

# 基于狄拉克半金属宽带的可调谐太赫兹偏振器

田元仕, 郭晓涵\*, 戴林林, 张会云, 张玉萍

山东科技大学电子信息工程学院, 青岛市太赫兹技术重点实验室, 青岛 266590

**摘要** 提出了一种基于狄拉克半金属超材料的双开口环结构的宽带偏振器, 研究了狄拉克半金属费米能级以及中间介质厚度对偏振转换性能的影响。结果表明: 当中间介质厚度为  $22\ \mu\text{m}$ , 费米能级为  $70\ \text{meV}$  时, 在  $1.44\ \text{THz}$  和  $1.95\ \text{THz}$  两个谐振频率处, 偏振转换效率为  $100\%$ ; 当中间介质厚度为  $22\ \mu\text{m}$  时, 随着狄拉克半金属费米能级从  $64\ \text{meV}$  增加到  $70\ \text{meV}$ , 高低两个谐振峰均产生蓝移; 当狄拉克半金属费米能级为  $70\ \text{meV}$  时, 随着基底介质厚度从  $19\ \mu\text{m}$  增加到  $22\ \mu\text{m}$ , 低频处的谐振峰未移动, 高频点处的谐振峰红移。

**关键词** 太赫兹技术; 超材料; 偏振; 狄拉克半金属

中图分类号 O436.3

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0614033

## Broadband Tunable Terahertz Polarizers Based on Dirac Semimetal

Tian Yuanshi, Guo Xiaohan\*, Dai Linlin, Zhang Huiyun, Zhang Yuping

College of Electronic and Information Engineering, Shandong University of Science and Technology,  
Qingdao Key Laboratory of Terahertz Technology, Qingdao, Shandong 266590, China

**Abstract** In this study, we propose a broadband polarizer based on the “double-split ring” structure of a Dirac semimetal metamaterial. Further, we investigate the influences of the Dirac semimetal Fermi level and the intermediate dielectric thickness on the polarization conversion performance. The results show that the polarization conversion efficiency is  $100\%$  at two resonance frequencies of  $1.44\ \text{THz}$  and  $1.95\ \text{THz}$  for an intermediate dielectric thickness of  $22\ \mu\text{m}$  and a Fermi level of  $70\ \text{meV}$ . In addition, For a  $22\ \mu\text{m}$  thick intermediate dielectric, the two resonant peaks at high and low frequencies show a blue shift as the Dirac semimetal Fermi level increases from  $64\ \text{meV}$  to  $70\ \text{meV}$ . Moreover, for a Dirac semimetal Fermi level of  $70\ \text{meV}$ , as the substrate dielectric thickness increases from  $19\ \mu\text{m}$  to  $22\ \mu\text{m}$ , the resonant peak at low frequency does not shift, whereas that at high frequency exhibits a red shift.

**Key words** terahertz technology; metamaterial; polarization; Dirac semimetal

**OCIS codes** 160.3918; 040.2235; 260.5430

## 1 引 言

与太赫兹辐射源、探测器一样, 太赫兹功能器件在推动太赫兹技术发展和应用中占有极其重要的地位。其中, 太赫兹偏振操控器件在太赫兹开关、偏振转换、波前操控等领域具有重要应用, 是太赫兹波操控器件中不可或缺的组成部分, 已成为目前研究的热点。

传统的光学偏振操控器件主要采用旋光晶体、法拉第非互易材料、光学各向异性介质、扭曲向列型液晶等实现偏振操控<sup>[1-2]</sup>。但此类偏振操控器件存

在一些缺陷, 如需外加静磁场、光路准直困难、体积较大不利于系统集成等, 在很大程度上限制了其在太赫兹领域的应用<sup>[3]</sup>。太赫兹超表面可以有效弥补上述缺陷, 可以通过优化微结构参数实现对入射太赫兹波振幅、相位、工作频率、偏振状态等的任意操控。2013年, 美国洛斯阿拉莫斯国家实验室的 Grady 等<sup>[4]</sup>率先开展了金属超表面反射式和透射式偏振转换器的研究, 线偏振(LP)转换效率超过  $80\%$ 。Chiang 等<sup>[5]</sup>研究了 S 型和非对称开槽谐振环组成的透射型宽带线偏振转换器, 其平均转换效率达到了  $60\%$ , 工作频率范围为  $0.71\sim 1.05\ \text{THz}$ 。

收稿日期: 2019-01-29; 修回日期: 2019-03-04; 录用日期: 2019-04-03

基金项目: 国家自然科学基金(61875106, 61775123)、山东省研究生导师指导能力提升项目(SDYY17030)

\* E-mail: sdst\_thz@163.com

Lévesque 等<sup>[6]</sup>设计了一种宽角度入射的反射型偏振转换器件,太赫兹波以  $45^\circ$ 角入射时,偏振转换效率仍然大于  $80\%$ 。天津大学的 Cong 等<sup>[7]</sup>采用双圆环链结构实现了线偏振和椭圆偏振的转换;2014 年和 2015 年该团队又实现了聚酰亚胺隔离的三层金属光栅完美偏振转换器件,该器件具有高效宽带的性能<sup>[8-9]</sup>。2018 年,周璐等<sup>[10]</sup>提出了一种基于 L 形微结构单元阵列的太赫兹波段宽带反射型偏振转换器,其在  $0.64\sim 1.19$  THz 频率范围内,可以实现转换效率大于  $80\%$ 的偏振转换,最大偏振转换效率达到  $95\%$ 以上。2018 年,李永花等<sup>[11]</sup>提出了一种基于各向异性超表面的太赫兹宽带偏振转换器,该偏振转换器可以在  $0.4\sim 1.04$  THz 频率范围内将线偏振的太赫兹波偏振方向旋转  $90^\circ$ ,转换效率达  $90\%$ 以上。

以上研究工作主要集中在如何提高器件的转换效率和工作带宽等方面,并取得了一定成果,但偏振转换器件依据优化的仿真参数进行加工后,其功能也就随之确定,工作频率和偏振转换特性不能改变。要想改变器件的工作频率和偏振转换特性,必须对超表面结构单元的参数及构成形式进行重新设计、加工,从而在一定程度上限制了器件的应用。因此,发展可调谐太赫兹波偏振操控器件具有广阔的应用前景,并成为重要的发展方向。一般采用将超表面与液晶、半导体、相变材料和非线性介质等光学活性材料相结合的方法来解决这一问题<sup>[12-14]</sup>。这些超表面的光学响应可以通过电场、磁场、电压或温度等外部激励来主动控制,其中的电压控制在实际操作中是最方便实用的方法之一。石墨烯是典型的活性材料,可以支持表面等离子激元,其光学响应取决于外部偏压可控的费米能级<sup>[15-17]</sup>。最近,科研工作者将石墨烯应用到可调谐太赫兹波偏振操控器件的设计中,并取得了不错的研究成果<sup>[18-24]</sup>。

狄拉克半金属被称为三维石墨烯,因为它的体电子形成了三维的狄拉克锥结构。与石墨烯相比,狄拉克半金属不易受到介电环境的干扰,表面没有过剩电子,更容易制备且性能稳定。狄拉克半金属的介电功能可以通过改变其费米能级进行动态调节,基于此,可以通过在金属线连接的狄拉克半金属层的上下表面之间施加栅极电压<sup>[25]</sup>,或者通过碱性表面掺杂改变狄拉克半金属的费米能量来调节其介电功能<sup>[26]</sup>,使其实现从介质到半金属再到金属态的切换。目前,对于狄拉克半金属费米能级与外加电压之间对应关系的问题,还没有相关的研究成果。

所以,本课题组从理论上给定了狄拉克半金属费米能级的大小,实现了偏振转换器优良的偏振转换性能。可以预测,狄拉克半金属的费米能级电压调控特性将在微结构超表面器件中具有一定的应用潜力。将狄拉克半金属材料刻蚀成亚波长微结构或互补微结构的超表面,可以实现器件工作频率等的调谐<sup>[27-31]</sup>。

基于以上研究背景,本文提出了一种基于狄拉克半金属在太赫兹频段的宽带反射型偏振转换器,该转换器由两个不对称的狄拉克开口圆环组成。研究表明,通过提高结构中介质的厚度或狄拉克半金属的费米能级,均可以提高偏振器的偏振转换效率,实现宽带偏振转换。此外,通过改变狄拉克半金属的费米能级可以使偏振器在不同的频率范围内实现宽带偏振转换。该器件可实现正交偏振转换功能,当中介质的厚度为  $22\ \mu\text{m}$ 、狄拉克半金属的费米能级为  $70\ \text{meV}$  时,偏振器在  $1.36\sim 2.07$  THz 频率范围内的偏振转换效率大于  $80\%$ ,该偏振控制器具有宽频段、可调谐的特点,是理想的太赫兹波段偏振转换器。目前,基于狄拉克半金属超表面器件的设计正处于理论研究阶段,尚未有实验器件的报道,本文的设计也还未应用到实际的器件制作中。

## 2 理论模型及计算方法

本课题组设计的基于狄拉克半金属的双开口环偏振转换器结构如图 1 所示,正交转换器由三层结构组成,由前到后依次为双开口环狄拉克半金属结构、介质隔离层、完美电导体(PEC)基底。在该结构中设定参数如下:单元周期长度  $p=92\ \mu\text{m}$ ,双开口圆环结构的内径  $W_1=12\ \mu\text{m}$ ,外径  $W_2=20\ \mu\text{m}$ ,单个开口环的开口角度  $\alpha=45^\circ$ ,单个开口环的开口宽度  $W_3=8\ \mu\text{m}$ ,两个开口环的间距  $W_4=25\ \mu\text{m}$ 。材料参数如下:狄拉克半金属结构的厚度为  $0.1\ \mu\text{m}$ ,介质隔离层的介电常数  $\epsilon=2.06$ ,损耗角的正切值为

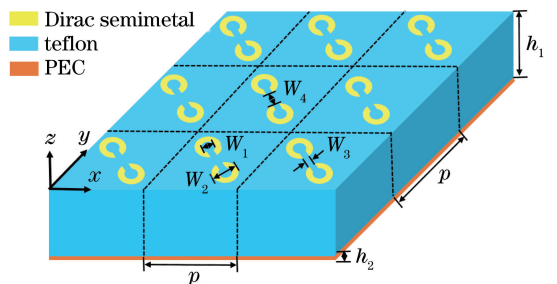


图 1 所提偏振器的  $3\times 3$  单元结构图  
Fig. 1 Structural diagram of  $3\times 3$  unit in proposed polarizer

0.0004<sup>[32-33]</sup>, 介质层的厚度  $h_1 = 22 \mu\text{m}$ , PEC 基底的厚度  $h_2 = 0.1 \mu\text{m}$ 。

根据随机相位近似理论(PRA), 利用 Kubo 公式可得出狄拉克半金属的表面电导率:

$$\text{Re}\sigma(\Omega) = \frac{e^2}{\hbar} \frac{gk_F}{24\pi} \Omega G(\Omega/2), \quad (1)$$

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

式中:  $e$  为电子电量;  $\hbar$  为约化普朗克常数;  $g$  为简并因子;  $k_F = E_F/(\hbar v_F)$  为费米动量, 其中  $E_F$  为费米能级,  $v_F = 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  为费米速度;  $\Omega = \hbar\omega/E_F$ , 其中  $\omega$  为频率;  $T$  为温度;  $G(E) = n(-E) - n(E)$ , 其中  $E$  为一个电子所占据的能量,  $n(E)$  为费米分布函数;  $\epsilon = E/E_F$ ;  $\epsilon_c = E_c/E_F$ , 其中  $E_c$  为截止能量, 超过该能量, 狄拉克谱不再是线性的。利用双带模型, 考虑带间电子跃迁, 狄拉克半金属的介电常数可表示为  $\epsilon = \epsilon_b + i\sigma/(\omega\epsilon_0)$ , 其中:  $\epsilon_b$  为有效背景介电常数,  $\epsilon_b = 1$ ;  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数;  $\sigma$  为狄拉克半金属的动态电导率。

偏振转换效率(PCR)可用来描述器件对线偏振入射光的偏振转换能力, 定义为

$$\begin{cases} P_{\text{CR}_x} = \frac{|r_{xy}|^2}{|r_{yy}|^2 + |r_{xy}|^2} \\ P_{\text{CR}_y} = \frac{|R_{yx}|^2}{|R_{yx}|^2 + |R_{xx}|^2} \end{cases}, \quad (3)$$

式中:  $r_{yy}$  和  $r_{xy}$  ( $r_{ij}$  表示来自  $j$  偏振入射的  $i$  偏振反射率) 为反射系数;  $R_{yx}$  为  $x$  偏振入射的  $y$  偏振反射率;  $R_{xx}$  为  $x$  偏振入射的  $x$  偏振反射率,  $P_{\text{CR}_x}$  为  $y$  偏振到  $x$  偏振的偏振转换效率;  $P_{\text{CR}_y}$  为  $x$  偏振到  $y$  偏振的偏振转换效率。定义偏振度角  $\eta = \arctan(|E_{xr}|/|E_{yr}|)$ , 其中  $E_{xr}$  为  $x$  偏振反射波的电场强度,  $E_{yr}$  为  $y$  偏振反射波的电场强度。此外, 定义反射电磁波的  $y$  分量和  $x$  分量的相位差为  $\Delta\varphi_{xy} = \arg(r_{xy}) - \arg(r_{yy})$ , 其中  $\arg(\cdot)$  表示相位。  $\Delta\varphi_{xy}$  的取值范围为  $[-180^\circ, 180^\circ]$ 。

### 3 计算结果与分析

采用有限元法(FEM), 利用 CST Microwave Studio 软件对该器件的偏振转换特性进行模拟计算。模拟计算了当偏振方向平行于  $y$  轴的太赫兹波沿  $z$  反方向垂直入射该器件时, 反射光中  $x$ 、 $y$  偏振分量的反射率曲线, 如图 2(a) 所示。可以看出: 在 1.37~2.04 THz 的频率范围内,  $r_{xy}$  大于 0.9; 在 1.44, 1.95 THz 谐振频率点处,  $r_{xy}$  分别达到了 0.99 和 0.97, 这表明入射的太赫兹波从沿  $y$  轴偏振到沿  $x$  轴偏振发生了约  $90^\circ$  的旋转。这里用偏振转换效率来描述交叉偏振转换器的转换效率, 如图 2(b) 所示, 可以看出: 在 1.36~2.07 THz 频率范围内, 偏振转换效率大于 0.8; 在两个谐振频率点处, 偏振转换效率等于 1, 这说明  $y$  偏振波在这两个频率点处完全转换为  $x$  偏振波。此外还计算得到了偏振方位

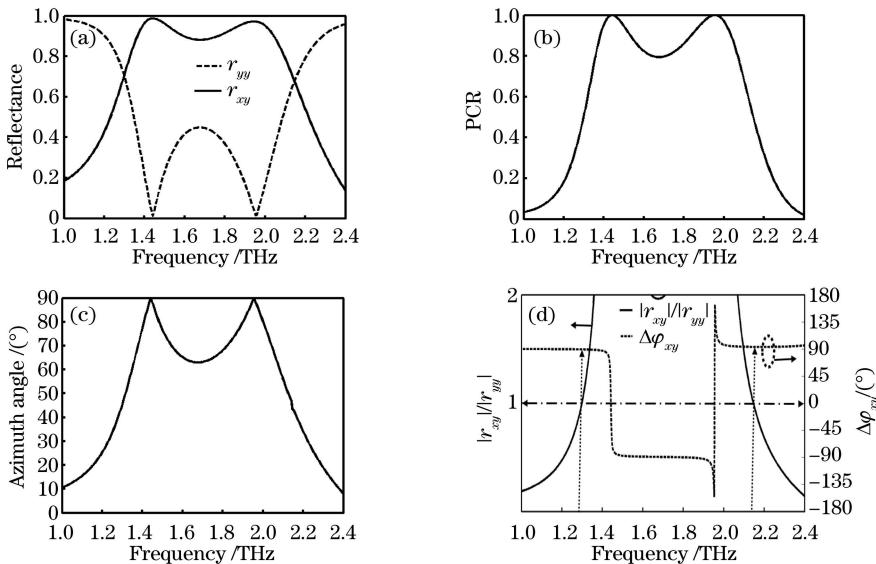


图 2  $y$  偏振入射波下线偏振转换的仿真结果。(a)  $r_{yy}$  和  $r_{xy}$ ; (b) PCR; (c) 偏振方位角; (d)  $|r_{xy}|/|r_{yy}|$  和  $\Delta\varphi_{xy}$

Fig. 2 Simulated results of LP conversion pattern under  $y$ -polarized incident wave. (a)  $r_{yy}$  and  $r_{xy}$ ; (b) PCR; (c) polarization azimuth angle; (d)  $|r_{xy}|/|r_{yy}|$  and  $\Delta\varphi_{xy}$

角,结果如图 2(c)所示,可以看出,在 1.44, 1.95 THz 谐振频率下的偏振度角分别为  $90^\circ$ ,从而进一步表明  $y$  偏振入射波在这两个谐振频率点处完全转换为  $x$  偏振波。另外,计算得到了正交偏振反射率和共偏振反射率的绝对值之比和相位差,结果如图 2(d)所示,可见:在 1.3 THz 处,  $r_{xy} = r_{yy}$ ,  $\Delta\varphi_{xy} = 89.3^\circ$ ;在 2.15 THz 处,  $\Delta\varphi_{xy} = 93.5^\circ$ ,这说明在这两个频率点处实现了线-圆偏振转换。

研究了中间介质厚度  $h$  对偏振转换性能的影响,结果如图 3 所示。从图 3(a)中可以看出,当中间介质厚度从  $19 \mu\text{m}$  增加到  $22 \mu\text{m}$  时,两谐振峰之间的同偏振反射系数的峰值从 0.65 减小到 0.45,对应图 3(b)中两谐振峰之间的正交偏振反射系数的

最小值从 0.75 增加到 0.88,这说明增加中间介质厚度可以提高正交偏振反射系数的幅度。此外还计算得到了偏振转换效率和相位差随中间介质厚度变化的曲线,如图 3(c)和 3(b)所示,可见:随着中间介质厚度增加,偏振转换效率增大,高频点处的谐振峰小幅红移,这表明改变中间介质厚度可以对偏振器进行调控。在图 3(c)中,随着介质厚度从  $19 \mu\text{m}$  增加到  $22 \mu\text{m}$ ,低频点处的谐振峰未发生移动,高频点处的谐振峰从 1.98 THz 红移到 1.95 THz,两谐振峰之间的偏振转换效率从 0.57 提高到 0.8,对应图 3(d)中相位差为  $180^\circ$  的频率点从 1.98 THz 红移到 1.95 THz。这说明通过改变中间介质厚度也可以调控偏振转换效率和工作频率。

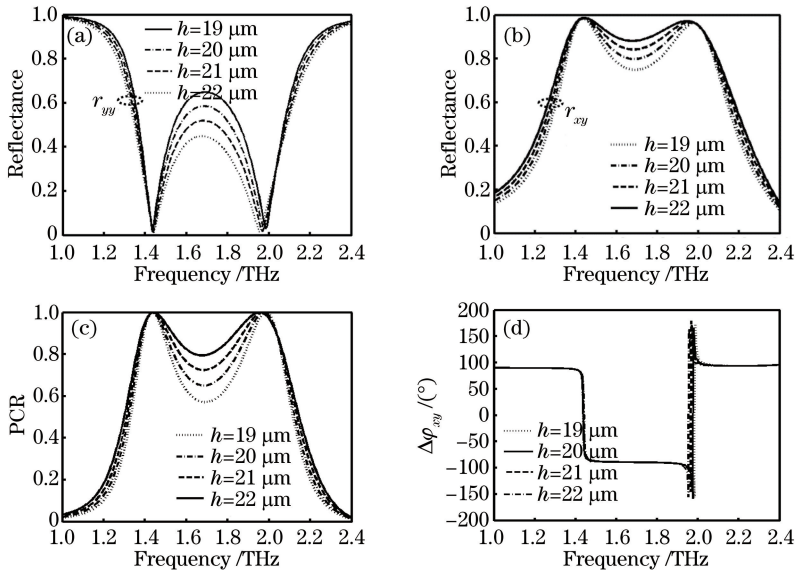


图 3 仿真得到的中间介质层厚度对线偏振转换性能的影响。(a)对  $r_{yy}$  的影响;(b)对  $r_{xy}$  的影响;(c)对 PCR 的影响;(d)对  $\Delta\varphi_{xy}$  的影响

Fig. 3 Effect of intermediate dielectric thickness on LP conversion performance obtained by simulation.

(a) Effect on  $r_{yy}$ ; (b) effect on  $r_{xy}$ ; (c) effect on PCR; (d) effect on  $\Delta\varphi_{xy}$

为了进一步研究中间介质厚度对偏振器偏振转换性能的影响规律,计算得到了如图 4(a)~(b)所示的正交偏振反射系数和偏振转换效率。可以看出:随着中间介质厚度在一定范围内继续增加,正交偏振反射系数的幅度继续增加,并且当中间介质厚度为  $27 \mu\text{m}$  时,正交偏振反射系数在 1.43 ~ 1.95 THz 频率范围内达到最大值,近似为 1,相应的该频段内的偏振转换效率也达到最大值 1;随着中间介质厚度从  $27 \mu\text{m}$  增加到  $42 \mu\text{m}$ ,正交偏振反射系数的幅度一直在下降,相应的偏振转换率也同时下降。在  $42 \mu\text{m}$  厚度的基础上继续增加中间介质的厚度,仿真结果显示,此时在所研究的频率范围

内,该器件已经完全失去偏振器应有的偏振转换性能。所以可以得到这样的结论:当狄拉克半金属费米能级为 70 meV 时,  $27 \mu\text{m}$  的中间介质厚度是该偏振转换器实现最优偏振转换性能的最佳厚度。

为了实现偏振转换的可调谐性,计算了偏振转换效率和相位差随狄拉克半金属费米能级变化的曲线,如图 5(a)~(b)所示,可见:随着狄拉克半金属费米能级增加,偏振转换效率增大,两谐振峰以同等幅度蓝移,证明了偏振转换的可调谐性。在图 5(a)中,随着狄拉克半金属费米能级从 64 meV 增加到 70 meV,谐振频率分别从 1.36 THz 和 1.87 THz 蓝移到 1.44 THz 和 1.95 THz,两谐振峰之间的偏振

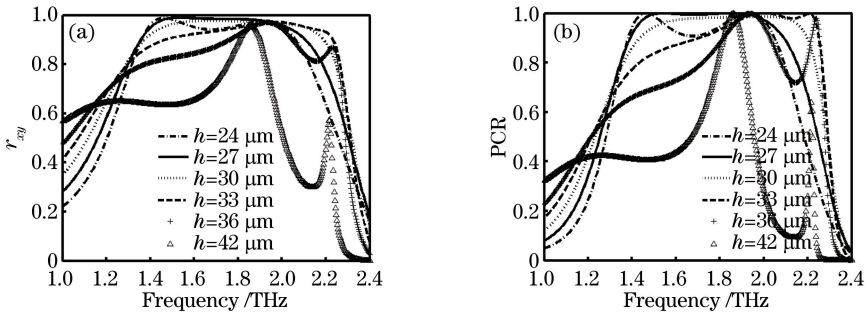


图 4 增加中间介质厚度后的仿真结果。(a)  $r_{xy}$ ; (b) PCR

Fig. 4 Simulated results after increasing intermediate dielectric thickness. (a)  $r_{xy}$ ; (b) PCR

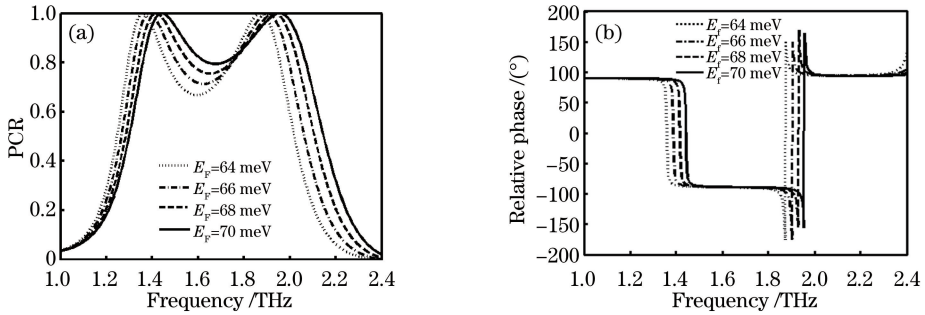


图 5 不断增加费米能级后的仿真结果。(a) PCR; (b)  $\Delta\varphi_{xy}$

Fig. 5 Simulated results after continuously increasing Fermi level. (a) PCR; (b)  $\Delta\varphi_{xy}$

转换效率从 0.67 提高到 0.8, 对应图 5(b) 中相位差为  $0^\circ$  的频率点从 1.36 THz 蓝移到 1.44 THz, 相位差为  $180^\circ$  的频率点从 1.87 THz 蓝移到 1.95 THz。这说明, 可以通过改变狄拉克半金属的费米能级调控偏振转换效率和工作频率。

为了与金属超表面偏振转换器的性能进行比较, 分别计算了对应的金、铜超表面偏振转换器的偏振转换效率, 如图 6 所示, 可以看出: 两种金属

超表面偏振转换器的偏振转换效率曲线基本相同, 但对应金属超表面偏振转换器没能实现宽带偏振转换; 与基于狄拉克半金属超表面偏振转换器相比, 对应金属超表面偏振转换器无法实现动态调控。从而可以看出, 与对应的金属超表面偏振转换器相比, 本课题组设计的基于狄拉克半金属的超表面偏振转换器具有理想的宽带可调谐特性。

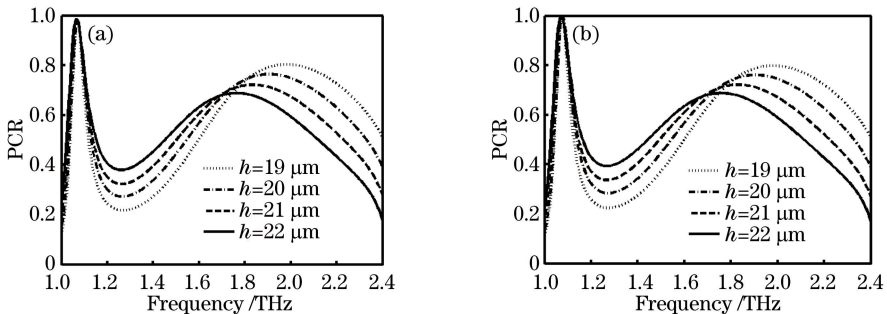


图 6 对应金属超表面的偏振转换效率。(a) 金超表面偏振转换器; (b) 铜超表面偏振转换器

Fig. 6 Polarization conversion efficiency corresponding to metal meta-surface.

(a) Gold meta-surface polarizer; (b) copper meta-surface polarizer

#### 4 偏振转换的原理

图 7(a) 中的插图为偏振转换的原理。对  $y$  偏

振波沿与  $y$  轴呈  $45^\circ$  角的  $u$  轴和  $v$  轴方向进行分解, 因此入射波的电场强度可以表示为  $E_i = uE_{iu} \exp(j\phi) + vE_{iv} \exp(j\phi)$ , 反射波的电场强度可

表示为  $E_r = u \tilde{r}_u E_{ru} \exp(j\phi) + v \tilde{r}_v E_{rv} \exp(j\phi)$ 。其中： $\phi$  为相应的相位； $\tilde{r}_u$  和  $\tilde{r}_v$  为沿  $u$  轴和  $v$  轴的反射系数，结构的非对称性导致等效介电常数和等效磁导率的各向异性，所以  $\tilde{r}_u$  和  $\tilde{r}_v$  之间存在相位差。当  $r_u = r_v$ ,  $\Delta\phi \approx 180^\circ$  时,  $E_{ru}$  和  $E_{rv}$  合成沿  $x$  轴方向

的电场强度  $E_r$ 。图 7 给出了太赫兹波沿  $u$  轴和  $v$  轴偏振时反射系数的幅值和相位, 可见: 在 1.36~2.07 THz 频率范围内,  $r_u \approx r_v$ , 且近似等于 1; 在 1.36~2.07 THz 范围内, 反射系数的相位差约为  $180^\circ$ , 实现了偏振转换。

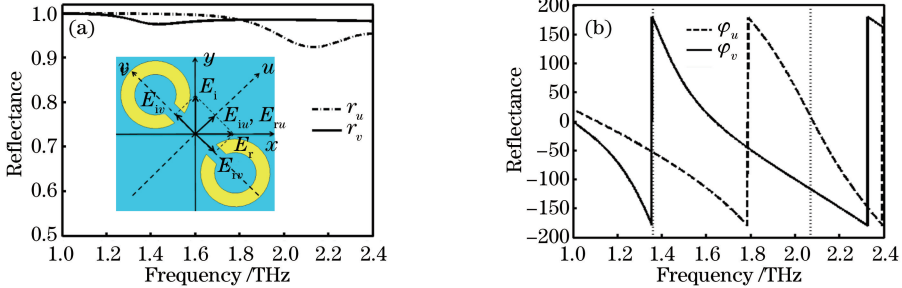


图 7 电磁波沿  $u$  轴和  $v$  轴入射时的仿真结果。(a) 反射系数幅值(插图为偏振转换原理图);(b) 相位

Fig. 7 Simulated results of electromagnetic wave incident along  $u$  axis and  $v$  axis, respectively. (a) Amplitude of reflection coefficient (inset indicating principle diagram of polarization conversion); (b) phase

进一步利用偏振器表面和地板感应电流分布来揭示偏振转换的物理机制, 图 8 给出了 1.44 THz 和 1.95 THz 谐振频率下上层表面和地板上的表面电流分布, 可以看出: 当谐振频率为 1.44 THz 时, 上层表面电流沿着两个开口的方向流动, 此时, 该结构可视为电偶极子; 当谐振频率为 1.95 THz 时, 上层表

面电流可以看成是沿着两开口圆环之间的方向流动。当上层表面电流分布与地板上的感应电流分布方向相同时, 就会产生电谐振, 反之产生磁谐振。由图 8 (a)、(b) 可知, 在 1.44 THz 和 1.95 THz 处, 表面电流方向与 PEC 地板上的电流方向是相反的, 说明两个频率点处的谐振类型都是磁谐振。

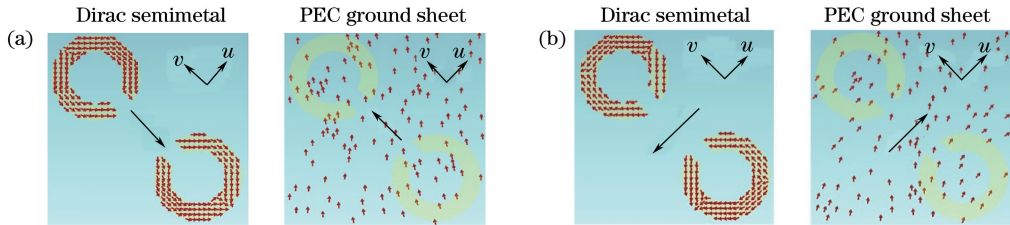


图 8 不同谐振频率处狄拉克半金属和 PEC 地板上的表面电流分布。(a) 1.44 THz; (b) 1.95 THz

Fig. 8 Surface current distributions on Dirac semimetal and PEC ground sheet at different resonant frequencies. (a) 1.44 THz; (b) 1.95 THz

## 5 结 论

基于狄拉克半金属电导率的可调谐特性, 设计了一种非对称双开口环结构的可调谐反射线偏振转换器。在 1.36~2.07 THz 频率范围内, 该器件的偏振转换效率大于 80%, 在 1.44~1.95 THz 频率范围内实现了宽带偏振转换。研究了狄拉克半金属费米能级与中间介质厚度对偏振器偏振性能的影响, 结果表明: 通过改变狄拉克半金属的费米能级可以使偏振器在不同的频率范围内实现宽带偏振转换。最后分析了该偏振器的物理机制。该偏振器在新型天线设计、隐身技术、通信和雷达探测等方面具有一定的应用价值。

## 参 考 文 献

- [1] Saleh B E A, Teich M C. Fundamentals of photonics [M]. 2nd ed. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2007.
- [2] Rutz F, Hasek T, Koch M, et al. Terahertz birefringence of liquid crystal polymers[J]. Applied Physics Letters, 2006, 89(22): 221911.
- [3] Chen S Q, Liu W W, Li Z C, et al. Polarization state manipulation of electromagnetic waves with metamaterials and its applications in nanophotonics [J]. Metamaterials: Devices and Applications, 2017: 217.
- [4] Grady N K, Heyes J E, Chowdhury D R, et al. Terahertz metamaterials for linear polarization

- conversion and anomalous refraction [J]. *Science*, 2013, 340(6138): 1304-1307.
- [5] Chiang Y J, Yen T J. A composite-metamaterial-based terahertz-wave polarization rotator with an ultrathin thickness, an excellent conversion ratio, and enhanced transmission [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(1): 011129.
- [6] Lévesque Q, Makhsiyani M, Bouchon P, *et al.* Plasmonic planar antenna for wideband and efficient linear polarization conversion [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(11): 111105.
- [7] Cong L Q, Cao W, Tian Z, *et al.* Manipulating polarization states of terahertz radiation using metamaterials [J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(11): 115013.
- [8] Cong L Q, Xu N N, Gu J Q, *et al.* Highly flexible broadband terahertz metamaterial quarter-wave plate [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, 8(4): 626-632.
- [9] Cong L Q, Xu N N, Han J G, *et al.* A tunable dispersion-free terahertz metadvice with pancharatnam-berry-phase-enabled modulation and polarization control [J]. *Advanced Materials*, 2015, 27(42): 6630-6636.
- [10] Zhou L, Zhao G Z, Li Y H. Broadband terahertz polarization converter based on L-shaped metamaterial [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(4): 041602.  
周璐, 赵国忠, 李永花. 基于 L 形超材料的太赫兹宽带偏振转换器 [J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(4): 041602.
- [11] Li Y H, Zhou L, Zhao G Z. Terahertz broadband polarization converter based on anisotropic metasurface [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(3): 0314001.  
李永花, 周璐, 赵国忠. 基于各向异性超表面的太赫兹宽带偏振转换器 [J]. *中国激光*, 2018, 45(3): 0314001.
- [12] Khatua S, Chang W S, Swanglap P, *et al.* Active modulation of nanorod plasmons [J]. *Nano Letters*, 2011, 11(9): 3797-3802.
- [13] Shen N H, Massaouti M, Gokkavas M, *et al.* Optically implemented broadband blueshift switch in the terahertz regime [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(3): 037403.
- [14] Zheludev N I, Plum E. Reconfigurable nanomechanical photonic metamaterials [J]. *Nature Nanotechnology*, 2016, 11(1): 16-22.
- [15] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, *et al.* Electric field effect in atomically thin carbon films [J]. *Science*, 2004, 306(5696): 666-669.
- [16] Emami N K, Chung T F, Ni X J, *et al.* Electrically tunable damping of plasmonic resonances with graphene [J]. *Nano Letters*, 2012, 12(10): 5202-5206.
- [17] Valmorra F, Scalari G, Maissen C, *et al.* Low-bias active control of terahertz waves by coupling large-area CVD graphene to a terahertz metamaterial [J]. *Nano Letters*, 2013, 13(7): 3193-3198.
- [18] Cheng H, Chen S Q, Yu P, *et al.* Dynamically tunable broadband mid-infrared cross polarization converter based on graphene metamaterial [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(22): 223102.
- [19] Cheng H, Chen S Q, Yu P, *et al.* Mid-infrared tunable optical polarization converter composed of asymmetric graphene nanocrosses [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(9): 1567-1569.
- [20] Li Y Z, Zhao J M, Lin H, *et al.* Tunable circular polarization selective surfaces for low-THz applications using patterned graphene [J]. *Optics Express*, 2015, 23(6): 7227-7236.
- [21] Yang C, Luo Y, Guo J X, *et al.* Wideband tunable mid-infrared cross polarization converter using rectangle-shape perforated graphene [J]. *Optics Express*, 2016, 24(15): 16913-16922.
- [22] Ding J, Arigong B, Ren H, *et al.* Mid-infrared tunable dual-frequency cross polarization converters using graphene-based L-shaped nanoslot array [J]. *Plasmonics*, 2015, 10(2): 351-356.
- [23] Guo T J, Argyropoulos C. Broadband polarizers based on graphene metasurfaces [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(23): 5592-5595.
- [24] Gao X, Yang W L, Cao W P, *et al.* Bandwidth broadening of a graphene-based circular polarization converter by phase compensation [J]. *Optics Express*, 2017, 25(20): 23945-23954.
- [25] Liu Z K, Zhou B, Zhang Y, *et al.* Discovery of a three-dimensional topological Dirac semimetal,  $\text{Na}_3\text{Bi}$  [J]. *Science*, 2014, 343(6173): 864-867.
- [26] Liu Z K, Jiang J, Zhou B, *et al.* A stable three-dimensional topological Dirac semimetal  $\text{Cd}_3\text{As}_2$  [J]. *Nature Materials*, 2014, 13(7): 677-681.
- [27] Chen H, Zhang H Y, Liu M D, *et al.* Realization of tunable plasmon-induced transparency by bright-bright mode coupling in Dirac semimetals [J]. *Optical Materials Express*, 2017, 7(9): 3397-3407.
- [28] Chen H, Zhang H Y, Guo X H, *et al.* Tunable plasmon-induced transparency in H-shaped Dirac semimetal metamaterial [J]. *Applied Optics*, 2018, 57(4): 752-756.
- [29] 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.
- [30] Liu G D, Zhai X, Meng H Y, *et al.* Dirac semimetals based tunable narrowband absorber at terahertz frequencies [J]. *Optics Express*, 2018, 26 (9): 11471-11480.
- [31] Su Y, Lin Q, Zhai X, *et al.* Controlling terahertz surface plasmon polaritons in Dirac semimetal sheets [J]. *Optical Materials Express*, 2018 8(4): 884-892.
- [32] Rodrigo S G. Terahertz gas sensor based on absorption-induced transparency [J]. *EPJ Applied Metamaterials*, 2016, 3: 11.
- [33] Hejase J A, Paladhi P R, Chahal P P. Terahertz characterization of dielectric substrates for component design and nondestructive evaluation of packages [J]. *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology*, 2011, 1 (11): 1685-1694.