

## 全向双功能太赫兹超表面器件

张丽娜, 李九生\*

中国计量大学太赫兹波研究所, 浙江 杭州 310018

**摘要** 传统太赫兹多功能超表面器件只适用于对圆极化波或线极化波进行单独操控, 应用场景受到局限。针对这一问题, 提出一种全向双功能太赫兹超表面用于对圆极化和线极化波进行操控。该超表面单元由4层聚酰亚胺介质以三明治形式分隔5个金属层(顶层和底层椭圆金属图案、第3和第7层的金属光栅以及中间矩形金属条结构)组成。当圆极化太赫兹波入射时, 该超表面结构在频率1.4 THz和1.5 THz处产生拓扑荷数 $l=\pm 1, \pm 2$ 涡旋波束, 在1.3 THz处产生 $l=-1$ 四个涡旋波束和 $l=+2$ 偏移涡旋波束, 并且在1.5 THz处同时产生 $l=-1, +2$ 叠加涡旋波束。当线极化太赫兹波从 $\pm z$ 方向入射时, 所设计的超表面在频率0.72 THz处实现透射波极化转换功能, 极化转换率大于95%。研究表明, 该超表面为实现双向多功能太赫兹波调控器件设计提供了一种创新思路。

**关键词** 太赫兹; 涡旋波束发生器; 极化转换; 多功能

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS230993

## 1 引言

超表面以亚波长尺寸有效、灵活地操纵电磁波而受到广泛关注<sup>[1-4]</sup>, 近年来已有不少超表面结构器件报道, 如异常反射/折射器<sup>[5-6]</sup>、涡旋波束生成器<sup>[7-11]</sup>、偏振转换器<sup>[12]</sup>、全息<sup>[13]</sup>等。2021年, Feng等<sup>[14]</sup>提出了基于石墨烯纳米结构的超表面, 实现了1.23~1.68 THz高效吸收。Liu等<sup>[15]</sup>设计了石墨烯与二氧化钒相结合的反射式双功能超表面, 实现了对太赫兹波分束与吸收。Li等<sup>[16]</sup>通过金属方环与二氧化钒矩形条组成超表面实现太赫兹波偏振转换与滤波。Li等<sup>[17]</sup>构造了硅-石墨烯-金属圆盘-聚酰亚胺-开口金属环超表面实现圆极化波的反射式吸波、涡旋和全息成像功能。2022年, Yang等<sup>[18]</sup>利用二氧化钒-铝混合图案层与介电层和金属底板组成复合超表面实现涡旋波束与吸波功能。Zhao等<sup>[19]</sup>构造硅-金属-二氧化钒方环超表面实现对频率0.4~1.8 THz范围内透射电磁波动态调控。然而, 上述超表面只能操纵透射或反射电磁波。由于半空间操控太赫兹波存在局限性, 人们提出全空间超表面用于实现反射和透射电磁波操控<sup>[20-21]</sup>。2022年, Xie等<sup>[22]</sup>利用介质层隔开多个开口圆环构造超表面实现圆极化波涡旋和全息成像功能。Yang等<sup>[23]</sup>设计硅柱-聚酰亚胺-二氧化钒膜组成超表面产生线极化波分束与涡旋。Sun等<sup>[24]</sup>提出金属和二氧化钒复合结构实现线极化波的偏折波束和涡旋功能。分析发现, 上述报道的超表

面只能对圆极化或线极化中的其中一种极化波进行操控。显然, 设计一种超表面能够同时对线圆两种极化波进行反射和透射太赫兹波调控是非常有必要。

本文提出一种全向双功能太赫兹超表面可以实现透射线极化和反射圆极化波调控。该超表面单元有9层, 沿着 $-z$ 方向, 依次为椭圆金属图案、聚酰亚胺、金属光栅、聚酰亚胺、矩形金属条结构、聚酰亚胺、金属光栅、聚酰亚胺、椭圆金属图案。聚酰亚胺厚度为 $h=30\ \mu\text{m}$ , 其介电常数为 $3.5+0.0027i$ , 金属厚度为 $0.5\ \mu\text{m}$ 。当圆极化太赫兹波入射时, 该超表面产生反射的涡旋波分束、偏转涡旋以及叠加涡旋。当 $y(x)$ 线极化波从 $\pm z$ 方向入射时, 所设计的超表面产生 $x(y)$ 线极化波透射波转换。研究表明, 该太赫兹超表面器件在太赫兹波调控方面表现出巨大的灵活性。

## 2 结构设计

本文设计的全向双功能太赫兹超表面器件如图1所示, 它由4层聚酰亚胺介质以三明治形式隔离5层金属图案组成。利用电磁仿真软件CST对单元结构进行优化仿真, 设置 $x$ 和 $y$ 方向设置为周期性边界条件,  $z$ 方向设置为开放边界, 设置电磁波从 $-z$ 方向垂直入射超表面。结构优化过程, 设置聚酰亚胺介质层厚度 $h$ 为20~40  $\mu\text{m}$ , 椭圆的长轴 $a$ 为25~45  $\mu\text{m}$ , 短轴 $b$ 为10~30  $\mu\text{m}$ , 矩形条的宽度 $w$ 为60~80  $\mu\text{m}$ , 对以上参数进行扫描分析, 得到结果如图2所示。从图2可以看

收稿日期: 2023-05-16; 修回日期: 2023-07-11; 录用日期: 2023-10-07; 网络首发日期: 2023-10-23

基金项目: 国家自然科学基金(62271460)、浙江省重点研发项目(2021C03153, 2022C03166)

通信作者: \*lijsh@cju.edu.cn

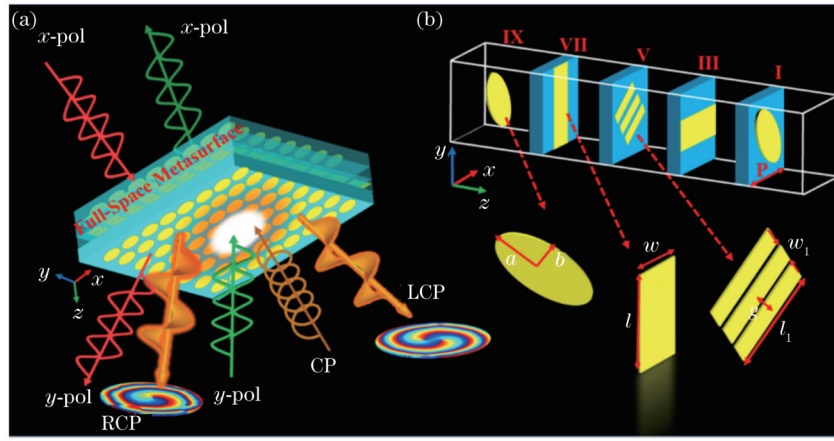


图 1 设计的双功能超表面。(a)功能示意图;(b)单元结构

Fig. 1 Schematic diagram of the designed dual-unctional metasurface. (a) Functional schematic diagram; (b) unit cell

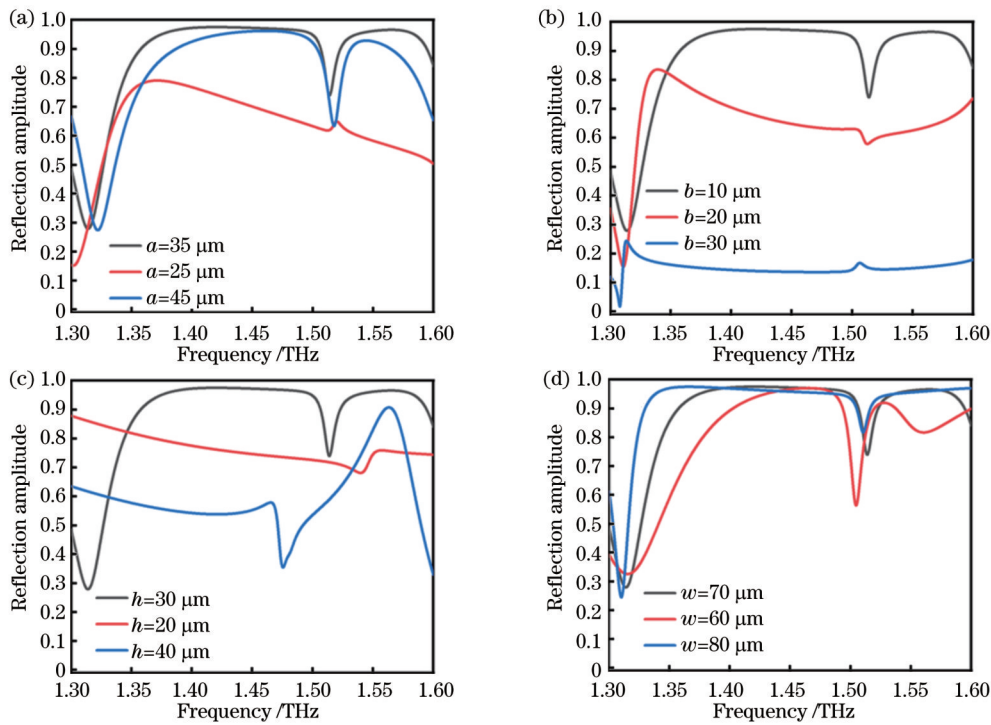


图 2 不同参数对太赫兹波的响应曲线。(a)椭圆长轴  $a$ ; (b)短轴  $b$ ; (c)介质层厚度  $h$ ; (d)金属条宽度  $w$

Fig. 2 Response curves of different parameters to terahertz waves. (a) Elliptic long axis  $a$ ; (b) short axis  $b$ ; (c) dielectric layer thickness  $h$ ; (d) metal strip width  $w$

出:随着长轴和短轴的增大,反射幅度逐渐降低;聚酰亚胺介质层厚度为  $30\ \mu\text{m}$  时的反射率最大,随着矩形条宽度的增大,反射频段出现左移现象。综合以上的曲线分析,确定最终单元结构的尺寸如下:超表面单元周期尺寸  $P=100\ \mu\text{m}$ ,  $a=35\ \mu\text{m}$ ,  $b=10\ \mu\text{m}$ ,  $h=30\ \mu\text{m}$ ,  $l=100\ \mu\text{m}$ ,  $w=70\ \mu\text{m}$ ,  $g=15\ \mu\text{m}$ ,  $l_1=85\ \mu\text{m}$ ,  $w_1=10\ \mu\text{m}$ 。

### 3 结果仿真与器件性能分析

#### 3.1 涡旋波束

当左(右)旋圆极化太赫兹波入射到超表面时,反

射太赫兹波为右旋(左旋)圆极化波。根据 Pancharatnam-Berry 相位原理<sup>[22]</sup>,通过旋转椭圆金属图案产生相位差。图 3(a)、(c)表示不同单元结构的太赫兹波反射幅度,在  $1.35\sim 1.5\ \text{THz}$  范围内交叉极化反射幅度大于  $80\%$ 。图 3(b)、(d)表示不同单元结构的太赫兹反射相位,在  $1.35\sim 1.5\ \text{THz}$  范围内,当  $\alpha$  以  $22.5^\circ$  的步长增加,单元结构相位可以覆盖  $0^\circ\sim 360^\circ$ ,相位差约为旋转步长的 2 倍,这与 Pancharatnam-Berry 相位原理相符。表 1 为不同频率 8 个单元结构俯视图及对应相位。

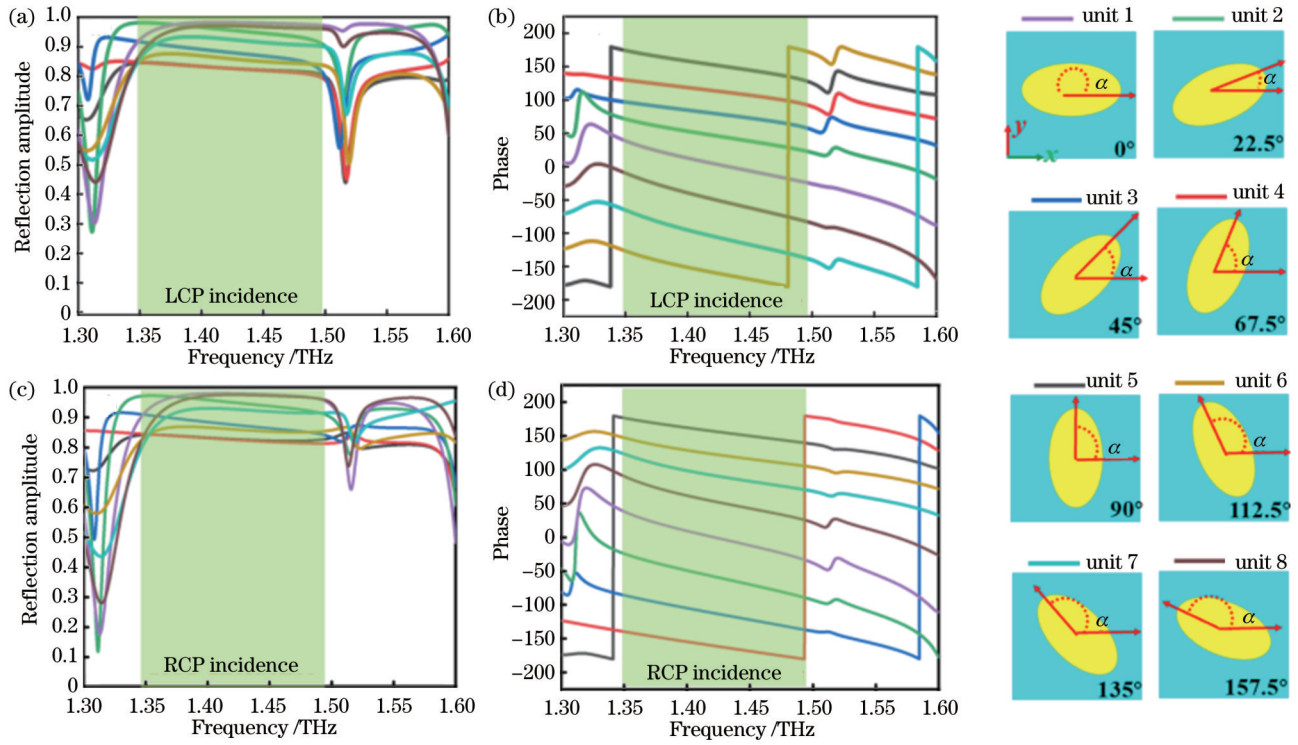


图 3 反射模式下单元结构的幅相特性。(a)(c)幅度;(b)(d)相位

Fig. 3 Amplitude-phase characteristics of the unit cells under reflection mode. (a)(c) Amplitude; (b)(d) phase

表 1 八个单元结构的顶部(底部)视图及其对应相位

Table 1 Top and bottom view of eight kind of unit cells and its corresponding phases

Unit cell	1	2	3	4	5	6	7	8
$\alpha$	$0^\circ$	$22.5^\circ$	$45^\circ$	$67.5^\circ$	$90^\circ$	$112.5^\circ$	$135^\circ$	$157.5^\circ$
Phase	1.3 THz	$6.4^\circ$	$53^\circ$	$103^\circ$	$140^\circ$	$182^\circ$	$289^\circ$	$330^\circ$
	1.4 THz	$13^\circ$	$53^\circ$	$84^\circ$	$118^\circ$	$158^\circ$	$209^\circ$	$320^\circ$
	1.5 THz	$334^\circ$	$21^\circ$	$55.5^\circ$	$90^\circ$	$125.5^\circ$	$170^\circ$	$275^\circ$
Top and bottom view								

为了得到具有不同拓扑荷数的涡旋波束,8个不同的单元结构需在  $xoy$  平面上进行阵列排布,每个单元结构在超表面位置  $(x, y)$  对应的相位分布可以表示为

$$\varphi(x, y) = l \arctan(y/x), \quad (1)$$

式中:  $\varphi$  为方位角;  $l$  为拓扑荷数。

图 4 表示拓扑荷数分别为  $\pm 1$  和  $\pm 2$  时,超表面的相位排布。图 5(a)~(h) 表示左旋圆极化波入射到图 4(a) 超表面产生的近场相位、电场强度、三维远场辐射与远场相位图。从图 5(a) 可以看出,相位图为一个顺时针方向旋转的螺旋臂且覆盖  $2\pi$ 。图 5(b) 表示在频率 1.4 THz 处,电场中间存在黑色暗室且中间强度始终为 0。图 5(c) 为频率 1.4 THz 处的远场辐射,显然,远场类似“甜甜圈”形状,中间凹陷下去。图 5(d) 为远场相位图,远场相位为一个顺时针方向旋转的涡旋,以上结果符合产生拓扑荷数  $l = -1$  涡旋波束特征。同

样地,图 5(e)~(h) 表示在频率 1.5 THz 处的近场相位、电场强度、三维远场辐射与远场相位图,其特征均符合拓扑荷数  $l = -1$  的涡旋波束。图 5(i)~(p) 表示在左旋圆极化波入射到图 4(b) 超表面产生的近场相位、电场强度、三维远场辐射与远场相位图。图 5(i) 为频率 1.4 THz 处的相位图,相位为两个顺时针方向旋转的螺旋臂且覆盖  $4\pi$ 。图 5(j) 为电场强度图,可以看出电场中心强度为 0 且外环场强相对较大。图 5(k) 为远场辐射图,很明显远场中间辐射能量最弱,周围能量最强。图 5(l) 为 1.4 THz 处的远场相位图,远场相位为两个顺时针方向旋转的涡旋,符合拓扑荷数为  $l = -2$  涡旋波束特征。图 5(m)~(p) 为 1.5 THz 的近场相位、电场强度、三维远场辐射与远场相位图,其特征均符合  $l = -2$  涡旋波束。

图 6(a)~(h) 表示右旋圆极化波沿  $-z$  方向入射到图 4(a) 超表面产生的近场相位、电场强度、三维远场



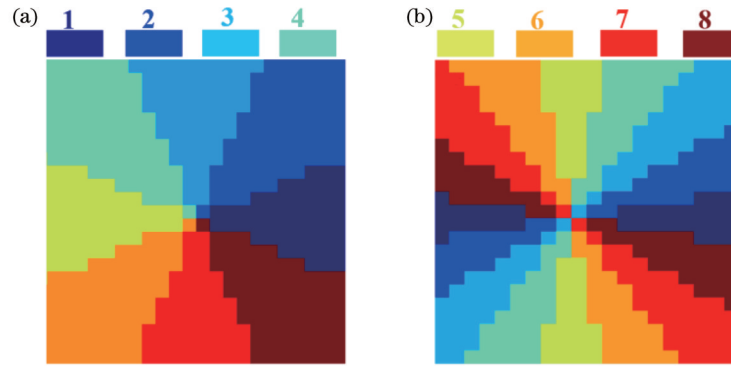


图 4 不同拓扑荷数超表面相位排布。(a)  $l = \pm 1$ ; (b)  $l = \pm 2$

Fig. 4 Phase arrangement of the proposed metasurface with different topological charges. (a)  $l = \pm 1$ ; (b)  $l = \pm 2$

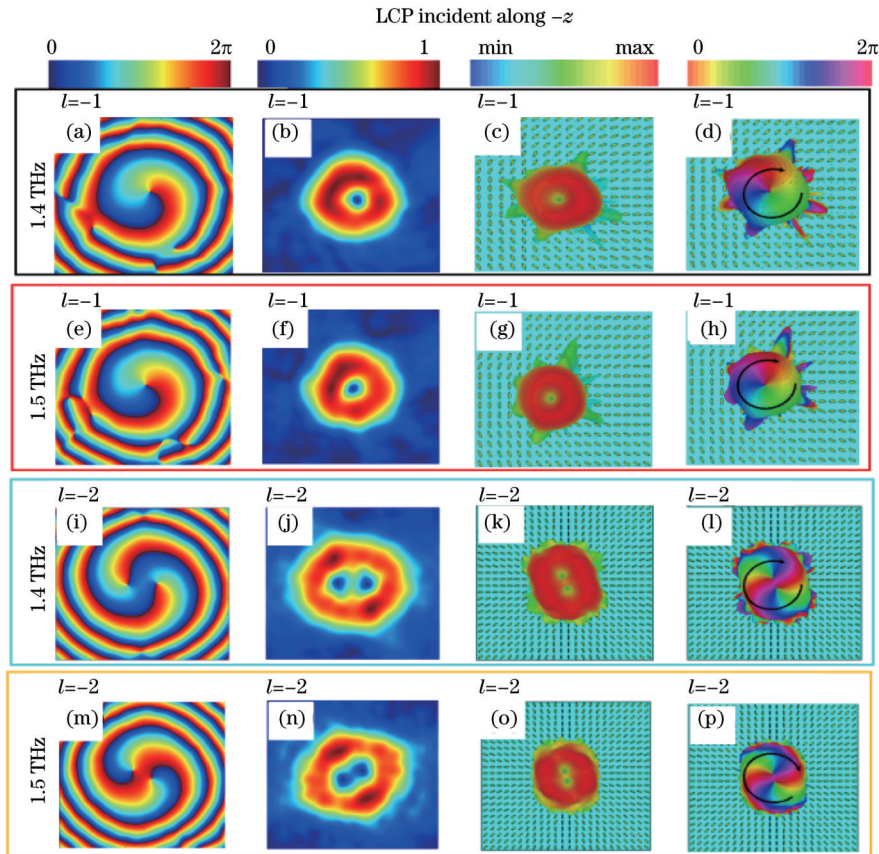


图 5 左旋圆极化波入射到图 4(a) 超表面产生的结果。(a)(e)(i)(m) 近场相位图; (b)(f)(j)(n) 电场强度图; (c)(g)(k)(o) 远场辐射图; (d)(h)(l)(p) 远场相位图

Fig. 5 Results of left-handed circularly polarized waves incident on the metasurface in Fig. 4(a). (a)(e)(i)(m) Near-field phase diagrams; (b)(f)(j)(n) electric field intensity diagrams; (c)(g)(k)(o) far-field radiation patterns; (d)(h)(l)(p) far-field phase diagrams

辐射与远场相位图。从图 6 可以看到, 电场中间呈现暗环, 外环场强能量最高。远场类似“甜甜圈”形状, 中间凹陷。远场相位为一个逆时针方向旋转的涡旋, 以上结果均符合拓扑荷数  $l = +1$  的涡旋波束特征。同样地, 图 6(e)~(h) 表示频率 1.5 THz 处近场相位、电场强度、三维远场辐射与远场相位图, 其特征均符合拓扑荷数  $l = +1$  的涡旋波束。图 6(i)~(p) 为右旋圆极化波入射到图 4(b) 超表面产生的近场相位、电场强度、三维远场辐射与远场相位图。从图中可以发现在

频率为 1.4 THz 时, 相位为两个逆时针方向旋转的螺旋臂且覆盖  $4\pi$ 。电场中间存在两个黑色暗室, 即涡旋奇点。远场类似“甜甜圈”形状, 中间凹陷。远场相位存在两个逆时针方向旋转的涡旋, 以上结果均符合拓扑荷数  $l = +2$  涡旋波束特征。图 6(m)~(p) 为 1.5 THz 处近场相位、电场强度、三维远场辐射与远场相位图, 其特征均符合拓扑荷数  $l = +2$  的涡旋波束。为了表征产生的涡旋波束质量, 计算了不同拓扑电荷涡旋波束的模式纯度。以主瓣波束距离传播轴长度为



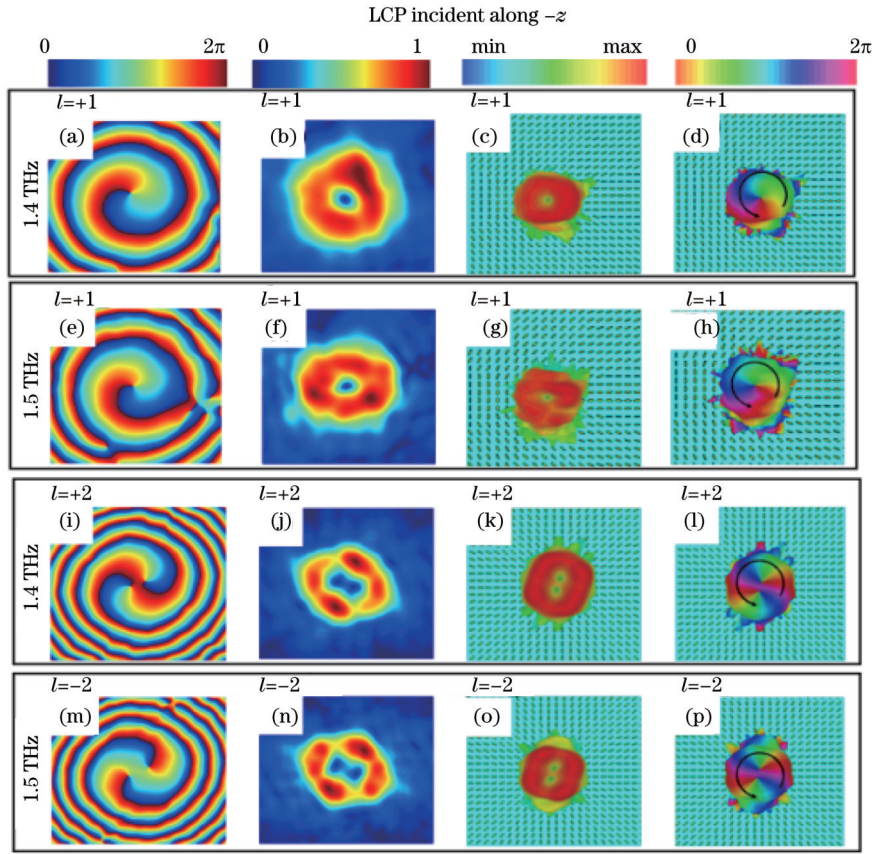


图 6 右旋圆极化波入射到图 4(b) 超表面产生的结果。(a)(e)(i)(m) 相位图; (b)(f)(j)(n) 电场强度图; (c)(g)(k)(o) 远场辐射图; (d)(h)(l)(p) 远场相位图

Fig. 6 Results of right-handed circularly polarized waves incident on the metasurface in Fig. 4(b). (a)(e)(i)(m) Phase diagram; (b)(f)(j)(n) electric field intensity diagram; (c)(g)(k)(o) far-field pattern; (d)(h)(l)(p) far-field phase diagram

半径取电场, 并乘以相位因子  $\exp(-il\varphi)$  进行积分

$$E(r, \varphi, t) = \oint_{\varphi=0}^{2\pi} \sum_{n=1}^N S_n(t) A_n(r) \exp[i(l_n - l_a)\varphi] d\varphi. \quad (2)$$

当  $l_n = l_a$  时, 电场为最大值; 当  $l_n \neq l_a$  时, 电场为 0。电场强度可以简化为

$$E(r, \varphi, t) = \begin{cases} S_n(t) A_n(r), & l_n = l_a \\ 0, & l_n \neq l_a \end{cases}. \quad (3)$$

模式纯度为主导模式功率与所有模式功率的比值, 可以表示为

$$P_l = \frac{E_l^2}{\sum_{n=1}^N E_n^2}, \quad (4)$$

式中:  $E_l$  表示拓扑荷数  $l$  的电场强度;  $E_n$  表示拓扑荷数为  $n$  的电场强度。在理想情况下, 主导拓扑荷数模式纯度为 1, 其他拓扑荷数模式纯度为 0。实际应用下, 主导模式纯度不能达到 1, 但是主模式纯度所占比值越高, 说明涡旋波束的质量越好。

当圆极化太赫兹波从  $-z$  方向入射到图 4 超表面时产生涡旋波束模式纯度如图 7 所示。图 7(a)、(b) 为右旋圆极化太赫兹波入射到图 4 超表面的模式纯度。

图 7(a) 表示  $l=+1$  涡旋波束在频率 1.4 THz 和 1.5 THz 处的模式纯度分别为 76.3% 和 69%。图 7(b) 表示  $l=+2$  涡旋波束在 1.4 THz 和 1.5 THz 频率处的模式纯度分别为 88.6% 和 87.2%。图 7(c)、(d) 表示左旋圆极化太赫兹波入射到图 3 超表面的模式纯度。图 7(c) 表示拓扑荷数  $l=-1$  的涡旋波束在 1.4 THz 和 1.5 THz 频率处的模式纯度分别为 77.8% 和 74.3%。图 7(d) 表示拓扑荷数  $l=-2$  的涡旋波束在 1.4 THz 和 1.5 THz 频率处的模式纯度分别为 89.4% 和 87.2%。

### 3.2 涡旋分束、偏移与叠加

超表面的电场分布和远场散射是一对傅里叶变换对, 可以表示为

$$f(x) \cdot \exp(j \sin \theta_0 x) \stackrel{\text{FFT}}{\Leftrightarrow} F(\sin \theta) * \delta(\sin \theta - \sin \theta_0) = F(\sin \theta - \sin \theta_0), \quad (5)$$

式中:  $\exp(j \sin \theta_0 x)$  表示超表面的散射振幅和相位分布。式(5)表示初始的超表面编码序列和渐进相位分布的超表面序列乘积使超表面的远场散射模式偏离其初始散射方向。 $f(x)$  和  $\exp(j \sin \theta_0 x)$  两个超表面编码序列进行卷积, 也就是相加会产生一个新的超表面编码序列  $f(x) \cdot \exp(j \sin \theta_0 x)$ 。新的编码超表面产生的散射角可以表示为

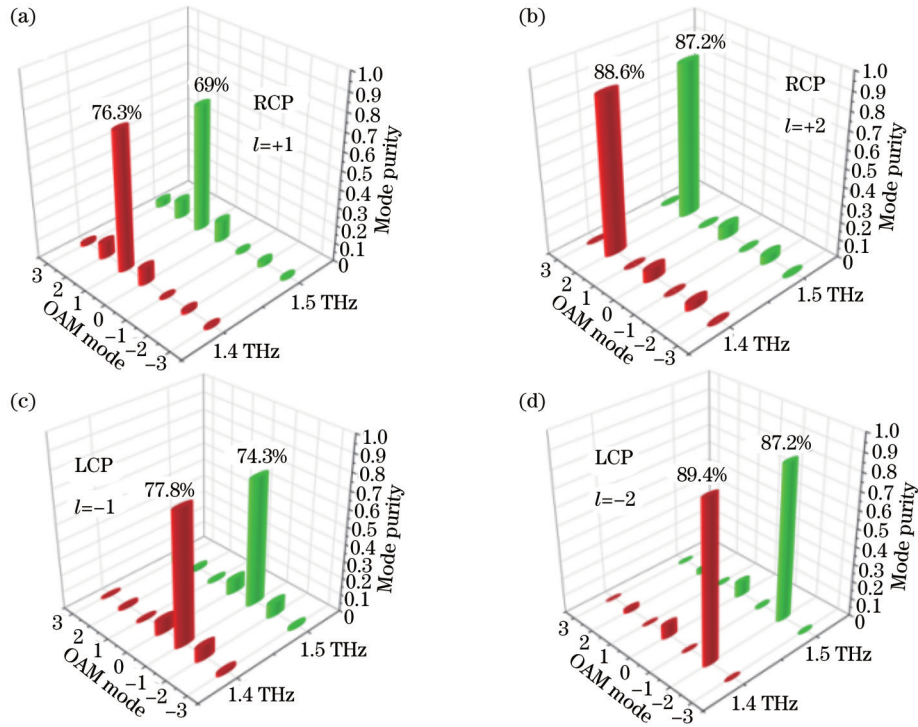


图 7 圆极化波从  $-z$  方向入射图 4 超表面产生涡旋波束的模式纯度。(a)  $l=+1$ ; (b)  $l=+2$ ; (c)  $l=-1$ ; (d)  $l=-2$

Fig. 7 Mode purity of vortex beams generated by circular polarized waves incident on metasurfaces in Fig. 4 along  $-z$  direction. (a)  $l=+1$ ; (b)  $l=+2$ ; (c)  $l=-1$ ; (d)  $l=-2$

$$\theta = \arcsin(\sin \theta_1 \pm \sin \theta_2), \quad (6)$$

式中:  $\theta_1$  和  $\theta_2$  为加上或者减去的两个梯度编码序列对应的散射角。两个正交梯度编码序列进行卷积时的俯仰角  $\theta$  和方位角  $\varphi$  可以表示为

$$\begin{cases} \theta = \arcsin(\sqrt{\sin^2 \theta_1 \pm \sin^2 \theta_2}) \\ \varphi = \arcsin\left(\frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1}\right) \end{cases}, \quad (7)$$

式中:  $\theta_1$  和  $\theta_2$  分别为沿  $x$  轴和  $y$  轴方向的偏转角度。

图 8(a) 表示产生  $l=-1$  涡旋波的超表面单元分布。图 8(b) 为产生四分束的超表面相位排布, 它由  $2 \times 2$  个  $180^\circ$  相位单元和  $2 \times 2$  个  $0^\circ$  相位单元组成, 超表面周期尺寸为  $\Gamma=4 \times 100 \mu\text{m}$ 。图 8(c) 为图 8(a) 与 (b) 超表面卷积产生  $l=-1$  的四涡旋波超表面单元排布。频率 1.3 THz 左旋圆极化太赫兹波入射到图 8(c) 超表面, 得到如图 9 所示太赫兹波远场辐射。图 9(a) 为  $xoy$  平面的远场辐射图, 可以发现四个涡旋波束关

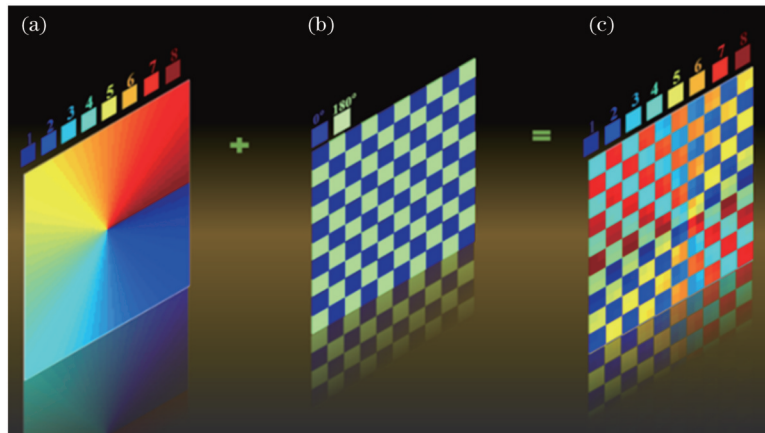


图 8 拓扑荷数为  $l=-1$  的四分束涡旋波束超表面排布。(a) 拓扑荷数为  $l=-1$  的涡旋波束的 8 个单元分布; (b) 波束四个分束的相位排布; (c) 拓扑荷数为  $l=-1$  四分束涡旋波束的 8 个单元排布

Fig. 8 Metasurface arrangement of quarter beam vortex beams with topological charge of  $l=-1$ . (a) Distribution of eight unit cells in vortex beam with topological charge of  $l=-1$ ; (b) phase arrangement of the four beam divisions of the beam; (c) arrangement of eight unit cells for quarter beam vortex beam with topological charge of  $l=-1$

于  $z$  轴对称且远场相位顺时针方向旋转改变  $2\pi$ 。图 9 (b) 为超表面二维远场分布图, 从仿真结果可以看到四个涡旋波束位置为  $(\theta=54^\circ, \varphi=45^\circ)$ ,  $(\theta=54^\circ, \varphi=$

$135^\circ)$ ,  $(\theta=54^\circ, \varphi=225^\circ)$  和  $(\theta=54^\circ, \varphi=315^\circ)$ 。通过式 (7) 计算得到四个涡旋波束的偏移角度为  $54.66^\circ$ , 与  $54^\circ$  涡旋波束偏移角仿真结果相差  $0.66^\circ$ 。

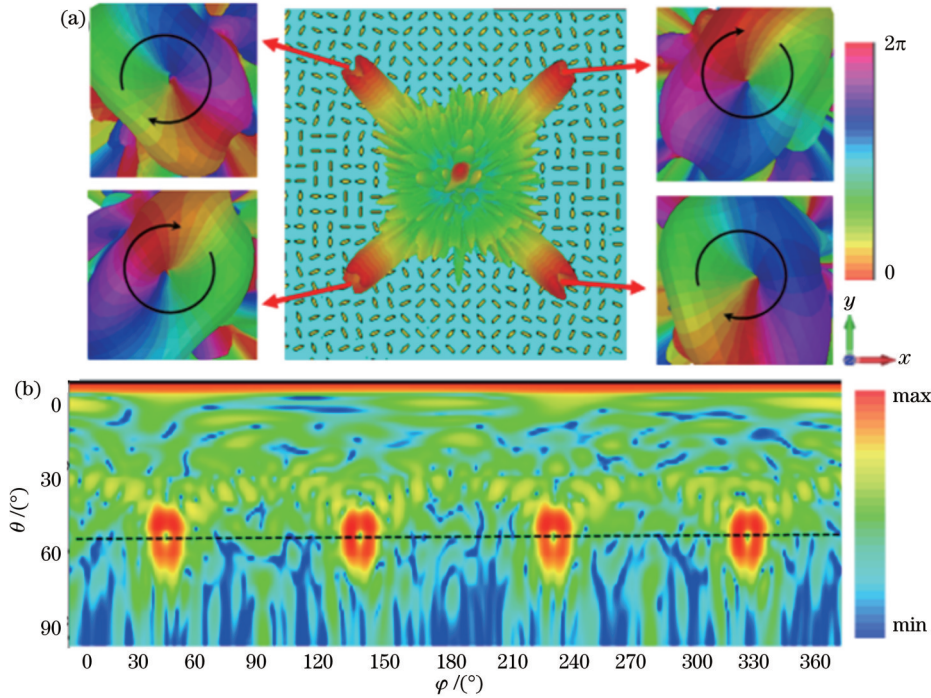


图 9 拓扑荷数为  $l=-1$  的分束涡旋远场图。(a)  $xoy$  平面远场辐射图; (b) 二维远场图

Fig. 9 Far-field diagrams of beam splitting vortex with topological charge of  $l=-1$ . (a) Far-field radiation of  $xoy$ -plane; (b) 2D far-field diagram

通过卷积运算, 产生偏转涡旋波束的相位分布可以表示为

$$\begin{cases} \Phi(x, y) = l \cdot \arctan \frac{y}{x} + k_0 \sin \theta_x, \\ \theta = \arcsin(\lambda/\Gamma) \end{cases} \quad (8)$$

式中:  $\lambda$  为工作频点的波长;  $\Phi(x, y)$  为超表面在  $(x, y)$

处的相位;  $\theta$  和  $k_0$  为偏转角和波数。图 10(a) 为  $l=+2$  的涡旋波束单元排布, 图 10(b) 为波束偏向  $x$  与  $y$  负半轴的相位分布, 图 10(c) 为图 10(a) 与 (b) 相位卷积后产生  $l=+2$  偏转涡旋波束的单元排布。当左旋圆极化太赫兹波入射到图 10(c) 超表面时, 在 1.3 THz 处产生的太赫兹远场辐射如图 11 所示。图 11(a) 表示  $xoz$

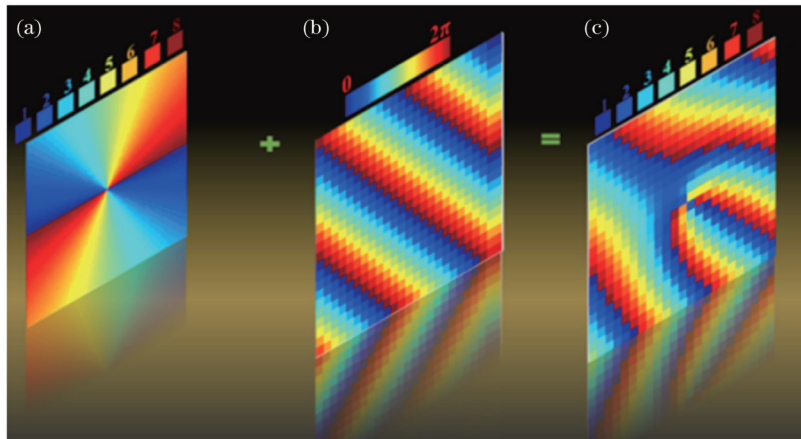


图 10 拓扑荷数为  $l=+2$  偏折涡旋波束的超表面排布。(a) 拓扑荷数为  $l=+2$  涡旋波束超表面单元分布; (b) 偏折波束超表面相位分布; (c) 拓扑荷数为  $l=+2$  的偏折涡旋波束超表面 8 个单元分布

Fig. 10 Metasurface arrangement of deflection vortex beams with topological charge of  $l=+2$ . (a) Metasurface elements distribution of vortex beam with topological charge of  $l=+2$ ; (b) phase arrangement of deflection beam metasurface; (c) arrangement of eight unit cells for deflection vortex beam with topological charge of  $l=+2$



平面的远场辐射,可以看到超表面产生一束偏转涡旋波。图 11(b)为  $xoy$  平面内远场图,涡旋波束偏向  $x$  和  $y$  负半轴,远场相位为两个逆时针方向旋转的螺旋臂且覆盖  $4\pi$  相位。图 11(c)为二维远场图,在 1.3 THz

处产生  $l=+2$  的偏转涡旋波束,其俯仰角  $\theta=12^\circ$ ,方位角为  $\varphi=225^\circ$ 。根据超表面周期  $\Gamma=12\times 100\ \mu\text{m}$ ,通过公式  $\theta=\arcsin(\lambda/\Gamma)$  计算得到涡旋波束偏转角为  $11.08^\circ$ ,与仿真结果相比差值为  $0.92^\circ$ 。

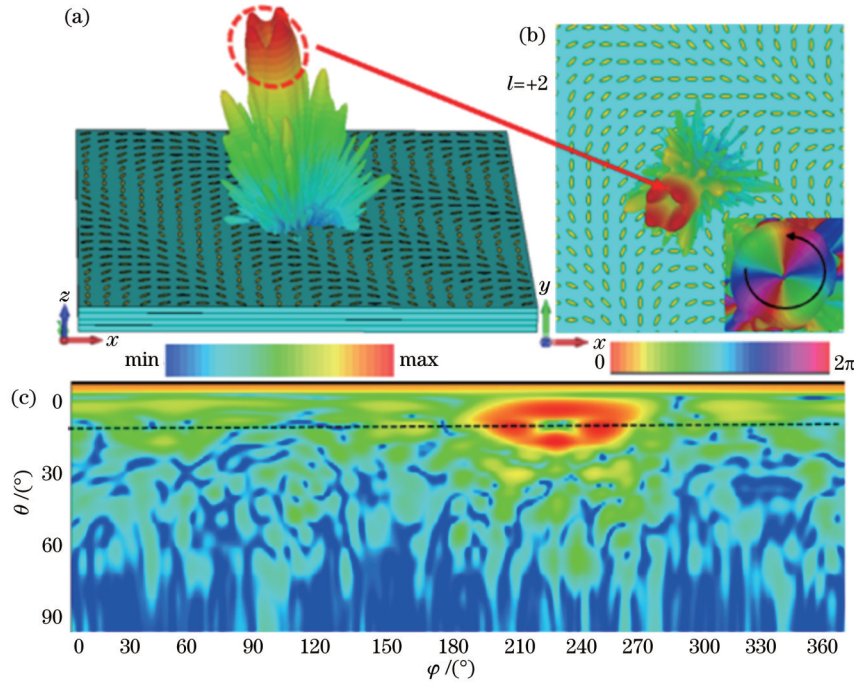


图 11 拓扑荷数为  $l=+2$  的偏折涡旋远场图。(a)  $xoz$  平面三维远场辐射图;(b)  $xoy$  平面三维远场辐射图;(c) 二维远场图  
Fig. 11 Far-field diagrams of deflection vortex with topological charge of  $l=+2$ . (a) 3D far-field radiation of  $xoz$ -plane; (b) 3D far-field radiation of  $xoy$ -plane; (c) 2D far-field diagram

为了产生两个具有不同拓扑电荷的涡旋光束,需要将叠加定理引入编码超表面的阵列设计中。叠加定理是利用复加定理对两个不同函数的模相加得到的混合模,可以表示为

$$\exp(j\varphi_1) + e(j\varphi_2) = e(j\varphi_0), \quad (9)$$

式中: $\varphi_1$ 和 $\varphi_2$ 为两种不同模式的相位分布; $\varphi_0$ 是叠加后的混合模态相位分布。

图 12(a)表示偏向  $x$  负半轴且拓扑荷数  $l=-1$  的偏转涡旋相位分布,图 12(b)是偏向  $y$  正半轴且拓扑荷数  $l=+2$  的偏转涡旋相位排布,图 12(c)为叠加

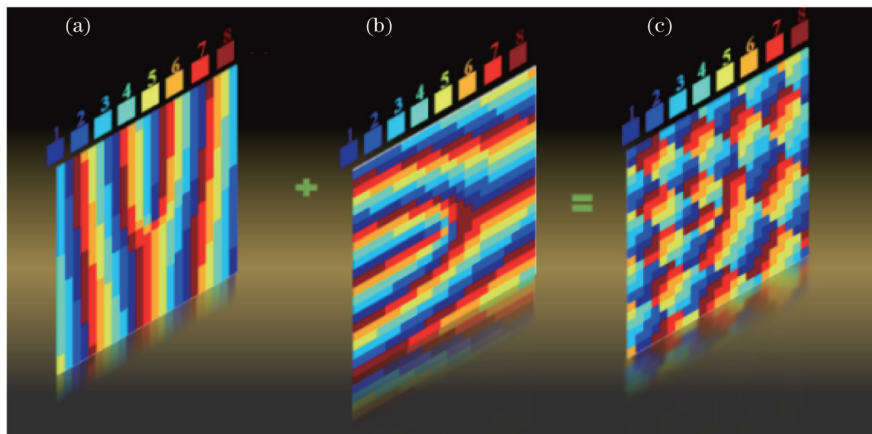


图 12 叠加涡旋超表面相位排布。(a) 拓扑荷数为  $l=-1$  偏折涡旋单元分布;(b) 拓扑荷数为  $l=+2$  偏折涡旋单元分布;(c) 叠加拓扑荷数  $l=-1$  和  $l=+2$  的涡旋超表面相位排布  
Fig. 12 Phase distribution of superposition vortex beam metasurface. (a) Phase arrangement of deflection vortex beam with topological charge of  $l=-1$ ; (b) phase arrangement of deflection vortex beam with topological charge of  $l=+2$ ; (c) distribution of vortex beam with superimposed topological charges of  $l=-1$  and  $l=+2$

$= -1$  和  $+2$  的涡旋波束单元排布。当左旋圆极化太赫兹波入射到图 12(c) 超表面时, 在 1.5 THz 处产生的涡旋波束远场如图 13 所示。图 13(a) 为  $xoy$  平面三维远场辐射图, 很明显看到两个偏转涡旋波束, 而且远场相位存在一个顺时针方向旋转和两个逆时针

方向旋转的螺旋臂, 相位分别覆盖  $2\pi$  与  $4\pi$  相位, 即同时产生  $l = -1$  和  $l = +2$  的涡旋波束。图 13(b) 为二维远场图, 图中出现两个不同模式的涡旋波束, 其俯仰角  $\theta$  均为  $19^\circ$ , 方位角分别为  $\varphi_1 = 45^\circ$  和  $\varphi_2 = 90^\circ$ 。

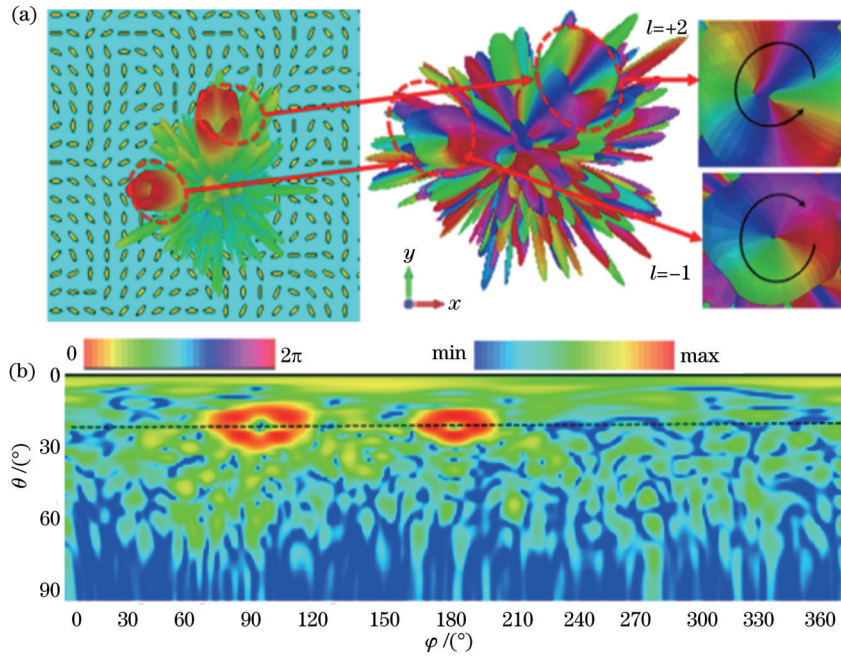


图 13 拓扑荷数为  $l = -1$  和  $l = +2$  的叠加涡旋波束远场图。(a)  $xoy$  平面远场辐射图; (b) 二维远场图

Fig. 13 Far-field of superposition vortex beam with topological charges of  $l = -1$  and  $l = +2$ . (a) Far-field radiation of  $xoy$ -plane; (b) 2D far-field diagram

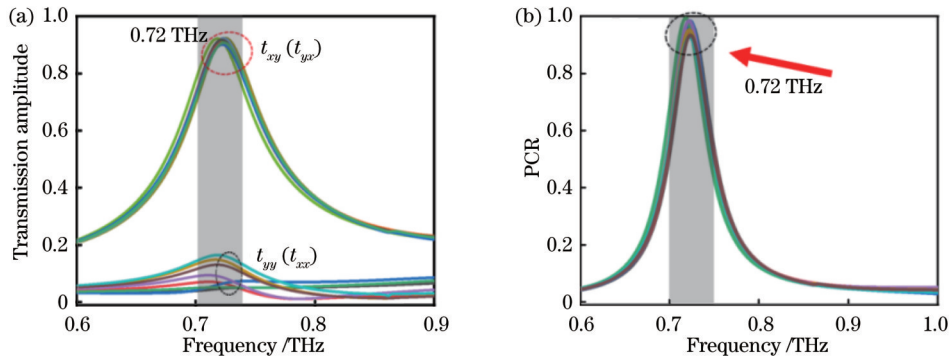


图 14 透射模式下, 8 种单元结构的太赫兹波透射幅度与极化转换比。(a) 透射幅度; (b) 极化转换率

Fig. 14 Transmission amplitude and polarization conversion ratio of eight unit cells in transmission mode. (a) Transmission amplitude; (b) polarization conversion ratio

### 3.3 极化转换

计算 8 个不同单元在线极化太赫兹波入射下产生的太赫兹波透射曲线。当  $y$  极化波从  $-z$  方向入射到超表面时产生透射  $x$  极化波, 当  $x$  极化波从  $+z$  方向入射到超表面产生透射  $y$  极化波。为了更好地解释线极化波的透射特性, 引用极化转换率 (PCR) 公式<sup>[5]</sup>进行分析

$$\begin{cases} R_{\text{PCR } y} = \frac{|t_{xy}|^2}{|t_{yy}|^2 + |t_{xy}|^2} \\ R_{\text{PCR } x} = \frac{|t_{yx}|^2}{|t_{yx}|^2 + |t_{xx}|^2} \end{cases}, \quad (10)$$

式中:  $t_{xy}$  表示入射  $y$  极化波产生透射为  $x$  极化波;  $t_{yy}$  表示入射  $y$  线极化波产生透射为  $y$  极化波。同理,  $t_{yx}$  表示  $x$  极化入射波产生透射  $y$  极化波,  $t_{xx}$  表示  $x$  极化入射波

产生透射  $x$  极化波。其中  $t_{xx}$  和  $t_{yy}$  表示共极化透射,  $t_{xy}$  和  $t_{yx}$  表示交叉极化透射, PCR 为极化转换率。图 14 (a) 为  $y(x)$  偏振波分别从  $-z(+z)$  方向入射到 8 个超表面单元的透射幅度, 可见在 0.72 THz 处产生的交叉极化透射率大于 85%, 共极化透射率小于 5%。图 14 (b) 为线极化转换效率, 可以看出不同单元的极化转换率在 0.72 THz 处大于 95%。

为了更好地理解超表面极化转换的工作原理, 入射的线极化波沿  $u$  轴和  $v$  轴分解为两个正交分量, 这是极化转换的关键。当线极化波入射到超表面时, 其入

射和透射场可以表示为  $E_i = \hat{u}E_{iu} \exp(j\phi) + \hat{v}E_{iv} \exp(j\phi)$  和  $E_t = \hat{u}t_u E_{iu} \exp[j(\phi + \phi_u)] + \hat{v}t_v E_{iv} \exp[j(\phi + \phi_v)]$ 。式中:  $E_{iu}$  和  $E_{iv}$  是沿  $u$  轴和  $v$  轴的入射电场;  $t_u$  和  $t_v$  是沿着  $u$  轴和  $v$  轴的透射幅度;  $\phi_u$  和  $\phi_v$  是沿着  $u$  轴和  $v$  轴的相位;  $\phi_u$  和  $\phi_v$  之间存在相位差  $\Delta\phi_{vu}$ 。如果  $t_u \approx t_v$ ,  $\Delta\phi_{vu} \approx 180^\circ$ , 所设计的超表面可以实现透射极化转换。图 15 表示入射线极化波被分解为两个正交分量时, 超表面透射幅度与相位。从图 15 可以看出  $t_u$  和  $t_v$  在 0.72 THz 处近似相等且相位差  $\Delta\phi_{vu} \approx 180^\circ$ , 表明超表面可以实现透射波极化转换。

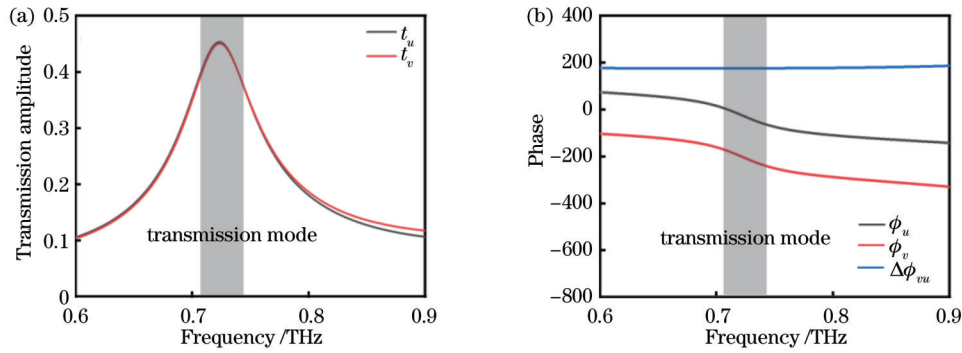


图 15 频率 0.72 THz 处, 线极化波入射下在  $u-v$  坐标系的太赫兹透射幅相曲线。(a) 透射幅度; (b) 相位

Fig. 15 Terahertz transmission amplitude phase curve in  $u-v$  axis under linearly polarized wave incidence at a frequency of 0.72 THz. (a) Transmission amplitude; (b) phase

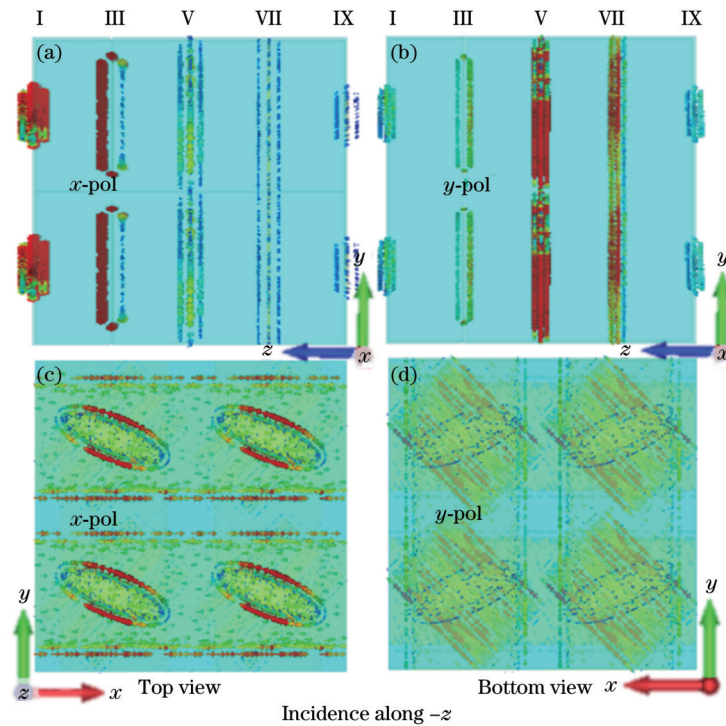


图 16 频率 0.72 THz 处, 线极化波从  $-z$  方向入射到超表面产生表面电流分布。(a)  $x$  极化波入射时, 超表面的左视图; (b)  $y$  极化入射时, 超表面的左视图; (c)  $x$  极化波入射时, 超表面顶层俯视图; (d)  $y$  极化波入射时, 超表面底层俯视图

Fig. 16 Surface current distribution under linearly polarized wave incident on metasurface along  $-z$  direction at 0.72 THz. (a) Left view of  $x$ -polarized wave incidence; (b) left view of  $y$ -polarized wave incidence; (c) top view of  $x$ -polarized wave incident; (d) bottom view of  $y$ -polarized wave incident



图 16(a)、(c)表示沿 $-z$ 方向入射 $x$ 偏振的太赫兹波在 0.72 THz 处产生的表面电流,可以看出,表面电流主要集中在第一层与第三层,顶层的金属光栅等效为一个金属背板, $x$ 偏振波被完全反射。当入射极化波由 $x$ 极化转变为 $y$ 极化时,图 16(b)、(d)表示沿 $-z$ 方向传播 $y$ 偏振波在 0.72 THz 处产生的表面电流,表面电流主要集中在第 5 层和第 7 层,通过图 14(a)的透射幅度可知, $y$ 极化波通过中间的法布里-珀罗腔,转化为 $x$ 极化波。图 17(a)、(d)表示 $y$ 极化波的 0.72 THz 沿

$+z$ 方向入射到超表面处产生的表面电流,可见表面电流主要集中在底部两层,底层的金属光栅等效为一个金属背板, $y$ 极化波被完全反射。当入射极化波由 $y$ 极化转变为 $x$ 极化时,图 17(b)、(c)表示沿 $+z$ 方向入射的 $x$ 极化波在 0.72 THz 处产生的表面电流,表面电流主要集中在中间三个金属矩形条上,通过图 14(a)的透射幅度可知, $x$ 极化波可以通过中间的法布里-珀罗腔,转化为 $y$ 极化波。

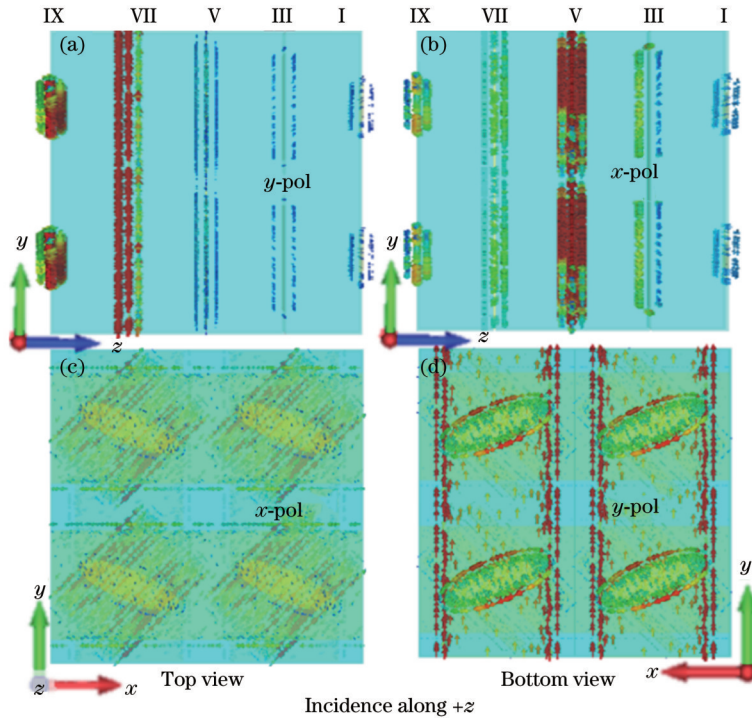


图 17 频率 0.72 THz 处,线极化波从 $+z$ 方向入射到超表面产生表面电流分布。(a)  $y$ 极化入射时,超表面的左视图;(b)  $x$ 极化波入射时,超表面的左视图;(c)  $x$ 极化波入射时,超表面顶层俯视图;(d)  $y$ 极化波入射时,超表面底层俯视图

Fig. 17 Surface current distribution for linearly polarized wave incident on metasurface along  $+z$  direction at 0.72 THz. (a) Left view of  $y$ -polarized wave incident; (b) left view of  $x$ -polarized wave incident; (c) top view of  $x$ -polarized wave incident; (d) bottom view of  $y$ -polarized wave incident

## 4 结 论

本文提出一种全向双功能太赫兹超表面器件,该超表面单元结构沿着 $-z$ 方向依次为顶层椭圆金属图案、聚酰亚胺、金属光栅、聚酰亚胺、矩形金属条、聚酰亚胺、金属光栅、聚酰亚胺、底层椭圆金属图案组成。当圆极化太赫兹波入射到超表面时,在频点 1.4 THz 和 1.5 THz 处产生拓扑电荷数  $l=\pm 1$  和  $l=\pm 2$  的涡旋波束,同时在 1.3 THz 处产生  $l=-1$  的四个涡旋波束和  $l=+2$  的一个偏折涡旋波束,而且在 1.5 THz 处产生  $l=-1$  和  $+2$  的叠加涡旋波束。当 $y(x)$ 偏振波从 $-z(+z)$ 方向入射到超表面时,在 0.72 THz 处产生透射模式的 $x(y)$ 偏振波。该太赫兹超表面结构为太赫兹波调控器件设计提供了一种新思路。

## 参 考 文 献

- [1] 李龙,张沛,韩家奇,等.基于电磁超材料的微波无线能量传输与收集关键技术[J].光子学报,2021,50(10):1016001.  
Li L, Zhang P, Han J Q, et al. Key Technologies of microwave wireless power transfer and energy harvesting based on electromagnetic metamaterials[J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(10): 1016001.
- [2] 高心越,宋清华.轨道角动量超表面全息复用研究进展[J].中国激光,2023,50(18):1813011.  
Gao X Y, Song Q H. Recent advances in orbital angular momentum multiplexed metasurface holography[J]. Chinese Journal of Lasers, 2023, 50(18): 1813011.
- [3] 罗宇,王文涛,赵鹏九,等.偏振特异的聚焦和波前保持的双模超表面[J].中国激光,2020,47(3):0301007.  
Luo Y, Wang W T, Zhao P J, et al. Dual-mode metasurface of polarization-specific focusing and keeping wavefront[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(3): 0301007.
- [4] Fan Y X, Qian Y X, Yin S, et al. Multi-band tunable terahertz

- bandpass filter based on vanadium dioxide hybrid metamaterial [J]. *Materials Research Express*, 2019, 6(5): 055809.
- [5] Zhang L, Wu R Y, Bai G D, et al. Multifunctional metasurfaces: transmission-reflection-integrated multifunctional coding metasurface for full-space controls of electromagnetic waves (adv. funct. mater. 33/2018) [J]. *Advanced Functional Materials*, 2018, 28(33): 1802205.
- [6] Zhang C B, Wang G M, Xu H X, et al. Helicity-dependent multifunctional metasurfaces for full-space wave control[J]. *Advanced Optical Materials*, 2020, 8(8): 1901719.
- [7] Liu C X, Yang F, Fu X J, et al. Programmable manipulations of terahertz beams by transmissive digital coding metasurfaces based on liquid crystals[J]. *Advanced Optical Materials*, 2021, 9(22): 2100932.
- [8] Dong Y J, Sun X Y, Li Y, et al. Full-space terahertz metasurface based on thermally tunable InSb[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2022, 55(45): 455105.
- [9] Ma H X, Pan G W, Yuan G L, et al. A broadband vortex beam generator using graphene metasurface reflectarray in terahertz region[J]. *Physica Scripta*, 2022, 97(12): 125506.
- [10] Bai T R, Li Q, Wang Y Q, et al. Terahertz vortex beam generator based on bound states in the continuum[J]. *Optics Express*, 2021, 29(16): 25270-25279.
- [11] Cheng K X, Hu Z D, Wang Y Q, et al. High-performance terahertz vortex beam generator based on square-split-ring metasurfaces[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(21): 6054-6057.
- [12] Zhou G C, Dai P H, Wu J B, et al. Broadband and high modulation-depth THz modulator using low bias controlled VO<sub>2</sub>-integrated metasurface[J]. *Optics Express*, 2017, 25(15): 17322-17328.
- [13] Burch J, Ma J, Hunter R I, et al. Flexible patches for mm-wave holography[J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 115(2): 021104.
- [14] Feng H, Xu Z X, Li K, et al. Tunable polarization-independent and angle-insensitive broadband terahertz absorber with graphene metamaterials[J]. *Optics Express*, 2021, 29(5): 7158-7167.
- [15] Liu W W, Xu J S, Song Z Y. Bifunctional terahertz modulator for beam steering and broadband absorption based on a hybrid structure of graphene and vanadium dioxide[J]. *Optics Express*, 2021, 29(15): 23331-23340.
- [16] Li Z W, Li J S. Switchable terahertz metasurface with polarization conversion and filtering functions[J]. *Applied Optics*, 2021, 60(8): 2450-2454.
- [17] Li J T, Li J, Zheng C L, et al. Dynamic control of reflective chiral terahertz metasurface with a new application developing in full grayscale near field imaging[J]. *Carbon*, 2021, 172: 189-199.
- [18] Yang L J, Li J S, Yan D X. Switchable multi-function device based on reconfiguration metasurface in terahertz region[J]. *Optics Communications*, 2022, 516: 128234.
- [19] Zhao X L, Lou J, Xu X, et al. Multifield controlled terahertz modulator based on silicon-vanadium dioxide hybrid metasurface [J]. *Advanced Optical Materials*, 2022, 10(10): 2102589.
- [20] Li J S, Yang L J. Transmission and reflection bi-direction terahertz encoding metasurface with a single structure[J]. *Optics Express*, 2021, 29(21): 33760-33770.
- [21] Wu R L, Li J S. Bi-directional multi-function terahertz metasurface[J]. *Optics Communications*, 2023, 529: 129105.
- [22] Xie R S, Gu Z, Zhang D J, et al. High-efficiency full-space complex-amplitude metasurfaces enabled by a Bi-spectral single-substrate-layer meta-atom[J]. *Advanced Optical Materials*, 2022, 10(5): 2102084.
- [23] Yang Q L, Wang Y, Liang L J, et al. Broadband transparent terahertz vortex beam generator based on thermally tunable geometric metasurface[J]. *Optical Materials*, 2021, 121: 111574.
- [24] Sun M K, Lv T S, Liu Z Y, et al. VO<sub>2</sub>-enabled transmission-reflection switchable coding terahertz metamaterials[J]. *Optics Express*, 2022, 30(16): 28829-28839.

## Omnidirectional Dual-Function Terahertz Metasurface Device

Zhang Lina, Li Jiusheng\*

*Center for THz Research, China Jiliang University, Hangzhou 310018, Zhejiang, China*

### Abstract

**Objective** Metasurface effective and flexible manipulation of electromagnetic waves in sub-wavelength size has attracted widespread attention. Many metasurface-based devices have been reported in recent years, such as anomalous reflectors/refractometers, vortex beam generators, and polarization converters. However, most reported metasurfaces can only manipulate transmitted or reflected electromagnetic waves. Due to the limitations of half-space manipulation of terahertz waves, it is necessary to design a full-space metasurface, which can realize the manipulation of terahertz waves with reflected and transmitted modes. However, the reported full-space metasurfaces can only manipulate one of the polarized waves for circularly polarized and linearly polarized waves. Therefore, it is very urgent to design a metasurface that can simultaneously reflect and transmit terahertz waves of both circularly polarized and linearly polarized waves.

**Methods** In this paper, we propose an omnidirectional bifunctional terahertz metasurface to generate the modulation of radiometric polarization and reflect circularly polarized waves. The unit cell has nine layers, which are elliptical metal pattern, polyimide, metal grating, polyimide, rectangular metal strip structure, polyimide, metal grating, polyimide, and elliptical metal pattern. When a circularly polarized terahertz wave is incident in the metasurface, it can produce reflected vortex beam splitting, deflection vortices, and superimposed vortices. When the  $y(x)$  linearly polarized wave is incident along the  $\pm z$  direction, the designed metasurface produces the  $x(y)$  linearly polarized wave transmission and transformation. This terahertz metasurface device offers great flexibility in terahertz wave regulation.

**Results and Discussions** When the circularly polarized terahertz wave is incident, the metasurface structure generates vortex beams with topological charges of  $l = \pm 1$  and  $\pm 2$  at frequencies of 1.4 THz and 1.5 THz, four offset vortex beams with  $l = -1$  and  $+2$  at 1.3 THz, and superposition vortex beams with  $l = -1$  and  $+2$  at 1.5 THz. When the linearly polarized terahertz wave is incident along the  $\pm z$  direction, the designed metasurface realizes the polarization conversion function of the transmitted wave at the frequency of 0.72 THz, and the polarization conversion rate is greater than 95%. This metasurface provides an innovative idea for the design of bidirectional multifunctional terahertz wave control devices.

**Conclusions** In this paper, an omnidirectional bifunctional terahertz metasurface device is proposed, and the metasurface element structure is composed of the top elliptical metal pattern, polyimide, metal grating, polyimide, rectangular metal strip, polyimide, metal grating, polyimide, and elliptical metal pattern from top to bottom. When circularly polarized terahertz waves are incident to the metasurface, vortex beams with topological charges of  $l = \pm 1$  and  $\pm 2$  are generated at frequencies 1.4 THz and 1.5 THz. Four vortex beams with  $l = -1$  and one deflected vortex beam with  $l = +2$  are generated at 1.3 THz, and superposition vortex beams with  $l = -1$  and  $+2$  are generated at 1.5 THz. When the  $y(x)$  polarized wave is incident to the metasurface from the  $-z (+z)$  direction, a transmission mode  $x(y)$  polarization wave is generated at 0.72 THz. The omnidirectional bifunctional terahertz metasurface proposed in this paper provides a new idea for manipulating terahertz waves with multi-polarized and bidirectional terahertz waves.

**Key words** terahertz; vortex beam generator; polarization conversion; multi-function