

## 激光与光电子学进展

基于狄拉克半金属的宽带可切换双功能  
太赫兹极化转换器

易南宁, 宗容, 钱蓉蓉\*

云南大学信息学院, 云南 昆明 650500

**摘要** 提出了一种基于狄拉克半金属的宽带可切换双功能太赫兹极化转换器。该极化转换器由谐振结构和经聚乙烯环烯烃共聚物介质层隔开的金薄膜组成。通过调整狄拉克半金属的费米能级,设计的超表面可以从四分之一波片切换到二分之一波片。数值仿真结果表明:当费米能级为 70 meV 时,超表面为四分之一波片,可在 1.955~2.071 THz 频率范围内将入射的线极化波转换为左旋圆极化波,在 2.606~3.490 THz 频率范围内将入射的线极化波转换为右旋圆极化波,且在 1.955~2.071 THz 和 2.606~3.490 THz 两个频率范围内的椭圆率分别接近于  $\pm 1$ ;当费米能级为 160 meV 时,超表面为二分之一波片,在 2.599~3.638 THz 内可将  $y$  极化波转换为  $x$  极化波,极化转换率超过 90%。此外,相比其他结构,该结构在较大的入射角下可以维持相同的性能,还可以通过改变狄拉克半金属的费米能级动态调节其极化转换性能。该设计方法可应用于无线通信、太赫兹传感和成像等领域中。

**关键词** 材料; 超材料; 狄拉克半金属; 可切换双功能; 太赫兹; 极化转换

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP202259.1716003

Broadband Switchable Bifunction Terahertz Polarization Converter  
Based on Dirac Semimetal

Yi Nanning, Zong Rong, Qian Rongrong\*

School of Information, Yunnan University, Kunming 650500, Yunnan, China

**Abstract** A broadband switchable bifunction terahertz polarization converter based on a Dirac semimetal is proposed in this paper. The polarization converter comprises a resonant structure and a gold film separated by a polyethylene cyclic olefin copolymer dielectric layer. By adjusting the Fermi energy level of the Dirac semimetal, the designed metasurface can be switched from a quarter-wave plate to a half-wave plate. The numerical simulation results revealed that when the Fermi energy level is 70 meV, the metasurface is a quarter-wave plate, which can convert the incident linearly polarized wave into a left-handed circularly polarized wave at frequency ranging from 1.955–2.071 THz. The plate converts the linearly polarized wave into a right-handed circularly polarized wave at frequency ranging from 2.606–3.490 THz. Furthermore, the ellipticity associated with frequency ranging from 1.955–2.071 THz and 2.606–3.490 THz is close to  $\pm 1$ . The metasurface behaves as a half-wave plate capable of converting  $y$ -polarized waves into  $x$ -polarized waves at frequency ranging from 2.599–3.638 THz. The corresponding polarization conversion rate exceeds 90% when the Fermi energy level is 160 meV. In addition, compared with other structures, the structure can maintain the same performance at a large incident angle, and its polarization switching performance can be dynamically tuned by changing the Fermi energy level of the Dirac semimetal. The design method can be employed in various fields including wireless communication, terahertz sensing, and imaging.

**Key words** materials; metamaterials; Dirac semimetal; switchable bifunction; terahertz; polarization conversion

收稿日期: 2021-08-09; 修回日期: 2021-08-31; 录用日期: 2021-09-08

基金项目: 国家自然科学基金(61701433)、云南省科技厅面上项目(2018FB099)

通信作者: \*r.qiang@ynu.edu.cn

# 1 引言

太赫兹技术的飞速发展使其相关技术被广泛应用于多个领域中,如光谱<sup>[1-2]</sup>、成像技术<sup>[3-4]</sup>。偏振作为操纵电磁波的重要途径之一,近些年引起了人们的广泛研究。通常利用法拉第效应或天然双折射晶体<sup>[5-6]</sup>操纵电磁波的偏振态,但天然材料对电磁波的响应较弱,需要很长的距离才能实现两个正交偏振分量之间的相位延迟<sup>[7-8]</sup>,这会导致器件的体积过大。

超材料(MMs)是一种按特定周期排列并由亚波长微单元组成的人工复合材料,具有自然材料不具备的物理性质。MMs具有的负折射率、负介电常数等特性<sup>[9-10]</sup>使其在极化转换器<sup>[11-12]</sup>、吸波器<sup>[13-14]</sup>和超级透镜<sup>[15-16]</sup>等领域具有广泛的应用前景。近年来,人们已经报道了许多具有单层和双层结构的超表面极化转换器<sup>[17-19]</sup>。其中,二分之一波片(HWP)和四分之一波片(QWP)是两种常见的极化转换器,HWP可以改变入射线极化波的极化方向,而QWP可以将线极化波转换为圆极化波。传统基于金属-电介质-金属的极化转换器一旦制造完成就很难调整其性能,因此具有动态可调特性的太赫兹极化转换器逐渐成为人们的研究热点。通过引入功能材料,如石墨烯、二氧化钒(相变材料)和块状狄拉克半金属(BDS),可将超表面设计为具有多功能可切换的可调器件。狄拉克半金属又被称为三维(3D)石墨烯,其相对介电常数可以通过调节材料的费米能级改变。相比石墨烯,BDS不易受介电常数的干扰,表面没有多余电子,更容易制备且性能稳定<sup>[20]</sup>。Dai等<sup>[21]</sup>提出了一种基于狄拉克半金属的线-圆极化转换器,可在1.5~2.8 THz频率范围内将线极化波转换成右旋圆极化(RHCP)波,在1.20~1.25 THz以及3.04~3.07 THz频率范围内将线极化波转换成左旋圆极化(LHCP)波。Meng等<sup>[22]</sup>提出了一种基于狄拉克半金属的交叉极化转换器,可在2.026~

2.481 THz频率范围内实现高效的交叉极化转换。Dai等<sup>[23]</sup>提出了一种基于狄拉克半金属的透射型交叉极化转换器,可在3.82~7.88 THz频率范围内实现交叉极化转换,但其极化转换率较低。上述极化转换器均为单功能超表面,且带宽较窄,因此,设计一种结构简单、功能多样且效率较高的极化转换器仍然是一个具有挑战性的问题。

本文基于BDS提出了一种具有宽带QWP/HWP功能的可切换太赫兹极化转换器。仿真结果表明:当BDS的费米能级为70 meV时,设计的超表面为宽带QWP,在1.955~2.071 THz和2.606~3.490 THz频率范围内的椭圆率分别接近±1,这表明入射的线极化波被很好地转换成LHCP波和RHCP波;当BDS的费米能级增加到160 meV时,设计的超表面功能从QWP切换为HWP,且在2.599~3.638 THz频率范围内的极化转换率(PCR)大于90%。相比已报道的具有QWP和HWP双功能超表面,该超表面的结构更简单、功能切换更方便、带宽更宽且PCR更高。

## 2 结构设计和理论分析

基于狄拉克半金属的HWP/QWP可切换极化转换器结构如图1所示。可以发现,该极化转换器共有三层。为便于制造,底部金属接地平面选用金作为反射层,厚度 $t_0=0.2\ \mu\text{m}$ 。介质层选用复介电常数 $\epsilon_r=2.35+0.01i$ <sup>[24-25]</sup>的聚乙烯环烯烃(TOPAS)聚合物,厚度 $t_d=20\ \mu\text{m}$ 。顶层谐振结构的材料为金和BDS,其图案由两个金半圆环和两个T形纳米棒组成,如图1(a)所示。半圆的外径 $r_1=18\ \mu\text{m}$ ,内径 $r_2=16\ \mu\text{m}$ 。T形纳米棒横臂由金构成,长度 $g=4\ \mu\text{m}$ ,宽度 $w=2\ \mu\text{m}$ ;垂直臂由BDS构成,长度 $l=10\ \mu\text{m}$ ,宽度 $h=3\ \mu\text{m}$ 。顶层谐振结构相对于 $y$ 轴的正方向旋转了 $45^\circ$ 。此外,单个晶胞单元的周期 $p=48\ \mu\text{m}$ 。

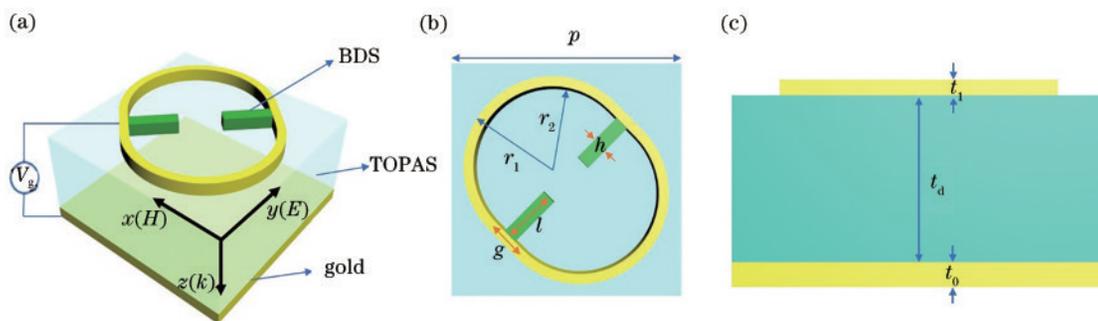


图1 可切换双功能极化转换器的结构。(a)透视图;(b)顶视图;(c)晶胞单元的侧视图

Fig. 1 Structure of the switchable bifunction polarization converter. (a) Perspective view; (b) top view; (c) side view of the unit cell

长波极限条件下,根据随机相位近似理论(RPA)<sup>[26]</sup>得到BDS在0.1~10 THz频率范围内的电导率实部和虚部<sup>[27]</sup>,可由Kubo公式表示为

$$\text{Re}[\sigma(\Omega)] = \frac{e^2 M k_F}{24\pi\hbar} \Omega G\left(\frac{\Omega}{2}\right), \quad (1)$$

$$\text{Im}[\sigma(\Omega)] = \frac{e^2 M k_F}{24\pi\hbar} \left\{ \frac{4}{\Omega} \left[ 1 + \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{T}{E_F} \right)^2 \right] + 8\Omega \int_0^{\epsilon_c} \left[ \frac{G(\epsilon) - G(\Omega/2)}{\Omega^2 - 4\epsilon^2} \right] \epsilon d\epsilon \right\}, \quad (2)$$

式中,  $G(E) = n(-E) - n(E)$ ,  $n(E)$  为费米分布函数,  $e$  为电荷数,  $E$  为单个电子的能量。对于 AlCuFe 准晶体, 简并因子  $M=40$ , 有效背景介电常数  $\epsilon_b=1$ 。  $k_F = E_F / (\hbar v_F)$  为费米动量,  $T$  为非零温度,  $\hbar$  为约化普朗克常量,  $v_F \approx 10^6$  m/s 为费米速度,  $E_F$  为费米能级,  $\mu = 6.42 \times 10^4$  cm<sup>2</sup>/(V·s) 为载流子迁移率,  $\Omega = \hbar\omega / E_F + i v_F / (E_F v_F k_F)$  为散射率,  $\epsilon_c = E_c / E_F$ ,  $E_c$  为截止能量。考虑带间电子的迁移率时, BDS 的复相对介电常数<sup>[28-29]</sup>可表示为

$$\epsilon_{\text{BDS}} = \epsilon_b + \frac{i\sigma(\omega)}{\epsilon_0 \omega}, \quad (3)$$

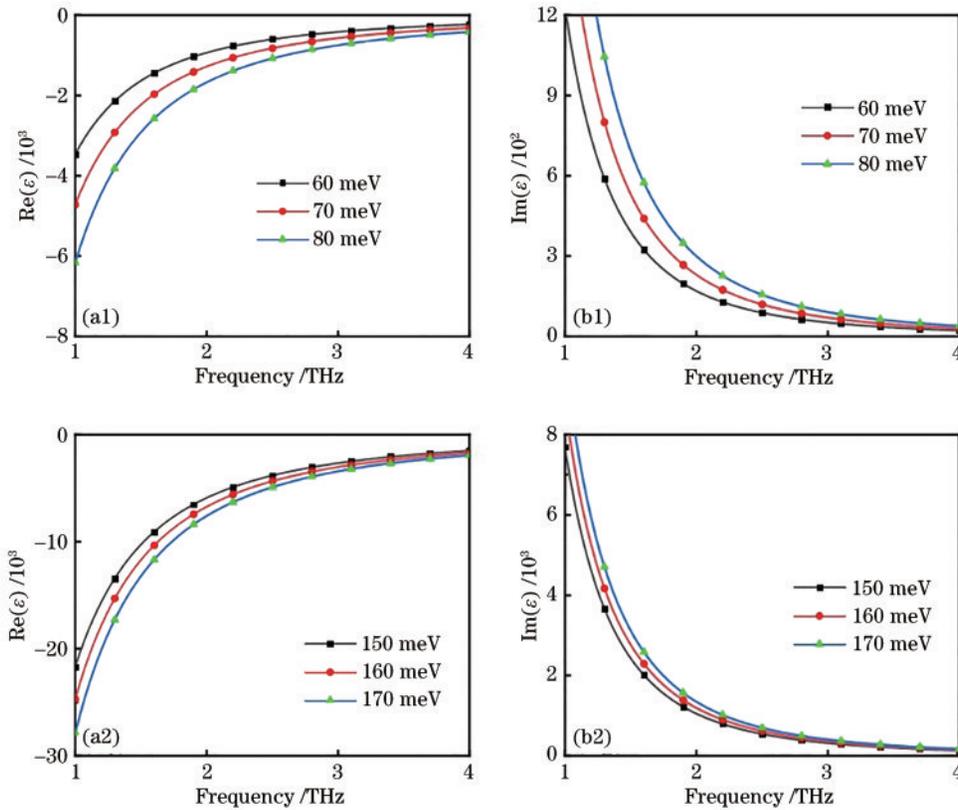


图2 不同费米能级下BDS的介电常数。(a)实部;(b)虚部

Fig. 2 Dielectric constants of BDS at different Fermi energy levels. (a) Real part; (b) imaginary part

### 3 结果分析与讨论

#### 3.1 四分之一波片

令同向极化和正交极化的反射系数为  $R_{yy}$  和  $R_{xy}$ , 其中, 下标  $x$  和  $y$  为太赫兹波的电场方向, 如  $R_{yy} = |E_{y,r} / E_{y,i}|$  表示入射波的电场方向沿  $y$  轴极化且经过超表面反射后电场方向沿  $y$  轴极化反射波的反射系数,  $R_{xy} = |E_{x,r} / E_{y,i}|$  表示入射波电场方向沿  $y$  极化且经过超表面反

式中,  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数。通过控制外加偏置电压可以灵活调整 BDS 的费米能级。1~4 THz 频率范围内不同费米能级 BDS 复介电常数实部和虚部随频率的变化曲线如图 2 所示。可以发现, 随着费米能级的增加, BDS 介电常数的实部和虚部呈规律变化。当  $E_F$  保持恒定时, 介电常数的实部为负数且随着频率的增加而增加, 这表明 BDS 在太赫兹范围内具有金属性质。而介电常数的虚部会随着频率的增加而减小, 当频率一定时, 介电常数随  $E_F$  的增加而降低, 这表明 BDS 在太赫兹范围内具有很强的可调性。建模和仿真时选择 CST Microwave Studio 中的频域求解器, 对于边界条件: 将  $x$  方向和  $y$  方向都设置为 unit cell, 将开放边界条件应用于  $z$  方向。为确保仿真的准确性, 采用自适应网格设置。在仿真过程中, 假设入射波的电场沿  $y$  方向极化并垂直入射到超材料表面。

射后电场方向沿  $x$  轴极化反射波的反射系数, 其中, 下标  $i, r$  分别表示入射和反射。经过超表面反射后的反射波  $\mathbf{E}_r = E_{y,r} \mathbf{e}_y + E_{x,r} \mathbf{e}_x = R_{yy} \exp(j\varphi_{yy}) E_{y,i} \mathbf{e}_y + R_{xy} \exp(j\varphi_{xy}) \times E_{y,i} \mathbf{e}_x$ ,  $\varphi_{yy}$  和  $\varphi_{xy}$  为反射系数对应的相位。由于超表面的各向异性特性,  $E_{x,r}$  和  $E_{y,r}$  的幅度和相位可能不同<sup>[30]</sup>。当 BDS 的费米能级为 70 meV 时, 超表面作为 QWP 的同向极化和正交叉极化反射系数幅值如图 3 所示。对于 QWP, 如果  $|R_{yy}| = |R_{xy}|$  且  $\Delta\varphi = \varphi_{xx} - \varphi_{xy} = 2n\pi \pm \pi/2$  ( $n$  为

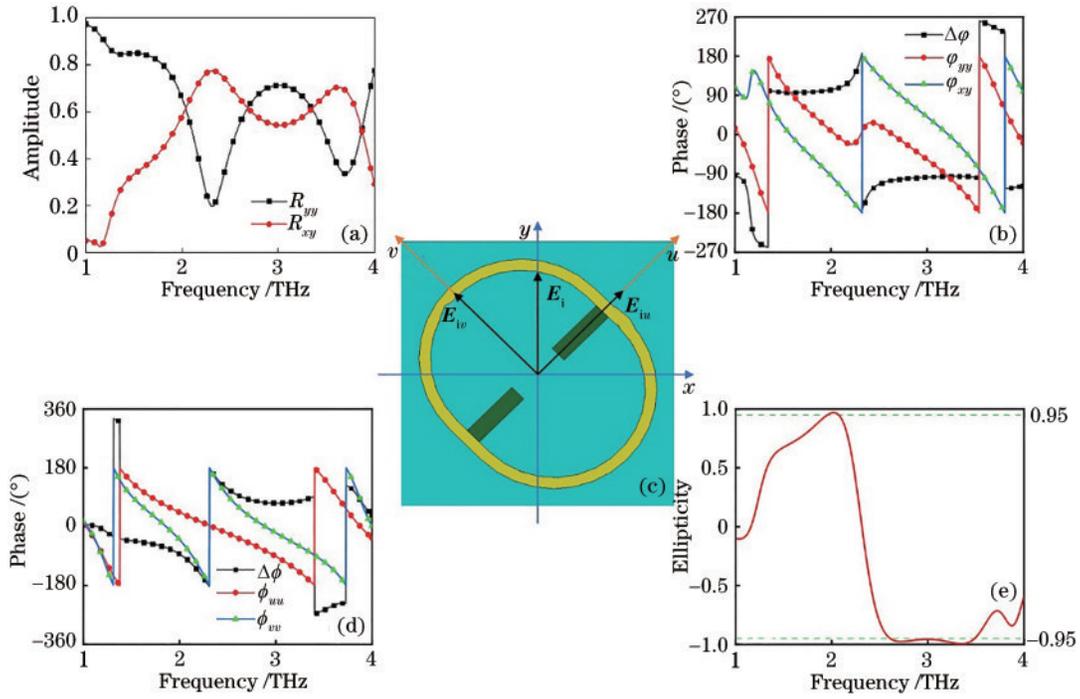


图 3 BDS 作为 QWP 时的仿真结果。(a) 同极化和交叉极化的反射系数; (b) 反射系数对应的相位和相位差; (c) 入射波矢量的分解示意图; (d)  $u$ - $v$  坐标系中反射系数对应的相位和相位差; (e) 椭圆率

Fig. 3 Simulation results when BDS are used as QWP. (a) Reflection coefficient of co-polarization and cross-polarization; (b) phase and phase difference corresponding to reflection coefficient; (c) decomposition diagram of incident wave vector; (d) phase and phase corresponding to reflection coefficient in  $u$ - $v$  coordinate system; (e) ellipticity

整数) 时, 表明线极化到圆极化的转换完成。其中, “-”和“+”分别表示反射波为 RHCP 和 LHCP<sup>[31-32]</sup>。从图 3(a) 和图 3(b) 可以发现, 在 1.955~2.071 THz 和 2.606~3.490 THz 频率范围内, 同向极化和正交极化反射系数近似相等且彼此之间的相位差接近  $\pm 90^\circ$ , 这表明实现了近乎完美的线极化到圆极化的转换。此外, 为了更好地量化超材料作为 QWP 时的极化转换性能, 引入 Stokes 参量计算了椭圆率  $\xi = S_3/S_0$ 。Stokes 参量<sup>[31,33]</sup>可表示为

$$\begin{cases} S_0 = |R_{yy}|^2 + |R_{xy}|^2 \\ S_1 = |R_{yy}|^2 - |R_{xy}|^2 \\ S_2 = 2|R_{yy}||R_{xy}|\cos(\Delta\varphi) \\ S_3 = 2|R_{yy}||R_{xy}|\sin(\Delta\varphi) \end{cases} \quad (4)$$

式中,  $\Delta\varphi = \arg(R_{yy}) - \arg(R_{xy})$  为  $R_{yy}$  和  $R_{xy}$  之间的相

位差,  $\arg$  为求复数幅角函数。当  $\xi$  等于  $\pm 1$  时, 表示经过超表面反射后的太赫兹波分别为 LHCP 和 RHCP。图 3(e) 为椭圆率随频率的变化曲线。可以发现, 1.955~2.071 THz 频率范围内的  $\xi > 0.95$ , 2.606~3.490 THz 频率范围内的  $\xi < -0.95$ , 这表明超材料作为宽带 QWP 时, 可以将线性  $x$  极化波转换为 LHCP 波和 RHCP 波。

为了更好地理解极化转换的物理机制, 将入射波和反射波分解为两个正交分量(入射波的电场沿着  $y$  极化垂直入射到超材料表面, 将  $x$ - $y$  坐标轴逆时针旋转  $45^\circ$  得到  $u$ - $v$  坐标轴, 电场  $\mathbf{E}_i$  分解为两个正交矢量  $\mathbf{E}_{iu}$  和  $\mathbf{E}_{iv}$ ), 如图 3(c) 所示。入射线性极化波可表示为  $\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_i \exp(jkz) \mathbf{e}_y = \mathbf{E}_i \exp(jkz) \mathbf{e}_u + \mathbf{E}_i \exp(jkz) \mathbf{e}_v$ , (5) 反射波可表示为

$$\mathbf{E}_r = \left\{ r_{uu} \mathbf{E}_i \exp[j(-kz + \phi_{uu})] + r_{uv} \mathbf{E}_i \exp[j(-kz + \phi_{uv})] \right\} \mathbf{e}_u + \left\{ r_{vu} \mathbf{E}_i \exp[j(-kz + \phi_{vu})] + r_{vv} \mathbf{E}_i \exp[j(-kz + \phi_{vv})] \right\} \mathbf{e}_v, \quad (6)$$

式中,  $r_{uu}$ 、 $r_{uv}$ 、 $r_{vu}$ 、 $r_{vv}$  分别为  $u$  到  $u$ 、 $u$  到  $v$ 、 $v$  到  $u$  和  $v$  到  $v$  方向极化转换的反射系数幅值,  $\phi_{uu}$ 、 $\phi_{uv}$ 、 $\phi_{vu}$ 、 $\phi_{vv}$  为对应的相位,  $\mathbf{e}_u$ 、 $\mathbf{e}_v$  为单位特征向量。当  $\Delta\varphi = 2n\pi \pm \pi/2$  ( $n$  为整数) 时, 线性极化波会被转换成圆极化波<sup>[34]</sup>。从图 3(d) 可以发现, 在 1.955~2.071 THz 和 2.606~3.490 THz 频率范围内,  $\phi_{uu}$  和  $\phi_{vv}$  之间的相位差接近

$\pm 90^\circ$ 。根据经典电磁场理论可知,  $\pm 90^\circ$  的相位差意味着反射波是圆极化波。

### 3.2 二分之一波片

当 BDS 的费米能级增加到 160 meV 时, 超表面从 QWP 切换为 HWP。为了表征 HWP 的极化转换能力, 引入了 PCR, 可表示为

$$X_{\text{PCR}} = \frac{|R_{xy}|^2}{|R_{yy}|^2 + |R_{xy}|^2}, \quad (7)$$

式中,  $R_{yy}$  和  $R_{xy}$  分别为同向极化和正交极化反射系数。  $X_{\text{PCR}}=0$  表示没有线性极化转换的发生,  $X_{\text{PCR}}=1$  表示发生了完美的线性极化转换。  $R_{yy}$ 、 $R_{xy}$  和 PCR 在  $y$  极化波法向入射到超表面条件下随频率的变化曲线如图 4(a) 所示。可以发现, 当超表面作为 HWP 时, 正交极化反射系数  $|R_{xy}|$  的幅值在 2.490~3.726 THz 范围内大于 0.8, 同向极化反射系数  $|R_{yy}|$  在相同的频率范围内

都小于 0.3, 这表明正交极化反射系数占主导地位。此外, 在 2.600~3.638 THz 频率范围内, PCR 的幅值超过 90%, 且有两个峰值 (分别为 2.772 THz 和 3.494 THz), 两个峰值处的 PCR 都大于 99.8%, 这表明在两个峰值点处实现了完美的线性极化转换。当 BDS 的费米能级为 160 meV 时, 用正交本征模方法的分析结果如图 4(b) 所示。可以发现, 在 2.599~3.638 THz 内, 相位差约为  $\pm 180^\circ$ , 进一步证实  $y$  极化波偏振态旋转了  $90^\circ$ , 即通过控制  $E_F$  可实现在 QWP 和 HWP 之间切换。

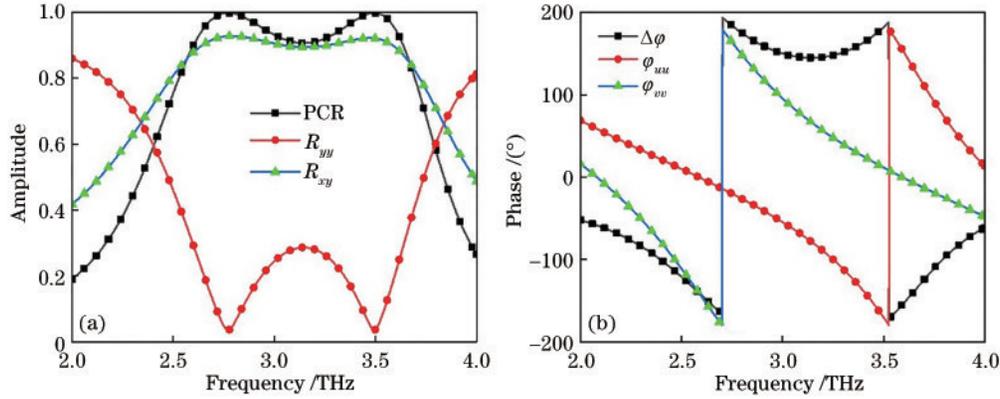


图 4 BDS 作为 HWP 时的仿真结果。(a) 反射系数和 PCR; (b)  $u$ - $v$  坐标系中的反射系数对应的相位和相位差

Fig. 4 Simulation results when BDS are used as HWP. (a) Reflection coefficient and PCR; (b) phase and phase difference corresponding to reflection coefficient in  $u$ - $v$  coordinate system

### 3.3 物理机制

为了理解设计的超表面作为 QWP/HWP 时宽带极化转换性能背后的物理原理, 分别研究了超表面表现为不同功能时谐振器表面及底层金膜表面上的电流分布。

当 BDS 的费米能级为 70 meV 时, 超表面作为 QWP,  $u$ - $v$  坐标系中谐振器表面和底面金膜上的电流分布如图 5 所示。选择图 3(a) 中满足  $|R_{yy}|=|R_{xy}|$  条件的 3 个谐振频率 (2.048 THz、2.693 THz 和 3.344 THz) 探究其极化

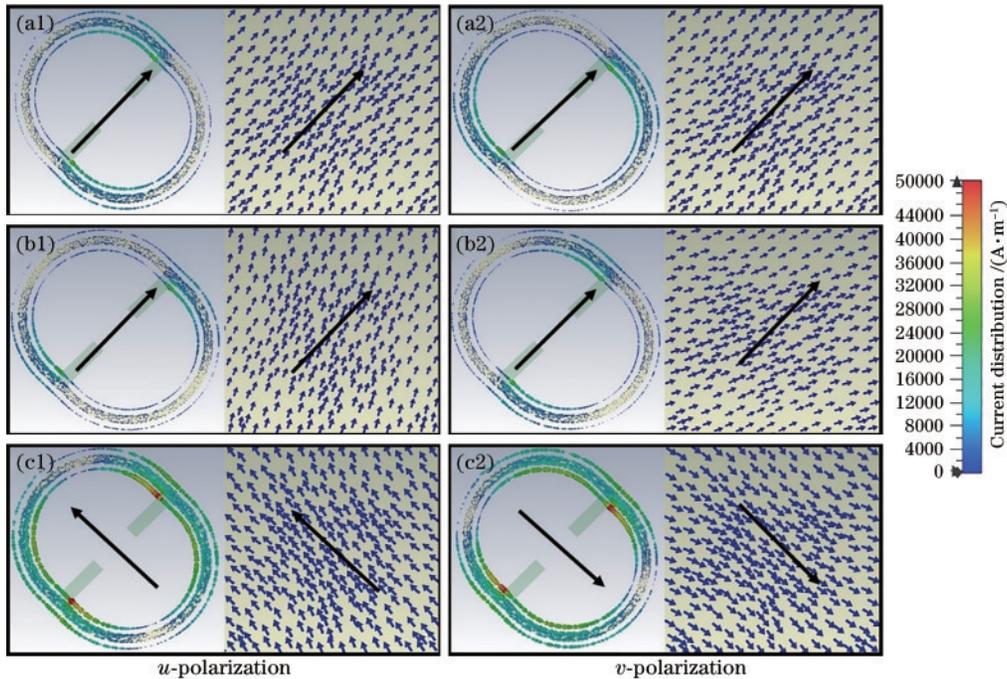


图 5 超表面作为 QWP 时顶层谐振器和金膜的电流分布。(a) 2.048 THz; (b) 2.693 THz; (c) 3.344 THz

Fig. 5 Current distribution of top resonator and gold film when metasurface are used as QWP. (a) 2.048 THz; (b) 2.693 THz; (c) 3.344 THz

特性,其中,箭头表示主导电流方向。从图 5(a)可以发现,在 2.048 THz 处谐振器上的电流与金膜上的电流方向相同,因此,在  $u$  极化和  $v$  极化入射条件下产生的都是电谐振。对于  $u$  极化和  $v$  极化入射,在 2.693 THz 处也产生了相同的谐振模式,在介电层中形成等效电谐振和电流回路,如图 5(b)所示。在 3.344 THz 处表面电流主要集中在金谐振器的垂直边上,电流强度比 2.048 THz 和 2.693 THz 更强,且谐振器上的电流方向与底部金膜上的电流方向相同,这表明在 3.344 THz 处都是由电谐振导致的高效极化转换,如图 5(c)所示。

当 BDS 的费米能级为 160 meV 时,超表面作为 HWP,在 2.770 THz 和 3.495 THz 处  $u$ - $v$  坐标系下顶层谐振器和底层金膜表面上的电流分布如图 6 所示。从图 6(a)可以发现,电流主要集中在金谐振器的垂直臂上,而底面金膜上的电流与谐振器上的主导电流方向相同,这表明在 2.770 THz 处产生了电谐振。3.495 THz 处的电流分布如图 6(b)所示,可以发现,在该谐振频率点处的电流强度大于 2.770 THz 处,但谐振器表面的电流方向和底面金膜上的电流方向一致,这表明在 3.495 THz 处也产生了电谐振。

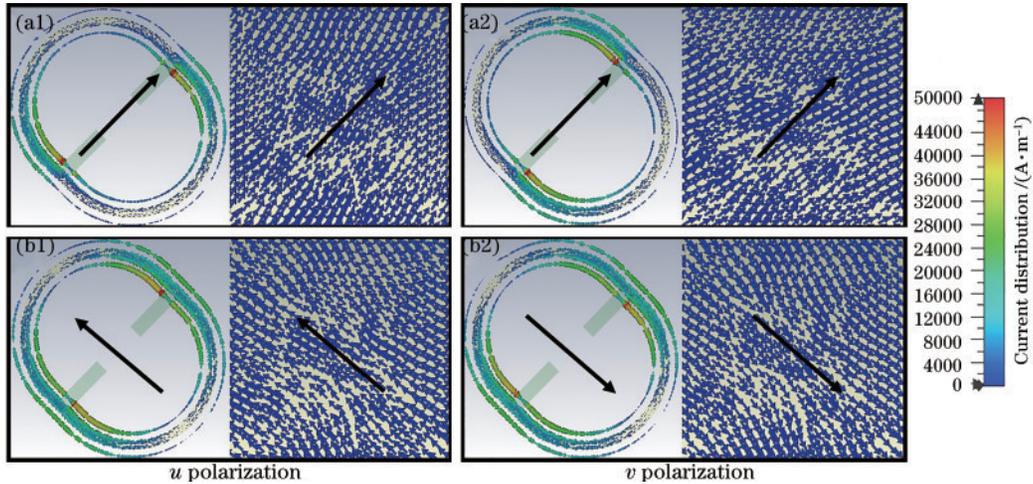


图 6 超表面作为 HWP 时顶层谐振器和金膜的电流分布。(a) 2.770 THz; (b) 3.495 THz

Fig. 6 Current distribution of top resonator and gold film when metasurface are used as HWP. (a) 2.770 THz; (b) 3.495 THz

### 3.4 不同费米能级下 QWP/HWP 的性能

超表面作为 QWP 且费米能级从 60 meV 变化到 80 meV 时,椭圆率的变化曲线如图 7(a)所示。可以发现,随着费米能级的增加,中心频率之前的椭圆度的峰值有明显蓝移,且峰值逐渐增大,而中心频率之后高

PCR 椭圆率 ( $|\xi| > 0.95$ ) 的带宽逐渐变窄。超表面作为 HWP 且费米能级从 150 meV 增大到 170 meV 时,椭圆率的变化曲线如图 7(b)所示。可以发现,高 PCR ( $X_{\text{PCR}} > 90\%$ ) 的带宽逐渐变窄,但峰值几乎没有变化。

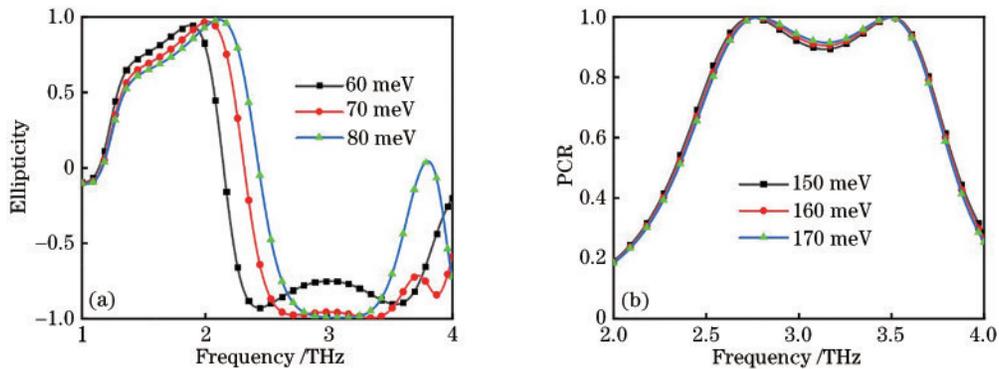


图 7 不同费米能级下超表面的性能。(a) QWP; (b) HWP

Fig. 7 Performance of metasurface at different Fermi energy levels. (a) QWP; (b) HWP

### 3.5 角度稳定性

为了验证超表面在实际使用中的潜力,图 8(a)~图 8(d)分别给出了横电(TE)和横磁(TM)极化波照射条件下超表面作为 QWP 和 HWP 的椭圆率及 PCR。其中,PCR<sub>y</sub>表示入射太赫兹波为  $y$  极化波。当费米能级为

70 meV、入射角增加到 45°时,中心频率前的椭圆率接近 1,且在 1.955~2.071 THz 频率范围内几乎没有变化。而中心频率点后的高高 PCR 椭圆率 ( $|\xi| > 0.95$ ) 频带在入射角不超过 30°时在 2.656~3.220 THz 频率范围小于 -0.95,且在 2.606~3.409 THz 频率范围内入射角不超

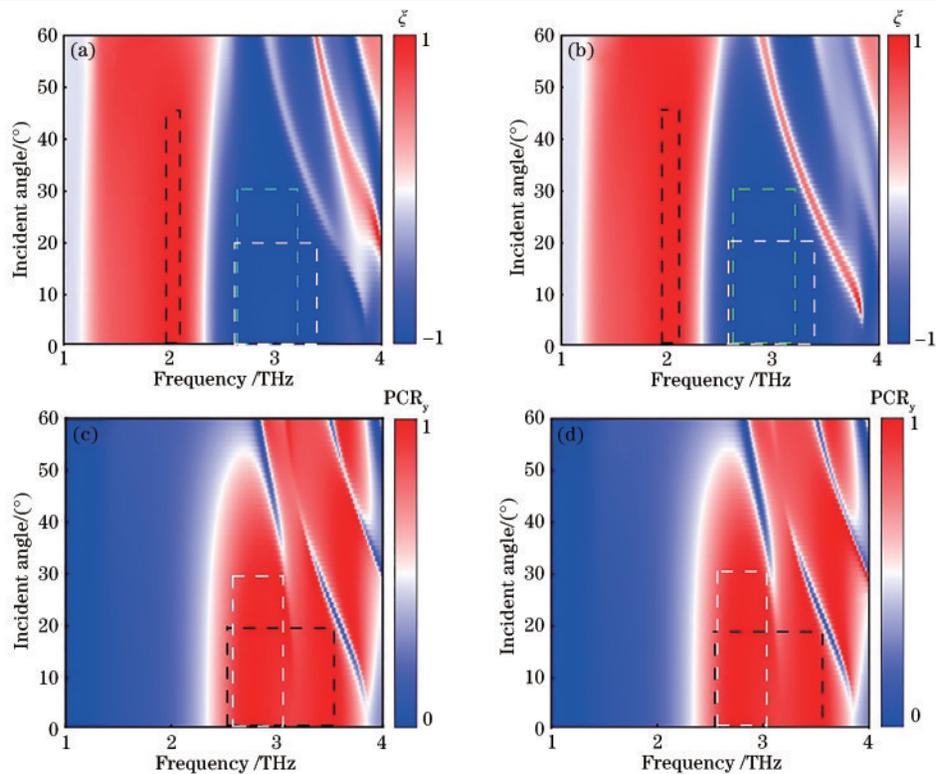


图8 超表面的光谱。(a)超表面作为QWP时在TE模式下的光谱;(b)超表面作为QWP时在TM模式的光谱;(c)超表面作为HWP时在TE模式下的光谱;(d)超表面作为HWP时在TM模式的光谱

Fig. 8 Spectra of the metasurface. (a) Spectra in TE mode when metasurface acts as QWP; (b) spectra in TM mode when metasurface acts as QWP; (c) spectra in TE mode when metasurface acts as HWP; (d) spectra in TM mode when metasurface acts as HWP

过 $25^\circ$ 时依旧能维持高效的椭圆率,这表明椭圆率在高频受到入射角的影响更大。当费米能级增加到 $160\text{ meV}$ 且入射角不超过 $20^\circ$ 时,在 $2.530\sim 3.538\text{ THz}$ 相对较小的宽带频率范围内PCR大于 $90\%$ ;当入射角不超过 $30^\circ$ 时,在 $2.581\sim 3.049\text{ THz}$ 相对较大的宽带频率范围内PCR大于 $90\%$ 。此外, TM模式下超材料的PCR和椭圆率的角度相关光谱与TE模式非常相似<sup>[35-36]</sup>。

## 4 结 论

提出了一种基于狄拉克半金属的反射式可切换双功能宽带太赫兹极化转换器。通过改变狄拉克半金属的费米能级可以实现QWP和HWP功能之间的切换。当费米能级为 $70\text{ meV}$ 时,极化转换器可以在 $1.955\sim 2.071\text{ THz}$ 和 $2.6060\sim 3.490\text{ THz}$ 频率范围内分别将入射的线性极化波转换为左旋圆极化波和右旋圆极化波,且椭圆率分别接近 $\pm 1$ 。当BDS的费米能级增加到 $160\text{ meV}$ 时,提出的超表面从QWP切换为HWP,在 $2.599\sim 3.638\text{ THz}$ 频率范围内的PCR大于 $90\%$ ,这意味着线极化入射波被很好地转换为其正交方向的极化波。为了更好地理解该极化转换器的物理机制,分析了谐振结构和金属基板上的表面电流分布以及极化转换器的可调特性和角稳定性。结果表明,所提出的控制太赫兹波极化转换方法在未来太赫兹通信和成像领域具有潜在的应用前景。

## 参 考 文 献

- [1] Vieweg N, Fischer B M, Reuter M, et al. Ultrabroadband terahertz spectroscopy of a liquid crystal [J]. Optics Express, 2012, 20(27): 28249-28256.
- [2] Janek M, Zich D, Naftaly M. Terahertz time-domain spectroscopy response of amines and amino acids intercalated smectites in far-infrared region[J]. Materials Chemistry and Physics, 2014, 145(3): 278-287.
- [3] Taylor Z D, Singh R S, Bennett D B, et al. THz medical imaging: *in vivo* hydration sensing[J]. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 2011, 1(1): 201-219.
- [4] Federici J F, Schulkin B, Huang F, et al. THz imaging and sensing for security applications: explosives, weapons and drugs[J]. Semiconductor Science and Technology, 2005, 20(7): S266-S280.
- [5] Meissner T, Wentz F J. Polarization rotation and the third Stokes parameter: the effects of spacecraft attitude and Faraday rotation[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 2006, 44(3): 506-515.
- [6] Sinchuk K, Dudley R, Graham J D, et al. Tunable negative group index in metamaterial structures with large form birefringence[J]. Optics Express, 2010, 18(2): 463-472.
- [7] Wallace V P, MacPherson E, Zeitler J A, et al. Three-dimensional imaging of optically opaque materials using nonionizing terahertz radiation[J]. Journal of the Optical

- Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision, 2008, 25(12): 3120-3133.
- [8] Zhuang Z, Suh S W, Patel J S. Polarization controller using nematic liquid crystals[J]. Optics Letters, 1999, 24(10): 694-696.
- [9] Zheludev N I. The road ahead for metamaterials[J]. Science, 2010, 328(5978): 582-583.
- [10] Zhang J F, Yuan X D, Qin S Q. Tunable terahertz and optical metamaterials[J]. Chinese Journal of Optics and Applied Optics, 2014, 7(3): 349-364.
- [11] Lu T G, Qiu P Z, Lian J Q, et al. Ultrathin and broadband highly efficient terahertz reflective polarization converter based on four L-shaped metamaterials[J]. Optical Materials, 2019, 95: 109230.
- [12] Jiang Y N, Wang L, Wang J, et al. Ultra-wideband high-efficiency reflective linear-to-circular polarization converter based on metasurface at terahertz frequencies[J]. Optics Express, 2017, 25(22): 27616-27623.
- [13] Meng L J, Zhao D, Li Q, et al. Polarization-sensitive perfect absorbers at near-infrared wavelengths[J]. Optics Express, 2013, 21(S1): A111-A122.
- [14] Shen X P, Yang Y, Zang Y Z, et al. Triple-band terahertz metamaterial absorber: design, experiment, and physical interpretation[J]. Applied Physics Letters, 2012, 101(15): 154102.
- [15] Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(18): 3966-3969.
- [16] Taubner T, Korobkin D, Urzhumov Y, et al. Near-field microscopy through a SiC superlens[J]. Science, 2006, 313(5793): 1595.
- [17] Liu W W, Chen S Q, Li Z C, et al. Realization of broadband cross-polarization conversion in transmission mode in the terahertz region using a single-layer metasurface[J]. Optics Letters, 2015, 40(13): 3185-3188.
- [18] Zhang J G, Tian J P, Xiao S Y, et al. Methodology for high purity broadband near-unity THz linear polarization converter and its switching characteristics[J]. IEEE Access, 2020, 8: 46505-46517.
- [19] Xu J, Li R Q, Qin J, et al. Ultra-broadband wide-angle linear polarization converter based on H-shaped metasurface [J]. Optics Express, 2018, 26(16): 20913-20919.
- [20] Liu M D. Studies on sensing and absorbing mechanism of Dirac semi-metal terahertz metamaterials[D]. Shandong: Shandong University of Science and Technology, 2018.
- [21] Dai L L, Zhang Y P, Guo X H, et al. Dynamically tunable broadband linear-to-circular polarization converter based on Dirac semimetals[J]. Optical Materials Express, 2018, 8(10): 3238-3249.
- [22] Meng W L, Hou B Y, Cao Q H, et al. Dynamically tunable high-efficiency broadband terahertz linear polarization converter based on Dirac semimetal metamaterials[J]. Microwave and Optical Technology Letters, 2020, 62(8): 2703-2707.
- [23] Dai L L, Zhang Y P, Zhang H Y, et al. Broadband tunable terahertz cross-polarization converter based on Dirac semimetals[J]. Applied Physics Express, 2019, 12(7): 075003.
- [24] Xu K D, Li J X, Zhang A X, et al. Tunable multi-band terahertz absorber using a single-layer square graphene ring structure with T-shaped graphene strips[J]. Optics Express, 2020, 28(8): 11482-11492.
- [25] Zhao Y T, Wu B, Huang B J, et al. Switchable broadband terahertz absorber/reflector enabled by hybrid graphene-gold metasurface[J]. Optics Express, 2017, 25(7): 7161-7169.
- [26] Meng H Y, Shang X J, Xue X X, et al. Bidirectional and dynamically tunable THz absorber with Dirac semimetal [J]. Optics Express, 2019, 27(21): 31062-31074.
- [27] 田元仕, 郭晓涵, 戴林林, 等. 基于狄拉克半金属宽带的可调谐太赫兹偏振器[J]. 中国激光, 2019, 46(6): 0614033.
- Tian Y S, Guo X H, Dai L L, et al. Broadband tunable terahertz polarizers based on Dirac semimetal[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(6): 0614033.
- [28] 张建国, 田晋平, 李禄, 等. 基于狄拉克半金属的可调谐的太赫兹宽频带纯线偏振转换器[J]. 量子光学学报, 2020, 26(1): 60-70.
- Zhang J G, Tian J P, Li L, et al. A tunable THz broadband pure linear polarization converter based on Dirac semimetals[J]. Journal of Quantum Optics, 2020, 26(1): 60-70.
- [29] Wang T L, Zhang H Y, Zhang Y, et al. Tunable bifunctional terahertz metamaterial device based on Dirac semimetals and vanadium dioxide[J]. Optics Express, 2020, 28(12): 17434-17448.
- [30] Zhang L B, Zhou P H, Lu H P, et al. Realization of broadband reflective polarization converter using asymmetric cross-shaped resonator[J]. Optical Materials Express, 2016, 6(4): 1393-1404.
- [31] 张薇. 频率选择表面吸波及极化转换特性研究[D]. 西安: 西北工业大学, 2018.
- Zhang W. Study on absorption and polarization conversion of frequency selective surface[D]. Xi'an: Northwestern Polytechnical University, 2018.
- [32] Yan D X, Meng M, Li J S, et al. Vanadium dioxide-assisted broadband absorption and linear-to-circular polarization conversion based on a single metasurface design for the terahertz wave[J]. Optics Express, 2020, 28(20): 29843-29854.
- [33] Cong L Q, Cao W, Zhang X Q, et al. A perfect metamaterial polarization rotator[J]. Applied Physics Letters, 2013, 103(17): 171107.
- [34] Zhang Y, Feng Y J, Zhao J M. Graphene-enabled tunable multifunctional metamaterial for dynamical polarization manipulation of broadband terahertz wave[J]. Carbon, 2020, 163: 244-252.
- [35] Peng L, Li X F, Jiang X, et al. A novel THz half-wave polarization converter for cross-polarization conversions of both linear and circular polarizations and polarization conversion ratio regulating by graphene[J]. Journal of Lightwave Technology, 2018, 36(19): 4250-4258.
- [36] Yang Y M, Wang W Y, Moitra P, et al. Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation[J]. Nano Letters, 2014, 14(3): 1394-1399.