

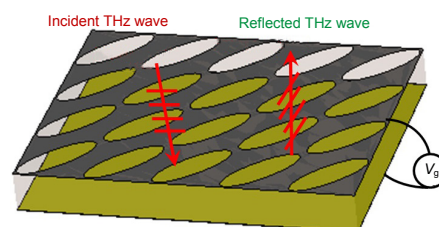


DOI: 10.12086/oe.2019.180519

## 基于石墨烯的宽带太赫兹可调超表面线偏振转换器

张洪滔, 程用志\*, 黄木林

武汉科技大学信息科学与工程学院, 湖北 武汉 430081



**摘要:** 本文提出了一种基于椭圆形镂空石墨烯的太赫兹宽带可调超表面反射线偏振转换器, 通过模拟仿真和法布里-佩罗多重干涉理论进行了验证。设计的超表面模型类似三明治结构, 分别由顶层各向异性的椭圆形镂空石墨烯结构、中间介质层和底层金属板组成。仿真结果表明: 当给定的石墨烯弛豫时间和费米能级分别为  $\tau=1.0$  ps,  $\mu_c=0.9$  eV 时, 设计的超表面结构偏振转换率(PCR)在 0.98 THz~1.34 THz 的频率范围内超过 90%, 相对带宽为 36.7%。另外, 在谐振频点 1.04 THz 和 1.28 THz, PCR 分别高达 99.8%和 97.7%, 这说明设计的超表面可以将入射的垂直(水平)线偏振波转换为反射的水平(垂直)线偏振波。通过法布里-佩罗多重干涉理论进一步验证了该模型, 理论预测与数值仿真结果吻合得比较好。此外, 设计的超表面反射线偏振转换特性可以通过改变石墨烯的费米能级和电子弛豫时间来动态的调节。因此, 设计的基于石墨烯的可调超表面偏振转换器在太赫兹通信、传感以及太赫兹光谱领域具有潜在的应用价值。

**关键词:** 线偏振转换器; 超表面; 石墨烯; 干涉理论

**中图分类号:** O436; TN29; TB33

**文献标志码:** A

**引用格式:** 张洪滔, 程用志, 黄木林. 基于石墨烯的宽带太赫兹可调超表面线偏振转换器[J]. 光电工程, 2019, 46(8): 180519

## Broadband terahertz tunable metasurface linear polarization converter based on graphene

Zhang Hongtao, Cheng Yongzhi\*, Huang Mulin

School of Information Science and Engineering, Wuhan University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430081, China

**Abstract:** A terahertz broadband tunable reflective linear polarization converter based on oval-shape-hollowed graphene metasurface is proposed and verified by simulation and Fabry-Perot multiple interference theory in this paper. Our designed metasurface model is similar to a sandwiched structure, which is consisted of the top layer of anisotropic elliptical perforated graphene structure, an intermediate dielectric layer and a metal ground plane. The simulation results show that when the given graphene relaxation time and Fermi energy are  $\tau=1$  ps and  $\mu_c=0.9$  eV, respectively, the polarization conversion rate (PCR) of the designed metasurface structure is over 90% in the frequency range of 0.98 THz~1.34 THz, and the relative bandwidth is 36.7%. In addition, at resonance frequencies of 1.04 THz and 1.29 THz, PCR is up to 99.8% and 97.7%, respectively, indicating that the metasurface we designed can convert incident vertical (horizontal) linearly polarized waves into reflected horizontal (vertical) linearly polarized waves. We used the Fabry-Perot multi-interference theory to further verify the metasurface model. The theoretical

收稿日期: 2018-09-05; 收到修改稿日期: 2018-11-06

基金项目: 湖北省教育厅科研计划重点项目(D20181107)

作者简介: 张洪滔(1994-), 男, 硕士, 主要从事太赫兹超表面器件设计与应用的研究。E-mail: zht\_wust@163.com

通信作者: 程用志(1984-), 男, 博士, 副教授, 主要从事电磁场与微波技术, 电磁超材料/超表面及其相关光电子器件设计与应用的研究。E-mail: chengyz@wust.edu.cn

predictions are in good agreement with the numerical simulation results. In addition, the designed metasurface reflective linear polarization conversion characteristics can be dynamically adjusted by changing the Fermi energy and electron relaxation time of graphene. Therefore, our designed graphene-based tunable metasurface polarization converter is expected to have potential application value in terahertz communication, sensing and terahertz spectroscopy.

**Keywords:** linear polarization converter; metasurface; graphene; interference theory

**Citation:** Zhang H T, Cheng Y Z, Huang M L. Broadband terahertz tunable metasurface linear polarization converter based on graphene[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2019, 46(8): 180519

## 1 引言

近年来,太赫兹科学和相关技术发展迅猛,在通信、成像、传感和无损检测等领域展现出了良好的应用前景<sup>[1-5]</sup>。这些应用不仅需要高效的太赫兹源,而且亟需高性能的太赫兹器件<sup>[2-7]</sup>,例如调制器、偏振转换器等。目前,自然界中能够有效操控太赫兹波的材料相对较少,对应器件相当匮乏。为了促进太赫兹技术在上述相关领域的应用,对太赫兹波的有效调控显得格外重要。由于太赫兹波的许多应用均与其偏振态有关,因此控制偏振态的太赫兹偏振转换器成为了其中的一个重要研究方向。传统的太赫兹偏振转换器通常采用基于光栅结构和色散材料制成,通常存在频带窄、效率低等问题,这极大地限制了其实际应用范围<sup>[7-8]</sup>。因此,设计和制备高性能的太赫兹偏振控制器件显得非常重要。

近十几年来,一种被称为超材料的亚波长周期性人工结构/材料由于其能够实现自然材料难以企及的物理特性而引起了人们的极大关注<sup>[9]</sup>。超材料因而被广泛用于实现微波<sup>[10-12]</sup>、太赫兹<sup>[13-14]</sup>、红外<sup>[15-16]</sup>以及可见光波段<sup>[17]</sup>的偏振控制。而超表面作为超材料领域的一个重要分支,其具有超薄、高效、与印刷电路板工艺及半导体工艺兼容等突出特点,能够广泛地应用于集成化与小型化光电子器件的设计<sup>[18]</sup>。为此,在太赫兹器件方面,人们进行了大量的研究,提出了各种基于超表面的太赫兹偏振转换器,并实现了偏振转换效率(polarization conversion rate, PCR)的显著提高和频带的展宽<sup>[19-24]</sup>。然而,当前提出的绝大部分太赫兹偏振转换器在设计完成后,其偏振转换性能是固定不变的,这极大地限制了其应用范围和灵活性。而石墨烯由于它的奇异电磁特性成为了可调太赫兹器件的热门材料之一<sup>[25]</sup>。

由于石墨烯具有非常好的光学透明性、可调的电磁性能以及很高的电子迁移率,因而能够广泛用于光

电子器件的各种设计<sup>[25-28]</sup>。此外,在石墨烯中外加偏置电压,可改变其费米能级和电子驰豫时间,从而实现其电磁性能的动态调节<sup>[25-27]</sup>。近些年来,基于石墨烯的电磁调控特性,提出了多种光学偏振转换器<sup>[29-31]</sup>。2016年, Yang等提出了一种工作中红外频段基于矩形穿孔石墨烯的交叉线偏振转换器,其工作频率和偏振转换效率具有显著的可调特性,但其线偏振转换效率大于90%的相对带宽仅为5%<sup>[15]</sup>。随后, Chen等<sup>[16]</sup>提出了一种基于镂空H型石墨烯的中红外交叉线偏振转换器,在谐振频点处,其偏振转换率峰值接近100%,但偏振转换效率大于90%的相对带宽仅为7.11%。因此,设计结构简单、宽带可调、高效的偏振转换器件仍然显得非常重要。本文提出了一种基于椭圆形镂空石墨烯的反射超表面线偏振转换器。该超表面结构由石墨烯-介质-金属三层结构组成,在较宽的太赫兹频率范围内可以将入射的线偏振波转换为反射交叉偏振波。相比于以前那些工作在反射模式下的线偏振转换器<sup>[13,15-16]</sup>,我们提出的石墨烯超表面结构更简单,有望成为一款实用化的太赫兹偏振转换器件。

## 2 单元结构设计和仿真

超表面反射偏振转换器通常由类似三明治的金属-介质-金属三层结构组成,包括表层电谐振结构,中间电介质层,以及底部的金属背板层<sup>[29-30]</sup>。在直角坐标系( $x$ - $y$ - $z$ )中,当入射的 $x$ 轴或者 $y$ 轴偏振(通常把电场方向沿着 $x$ 轴或 $y$ 轴的线偏振波称为 $x$ 轴或 $y$ 轴偏振波)电磁波垂直通过超表面时,为了获得反射波的交叉偏振转换特性,表层电谐振结构不能存在 $x$ , $y$ 对称轴。为了使入射的 $x$ 轴或 $y$ 轴偏振波产生高效的90°线性偏振转换,在 $x$ - $y$ 平面内,电谐振结构对称轴通常需要与 $x$ 轴或 $y$ 轴呈45°夹角<sup>[30]</sup>。

不同于前人的设计,我们所提出的基于石墨烯的超表面单元结构如图1(a),1(b)所示,其表层为互补的椭圆形石墨烯薄膜,在 $x$ - $y$ 平面内具有各向异性的

特点。图 1(a)的  $x$ - $y$  平面内, 镂空的椭圆形石墨烯长轴或短轴与  $x$  轴或  $y$  轴呈  $45^\circ$  夹角。中间电介质层的材料选择相对介电常数为  $\epsilon_r=3.5(1+0.05i)$  的聚酰亚胺薄膜(Polyimide)<sup>[31]</sup>, 主要用于太赫兹波的传输。底层金属背板选择电导率和厚度分别为  $5.8 \times 10^7$  S/m 和  $0.2 \mu\text{m}$  的铜膜, 主要用于阻隔太赫兹波通过超表面。

在太赫兹频段, 石墨烯能够支持表面等离子激元(surface plasmon polaritons, SPPs)的传播, 产生局域的表面等离子(localized surface plasmon, LSP)谐振, 在亚波长尺度范围内可实现电磁场的有效调控<sup>[13,19,28,32]</sup>。通常情况下, 单层石墨烯作为二维材料具有单个碳原子的厚度(通常假设为  $1 \text{ nm}$ ), 其电性能可以用一个具有复数电导率  $\sigma_s(\omega, \mu_c, T, \Gamma)$  参数的电导层模型来进行表征。这里  $\omega$  表示角频率,  $\mu_c$  是由电掺杂或化学掺杂决定的化学势能(即费米能级  $E_F$ ),  $T$  表示环境温度,  $\Gamma(\Gamma=\hbar/2\tau, \tau$  是电子弛豫时间)表示与石墨烯本征损耗相关的物理参数。石墨烯的表面电导率可以通过化学势  $\mu_c$  进行调节, 而化学势  $\mu_c$  又是与外加偏置电压相关的量。如图 1(c)所示, 在超表面中的石墨烯层和金属背板层加载直流偏置电压, 则石墨烯的化学势  $\mu_c$  可以很方便地进行调节, 进而可以控制其表面电导率。石墨烯的化学势  $\mu_c$  和外偏置电压  $V_g$  之间的关系可近似表示为<sup>[33]</sup>

$$\mu_c = \hbar v_F \sqrt{\frac{\pi \epsilon_0 \epsilon_r V_g}{e t_s}}, \quad (1)$$

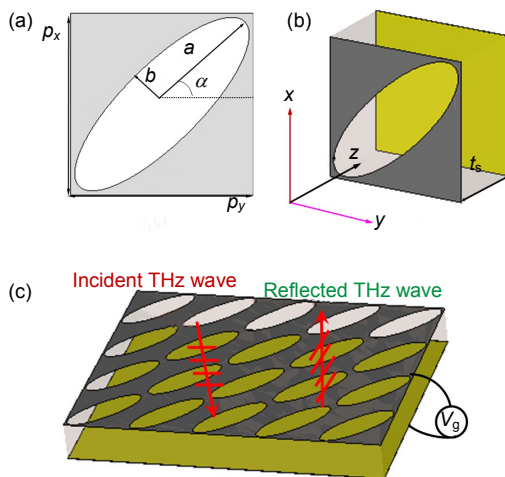


图 1 超表面的设计方案。(a), (b) 单元结构的正视图和立体视图; (c) 三维(3D)阵列结构

Fig. 1 The design scheme of the metasurface. (a), (b) The front and perspective views of the unit-cell structure; (c) Three dimensional (3D) array structure

式中:  $v_F$  为费米速度,  $e$  为电子的电荷,  $\epsilon_0$  表示自由空间介电常数,  $t_s$  和  $\epsilon_r$  分别表示中间介质层的厚度和相对介电常数。通常情况下, 石墨烯的表面电导率可通过著名的 Kubo 公式进行推导<sup>[24]</sup>, 包括带内和带间两部分贡献( $\sigma_s = \sigma_s^{\text{intra}} + \sigma_s^{\text{inter}}$ )。但是在所关注的太赫兹频段, 由于光子能量相对较小, 因此在 Kubo 公式中带间( $\sigma_s^{\text{inter}}$ )部分贡献可以忽略, 此时石墨烯表面电导率可以用一个类似 Drude 模型的方程来表示<sup>[13, 33]</sup>:

$$\sigma_g(\omega, \mu_c, \tau, T) \approx j \frac{e^2 \kappa_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + j\tau^{-1})} \times \left( \frac{\mu_c}{\kappa_B T} + 2 \ln(\exp(-\frac{\mu_c}{\kappa_B T}) + 1) \right), \quad (2)$$

式中:  $T=300 \text{ K}$  为室温环境温度,  $e$  为电子的电荷,  $\omega$  是电磁波的角频率,  $\hbar$  是约克普朗克常量,  $\kappa_B$  是玻尔兹曼常数。

假设弛豫时间  $\tau=1 \text{ ps}$  环境温度固定为室温  $T=300 \text{ K}$ 。当化学势  $\mu_c$  从  $0.1 \text{ eV}$  变化到  $1.0 \text{ eV}$  时, 由于设计的石墨烯结构工作在太赫兹频率范围, 因此仅需考虑其带内电导率, 带间电导率部分可以忽略不计。如图 2(a), 2(b)所示, 当  $\mu_c$  固定时, 电导率的实部和虚部随着频率的增加缓慢减小。当工作频率固定时, 电导率的实部和虚部随着  $\mu_c$  的增加都在增加。从图中可以发现, 与较高频率区域( $0.8 \text{ THz} \sim 1.8 \text{ THz}$ )相比, 电导率的变化在较低频率区域( $0.2 \text{ THz} \sim 0.8 \text{ THz}$ )更为显著。

假设化学势  $\mu_c=0.9 \text{ eV}$ , 环境温度固定为室温  $T=300 \text{ K}$ 。当弛豫时间  $\tau$  从  $0.1 \text{ ps}$  变化到  $1.0 \text{ ps}$  时, 计算带内电导率, 如图 3(a), 3(b)所示, 当  $\tau$  固定时, 电导率的实部随着频率的增加逐渐减小。当  $\tau \leq 0.5 \text{ ps}$  时, 电导率的虚部随着频率的增加先增加后减少; 当  $\tau > 0.5 \text{ ps}$  时, 电导率的虚部随着频率的增加逐渐减小。当工作频率固定时, 低频区域内(小于  $0.2 \text{ THz}$ )电导率的实部随着  $\tau$  的增加而增加, 高频区域内( $1.2 \text{ THz} \sim 1.8 \text{ THz}$ )电导率的实部随着  $\tau$  的增加而减小。电导率的虚部随着  $\tau$  的增加而增加。从图中可以发现, 与较高频率区域( $0.8 \text{ THz} \sim 1.8 \text{ THz}$ )相比, 电导率的变化在较低频率区域( $0.2 \text{ THz} \sim 0.8 \text{ THz}$ )更为显著。

从上述公式和电导率的变化规律曲线图中可以很清晰地看到, 改变化学势  $\mu_c$  和弛豫时间  $\tau$  可对石墨烯的表面电导率进行自由调节, 而化学势又可以通过加载不同的外偏置电压进行调整, 这为通过外加偏置电压调控石墨烯的电磁性质提供了一个行之有效的手段。

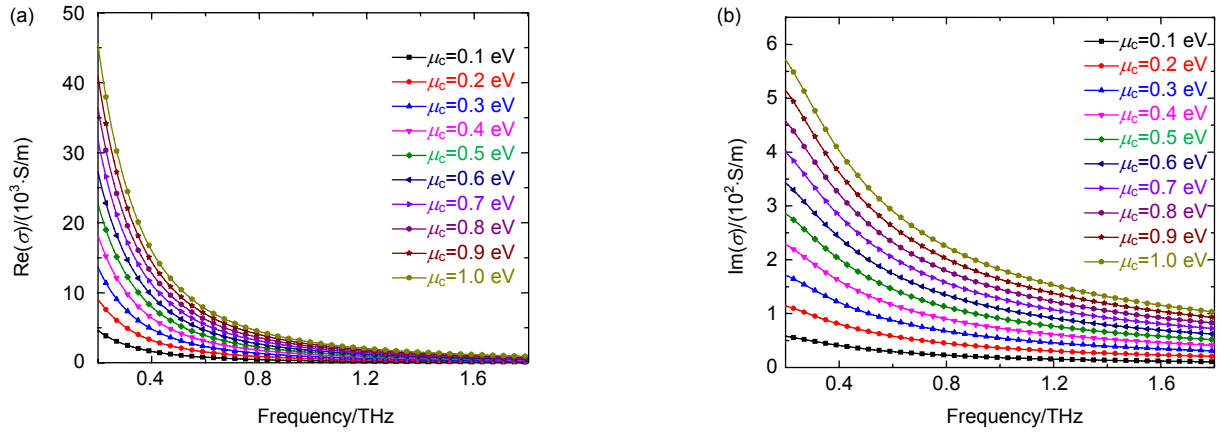


图 2 在固定的弛豫时间  $\tau=1.0$  ps 时不同  $\mu_c$  下电导率的(a)实部和(b)虚部

Fig. 2 The (a) real part and (b) imaginary part of the conductivity with fixed relaxation time  $\tau=1.0$  ps under different  $\mu_c$

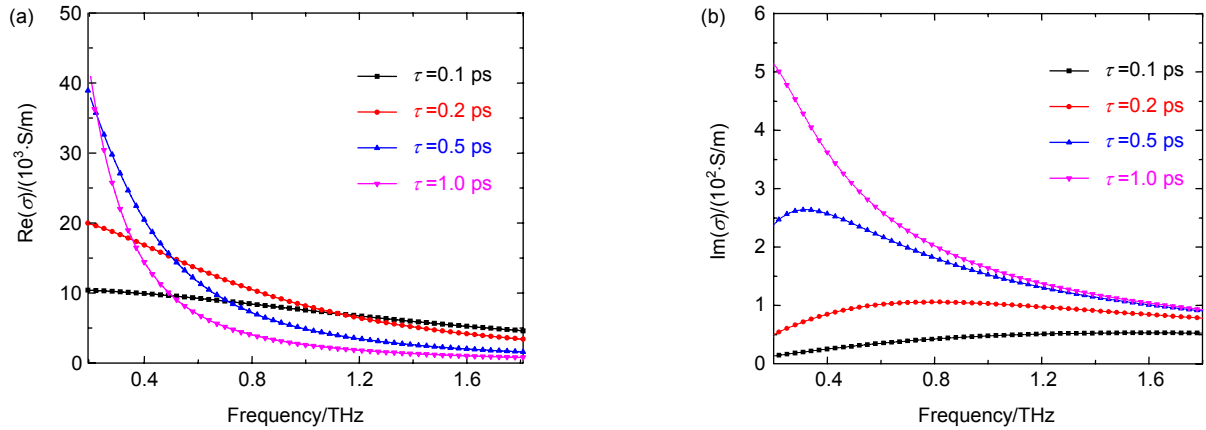


图 3 在固定的化学势  $\mu_c=0.9$  eV 时不同  $\tau$  下电导率的(a)实部和(b)虚部

Fig. 3 The (a) real part and (b) imaginary part of the conductivity with fixed  $\mu_c=0.9$  eV under different  $\tau$

为了研究设计的超表面对太赫兹波的线偏振调控性能，采用有限元算法对其单元结构进行数值模拟和参数优化。在数值模拟时，超表面单元结构的  $x$  轴和  $y$  轴方向采用周期性边界条件，波矢沿着  $z$  轴的正方向， $z$  轴采用开放边界条件。在数值模拟时，石墨烯的介电常数可以表示成  $\epsilon_g=1+j\sigma_g/\omega\epsilon_0t_g$ <sup>[33-35]</sup>，其中  $\sigma_g$  和  $t_g$  分别表示石墨烯的表面电导率和厚度， $t_g=1$  nm，而  $\sigma_g$  由式(1)，式(2)计算所得。经过优化，最终得到超表面单元结构几何参数如下所示： $p_x=p_y=75$   $\mu\text{m}$ ， $a=48$   $\mu\text{m}$ ， $b=16$   $\mu\text{m}$ ， $t_s=45$   $\mu\text{m}$ ， $\alpha=45^\circ$ 。入射的  $x$  轴和  $y$  轴偏振波通过超表面时会产生反射，定义相应的反射系数为

$$r_{xx} = |E_x^r|/|E_x^i|, r_{yx} = |E_y^r|/|E_x^i|,$$

$$r_{xy} = |E_x^r|/|E_y^i|, r_{yy} = |E_y^r|/|E_y^i|。$$

其中：下标  $x$  和  $y$  表示电磁波的偏振方向，上标  $i$  和  $r$

分别表示入射和反射太赫兹波。为了衡量设计的超表面反射线偏振转换效率，定义线偏振转换率 (polarization conversion rate, 用  $\gamma$  表示) 为

$$\gamma_x = |r_{yx}|^2 / (|r_{yx}|^2 + |r_{xx}|^2),$$

$$\gamma_y = |r_{xy}|^2 / (|r_{xy}|^2 + |r_{yy}|^2),$$

分别表示  $x$  轴和  $y$  轴偏振正入射太赫兹波<sup>[36]</sup>。

### 3 结果分析和讨论

#### 3.1 仿真结果分析

首先研究了在固定的弛豫时间( $\tau=1.0$  ps)和费米能级( $\mu_c=0.9$  eV)的情况下<sup>[13,15-16,34]</sup>，超表面对入射太赫兹线偏振波的转换特性。如图 4(a)，4(b)分别给出了超表面在  $\tau=1.0$  ps,  $\mu_c=0.9$  eV 时仿真得到的反射系数( $r_{xx}$ ,  $r_{yx}$ ,  $r_{yy}$  和  $r_{xy}$ )和偏振转换率( $\gamma_x$  和  $\gamma_y$ )。从图 4(a)可以看出，两个共偏振反射系数幅值完全相等( $r_{xx}=r_{yy}$ )并且分别

在谐振频点  $f_1=1.04$  THz 和  $f_2=1.28$  THz 处降到最小，分别为 0.02 和 0.12。与此同时，两个交叉偏振反射系数幅值也完全相等 ( $r_{yx}=r_{xy}$ )，并且在谐振频点 (1.05 THz, 1.28 THz) 处分别达到了最大值 0.848 和 0.801。这些谐振对应于最小的共偏振反射和最大的交叉偏振反射。表明在谐振频点处，入射的  $x$  轴偏振 ( $y$  轴偏振) 波通过设计的超表面后，转换为了反射的  $y$  轴偏振 ( $x$  轴偏振) 波。此外，在 0.94 THz~1.37 THz 频带范围内，共偏振反射系数小于 40%，交叉偏振反射系数大于 70%。

为了进一步研究所设计超表面的太赫兹线偏振转换性能，图 4(b) 给出了  $x$  轴和  $y$  轴偏振转换率 ( $\gamma_x$  和  $\gamma_y$ )。在谐振频点 1.04 THz 和 1.28 THz 处，偏振转换率  $\gamma_x$  和  $\gamma_y$  达到最大值，分别为 99.8% 和 97.7%，意味着此时超表面能将入射的线偏振波几乎完整地转换成反射的交叉线偏振波。另外，在 0.98 THz~1.34 THz 频率范围内， $\gamma_x$  和  $\gamma_y$  都大于 90%，对应的相对带宽为 36.7%。由此表

明在 0.98 THz~1.34 THz 较宽频率范围内，入射的太赫兹线偏振波通过我们设计的超表面反射后，大部分的线偏振波转换为交叉偏振波。实际上，高效率的偏振转换和宽频带特性主要源于谐振中多个反射峰的叠加。

### 3.2 物理机制分析

为了更好地理解所设计的超表面产生偏振转换的物理机制，图 5(a) 给出了入射线偏振波与超表面单元结构作用后的电场矢量分解示意图，图 5(b), 5(c) 给出了表层石墨烯图案在谐振频率分别为 1.04 THz 和 1.28 THz 时的表面电流密度分布。如图 5(a) 所示，假设入射线偏振波电场沿  $x$  轴方向，入射波和反射波的电场分别可分解为偏振方向沿  $u$  轴和  $v$  轴分量的叠加，即可写成：

$$E_i = (E_{iu} e_u + E_{iv} e_v) e^{i(-kz + \omega t)}$$

$$E_r = (r_u E_{iu} e_u + r_v E_{iv} e_v) e^{i(kz + \omega t)}$$

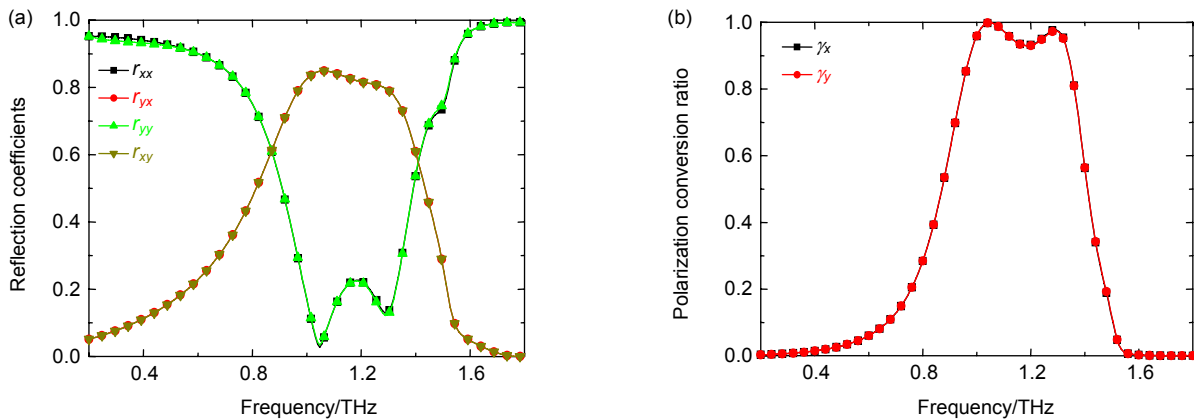


图 4 设计的超表面在  $\tau=1.0$  ps,  $\mu_c=0.9$  eV 下仿真的(a)反射系数和(b)偏振转换率  
Fig. 4 The simulated reflection coefficients (a) and  $\gamma_{x(y)}$  (b) of the designed metasurface with  $\tau=1.0$  ps,  $\mu_c=0.9$  eV

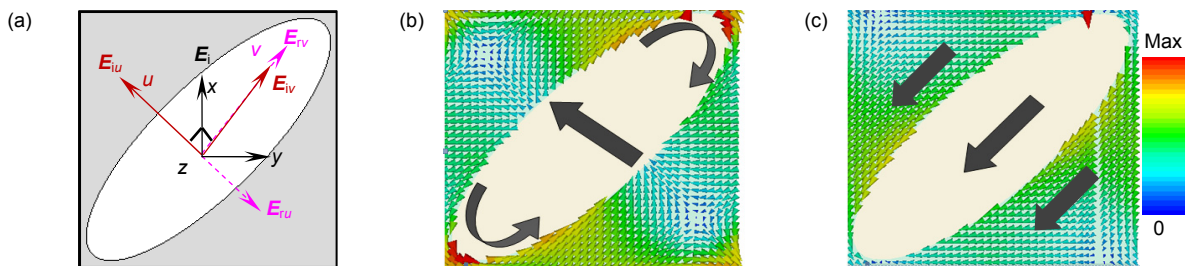


图 5 (a) 线偏振波与超表面单元结构相互作用后的电场矢量分解示意图; (b), (c) 分别为表层结构在谐振频点 1.04 THz 和 1.28 THz 处的表面电流密度分布。其中黑色的粗线箭头表示电流流动方向  
Fig. 5 (a) Schematic diagram of electric field vector decomposition after interaction of linearly polarized waves and unit-cell structure of metasurface; (b), (c) are the surface current density distributions of front layer surface structures at resonance frequencies of 1.04 THz and 1.28 THz, respectively. Where the thick black arrow indicates the direction of current flow

其中  $e_u$  和  $e_v$  分别是  $u$  轴和  $v$  轴方向上的单位矢量。在谐振频率点处, 表面电谐振子的阻抗 ( $Z = \sqrt{\mu/\epsilon}$ ) 将产生高的各向异性<sup>[35-38]</sup>。又由于  $x$  轴与  $u$  轴和  $v$  轴夹角均为  $\alpha=45^\circ$ , 则  $E_{iu}=E_{iv}$ 。因此, 入射的  $x$  轴线偏振波通过各向异性超表面结构后的反射波产生了  $2\alpha=90^\circ$  的偏振旋转。进一步地, 如图 5(b), 5(c)所示, 在谐振频点 1.04 THz 和 1.28 THz 处, 超表面单元结构表层的表面电流密度分别沿着镂空椭圆形的短轴和长轴呈对称分布。在低频谐振点  $f_1=1.04$  THz, 如图 5(b)所示, 设计的超表面只对入射波的  $u$  轴电场分量产生响应, 从而激发表层石墨烯结构和金属底板产生表面感应电流, 在  $u$  轴方向形成一个局域的表面等离子激元谐振。在谐振频点  $f_2=1.28$  THz 处, 超表面只对入射波的  $v$  轴电场分量产生响应, 从而激发表层石墨烯结构和金属底板产生表面感应电流, 在  $v$  轴方向形成局域的表面等离子激元谐振。这说明设计的超表面对入射线偏振波的交叉偏振转换特性主要源于石墨烯结构的各向异性和局域的表面等离子激元谐振。

### 3.3 干涉理论模型

所设计的超表面宽带反射线偏振转换特性可以通过多重干涉理论进一步解释。由图 1(c)所示, 超表面包含三层结构相当于一个类似于法布里-佩罗谐振腔的电磁耦合系统<sup>[24,30,38-39]</sup>。图 6 给出了具有金属层和石墨烯层的法布里-佩罗谐振腔示意图, 其中共偏振波被极度降低, 而交叉偏振波在谐振点处的整个反射场中显著增强<sup>[15,37-41]</sup>。在直角坐标系( $x$ - $y$ - $z$ )中, 沿  $z$  轴方向传播的任何线性偏振波都可以分解为  $x$  轴偏振部分和  $y$  轴偏振部分。由于单元结构的几何对称性, 只考

虑入射到超表面的  $x$  轴偏振波部分。如图 6 所示, 正入射太赫兹波的  $x$  轴偏振部分传播到空气-超表面界面, 将会部分反射回空气和部分传播到中间介质层 Polyimide 基片中。由于超表面的偏振转换, 反射和入射太赫兹波分别都有  $x$  轴偏振部分和  $y$  轴偏振部分。入射的太赫兹波继续在 Polyimide 基片中传输, 当入射到具有复合传播相位  $\beta = \sqrt{\epsilon_r} k_0 d$  的接地面后将反射回 Polyimide 基片中。其中  $k_0$  是自由空间波数,  $t_s$  和  $\epsilon_r$  是 Polyimide 基片的厚度和相对介电常数。反射回 Polyimide 基片中的传输波, 将在附加传播相位  $\beta$  的 Polyimide 基片中继续传输, 从反方向再次到达空气-Polyimide 基片界面<sup>[34]</sup>。在超表面和接地面之间的  $x$  轴偏振和  $y$  轴偏振波传播过程描述为图 6 中用矩形虚线框标记的往返过程。

由于腔内出现多次反射, 共偏振波干涉消除, 交叉偏振波干涉叠加。基于前期的研究结果<sup>[24,30,39]</sup>, 交叉和共偏振的总反射系数可以表示为

$$r_{yx} = \bar{r}_{yx} + \sum_{j=1}^{\infty} r_{yj}^j, \quad r_{xx} = \bar{r}_{xx} + \sum_{j=1}^{\infty} r_{xj}^j。$$

这里的  $\bar{r}_{yx}$  和  $\bar{r}_{xx}$  表示通过没有接地面的超表面阵列直接反射的交叉和共偏振反射系数, 而其他项是多次反射叠加产生的反射系数。因此, 垂直于超表面正入射的  $x$  轴偏振波的理论反射系数和偏振转换率( $\gamma_x$ )可以由上面的公式计算出来。如图 7(a), 7(b)所示, 在正入射  $x$  轴偏振波下, 在  $\tau=1.0$  ps,  $\mu_c=0.9$  eV 时, 设计的超表面的理论计算的反射系数( $r_{xx}$  和  $r_{yx}$ )和  $\gamma_x$  与仿真的结果基本相符。基于法布里-佩罗谐振腔的干涉理论为宽带反射线偏振转换的工作机制提供了一个很好的解释。

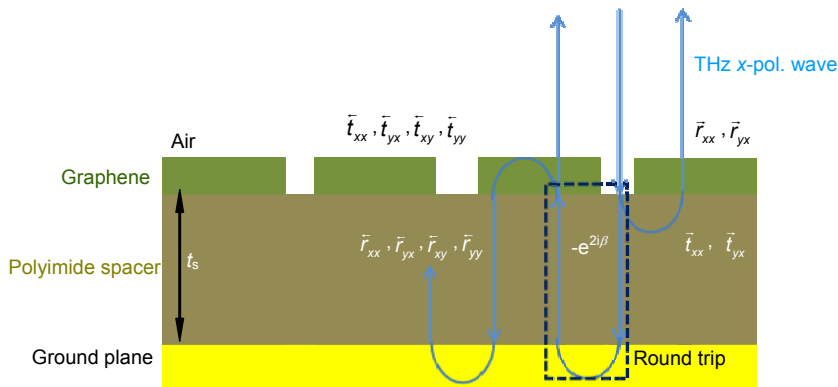


图 6 在法布里-佩罗谐振腔中  $x$  轴偏振波传播的示意图

Fig. 6 Schematic sketch of the  $x$ -pol. wave propagation in a Fabry-Perot like resonance cavity

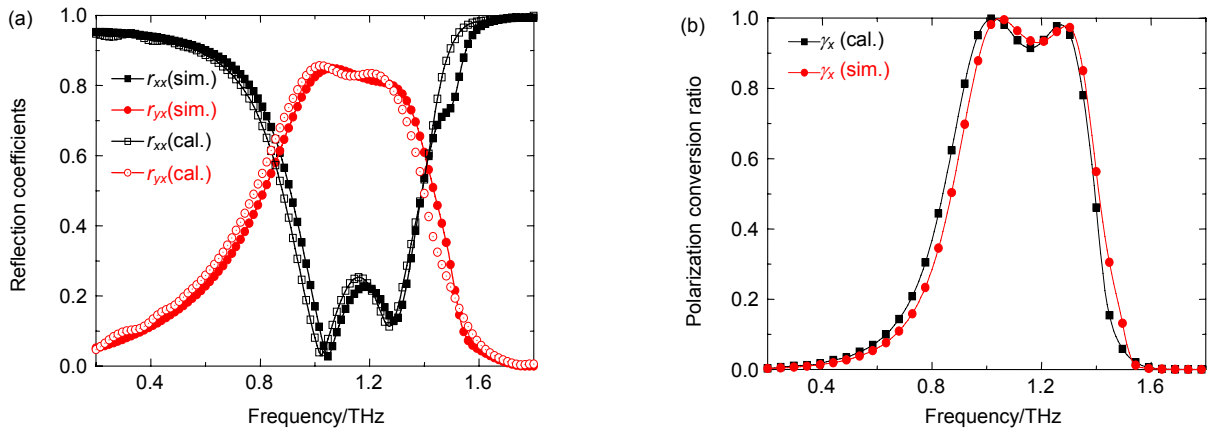


图 7 设计的超表面在  $\tau=1.0$  ps,  $\mu_c=0.9$  eV 时正入射  $x$  轴偏振波的仿真和计算得到的(a)反射系数和 (b) 偏振转换效率( $\gamma_x$ )

Fig. 7 The simulated and calculated (a) reflection coefficients and (b)  $\gamma_x$  of the designed metasurface with  $\tau=1.0$  ps,  $\mu_c=0.9$  eV under normal incident  $x$ -pol. wave

### 3.4 不同费米能级和弛豫时间下的偏振转换特性

在前文对石墨烯的电性能分析中,发现表面电导率会随着费米能级和弛豫时间的变化而发生显著改变。接下来,将重点研究石墨烯费米能级和弛豫时间的改变对所设计超表面偏振转换特性的影响。由于设计的超表面在垂直正入射情况下, $y$  轴偏振波与  $x$  轴偏振波得到的反射系数与偏振转化率结果相同,因此,仅考虑正入射  $x$  轴偏振波所得到的结果。

图 8 和图 9 分别给出了固定石墨烯弛豫时间( $\tau=1$  ps)和费米能级( $\mu_c=0.9$  eV)正入射  $x$  轴偏振波的情况下,通过数值仿真和计算得到的超表面偏振转换效率。可以清楚地看到基于法布里-佩罗谐振腔干涉理论计算与数值仿真结果基本一致。图 8(a), 8(b)分别给出

了设计的超表面在固定的弛豫时间  $\tau=1$  ps 和不同费米能级( $\mu_c=0.4$  eV,  $0.6$  eV,  $0.8$  eV,  $0.9$  eV,  $1.0$  eV)时仿真和计算得到  $\gamma_x$ ,  $\gamma_x$  幅值基本保持不变,但大于 90% 的  $\gamma_x$  的相对带宽得到逐渐展宽,且工作频率范围呈现一定程度的蓝移。另外,当  $\mu_c=0.4$  eV 时,设计的超表面只存在单频带反射线偏振转换特性,  $\gamma_x$  在  $0.968$  THz 达到 99.1%,意味着此时入射的线偏振波通过该超表面后几乎完整地转换为反射的交叉线偏振波。这也说明,设计的超表面处在较低的费米能级时,只有一个谐振模式得到有效的激发从而使其产生了显著的偏振转换效应。当  $\mu_c \geq 0.6$  eV,第二个谐振模式得到有效激发,随着  $\mu_c$  的相对提高,石墨烯中的自由载流子在较宽的频带范围内导致更强的等离子体激元振荡,使得偏振转换效率得到显著的展宽。

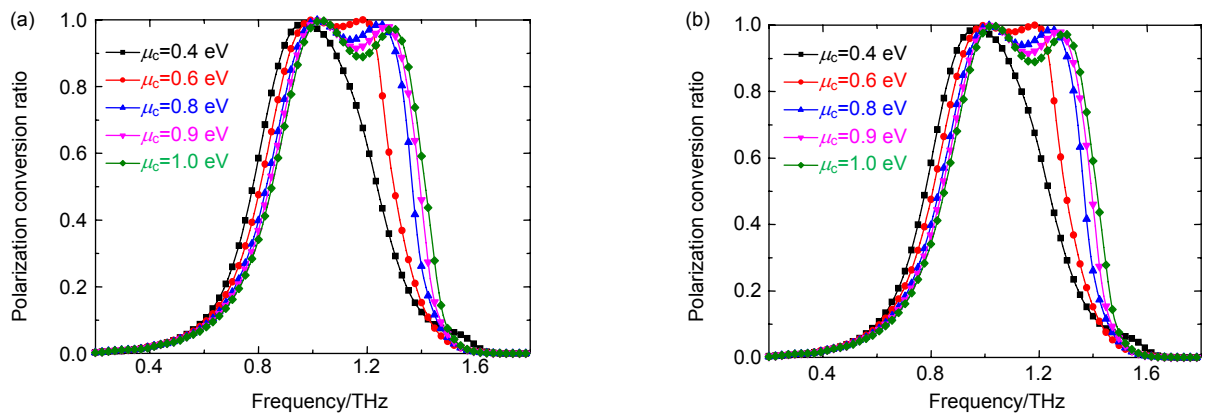


图 8 设计的超表面在固定的弛豫时间  $\tau=1.0$  ps 时正入射  $x$  轴偏振波下不同  $\mu_c$  时的(a)仿真和 (b)计算得到的偏振转换效率( $\gamma_x$ )

Fig. 8 The (a) simulated and (b) calculated  $\gamma_x$  of the designed metasurface with fixed relaxation time  $\tau=1.0$  ps and different  $\mu_c$  under normal incident  $x$ -pol. wave

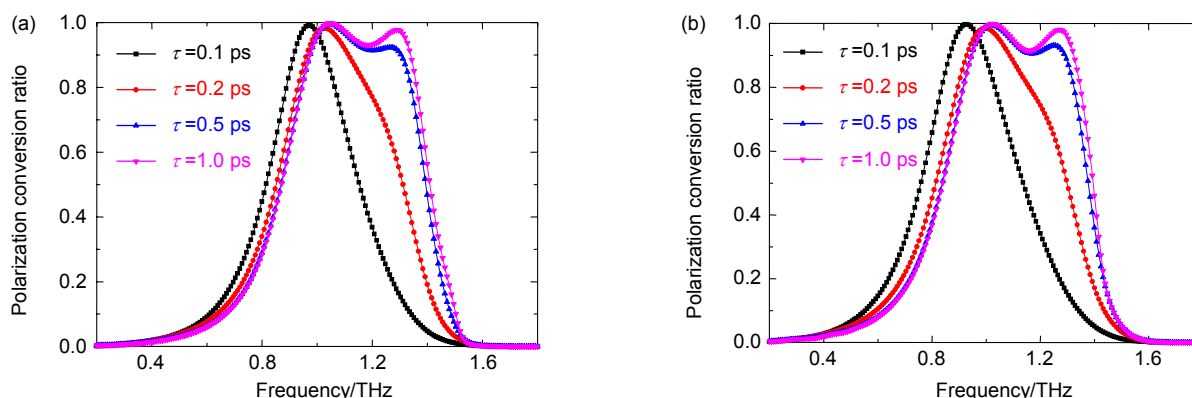


图9 设计的超表面在固定的费米能级  $\mu_c=0.9$  eV 时正入射  $x$  轴偏振波下不同  $\tau$  时的(a)仿真和(b)计算得到的偏振转换效率( $\gamma_x$ )

Fig. 9 The (a) simulated and (b) calculated  $\gamma_x$  of the designed metasurface with the fixed  $\mu_c=0.9$  eV and different  $\tau$  under normal incident  $x$ -pol. wave

进一步研究石墨烯电子弛豫时间  $\tau$  的变化对反射线偏振转换效率的影响。图 9(a), 9(b)分别给出了设计的超表面在固定的费米能级  $\mu_c=0.9$  eV 和不同弛豫时间( $\tau=0.1$  ps, 0.2 ps, 0.5 ps, 1.0 ps)时的仿真和计算得到的  $\gamma_x$ 。从图 9(a), 9(b)中可以清楚地看到, 类似于改变费米能级时的情况, 当  $\tau$  从 0.1 ps 增加到 1.0 ps,  $\gamma_x$  大于 90% 的相对带宽逐渐增大, 且工作频率范围出现了一定的蓝移。另外, 当  $\tau \leq 0.2$  ps 时, 设计的超表面只呈现单频带反射线偏振转换特性,  $\gamma_x$  在谐振频点处达到 99%, 意味着此时该超表面产生了几乎完整的线偏振转换。当  $\tau \geq 0.5$  ps, 偏振转换效率得到显著的展宽。这是由于随着  $\tau$  的相对提高, 石墨烯中的自由载流子在较宽的频带范围内导致更强的等离子体激元振荡, 最终导致宽频带线偏振转换。进而, 可以在相同位置获得更高的偏振转换效率。因此, 针对我们设计的超表面结构, 为了更好的反射线偏振转换效果, 选择合适的费米能级和电子弛豫时间显得非常重要。

## 4 总结

设计并仿真分析了一种基于椭圆形镂空石墨烯的太赫兹宽带可调超表面反射线偏振转换器, 通过法布里-佩罗多重干涉理论进行了验证。仿真结果表明, 在正常入射  $x$  轴偏振波和  $y$  轴偏振波下, 偏振转化率超过 90% 的相对带宽为 36.7%。数值模拟得到的表面电流密度分布表明: 该超表面高效的反射线偏振转换特性主要源于单元结构的各向异性和局域的表面等离子体激元谐振。改变石墨烯的费米能级或者电子弛豫时间可以改变石墨烯的电导率, 进而引起宽带偏振转换率

的变化。进一步仿真结果表明, 转换效率大于 90% 的相对带宽随着费米能级  $\mu_c$  或者电子弛豫时间  $\tau$  的增加而不断增大, 这与基于干涉理论的计算结果基本一致。我们设计的超表面器件与其他传统的反射线偏振转换器相比, 具有转换效率高、频带可调的优势, 且该器件结构简单。设计的超表面在太赫兹通信、成像、传感和无损检测等领域将具有广阔的应用前景, 同时为设计宽频可调性的太赫兹反射线偏振转换器提供了一种新的方法。

## 参考文献

- [1] Liu F, Zhu Z B, Cui W Z. Prospects on space THz information techniques[J]. *Journal of Microwaves*, 2013, **29**(2): 1–6. 刘丰, 朱忠博, 崔万照. 空间太赫兹信息技术展望[J]. *微波学报*, 2013, **29**(2): 1–6.
- [2] Ferguson B, Zhang X C. Materials for terahertz science and technology[J]. *Nature Materials*, 2002, **1**(1): 26–33.
- [3] Karpowicz N, Zhang X C. Coherent terahertz echo of tunnel ionization in gases[J]. *Physical Review Letters*, 2009, **102**(9): 093001.
- [4] Saeedkia D. *Handbook of Terahertz Technology for Imaging, Sensing and Communications*[M]. England: Woodhead Publishing, 2013: 641–662.
- [5] Jia Y X, Fan Q, Wang Y F. Multi-focus lens based on metasurface holography[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2017, **44**(7): 670–675. 贾宇轩, 范琦, 王云飞. 基于超表面全息的多焦点透镜[J]. *光电工程*, 2017, **44**(7): 670–675.
- [6] Chen C Y, Tsai T R, Pan C L, et al. Room temperature terahertz phase shifter based on magnetically controlled birefringence in liquid crystals[J]. *Applied Physics Letters*, 2003, **83**(22): 4497–4499.
- [7] Rutz F, Hasek T, Koch M, et al. Terahertz birefringence of liquid crystal polymers[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, **89**(22): 221911.
- [8] Yamada I, Takano K, Hangyo M, et al. Terahertz wire-grid

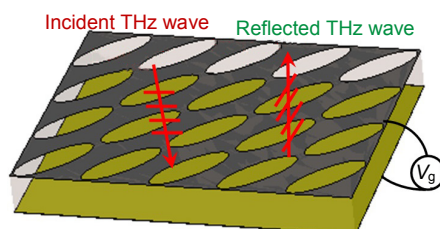


- polarizers with micrometer-pitch Al gratings[J]. *Optics Letters*, 2009, **34**(3): 274–276.
- [9] Liu Y M, Zhang X. Metamaterials: a new frontier of science and technology[J]. *Chemical Society Reviews*, 2011, **40**(5): 2494–2507.
- [10] Pu M B, Chen P, Wang Y Q, et al. Anisotropic meta-mirror for achromatic electromagnetic polarization manipulation[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, **102**(13): 131906.
- [11] Guo Y H, Yan L S, Pan W, et al. Achromatic polarization manipulation by dispersion management of anisotropic meta-mirror with dual-metasurface[J]. *Optics Express*, 2015, **23**(21): 27566–27575.
- [12] Guo Y H, Wang Y Q, Pu M B, et al. Dispersion management of anisotropic metamirror for super-octave bandwidth polarization conversion[J]. *Scientific Reports*, 2015, **5**: 8434.
- [13] Zhu J F, Li S F, Deng L, et al. Broadband tunable terahertz polarization converter based on a sinusoidally-slotted graphene metamaterial[J]. *Optical Materials Express*, 2018, **8**(5): 1164–1173.
- [14] Tang Y Z, Ma W Y, Wei Y H, et al. A tunable terahertz metamaterial and its sensing performance[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2017, **44**(4): 453–457.  
唐雨竹, 马文英, 魏耀华, 等. 一种旋转可调的太赫兹超材料及其实感特性[J]. *光电工程*, 2017, **44**(4): 453–457.
- [15] 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.
- [16] Chen M, Chang L Z, Gao X, et al. Wideband tunable cross polarization converter based on a graphene metasurface with a hollow-carved “H” array[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2017, **9**(5): 4601011.
- [17] Dai Y M, Ren W Z, Cai H B, et al. Realizing full visible spectrum metamaterial half-wave plates with patterned metal nanoarray/insulator/metal film structure[J]. *Optics Express*, 2014, **22**(7): 7465–7472.
- [18] Glybovski S B, Tretyakov S A, Belov P A, et al. Metasurfaces: from microwaves to visible[J]. *Physics Reports*, 2016, **634**: 1–72.
- [19] Cong L Q, Cao W, Zhang X Q, et al. A perfect metamaterial polarization rotator[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, **103**(17): 171107.
- [20] Cheng Y Z, Withayachumnankul W, Upadhyay A, et al. Ultra-broadband reflective polarization converter for terahertz waves[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, **105**(18): 181111.
- [21] 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.
- [22] Li C Y, Chang C C, Zhou Q L, et al. Resonance coupling and polarization conversion in terahertz metasurfaces with twisted split-ring resonator pairs[J]. *Optics Express*, 2017, **25**(21): 25842–25852.
- [23] Fu Y N, Zhang X Q, Zhao G Z, et al. A broadband polarization converter based on resonant ring in terahertz region[J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, **66**(18): 62–71.  
付亚男, 张新群, 赵国忠, 等. 基于谐振环的太赫兹宽带偏振转换器件研究[J]. *物理学报*, 2017, **66**(18): 62–71.
- [24] Zhao J C, Cheng Y Z, Cheng Z Z. Design of a photo-excited switchable broadband reflective linear polarization conversion metasurface for terahertz waves[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2018, **10**(1): 460210.
- [25] Geim A K. Graphene: status and prospects[J]. *Science*, 2009, **324**(5934): 1530–1534.
- [26] Hanson G W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene[J]. *Journal of Applied Physics*, 2008, **103**(6): 064302.
- [27] Geim A K, Novoselov K S. The rise of graphene[J]. *Nature Materials*, 2007, **6**(3): 183–191.
- [28] Gan C H, Chu H S, Li E P. Synthesis of highly confined surface Plasmon modes with doped graphene sheets in the midinfrared and terahertz frequencies[J]. *Physical Review B*, 2012, **85**(12): 125431.
- [29] Zhao J C, Cheng Y Z. A high-efficiency and broadband reflective 90° linear polarization rotator based on anisotropic metamaterial[J]. *Applied Physics B*, 2016, **122**(10): 255.
- [30] Fang C, Cheng Y Z, He Q Z, et al. Design of a wideband reflective linear polarization converter based on the ladder-shaped structure metasurface[J]. *Optik*, 2017, **137**: 148–155.
- [31] Xia R, Jing X F, Gui X C, et al. Broadband terahertz half-wave plate based on anisotropic polarization conversion metamaterials[J]. *Optical Materials Express*, 2017, **7**(3): 977–988.
- [32] Falkovsky L A. Optical properties of graphene[J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2008, **129**(1): 012004.
- [33] Huang M L, Cheng Y Z, Cheng Z Z, et al. Based on graphene tunable dual-band terahertz metamaterial absorber with wide-angle[J]. *Optics Communications*, 2018, **415**: 194–201.
- [34] Zhu B F, Ren G B, Zheng S W, et al. Nanoscale dielectric-graphene-dielectric tunable infrared waveguide with ultrahigh refractive indices[J]. *Optics Express*, 2013, **21**(14): 17089–17096.
- [35] Vakil A, Engheta N. Transformation optics using graphene[J]. *Science*, 2011, **332**(6035): 1291–1294.
- [36] Hao J M, Yuan Y, Ran L X, et al. Manipulating electromagnetic wave polarizations by anisotropic metamaterials[J]. *Physical Review Letters*, 2007, **99**(6): 063908.
- [37] 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.
- [38] Gao X, Han X, Cao W P, et al. Ultrawideband and high-efficiency linear polarization converter based on double V-shaped metasurface[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2015, **63**(8): 3522–3530.
- [39] Cheng Y Z, Fang C, Mao X S, et al. Design of an ultrabroadband and high-efficiency reflective linear polarization converter at optical frequency[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2016, **8**(6): 7805509.
- [40] Tang J Y, Xiao Z Y, Xu K K, et al. Cross polarization conversion based on a new chiral spiral slot structure in THz region[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2016, **48**(2): 111.
- [41] Li X, Ma X L, Luo X G. Principles and applications of metasurfaces with phase modulation[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2017, **44**(3): 255–275.  
李雄, 马晓亮, 罗先刚. 超表面相位调控原理及应用[J]. *光电工程*, 2017, **44**(3): 255–275.

# Broadband terahertz tunable metasurface linear polarization converter based on graphene

Zhang Hongtao, Cheng Yongzhi\*, Huang Mulin

School of Information Science and Engineering, Wuhan University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430081, China



The perspective views of the 3D array structure

**Overview:** In recent years, terahertz science and related technologies have emerged as one of the rapidly evolving technologies, and they have shown good application prospects in the fields of communication, imaging, sensing and non-destructive testing. These applications require not only efficient terahertz sources, but also high-performance terahertz devices such as modulators, polarization converters, and more. At present, there are relatively few materials in nature that can effectively manipulate terahertz waves, and the corresponding devices are quite scarce. In order to promote the application of terahertz technology in the above related fields, the effective regulation of terahertz waves is particularly important. Since many applications of terahertz waves are related to their polarization states, terahertz polarization converters that control polarization states have become an important research direction. Conventional terahertz polarization converters are usually made of materials based on grating structure and dispersion, and generally have problems such as narrow frequency band and low efficiency, which greatly limits the practical application range. Therefore, it is very important to design and prepare high performance terahertz polarization control devices. Because graphene has very good optical transparency, adjustable electromagnetic properties and high electron mobility, it can be widely used in the design of optoelectronic devices. In addition, the addition of a bias voltage to the graphene can change its Fermi level and electron relaxation time, thereby achieving dynamic adjustment of its electromagnetic properties. In this paper, a terahertz broadband tunable reflective linear polarization converter based on oval-shape-hollowed graphene metasurface is proposed and verified by simulation and Fabry-Perot multiple interference theory. Our designed metasurface model is similar to a sandwiched structure, which is consisted of the top layer of anisotropic elliptical perforated graphene structure, an intermediate dielectric layer and a metal groundplane. The simulation results show that when the given graphene relaxation time and Fermi energy are  $\tau=1$  ps and  $\mu_c=0.9$  eV, respectively, the polarization conversion rate (PCR) of the designed metasurface structure is over 90% in the frequency range of 0.98 THz~1.34 THz, and the relative bandwidth is 36.7%. In addition, at resonance frequencies of 1.04 THz and 1.29 THz, PCR is up to 99.8% and 97.7%, respectively, indicating that the metasurface we designed can convert incident vertical (horizontal) linearly polarized waves into reflected horizontal (vertical) linearly polarized waves. We used the Fabry-Perot multi-interference theory to further verify the metasurface model. The theoretical predictions are in good agreement with the numerical simulation results. In addition, the designed metasurface reflective linear polarization conversion characteristics can be dynamically adjusted by changing the Fermi energy and electron relaxation time of graphene. Therefore, our designed graphene-based tunable metasurface polarization converter is expected to have potential application value in terahertz communication, sensing and terahertz spectroscopy.

**Citation:** Zhang H T, Cheng Y Z, Huang M L. Broadband terahertz tunable metasurface linear polarization converter based on graphene[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2019, 46(8): 180519

Supported by the Science and Technology Research Project of Education Department of Hubei China (D20181107)

\* E-mail: chengyz@wust.edu.cn