

基于遗传算法的太赫兹多功能可重构 狄拉克半金属编码超表面*

栾迦淇¹⁾ 张亚杰¹⁾ 陈羽¹⁾ 郜定山²⁾ 李培丽^{1)†} 李嘉琦¹⁾ 李佳琪¹⁾

1) (南京邮电大学电子与光学工程学院, 南京 210023)

2) (华中科技大学, 武汉光电国家研究中心, 武汉 430074)

(2024年2月2日收到; 2024年3月21日收到修改稿)

多功能可重构超表面能够满足对器件小型化、集成化、适用于多场景应用的需求, 是近几年的研究热点之一. 本文采用狄拉克半金属材料作为可控材料, 提出了一种太赫兹多功能可重构编码超表面. 首先设计了一种顶部由狄拉克半金属材料构成的“回”字形结构的三层太赫兹编码超表面单元, 利用外加偏置电压动态调节狄拉克半金属介电常数, 使超表面单元在 1.95 THz 处实现 2 bit 编码. 然后基于设计的编码超表面单元结构, 利用遗传算法对编码超表面的阵列排布进行逆向设计, 从而实现波束赋形、涡旋波束产生及雷达散射截面缩减等功能. 研究表明, 针对波束赋形, 在 1.95 THz 处可以实现俯仰角在 40° 范围内、方位角在 360° 范围内任意角度的单波束与多波束反射, 并且多波束中的各个波束的俯仰角和方位角都可以单独调控, 提高了对太赫兹波束调控的灵活性; 针对涡旋波束, 可以产生拓扑电荷数为 $l = \pm 1$, $l = \pm 2$ 的单涡旋波束, 并且可以实现俯仰角在 30° 范围内、方位角在 360° 范围内任意角度的单涡旋波束与多涡旋波束调控; 此外, 在 1.72—2.51 THz 范围内可以实现大于 10 dB 的雷达散射截面缩减. 因此, 提出的狄拉克半金属编码超表面可以实现多种功能, 且性能优良, 在通信网络、天线和雷达系统等领域具有一定的应用前景.

关键词: 狄拉克半金属, 遗传算法, 编码超表面, 多功能可重构

PACS: 42.79.Fm, 42.70.Qs, 42.82.Et

DOI: 10.7498/aps.73.20240225

1 引言

太赫兹 (terahertz, THz) 波的工作频率范围为 0.1—10 THz, 具有带宽大、通信传输容量大、空间分辨能力强等优点, 主要应用在生物传感、环境监测、安检成像等方面^[1]. 超表面由亚波长人工材料组成, 可以对入射电磁波的相位、振幅及偏振等特征进行调控. 超表面的出现为 THz 器件设计提供了更多的选择. 早期的超表面只是简单地利用相位梯度原理设计超表面实现各种功能. 2011 年, Yu 等^[2] 提出了一种基于 V 形纳米结构的相位梯度超

表面, 通过改变 V 形结构的臂长以及夹角来改变单元结构的相位和振幅, 创新性地提出了广义斯涅耳 (Snell) 定律. 2013 年, Zhang 等^[3] 首次在太赫兹波段实现了一种宽带异常折射超表面, 通过改变开口环的大小使透射的正交极化分量产生相位突变, 从而实现偏转角度为 84° 的异常折射.

为了更好地调控电磁波, 2014 年 Cui 等^[4] 提出了数字编码超表面的概念. 作为电磁超表面重要分支, 数字编码与可编程超表面使得超表面在调控电磁波方面具有更大的潜力. 编码超表面大多根据不同单元结构之间的相位差来实现不同比特的编码功能. 太赫兹编码超表面通过两种方法实现编

* 武汉光电国家研究中心开放基金 (批准号: 2022WNLOKF012) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lipl@njupt.edu.cn

码: 基于结构编码和基于可控材料编码.

基于结构编码超表面一般是利用结构参数大小不同、旋转角度不同及表面图案不同来得到不同的编码单元. 2018年, Zhang等^[5]设计了一种多层金属谐振结构, 通过改变金属贴片的几何参数大小, 能够在太赫兹波段实现全空间3 bit编码, 具有产生涡旋波束和波束赋形的功能. 2022年, 黄若彤和李九生^[6]提出了一种太赫兹多波束调控反射编码超表面, 将单元表面图案旋转不同角度, 可以进行1 bit, 2 bit编码, 可实现偏转角度为 50° 的双波束反射、四波束反射, 以及偏转角度为 12° , 24° 的单波束反射. 2023年, Nie等^[7]提出一种基于二氧化钽的太赫兹偏振波前调控器件, 将顶层为椭圆形和矩形的结构通过旋转实现了反射模式下的2 bit编码, 可以实现波束分束、超透镜及产生涡旋波束等功能. 但是基于结构编码的超表面一旦制备完成, 功能也随之固定, 适用率较低, 不能应对日益复杂的多需求应用场景.

基于可控材料的编码超表面, 主要采用石墨烯、二氧化钽、液晶、硅及狄拉克半金属等可控材料. 2019年, Zhao等^[8]设计了一种基于电压可调的液晶数字超表面, 可以实现了波束偏转和雷达散射截面 (radar cross section, RCS) 缩减等功能. 2020年, 李佳辉等^[9]提出了一种基于 VO_2 的太赫兹编码超表面, 当改变 VO_2 状态时, 可以实现单波束和四波束反射功能的切换. 同年, Xiao等^[10]提出了一种基于石墨烯的太赫兹波束偏转编码超表面, 改变石墨烯的费米能级得到2 bit编码单元, 可以实现偏转角为 19° 、方位角分别为 0° , 90° , 180° 及 270° 的波束偏转. 2023年, Jiang等^[11]提出了一种基于狄拉克半金属的太赫兹时空编码超表面, 改变费米能级可实现2 bit编码, 通过阵列编码可以产生偏转角为 7.7° 的单个涡旋波束. 2021年, Yang等^[12]设计了一种在太赫兹波段由环形金属顶层与相变材料硅层耦合组成的混合超表面, 证明了环面响应的电可调性. 2023年, Yang等^[13]又提出并实验证明了由经典等离子体结构与电偏硅层耦合而成的太赫兹混合超表面的可调谐电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 响应. 同年, Yang等^[14]又设计了一种基于硅立方体复晶格的全介电超磁阻材料, 可以通过抑制镜面反射来高效率地调控非镜面方向反射的太赫兹波束. 因此, 基于可控材料编码的超表面, 通过

改变外部激励就可以实现对太赫兹波束的灵活调控和多种功能的灵活切换, 具有可重构性, 能够突破基于结构编码超表面功能单一的瓶颈, 可以有效地压缩超表面的制作成本, 且拓宽其应用领域.

但是, 针对太赫兹波段的波束赋形功能, 编码超表面仅能实现单波束动态扫描, 并不能实现双波束、多波束的独立调控; 针对产生的涡旋波束, 并不能实现多涡旋波束的独立调控. 为了实现多波束的独立调控, 2018年, Wu等^[15]提出了复编码加法定理的概念, 实现双波束的独立调控. 2021年, 张娜等^[16]通过引入馈源补偿相位实现了微波波段的双波束的独立调控, 但这些方法都存在着设计效率低和反射波束的数量和角域受限等不足.

多功能超表面设计借助于优化算法, 可以简化设计过程、提高设计效率, 因此优化算法被广泛地应用在超表面的设计中. 目前的研究工作大多都是围绕着采用拓扑优化的方法逆向设计单元结构, 或者针对RCS缩减超表面阵列编码的优化. 2021年, 贾宇翔等^[17]利用遗传算法逆向设计吸波超表面, 利用拓扑优化设计的超表面吸波体, 可实现6.7—20.0 GHz频带内90%以上的吸收率. 2022年, 韩丁等^[18]利用粒子群算法逆向设计超材料吸波体传感器, 得到“工”字形结构的金属谐振层, 在0.31 THz处可以实现对入射电磁波的完美吸收. 2018年, Sui等^[19]基于遗传算法, 设计了一种宽带吸波的超表面单元, 实现宽带RCS散射缩减. 2023年, 肖彤等^[20]利用模拟退火算法对超表面单元进行编码排布, 在2.1—5.5 THz频率范围内得到了更好的RCS缩减效果.

本文提出一种基于遗传算法的太赫兹多功能可重构狄拉克半金属编码超表面, 利用遗传算法不仅能够实现波束赋形、涡旋波束产生及RCS缩减等多功能的可重构, 还可以解决波束赋形中对于波束数目与调控角域受限等问题, 实现动态、独立的多波束电磁波调控. 首先设计了一种三层超表面单元结构, 顶层是由狄拉克半金属材料构成的“回”字形结构, 中间层是聚酰亚胺, 底层是金. 该结构具有结构简单、易制备等优点. 其中, 狄拉克半金属材料中的载流子迁移率能够达到 $9 \times 10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 远远高于石墨烯, 具有较快的响应速度; 此外狄拉克半金属还具有不易受介电常数的干扰等优点. 利用外加偏置电压可动态调节狄拉克半金属介电常数的特性来得到2 bit编码单元. 根据远场散射原

理, 利用遗传算法根据目标功能对超表面的阵列编码逆向设计, 进而使编码超表面具备可切换的 3 种功能, 包括波束赋形、涡旋波束产生及 RCS 缩减. 通过逆向设计的方法, 不仅可以提高设计效率, 还可以实现对电磁波更灵活地调控. 最后利用 CST 对波束赋形、涡旋波束及 RCS 缩减的性能进行了仿真研究.

2 单元结构设计与理论算法分析

2.1 单元结构设计

所设计的反射型编码超表面单元的基本结构如图 1 所示, 顶层为狄拉克半金属组成的“回”字形贴片层, 中间为聚酰亚胺 (polyimide) 介质层, 底层为金底板层. 中间介质层的介电常数 $\epsilon_r = 3$, 正切损耗 $\tan \delta = 0.03$; 底部金片的厚度为 $t = 0.2 \mu\text{m}$, 厚度远大于金在太赫兹频段的趋肤深度, 这也意味着太赫兹波无法穿过底面的金属平面, 可以提高单元的反效率.

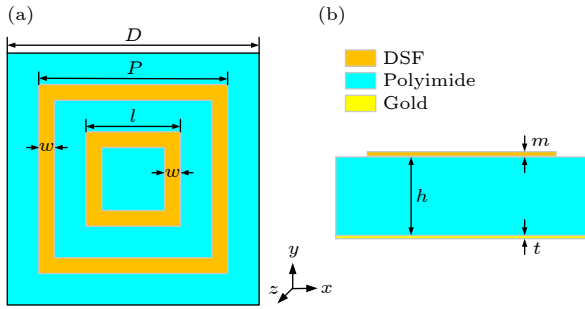


图 1 基于狄拉克半金属“回”字形单元结构示意图 (a) 单元俯视图; (b) 单元侧视图

Fig. 1. Based on Dirac semi-metal “back” font structure diagram: (a) Top view of the unit; (b) side view of the unit.

利用 CST Studio Suite 电磁仿真软件, 对超表面单元的结构参数进行优化. 图 2 是在费米能级为 0.09 eV 的情况下, 不同单元周期 D 、大正方形边长 P 、矩形条宽度 w 、顶层贴片厚度 m 、小正方形边长 l 及介质层厚度 h 的超表面单元的反射幅度及反射相位曲线. 在 $1.6\text{--}2.0 \text{ THz}$ 频率范围内, 应使超表面单元具有好的反射特性, 即反射率要高. 因此, 综合考虑下, 选取 $D = 80 \mu\text{m}$, $P = 60 \mu\text{m}$, $w = 5 \mu\text{m}$, $m = 1 \mu\text{m}$, $l = 30 \mu\text{m}$ 及 $h = 20 \mu\text{m}$.

2.2 理论与算法分析

根据随机相位近似理论, 利用 Koibo 公式推

导出狄拉克半金属的动态电导率表达式^[21]:

$$\text{Re}\sigma(\Omega) = \frac{e^2 g k_F}{\hbar 24\pi} \Omega \theta(\Omega - 2), \quad (1)$$

$$\text{Im}\sigma(\Omega) = \frac{e^2 g k_F}{\hbar 24\pi^2} \left[\frac{4}{\Omega} - \Omega \ln \left(\frac{4\epsilon_c^2}{|\Omega^2 - 4|} \right) \right], \quad (2)$$

式中, e 为电子电量, \hbar 为约化普朗克常量, θ 为黎曼西格尔 θ 函数, $k_F = E_F/(\hbar v_F)$ 为费米动量, $\Omega = \hbar\omega/E_F + i\hbar\tau^{-1}/E_F$, Ω 为散射率, $\tau = \mu E_F/(ev_F^2)$ 为弛豫时间, E_F 为费米能级, v_F 是费米速度, μ 为载流子迁移率, $\epsilon_c = E_c/E_F = 3$ (E_c 是截止能量), g 是简并因子. 考虑电子带间跃迁时, 狄拉克半金属的复相对介电常数可表示为

$$\epsilon = \epsilon_b + i\sigma/(\omega\epsilon_0), \quad (3)$$

式中, $\epsilon_b = 1$, ϵ_0 是真空介电常数. 狄拉克半金属的费米能级与外加偏置电压存在着一定的关系, 改变偏置电压费米能级也会发生改变; 根据 (1) 式、(2) 式及 (3) 式可以看出相对介电常数会随着费米能级的改变而改变. 因此, 通过改变偏置电压可以实现狄拉克半金属相对介电常数的动态可调.

本文使用的狄拉克半金属为 AlCuFe 准晶^[22], 其主要参数为: $g = 40$, $v_F = 10^6 \text{ m/s}$, $\mu = 3 \times 10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\tau = 4.5 \times 10^{-13} \text{ s}$. 根据 (1) 式、(2) 式及 (3) 式可以计算出狄拉克半金属在不同频率、不同费米能级下的相对介电常数, 其实部与虚部随频率的变化如图 3 所示. 从图 3 可以看出, 当费米能级保持恒定时, 随着频率的增大, 相对介电常数实部逐渐增大, 虚部逐渐减小.

当平面波垂直入射超表面时, 编码超表面的远场散射方向可以表示为

$$f(\theta, \varphi) = f_e(\theta, \varphi) \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \exp \left\{ -i \left\{ \phi(m, n) + KD \sin \theta \left[\left(m - \frac{1}{2} \right) \cos \varphi + \left(n - \frac{1}{2} \right) \sin \varphi \right] \right\} \right\}, \quad (4)$$

式中, θ 为俯仰角, φ 为方位角, D 为单元周期, $K = 2\pi/\lambda$ 为传播常数, $f_e(\theta, \varphi)$ 为每个单元的远场函数, $\phi(m, n)$ 为位于 (m, n) 处单元的相位. 当超表面为 1-bit 编码时, $\phi(m, n)$ 有 $0, \pi$ 两种相位, 对应二进制编码 0 和 1; 2-bit 编码时, $\phi(m, n)$ 有 $0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$ 四种相位, 对应二进制编码 00, 01, 10, 11, 更高比特的编码以此类推.

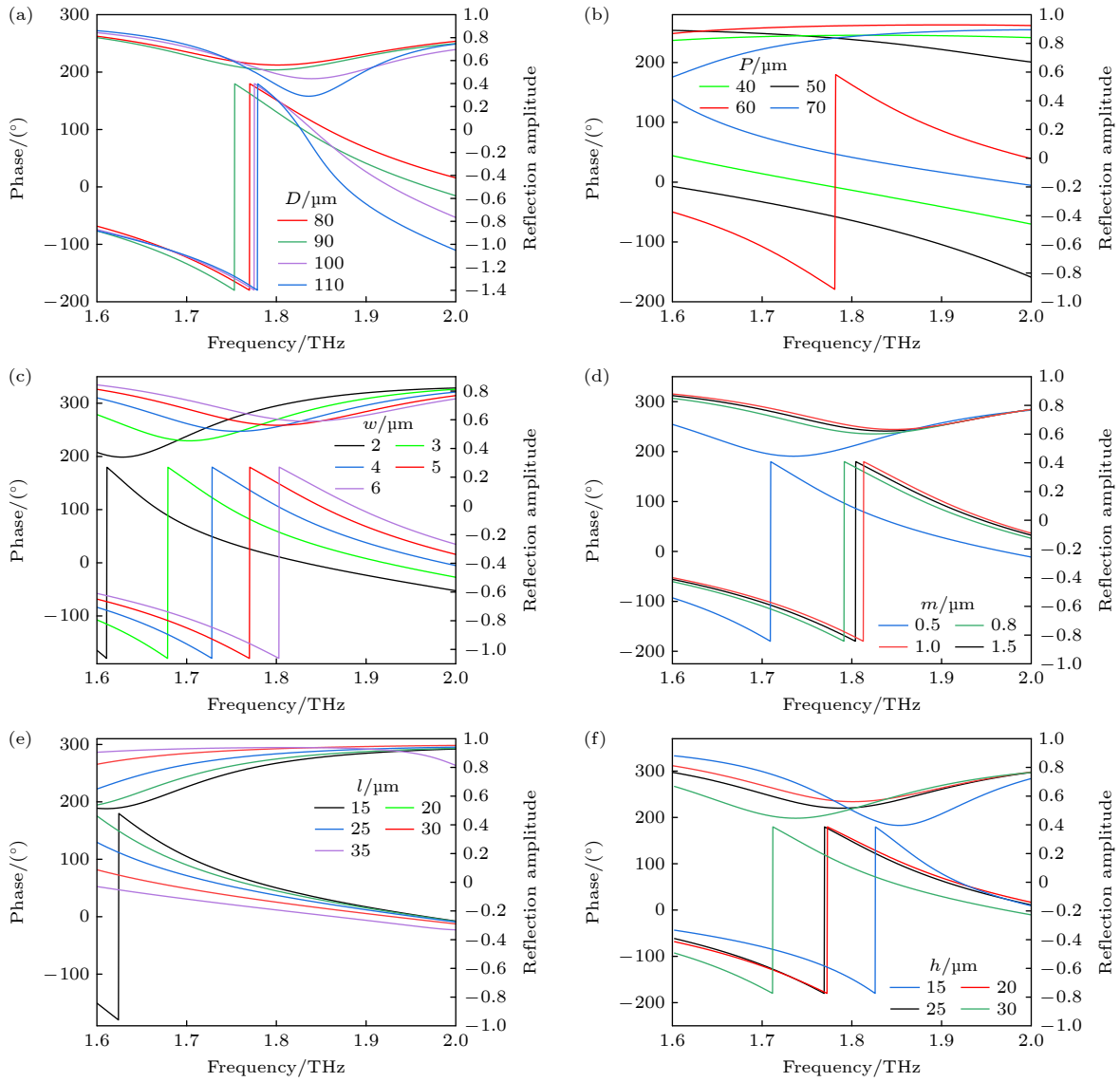


图 2 超表面单元结构在费米能级为 0.09 eV 时, 不同周期 D (a), 大正方形边长 P (b), 矩形条宽度 w (c), 顶层贴片厚度 m (d); 小正方形边长 l (e); 介质层厚度 h (f) 的反射幅度及反射相位曲线

Fig. 2. Reflection amplitude and reflection phase curves of the hypersurface unit structure at a Fermi energy level of 0.09 eV with different (a) period D , (b) large square side length P , (c) rectangular strip width w , (d) top patch thickness m , (e) small square side length l , and (f) dielectric layer thickness h .

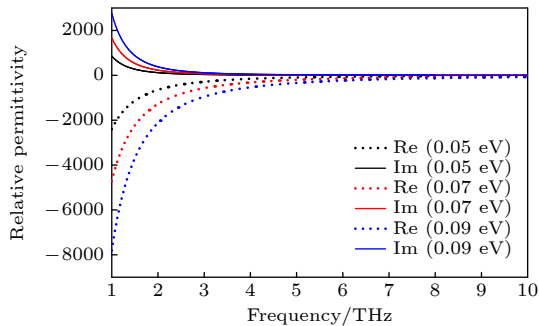


图 3 不同频率、不同费米能级下狄拉克半金属的相对介电常数的实部和虚部

Fig. 3. The real and imaginary parts of the relative permittivity of Dirac semi-metals at different frequencies and Fermi levels.

由 (4) 式可以看出, 通过设置 $\phi(m, n)$ 序列, 可以实现对远场散射的控制. 例如单元的反射相位 $\phi(m, n)$ 为随机序列时, 远场散射函数 $f(\theta, \varphi)$ 在不同方向 (θ, φ) 上数值比较均匀, 反射电磁波为漫散射; 当 $\phi(m, n)$ 全为“0”或全为“1”时, $f(\theta, \varphi)$ 在中心处取得最大值, 此时反射波束是与入射方向相反的电磁波. 因此, 对于波束赋形功能, 根据目标角度 $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 设计出相应的 $\phi_{ob}(m, n)$ 序列, 使得 $f(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 取得最大数值解, 则 $\phi_{ob}(m, n)$ 的序列是能够得到目标角度的最优阵列编码排布; 对于 RCS 缩减功能, 则需要尽量将入射的电磁波束均匀地散射到各个方向, 因此设计的 $\phi_{ob}(m, n)$ 序列应该使

远场散射函数 $f(\theta, \varphi)$ 在空间各个方向的数值解大小均匀, 同理, 此时的 $\phi_{ob}(m, n)$ 序列就是能够实现 RCS 缩减的最优阵列编码排布.

在传统的梯度相位方法中, 通常采用周期性排列进行阵列编码. 假设阵列编码在 x, y 方向上为周期分布, 则其梯度周期分别为 Γ_x, Γ_y . 当 θ 和 φ 满足以下公式时, 远场散射的幅度到达第一个极值点 [23]:

$$\theta = \sin^{-1} \left(\lambda \sqrt{\frac{1}{\Gamma_x^2} + \frac{1}{\Gamma_y^2}} \right), \quad (5)$$

$$\varphi = \pm \tan^{-1} \left(\frac{\Gamma_x}{\Gamma_y} \right), \quad \varphi = \pi \pm \tan^{-1} \left(\frac{\Gamma_x}{\Gamma_y} \right). \quad (6)$$

当平面波垂直照射编码超表面时, 根据 (5) 式和 (6) 式可以计算出反射波的俯仰角和方位角. 当编码单元序列仅沿 x 方向或 y 方向变化时, 编码序列的梯度周期为 $\Gamma_y \rightarrow \infty$ 或 $\Gamma_x \rightarrow \infty$, 则 (5) 式可表示为

$$\theta = \sin^{-1} \frac{\lambda}{\Gamma}. \quad (7)$$

利用传统的梯度相位方法, 通常受到阵列尺寸的限制, 虽然可以实现特定角度的波束调控, 但一般只针对一维波束调控, 不能按照需求辐射多个独立的、覆盖不同角域的定向波束, 具有一定的局限性. 因此基于远场散射公式 (4), 利用遗传算法对阵列编码进行合理的逆向设计, 可以实现对电磁波更加灵活地调控. 并且遗传算法具有良好的全局搜索能力, 不仅可以提高设计效率还可以获得更好的效果.

本文基于编码超表面的远场散射原理, 利用遗传算法对目标角度的阵列排布逆向设计, 得到超表面阵列编码. 基于遗传算法逆向设计超表面阵列编码流程图如图 4 所示, 首先对单元周期、频率及超表面阵列大小等参数进行初始化; 然后随机产生包含 50 个个体的初始种群, 每个个体是 24×24 的随机编码序列; 将波束赋形的目标函数设置为 $F = -(\max \sum_{i=1}^N f(\theta_i, \phi_i))$, RCS 缩减的目标函数设置为 $\text{std} \left(\sum_0^{360} \sum_0^{90} f(\theta, \phi) \right)$, 并计算编码序列下的目标函数值, 判断是否满足终止条件, 即是否达到设置的最大迭代次数 1500 次, 如果满足, 则输出最优的编码序列; 否则将种群进行选择、交叉 (随机多点交叉比例为 0.9)、变异 (概率为 0.5) 等

操作, 再计算子代种群的目标函数值. 如此往复形成循环, 直到达到设定的迭代次数为止, 最后输出最优的阵列编码.

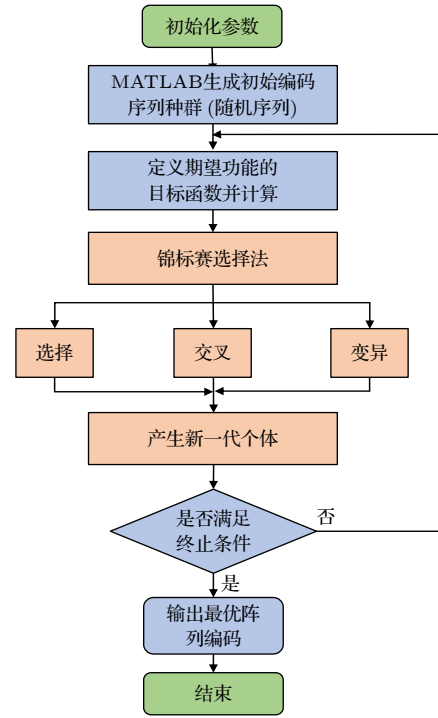


图 4 基于遗传算法逆向设计阵列编码流程图
Fig. 4. Genetic algorithm is used to reverse design array coding flow chart.

为了验证利用遗传算法逆向设计超表面阵列编码的准确性. 以 1-bit 双波束反射为例, 当编码周期序列分别为“000111...”, “0011...”和“01...”时, 根据 (7) 式可以计算出反射波束偏转角分别为 18° , 28° 和 74° . 将这 3 个偏转角度作为目标角度, 利用遗传算法逆向设计, 得到的适应度值与迭代次数的关系如图 5 所示. 可以看出, 迭代次数在 400 次左右时可以得到最优解, 并且最优阵列编码与正向设计的阵列编码一致. 因此, 通过遗传算法根据目标角度逆向设计得到的阵列编码与利用梯度相位编码得到的阵列编码一致, 并且偏转角度也与目标一致, 能够实现目标功能.

3 结果分析

3.1 超表面编码单元仿真结果分析

超表面单元结构参数确定后, 在 1.6—2.0 THz 频率范围内对 0.01—0.55 eV 范围内的费米能级进行扫描优化, 来获得具有 90° 相位差的超表面编码

单元. 当狄拉克半金属的费米能级在 0.01, 0.05, 0.09, 0.55 eV 时, 超表面编码单元的反射幅度及相位曲线如图 6 所示. 从图中可以观察到, 在 1.95 THz 时, 超表面编码单元的反射幅度均在 0.67 附近, 幅值基本相同, 不同的费米能级对应不同的相位值, 四种状态下相邻的相位差约为 90° . 因此, 在 1.95 THz 处, 当费米能级为 0.01, 0.05, 0.09, 0.55 eV 时可以实现 2 bit 编码.

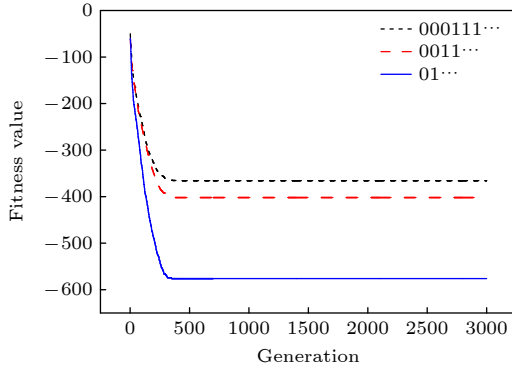


图 5 不同编码周期下迭代次数与适应度函数值之间的关系图

Fig. 5. The relationship between the number of iterations and the fitness function value under different coding cycles.

3.2 多功能编码超表面仿真结果与分析

基于设计的狄拉克半金属超表面单元结构, 根据远场散射原理, 利用遗传算法逆向设计超表面的阵列编码, 可以使编码超表面更加灵活地调控太赫兹波束, 并且具有多功能可重构性. 编码超表面由 24×24 个单元组成, 整体尺寸为 $1920 \mu\text{m} \times 1920 \mu\text{m}$. 利用 CST 电磁仿真软件对编码超表面进行建模和仿真, 激励设置为线极化平面波, 使用时域求解器, 并对网格局部加密, 提高了仿真的精度.

3.2.1 波束赋形

在波束赋形中, 为了评价逆向设计得到的结果与预设目标的差别, 定义了俯仰角度误差 $R(\theta)$ 和方位角度误差 $R(\varphi)$. 俯仰角度误差 $R(\theta)$ 和方位角度误差 $R(\varphi)$ 公式如下:

$$R(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (|\theta(i)_{\text{re}} - \theta(i)_{\text{ob}}|), \quad (8)$$

$$R(\varphi) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (|\varphi(i)_{\text{re}} - \varphi(i)_{\text{ob}}|), \quad (9)$$

(8) 式中 $\theta(i)_{\text{re}}$ 代表仿真结果中主瓣的俯仰角, $\theta(i)_{\text{ob}}$

代表预设目标的俯仰角; (9) 式中 $\varphi(i)_{\text{re}}$ 代表仿真结果中主瓣的方位角, $\varphi(i)_{\text{ob}}$ 代表预设目标的方位角; N 为反射波束个数.

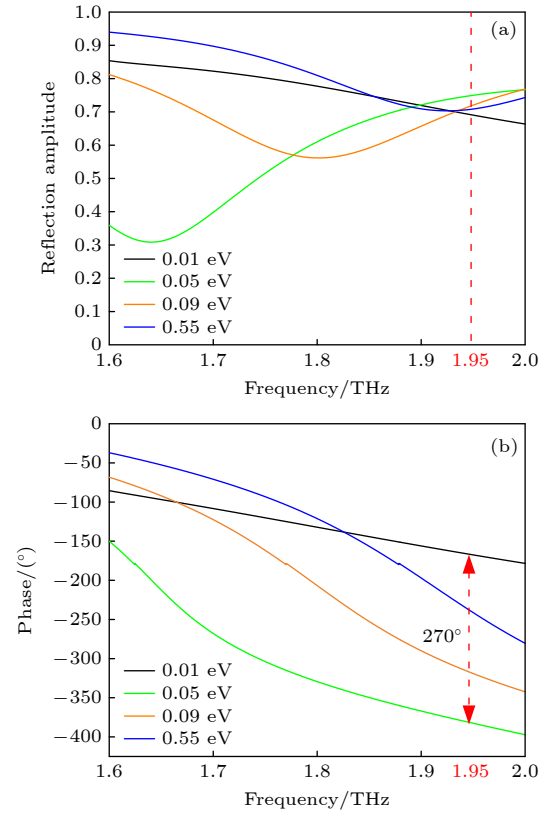


图 6 超表面编码单元结构, 狄拉克半金属费米能级为 0.01, 0.05, 0.09 eV 及 0.55 eV (a) 幅度响应曲线; (b) 相位响应曲线

Fig. 6. Metasurface coding unit structure at Dirac semi-metallic Fermi level of 0.01, 0.05, 0.09 eV and 0.55 eV: (a) Amplitude response curves; (b) phase response curve.

3.2.1.1 单波束调控

首先, 仿真研究了编码超表面在 1.95 THz 处不同 $(\theta_{\text{ob}}, \varphi_{\text{ob}})$ 下的单波束的波束调控. 当目标角度 $(\theta_{\text{ob}}, \varphi_{\text{ob}})$ 分别为 $(10^\circ, 50^\circ)$, $(20^\circ, 120^\circ)$, $(30^\circ, 225^\circ)$ 及 $(40^\circ, 340^\circ)$ 时, 结果如图 7 所示. 图 7(a)–(d) 是利用遗传算法逆向设计得到的超表面阵列编码图样, 图 7(e)–(h) 是相对应的三维远场散射结果.

经过计算, 4 种情况下 $(R(\theta), R(\varphi))$ 分别为 $(0.10^\circ, 0.29^\circ)$, $(0^\circ, 0^\circ)$, $(0.1^\circ, 0^\circ)$ 及 $(0^\circ, 0.1^\circ)$, 均不超过 $(0.5, 0.5)$, 表明角度误差较小, 仿真得到的结果与预设目标基本一致. 从图 7 可以看出, 除了目标主瓣外, 还出现了一些副瓣, 这是由于 4 种编码状态下的反射幅度大小存在差异, 有一定的变化率. 在 4 种情况下, 主瓣的远场散射幅值比第一副

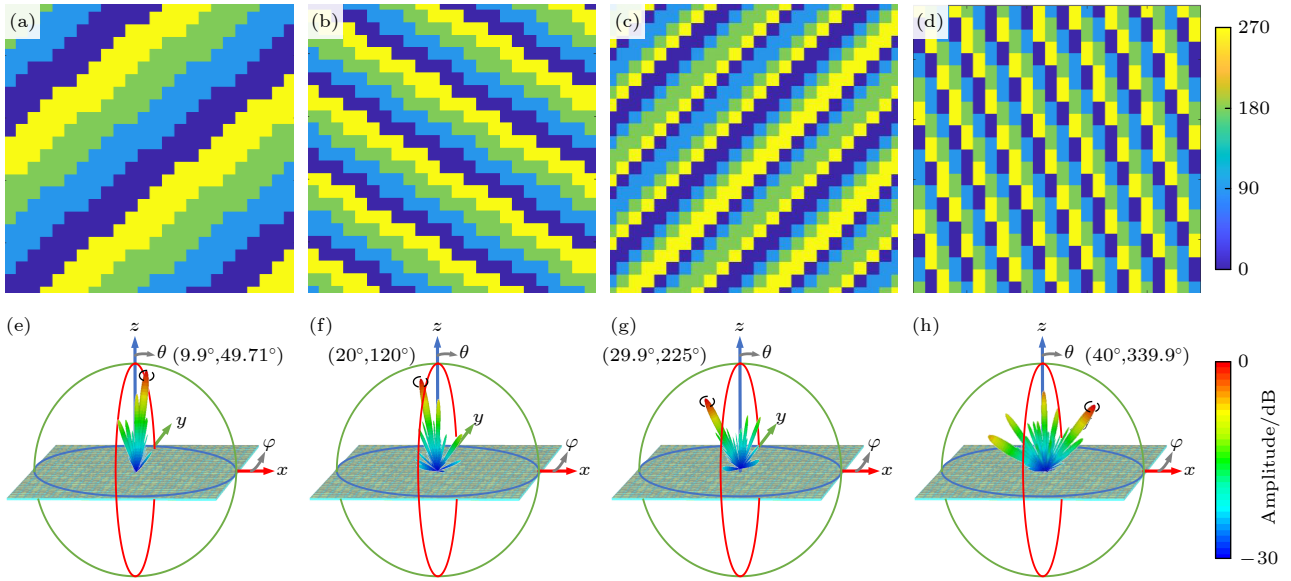


图 7 (a)–(d) $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 分别为 $(10^\circ, 50^\circ)$, $(20^\circ, 120^\circ)$, $(30^\circ, 225^\circ)$ 及 $(40^\circ, 340^\circ)$ 时的单波束阵列编码图样; (e)–(h) 对应的三维远场散射图

Fig. 7. (a)–(d) Array coding sequence results of $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ for $(10^\circ, 50^\circ)$, $(20^\circ, 120^\circ)$, $(30^\circ, 225^\circ)$ and $(40^\circ, 340^\circ)$ respectively; (e)–(h) the corresponding far-field scattering results.

瓣的散射幅值分别高 10.3, 6.8, 4 及 3.8 dB. 研究表明, 当俯仰角大于 40° , 会出现副瓣的散射幅度大于目标主瓣的情况, 与目标相差较大, 这是因为俯仰角的调控范围受到超表面单元的周期与工作波长比值的限制. 除此之外, 目标主瓣的 3 dB 波束宽度约为 4.1° , 因为目标主瓣的波束宽度主要和阵列的尺寸有关, 通过增大阵列的大小, 可以缩小波束宽度.

因此, 利用遗传算法对编码超表面的阵列排布进行逆向设计, 不仅可以克服传统方法设计效率低和调控角度有限的问题, 还可以在 1.95 THz 处实现反射波的俯仰角在 40° 范围内、方位角在 360° 范围内任意角度的单波束反射, 实现对电磁波灵活地调控.

为了进一步增大波束俯仰角的调控范围, 采用傅里叶卷积加法规则. 对于相位编码单元, 加法运算规则如表 1 所示. 将两组基本编码序列 (波束的俯仰角不同, 方位角相同) 的对应位相加, 得到新的编码序列, 新编码序列可以增大编码超表面波束调控的俯仰角, 其俯仰角关系为 $\sin \theta_1 + \sin \theta_2 = \sin \theta_3$, 其方位角关系为 $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3$.

如在 1.95 THz 处, 对目标角度 $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 分别为 $(30^\circ, 225^\circ)$ 和 $(15^\circ, 225^\circ)$ 的阵列编码进行卷积加法运算, 理论上得到的波束角度为 $(49.36^\circ, 225^\circ)$. 卷积加法运算之前和之后的阵列编码图样和三维

远场散射结果如图 8 所示. 经过计算, 用于相加的两个基本阵列的波束角度误差 $(R(\theta), R(\varphi))$ 分别为 $(0.1^\circ, 0.1^\circ)$, $(0.1^\circ, 0^\circ)$. 相加后得到的波束角度误差 $(R(\theta), R(\varphi))$ 为 $(0.64^\circ, 0.1^\circ)$, 主瓣的远场散射幅值比第一副瓣的散射幅值高 3.47 dB, 目标主瓣的 3 dB 波束宽度约为 4.3° . 结果表明, 与加运算前的结果相比, 角度误差有所增加. 这是由于两个基本阵列的波束赋形存在着一定的角度误差, 通过卷积加法运算之后, 角度误差也会叠加, 但波束赋形的效果仍然较好. 因此, 通过引入傅里叶卷积加法运算, 能够提升单波束俯仰角的调控范围.

表 1 傅里叶卷积加运算具体规则

Table 1. Specific rules for the Fourier convolutional addition operation.

	0($0^\circ/360^\circ$)	1(90°)	2(180°)	3(270°)
0($0^\circ/360^\circ$)	0	1	2	3
1(90°)	1	2	3	0
2(180°)	2	3	0	1
3(270°)	3	0	1	2

3.2.1.2 多波束调控

对可重构多功能超表面不同俯仰角和方位角下的多波束反射调控进行研究. 仿真研究了编码超表面在 1.95 THz 处不同 $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 下的双波束、三波束、四波束及五波束的波束调控, 对多波束中每个目标主瓣的俯仰角和方位角都进行独立地调控,

结果如图 9 所示. 图 9(a)—(d) 是利用遗传算法逆向设计得到的超表面的阵列编码图样, 图 9(e)—(h) 是与其对应的远场散射图.

经过计算, 4 种情况下 $(R(\theta), R(\varphi))$ 分别为 $(0.15^\circ, 0.10^\circ)$, $(0.08^\circ, 0.33^\circ)$, $(0.19^\circ, 0.31^\circ)$ 及 $(0^\circ, 0.15^\circ)$, 均不超过 $(0.5, 0.5)$, 表明角度误差较小, 仿

真结果与目标角度基本一致. 目标主瓣中散射幅度最大值与最小值分别差 0.63, 0.71, 0.75 及 0.60 dB, 因此主瓣散射幅度值基本相同, 强度分布较为均匀. 4 种状态下, 目标主瓣中散射幅值最小的主瓣与第一副瓣的散射幅值分别相差 6.3, 5.6, 4.7, 3.2 dB, 可实现较好的波束偏转效果.

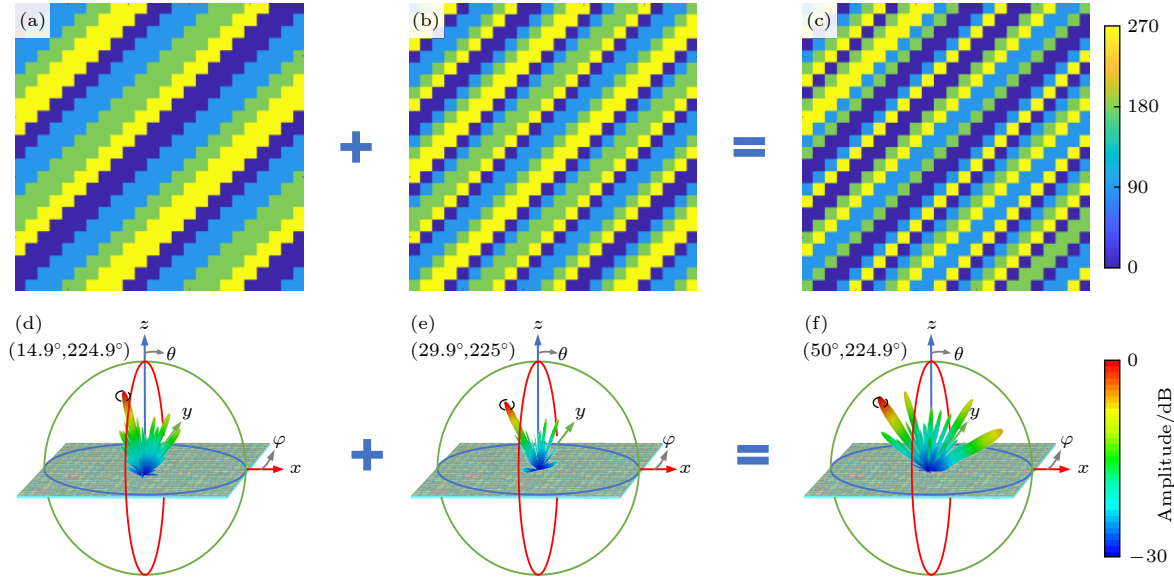


图 8 1.95 THz 处加运算之前和之后编码排布及三维远场散射结果

Fig. 8. Pre-and post-array arrangements and 3D far-field scattering results for addition at 1.97 THz.

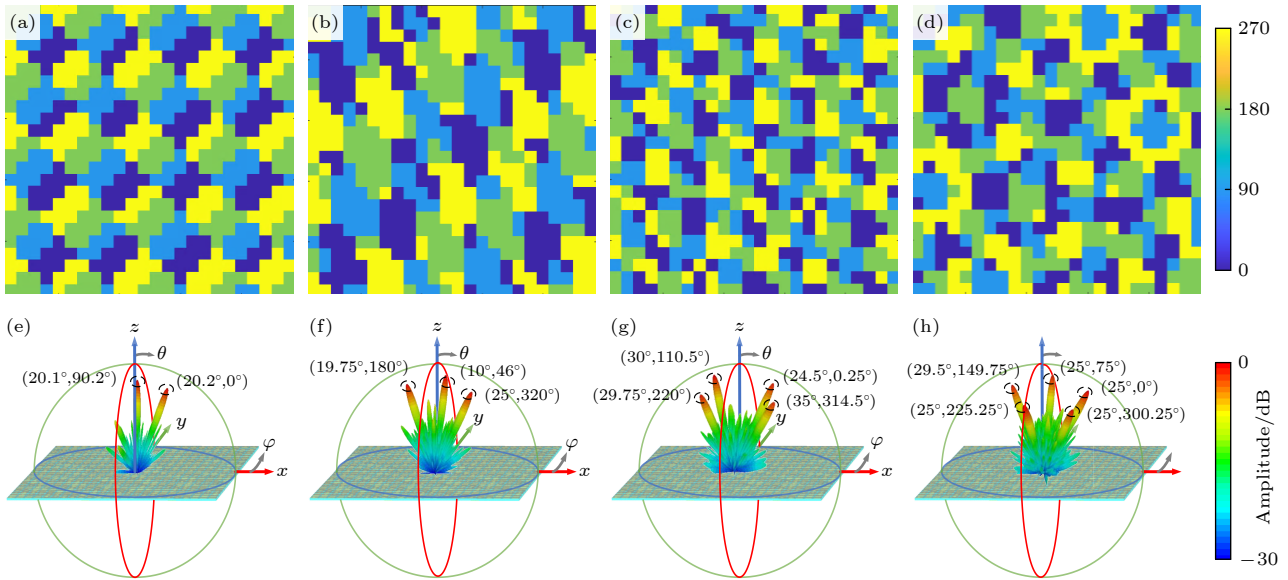


图 9 (a), (e) $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 分别为 $(20^\circ, 0^\circ)$, $(20^\circ, 90^\circ)$ 双波束的阵列编码图与远场散射结果; (b), (f) $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 分别为 $(10^\circ, 45^\circ)$, $(20^\circ, 180^\circ)$, $(25^\circ, 320^\circ)$ 三波束的阵列编码图与远场散射结果; (c), (g) $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 分别为 $(25^\circ, 0^\circ)$, $(30^\circ, 110^\circ)$, $(30^\circ, 220^\circ)$, $(35^\circ, 315^\circ)$ 四波束的阵列编码图与远场散射结果; (d), (h) $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 分别为 $(25^\circ, 0^\circ)$, $(25^\circ, 75^\circ)$, $(25^\circ, 150^\circ)$, $(25^\circ, 225^\circ)$, $(25^\circ, 300^\circ)$ 五波束的阵列编码图与远场散射结果

Fig. 9. (a), (e) Array coding sequence diagrams and far-field scattering results of $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ for $(20^\circ, 0^\circ)$ and $(20^\circ, 90^\circ)$ double beams, respectively; (b), (f) array coding sequence diagrams and far-field scattering results of $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ for $(10^\circ, 45^\circ)$, $(20^\circ, 180^\circ)$ and $(25^\circ, 320^\circ)$ triple beams, respectively; (c), (g) array coding sequence and far-field scattering results of $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ for $(25^\circ, 0^\circ)$, $(30^\circ, 110^\circ)$, $(30^\circ, 220^\circ)$ and $(35^\circ, 315^\circ)$ four beams, respectively; (d), (h) array coding sequence and far-field scattering results of $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ for $(25^\circ, 0^\circ)$, $(25^\circ, 75^\circ)$, $(25^\circ, 150^\circ)$, $(25^\circ, 225^\circ)$ and $(25^\circ, 300^\circ)$ five beams, respectively.

因此, 利用遗传算法对编码超表面的阵列排布进行逆向设计, 在 1.95 THz 处不仅可以实现多波束俯仰角在 40° 范围内、方位角在 360° 范围内以任意角度散射的功能, 而且对于多波束中每个波束的俯仰角和方位角都可以独立灵活调控. 相比于通过引入馈源补偿相位和利用复编码加法定理来实现多波束动态调控的方法, 采用逆向设计, 可以提高设计效率且简化设计流程. 由于能够按照需求辐射多个独立的覆盖不同角域的定向波束, 因此可以实现多信道电磁波传输, 在多输入多输出通信系统、天线和雷达等领域具有广泛的应用前景.

3.2.2 涡旋波束

根据卷积原理, 将涡旋相位与特定角度出射波束编码序列卷积相加, 能够产生相同出射角度的涡旋波束. 涡旋相位排布一般将超表面划分为 N 个区域, 每个区域的相位分布可以表示为

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{N} \left(\frac{l \arctan(y/x)}{2\pi/N} + 1 \right), \quad (10)$$

式中, l 表示拓扑电荷数, (x, y) 为超表面单元的二维坐标, N 为划分的区域数量. 图 10(a)–(d) 分别为拓扑电荷数为 $l = \pm 1$, $l = \pm 2$ 时的涡旋相位分布图.

为了定量分析所生成的涡旋波的质量, 需要对涡旋波束的 OAM 谱进行分析. 因此, 在仿真得到的涡旋波电场结果中, 对主瓣处的环形电场进行傅里叶变换, 即可得到 OAM 谱的分析结果, 计算公式如下:

$$A_l = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi(\varphi) \cdot e^{-jl\varphi} d\varphi, \quad (11)$$

式中, $\psi(\varphi)$ 是环形电场的的数据, A_l 是相应模态所占的比例.

首先研究了编码超表面在 1.95 THz 处, 不同

拓扑电荷数的单涡旋波束产生. 当拓扑电荷数分别为 $l = \pm 1$ 和 $l = \pm 2$ 时, 结果如图 11 所示. 图 11(a)–(d) 分别为 $l = \pm 1$ 和 $l = \pm 2$ 时的远场散射结果及相位结果. 从远场散射结果中可以看出, 涡旋波的电场强度均呈环形分布、中心处产生凹陷, 电场强度为零; 观察相位结果可以发现, 当拓扑电荷数为 $l = +1$ 和 $l = +2$ 时, 相位沿逆时针方向从 0° – 360° 分别有 1 和 2 个周期; 当拓扑电荷数为 $l = -1$ 和 $l = -2$ 时, 相位沿顺时针方向从 0° – 360° 分别有 1 和 2 个周期, 符合涡旋波束的特征. 从图 11(e)–(h) 中可以看出, 拓扑电荷数分别为 $l = +1$, $l = -1$, $l = +2$ 和 $l = -2$ 时的模式纯度分别为 70.4%, 71%, 64.3% 及 62.4%, 表明了反射模式下该编码超表面能产生具有较好性能的涡旋波束.

由于涡旋波束相位分布是由普通波束与涡旋相位相卷积得到的, 所以理论上可以利用遗传算法逆向设计得到一定俯仰角和方位角下的阵列编码, 然后与涡旋相位相卷积, 即可得到相应 $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 具有一定偏转角的涡旋波束. 以 $l = -1$ 的单涡旋波束调控为例, 将 $l = -1$ 的涡旋相位分别与图 7(b), (c) 中的阵列相位卷积, 能够得到具有相同 $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 的单涡旋波束, 结果如图 12 所示. 图 12(a), (b) 是利用遗传算法逆向设计得到的超表面阵列编码图样, 图 12(c), (d) 是相对应的三维远场散射结果. 从远场结果可以看出, 每个涡旋波束均符合涡旋波束的特征, $(R(\theta), R(\varphi))$ 分别为 $(0.15^\circ, 0.05^\circ)$, $(0.45^\circ, 0.24^\circ)$, 与目标角度基本一致. 但当俯仰角等于 30° 时, 副瓣的能量占比增大, 涡旋效果变差. 研究表明, 俯仰角在 30° 范围内, 副瓣的能量占比比较小, 涡旋效果较好; 而当俯仰角大于 30° , 副瓣的能量占比增大, 涡旋效果变差. 因此在 1.95 THz 处俯仰角在 30° 范围内、方位角在 360° 范围内可以实现单涡旋波束灵活地调控. 从图 12(e), (f) 中可

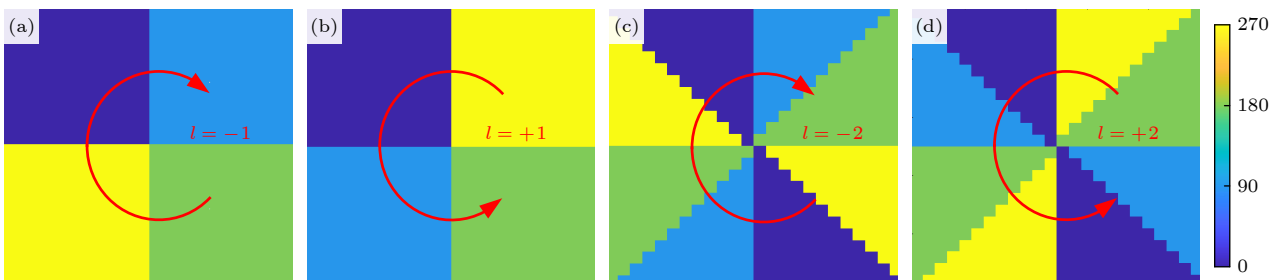


图 10 拓扑电荷数分别为 $l = -1$, $l = +1$, $l = -2$, $l = +2$ 的涡旋相位分布图

Fig. 10. Diagrams of vortex phase distribution for topological charges $l = -1$, $l = +1$, $l = -2$, $l = +2$ respectively.

以看出, $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 分别为 $(20^\circ, 120^\circ)$, $(30^\circ, 225^\circ)$ 时的模式纯度分别为 55% 和 58%, 相较于垂直反射的单涡旋波的模式纯度有所降低, 这是由于逆向设计离散化编码存在一定的误差, 造成了模式纯度降低.

又以 $l = -1$ 的双涡旋波束、三涡旋波束调控为例, 将 $l = -1$ 的涡旋相位分别与图 9 多波束调控中的双波束、三波束的阵列相位卷积, 从而得

到与其具有相同 $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 的多涡旋波束, 结果如图 13 所示. 图 13(a), (b) 是利用遗传算法逆向设计得到的超表面阵列编码图样, 图 13(c), (d) 是相对应的三维远场散射结果. 从远场结果可以看出, 每个涡旋波束均符合涡旋波束的特征, $(R(\theta), R(\varphi))$ 分别为 $(0.13^\circ, 0.08^\circ)$, $(0.11^\circ, 0.15^\circ)$, 与目标角度基本一致.

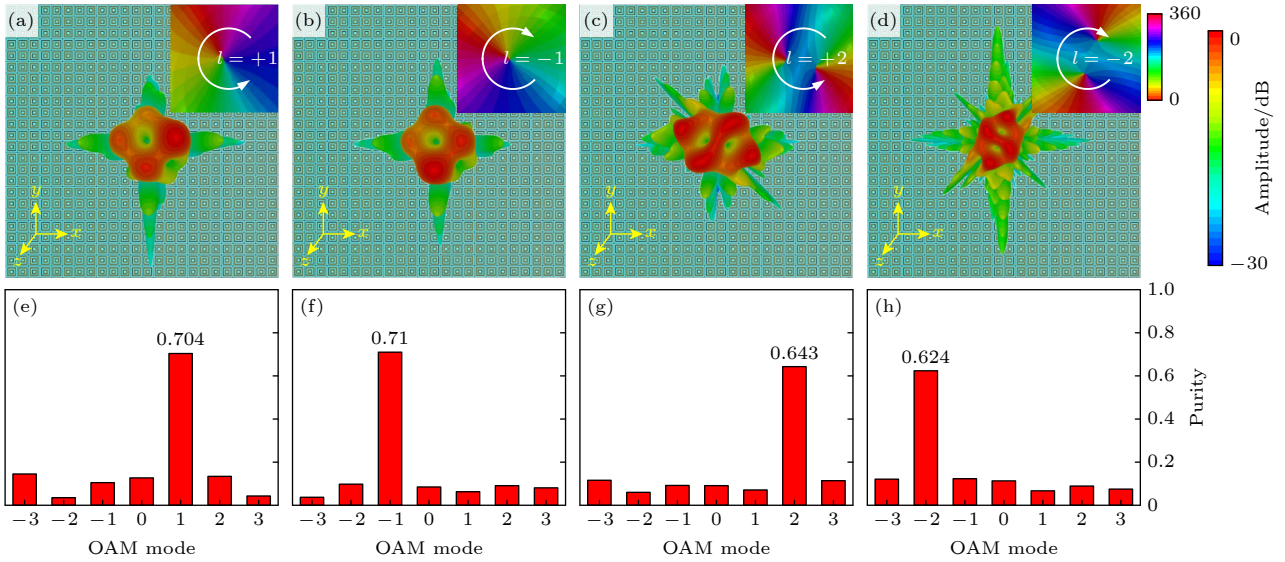


图 11 (a)–(d) $l = \pm 1$ 和 $l = \pm 2$ 的远场散射图及相位图; (e)–(h) 相对应的模式纯度图

Fig. 11. Far-field scattering diagram and phase diagram: (a)–(d) $l = \pm 1$ and $l = \pm 2$; (e)–(h) the corresponding pattern purity distribution diagrams.

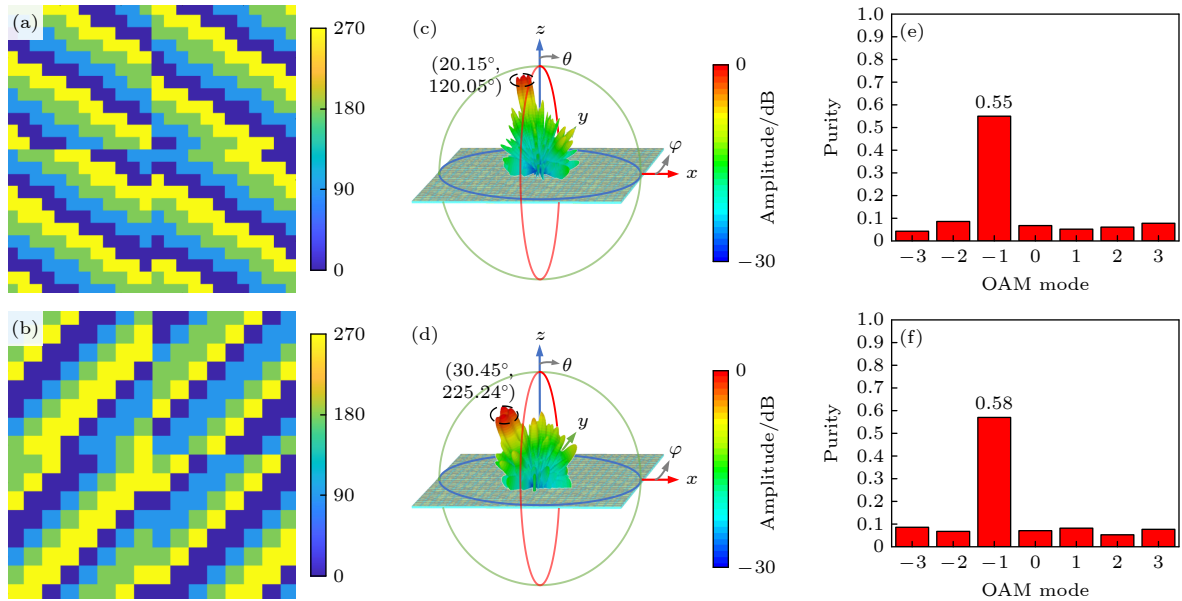


图 12 (a), (b) $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 分别为 $(20^\circ, 120^\circ)$, $(30^\circ, 225^\circ)$ 时的单涡旋波束阵列编码图; (c), (d) 对应的三维远场散射图; (e), (f) 对应的模式纯度图

Fig. 12. (a), (b) Coding diagram of a single vortex beam array at $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ of $(20^\circ, 120^\circ)$ and $(30^\circ, 225^\circ)$, respectively; (c), (d) the corresponding three-dimensional far-field scattering diagram; (e), (f) the corresponding model purity diagram.

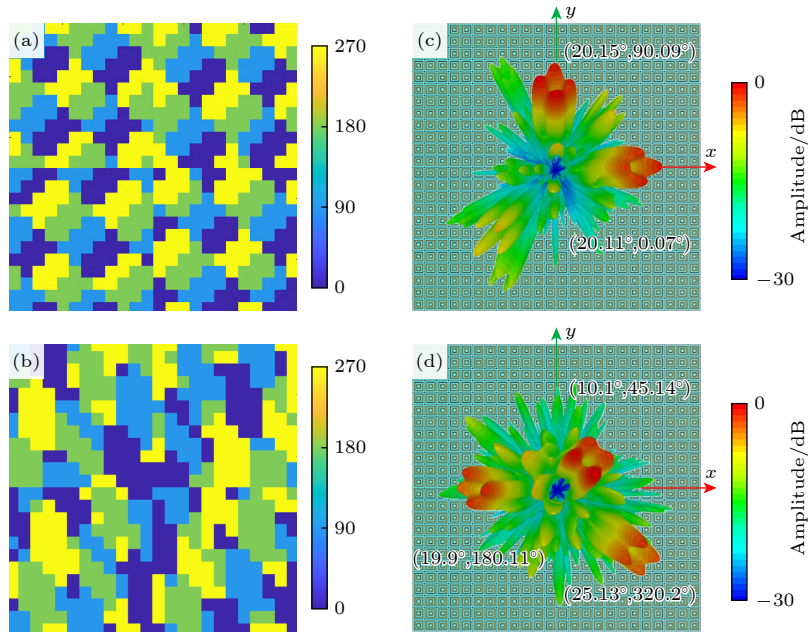


图 13 (a), (c) $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 分别为 $(20^\circ, 0^\circ)$, $(20^\circ, 90^\circ)$ 双涡旋波束的阵列编码图及远场散射俯视图; (b), (d) $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ 分别为 $(10^\circ, 45^\circ)$, $(20^\circ, 180^\circ)$, $(25^\circ, 320^\circ)$ 三涡旋波束的阵列编码图及远场散射俯视图

Fig. 13. (a), (c) The array coding diagram and the top view of the far-field scattering of $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ for the $(20^\circ, 0^\circ)$ and $(20^\circ, 90^\circ)$ double-vortex beams, respectively; (b), (d) the array coding diagram and the top view of the far-field scattering of $(\theta_{ob}, \varphi_{ob})$ for the $(10^\circ, 45^\circ)$, $(20^\circ, 180^\circ)$ and $(25^\circ, 320^\circ)$ three-vortex beams, respectively.

因此, 利用遗传算法对编码超表面的阵列排布进行逆向设计, 在 1.95 THz 处不仅可以实现单涡旋波束俯仰角在 30° 范围内、方位角在 360° 范围内以任意角度散射的功能, 而且对于多涡旋波束中每个波束的俯仰角和方位角都可以独立灵活调控。

3.2.3 RCS 缩减

RCS 是表征目标在雷达波照射下所产生回波强度的一种物理量. 降低目标物体 RCS 值, 即实现 RCS 缩减, 在雷达隐身领域具有重要的应用前景. 通过将入射波的散射强度均匀地发散至多个方向, 根据能量守恒定律, 每个波束的能量都会变小, 因此实现 RCS 缩减。

为了降低能耗、简化控制系统和加快响应速度, 在 1.95 THz 处, 利用费米能级分别为 0.01 eV 和 0.09 eV 的两种状态来实现 1 bit 编码. 利用遗传算法设计出阵列编码, 进而实现 RCS 缩减的功能. 首先将逆向设计得到的编码阵列在 CST 中建模仿真计算, 得到远场散射幅值. 然后用同样的方法计算出与编码超表面同样尺寸的金属板的远场散射幅值. 最后将两者的 RCS 值相比较, 即可得到 RCS 缩减值。

图 14 是在 1.95 THz 处超表面 RCS 值缩减的

数值曲线和超表面阵列编码图. 可以看出在 1.72—2.51 THz 范围内可以实现大 10 dB 的 RCS 缩减, 并且在 1.82 THz 处可达最大缩减值 27.5 dB. RCS 缩减的频带范围与两编码单元的相位差在 180° 左右且反射系数相差较小的频带范围基本一致, 这是由于超表面单元的反射系数和反射相位差共同影响编码超表面 RCS 缩减的效果, 超表面单元的反射系数差越小、反射相位差越接近 180° , RCS 缩减效果越好。

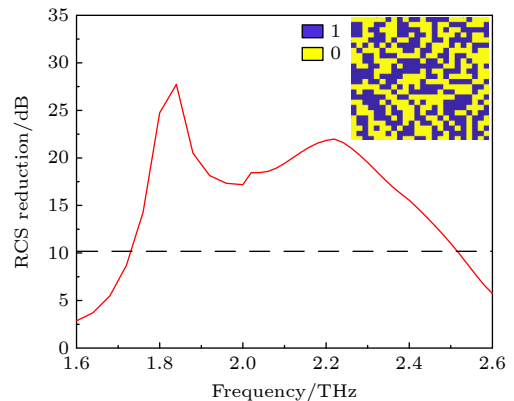


图 14 编码超表面与同等尺寸的金属板相比 RCS 缩减图与超表面阵列编码图

Fig. 14. RCS reduction plot of the encoded hypersurface compared to a metal plate of the same size with the hypersurface array encoded.

图 15 是切面方位角分别为 $\varphi = 0^\circ$ 和 $\varphi = 90^\circ$ 时, 两种情况下编码超表面和同等尺寸的金属板远场散射图的三维和一维结果对比图. 从图中可以看出当 $\varphi = 0^\circ$ 时, 金属板有很强的垂直反射主瓣波束, 而在经过编码超表面后, 在主瓣处 RCS 值降低, 但其余散射波的能量在大角度处并没有明显增大. 当 $\varphi = 90^\circ$ 时, 主瓣处的 RCS 有一定的降低, 而其余散射波的能量在大角度处会出现明显增强的结果. 这符合能量守恒定律, 在主瓣处能量有所降低, 所以大角度处的能量会有所增强. 可以看出垂直方向的 RCS 缩减能够达到 10 dB 以上, 散射波束分散到多个方向, 可以达到很好的 RCS 缩减效果.

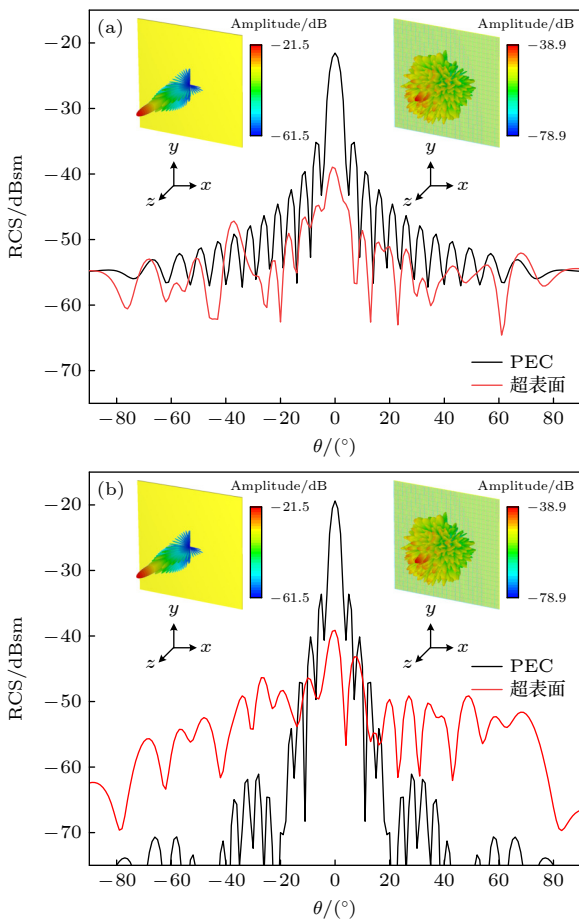


图 15 (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 90^\circ$ 时编码超表面和同等尺寸金属板远场散射图的三维和一维结果对比图

Fig. 15. (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 90^\circ$ comparison of three-dimensional and one-dimensional results of the far-field scattering pattern encoding metasurface and metal plate of the same size.

4 结 论

本文提出了一种基于狄拉克半金属的多功能

编码超表面, 利用遗传算法逆向设计阵列编码, 实现波束赋形、涡旋波束产生及 RCS 缩减等功能, 使超表面具有多功能可重构性. 相比通过引入馈源补偿相位和利用复编码加法定理实现对波束的动态调控, 不仅可以提高设计效率还能够满足多种应用场景的需求. 研究表明: 针对波束赋形, 可以在 1.95 THz 处实现俯仰角在 40° 范围内、方位角在 360° 范围内单波束和多波束任意角度的调控, 并且对于双波束到五波束中的各个波束的俯仰角和方位角都可以单独调控; 针对涡旋波束, 可以在 1.95 THz 处产生拓扑电荷数 $l = \pm 1$ 和 $l = \pm 2$ 且模式纯度在 60% 以上的单涡旋波束, 并且通过涡旋相位卷积, 可以实现俯仰角在 30° 范围内、方位角在 360° 范围内单涡旋波束、双涡旋波束及三涡旋波束灵活独立地调控; 此外, 在 1.72—2.51 THz 范围内可以实现大于 10 dB 的 RCS 缩减, 并且在 1.82 THz 处最大缩减值可达 27.5 dB. 因此, 提出的狄拉克半金属编码超表面不仅可以实现多功能可重构还具有优良的性能, 因此在通信网络、天线以及雷达系统中具有一定的应用前景.

参考文献

- [1] Davies A G, Linfield E H, Johnston M B 2002 *Phys. Med. Biol.* **47** 3679
- [2] Yu N F, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [3] Zhang X Q, Tian Z, Yue W S, Gu J Q, Zhang S, Han J G, Zhang W L 2013 *Adv. Mater.* **25** 4567
- [4] Cui T J, Qi M Q, Wan X, Zhao J, Cheng Q 2014 *Light Sci. Appl.* **3** e218
- [5] Zhang L, Wu R Y, Bai G D, Wu H T, Mu H T, Ma Q, Chen X Q, Cui T J 2018 *Adv. Funct. Mater.* **28** 1802205
- [6] Huang R T, Li J S 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 054203 (in Chinese) [黄若彤, 李九生 2023 *物理学报* **72** 054203]
- [7] Nie R X, He C H, Zhang R X, Song Z Y 2023 *Opt. Laser Technol.* **159** 109010
- [8] Zhao Y Z, Huang C, Song Z L, Yu C Y, Liang S, Luo X G, Qing A Y 2019 *IEEE Access* **7** 79671
- [9] Li J H, Zhang Y T, Li J N, Li J, Li J T, Zheng C L, Yang Y, Huang J, Ma Z Z, Ma C Q, Hao X R, Yao J Q 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 228101 (in Chinese) [李佳辉, 张雅婷, 李吉宁, 李杰, 李继涛, 郑程龙, 杨悦, 黄进, 马珍珍, 马承启, 郝璇若, 姚建铨 2020 *物理学报* **69** 228101]
- [10] Xiao B G, Zhang Y, Tong S J, Yu J B, Xiao L H 2020 *Opt. Express* **28** 7125
- [11] Jiang C Y, Li Z K, Lv X Y, Tian M, Liu M, Zhang H Y, Zhang Y P 2023 *Opt. Commun.* **540** 129506
- [12] Yang R S, Lou J, Zhang F L, Zhu W, Xu J, Cai T, Fu Q H, Li H, Fan Y C 2021 *Adv. Photonics Res.* **2** 2100103
- [13] Yang R S, Zhang F L, Li Z C, Fu Q H, Fan Y C 2023 *Opt. Laser Technol.* **163** 109380
- [14] Yang R S, Fan Y C, Zhu W, Hu C J, Chen S N, Wei H,

- Chen W J, Chan C T, Zhao Q, Zhou J, Zhang F L, Qiu C W 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200975
- [15] Wu R Y, Shi C B, Liu S, Wu W, Cui T J 2018 *Adv. Opt. Mater.* **6** 1701236
- [16] Zhang N, Zhao J M, Chen K, Zhao J M, Jiang T, Feng Y J 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 178102 (in Chinese) [张娜, 赵健民, 陈克, 赵俊明, 姜田, 冯一军 2021 *物理学报* **70** 178102]
- [17] Jia Y X, Wang J F, Chen W, Sui S, Zhu R C, Qiu T S, Li Y F, Han Y J, Qu S B 2021 *J. Radars* **10** 220 (in Chinese) [贾宇翔, 王甲富, 陈维, 随赛, 朱瑞超, 邱天硕, 李勇峰, 韩亚娟, 屈绍波 2021 *雷达学报* **10** 220]
- [18] Han D, Ma Z Y, Wang J L, Wang X, Liu S Y L T 2022 *Chin. J. Lasers* **49** 168 (in Chinese) [韩丁, 马子寅, 王俊林, 王鑫, 刘苏雅拉图 2022 *中国激光* **49** 168]
- [19] Sui S, Ma H, Wang J F, Feng M D, Pang Y Q, Zhang J Q, Xu Z, Qu S B 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** 035103
- [20] Xiao T, Liu C G, Cheng R S, Cao L F, Tang G P *CNSRP Qingdao, China* September 24–27, 2023 **p4**(in Chinese)[肖彤, 刘成国, 程润生, 曹立锋, 唐光普 第十八届全国电波传播年会 中国青岛 2023 年 9 月 24—27 日 第 4 页]
- [21] Kotov O V, Lozovik Y E 2016 *Phys. Rev. B* **93** 235417
- [22] Liu G D, Zhai X, Meng H Y, Lin Q, Huang Y, Zhao C J, Wang L L 2018 *Opt. Express* **26** 11471
- [23] Zhang X G, Tang W X, Jiang W X, Bai G D, Tang J, Bai L, Qiu C W, Cui T J 2018 *Adv. Sci.* **5** 1801028

Genetic algorithm based terahertz multifunctional reconfigurable Dirac semi-metallic coded metasurface^{*}

Luan Jia-Qi¹⁾ Zhang Ya-Jie¹⁾ Chen Yu¹⁾ Gao Ding-Shan²⁾Li Pei-Li^{1)†} Li Jia-Qi¹⁾ Li Jia-Qi¹⁾1) (*Faculty of Electrical and Optical Engineering, Nanjing Post and Communications University, Nanjing 210023, China*)2) (*Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

(Received 2 February 2024; revised manuscript received 21 March 2024)

Abstract

Digitally encoded hypersurfaces show great potential in the field of electromagnetic wave modulation. Currently, digitally encoded hypersurfaces in the terahertz band are mainly classified into two types: structure-encoded and controllable material-encoded. Once a structure-encoded hypersurface is fabricated, its function is fixed, which makes it difficult to adapt to changing application requirements. In contrast, the controllable material-encoded hypersurfaces can achieve dynamic regulation and multifunctional switching of terahertz beams by changing the external excitation, which shows good reconfigurability. To address this challenge, a Dirac semimetal-based encoded hypersurface is proposed in this paper. The Fermi energy level of the Dirac semimetal is varied by changing the bias voltage, which in turn dynamically adjusts its relative permittivity to obtain the coded unit. Besides, the traditional gradient-phase method encodes arrays by periodically arranging the cell structure, but there are limitations in the flexibility and accuracy of beam modulation. In order to break through these limitations, this paper employs a genetic algorithm for the inverse design of hypersurface coding arrays, which effectively improves the initiative and flexibility of beam modulation. In this paper, a three-layer terahertz-encoded hypersurface unit with a “back” structure composed of Dirac semimetallic materials is firstly designed, and the Dirac semimetallic dielectric constant is dynamically adjusted by using an applied bias voltage, so that the hypersurface unit is at 1.95 THz when the Fermi energy levels are 0.01 eV, 0.05 eV, 0.09 eV, and 0.55 eV can achieve 2bit coding. The results show that, for beam configuration, single-beam and multi-beam (two-beam to five-beam) modulation can be achieved at 1.95 THz within 40° pitch angle and 360° azimuth angle; for vortex beam generation, single-vortex beams with ± 1 and ± 2 topological charges can be generated, with mode purity exceeding 60%, and single-vortex, double-vortex and triple-vortex beams in pitch angle and 360° azimuth angle can be realised with the vortex-phase convolution. In terms of RCS reduction, in the frequency range of 1.72–2.51 THz, the hypersurface is able to achieve more than 10 dB of RCS reduction, especially in the frequency range of 1.82 THz, the maximum reduction value is up to 27.5 dB. achieves the diversity of functions, but also has a high degree of reconfigurability to meet the needs of complex application scenarios.

Keywords: Dirac semi-metal, genetic algorithm, coded metasurface, multifunction reconfigurable

PACS: 42.79.Fm, 42.70.Qs, 42.82.Et

DOI: 10.7498/aps.73.20240225

* Project supported by the Open Project Program of Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, China (Grant No. 2022WNLOKF012).

† Corresponding author. E-mail: lipl@njupt.edu.cn

基于遗传算法的太赫兹多功能可重构狄拉克半金属编码超表面

栾迦淇 张亚杰 陈羽 郜定山 李培丽 李嘉琦 李佳琪

Genetic algorithm based terahertz multifunctional reconfigurable Dirac semi-metallic coded metasurface

Luan Jia-Qi Zhang Ya-Jie Chen Yu Gao Ding-Shan Li Pei-Li Li Jia-Qi Li Jia-Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 144204 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240225

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240225>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于二氧化钒的太赫兹双频多功能编码超表面

Vanadium dioxide based terahertz dual-frequency multi-function coding metasurface

物理学报. 2023, 72(9): 098101 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222321>

基于遗传算法的宽带渐变电阻膜超材料吸波器设计

Design of broadband gradient resistive film metamaterial absorber based on genetic algorithm

物理学报. 2024, 73(7): 074101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231781>

动态可调谐的频域多功能可重构极化转换超表面

Dynamically tunable frequency-domain multifunctional reconfigurable polarization conversion metasurface

物理学报. 2022, 71(22): 224102 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221256>

基于VO₂的太赫兹各向异性编码超表面

VO₂ based terahertz anisotropic coding metasurface

物理学报. 2023, 72(12): 124204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222171>

基于几何相位的太赫兹编码超表面反射器研制与测试

Encoding terahertz metasurface reflectors based on geometrical phase modulation

物理学报. 2023, 72(24): 248707 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230989>

基于二氧化钒的太赫兹编码超表面

Terahertz coding metasurface based vanadium dioxide

物理学报. 2020, 69(22): 228101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200891>