

基于复合谐振结构的四极化通道涡旋波束调控超表面

赵娟^{1†} 雷丽兰¹⁾

1) (宜春学院 人工智能与信息工程学院, 江西 336000)

摘要

针对多极化、多通道协同波束操控的实际应用需求, 本文提出一种反射型超表面结构, 能实现四极化通道的独立波前调控。超表面单元整体由顶层复合金属谐振单元、中介质基板与底部金属反射背板构成。顶层谐振器由较大的双开口谐振环与内部集成的“十”字形椭圆金属贴片组成, 两类结构可分别在 6 GHz 与 14.5 GHz 处激发独立的电磁谐振。结合几何相位与传输相位调控机制, 在 6GHz 可完成左旋圆极化 (Left-hand circularly polarized wave, LCP)、右旋圆极化 (Right-hand circularly polarized wave, RCP) 反射相位的相位解耦; 利用传输相位原理, 在 14.5 GHz 能够对 x -线极化 (x -LP)、 y -线极化 (y -LP) 分量实现相位独立调控。为了验证超表面的多通道操控能力, 在四个独立通道上分别生成了四束不同的涡旋波, 并结合全波仿真与实物实验开展对比测试。结果表明, 该超表面各极化通道的隔离度良好, 产生的涡旋波束相位分布规整、幅度轮廓清晰, 实测的反射增益与理论设计规律吻合。该研究可为多极化协同、多通道并行的电磁波束灵活调控提供可行的设计思路。

关键词: 波束调控; 反射型超表面; 四极化; 涡旋波

PACS: 81.05.Xj, 07.05.Tp, 03.65.Vf, 84.40.Ua

基金: 国家自然科学基金 (批准号: 62161050)

† 通信作者. E-mail: zj_ycxy@126.com

第一作者. E-mail: zj_ycxy@126.com

1 引言

电磁超表面是一种二维、平面化的人工电磁结构,可在亚波长尺度下高效调控电磁波的振幅、相位、极化方式及传播模式^{[1]-[5]}。相比传统光学/微波元器件,超表面具备剖面低、损耗小、易于共形等突出优点,近年来在高增益天线、智能反射面、全息成像以及特殊波束生成等方向展现出良好的应用前景^{[6]-[8]}。随着无线通信容量需求的急剧增长,利用电磁波的极化维度和轨道角动量(Orbital Angular Momentum, OAM)维度进行信息复用已成为突破香农极限的关键技术路径^{[10],[11]}。通过超表面在单一平台上生成携带不同拓扑荷数与定向传输的涡旋波束,可以显著提升通信系统的信道容量与抗干扰能力^{[12],[13]}。

然而,早期基于超表面的波束调控器件多受限于单频段、单极化或单一功能的相位调控^{[14]-[17]}。在全极化综合孔径雷达、双工通信及多模 OAM 复用等场景中,亟需能产生不同极化、不同频段涡旋波的功能器件^[18]。研究人员针对极化复用、频率复用等需求,做了大量研究工作,并取得一定进展。针对极化复用,研究人员提出了双线极化复用、双圆极化解耦超表面,并从原理上进行分析和实验验证^{[19],[20]}。Zhang 等人在微波频段设计了自旋解耦超表面,并验证了 LCP 与 RCP 双通道成像功能^[21]。Huang 等人提出了双线极化超表面,验证了在 x-LP 和 y-LP 通道下的独立调控功能^[22]。Meng 等设计了双频双极化反射阵列,实现了 C 波段和 X 波段不同 OAM 模式波束的产生^[23];随后又提出多极化反射阵列结构,实现了不同极化状态下 OAM 波束的独立调控^[24]。上述工作验证了极化复用与 OAM 复用结合的可行性针对频率复用超表面,研究人员同样提出了各式超表面。然而现有的多频复用超表面通常采用多谐振器集成或交错排布谐振单元的方法来分离工作频段^{[25]-[27]},但此类设计往往面临极化复用隔离度低或增大口径的问题。

另一方面,随着电磁系统向集成化、多功能化方向演进,对超表面的需求已从单一的波束偏折或涡旋生成,拓展至多频段、多极化、多波束的协同调控^[29-35]。实现此类多功能集成的核心瓶颈在于,不同功能对单元相位响应的要求往往相互制约,而传统超表面受限于单一维度的相位调控机制,难以在同一结构下为多个功能通道提供完全独立的相位设计自由度。现有方案或采用分区布阵的方式将不同功能分配至不同区域,导致口径效率降低^[31]。如何在单一结构下实现多种相位

调控机制的融合，使各功能通道在共口径下真正达到独立调控，是当前多功能集成超表面研究的难点所在。

针对上述问题，本文提出并实验验证了一种双频段四极化通道反射超表面。区别于传统的极化解耦超表面，本工作将四种极化调控通道在空间与频率维度上进行协同设计。超表面顶层图案采用一种“大小嵌套”的复合谐振结构，外部的双开口谐振环主导 6 GHz 频段的响应，结合几何相位与传输相位原理实现对 LCP 与 RCP 反射相位的完全解耦；内部嵌套的正交椭圆贴片主导 14.5 GHz 频段的响应，利用传输相位原理实现对 x -LP 与 y -LP 反射相位的独立控制。得益于谐振模式的频率选择性与极化隔离性，该设计在 6 GHz 和 14.5 GHz 分别实现了自旋解耦与线极化解耦通道，实现了四个通道间极低的串扰。作为功能验证，我们在四通道上分别实现了具有不同偏折方向与不同拓扑荷数的涡旋波束。全波仿真与远场实测结果高度吻合，各通道均生成了符合理论预设的高质量涡旋波束。该设计为多频段、多极化复用的紧凑型涡旋波通信系统及多功能电磁集成提供了新思路。

2 单元结构设计与仿真

本文提出一种超薄的反射型超表面，在不同工作频率下，可以实现线极化与圆极化波前操控的工作模式切换。图1为所设计四极化通道超表面的功能原理示意图。如图1所示，入射电磁波沿法线方向垂直入射至超表面阵列后，可在不同工作频点、不同极化模式下实现四种不同阶数的涡旋波。具体而言，在6 GHz频段，入射圆极化波（RCP/LCP）通过超表面的复合相位调制机制，可分别被调控为携带+3/+4阶的涡旋电磁波，并向不同的空间方向偏折。在14.5 GHz 频段，入射正交线极化波（ y -LP/ x -LP）则通过传输相位调制机制，被反射为具有不同传播方向的+1/+2阶涡旋波。四种极化通道之间互不干扰，最终实现了LCP、RCP、 x -LP、 y -LP四种极化模式下的四通道独立涡旋波辐射功能，直观体现了该超表面在多极化、双频段场景下的并行操控能力。

为了实现对双圆极化的独立控制，首先我们分析了超表面自旋解耦机制。传统基于几何相位的超表面方案，通常仅通过旋转谐振单元实现圆极化波的相位调制，但该方法存在固有的自旋相关相位耦合问题，即同一结构对LCP与RCP入射波会引入相反的相位梯度，难以实现两者的独立调控。为突破这一限制，本文采用传输相位与几何相位协同调控的思路，实现了对LCP与RCP反射相位的独立操

控。

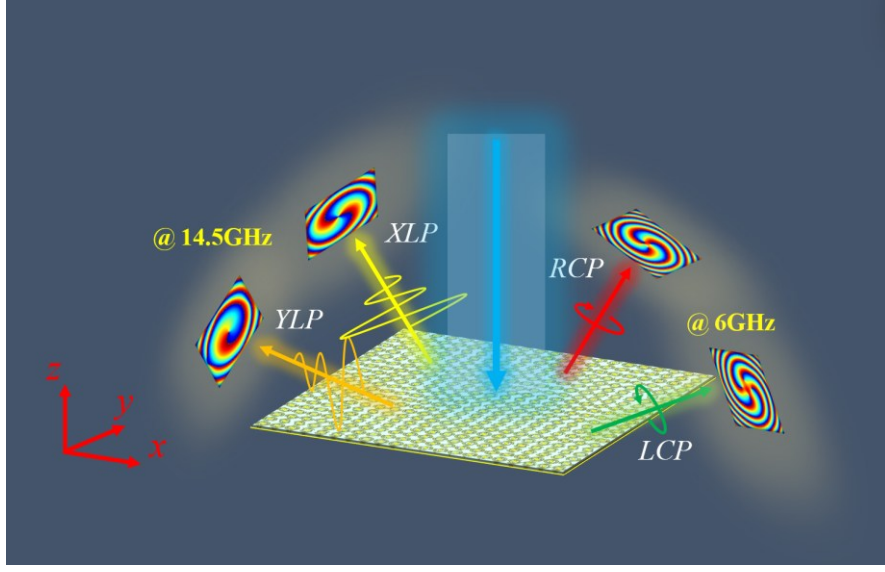


图1 四极化通道超表面功能示意图

Fig. 1. Schematic diagram of four-polarization channel metasurface

从琼斯矩阵理论出发，超构单元对圆极化波的相位响应可分解为传输相位与几何相位两部分。其中，传输相位主要由结构参数决定：在单元旋转角度固定的前提下，通过调整开口环的开口宽度等几何尺寸，可实现对线极化入射波的相位调控；而几何相位则与单元旋转角度直接相关，当单元绕中心旋转 θ 角时，将对LCP/RCP波引入 $\varphi = \pm 2\theta$ 的附加相移。因此，LCP与RCP波所需的目标相位分布可分别表示为^[21]：

$$\varphi_{LCP} = \phi_{LCP}^{Pro} + \phi_{LCP}^{PB} \quad (1)$$

$$\varphi_{RCP} = \phi_{RCP}^{Pro} + \phi_{RCP}^{PB} \quad (2)$$

对于同一结构，LCP和RCP所产生的传输相位是相同的，可以表示为：

$$\phi_{LCP}^{Pro} = \phi_{RCP}^{Pro} = \phi^{Pro} \quad (3)$$

同时，LCP和RCP对应的几何相位可描述为：

$$\phi_{LCP}^{PB} = -\phi_{RCP}^{PB} = 2\theta \quad (4)$$

根据上述公式可计算出相应的传输相位和结构额外的旋转角度：

$$\phi^{Pro} = \frac{\phi_{LCP} + \phi_{RCP}}{2} \quad (5)$$

$$\theta = \frac{\phi_{LCP} - \phi_{RCP}}{4} \quad (6)$$

基于上述关系，通过同时调整开口环的开口大小与方向，即可实现传输相位与几何相位的协同控制，进而完成LCP与RCP波前的精确定制。

本文所设计的反射型超表面单元为典型的三层堆叠结构，如图2（a）所示，整体由顶层金属谐振图案、中间介质基板与底层金属反射背板构成。其中，介质基板材料为FR-4,介电常数为4.3，厚度为 $t = 2.5\text{mm}$ ；金属材料为铜，厚度为 0.035mm ；单元结构周期为 $p = 10\text{mm}$ 。电磁波在图2（a）中的port端口发射与接收，仿真能得到单元结构的反射性能。底层为完整金属板，用于实现全反射边界条件。单元的顶层金属图案如图2（b）所示，采用复合式谐振结构，主要由外层双开口谐振环和中心正交椭圆贴片两部分组成。外层双开口谐振环由内外两个半径分别为 $r_{i1} = 4\text{mm}$ 、 $r_{o1} = 4.5\text{mm}$ 和 $r_{i2} = 2.8\text{mm}$ 、 $r_{o2} = 3.2\text{mm}$ 的同心开口、闭口金属环构成，开口角为 α ，开口方向为 θ 。该结构主要工作于6 GHz频段，用于调控圆极化波的自旋解耦响应。中心正交椭圆贴片在双开口谐振环的内部，集成了两组正交排布的椭圆金属贴片，其沿着x轴方向和y轴方向的轴长分别为 l_x 和 l_y 。该结构主要工作于14.5 GHz频段，用于调控正交线极化波的传输相位响应。通过上述结构设计，单元可在两个目标频点分别形成独立的电磁谐振行为，为实现双频、多极化的独立相位调控奠定了物理基础。

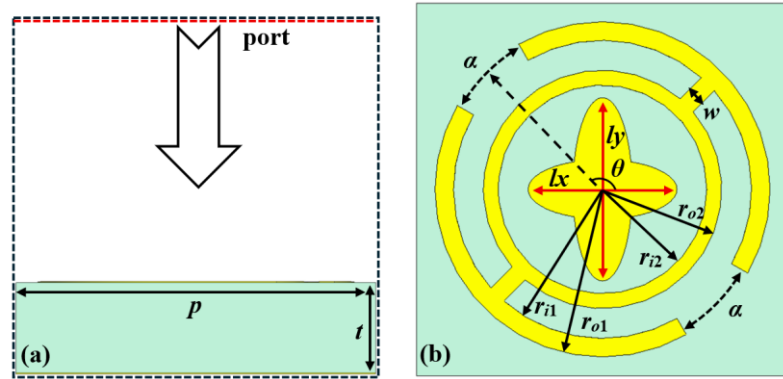


图2 （a）单元结构正视图；（b）顶层结构示意图

Fig. 2. (a) Front view of unit structure; (b) Schematic diagram of top-layer structure

图3展示了单元结构在不同频段与不同极化激励下的顶层金属表面z分量电场分布，直观验证了复合谐振结构的双频独立响应特性。在6 GHz频段，单元分别受LCP与RCP波激励时，电场分布如图3（a）和（b）所示。可以看到，此时能

量主要集中在外层双开口谐振环上，中心正交椭圆贴片区域电场强度极弱，表明低频段的电磁响应主要由外层谐振环主导，与中心结构几乎无耦合。这一特性保证了圆极化调控在低频段的独立性，不受高频响应的干扰。在14.5 GHz频段，单元在 y -LP与 x -LP波激励时，电场分布如图3 (c) 和 (d) 所示。此时能量主要集中在中心正交椭圆贴片上，外层双开口谐振环的电场强度则明显减弱，表明高频段的电磁响应主要由中心椭圆贴片主导，与外层结构的耦合效应微弱。同时，两种线极化激励下的电场分布分别沿 y 轴与 x 轴呈现明显的极化选择性，验证了单元对正交线极化波的独立调控能力。上述结果表明，单元的复合谐振结构在两个目标频段分别由不同部分主导响应，电磁耦合微弱，实现了低频圆极化与高频线极化调控通道的物理解耦，为四通道独立波束调控提供了物理基础。

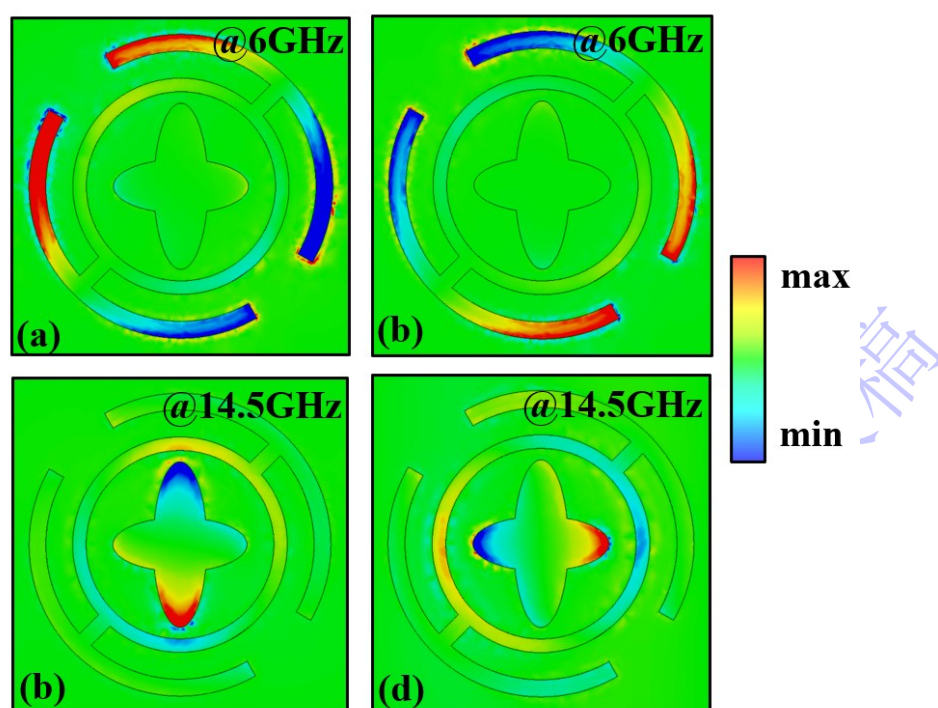


图3 (a) 6 GHz时，在LCP波激励下，顶层 z 分量电场分布；(b) 6 GHz时，RCP波激励下，顶层 z 分量电场分布；(c) 14.5 GHz时， y -LP波激励时，顶层 z 分量电场分布；(d) 14.5 GHz时， x -LP波激励时，顶层 z 分量电场分布

Fig. 3. (a) Electric field distribution of z -component on the top layer under LCP wave excitation at 6 GHz; (b) Electric field distribution of z -component on the top layer under RCP wave excitation at 6 GHz; (c) Electric field distribution of z -component on the top layer under y -LP wave excitation at 14.5 GHz; (d) Electric field distribution of z -component on the top layer under x -LP wave excitation at 14.5 GHz

为实现圆极化相位的数字编码，我们将 360° 的目标相位范围离散为 4 个状态，采用 2 比特编码方式，其中“00”、“01”、“10”和“11”分别对应 0° 、 90° 、 180° 、 270° 的反射相位。根据式 (5) 和 (6)，在给定 LCP 与 RCP 的目标相位分布后，可反解出单元所需的传输相位与旋转角度。由式 (5) 可知，为满足 LCP/RCP 的 2 比特相位编码需求，传输相位需具备 3 比特的调控能力。为此，通过参数扫描与仿真优化，我们选取了 8 组不同的开口环结构参数，实现了 3 比特传输相位编码。图 4 (a) 和 (d) 分别展示了 5-7 GHz 下开口环不同结构参数的 y 极化入射时的交叉极化反射幅度和相位响应，验证了其满足圆极化波 2 比特编码所需的 8 种参数组合。仿真结果表明，8 组不同的结构参数可以在宽频带上实现 360° 相位覆盖，且相邻相位曲线保持精确的 45° 间隔。因此，利用这 8 组参数，可以满足构建传输相位 3bit 相位编码的基础。同时，图 4 (b、c) (e、f) 展示了 13-16GHz 上同极化反射幅度 r_{yy} 、 r_{xx} 和反射相位 φ_{yy} 、 φ_{xx} ，可以看出这 8 个参数对高频段的同极化反射几乎没有影响，表明改变开口环结构只对低频段的谐振产生作用。

表 1 6GHz 时不同的圆极化相位编码对应的谐振器开口大小和旋转角度

Table 1. Aperture size and rotation angle of resonators corresponding to different circularly polarized phase codes at 6 GHz

RCP \ LCP	00	01	10	11
00	$\alpha = 10^\circ$ $\theta = 45^\circ$	$\alpha = 34^\circ$ $\theta = 22.5^\circ$	$\alpha = 51^\circ$ $\theta = 0^\circ$	$\alpha = 80^\circ$ $\theta = 337.5^\circ$
01	$\alpha = 34^\circ$ $\theta = 67.5^\circ$	$\alpha = 51^\circ$ $\theta = 45^\circ$	$\alpha = 80^\circ$ $\theta = 22.5^\circ$	$\alpha = 10^\circ$ $\theta = 0^\circ$
10	$\alpha = 51^\circ$ $\theta = 90^\circ$	$\alpha = 80^\circ$ $\theta = 67.5^\circ$	$\alpha = 10^\circ$ $\theta = -45^\circ$	$\alpha = 34^\circ$ $\theta = -67.5^\circ$
11	$\alpha = 80^\circ$ $\theta = 112.5^\circ$	$\alpha = 10^\circ$ $\theta = 90^\circ$	$\alpha = 34^\circ$ $\theta = -22.5^\circ$	$\alpha = 51^\circ$ $\theta = -45^\circ$

为实现正交圆极化波的双通道独立调控，需要在单个超表面单元上集成双圆极化响应的编码功能。为此，我们设计了可同时支持 LCP 和 RCP 独立调控的多参数调控结构，通过组合 LCP 和 RCP 各自的 4 种相位状态 (00、01、10、11)，共需要 16 组不同的结构参数。表 1 展示了 6 GHz 时，不同的圆极化相位编码所对应的结构参数，包括开口尺寸和旋转角度。

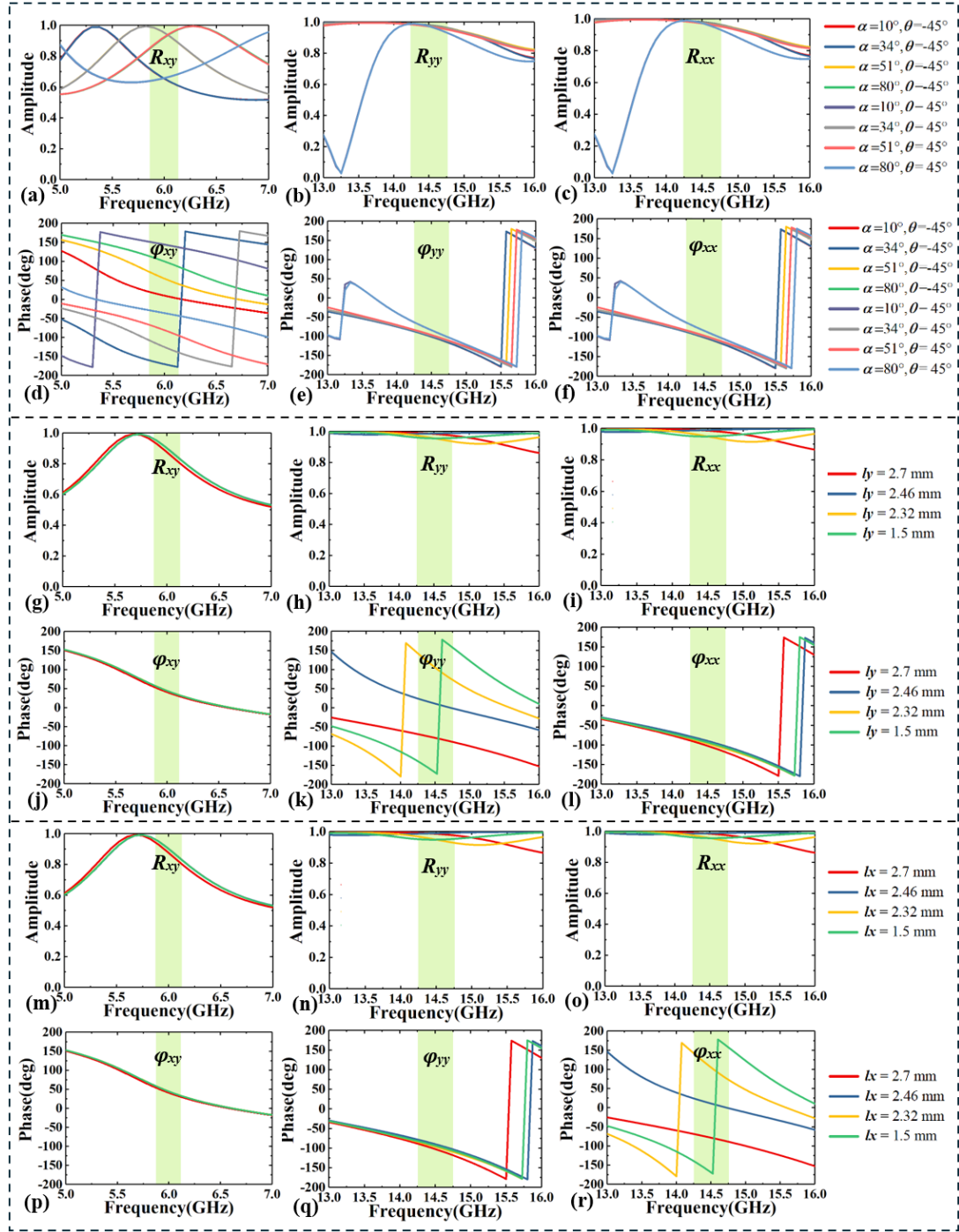


图4 不同开口环参数下，(a) 交叉极化反射幅度 r_{xy} ；(b) 同极化反射幅度 r_{yy} ；(c) 同极化反射幅度 r_{xx} ，(d) 交叉极化反射相位 φ_{xy} ；(e) 同极化反射相位 φ_{yy} ；(f) 同极化反射相位 φ_{xx} ；不同 l_y 参数下，(g) 交叉极化反射幅度 r_{xy} ；(h) 同极化反射幅度 r_{yy} ；(i) 同极化反射幅度 r_{xx} ，(j) 交叉极化反射相位 φ_{xy} ；(k) 同极化反射相位 φ_{yy} ；(l) 同极化反射相位 φ_{xx} ；不同 l_x 参数下，(m) 交叉极化反射幅度 r_{xy} ；(n) 同极化反射幅度 r_{yy} ；(o) 同极化反射幅度 r_{xx} ，(p) 交叉极化反射相位 φ_{xy} ；(q) 同极化反射相位 φ_{yy} ；(r) 同极化反射相位 φ_{xx} 。

Fig. 4. (a) Cross-polarization reflection amplitude r_{xy} ; (b) Co-polarization reflection amplitude r_{yy} ;

(c) Co-polarization reflection amplitude r_{xx} ; (d) Cross-polarization reflection phase φ_{xy} ; (e) Co-polarization reflection phase φ_{yy} ; (f) Co-polarization reflection phase φ_{xx} under different split-ring parameters. (g) Cross-polarization reflection amplitude r_{xy} ; (h) Co-polarization reflection amplitude r_{yy} ; (i) Co-polarization reflection amplitude φ_{xx} ; (j) Cross-polarization reflection phase φ_{xy} ; (k) Co-polarization reflection phase φ_{yy} ; (l) Co-polarization reflection phase φ_{xx} under different l_y parameters. (m) Cross-polarization reflection amplitude r_{xy} ; (n) Co-polarization reflection amplitude r_{yy} ; (o) Co-polarization reflection amplitude φ_{xx} ; (p) Cross-polarization reflection phase φ_{xy} ; (q) Co-polarization reflection phase φ_{yy} ; (r) Co-polarization reflection phase φ_{xx} under different l_x parameters.

接着, 为了证明提出的超表面能实现对正交线极化的波前操控, 我们仿真了 14.5 GHz 时, 不同 l_y 和 l_x 的共极化反射幅度和相位, 如图 4 (h、k) 所示。我们选取了四个不同的 l_y 参数, 分别为 1.5 mm、2.32 mm、2.46 mm 和 2.7 mm。在 y 极化波入射下, 结构的共极化反射幅度 r_{yy} 在 14.5 GHz 附近的幅度均保持在 0.9 以上, 同时共极化反射相位 φ_{yy} 在 14.5 GHz 实现 360° 相位覆盖, 且每两条相位的间隔约 90° , 满足 2bit 编码特性。同时, 我们仿真了 l_x 在这 4 个结构参数时 y 极化的共极化反射系数, 如图 4 (i、l) 所示。可以看出, 不同的参数 l_x 对 y 极化共极化反射系数几乎没有影响。接着, 我们仿真了不同的参数 l_x 对 x 共极化反射系数的影响。从图 4 (o、r) 可以看出, l_x 在 1.5 mm, 2.32 mm, 2.46 mm, 2.7 mm 时对 x 共极化反射幅度和相位与 l_y 对 y 共极化反射系数的影响几乎相同, 这是结构的对称性造成的。接着, 我们仿真了 l_y 在上述结构参数下的 x 共极化反射系数, 如图 4 (n、q) 所示。同样, l_y 对 x 共极化反射系数几乎没有影响。因此可以归纳为, l_y 负责对 y 极化反射波的相位控制, 而 l_x 负责对 x 极化反射波的相位控制, 并且两个通道的串扰几乎没有。同时, 我们给出了不同的 l_y 和 l_x 对低频段的交叉反射幅度 r_{xy} 和 φ_{xy} 的影响, 如图 4 (g、j、m、p) 所示, 可以看出, 不同的椭圆轴长对低频段范围内的 S 参数几乎没有影响, 说明我们提出的超表面具有良好的频率隔离度。

3 四极化通道涡旋波束独立调控

电磁波的角动量由自旋角动量 (Spin Angular Momentum, SAM) 与轨道角动量 (OAM) 两部分构成。其中, 自旋角动量源于光子本身的自旋特性, 其物理表现为电磁波的圆极化状态; 轨道角动量则与电磁波能量流绕光轴的旋转运动密

切相关，这种旋转效应会使电磁波波前形成独特的螺旋状涡旋结构。由于 OAM 模式具备无限维度的正交特性，其为通信系统容量的提升提供了全新的调控自由度。借助 OAM 复用技术，可利用不同 OAM 模式构建相互独立的传输信道，实现数据的并行传输，进而显著提升通信系统的整体容量。

在涡旋波电磁特性中，涡旋波波前相位为 $e^{il\varphi}$ ，其中 l 为涡旋波拓扑荷数或模式数，取值范围为 $(-\infty, +\infty)$ ， φ 为方位角。根据本文提出的超表面单元结构，为了满足涡旋波束的 $e^{il\varphi}$ 螺旋相位，超表面每个位置 (x, y) 的相位分布可通过以下公式计算得到^[32]：

$$\varphi_m(x, y) = l \cdot \tan^{-1}(y/x) \quad (7)$$

式中， l 为涡旋波束的拓扑荷数， x 、 y 分别为该单元中心与超表面阵列中心之间的水平、垂直距离。需要说明的是，涡旋超表面在理想平面波入射条件下，较易生成波形规整的完美涡旋波束，但在实际实验环境中，理想平面波并不存在，天线辐射的球面电磁波照射超表面时，所生成的涡旋电磁波会出现较大发散现象，不利于后续接收环节的开展。为此，针对球面波入射场景，涡旋波束的相位补偿公式需修正为：

$$\varphi_m(x, y) = l \cdot \tan^{-1}(y/x) + \frac{2\pi}{\lambda}(\sqrt{f^2 + x^2 + y^2} - f) \quad (8)$$

其中， λ 是入射波波长， f 是天线辐射电磁波的焦距。基于该修正公式，超表面可先将入射的球面波转换为平面波，再将平面波进一步调制为涡旋波束，有效改善涡旋波的发散问题。在实际应用中，超表面产生的涡旋波束可能需要指定传播方向，而并非垂直反射。偏折的角度可由广义斯涅尔定律确定^[36]：

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_r \quad (9)$$

其中， θ_r 为目标反射角， $\frac{d\varphi}{dx}$ 为相位梯度。为便于离散实现，相位梯度按 2π 周期划分，在 14.5 GHz 频段，采用 8 个单元为一个周期；在 6 GHz 频段，采用 16 个单元为一个周期。通过不同周期的梯度设计，两频段的反射角被控制在相近范围内，既实现了波束定向偏折，也便于后续系统集成。根据超表面卷积原理，我们利用提出的结构设计了一种四通道涡旋波产生器，能在 x -LP 波入射下，产生向左侧偏移的+1 阶涡旋波，在 y -LP 波入射下产生向右侧偏移的+2 阶涡旋波，在 LCP 波入射下，产生向前侧偏移的+3 阶涡旋波，在 RCP 波入射下产生向后侧

偏移的+4 阶涡旋波。补偿相位计算过程如图 5 所示，设计的超表面阵列由 21*21 个单元结构组成，补偿相位的焦距为 120 mm。

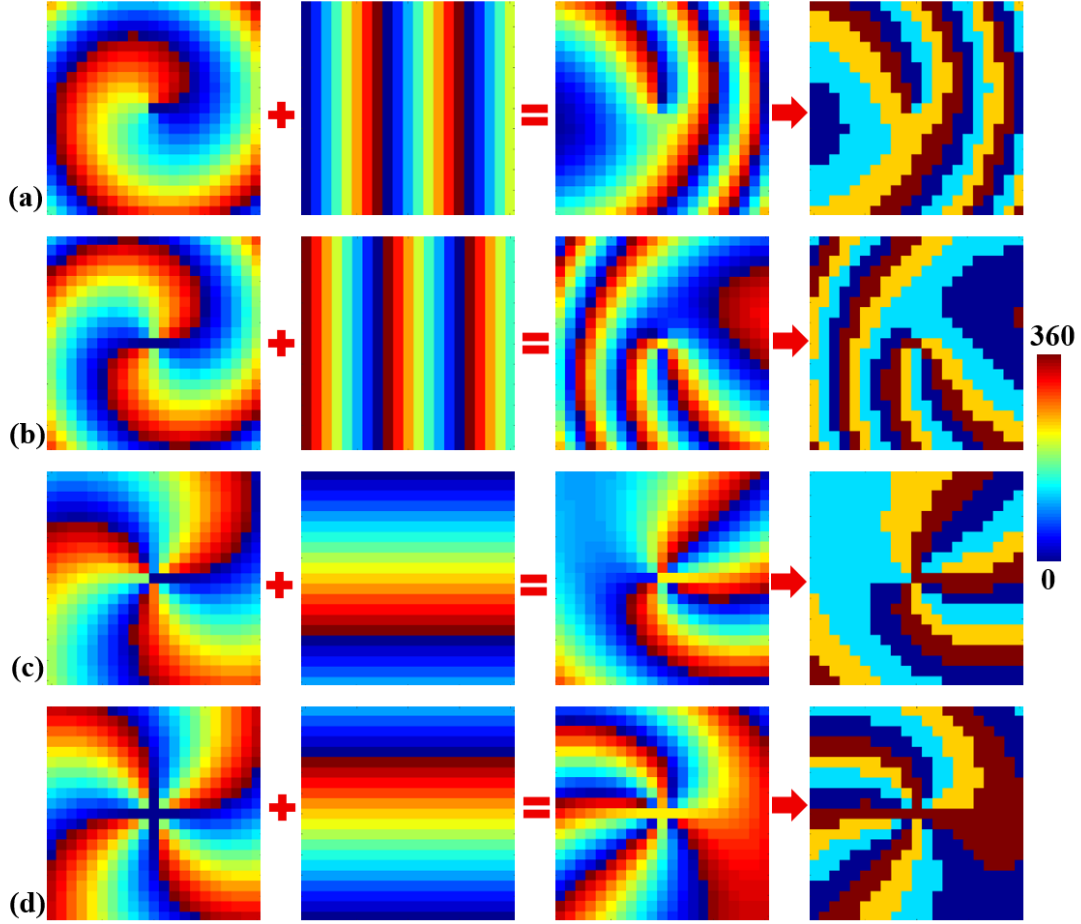


图5 四通道涡旋波束的相位补偿设计过程。第一列为产生目标拓扑荷数所需的涡旋相位分布；第二列为实现波束定向偏折的梯度相位分布；第三列为总的相位分布；第四列为编码后的相位分布。（a）产生+1阶涡旋波的相位补偿；（b）产生+2阶涡旋波的相位补偿；（c）产生+3阶涡旋波的相位补偿；（d）产生+4阶涡旋波的相位补偿

Fig. 5. Phase compensation design process for the four-channel vortex beam generator. The first column shows the vortex phase distribution required to generate the target topological charge; the second column shows the phase-gradient distribution for beam steering; the third column shows the overall phase distribution obtained by phase superposition; and the fourth column shows the quantized coding phase distribution. (a) Phase compensation for generating a +1-order vortex beam; (b) Phase compensation for generating a +2-order vortex beam; (c) Phase compensation for generating a +3-order vortex beam; (d) Phase compensation for generating a +4-order vortex beam.

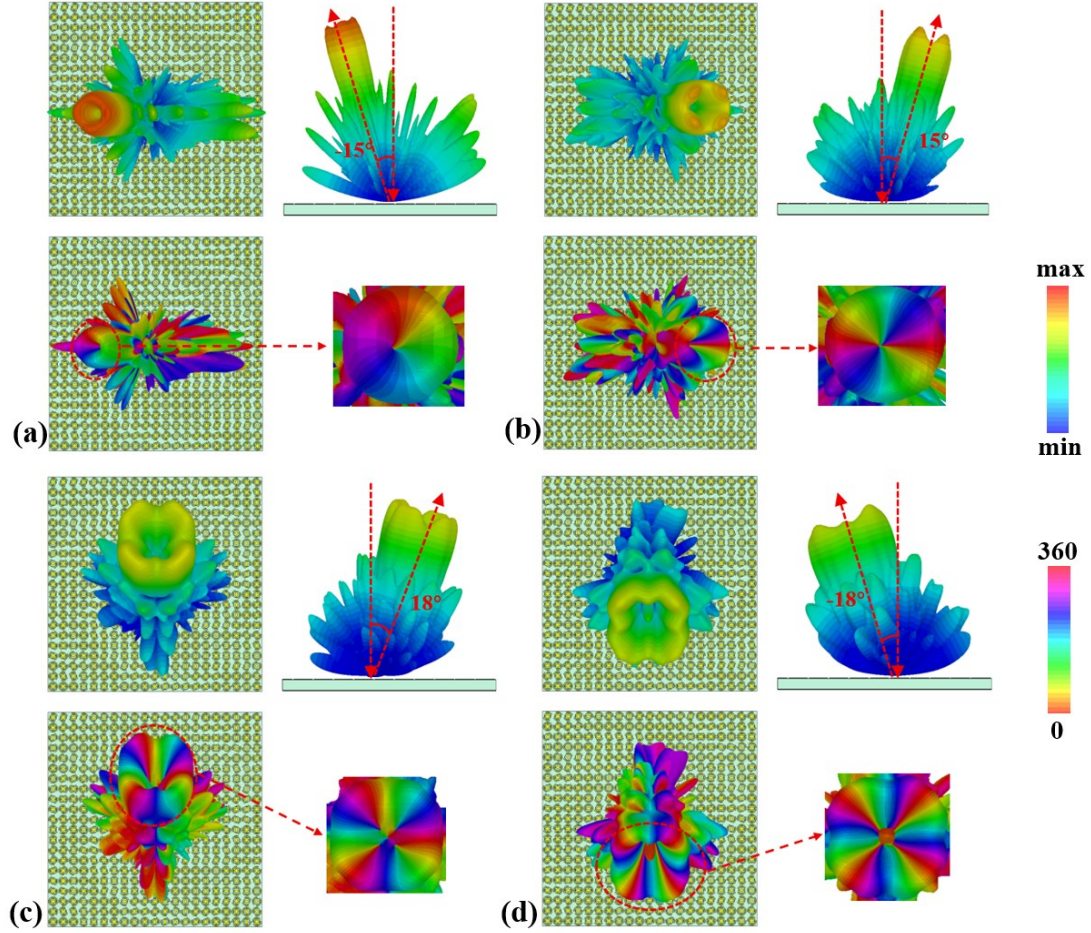


图 6 (a) 14.5GHz 频率 x -LP 极化入射时，仿真的+1 阶的涡旋波远场强度及相位分；(b) 14.5GHz 频率 y -LP 极化入射时，仿真的+2 阶的涡旋波远场强度及相位分布；(c) 6 GHz 频率 LCP 极化入射时，仿真的+3 阶的涡旋波远场强度及相位分布；(d) 6GHz 频率 RCP 极化入射时，仿真的+4 阶的涡旋波远场强度及相位分布

Fig. 6. (a) Simulated far-field intensity and phase distribution of +1-order vortex wave under x -LP incidence at 14.5 GHz;(b) Simulated far-field intensity and phase distribution of +2-order vortex wave under y -LP incidence at 14.5 GHz;(c) Simulated far-field intensity and phase distribution of +3-order vortex wave under LCP incidence at 6 GHz;(d) Simulated far-field intensity and phase distribution of +4-order vortex wave under RCP incidence at 14.5 GHz

图 6 展示了不同极化通道上仿真的远场强度及相位分布。仿真中，采用 2-18GHz 的喇叭天线作为馈源，放置在距离超表面 120mm 处。加入远场监视器获取仿真的远场结果。可以看出，在 14.5GHz 频率上，入射的 x -LP 及 y -LP 经过超表面反射的后主要沿着 x 轴两个相反的方向传播，远场强度表现出“甜甜圈”形状，每束电磁波的中心为 0，符合涡旋波的特征。同时可以看到，沿着 $-x$ 方向的

反射波有 1 个自旋臂，而沿着 $+x$ 方向偏转的反射波有 2 个自旋臂，说明 x -LP 和 y -LP 入射下分别在两个方向上产生了+1 和+2 阶的 OAM。同时，在 6 GHz 频率上，入射的 LCP 及 RCP 经过超表面反射的后主要沿着 y 轴两个相反的方向传播，远场强度中心凹陷，符合涡旋波的特征。同时可以看到，沿着 $+y$ 方向的反射波有 3 个自旋臂，而沿着 $-y$ 方向偏转的反射波有 4 个自旋臂，说明 LCP 和 RCP 入射下分别在两个方向上产生了+3 和+4 阶的 OAM。仿真结果符合预先设计的四通道涡旋波束特性。

为验证所设计涡旋超表面的可行性与实际性能，本文采用印刷电路板(PCB) 工艺加工制备了超表面样品，其整体尺寸为 $210\text{ mm} \times 210\text{ mm}$ 。超表面样品实物及测试环境如图 7 所示。测试采用 AV3672B 矢量网络分析仪，发射端采用工作在 2-18GHz 的双脊喇叭天线，放置在超表面的焦距 120 mm 处。为验证超表面的波束调控性能，分别开展近场扫描测试和远场测试。

近场扫描测试时，发射天线置于超表面前方，对样品进行照射；接收探针以公式 (9) 设计的理论反射方向为法线进行平面扫描，扫描平面中心距离超表面样品中心 200 mm 位置处，探针扫描步长为 2 mm，采集反射场的幅度和相位信息。扫描区域尺寸为 $200\text{ mm} \times 200\text{ mm}$ 。随后对测量数据进行模态谱分析，提取各个极化与频率的涡旋波束的强度分布、相位分布及模式纯度。整个测试过程均在微波暗室中完成，以减小环境反射和外界电磁干扰对测试结果的影响，提高测试结果的准确性和可靠性。

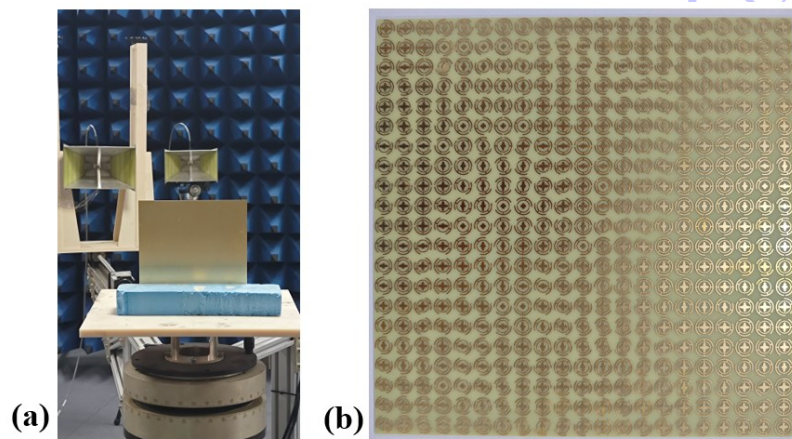


图7 (a) 微波暗室测试环境；(b) 超表面阵列实物图

Fig. 7. Microwave anechoic chamber test environment; (b) Physical photograph of metasurface

array

图 8 给出了不同极化入射下生成涡旋波束的电场强度分布、相位分布以及模式纯度结果。可以看出，各通道均形成了典型的中空环形强度分布，相位呈现连续螺旋变化特征，表明所产生波束具有良好的轨道角动量特性。经模态分解分析，目标模式纯度分别为 0.74、0.72、0.78 和 0.75，均明显高于其他杂散模式。测试结果与设计预设吻合较好，证明了所设计超表面在不同极化通道下实现多路独立涡旋波束调控的有效性。

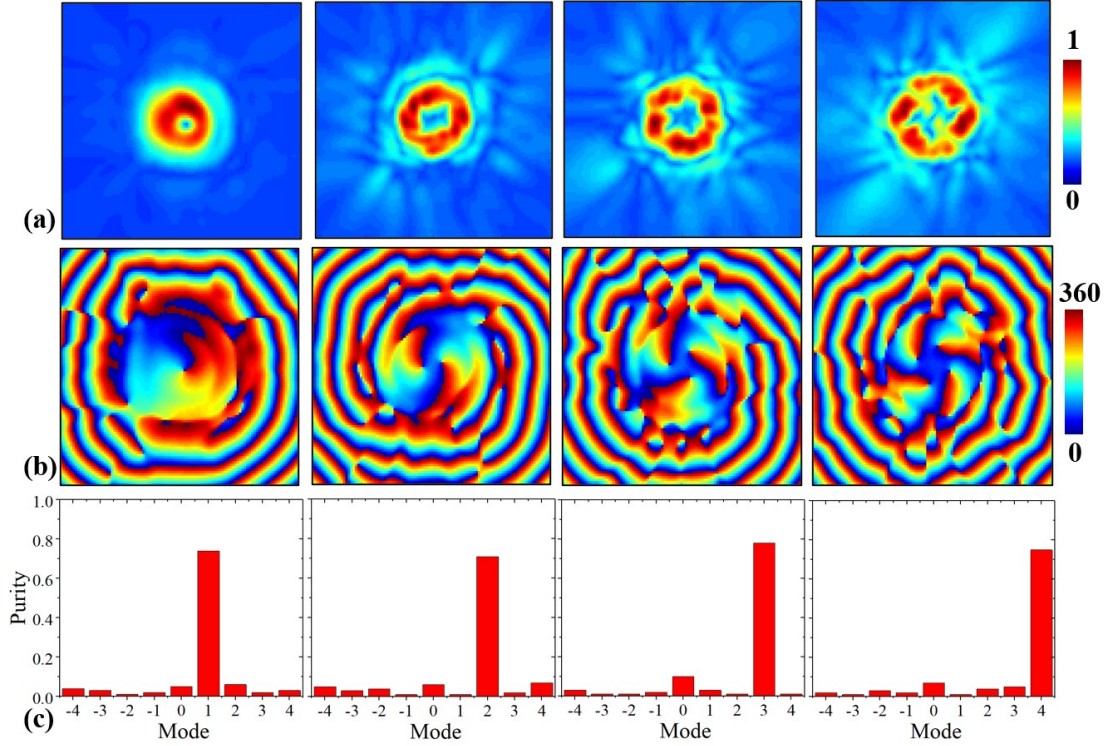


图8 实验测试的不同极化入射下的电场强度、相位分布及模式纯度。(a) 不同阶数的电场强度分布；(b) 不同阶数的相位分布；(c) 不同阶数的模式纯度

Fig. 8. Experimental results of electric-field intensity distributions, phase distributions, and mode purity under different polarization incidences. (a) Electric-field intensity distributions of OAM beams with different topological charges; (b) Corresponding phase distributions; (c) Mode purity of the generated OAM beams.

为进一步验证超表面的功能特性，本文对其辐射的涡旋波远场强度分布进行了实实验验证。发射端和接收端均采用双脊喇叭天线，接收天线位于超表面样品 5 m 位置处，围绕转台以 1° 为步长旋转 180° 接收该区域的电场信息。图 9 给出了馈源天线沿 $-z$ 方向入射时，14.5 GHz、6 GHz 两个目标频点下， x -LP、 y -LP 与 LCP、RCP 四种极化入射条件下，归一化 $\Phi=0^\circ$ 和 $\Phi=90^\circ$ 平面内的辐射方向图

仿真与实测结果对比。从图中可清晰观察到，在两个工作频点、四种极化入射场景下，仿真与实测的辐射方向图在偏离超表面法线方向均出现明显的中心凹陷特征，与涡旋电磁波特有的“甜甜圈”形电场强度分布高度吻合，直观证实了所辐射波束携带非零拓扑荷的 OAM 模式。

进一步对比仿真与实测结果发现，在 -10 dB 以上的主瓣及近主瓣区域，两者的辐射方向图吻合度较高，表明超表面在主要能量辐射范围内，对涡旋波束的调控效果与设计预期基本一致。尤其在波束中心凹陷区域，实测结果成功复现了仿真中出现的幅度奇点，进一步印证了涡旋波束的相位奇点特性，验证了超表面涡旋波生成的可靠性。值得注意的是，波束中心凹陷的实际角度位置与理论设计值具有良好的一致性。在 14.5 GHz 频段， $x\text{-LP}$ 与 $y\text{-LP}$ 入射下，实测中心凹陷角度分别为 -15° 与 15° ，与理论设计值完全一致；在 6 GHz 频段，实测中心凹陷角度分别为 -18° 与 18° ，与 18.2° 的理论设计值吻合度良好。该结果表明，所设计的超表面在不同频点、不同极化入射条件下，均能将涡旋波束精准辐射至预设空间角度，充分验证了其对 OAM 波束指向的精确调控能力。

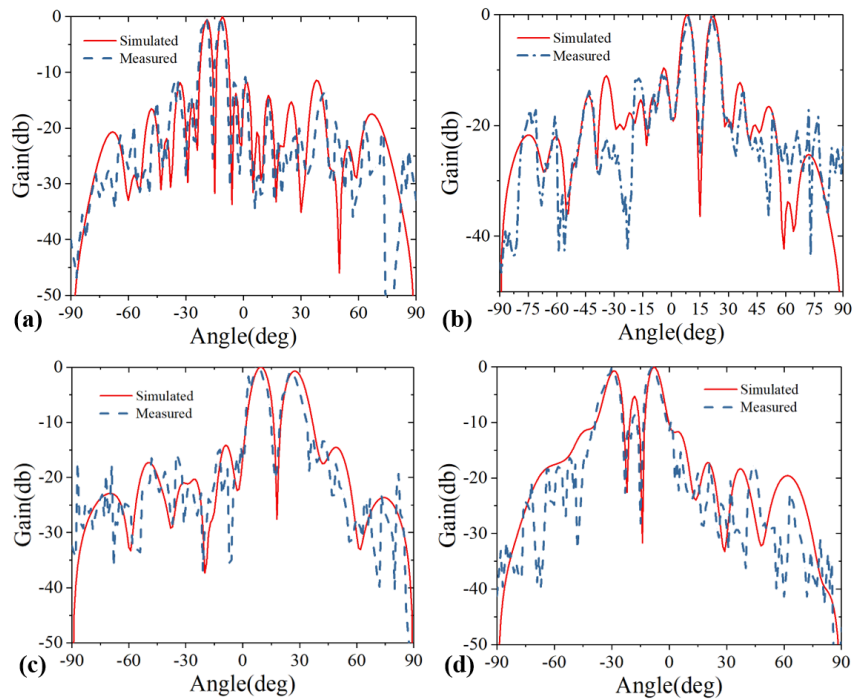


图 9 (a) 14.5 GHz 频率下 $x\text{-LP}$ 入射下涡旋波的归一化的仿真的远场辐射与测试的远场辐射；(b) 14.5 GHz 频率下 $y\text{-LP}$ 入射下涡旋波的归一化的仿真的远场辐射与测试的远场辐射；(c) 6 GHz 频率下 LCP 入射下涡旋波的归一化的仿真的远场辐射与测试的远场辐射；(d) 6 GHz 频率下 RCP 入射下涡旋波的归一化的仿真的远场辐射与测试的远场辐射

Fig. 9. (a) Normalized simulated and measured far-field radiation of vortex wave under x -LP incidence at 14.5 GHz;(b) Normalized simulated and measured far-field radiation of vortex wave under y -LP incidence at 14.5 GHz;(c) Normalized simulated and measured far-field radiation of vortex wave under LCP incidence at 6 GHz;(d) Normalized simulated and measured far-field radiation of vortex wave under RCP incidence at 6 GHz.

4 总结

本文提出并验证了一种双频、四极化通道独立调控的反射型超表面器件。通过采用双开口谐振环嵌套正交椭圆贴片的复合谐振单元，分别在 6 GHz 和 14.5 GHz 频段实现了圆极化与线极化波的独立相位调控，构建了 LCP、RCP、 x -LP 和 y -LP 四类互不干扰的电磁波操控通道。通过将几何相位与传输相位协同调控，解决了传统几何相位方法中自旋通道相位耦合的问题，实现了对两类圆极化波反射相位的独立控制；同时，基于传输相位原理，完成了对两类正交线极化波的相位独立调制。仿真与实验结果表明，所设计的超表面可在四个通道内分别生成传播方向各异、拓扑阶数不同的涡旋电磁波，且通道间串扰极低，波束质量与理论设计高度吻合。该研究为多极化兼容的超表面设计提供了可行方案，也为多通道 OAM 复用通信奠定了基础。

参考文献

- [1]. Shen Z, He Q 2021 *Opt. Express* **29** 34850
- [2]. Wang H, Ma H, Chen M, Sun S, Cui T 2021 *Adv. Funct. Mater.* **31** 2100275
- [3]. Zhang S, Zhang Y, Jin S, Hu D 2024 *Appl. Opt.* **63** 7418
- [4]. Zou X J, Wang Y, Zong B, Xu X, Han L, Zhu H, Song W, Tan M, Du H 2026 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **74** 1156
- [5]. Wang Y, Wang X, Liu M, Rong X, Fang S, Huo D, Liu Zhe 2026 *Laser & Photonics Reviews* **2026** e03028
- [6]. Xu N, Kong Z, Tan Q, Fu Y 2018 *Appl. Opt.* **57** 9643
- [7]. Lin F, Ni H, Zhao W, Liu L, Zhang Y, Huang Z, Wang W, Wang Q, Wang T, Bai Y, Ding N, Liu S, Huang W, Zhao Q 2026 *npj Flex. Electron.* **10** 20
- [8]. Wang Y, Wang X, Liu M, Rong X, Fang S, Liu Z 2026 *Adv. Compos. Hybrid Mater.* **9** 273
- [9]. Xu N, Xiao H, Kong Z, Tan Q 2019 *IEEE Photonics Journal* **11** 6500410

- [10]. Qin F, Wan L, Li L, Zhang H, Wei G, Gao S 2018 *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.* **17** 1793
- [11]. Guo K, Xin J, Song Z 2025 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **58** 065109
- [12]. Wang L M, Liang J J 2025 *Microw. Opt. Technol. Lett.* **67** e70462
- [13]. Hao H, Li S, Huang W, Shen Y, Li Z, Zhang T 2025 *Prog. Electromagn. Res. M* **131** 19
- [14]. Fan J, Cheng Y Z 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 025109
- [15]. Tang L, Hu Q, He M, Zhang Y, Liu J, Liu X, Tang Y 2027 *Journal of Materials Science & Technology* **277** 217
- [16]. Tan J, Li Y, Wang J 2025 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **73** 8242
- [17]. Tan J, Li Y, Ge L, Wang J, Hu T 2025 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **73** 7314
- [18]. Zhu R, Zhou J, Chen S, Ding H 2025 *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.* doi: 10.1109/TAES.2025.3580015.
- [19]. Liu Q, Liu W W, Cheng H, Chen S 2021 *Infrared and Laser Engineering* **50** 20211027 (in Chinese) [刘淇, 刘文玮, 程化, 陈树琪 2021 红外与激光技术 **50** 20211027]
- [20]. Liu T, Meng Y, Wang J, Ma H, Zhu R, Liu C, Li W, Chu Z, Sui S, Qiu T, Tang W, Qu S 2023 *Photonics Res.* **11** 1047
- [21]. Zhang Q, Xie R, Gu Z, Zhang H, Chen C, Ding J, Chen W 2022 *Opt. Express* **30** 4249
- [22]. Huang H, Zhang J 2022 *Int. J. RF Microw. Comput.-Aided Eng.* **32** e23155
- [23]. Meng X, Wu J, Wu Z, Qu T, Yang L 2018 *Opt. Express* **26** 23185
- [24]. Meng X S, Wu J J, Wu Z S, Qu T, Yang L 2018 *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.* **17** 2269
- [25]. Ding G, Chen K, Luo X, Zhao J, Jiang T, Feng Y 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 044043
- [26]. Shang G, Li G, Zhao W, Zhang K, Wu Q, Liu J, Burokur S N, Li H, Ding X 2024 *Opt. Express* **32** 1451
- [27]. Liu G, Xu N, Yang H, Tan Q, Jin G 2022 *Photon. Res.* **10** 1317
- [28]. He X, Wu M, Lu G, Zhang Y, Geng Z 2025 *Photon. Res.* **13** 976

- [29]. Wang C, Xu H X, Zhu R, Ding H, Li B, Wang X, Yang C, Lu Y 2026 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **74** 4915
- [30]. Huang R T, Li J S 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 054201 (in Chinese) [黄若彤, 李九生 2023 *物理学报* **72** 054201]
- [31]. Wang Y, He X, Wu M, Lu G, Geng Z, Qu Y 2025 *Opt. Lasers Eng.* **195** 109250
- [32]. Wang J L, Yang Y, Qin Y, Wang H, Chen H, Zhong K 2026 *Acta Phys. Sin.* **75** 124201 (in Chinese) [汪静丽, 杨影, 秦云, 万洪丹, 陈鹤鸣, 钟凯 2026 *物理学报* **75** 124201]
- [33]. Liu T, Chen H, Wang W, Sun H, Hu L, Chen M, Chu Z, Xu K, Wang B, Wang L, Ge C, Liu G, Wang L 2026 *Photonics Res.* **14** 2646
- [34]. Meng X S, Wu J J, Wu Z S, Yang L, Huang L, Li X, Qu T, Wu Z 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 093504
- [35]. Meng X, Wu J, Wu Z, Qu T, Yang L 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** 305002
- [36]. Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J-P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333

Quad-Polarization Vortex Beam Manipulation Metasurface Based on a Composite Resonant Structure

ZHAO Juan^{1†} LEI Li-Lan¹⁾

1) (School of Artificial Intelligence and Information Engineering, Yichun University, Jiangxi

336000, China)

The growing demand for high-capacity communications and multifunctional electromagnetic systems requires components capable of independently manipulating multiple frequency bands and polarization states within a shared aperture. This work addresses the challenge of achieving fully decoupled, multi-channel wavefront control on a single metasurface platform. We propose and experimentally demonstrate a reflective metasurface with a composite “nested” resonator architecture for quad-polarization, dual-band operation. The meta-atom comprises an outer double-split ring resonator and an inner cross-shaped orthogonal elliptical

patch. These two substructures excite independent resonances at 6 GHz and 14.5 GHz, respectively, with electric-field distributions confirming physical isolation between the two frequency bands. At 6 GHz, the outer ring dominates, where geometric and propagation phase mechanisms are synergistically combined to achieve complete spin-decoupled control of left-hand circularly polarized (LCP) and right-hand circularly polarized (RCP) waves, enabling independent 2-bit phase encoding for each spin channel. At 14.5 GHz, the inner patch governs the response, utilizing the propagation phase principle to deliver independent 2-bit phase modulation for X-linear polarization (XLP) and Y-linear polarization (YLP) waves with high polarization isolation. Full-wave analysis confirms physical decoupling of the resonant modes, establishing four non-interfering manipulation channels. A 21×21 array prototype was fabricated and tested to simultaneously generate four distinct vortex beams, each carrying a unique orbital angular momentum (OAM) mode (topological charges of +1, +2, +3, and +4) and directed to a different predefined angle. Far-field measurements in an anechoic chamber show excellent agreement with simulations. The generated beams exhibit the characteristic “doughnut” amplitude profile and well-defined helical phase fronts, with measured beam-pointing angles precisely matching theoretical predictions. The measured mode purities reach 0.74, 0.72, 0.78, and 0.75 for the four channels, respectively. The measured beam-null angles are -15° and $+15^\circ$ at 14.5 GHz, and -18° and $+18^\circ$ at 6 GHz, matching the theoretical designs. Inter-channel crosstalk is verified to be extremely low. This study provides a compact methodology for fully independent, multi-polarization, multi-band wavefront engineering. The demonstrated capability to generate multiple high-quality OAM beams from a single shared-aperture device represents a significant advancement for mode-division multiplexing communications, multi-channel radar, and integrated electromagnetic systems.

Keywords: beam manipulation; reflective metasurface; quad-polarization; vortex beam;

orbital angular momentum

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62161050)

† Corresponding [author. E-mail: zj_ycxy@126.com](mailto:zj_ycxy@126.com)
The first author. E-mail: zj_ycxy@126.com

录用稿件，非最终出版稿