, Zeilinger A 2001 *Nature* **412** 313
[10] Tamburini F, Thidé B, Mari E, Sponselli A, Bianchini A, Romanato F 2012 *New J. Phys.* **14** 118002
[11] Tamburini F, Mari E, Sponselli A, Thide B, Bianchini A, Romanato F 2012 *New J. Phys.* **14** 033001
[12] Genevet P, Lin J, Kats M A, Capasso F 2012 *Nat. Commun.* **3** 1278
[13] Mohammadi S M, Daldorff L K S, Bergman J E S, Karlsson R L, Thidé B, Forozesh K, Carozzi T D, Isham B 2010 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **58** 565
[14] Meng X S, Wu J J, Wu Z S, Qu T, Yang L 2018 *Opt. Express* **26** 23185
[15] Meng X S 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 093504
[16] Yu S X, Li L, Shi G M, Zhu C, Shi Y 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 241901
[17] Kildishev A V, Boltasseva A, Shalaev V M 2013 *Science.* **339** 1232009
[18] Wakatsuchi H, Kim S, Rushton J J, Sievenpiper D F 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 245501
[19] Achouri K, Lavigne G, Caloz C 2016 *J. Appl. Phys.* **120** 235305
[20] Chen M L N, Li J J, Sha W E I 2017 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **65** 396
[21] Luo W J, Sun S L, Xu H X, He Q, Zhou L 2017 *Phys. Rev. Appl.* **7** 044033

Dual-mode orbital angular momentum generated based on dual-polarization coding metasurface*

Han Jun-Jie [1)2)] Qian Si-Xian [1)2)] Zhu Chuan-Ming [1)2)] Huang Zhi-Xiang [1)2)†]
Ren Xin-Gang [1)2)] Cheng Guang-Shang [1)2)]

1) (*School of Electronics and Information Engineering, Anhui University, Hefei* 230601, *China*)

2) (*Information Materials and Intelligent Sensing Laboratory of Anhui Province, Anhui University, Hefei* 230601, *China*)

(Received 26 March 2023; revised manuscript received 4 May 2023)

Abstract

In this paper, a dual-polarization 4-bit coding metasurface is proposed to achieve the flexible manipulation of different polarization electromagnetic wave reflection angles and the generation of dual-mode vortex beams by independent manipulation of orthogonal linearly polarized waves. The proposed metasurface is composed of an H-type metal patch, dielectric substrate, and metal grounding layer from top to bottom. To prove the proposed concept, we design and fabricate four coding metasurfaces based on the superposition theorem and holographic theory. One of the coding metasurfaces is designed to verify the ability to manipulate the beam angle, and each of the other three coding metasurfaces is designed to carry a vortex beam with different topological charges under orthogonal linearly polarized waves with a central frequency of 24 GHz. The experimental results show that the theoretical design is highly consistent with the simulation results. Therefore, it is verified that our proposed 4-bit dual-polarization coding metasurface has a strong and flexible ability to manipulate the beam reflection angle and generate a high-performance dual-mode vortex beam antenna. Because of the wide application prospect of vortex beams in the communication field, we have reason to believe that the proposed ultra-thin dual-mode vortex generator will have potential applications in wireless communication systems in the fields of images and microwaves.

Keywords: dual-polarization, vortex beam, coding metasurface

PACS: 81.05.Xj, 07.05.Tp, 03.65.Vf, 74.25.Uv **DOI:** 10.7498/aps.72.20230457

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61901002, 61971001, U20A20164, 61801299), the Natural Science Foundation of Anhui Province, China (Grant No. 1908085QF258), and the University Synergy Innovation Program of Anhui Province, China (Grant Nos. GXXT-2020-050, GXXT-2020-051, GXXT-2021-027, GXXT-2020-037).

† Corresponding author. E-mail: zxhuang@ahu.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

基于双极化编码超表面生成的双模式轨道角动量

韩俊杰 钱思贤 朱传名 黄志祥 任信钢 程光尚

Dual-mode orbital angular momentum generated based on dual-polarization coding metasurface

Han Jun-Jie Qian Si-Xian Zhu Chuan-Ming Huang Zhi-Xiang Ren Xin-Gang Cheng Guang-Shang

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 72, 148101 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230457
在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.72.20230457
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn
