

## 基于柔性超构材料宽带调控太赫兹波的偏振态\*

陈乐迪 范仁浩<sup>†</sup> 刘雨 唐贡惠 马中丽 彭茹雯<sup>‡</sup> 王牧<sup>††</sup>

(南京大学物理学院, 固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093)

(2022 年 4 月 24 日收到; 2022 年 5 月 10 日收到修改稿)

基于柔性超构材料从理论和实验两方面研究其对太赫兹波偏振态的宽带调控. 首先以空间对称性破缺的 L 型金属-介质-金属结构为基本单元, 构造出太赫兹手性超构材料. 当太赫兹波与其相互作用时会产生一系列电偶极子, 其时间响应可通过改变复合结构的几何参量来有效地调控, 进而实现太赫兹波从线偏振态到圆偏振态的宽带高效转换. 理论分析表明该手性超构材料中电偶极子的辐射随着入射角变化基本保持不变, 从而利用该太赫兹手性超构材料可以构造能产生圆偏振态的柔性太赫兹波片, 基于等效电路模型给出了该柔性太赫兹波片在弯曲情况下的工作原理. 实验上, 以柔性聚合物为介质层, 利用光刻等微加工技术制备出基于该超构材料的柔性太赫兹波片, 结果表明当线偏振太赫兹波入射到样品时, 该样品能够在 0.46—0.62 THz 宽带范围内实现由线偏振态到圆偏振态的高效转换, 同时在弯曲程度不同的情况下出射波均能保持稳定的圆偏振态. 这种基于柔性超构材料来宽带调控太赫兹波偏振态的方案将有望应用于 6G 通信、分子探测等领域.

**关键词:** 超构材料, 宽带圆偏振态, 太赫兹波, 柔性**PACS:** 78.67.Pt, 81.05.Xj, 42.25.Ja, 42.81.Gs**DOI:** 10.7498/aps.71.20220801

## 1 引言

随着第五代移动通信技术 (5G) 的大规模商用, 人们已经开始了对新一代的移动通信技术 (6G) 的探索和研究<sup>[1,2]</sup>. 6G 网络比 5G 要求更高的传输速率 (约 1 Tbps)、更低的延迟 ( $< 1$  ms)、更高的可靠性和安全性<sup>[3–5]</sup>, 这样的传输需求是传统微波频段难以满足的. 而太赫兹频谱范围是 0.1—10 THz, 和微波相比, 其频率更高、带宽更大、响应时间更短<sup>[6,7]</sup>, 可以满足日益增长的高速率、低延迟等技术需求, 因此太赫兹波通信技术被认为是 6G 通信的革命性技术<sup>[4,8–10]</sup>. 在卫星通信中, 电磁波的偏振信息对于通信过程是至关重要的, 线偏振波在传播过程中遇到散射常会引起偏振方向偏转, 这将导致

接收端电磁波与接收天线的偏振失配, 而利用圆偏振波通信可以有效缓解这样的传输干扰<sup>[11,12]</sup>. 目前, 具有圆偏振特性的各种高增益微波天线如贴片天线、偶极天线、反射阵列天线、螺旋天线等<sup>[13]</sup>已被报道可用于卫星通信. 然而, 在太赫兹波段设计能够精准控制圆偏振特性的天线仍然是具有挑战性的. 考虑到目前商用的太赫兹源所发射的一般是具有线偏振态的太赫兹波, 将线偏振态转换成圆偏振态来获得圆偏振太赫兹波将是一种有效的解决方案. 除此之外, 随着可穿戴式智能终端设备的日益增多<sup>[14–16]</sup>, 人们在研发通信设备的过程中需要考虑器件在弯曲过程中的性能变化, 从而研究能够实现圆偏振态调控的柔性太赫兹波片愈发必要.

目前, 利用传统天然材料来实现太赫兹波的偏振调控往往面临着带宽窄、体积大、不易弯曲变形

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61975078, 11974177) 和国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0303702) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: rhfan@nju.edu.cn

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: rwpeng@nju.edu.cn

<sup>††</sup> 通信作者. E-mail: muwang@nju.edu.cn

等缺点. 超构材料具有优异的电磁波操纵能力<sup>[17–20]</sup>, 能够克服这些缺点. 近年来, 人们基于超构材料已经实现了对太赫兹波偏振态的宽带调控<sup>[21–25]</sup>, 特别是基于各向异性超构材料或手性超构材料实现了对太赫兹波圆偏振态的宽带调控<sup>[26–28]</sup>, 这为太赫兹波通信技术的发展奠定了一定基础<sup>[29]</sup>. 如利用手性的金属双螺旋阵列, 借助单元结构内部共振和周期性的布拉格共振选择性地透过沿着螺旋轴方向的圆偏振光, 获得带宽超过 3 THz 的宽带圆偏振太赫兹波<sup>[26]</sup>; 利用夹在两层石英介质层中的非对称各向异性十字槽结构, 使得沿着正交方向产生两种非对称透射模式, 通过有效地调节模式的振幅和相位, 在 0.894–1.378 THz 范围产生椭圆率大于 0.8 的圆偏振太赫兹波<sup>[28]</sup>. 此外, 通过将相变材料、半导体材料、二维材料、液晶等集成到超构材料中, 人们还实现了对太赫兹波圆偏振态的动态调控<sup>[30–33]</sup>. 然而, 这些超构材料大都设计在刚性衬底上, 不能与可穿戴的柔性无线通信终端设备兼容, 因此人们开始考虑基于超构材料来设计具有一定弯曲能力的柔性太赫兹圆偏振调控器件<sup>[34,35]</sup>. 如利用两层金属线栅和三层柔性聚酰亚胺介电薄膜, 通过多层结构补偿相位延迟色散, 实现柔性宽带太赫兹四分之一波片, 在弯曲的情况下该柔性宽带太赫兹四分之一波片的性能与未弯曲情况相比变化不明显<sup>[34]</sup>. 然而, 这些工作只是实验上展示了弯曲情况下样品性能, 还没有从理论上解释弯曲情况下其偏振转换的物理实质. 为了给柔性宽带太赫兹波片的设计提供进一步的策略, 深入探讨柔性超构材料在弯曲情况下偏振转换的物理原理将是很有意义的.

本文以空间对称性破缺的 L 型金属-介质-金属结构为基本单元构造出柔性的太赫兹波片, 利用该柔性太赫兹波片实现宽带的太赫兹波从线偏振态到圆偏振态的转换. 基于等效电路模型从理论上给出该柔性太赫兹波片的工作原理, 并利用时域有限差分法进行数值计算, 进一步佐证这一结果. 实验上, 制备出基于手性金属超构材料的柔性太赫兹波片, 证实该柔性太赫兹波片在弯曲程度不同的情况下, 依然能够稳定地实现宽带太赫兹波从线偏振态到圆偏振态的转换.

## 2 结构设计与理论分析

本文设计的样品以空间对称性破缺的 L 型金

属-介质-金属结构为基本单元, 如图 1 所示. 顶层为太赫兹手性超构材料层, 由等臂长 L 型金属结构单元阵列构成, L 型结构臂长为  $l$ , 宽度为  $w$ ; 中间层为柔性的聚对苯二甲酸乙二醇酯 (polyethylene glycol terephthalate, PET) 介质层, 厚度为  $d$ ; 底层为足够厚的金属反射层. 当偏振方向沿  $y$  轴的线偏振太赫兹波以入射角  $\theta$  照射到样品表面时, 该样品将能实现太赫兹波从线偏振态到圆偏振态的高效转换, 如图 1(a) 所示, 其中,  $xyz$  坐标系是根据样品的几何结构而建立的,  $x'y'z'$  坐标系是根据出射波方向而建立的,  $y$  和  $y'$  方向一致且都垂直于  $xz$  平面. 该结构基于柔性聚合物材料制备, 因此适用于弯曲情况下的应用场景, 如图 1(c) 所示.

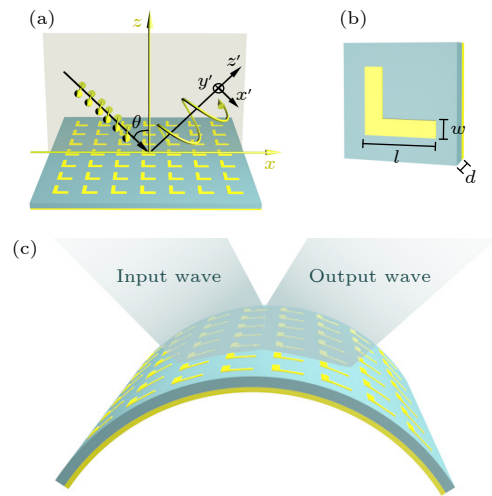


图 1 柔性宽带太赫兹波片示意图 (a) 未弯曲情形; (b) 单元结构; (c) 弯曲情形

Fig. 1. Schematic diagram of flexible broadband terahertz wave plate: (a) Wave plate without bending; (b) element structure; (c) wave plate under bending.

基于等效电路模型, 可以解释这种柔性的太赫兹手性超构材料实现宽带偏振转换的物理原理. 当偏振方向沿  $y$  轴的线偏振太赫兹波  $E_{\text{inc}}$  以入射角  $\theta$  斜入射到 L 型金属结构上, 太赫兹波与该手性超构材料相互作用, 产生一系列电偶极子. 对于每个单元, 用等效电感 ( $L$ ) 和电容 ( $C$ ) 表示沿  $x/y$  方向电偶极子, 用  $C'$  来表示两个电偶极子之间的耦合. 电偶极子共振会辐射电磁波, 因此在电路中还要引入辐射阻抗 ( $R_{\text{rad}}$ ). L 型结构每个臂长度为  $l$ , 施加在结构上的激发电偶极子共振的电场  $E_{\text{ext}}$  的分量用  $\begin{bmatrix} E_{\text{ext},x} \\ E_{\text{ext},y} \end{bmatrix}$  表示, 则在  $x$  和  $y$  方向上结构的感应电势分别为  $lE_{\text{ext},x}$  和  $lE_{\text{ext},y}$ , 故沿  $x$  和  $y$  方向有效电荷  $Q_x$  和  $Q_y$  的动态变化满足如下关系式<sup>[36–38]</sup>:

$$\begin{cases} L \frac{d^2 Q_x}{dt^2} + R_{\text{rad}} \frac{dQ_x}{dt} + \frac{Q_x}{C} = l E_{\text{ext},x} - \frac{Q_y}{C'}, \\ L \frac{d^2 Q_y}{dt^2} + R_{\text{rad}} \frac{dQ_y}{dt} + \frac{Q_y}{C} = l E_{\text{ext},y} - \frac{Q_x}{C'}. \end{cases} \quad (1)$$

$Q_x$  和  $Q_y$  均包含时间项  $e^{-i\omega t}$ , 由此可以解得

$$\begin{bmatrix} Q_x \\ Q_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 \\ \alpha_2 & \alpha_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\text{ext},x} \\ E_{\text{ext},y} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中,

$$\begin{cases} \alpha_1 = \frac{l}{2L(\omega_0^2 - \omega'^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)} \\ \quad + \frac{l}{2L(\omega_0^2 + \omega'^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}, \\ \alpha_2 = -\frac{l}{2L(\omega_0^2 - \omega'^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)} \\ \quad + \frac{l}{2L(\omega_0^2 + \omega'^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}, \end{cases} \quad (3)$$

这里,  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ ,  $\omega' = \frac{1}{\sqrt{LC'}}$ ,  $\gamma = \frac{R_{\text{rad}}}{L}$ . 通过改变复合结构中的几何尺寸和中介介质层的厚度可以有效地调控两个正交方向上电偶极子的时间响应, 以此控制出射波在两个正交方向上电场分量间的振幅比值和相位差<sup>[37]</sup>. L 型结构表面感应电流可以通过对  $Q_x$  和  $Q_y$  求微分得到, 基于麦克斯韦方程组可以求解得到辐射场  $\mathbf{E}_{\text{rad}}$  满足:

$$\mathbf{E}_{\text{rad}} = \boldsymbol{\sigma} \mathbf{E}_{\text{ext}}, \quad (4)$$

这里  $\boldsymbol{\sigma} = \frac{i\omega\mu_0 cl}{2A} \begin{bmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 \\ \alpha_2 & \alpha_1 \end{bmatrix}$ , 其中  $\mu_0$  是真空磁导率,  $c$  是真空中光速,  $A$  是单个结构单元的面积. 结构总的反射场  $\mathbf{E}_{\text{ref}}$  满足<sup>[38]</sup>:

$$\mathbf{E}_{\text{ref}} = -\mathbf{E}_{\text{inc}} + \mathbf{E}_{\text{rad}} \left( e^{-ik \frac{d}{\cos \theta}} - e^{ik \frac{d}{\cos \theta}} \right), \quad (5)$$

其中,  $-e^{ik \frac{d}{\cos \theta}} + e^{-ik \frac{d}{\cos \theta}}$  为 L 型结构层的辐射与其镜像的共轭关系项, 通过选择合适的几何结构参数, 共轭关系项  $-e^{ik \frac{d}{\cos \theta}} + e^{-ik \frac{d}{\cos \theta}}$  随频率的色散在一定范围内可以和辐射场项  $\mathbf{E}_{\text{rad}}$  的色散互相抵消<sup>[38]</sup>, 从而利用该结构可以实现宽带的偏振调控.

激发电偶极子共振的电场  $\mathbf{E}_{\text{ext}}$  是由入射场  $\mathbf{E}_{\text{inc}}$  和完美反射层的镜像场 (包括入射场  $\mathbf{E}_{\text{inc}}$  的镜像和 L 型结构层辐射场  $\mathbf{E}_{\text{rad}}$  的镜像) 叠加的结果, 它们之间满足关系式<sup>[38]</sup>:

$$\mathbf{E}_{\text{ext}} = \mathbf{E}_{\text{inc}} e^{-ik \frac{d}{\cos \theta}} - \mathbf{E}_{\text{inc}} e^{ik \frac{d}{\cos \theta}} - \mathbf{E}_{\text{rad}} e^{2ik \frac{d}{\cos \theta}}. \quad (6)$$

结合 (4) 式—(6) 式, 就能得到结构总的反射场与

入射场满足关系式:

$$\mathbf{E}_{\text{ref}} = \left[ \left( e^{-ik \frac{d}{\cos \theta}} - e^{ik \frac{d}{\cos \theta}} \right)^2 \left( \mathbf{I} + \boldsymbol{\sigma} e^{2ik \frac{d}{\cos \theta}} \right)^{-1} \boldsymbol{\sigma} - \mathbf{I} \right] \mathbf{E}_{\text{inc}}, \quad (7)$$

其中  $\mathbf{I}$  为单位矩阵. 当入射角  $\theta$  较小时, 考虑到  $d \ll \lambda$ , 共轭关系项的绝对值可以表示为

$$\begin{aligned} & \left| -e^{ik \frac{d}{\cos \theta}} + e^{-ik \frac{d}{\cos \theta}} \right| \\ &= 2 \left| \sin \left( \frac{kd}{\cos \theta} \right) \right| = 2 \left| \sin \left( \frac{2\pi}{\cos \theta} \frac{d}{\lambda} \right) \right|. \end{aligned} \quad (8)$$

可以看出当  $d \ll \lambda$  时,  $\left| -e^{ik \frac{d}{\cos \theta}} + e^{-ik \frac{d}{\cos \theta}} \right|$  的值随入射角  $\theta$  变化较小; 另外,  $e^{2ik \frac{d}{\cos \theta}} = e^{i \left( \frac{4\pi}{\cos \theta} \frac{d}{\lambda} \right)} \approx 1$ , 也随入射角变化不大. 本文中入射波为偏振方向沿  $y$  轴的线偏振太赫兹波, 其电场  $\mathbf{E}_{\text{inc}}$  与入射角无关, 根据 (7) 式, 可以分析出结构的反射场  $\mathbf{E}_{\text{ref}}$  随着入射角变化基本保持不变. 太赫兹波以各种入射角照射到未弯曲样品的效果叠加, 可以等效为太赫兹波与弯曲型样品的相互作用, 因此能够说明弯曲型样品的反射场随着入射角变化也将基本保持不变. 上述分析结果从理论上解释了该柔性超构材料在弯曲情况下偏振转换稳定性的来源.

为了进一步验证这种柔性太赫兹波片在不同入射角下的偏振转换的宽带特性和稳定性, 利用 FDTD Solutions 仿真软件对样品在线偏振太赫兹波以不同入射角照射下的情况进行模拟. 设 L 型结构单元厚度为 50 nm, 单元阵列沿  $x$  和  $y$  方向的周期均为 165  $\mu\text{m}$ ,  $l = 125 \mu\text{m}$ ,  $w = 35 \mu\text{m}$ , L 型结构中金属参数设为完美电导体 (perfect electric conductor, PEC), 因为其损耗在此波段几乎可以忽略; PET 介质层厚度为 38  $\mu\text{m}$ , 折射率设为 1.7, 该厚度下的 PET 介质层损耗对出射信号的影响很小, 可以忽略. 图 2(a) 和图 2(b) 给出了线偏振太赫兹波以不同角度入射时在结构上方 0.5  $\mu\text{m}$  处的电场分量  $E_z$  的强度和相位的分布. 可以看出  $E_z$  强度的分布基本不随入射角度的改变而改变, 并且 L 型结构两端电场  $E_z$  的相位始终保持有  $0.5\pi$  左右的差值, 因此出射波在较宽的入射角范围内均保持为圆偏振光. 分别计算了辐射场项  $|\mathbf{E}_{\text{rad}}|$  和共轭关系项  $\left| -e^{ik \frac{d}{\cos \theta}} + e^{-ik \frac{d}{\cos \theta}} \right|$  在不同入射角下随频率的色散关系, 如图 2(c) 所示, 计算结果表明在



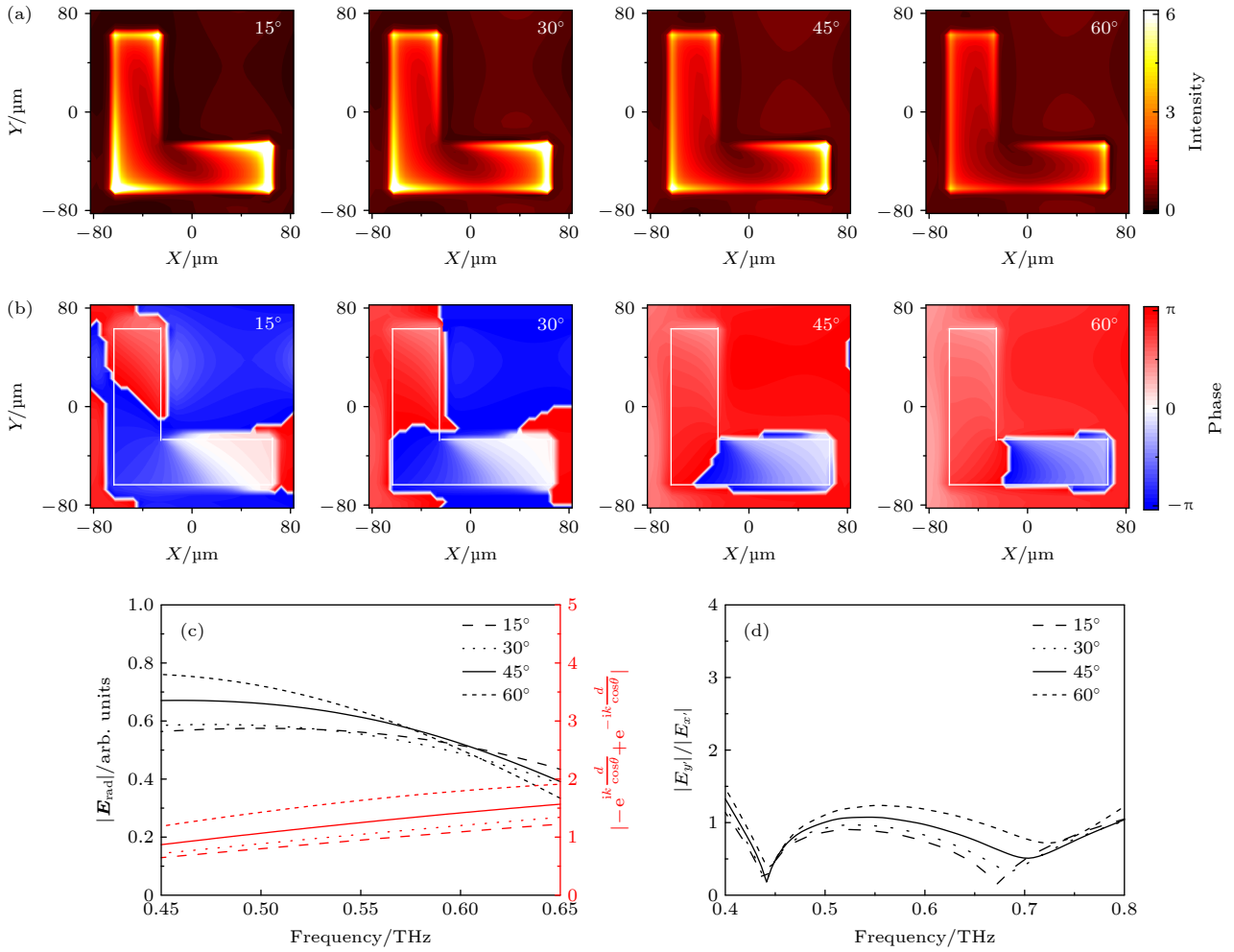


图2 宽带偏振转换物理原理的计算验证 (a), (b) 入射光频率为0.55 THz时, 不同入射角下计算的结构上方0.5  $\mu\text{m}$  处  $E_z$  分量的 (a) 强度分布图和 (b) 相位分布图; (c) 计算的不同入射角度下的辐射场项  $|E_{\text{rad}}|$  和共轭关系项  $\left| -e^{ik \frac{d}{\cos \theta}} + e^{-ik \frac{d}{\cos \theta}} \right|$  随频率的变化; (d) 计算的不同入射角度下  $|E_{y'}/|E_{x'}|$  随频率的变化

Fig. 2. Theoretical verification of the physical principle of broadband polarization conversion: Calculated (a) intensity distribution maps and (b) phase distribution diagrams of  $E_z$  component at 0.5  $\mu\text{m}$  above the structure at 0.55 THz with incident angles of 15°, 30°, 45°, 60°; (c) calculated radiation field term  $|E_{\text{rad}}|$  and the conjugate term  $\left| -e^{ik \frac{d}{\cos \theta}} + e^{-ik \frac{d}{\cos \theta}} \right|$  at different incident angles and frequencies; (d) calculated  $|E_{y'}/|E_{x'}|$  with different incident angles and frequencies.

0.46—0.62 THz 范围内, 辐射场项  $|E_{\text{rad}}|$  在不同入射角下都随着频率的增加而降低, 而共轭关系项  $\left| -e^{ik \frac{d}{\cos \theta}} + e^{-ik \frac{d}{\cos \theta}} \right|$  在不同入射角下都随着频率的增加而增加, 因此根据 (5) 式, 两项的色散在一定程度上可以互相抵消, 从而实现宽带的偏振转换. 另外还计算了线偏振太赫兹波以不同入射角照射到该结构上时得到的  $y'$  和  $x'$  方向电场分量的振幅比值  $|E_{y'}/|E_{x'}|$ , 如图 2(d) 所示, 宽带偏振转换效应发生在两共振模式之间振幅比值较平缓变化的频率区间. 此外, 该入射角度不敏感的特性与结构中的共振没有直接的关联, 这意味着这种入射角度不敏感性也可以拓展到其他结构中.

进一步地, 计算了线偏振太赫兹波以不同入射角照射到该结构上时得到的  $y'$  和  $x'$  方向电场分量间的振幅比值  $|E_{y'}/|E_{x'}|$  和相位差  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$ , 如图 3(a)—图 3(d) 所示. 从计算结果可以看出, 当入射角小于 60° 时, 振幅比值  $|E_{y'}/|E_{x'}|$  变化不明显. 即使在入射角为 60° 时, 在 0.46—0.62 THz 范围内, 最大振幅比值  $|E_{y'}/|E_{x'}|$  也不超过 1.32, 并且相位差  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  基本保持在  $-0.5\pi$ . 这说明在较宽的入射角度变化范围内,  $y'$  和  $x'$  方向电场分量的振幅比值和相位差都具有很好的宽带特性, 也就是说, 实现了在宽入射角范围内太赫兹波从线偏振态到圆偏振态的宽带转换, 进一步证实了这种柔性宽带太赫兹波片在弯曲时也能保持较好的偏振转换的稳定性.

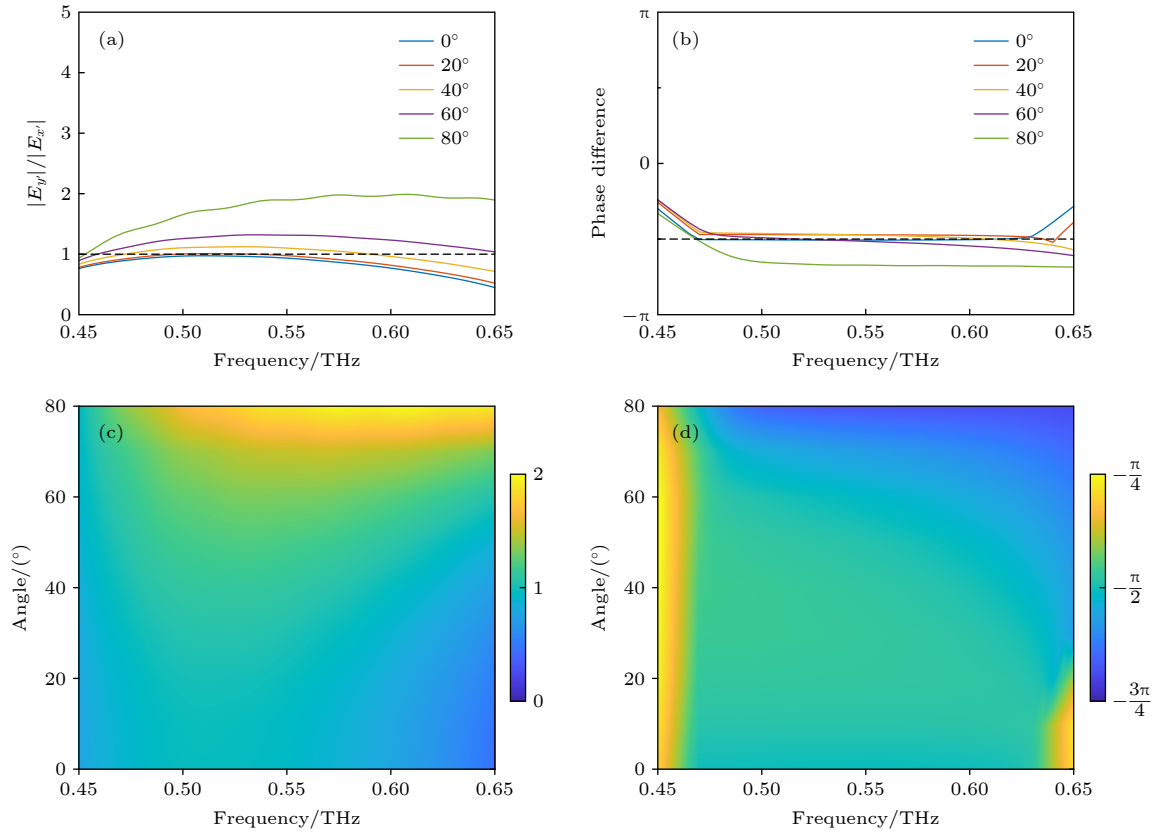


图 3 弯曲情况下出射波偏振转换的稳定性 (a), (b) 计算的在不同入射角度下的 (a)  $|E_y|/|E_x|$  和 (b)  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$ ; (c), (d) 计算的 (c)  $|E_y|/|E_x|$  和 (d)  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  随入射角和频率的变化关系

Fig. 3. Stability analysis on output polarization states of terahertz waves under bending: Calculated (a)  $|E_y|/|E_x|$  and (b)  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  at some different incident angles; calculated (c)  $|E_y|/|E_x|$  and (d)  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  at different incident angles and frequencies.

为了研究 L 型金属结构的尺寸对偏振态调控的影响, 固定其他参数不变, 分别计算了线偏振太赫兹波以  $45^\circ$  入射角照射到不同臂长  $l$  和宽度  $w$  的结构时, 出射信号中沿  $y'$  和  $x'$  方向电场分量的振幅比值  $|E_{y'}|/|E_{x'}|$  和相位差  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$ , 如图 4 所示. 改变结构臂长  $l$  将会明显改变共振所在的频率, 从而可以调整波片的工作区间, 如图 4(a) 和图 4(b) 所示, 不同频率点处电场分量的振幅比值会受到结构臂长的影响, 但电场分量的相位差值受到的影响很小. 如图 4(c) 和图 4(d) 所示, 改变结构宽度  $w$  对波片的性能影响则相对较小. 因此, 实验上制备样品时需要注意其结构尺寸, 尤其是 L 型结构臂长, 以此减小实验结果与理论设计之间的误差.

### 3 实验结果与分析

实验上通过光刻等微加工技术来制备样品. 首先准备了损耗几乎可以忽略的  $38\ \mu\text{m}$  厚的商用 PET 薄膜, 然后经历匀胶、光刻、显影、镀膜、除胶等一

系列过程, 在 PET 薄膜上表面制备出厚度为  $50\ \text{nm}$  金的 L 型结构单元阵列, 该阵列沿  $x$  和  $y$  方向的周期均为  $165\ \mu\text{m}$ , 单元结构中  $l = 125\ \mu\text{m}$ ,  $w = 35\ \mu\text{m}$ ; 随后在该 PET 薄膜背面镀上  $100\ \text{nm}$  厚的金膜作为完美反射层, 样品的光学照片如图 5(a) 所示. 利用太赫兹时域光谱仪对样品的光谱和偏振特性进行测量, 装置图如图 5(b) 所示, 借助反射镜使得太赫兹波以  $45^\circ$  斜入射到样品表面, 然后探测其反射波.

由于本实验中太赫兹时域光谱仪的探测天线只能探测  $y'$  方向的太赫兹波信号, 因此需要在探测天线前放置一个额外的线偏振片, 经过两次测量来提取  $x'$  方向电场的时域信号, 以此得到完整的出射波偏振信息. 其原理如下, 线偏振片传输矩阵为  $\begin{pmatrix} \cos^2\alpha & 1/2 \sin 2\alpha \\ 1/2 \sin 2\alpha & \sin^2\alpha \end{pmatrix}$ , 出射波表示为  $\begin{pmatrix} E_{x'}(t) \\ E_{y'}(t) \end{pmatrix}$ . 如当电磁波经过透光轴与  $y'$  轴夹角  $\alpha$  为  $45^\circ$  和  $-45^\circ$  的线偏振片时, 琼斯矩阵可分别表示为

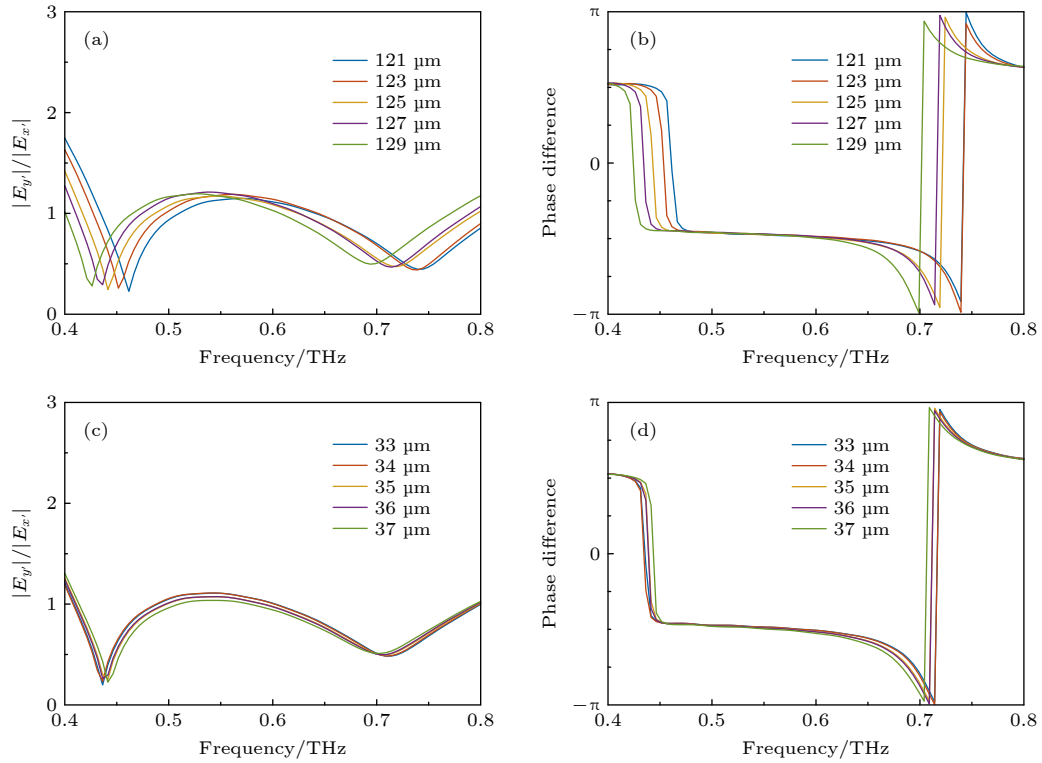


图 4 L 型金属结构尺寸对偏振调控的影响 (a), (b) 计算的在不同 L 型结构臂长  $l$  下的 (a)  $|E_{y'}|/|E_{x'}|$  和 (b)  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$ ; (c), (d) 计算的在不同 L 型结构宽度  $w$  下的 (c)  $|E_{y'}|/|E_{x'}|$  和 (d)  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$

Fig. 4. Effect of L-shaped structure size on polarization control: Calculated (a)  $|E_{y'}|/|E_{x'}|$  and (b)  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  with different  $l$ ; calculated (c)  $|E_{y'}|/|E_{x'}|$  and (d)  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  with different  $w$ .

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{+45^\circ}(t) &= \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/2 & 1/2 \\ 1/2 & 1/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x'}(t) \\ E_{y'}(t) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1/2 E_{x'}(t) + 1/2 E_{y'}(t) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{-45^\circ}(t) &= \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/2 & -1/2 \\ -1/2 & 1/2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x'}(t) \\ E_{y'}(t) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0 \\ -1/2 E_{x'}(t) + 1/2 E_{y'}(t) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (10)$$

化简可以得到  $\mathbf{E}_{x'}(t) = \mathbf{E}_{+45^\circ}(t) - \mathbf{E}_{-45^\circ}(t)$ ,  $\mathbf{E}_{y'}(t) = \mathbf{E}_{+45^\circ}(t) + \mathbf{E}_{-45^\circ}(t)$ , 其中  $\mathbf{E}_{\pm 45^\circ}(t)$  表示偏振片透光轴相对  $y'$  轴夹角  $\alpha$  分别为  $45^\circ$  或  $-45^\circ$  时测得的电场的时域信号. 电场的频域信号可以通过傅里叶变换得到.

首先测量样品未弯曲时的偏振转换性能. 图 5(c) 和图 5(d) 分别给出了样品未弯曲时线偏振片透光轴放置在相对  $y'$  轴  $45^\circ$  和  $-45^\circ$  时测得的时域谱. 图 5(e) 和图 5(f) 给出了根据图 5(c) 和图 5(d) 的时域谱数据提取出的  $y'$  和  $x'$  方向电场分量随频率变化的振

幅比值  $|E_{y'}|/|E_{x'}|$  和相位差  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$ , 可以看到, 在  $0.46\text{--}0.62\text{ THz}$  范围内,  $|E_{y'}|/|E_{x'}|$  基本保持在 1 附近,  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  基本保持在  $-0.5\pi$ , 表明出射的太赫兹波为右旋圆偏振态, 从而可以说明样品实现了太赫兹波从线偏振态到圆偏振态的转换. 利用 FDTD Solutions 软件对该结构的特性进行仿真模拟, 得到的  $y'$  和  $x'$  方向电场分量随频率变化的振幅比值和相位差信息如图 5(g) 和图 5(h) 所示, 与实验结果基本符合. 需要说明的是, 由于该样品的偏振转换性能非常依赖结构参数 (如图 4), 因此实验制备中微小的误差都可能带来实验结果和理论设计的较大差异, 从而需要很精确地制备样品.

接下来测量样品在不同弯曲程度下的偏振转换性能. 图 6(a) 给出了不同弯曲程度下样品的照片, 可以看到样品的柔韧性非常好, 几乎可以实现任意弯曲. 为了表述方便, 如图 6(b) 所示, 用曲率半径  $r$  来表示样品的弯曲程度, 曲率半径  $r$  与相关结构参数的关系式为  $h = r - r \cos[s/(2r)]$ , 其中弧长  $s$  为样品的总长度,  $h$  为弧高. 实验中测量了样品曲率半径  $r$  分别为  $0.71, 0.36, 0.24, 0.18, 0.14\text{ m}$

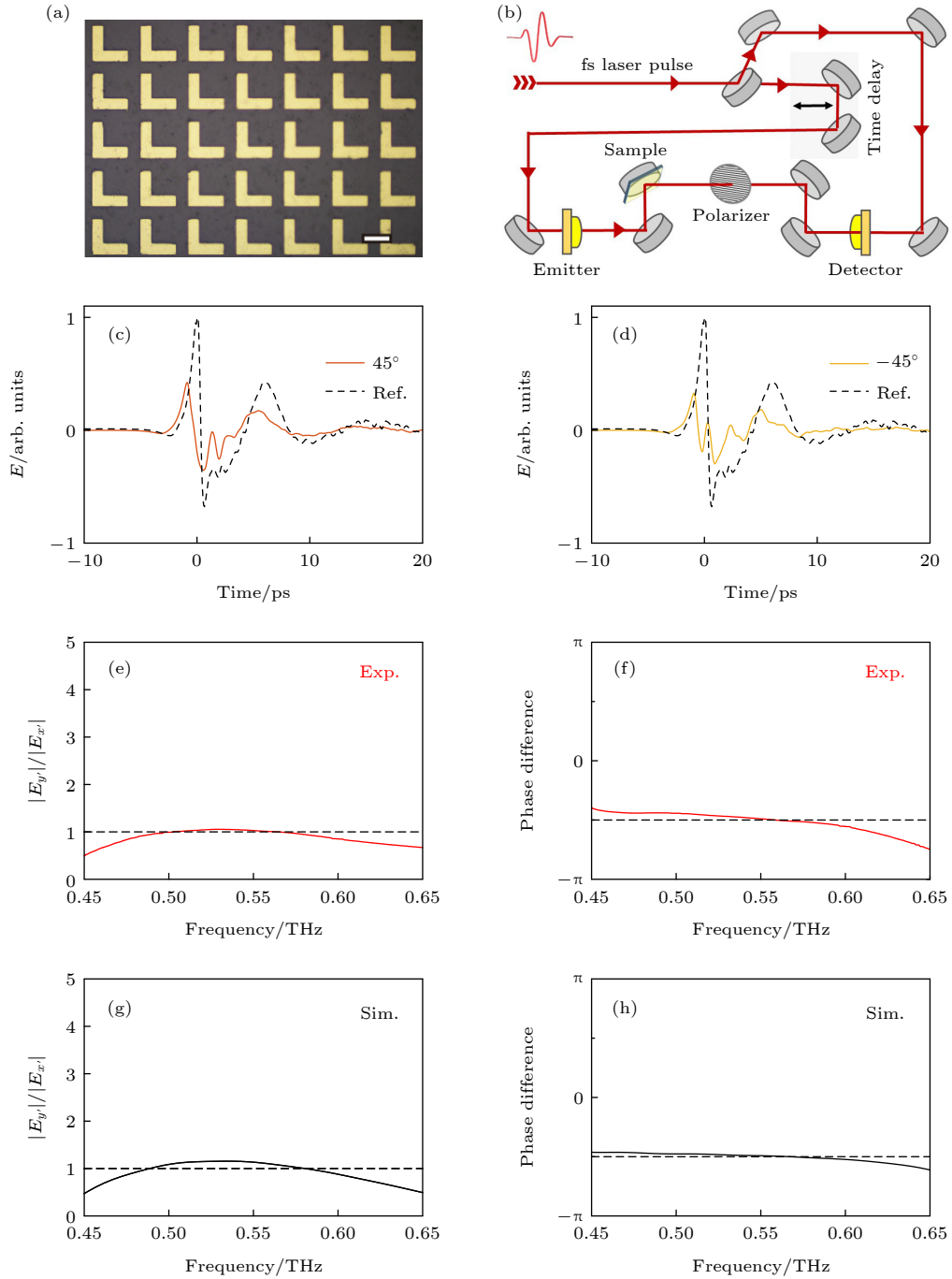


图 5 未弯曲时柔性太赫兹波片出射波偏振态的实验与计算结果 (a) 样品光学照片 (白标尺为  $100\ \mu\text{m}$ ); (b) 太赫兹时域光谱仪测量原理图; 线偏振片透光轴相对  $y'$  轴 (c)  $45^\circ$  和 (d)  $-45^\circ$  时测得的电场时域谱; 实验测得的随频率变化的 (e)  $|E_y|/|E_x|$  和 (f)  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$ ; 计算的随频率变化的 (g)  $|E_y|/|E_x|$  和 (h)  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$

Fig. 5. Measured and calculated polarization states of output waves of wave plate without bending: (a) Optical photograph of sample, white scale bar is  $100\ \mu\text{m}$ ; (b) schematic diagram of terahertz time-domain spectrometer; the time-domain spectrum of electric field measured with transmission axis of linear polarizer relative to  $y'$  axis (c)  $45^\circ$  and (d)  $-45^\circ$ ; measured (e)  $|E_y|/|E_x|$  and (f)  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  as a function of frequency; calculated (g)  $|E_y|/|E_x|$  and (h)  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  as a function of frequency.

时出射太赫兹波的偏振态, 图 6(c)—图 6(g) 是利用太赫兹时域光谱仪直接测得的时域谱, 其中橙色和黄色实线分别表示偏振片透光轴沿着与  $y$  轴呈  $45^\circ$  和  $-45^\circ$  夹角的方向时的时域谱, 黑色虚线表示

参考信号的时域谱, 即没有放置样品和线偏振片时测得的时域谱. 可以看出, 测量得到的时域信号强度随着样品的弯曲程度变大 (即样品的曲率半径减小) 而逐渐降低. 样品的时域信号峰值和参考信号

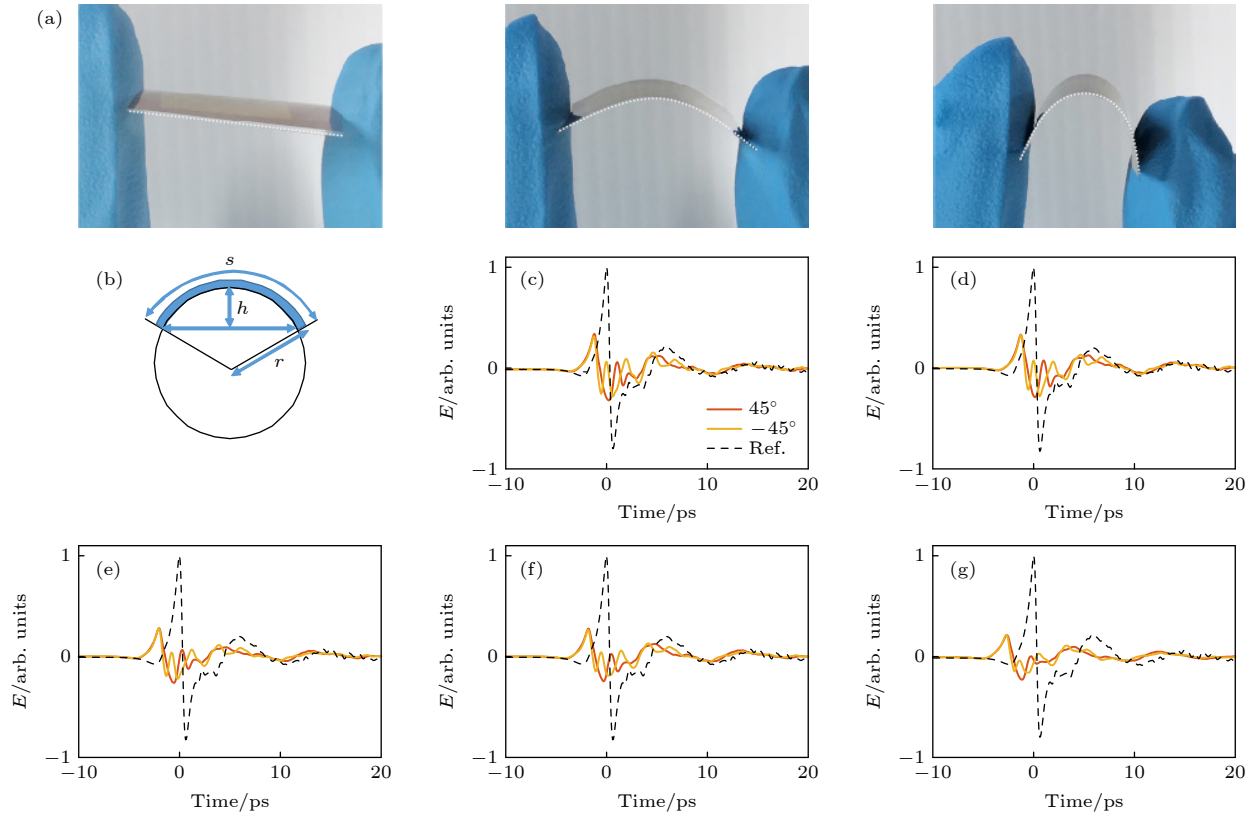


图6 不同弯曲程度下的太赫兹波时域谱测量结果 (a) 不同弯曲程度下拍摄的样品照片; (b) 曲率半径与相关结构参数的关系式示意图; 不同曲率半径下测量的太赫兹时域谱, 其中 (c)  $r = 0.71$  m, (d)  $r = 0.36$  m, (e)  $r = 0.24$  m, (f)  $r = 0.18$  m, (g)  $r = 0.14$  m

Fig. 6. Measured time domain results at different bending states: (a) Photographs at different bending states; (b) schematic diagram of the relationship between the radius of curvature and relevant structural parameters; the measured time-domain spectra under different curvature radius of (c)  $r = 0.71$  m, (d)  $r = 0.36$  m, (e)  $r = 0.24$  m, (f)  $r = 0.18$  m, (g)  $r = 0.14$  m.

峰值之间的相对位置偏移逐渐变大, 说明样品的时域信号与参考信号之间的光程差逐渐变大, 也表明了样品弯曲程度在逐渐变大.

将测量得到的样品时域信号进行傅里叶变换, 可以得到样品在不同曲率半径下出射波  $y'$  和  $x'$  方向电场分量振幅比值  $|E_{y'}|/|E_{x'}|$  随频率的变化关系. 图 7(a)—图 7(e) 分别给出了样品在曲率半径为  $r = 0.71$  m,  $r = 0.36$  m,  $r = 0.24$  m,  $r = 0.18$  m,  $r = 0.14$  m 的情况下, 出射波沿  $y'$  和  $x'$  方向的电场分量振幅比值  $|E_{y'}|/|E_{x'}|$  随频率的变化关系, 可以看到在 0.46—0.62 THz 范围内,  $|E_{y'}|/|E_{x'}|$  基本维持在 1 附近. 图 7(f) 给出了在 0.54 THz 处电场分量振幅比值  $|E_{y'}|/|E_{x'}|$  随曲率半径的变化关系, 可以看到  $|E_{y'}|/|E_{x'}|$  基本不变, 说明样品在弯曲过程中电场分量的振幅比值保持稳定.

除了获得前文中电场分量振幅之外, 还可以得到样品以不同曲率半径弯曲时出射波在  $y'$  和  $x'$  方

向电场分量相位差  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  随频率的变化关系. 图 8(a)—图 8(e) 分别给出了样品在曲率半径为  $r = 0.71$  m,  $r = 0.36$  m,  $r = 0.24$  m,  $r = 0.18$  m,  $r = 0.14$  m 的情况下, 出射波沿  $y'$  和  $x'$  方向的电场分量相位差  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  随频率的变化, 可以看到在 0.46—0.62 THz 范围内,  $y'$  和  $x'$  方向的电场分量相位差基本维持在  $-0.5\pi$  附近. 图 8(f) 给出了在 0.54 THz 处  $y'$  和  $x'$  方向的电场分量相位差  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  随曲率半径的变化, 可以看到  $y'$  和  $x'$  方向的电场分量相位差基本不变, 证明电场分量相位差在样品弯曲过程中保持了较好的稳定性; 再结合图 7(f) 中  $y'$  和  $x'$  方向的电场分量振幅比值基本维持在 1 附近的稳定性结果, 可以清晰地表明样品在弯曲情况下仍然能够保持出射波为右旋圆偏振态. 该右旋圆偏振态的太赫兹波再次通过一个  $45^\circ$  斜入射的反射镜, 也可以产生具有左旋圆偏振态的太赫兹波.



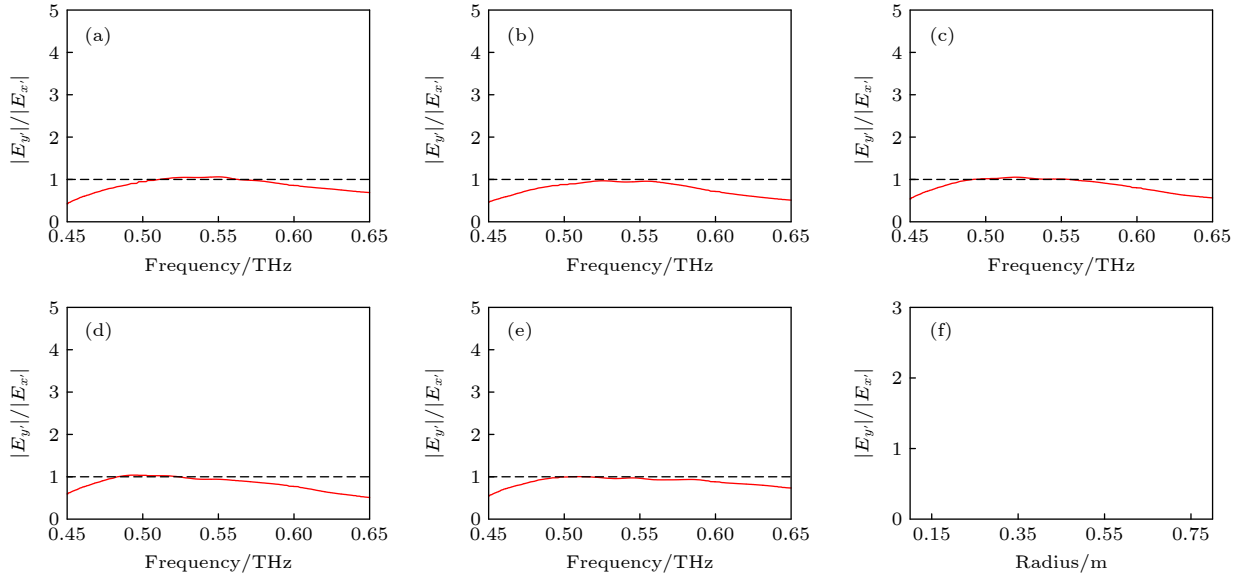


图 7 (a)–(e) 不同曲率半径下测量到的  $|E_y|/|E_x|$ , 其中 (a)  $r = 0.71$  m, (b)  $r = 0.36$  m, (c)  $r = 0.24$  m, (d)  $r = 0.18$  m, (e)  $r = 0.14$  m; (f) 在 0.54 THz 处  $|E_y|/|E_x|$  随弯曲曲率半径的变化关系

Fig. 7. Measured  $|E_y|/|E_x|$  under different curvature radius: (a)  $r = 0.71$  m; (b)  $r = 0.36$  m; (c)  $r = 0.24$  m; (d)  $r = 0.18$  m; (e)  $r = 0.14$  m. (f) Relationship between  $|E_y|/|E_x|$  and curvature radius at 0.54 THz.

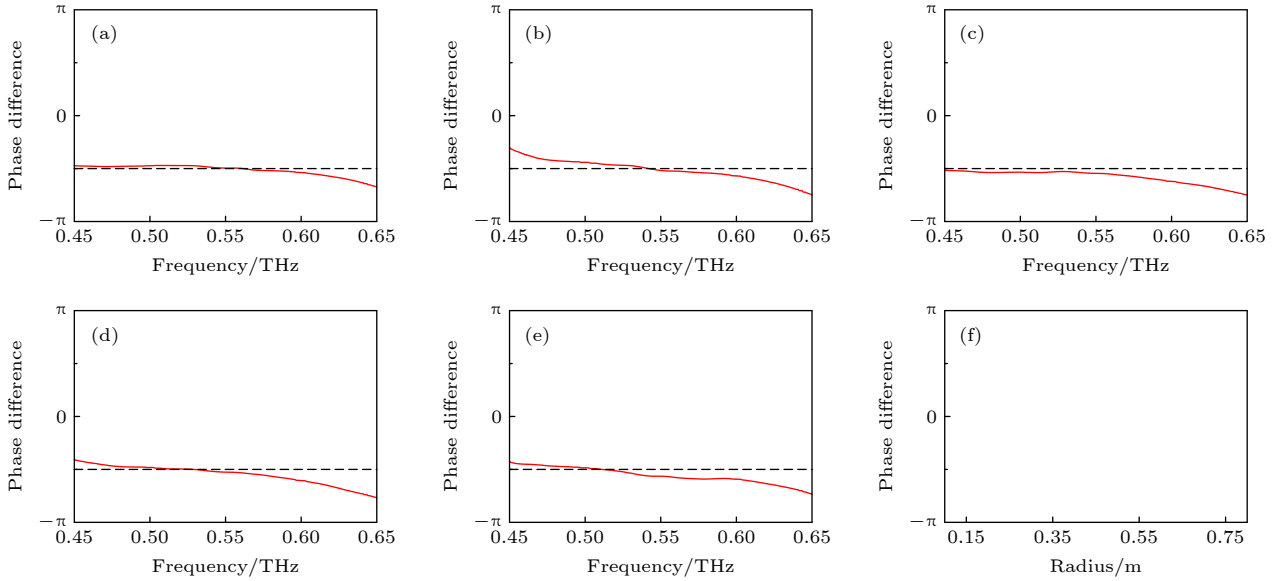


图 8 不同曲率半径下测量到的  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$ , 其中 (a)  $r = 0.71$  m, (b)  $r = 0.36$  m, (c)  $r = 0.24$  m, (d)  $r = 0.18$  m, (e)  $r = 0.14$  m; (f) 在 0.54 THz 处  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  随弯曲曲率半径的变化关系

Fig. 8. Measured  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  under different curvature radius: (a)  $r = 0.71$  m; (b)  $r = 0.36$  m; (c)  $r = 0.24$  m; (d)  $r = 0.18$  m; (e)  $r = 0.14$  m. (f) Relationship between  $\varphi_{y'} - \varphi_{x'}$  and curvature radius at 0.54 THz.

## 4 结 论

本文基于柔性超构材料实现了对太赫兹波偏振态的宽带调控. 首先, 以空间对称性破缺的 L 型金属-介质-金属结构为基本单元, 构造出手性的太赫兹超构材料, 并且基于等效电路模型从理论上给

出了该太赫兹手性超构材料实现宽带偏振调控的原理. 进一步地, 发现在入射角  $\theta$  小于  $60^\circ$  的情况下出射波的圆偏振性能对入射角基本不敏感. 考虑到太赫兹波与弯曲型样品的相互作用可以等效为太赫兹波以各种不同入射角同时照射到未弯曲的样品上, 通过叠加不同入射角情况下的出射信号得到了弯曲型样品的总出射电磁场, 最终给出了该柔

性样品在弯曲情况下的工作原理. 最后, 以柔性聚合物为介质层, 利用光刻等微加工技术制备出基于手性金属超构材料的柔性太赫兹波片, 实验结果表明线偏振太赫兹波通过弯曲程度不同的柔性样品, 在 0.46—0.62 THz 的频率范围内出射波在两个正交方向上的电场分量振幅比值基本维持在 1, 相位差始终维持在  $-0.5\pi$ , 实现了太赫兹波从线偏振态到圆偏振态的宽带转换, 并且出射波的圆偏振性能基本不受样品弯曲的影响. 这种能够精准控制圆偏振特性的柔性超构材料将有望应用于 6G 通信的可穿戴设备以及分子探测等领域.

## 参考文献

- [1] Yang P, Xiao Y, Xiao M, Li S 2019 *IEEE Network* **33** 70
- [2] Giordani M, Polese M, Mezzavilla M, Rangan S, Zorzi M 2020 *IEEE Commun. Mag.* **58** 55
- [3] Chowdhury M Z, Shahjalal M, Ahmed S, Jang Y M 2020 *IEEE Open J. Commun. Soc.* **1** 957
- [4] Akyildiz I F, Kak A, Nie S 2020 *IEEE Access* **8** 133995
- [5] Imoize A L, Adedeji O, Tandiya N, Shetty S 2021 *Sensors* **21** 1709
- [6] Ferguson B, Zhang X C 2002 *Nat. Mater.* **1** 26
- [7] Tonouchi M 2007 *Nat. Photonics* **1** 97
- [8] Nagatsuma T, Ducournau G, Renaud C C 2016 *Nat. Photonics* **10** 371
- [9] Yang Y, Yamagami Y, Yu X, Pitchappa P, Webber J, Zhang B, Fujita M, Nagatsuma T, Singh R 2020 *Nat. Photonics* **14** 446
- [10] Yang F, Pitchappa P, Wang N 2022 *Micromachines* **13** 285
- [11] Martinez-Lopez L, Rodriguez-Cuevas J, Martinez-Lopez J I, Martynyuk A E 2014 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **13** 153
- [12] Hossain T M, Mirza H, Soh P J, Jamlos M F, Sheikh R A, Al-Hadi A A, Akkaraekthalin P 2019 *IEEE Access* **7** 149262
- [13] Lokman A H, Soh P J, Azemi S N, et al. 2017 *Int. J. Antennas Propag.* **2017** 4940656
- [14] Paracha K N, Rahim S K A, Soh P J, Khalily M 2019 *IEEE Access* **7** 56694
- [15] Li J, Zhang L, Zhang M, Su H, Li I L, Ruan S, Liang H 2020 *Adv. Opt. Mater.* **8** 2000068
- [16] Sayem A S M, Simorangkir R B V B, Esselle K P, Lalbakhsh A, Gawade D R, O'Flynn B, Buckley J L 2022 *Sensors* **22** 1276
- [17] Wen D D, Yue F Y, Liu W W, Chen S Q, Chen X Z 2018 *Adv. Opt. Mater.* **6** 1800348
- [18] Niu X X, Hu X Y, Chu S S, Gong Q H 2018 *Adv. Opt. Mater.* **6** 1701292
- [19] Che Y H, Wang X T, Song Q H, Zhu Y B, Xiao S M 2020 *Nanophotonics* **9** 4407
- [20] Fan R H, Xiong B, Peng R W, Wang M 2020 *Adv. Mater.* **32** 1904646
- [21] Grady N K, Heyes J E, Chowdhury D R, Zeng Y, Reiten M T, Azad A K, Taylor A J, Dalvit D A R, Chen H T 2013 *Science* **340** 1304
- [22] Fan R H, Zhou Y, Ren X P, Peng R W, Jiang S C, Xu D H, Xiong X, Huang X R, Wang M 2015 *Adv. Mater.* **27** 1201
- [23] Yang L, Fan F, Chen M, Zhang X Z, Chang S J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 080702 (in Chinese) [杨磊, 范飞, 陈猛, 张选洲, 常胜江 2016 物理学报 **65** 080702]
- [24] Fu Y N, Zhang X Q, Zhao G Z, Li Y H, Yu J Y 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 180701 (in Chinese) [付亚男, 张新群, 赵国忠, 李永花, 于佳怡 2017 物理学报 **66** 180701]
- [25] Cheng Y, Zhu X, Li J, Chen F, Luo H, Wu L 2021 *Physica E* **134** 114893
- [26] Li S X, Yang Z Y, Wang J, Zhao M 2011 *J. Opt. Soc. Am. A* **28** 19
- [27] Yu Y, Yang Z Y, Zhao M, Lu P X 2011 *J. Opt.* **13** 055104
- [28] Pan W, Ren X, Chen Q, Wang X 2019 *Optoelectron. Lett.* **15** 352
- [29] Li Z, Pan J, Hu H, Zhu H 2022 *Adv. Electron. Mater.* **8** 2100978
- [30] Zhang S, Zhou J, Park Y S, Rho J, Singh R, Nam S, Azad A K, Chen H T, Yin X, Taylor A J, Zhang X 2012 *Nat. Commun.* **3** 942
- [31] Wang D, Zhang L, Gu Y, Mehmood M Q, Gong Y, Srivastava A, Jian L, Venkatesan T, Qiu C W, Hong M 2015 *Sci. Rep.* **5** 15020
- [32] Vasić B, Zografopoulos D C, Isić G, Beccherelli R, Gajić R 2017 *Nanotechnology* **28** 124002
- [33] Fu Y, Wang Y, Yang G, Qiao Q, Liu Y 2021 *Opt. Express* **29** 13373
- [34] Cong L Q, Xu N N, Gu J Q, Singh R, Han J G, Zhang W L 2014 *Laser Photonics Rev.* **8** 626
- [35] Sonsilphong A, Gutruf P, Withayachumnankul W, Abbott D, Bhaskaran M, Sriram S, Wongkasem N 2015 *J. Opt.* **17** 085101
- [36] Baena J D, Bonache J, Martín F, Sillero R M, Falcone F, Lopetegui T, Laso M A G, García-García J, Gil I, Portillo M F, Sorolla M 2005 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **53** 1451
- [37] Jiang S C, Xiong X, Sarriugarte P, Jiang S W, Yin X B, Wang Y, Peng R W, Wu D, Hillenbrand R, Zhang X, Wang M 2013 *Phys. Rev. B* **88** 161104
- [38] Jiang S C, Xiong X, Hu Y S, Hu Y H, Ma G B, Peng R W, Sun C, Wang M 2014 *Phys. Rev. X* **4** 021026

# Broadband modulation of terahertz wave polarization states with flexible metamaterial<sup>\*</sup>

Chen Le-Di   Fan Ren-Hao<sup>†</sup>   Liu Yu   Tang Gong-Hui  
Ma Zhong-Li   Peng Ru-Wen<sup>‡</sup>   Wang Mu<sup>††</sup>

(National Laboratory of Solid State Microstructures, School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

( Received 24 April 2022; revised manuscript received 10 May 2022 )

## Abstract

In this work, we study the broadband manipulation of polarization states of terahertz (THz) waves with flexible metamaterial both theoretically and experimentally. Firstly, we construct a chiral THz metamaterial with asymmetric L-shaped metal-dielectric-metal structure, generating a series of electric dipoles via its interacting with terahertz waves. By changing the geometric parameters of the structure, the time responses of the electric dipoles in the two orthogonal directions are effectively modulated. Consequently, the chiral metamaterial efficiently converts linearly polarized terahertz wave into a circularly polarized one. The radiation of the metamaterial remains almost unaffected by the changing of the incident angle, which indicates that this chiral metamaterial can be used to realize a flexible terahertz circularly-polarized wave plate. Further, we present the working principle of this flexible terahertz circularly-polarized wave plate at the bending state based on the equivalent circuit model. Moreover, we fabricate a flexible metamaterial wave plate by using polymers as the dielectric layer. When the linearly polarized light is incident on the metamaterial, the circularly polarized output can be achieved in a wide frequency range of 0.46–0.62 THz. The polarization conversion remains quite stable even if the sample is bent. This flexible terahertz metamaterial wave plate is expected to be applied to 6G communication, molecular detection, etc.

**Keywords:** metamaterials, broadband circular polarization, terahertz waves, flexible

**PACS:** 78.67.Pt, 81.05.Xj, 42.25.Ja, 42.81.Gs

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220801

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61975078, 11974177) and the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0303702).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [rhfan@nju.edu.cn](mailto:rhfan@nju.edu.cn)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [rwpeng@nju.edu.cn](mailto:rwpeng@nju.edu.cn)

<sup>††</sup> Corresponding author. E-mail: [muwang@nju.edu.cn](mailto:muwang@nju.edu.cn)

## 基于柔性超构材料宽带调控太赫兹波的偏振态

陈乐迪 范仁浩 刘雨 唐贡惠 马中丽 彭茹雯 王牧

## Broadband modulation of terahertz wave polarization states with flexible metamaterial

Chen Le-Di Fan Ren-Hao Liu Yu Tang Gong-Hui Ma Zhong-Li Peng Ru-Wen Wang Mu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 187802 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220801

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220801>

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

#### 太赫兹波生物效应

Biological effects of terahertz waves

物理学报. 2021, 70(24): 240701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211996>

#### 基于超构材料的Cherenkov辐射

Cherenkov radiation based on metamaterials

物理学报. 2020, 69(15): 154103 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200260>

#### 基于双开口金属环的太赫兹超材料吸波体传感器

Double-opening metal ring based terahertz metamaterial absorber sensor

物理学报. 2022, 71(10): 108701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212303>

#### 基于石墨烯编码超构材料的太赫兹波束多功能动态调控

Dynamic multifunctional control of terahertz beam based on graphene coding metamaterial

物理学报. 2018, 67(11): 118102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180125>

#### 基于超材料的可调谐的太赫兹波宽频吸收器

Tunable terahertz wave broadband absorber based on metamaterial

物理学报. 2019, 68(24): 247802 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191216>

#### 柔性无机铁电薄膜的制备及其应用

Fabrication and applications of flexible inorganic ferroelectric thin films

物理学报. 2020, 69(21): 217708 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201365>