

# 基于双开缝环结构的半反射和半透射超宽带超薄双偏振太赫兹超表面\*

杨东如<sup>1)</sup> 程用志<sup>1)3)†</sup> 罗辉<sup>1)3)</sup> 陈浮<sup>1)3)</sup> 李享成<sup>2)3)‡</sup>

1) (武汉科技大学信息科学与工程学院, 武汉 430081)

2) (武汉科技大学耐火材料与冶金国家重点实验室, 武汉 430081)

3) (湖北隆中实验室, 襄阳 441000)

(2023年3月27日收到; 2023年5月23日收到修改稿)

提出了一种基于双开缝环结构的半反射和半透射双偏振超宽带太赫兹超表面, 能够实现光束偏折和生成涡旋光束. 该超表面单元结构仅由附着在超薄介质层上的金属双开缝环构成, 在超宽频段范围内同时调控反射和透射太赫兹圆偏振 (circular polarization, CP) 波和线偏振 (linear polarization, LP) 波. 基于传输相位和几何相位理论, 改变开缝环的大小和旋转方向, 在 0.3—1.2 THz 范围内可以实现透射和反射的正交 LP 波和 CP 波在  $0-2\pi$  相移全覆盖, 对应的正交 LP 波和 CP 波平均幅值为 0.45 的相对带宽分别达到 86% 和 120%. 本文特别设计了全空间超表面模型, 实现了 LP 波和 CP 波光束偏折与生成涡旋光束. 这些研究有助于全空间多功能太赫兹超表面器件的实现和实际应用.

**关键词:** 太赫兹, 超表面, 圆偏振, 线偏振, 光束偏折, 涡旋光束

**PACS:** 87.50.U-, 42.79.Fm, 74.25.Uv, 42.25.Ja

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230471

## 1 引言

随着现代光电子技术的快速发展, 实现电磁波或光波传输特性的有效操控是长期以来一直追求的目标. 而传统调控方法需要通过增大材料或器件尺寸来累积光程产生连续相位变化, 通常具有频带窄、效率低和结构复杂等缺点. 超表面 (metasurfaces, MSs) 是基于超材料 (metamaterials, MMs) 发展起来的具有周期性亚波长特性的准二维平面结构<sup>[1]</sup>. 通过 MSs 单元结构精巧的设计, 可以灵活地调控电磁波的幅值、相位以及偏振态<sup>[2,3]</sup>. MSs 具有厚度薄、剖面低以及易于制备等特点, 为光学器件的小型化和集成化设计与实现提供全新的途径.

最近十几年快速发展起来的太赫兹 (terahertz, THz) 技术由于其具有丰富的频谱资源、穿透力强、非电离辐射、对生物组织无害等特点, 使其能够在医疗、生物、无线通信等领域具有广阔的应用前景. 基于 MSs 的 THz 器件能够实现各种功能, 包括异常反射/折射<sup>[4,5]</sup>、涡旋光束<sup>[6-8]</sup>、偏振转换<sup>[9]</sup>、完美吸收<sup>[10]</sup>、光束整形<sup>[11]</sup>等. MSs 是当前的研究热点之一, 也是未来 THz 技术发展的重要方向之一.

目前, 大部分 MSs 可以用于操控反射或透射电磁波<sup>[12,13]</sup>. 为了满足日益增长的多功能 THz 设备的需求, 反射和透射模式多功能 MSs 的设计和实现显得非常迫切<sup>[14-17]</sup>. Fan 等<sup>[16]</sup> 提出了一种基于双层互补结构的多功能 MS, 可调控两个不同 THz 频率点反射和透射圆偏振 (circular polarization,

\* 湖北省自然科学基金创新群体项目 (批准号: 2020CFA038) 和湖北省重点研发项目 (批准号: 2020BAA028) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: chengyz@wust.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: lixiangcheng@wust.edu.cn

CP) 波波前. Li 等<sup>[17]</sup> 提出了一种工作在 THz 区域全空间 MS, 在两个不同的频率点上可以独立操控透射线偏振 (linear polarization, LP) 波和反射 CP 波. Zhang 等提出了一种基于几何相位的全空间多功能复合结构 MS<sup>[18]</sup>, 可以实现两个不同频率点的电磁波波前操控. 最近, 各种功能的全空间 MSs 相继被提出, 它们可以实现反射和透射模式的波前操控<sup>[15,19–21]</sup>. 通过改变单元结构的几何参数, 可以得到 MSs 的振幅和相位分布, 可以实现携带轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 的涡旋光束、异常反射、折射等. 但当前实现全空间波前操控的 MSs 大多基于三层/多层结构, 并且一些 MSs 工作频带窄, 限制了其实际应用. 因此, THz 频段全空间 MSs 仍需进一步研究以提高其性能和应用范围.

为此, 本文提出了一种基于双开缝环谐振器结构的超薄超宽带单层 MS, 并对其数值研究, 该结构基于几何相位和传输相位可以同时有效地操控 THz 频率下的反射和透射模式 LP 和 CP 波. 结果表明, 通过 MS 结构的入射右旋/左旋圆偏振 (RCP/LCP) 波在反射和透射后都可转换为左旋/右旋圆偏振 (LCP/RCP) 波, 入射  $x/y$  偏振 ( $LP_x/LP_y$ ) 在反射和透射后都可转换为  $y/x$  偏振 ( $LP_y/LP_x$ ) 波. 改变双开缝环  $\pm 45^\circ$  方向上的开口大小和旋转方向, 反射和透射正交 LP 和 CP 波相位可在 0.3–1.2 THz 范围内实现  $0–2\pi$  全覆盖. 分别利用梯度相位和螺旋相位构造了具有全空间 THz 光束偏折

和生成涡旋光束等功能的超宽频带超薄 MSs 器件. 该研究结果为利用 MS 实现超宽带全空间多功能 THz 波前操控器件设计提供了参考, 有望成为实用化的 THz 光束偏转器件以及涡旋光束生成器件.

## 2 结构设计和理论分析

图 1(a) 和图 1(b) 分别是 MS 单元结构的前视图和立体视图, 其仅由超薄电介质衬底和金属双开缝环组成.  $\alpha$  是双开缝环中间的金属条相对  $x$  轴方向的方位旋转角,  $g$  为双开缝环开口的大小. 选择相对介电常数为 2.67 的无损膜材料苯并环丁烯 (benzo-cyclo-butene, BCB) 作为电介质衬底以支撑金属谐振器结构. 双开缝环结构由金膜制成, 厚度为  $0.2 \mu\text{m}$ , 电导率  $\sigma = 4.56 \times 10^7 \text{ S/m}$ . 最终优化的 MS 单元结构参数为:  $p_x = p_y = 200 \mu\text{m}$ ,  $r = 90 \mu\text{m}$ ,  $w = 20 \mu\text{m}$ ,  $b = 2 \mu\text{m}$ ,  $t = 10 \mu\text{m}$ ,  $t_m = 0.2 \mu\text{m}$ . 因此, 设计的 MS 的总厚度为  $10.2 \mu\text{m}$ , 仅为 1 THz 波长的 3.4%.

为详细分析双开缝环结构谐振器工作机理, 图 1(c)–(e) 为  $LP_y$  波垂直入射下分别在 0.4 THz, 0.8 THz 和 1.1 THz 处单元结构表面电流分布. 根据电磁场理论, 任何沿  $y$  轴方向偏振电场都可以分解为沿  $u$  和  $v$  轴方向的两个正交电场分量<sup>[9,22]</sup>. 设计的 MS 单元结构具有典型的各向异性, 表明其在入射电磁波的照射下会在其表面诱导产生感应电流, 形成基本的偶极子谐振响应, 不同的频率点处

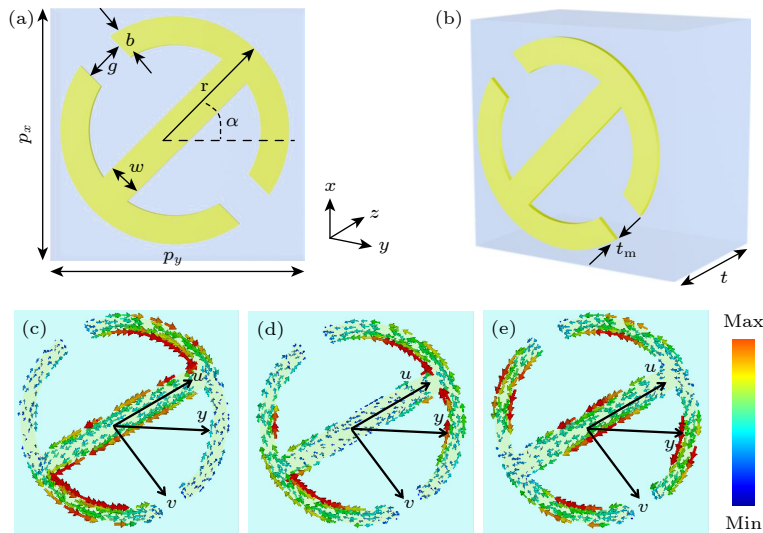


图 1 MS 示意图 (a), (b) 单元结构前视图和透视图;  $LP_y$  波垂直入射下在 (c) 0.4 THz, (d) 0.8 THz 和 (e) 1.1 THz 处单元结构表面电流分布

Fig. 1. Schematic diagram of MS: (a), (b) Front and perspective view of the unit-cell structure; the surface current distributions of the unit-cell structure under the normal incident  $LP_y$  wave at (c) 0.4 THz, (d) 0.8 THz and (e) 1.1 THz.

电流强度的分布呈现明显的差异,从而导致宽频带内透射和反射 THz 波偏振态的改变. 从图 1(c)—(e) 可以看出,诱导产生的表面电流主要集中在金属双开缝环上,在不同频率点分布区域不同,并且流动方向也不同. 如图 1(c) 所示,在低频 0.4 THz,表面电流主要分布在双开缝环金属条和上下两端的金属圆弧上且沿着  $-u$  轴和  $+y$  轴方向流动,表明设计的开缝环结构只部分响应  $u$  轴和  $y$  轴方向的电场分量,形成显著的  $u$  轴和  $y$  轴方向的电偶极子响应. 如图 1(d) 所示,在 0.8 THz,表面电流主要分布在双开缝环左右两端圆弧上且沿着  $+v$  轴方向流动,表明设计的开缝环结构只响应  $v$  轴方向的电场分量,形成显著的  $v$  轴方向电偶极子响应. 如图 1(e) 所示,在高频 1.1 THz,表面电流部分沿着  $+v$  轴方向另外一部分沿着  $-u$  轴方向流动,表明此时的开缝环结构部分响应  $v$  轴方向另外一部分响应  $u$  轴方向的电场分量,形成  $v$  轴和  $u$  轴方向的正交的电偶极子响应. 由此可知,本工作设计的 MS 在超宽频范围内对 THz 波偏振态的改变,主要源于开缝环结构不同模式的本征偶极子谐振响应以及结构的各向异性.

采用传输矩阵分析设计的双开缝环结构偏振特性,当 LP 波通过设计的 MS 时反射和透射后沿  $x$  和  $y$  轴方向偏振分量可以表示为<sup>[11]</sup>

$$\mathbf{R}_{\text{CP}} = \begin{pmatrix} r_{++} & r_{+-} \\ r_{-+} & r_{--} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (r_{xx} + r_{yy}) + i(r_{xx} - r_{yy}) & (r_{xx} - r_{yy}) - i(r_{xx} + r_{yy}) \\ (r_{xx} - r_{yy}) + i(r_{xx} + r_{yy}) & (r_{xx} + r_{yy}) - i(r_{xx} - r_{yy}) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

其中,  $r_{--}, r_{-+}, r_{+-}$  和  $r_{++}$  是 CP 波的反射系数,  $r_{xx}, r_{xy}, r_{yx}$  和  $r_{yy}$  是 LP 反射系数. 第一和第二下标分别表示反射波和入射波的偏振状态 (例如, “-”LCP, “+”RCP, “ $x$ ”LP $x$ , “ $y$ ”LP $y$ ). 为验证反射波的相位与设计 MS 单元结构的方位角 ( $\alpha$ ) 之间的关系,与  $\alpha$  相关的 CP 反射系数可以用 Jordan 矩阵表示:

$$\mathbf{R}_{\text{CP}}^* = \mathbf{R}(\alpha) \cdot \mathbf{R}_{\text{CP}} \cdot \mathbf{R}(-\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \mathbf{R}_{\text{CP}} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}, \quad (6)$$

其中  $\mathbf{R}(\alpha)$  是  $\alpha$  (在  $x, y$  平面中) 的标准  $2 \times 2$  旋转矩阵.  $\mathbf{E}_{\text{in}} = (1 \ i)^T$  是归一化入射波的电场矢量,反射波的电场可以表示为

$$\mathbf{E}_1^r = \begin{pmatrix} E_x^r \\ E_y^r \end{pmatrix} e^{i(kz - \omega t)}, \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_1^t = \begin{pmatrix} E_x^t \\ E_y^t \end{pmatrix} e^{i(kz - \omega t)}, \quad (2)$$

式中,  $\omega, \mathbf{k}, E_1^r, E_1^t$  分别表示角频率、波矢量,以及反射和透射电场的振幅. LP 波沿  $-z$  方向的传输可以通过传输矩阵获得

$$\begin{pmatrix} R_x \\ R_y \end{pmatrix} = \mathbf{R}_{\text{lp}} \begin{pmatrix} E_x^i \\ E_y^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{xx} & -r_{yx} \\ -r_{xy} & r_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^i \\ E_y^i \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\begin{pmatrix} T_x \\ T_y \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{\text{lp}} \begin{pmatrix} E_x^i \\ E_y^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{xx} & -t_{yx} \\ -t_{xy} & t_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^i \\ E_y^i \end{pmatrix}, \quad (4)$$

其中,  $\mathbf{R}_{\text{lp}}$  和  $\mathbf{T}_{\text{lp}}$  表示 LP 波的反射系数和透射系数,  $E_x^i$  和  $E_y^i$  分别为入射 LP 波  $x$  轴和  $y$  轴方向上的电场,  $r_{xx}, r_{yy}$  和  $t_{xx}, t_{yy}$  表示共偏振反射系数和透射系数,  $r_{xy}, r_{yx}$  和  $t_{xy}, t_{yx}$  表示交叉偏振反射系数和透射系数. 当 CP 波通过设计的 MS 时,入射 LCP/RCP 波转化为反射和透射的 RCP/LCP 波. 首先考虑反射模式,CP 反射系数可以通过变换矩阵  $\mathbf{R}_{\text{CP}}$  表示如下<sup>[23]</sup>:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{out}}^r &= \mathbf{R}_{\text{CP}}^* \cdot \mathbf{E}_{\text{in}} \\ &= \frac{1}{2} (r_{xx} + r_{yy} + r_{xy} + r_{yx}) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \\ &\quad + \frac{1}{2} (r_{xx} - r_{yy} + r_{xy} - r_{yx}) e^{i2\alpha} \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (7)$$

同样,对于 CP 波,透射模式与反射模式相似. 因此,透射场也可以表示如下:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{out}}^t &= \mathbf{T}_{\text{CP}}^* \cdot \mathbf{E}_{\text{in}} \\ &= \frac{1}{2} (t_{xx} + t_{yy} + t_{xy} + t_{yx}) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \\ &\quad + \frac{1}{2} (t_{xx} - t_{yy} + t_{xy} - t_{yx}) e^{i2\alpha} \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (8)$$

从 (7) 式和 (8) 式可以得出反射波和透射波由两个

偏振分量组成. 该公式前一项和后一项表示与入射波一致的共偏振分量和交叉偏振分量, 并且交叉偏振分量与入射波的相位差为  $2\alpha$ . 因此, 反射和透射 CP 波存在相位延迟并与单元结构  $\alpha$  之间呈线性关系, 显示出显著的宽带无色散特性. 为了研究所提出的单层 MS 的性能, 使用基于三维有限积分技术的 CST 仿真软件频域求解器对其单元结构进行数值模拟, 其中在  $x$  轴和  $y$  轴方向上采用周期性边界条件, 并沿  $z$  轴方向应用开放条件.

图 2(a1), (a2) 和图 2(b1), (b2) 为垂直入射正交 LP 波反射系数 ( $r_{xy}$ ,  $r_{yx}$ ) 和透射系数 ( $t_{xy}$ ,  $t_{yx}$ ) 以及对应的相位. 双开缝环开口大小  $g$  从  $0 \mu\text{m}$  变

化到  $160 \mu\text{m}$ , MS 单元的反射和透射正交 LP 波相位在  $0.3\text{--}1.2 \text{ THz}$  范围可实现  $0\text{--}2\pi$  全覆盖, 并且正交 LP 波反射系数 ( $r_{xy}$ ,  $r_{yx}$ ) 和透射系数 ( $t_{xy}$ ,  $t_{yx}$ ) 在  $0.4\text{--}1.0 \text{ THz}$  范围内平均幅值约为 0.45 的相对带宽达到 86%. 从图 2(a1), (a2) 和图 2(b1), (b2) 还可看出, 随  $g$  的变化, 反射和透射正交 LP 波幅值在低频  $0.3 \text{ THz}$  和 高频  $1.2 \text{ THz}$  附近变化幅度较大, 但在  $0.4\text{--}1.0 \text{ THz}$  范围内幅值变化比较小, 基本保持在 0.45 左右. 这意味着单层 MS 能将入射 LP 波在超宽带范围内转换成反射和透射的正交 LP 分量, LP 波偏振转换效率约为 22%, 接近单层 MS 所能实现的极限效率 (25%)<sup>[18]</sup>. 这也进一步

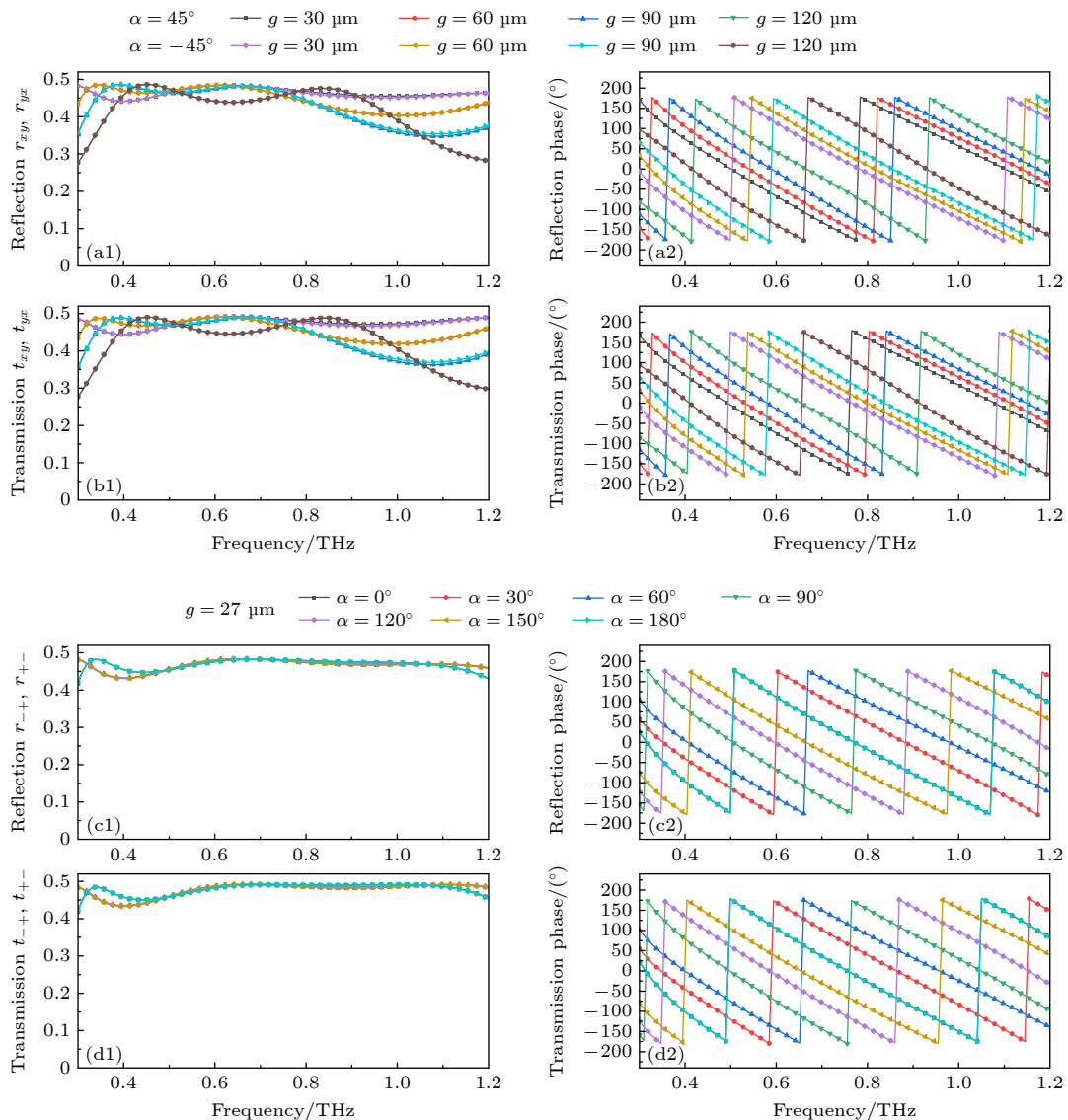


图 2 入射 LP 波和 CP 波通过单层 MS 转化成正交偏振波的 (a1), (c1) 反射系数 ( $r_{xy}$ ,  $r_{yx}$ ,  $r_{+-}$ ,  $r_{-+}$ ) 和 (b1), (d1) 透射系数 ( $t_{xy}$ ,  $t_{yx}$ ,  $t_{+-}$ ,  $t_{-+}$ ) 以及 (a2)—(d2) 对应的相位

Fig. 2. Reflection coefficient ( $r_{xy}$ ,  $r_{yx}$ ,  $r_{+-}$ ,  $r_{-+}$ ) (a1), (c1) and transmission coefficient ( $t_{xy}$ ,  $t_{yx}$ ,  $t_{+-}$ ,  $t_{-+}$ ) (b1), (d1) of the orthogonal polarization wave for the normal incident LP wave and CP wave through the designed single-layer MS, and the corresponding phase (a2)—(d2).

说明仅仅通过改变双开缝环结构开口大小  $g$  和方位旋转角 ( $\alpha = -45^\circ, +45^\circ$ ) 能在超宽带范围内保持稳定的反射和透射正交 LP 波幅值, 同时实现  $0-2\pi$  相位全覆盖. 图 2(c1), (c2) 和图 2(d1), (d2) 表示双开缝环结构的开口大小  $g = 27 \mu\text{m}$  保持不变, 而改变不同旋转角度  $\alpha$  时的正交 CP 波反射 ( $r_+, r_+$ ) 和透射系数 ( $t_+, t_+$ ) 以及相应的相位. 由于双开缝环的旋转角  $\alpha$  从  $0^\circ-180^\circ$  引起的几何相位叠加, 反射和透射正交 CP 波相位逐渐累积, 在  $0.3-1.2 \text{ THz}$  的频率范围内可以从  $0$  到  $2\pi$  覆盖相位. 另外, 正交 CP 波的反射和透射幅值平均约  $0.45$  的相对带宽达到  $120\%$ . 这同样意味着垂直入射 CP 波通过单层 MS 在超宽带范围内转换成反射和透射的正交 CP 分量, 且转换效率接近  $22\%$ . 当  $\alpha$  以  $30^\circ$  为间隔从  $0^\circ$  增至  $180^\circ$  时, 入射 CP 波通过 MS 转换为反射和透射的正交 CP 波, 相应的相位以一定的间隔从  $-180^\circ$  均匀地改变到  $+180^\circ$ , 而正交 CP 波的反射和透射幅值在  $0.3-1.2 \text{ THz}$  范围内几乎不随  $\alpha$  的变化而改变.

从上述模拟分析得出, 不论是 LP 波还是 CP 波垂直通过设计的单层 MS, LP 波一半被转换为反射正交 LP 波, 另一半被转化为透射正交 LP 波, 同样入射 CP 波一半被转换为反射正交 CP 波, 另一半被转换为透射正交 CP 波. 这意味着, 这种超薄单层 MS 可以同时实现半反射和半透射模式超宽带 LP 波和 CP 波偏振转换. 它还证实了在整个  $0.3-1.2 \text{ THz}$  频率范围, 虽然正交 LP 和 CP 波反射和透射幅值存在一定的差异, 但相移均可以实现  $0-2\pi$  全覆盖.

### 3 结果和讨论

#### 3.1 异常反射和折射

在上述分析的基础上, 接下来基于传输相位和几何相位来设计正交 LP 和 CP 波反射和透射模式的多功能波前操控 MSs. 通过调整双开缝环结构的旋转角 ( $\alpha$ ) 和开口大小 ( $g$ ), 可以实现  $0-2\pi$  的相位全覆盖. 引入不连续性梯度相位, 通过适当排布 MS 的单元结构来操控 MS 反射和透射模式 LP 和 CP 波.

根据图 2 的仿真结果, 图 3 为在  $0.5 \text{ THz}$  下 8 个不同单元的正交 LP 和 CP 波反射和透射幅值以及相位. 由图 3 可知, 当入射的 LP 和 CP 波通

过设计的 MS 单元时, 反射和透射的正交 LP 和 CP 波的幅值几乎相同, 基本都超过  $0.4$ , 并且存在固定的相位梯度. LP 和 CP 波垂直入射通过 MS 反射和透射后可以同时转换为其正交的 LP 和 CP 波分量. 根据广义 Snell 定律, 可以从理论上预测与 THz 波长和预设相位梯度相关的异常反射和折射角, 其表达式如下<sup>[24]</sup>:

$$n_r \sin \theta_r - n_i \sin \theta_i = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\Phi(x)}{dx}, \quad (9)$$

$$n_t \sin \theta_t - n_i \sin \theta_i = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\Phi(x)}{dx}, \quad (10)$$

其中,  $\theta_i$  是入射角,  $\theta_t$  和  $\theta_r$  是折射角和反射角,  $n_t$  和  $n_r$  表示 MS 界面两侧介质的折射率,  $\lambda$  是自由空间工作波长,  $d\Phi(x)/dx$  表示沿界面的相位梯度. 在实际仿真时, 将单层 MS 置于自由空间中 (即  $n_t = n_r = 1$ ), 激发源为正常入射的 THz 频率 LPy 和 RCP 波 ( $\theta_i = 0$ ), 反射角和折射角可通过简化 (9) 式和 (10) 式获得:

$$\theta_r = \sin^{-1} \left( \frac{\lambda g_0}{2\pi p} \right), \quad (11)$$

$$\theta_t = \sin^{-1} \left( \frac{\lambda g_0}{2\pi p} \right), \quad (12)$$

其中  $g_0$  是相位梯度,  $p$  是 MS 单元结构的周期. 可根据 (11) 式和 (12) 式从理论上计算所提出的单层 MS 在特定的频率下的反射角  $\theta_r$  和折射角  $\theta_t$ .

为了同时实现 LP 波异常反射和折射效应, 构造了以  $g_0 = \pi/4$  为相位差的相位梯度 MS. 图 4(a) 和图 4(b) 为垂直入射 LPy 波沿  $+z$  轴方向传播后的反射和透射 LPx 波在  $0.5 \text{ THz}$  的电场分布. 可以发现, 反射和透射电场均匀地分布在偏离  $z$  轴方向的两侧, 表明垂直入射的 LP 波在通过设计的单层 MS 反射和透射后被转换为正交 LP 波, 并向异常方向偏转, 偏转角度为  $\pm 21^\circ$ , 接近理论预测值  $22^\circ$ . 如图 4(c) 和图 4(d) 所示, 正交 LP 波归一化强度沿  $z$  轴方向反射和透射后相对于法线  $\pm 21^\circ$  方向达到最大值且接近于  $1$ . 这意味着沿偏转角反射和折射 LP 波的归一化功率强度最高.

从图 5(a) 和图 5(d) 可以看出, 与上述 LP 反射和透射的情况类似, 在  $0.8 \text{ THz}$  时, 反射和透射正交 CP 波电场偏转角分别为左偏约  $-12^\circ$  和右偏和约  $+12^\circ$ , 接近理论预测值 ( $-13.5^\circ$  和  $+13.5^\circ$ ). 如图 5(c) 和图 5(d) 所示, 在  $0.8 \text{ THz}$  下, 当反射和透射正交 CP 波偏转角均为  $\pm 12^\circ$  时, 对应归一化强

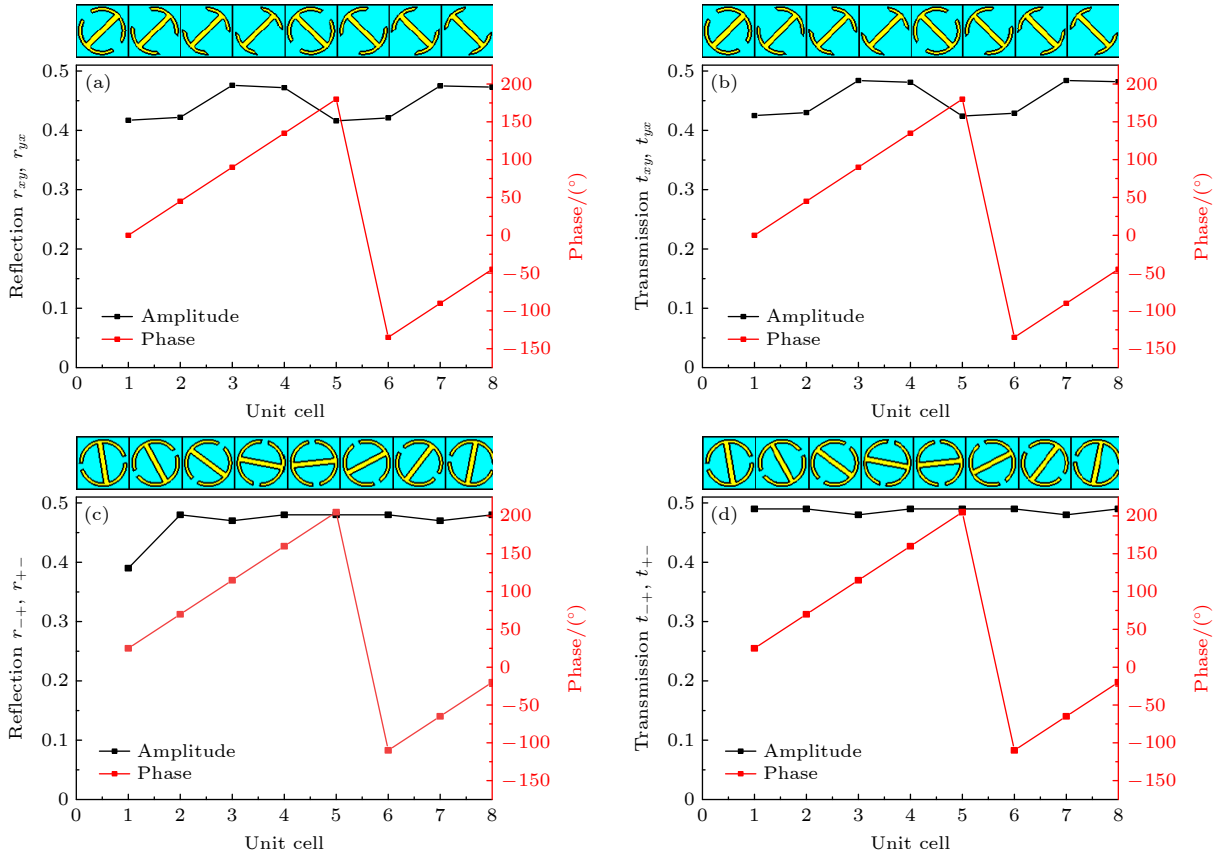


图 3 在 0.5 THz, 8 个不同单元结构的 (a), (c) 反射和透射 (b), (d) 正交 LP 和 CP 波的幅值和相位 (a), (b) LP 波; (c), (d) CP 波; 插图是一个具有 (a), (b) 传输相位和 (c), (d) 几何相位梯度分布的 8 个不同单元 MS 超单元结构  
 Fig. 3. Amplitude and phase of the (a), (c) reflected and (b), (d) transmitted orthogonal LP and CP waves for 8 different unit-cells at 0.5 THz: (a), (b) LP wave; (c), (d) CP wave. The inset shows a supercell of the MS with 8 unit-cells with gradient distributions of (a), (b) propagation phase and (c), (d) geometric phase.

度达到最大. 结果表明, 入射 RCP 波垂直通过设计的单层 MS 可以转换为在相同频率下具有相同偏转角约  $12^\circ$  的异常反射和折射 LCP 波, 同时实现左偏和右偏两个方向. 但值得注意的是, 在  $z$  轴方向附近反射和透射正交 CP 波的归一化强度也达到最大值, 表明此处存在能量较大的波束. 这主要是由于在实际仿真时所构建的 MS 超单元 (8 个双开缝环结构) 个数有限 (通常为 1—3 个), 使得在其  $z$  轴方向上产生较大的旁瓣. 通过增大超单元的个数可以显著抑制  $z$  轴方向产生的波束.

以上的数值仿真和理论计算结果说明设计的 MS 可以同时实现反射和透射 LP 和 CP 光束偏转功能. 进一步研究设计的 MS 多功能 THz 光束偏转特性, 图 6 为数值仿真和理论计算得到的 LP 和 CP 波反射和透射偏转角度随频率的依赖关系. 通过设计的 MS 后反射和透射 LP 和 CP 波偏转角度扫描范围设置为  $-50^\circ$ — $+50^\circ$ . 如图 6 所示, 在 0.3—1.2 THz 宽频率范围内, 垂直入射的 LP 和 CP 波

通过设计的 MS 后, 反射和透射的正交偏振分量沿着两个对称分布的方向传播, 偏转的角度随着频率的增大而逐渐减小. 根据广义 Snell 定律, LP 和 CP 波通过设计的 MS 后光束能够在宽角度范围 ( $6^\circ$ — $40^\circ$ ) 实现异常反射和折射. 根据 (11) 式和 (12) 式理论计算得到的异常反射和折射偏转角度随频率的变化关系如图 6 中虚线所示, 与模拟结果基本一致. 由此可以证明本文设计的超薄单层 MS 可以作为超宽带双偏振 THz 光束偏转器.

### 3.2 反射和透射模式下的涡旋光束生成

具有螺旋相位分布携带 OAM 的涡旋光束可以大幅提高信息容量, 对于现代通信和量子物理学的发展起到重要的推动作用. 在横向平面上生成携带不同拓扑电荷数 OAM 涡旋光束的相位呈现螺旋相位分布  $e^{il\varphi}$ , 其中  $\varphi$  和  $l$  是方位角和拓扑电荷的阶数. 为满足螺旋相位分布, 可以在  $xoy$  平面中根据不同方位角的双开缝环结构排布来构建单层

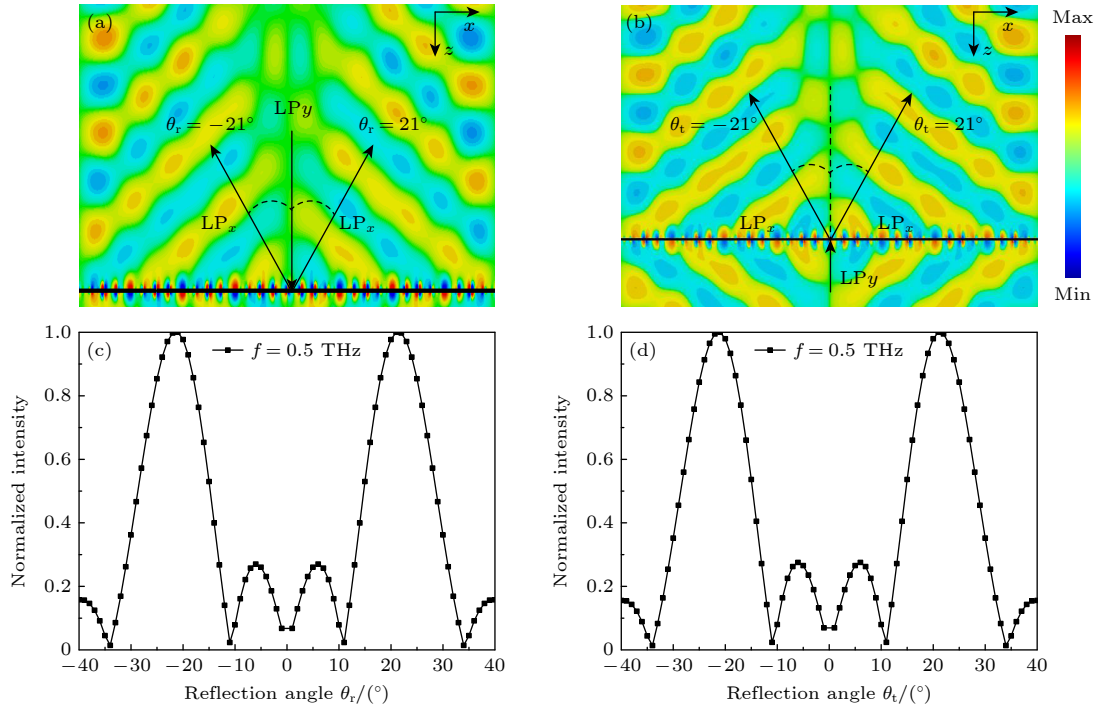


图 4 (a), (b) 在 0.5 THz 时异常反射和折射的 LP 波在  $x$ - $z$  平面电场分布; (c), (d) 对应的归一化强度

Fig. 4. (a), (b) Simulated electric field distributions of the abnormal reflection and refraction orthogonal LP wave in the  $x$ - $z$  plane at 0.5 THz, and (c), (d) the corresponding normalized intensity.

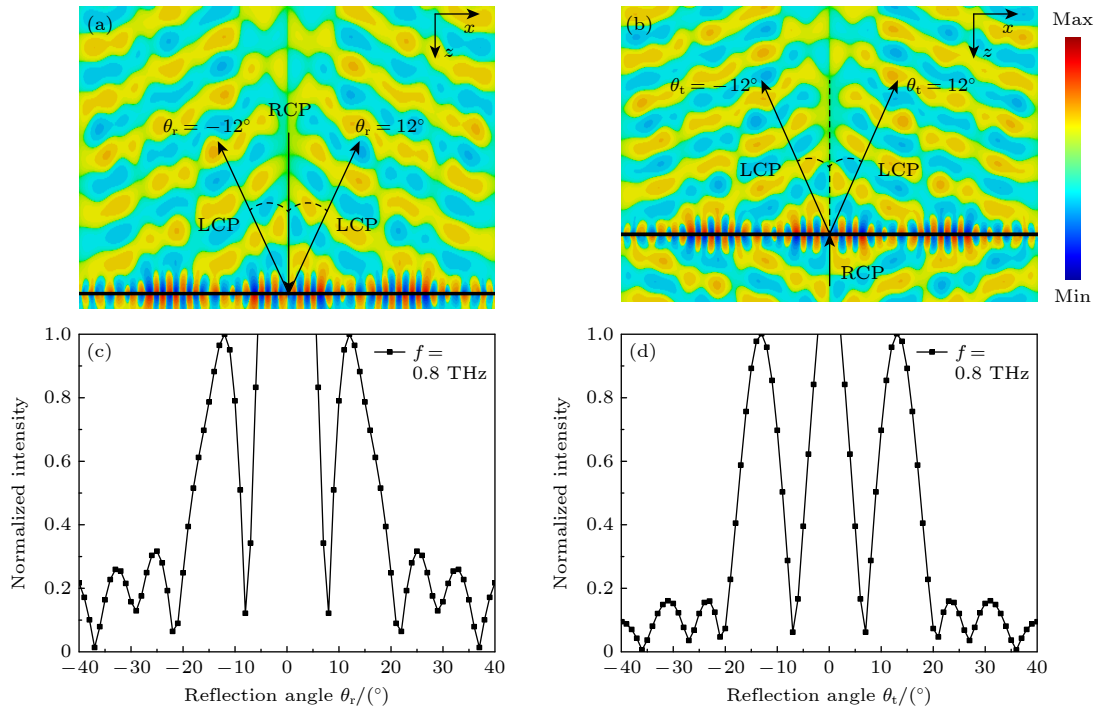


图 5 (a), (b) 在 0.8 THz 时异常反射和折射的 CP 波在  $x$ - $z$  平面中的电场分布; (c), (d) 对应的归一化强度

Fig. 5. (a), (b) Simulated electric field distributions of the abnormal reflection and refraction orthogonal CP wave in the  $x$ - $z$  plane at 0.8 THz, and (c), (d) the corresponding normalized intensity.

MS. 在一定阶拓扑电荷为  $l$  的情况下, 所提出的单层 MS 的单元结构应以螺旋形状排列, 并且每个位置  $(x, y)$  的相位分布应满足如下关系式<sup>[6,25]</sup>:

$$\varphi(x, y) = l \cdot \arctan(y/x). \quad (13)$$

这里仅考虑 OAM 拓扑电荷为  $l = \pm 1, \pm 2$  的 THz 涡旋光束, 以验证入射的 LP 和 CP 波通过单

层 MS 均能实现反射和透射高性能涡旋光束性能. 采用八阶相位法构建的单层 MS 涡旋光束发生器由  $11 \times 11$  个单元组成, 总面积为  $2.2 \text{ mm} \times 2.2 \text{ mm}$ . 还考虑了基于离散傅里叶变换算法的 THz 涡旋光束 OAM 模式纯度. 通常, 用于产生涡旋光束 OAM 模式纯度可以定义为主模式功率除以所有模式的总功率的比率, 可由傅里叶关系式给出 [6,10,26]:

$$A_l = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \alpha(\varphi) d\varphi e^{-il\varphi},$$

$$\alpha(\varphi) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} A_l e^{il\varphi}, \quad (14)$$

其中方位角  $\varphi$  是周期函数,  $\alpha(\varphi)$  和  $e^{il\varphi}$  分别是离散采样相位和涡旋螺旋谐波.

图 7 给出了所提出的实现不同 OAM 拓扑电荷 ( $l = \pm 1, \pm 2$ ) 涡旋光束的单层 MS 补偿相位分布, 其中相邻区域分别保持  $\pi/4$  和  $\pi/6$  相位差的连续相位梯度. 每个 MS 具有不同的位置变化相位分布  $\varphi(x, y)$ , 并且包括一组具有相同结构和参数的

旋转单元. 电磁场的补偿相位在绕涡旋光束旋转一整圈时变化  $2\pi l$ . 对设计拟实现反射和透射 THz 涡旋光束的单层 MS 进行数值模拟, 在  $x$  轴、 $y$  轴和  $z$  轴方向上采用开放边界.

图 8 为在 0.8 THz 垂直入射的 LP 波通过设计的单层 MS 后, 生成的拓扑电荷分别为  $l = +1, -1, +2, -2$  反射和透射涡旋光束的电场强度分布和对应的 OAM 模式纯度分布. 这表明正入射 LP 平面波通过设计的单层 MS 后被转换为反射和透射涡旋光束. 如图 8(a1), (b1) 和图 8(a2), (b2) 所示, 反射和透射涡旋光束电场强度随着拓扑电荷  $l = +1$  的螺旋臂顺时针增大, 随着拓扑电荷  $l = -1$  的螺旋臂逆时针增加. 反射和透射涡旋光束的中心区域中, 存在一个由相位分布奇异性产生的零电场强度区域. 如图 8(c1), (d1) 和图 8(c2), (d2) 所示, 对于  $l = +2$  和  $-2$  的拓扑电荷, 所产生的反射和透射涡旋光束的电场强度分布有两个螺旋臂, 应该注意的是, 电场螺旋臂的旋转方向相反, 而数量相同. 也可以观察到拓扑电荷为  $l = +2$  和  $-2$  的涡旋光

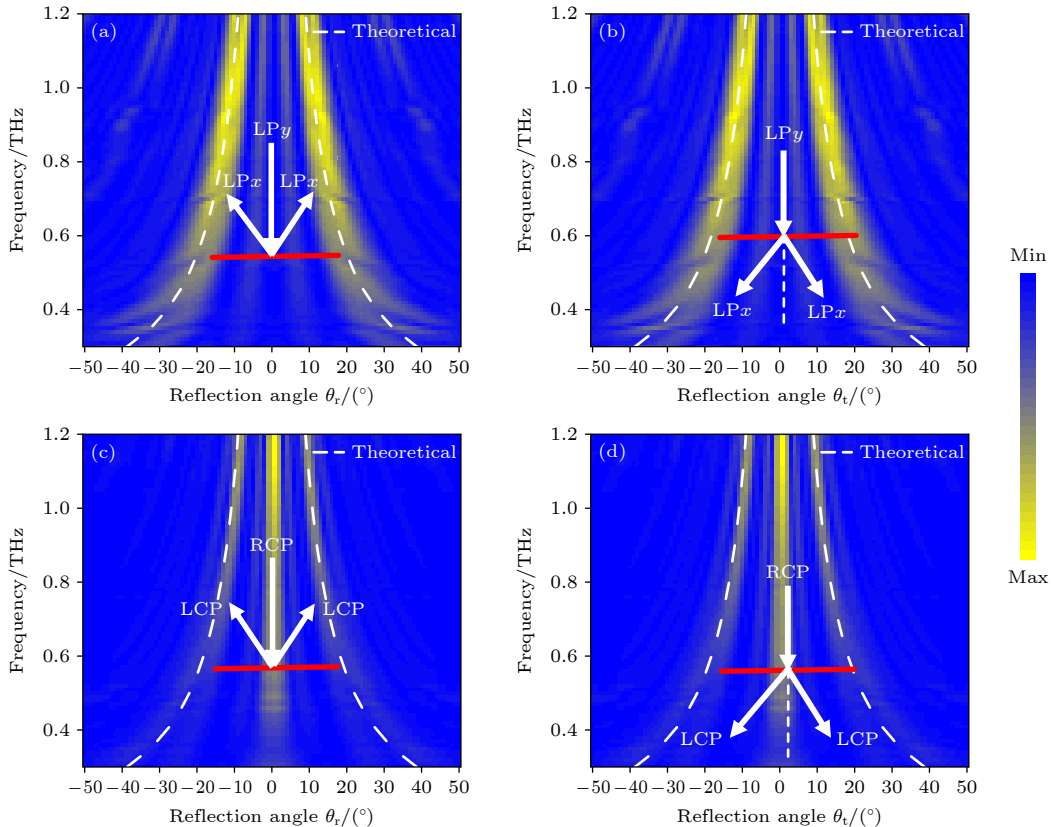


图 6 仿真得到的不同频率下正交 LP 波和 CP 波的 (a), (c) 反射角和 (b), (d) 折射角 (a), (b) LP 波; (c), (d) CP 波; 虚线是对应的理论计算得到的依赖于频率的正交 LP 和 CP 波反射和折射角

Fig. 6. Simulated (a), (c) reflection and (b), (d) refraction angles of the orthogonal LP waves and CP waves via different frequencies: (a), (b) LP waves; (c), (d) CP waves. Dash lines indicate the theoretical calculation frequency-dependent reflection and refraction angles of the orthogonal LP and CP waves.

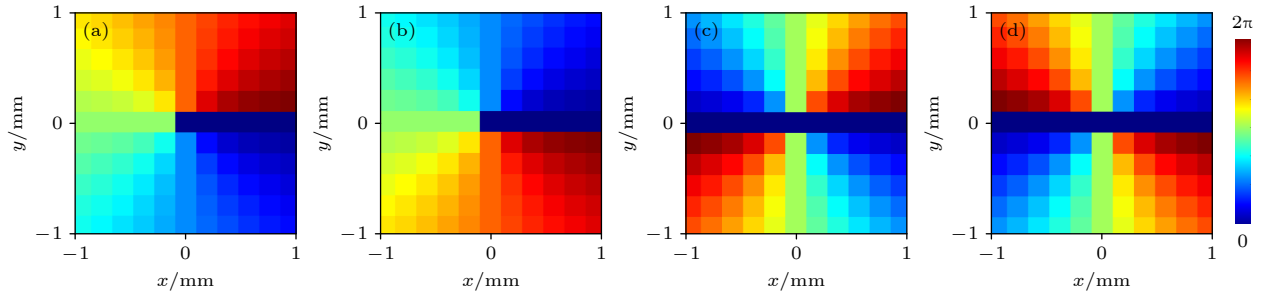


图 7 所提出的生成不同 OAM 拓扑电荷涡旋光束的单层 MS 补偿相位分布 (a)  $l = +1$ ; (b)  $l = -1$ ; (c)  $l = +2$ ; (d)  $l = -2$

Fig. 7. Compensating phase distribution of the proposed single-layer MS for the generated vortex beam with different OAM topological charges: (a)  $l = +1$ ; (b)  $l = -1$ ; (c)  $l = +2$ ; (d)  $l = -2$ .

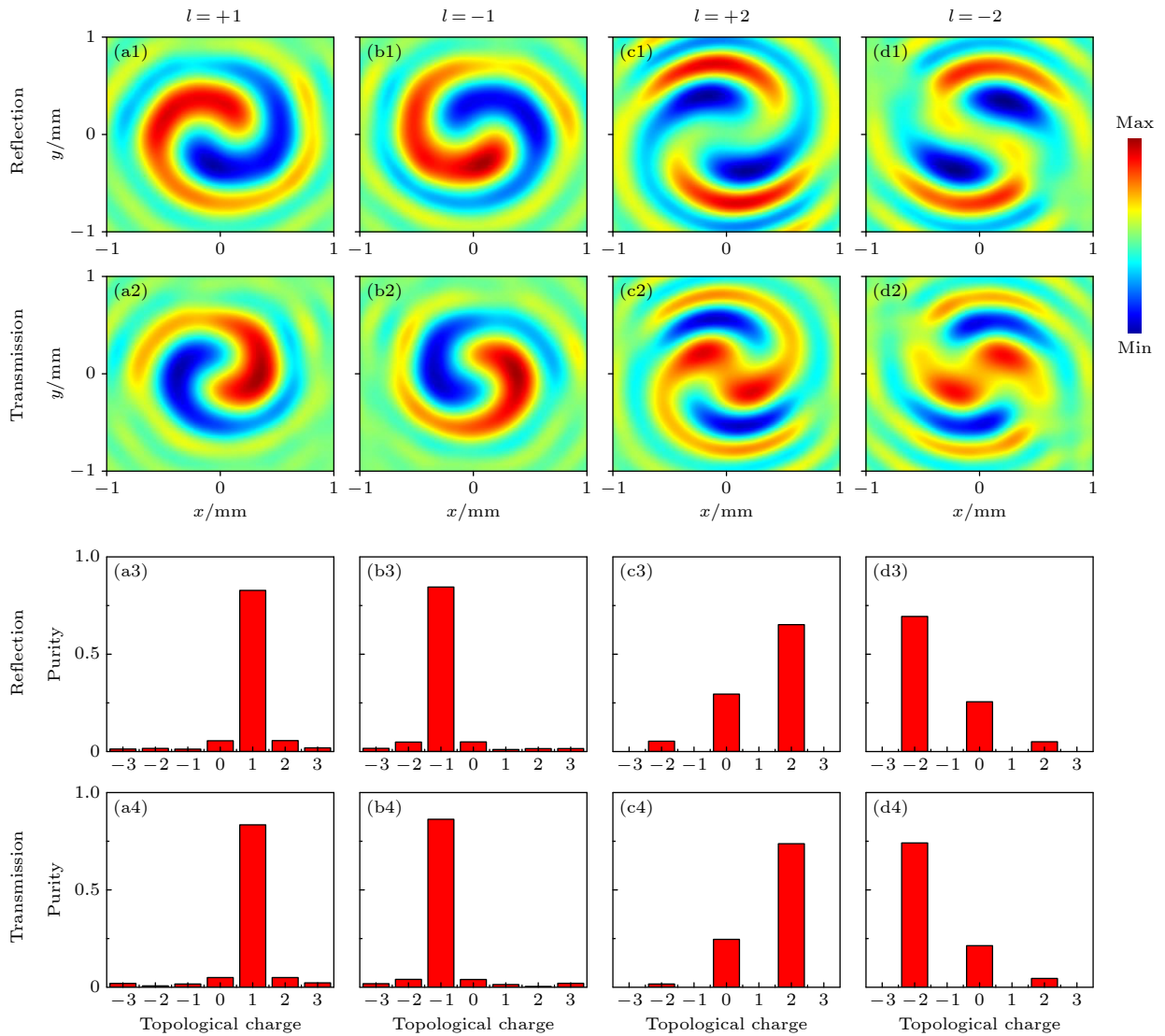


图 8 在 0.8 THz 垂直入射的 LP 波通过设计的单层 MS 后拓扑电荷数为 (a1)–(a4)  $l = +1$ , (b1)–(b4)  $l = -1$ , (c1)–(c4)  $l = +2$ , (d1)–(d4)  $l = -2$  的反射和透射涡旋光束的电场强度分布和对应的 OAM 模式纯度分布 (a1)–(d1) 反射涡旋光束的电场强度分布; (a2)–(d2) 透射涡旋光束的电场强度分布; (a3)–(d3) 反射涡旋光束的 OAM 模式纯度分布; (a4)–(d4) 透射涡旋光束的 OAM 模式纯度分布

Fig. 8. Electric field intensity and the corresponding OAM mode purity distributions of the reflected and transmitted vortex beams with a topological charge of (a1)–(a4)  $l = +1$ , (b1)–(b4)  $l = -1$ , (c1)–(c4)  $l = +2$  and (d1)–(d4)  $l = -2$  for the normal incident LP wave at 0.8 THz: (a1)–(d1) Electric field intensity of reflected vortex beams; (a2)–(d2) electric field intensity of transmitted vortex beams; (a3)–(d3) OAM mode purity distributions of reflected vortex beams; (a4)–(d4) OAM mode purity distributions of transmitted vortex beams.

束存在两个电场强度零点。

图 8(a3)—(d3) 和图 8(a4)—(d4) 为在 0.8 THz 频率下正入射 LP 波通过设计的单层 MS 后所产生的拓扑电荷为  $l = +1, -1, +2, -2$  反射和透射涡旋光束的 OAM 模式纯度. 如图 8(a3)—(d3) 所示, 在 0.8 THz 下, 拓扑电荷  $l = +1, -1, +2, -2$  的反射涡旋光束的 OAM 模式纯度分别达到 85%, 89.5%, 70% 和 72.2%. 如图 8(a4)—(d4) 所示, 拓扑电荷  $l = +1, -1, +2, -2$  的透射涡旋光束 OAM 纯度分别达

到 84.8%, 89.5%, 70.2% 和 72.2%. 这说明本文设计的单层 MS 能将入射的 LP 波转换成具有较高 OAM 模式纯度的反射和透射涡旋光束.

为进一步证明所提出的单层 MS 也能将入射的 CP 波同时转换成反射和透射的高质量涡旋光束, 图 9 给出了对于给定频率为 0.4 THz 的正入射 RCP 波, 拓扑电荷为  $l = +1, -1, +2, -2$  的反射和透射涡旋光束的电场强度分布和 OAM 模式纯度分布. 从图 9 可以看出, 入射的 CP 波通过设

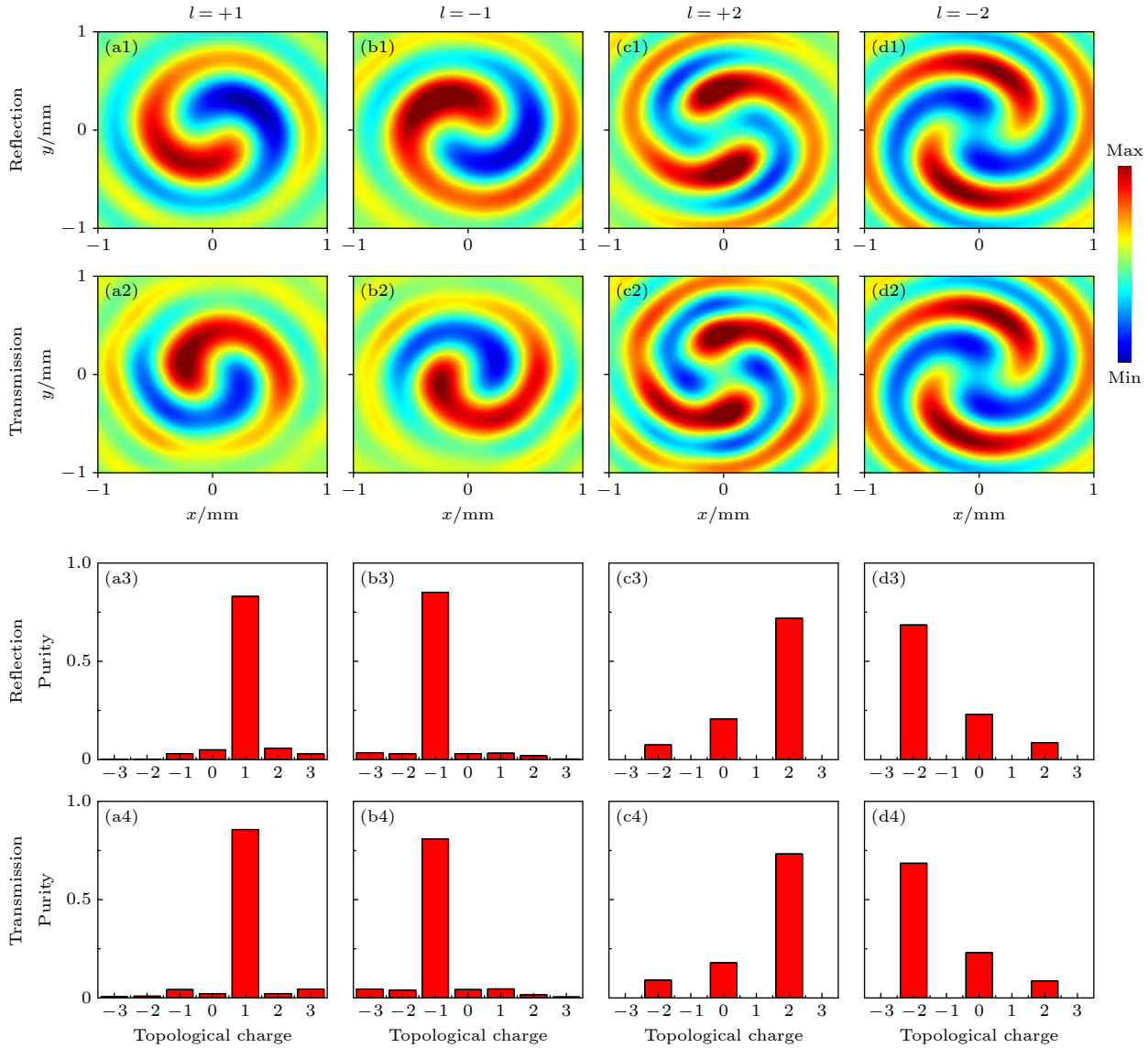


图 9 在 0.4 THz 垂直入射的 CP 波通过设计的单层 MS 后拓扑电荷数为 (a1)—(a4)  $l = +1$ , (b1)—(b4)  $l = -1$ , (c1)—(c4)  $l = +2$  和 (d1)—(d4)  $l = -2$  的反射和透射涡旋光束电场强度分布和对应的 OAM 模式纯度分布 (a1)—(d1) 反射涡旋光束的电场强度分布; (a2)—(d2) 透射涡旋光束的电场强度分布; (a3)—(d3) 反射涡旋光束的 OAM 模式纯度分布; (a4)—(d4) 透射涡旋光束的 OAM 模式纯度分布

Fig. 9. Electric field intensity and the corresponding OAM mode purity distributions of the reflected and transmitted vortex beams with a topological charge of (a1)—(a4)  $l = +1$ , (b1)—(b4)  $l = -1$ , (c1)—(c4)  $l = +2$  and (d1)—(d4)  $l = -2$  for the normal incident CP wave at 0.4 THz: (a1)—(d1) Electric field intensity of reflected vortex beams; (a2)—(d2) electric field intensity of transmitted vortex beams; (a3)—(d3) OAM mode purity distributions of reflected vortex beams; (a4)—(d4) OAM mode purity distributions of transmitted vortex beams.

表 1 本文提出的 MS 与之前提出的结构性能对比  
Table 1. Performance comparison of the proposed metasurface with the previous ones.

文献	结构配置	偏振	相对工作带宽	实现的功能	操作模式
[12]	三层	CP	20%	偏折、聚焦	反射/透射
[13]	二层	CP	35.3%	偏射、聚焦	透射
[15]	单层	CP	单个频点	偏折、聚焦	反射/透射
[17]	二层	LP/CP	单个频点	透射、涡旋、聚焦	透射
	五层	LP	13.7%	涡旋、聚焦	反射/透射
[26]	二层	CP	两个频点	偏折、涡旋、聚焦	透射
本文	单层	LP/CP	120%	偏折、涡旋	反射/透射

设计的单层 MS 后, 具有类似于 LP 波入射时产生的涡旋光束电场强度分布和 OAM 模式纯度分布特点.

从图 9(a3)—(d3), 图 9(a4)—(d4) 可以看出, 在 0.4 THz 下, 拓扑电荷为  $l = +1, -1, +2$  和  $-2$  的反射 (透射) 涡旋光束 OAM 模式纯度分别约为 88.3%(88.1%), 89.8%(89.7%), 78%(78%) 和 76%(76.2%). 显然, 在同一工作频率下, 具有不同拓扑电荷的涡旋光束 OAM 模式纯度在反射和透射模式下都始终超过了 70%. 值得注意的是, 当拓扑电荷  $l$  的符号相反时, 电场螺旋臂的旋转方向是相反的, 而数量是相同的. 此外, 除上述两个频点  $l = \pm 1$  和  $\pm 2$  阶涡旋光束外, 设计的 MS 也可以在超宽带范围内产生 LP 波和 CP 波反射和透射模式高阶拓扑电荷为  $l = \pm 3, \pm 4, \pm 5, \dots$  的其他涡旋光束. 还进一步验证了所提出的单层 MS 在反射和透射模式下不同的 OAM 拓扑电荷对产生的涡旋光束的旋转方向和旋转量有影响. 理论和模拟结果充分证明, 所设计的单层 MS 可以在超宽带范围内产生 LP 波和 CP 波反射和透射的具有不同拓扑电荷的高质量涡旋光束, 可以作为超宽带全空间双偏振 THz 涡旋光束发生器.

为进一步说明所设计的单层 MS 结构所具备的优异性能, 表 1 列出本文设计的与现有 MSs 结构的功能对比. 可以看出, 相比之前的设计, 我们提出的基于双开缝环结构 MS 具有结构配置简单, 厚度薄, 同时实现反射和透射的 LP 和 CP 偏振转换, 工作在 0.3—1.2 THz 超宽带频率范围, 全空间多功能等优越的性能.

## 4 结 论

为解决当前操控 THz 波前的 MS 频带窄、功能单一等问题, 本文提出并证明了一种基于双开缝环结构的超宽带超薄双偏振多功能单层 MS. 设计

的 MS 在超宽带 THz 频率范围内可以同时实现反射和透射 LP 和 CP 波偏振转换, 并实现多功能全空间波前操控. 设计的单层 MS 仅由附着在超薄电介质衬底上的金属双开缝环结构构成. 数值模拟结果表明, 所设计的超薄单层 MS 结构可将入射 LP 和 CP 转换为反射和透射的交叉偏振波. 基于传输相位理论, 通过调整双开缝环结构的开口大小 ( $g$ ) 和方位角 ( $\alpha = -45^\circ, +45^\circ$ ), 可以同时实现反射和透射模式下 LP 波  $0-2\pi$  相移. 基于几何相位理论, 通过调整双开缝环结构的旋转角 ( $\alpha$ ), 可以同时实现反射和透射模式下 CP 波  $0-2\pi$  相位覆盖. 分别利用梯度相位和螺旋相位构造了两种不同类型的 MSs, 实现了 LP 和 CP 波反射和透射模式下的 THz 光束偏折和不同拓扑电荷的涡旋光束. 所有模拟结果与设计目标和理论预测基本一致, 表明所设计的单层 MS 在 THz 超宽带范围内可以实现多功能全空间 LP 和 CP 波波前操控功能. 由于设计的 MS 结构简单、性能优良以及全空间多功能操控波前, 在 THz 成像和通信技术领域具有广阔的应用前景.

## 参考文献

- [1] Hao H G, Ran X H, Zheng S, Tang Y H, Ruan W 2022 *J. Electron. Inform. Technol.* **44** 114284741 (in Chinese) [郝宏刚, 冉雪红, 郑森, 唐逸豪, 阮巍 2022 电子与信息学报 **44** 114284741]
- [2] Liu J Y, Li W Y, Liu Z X, Shu J Y, Zhao G Z 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 230701 (in Chinese) [刘靖宇, 李文宇, 刘智星, 舒敬懿, 赵国忠 2022 物理学报 **71** 230701]
- [3] Wang J Y, Fan J P, Shu H, Liu C, Cheng Y Z 2021 *Opto-Electronic Eng.* **48** 200319 (in Chinese) [王俊瑶, 樊俊鹏, 舒好, 刘畅, 程用志 2021 光电工程 **48** 200319]
- [4] Fan J P, Cheng Y Z 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 025109
- [5] Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tietienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 33
- [6] He B, Liu J Q, Cheng Y Z, Chen F, Luo H, Li X C 2022 *Physica E* **144** 115373

- [7] Li G Q, Shi H Y, Liu K, Li B L, Yi J J, Zhang A X, Xu Z 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 188701 (in Chinese) [李国强, 施宏宇, 刘康, 李博林, 衣建甲, 张安学, 徐卓 2021 物理学报 **70** 188701]
- [8] Zhou L, Zhao G Z, Li X N 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 108701 (in Chinese) [周璐, 赵国忠, 李晓楠 2019 物理学报 **68** 108701]
- [9] Li N, Zhao J, Tang P, Cheng Y 2023 *Phys. Status Solidi B* **5** 2300104
- [10] Cheng Y Z, Qian Y J, Luo H, Chen F, Cheng Z 2023 *Physica E* **146** 115527
- [11] Liu M, Huo P, Zhu W, Zhang C, Zhang S, Song M, Zhang S, Zhou Q, Chen L, Lezec H J, Agrawal A, Lu Y, Xu T 2021 *Nat. Commun.* **12** 2230
- [12] Hou H S, Wang G M, Li H P, Guo W L, Cai T 2020 *Opt. Express* **19** 27575
- [13] Zhu X Z, Cheng Y Z, Chen F, Luo H, Ling W 2022 *J. Opt. Soc. Am. B* **39** 705
- [14] Cai T, Wang G M, Tang S W, Xu H X, Duan J W, Guo H J, Guan F X, Sun S L, He Q, Zhou L 2017 *Phys. Rev. Appl.* **8** 034033
- [15] Wu R Y, Zhang L, Bao L, Wu L W, Ma Q, Bai G D, Wu H T, Cui T J 2019 *Adv. Optical Mater.* **7** 1801429
- [16] Fan J P, Cheng Y Z, He B 2021 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 115101
- [17] Li J, Cheng Y Z, Li X C 2022 *Adv. Theor. Simul.* **5** 2200151
- [18] Zhang C B, Wang G M, Xu H X, Zhang X, Li H P 2020 *Adv. Opt. Mater.* **8** 1901719
- [19] Zhang H C, Zhang X, Ma X L, Pu M B, Huang C, Zhang Z J, Wang Y X, Guo Y H, Luo J, Luo X G 2022 *Opt. Express* **30** 36949
- [20] Mao R Q, Wang G M, Cai T, Liu K, Wang D P, Wu B 2020 *Opt. Express* **21** 31216
- [21] Yang D R, Cheng Y Z, Luo H, Chen F, Wu, 2023 *Adv. Theor. Simul.* **4** 2300162
- [22] Zhao J, Li N, Cheng Y 2023 *Opt. Commun.* **536** 129372
- [23] Zhao Y, Alù A 2011 *Phys. Rev. B* **84** 205428
- [24] Yang L J, Li J S 2022 *Opt. Eng.* **61** 047105
- [25] Liu J Q, Cheng Y Z, Chen F, Luo H, Li X C 2023 *J. Opt. Soc. Am. B* **40** 441
- [26] Liu J Q, Cheng Y Z, Chen F, Luo H 2023 *Infrared Laser Engineer.* **52** 20220377 (in Chinese) [刘佳琪, 程用志, 陈浮, 罗辉, 李享成 2023 红外与激光工程 **52** 20220377]

# Double-split-ring structure based ultra-broadband and ultra-thin dual-polarization terahertz metasurface with half-reflection and half-transmission\*

Yang Dong-Ru<sup>1)</sup> Cheng Yong-Zhi<sup>1)3)†</sup> Luo Hui<sup>1)3)</sup>

Chen Fu<sup>1)3)</sup> Li Xiang-Cheng<sup>2)3)‡</sup>

1) (*School of Information Science and Engineering, Wuhan University of Science and Technology, Wuhan 430081, China*)

2) (*State Key Laboratory of Refractory Materials and Metallurgy, Wuhan University of Science and Technology, Wuhan 430081, China*)

3) (*Hubei Longzhong Laboratory, Xiangyang 441000, China*)

( Received 27 March 2023; revised manuscript received 23 May 2023 )

## Abstract

In this paper, we propose a dual-polarization ultra-wideband metasurface with half-reflection and half-transmission based on a double-split-ring (DSR) structure operating in a terahertz (THz) frequency range. The designed metasurface can simultaneously control the circularly polarized (CP) wave and linearly polarized (LP) wave in reflection mode and transmission mode, covering an extensive THz frequency range. The unit-cell architecture of the metasurface consists of a periodic arrangement of the DSR structure made of metal, which is affixed to an ultra-thin dielectric substrate. By manipulating the size and rotation direction of the DSR structure, we achieve full phase coverage of  $0-2\pi$  of the orthogonally polarized LP wave and CP wave across a frequency span of 0.3–1.2 THz, encompassing transmission and reflection scenarios. The relative bandwidths of the corresponding orthogonal LP wave and CP wave with an average amplitude of 0.45 reach 86% and 120%, respectively. Specifically, through numerical simulations, we demonstrate that the designed metasurface has the ability to achieve THz beam deflection and vortex beam generation while reflecting and transmitting LP wave and CP wave. The proposed dual-polarization ultra-wideband metasurface holds great promise for various applications in the terahertz frequency range. These findings pave the way for the development of flexible and versatile THz devices with expanded functionality, thereby opening up new possibilities for wavefront manipulation in metasurfaces.

**Keywords:** terahertz, metasurface, circular polarization, linear polarization, beam deflection, vortex beam

**PACS:** 87.50.U-, 42.79.Fm, 74.25.Uv, 42.25.Ja

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230471

\* Project supported by the Natural Science Foundation Innovation Group Project of Hubei Province, China (Grant No. 2020CFA038) and the Key Research and Development Project of Hubei Province, China (Grant No. 2020BAA028).

† Corresponding author. E-mail: [chengyz@wust.edu.cn](mailto:chengyz@wust.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [lixiangcheng@wust.edu.cn](mailto:lixiangcheng@wust.edu.cn)

基于双开缝环结构的半反射和半透射超宽带超薄双偏振太赫兹超表面

杨东如 程用志 罗辉 陈浮 李享成

**Double-split-ring structure based ultra-broadband and ultra-thin dual-polarization terahertz metasurface with half-reflection and half-transmission**

Yang Dong-Ru Cheng Yong-Zhi Luo Hui Chen Fu Li Xiang-Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 158701 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230471

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230471>

当期内容 View table of contents: <https://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

基于反射超表面产生太赫兹涡旋波束

Terahertz vortex beam generation based on reflective metasurface

物理学报. 2019, 68(23): 238101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191055>

基于双开口谐振环超表面的宽带太赫兹涡旋光束产生

Broadband terahertz vortex beam generation based on metasurface of double-split resonant rings

物理学报. 2019, 68(10): 108701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182147>

相变材料与超表面复合结构太赫兹移相器

Terahertz phase shifter based on phase change material-metasurface composite structure

物理学报. 2021, 70(7): 074201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201495>

基于超表面的多波束多模态太赫兹涡旋波产生

Multi-beam multi-mode vortex beams generation based on metasurface in terahertz band

物理学报. 2021, 70(18): 188701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210897>

基于纳米印刷技术的双螺旋太赫兹可调超表面

Nano-printing technology based double-spiral terahertz tunable metasurface

物理学报. 2022, 71(11): 117801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212408>

基于V形超表面的透射式太赫兹线偏振转换器

Transmission polarization converter based on V-shaped metasurface in terahertz region

物理学报. 2022, 71(23): 230701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221259>