

光栅-液晶复合结构太赫兹移相器

龙 洁, 李九生*

中国计量大学太赫兹研究所, 浙江 杭州 310018

摘 要 随着太赫兹技术及其应用的快速发展, 各类太赫兹控制器件需求也随之增加, 作为太赫兹系统重要器件之一, 太赫兹波移相器成为当前研究热点。已有移相器存在着尺寸较大、结构复杂、相移量较小等问题, 为克服上述缺陷, 提出一种光栅-液晶复合结构太赫兹移相器, 该器件结构为石英、石墨烯、液晶盒、光栅结构、石墨烯和石英组成。通过改变石墨烯电极上电压, 使液晶折射率发生改变, 移相器的相位因折射率改变而发生变化, 通过控制外加电压可以实现对太赫兹波相移量有效调控。计算结果表明, 该移相器在 0.39~0.46 THz 频率范围内实现了 400°相移量, 回波损耗小于-11 dB, 在频率 0.43 THz 处, 最大相移量达到 422°。太赫兹波入射角在 0°~30°范围内变化, 移相器的相移量保持不变, 而且该器件对入射太赫兹波偏振态不敏感。所设计的太赫兹移相器具有相移量大、结构尺寸小等优点, 在未来的太赫兹通信、安检、医疗、传感、成像等领域中具有广阔的应用前景。

关键词 石墨烯; 太赫兹; 动态调控; 移相器

中图分类号: O436.2 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3964/j.issn.1000-0593(2021)09-2717-06

引 言

近年来, 随着太赫兹技术及其应用的快速发展, 各类太赫兹控制器件需求也随之增加, 其中包括太赫兹开关^[1]、太赫兹分束器^[2]、太赫兹吸收器^[3]、太赫兹调制器^[4]和太赫兹滤波器^[5]等。作为太赫兹系统重要器件之一, 太赫兹波移相器成为当前研究热点。2004年, Chen^[6]等提出一种在液晶盒内部嵌入金属条形结构的太赫兹移相器, 室温下可实现 4.07°相移量。2014年, Yang^[7]等提出了一种以氧化锡作为电极材料透射型太赫兹移相器, 该移相器能够在 5.66 V 的电压下实现 90°相移。2016年, Fan^[8]等提出了一种将液晶填充于石英基底的太赫兹移相器, 该移相器在 0.2~1 THz 频段能产生 270°相移。2017年, Chodorow 等^[9]提出在氧化锡电极上构造光栅结构太赫兹移相器可实现 180°相移量。2018年, Xia^[10]等研究在石英基板上印刷两个长度不等的偶极子来构造一种反射式太赫兹移相器, 该移相器可实现最大相移量 331°。2016年, Du^[11]等提出一种由石英层、电极层、E7 液晶层、电极层、石英层组成的电控太赫兹移相器, 实现 129.4°相移量。2019年, Kuo 等^[12]提出以 CMOS 电路驱动电压设计透射式太赫兹移相器, 实现 360°相移。已有移相器

存在着尺寸较大、结构复杂、相移量较小等问题, 为克服上述缺陷, 本文设计了一种光栅-液晶复合结构太赫兹移相器, 在液晶盒底部嵌入硅光栅结构, 在频率 0.39~0.46 THz 范围内实现 400°相移量, 回波损耗均小于-11 dB, 其中在频率 0.43 THz 处获得 422°相移量, 在太赫兹波入射角 0°~30°内对太赫兹移相器的相移量没有影响, 并且该器件对入射太赫兹波的偏振不敏感。该太赫兹移相器具有器件结构尺寸小, 相移量大, 便于调控等优点, 在未来太赫兹通信、安检、医疗、传感、成像等领域中有广阔的应用前景。

1 实验部分

提出太赫兹移相器三维结构如图 1(a)所示, 器件从上到下依次为石英层、石墨烯电极层、液晶盒、硅光栅结构层以及石墨烯电极层和石英层。其中硅光栅结构分布在液晶盒底层, 光栅结构层所用材料为高阻硅, 相对介电常数为 $\epsilon_1 = 11.9$, 高度为 $h_1 = 20 \mu\text{m}$ 。二氧化硅材料的相对介电常数为 $\epsilon_0 = 3.9$, 厚度为 $h_0 = 260 \mu\text{m}$, 液晶盒高度 $h_2 = 20 \mu\text{m}$ 。液晶盒上下表面的石墨烯层作为电极。液晶盒底部的周期性硅光栅层结构图如图 1(b)所示。

收稿日期: 2020-08-26, 修订日期: 2020-12-12

基金项目: 国家自然科学基金项目(61871355, 61831012)资助

作者简介: 龙 洁, 1995年生, 中国计量大学太赫兹研究所硕士研究生 e-mail: 702289460@qq.com

* 通讯作者 e-mail: jshli@126.com

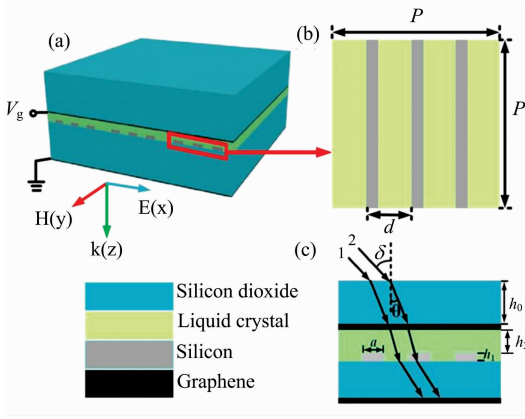


图 1 太赫兹移相器

(a): 三维结构示意图; (b): 底层硅光栅结构示意图;
(c): 太赫兹波在太赫兹移相器中传输模型

Fig. 1 Schematic diagram of terahertz phase shifter

(a): Three-dimensional diagram; (b): Two-dimensional diagram of the bottom silicon grating; (c): Terahertz wave transmission model in the terahertz phase shifter

当太赫兹波入射到所设计的移相器结构时, 液晶盒下部分布的周期性硅光栅起到了分光作用, 因而不同衍射级上出现亮暗条纹, 并且在相邻光束之间产生相位差。不考虑介质层吸收和石墨烯电极的厚度, 液晶盒下部分布的周期性硅光栅物理模型如图 1(c) 所示。当太赫兹波沿着光线 1 透过光栅结构所产生的相位延迟可以表示为

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon} \frac{h_0 + h_1 + h_2}{\cos\theta} - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{h_0 + h_1 + h_2}{\cos\delta} \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} (h_0 + h_1 + h_2) \left(\frac{\sqrt{\epsilon}}{\cos\theta} - \frac{1}{\cos\delta} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

式(1)中, λ 为入射太赫兹波波长, ϵ 为液晶材料等效介电常数, δ 为入射角, θ 为折射角, $\cos\delta = \sqrt{1 - \sin^2\theta/\epsilon}$ 。当太赫兹波沿着光线 2 透过光栅结构所产生相位延迟可以表示为

$$\begin{aligned} \varphi_2 &= \frac{2\pi}{\lambda} \frac{h_1}{\cos\delta} + \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon} \frac{h_0}{\cos\theta} - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{h_0 + h_1 + h_2}{\cos\delta} \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} (h_0 + h_2) \left(\frac{\sqrt{\epsilon}}{\cos\theta} - \frac{1}{\cos\delta} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

可以得到太赫兹波沿着光线 1 和光线 2 所产生相位差为

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} h_1 \left(\frac{\sqrt{\epsilon}}{\cos\theta} - \frac{1}{\cos\delta} \right) \quad (3)$$

光栅结构透过率可以通过式(4)计算得到

$$t(x) = \begin{cases} e^{i\varphi_1}, & (l-1)d < x < la \\ e^{i\varphi_2}, & la < x < dl \end{cases} \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

式(4)中, $t(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{imKx}$, 衍射级数 $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $K = 2\pi/d$ 代表光栅矢量大小。当单位振幅太赫兹波以 δ 角入射到光栅上, 则照明函数为 $e(x) = e^{i2\pi f_0 x}$, 式中 $f_0 = \sin\delta/\lambda$, 此时光栅下表面处的光振动分布式为

$$U_1(x) = t(x)e(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{i2\pi(f_0 + \frac{m}{\lambda})x} \quad (5)$$

式(5)中, $c_m = \frac{1}{d} \int_0^d t(x) e^{-imKx} dx$, 对式(5)进行傅里叶变换得到

$$U_2(f_x) = F.T. \{U_1(x)\} = F.T. \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{2\pi i(f_0 + \frac{m}{\lambda})x} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m \delta\left(f_x - f_0 - \frac{m}{d}\right) \quad (6)$$

式(6)中, $f_x = \sin\theta/\lambda$, 各级太赫兹波通过该结构的衍射效率表达式可表示为

$$\eta_m = U_2(f_x) * U_2(f_x) = |c_m|^2 \quad (7)$$

太赫兹波通过该光栅结构衍射效率可以表示为^[13]

$$\begin{cases} \eta_0 = 1 - 2\rho(1-\rho)(1-\cos\Delta\varphi) \\ \eta_{m>0} = \frac{1}{m^2\pi^2}(1-\cos\Delta\varphi)(1-\cos 2m\rho\pi) \end{cases} \quad (8)$$

式(8)中, ρ 为占空比 $\rho = a/d$ 。

2 结果与讨论

本文所采用的液晶材料为 GT3-23001, 未加电状态下液晶介电常数记为 ϵ_{\perp} , 加电状态下液晶介电常数记为 ϵ_{\parallel} , 具体取值为 $\epsilon_{\perp} = 2.47$, $\tan\delta_{\perp} = 0.03$, $\epsilon_{\parallel} = 3.26$, $\tan\delta_{\parallel} = 0.02$ 。图 2 为不同光栅周期下太赫兹波衍射效率。当光栅常数 $d = 60 \mu\text{m}$ 时, 衍射效率曲线关于第 0 衍射级呈对称分布, 在第 0 衍射级的衍射效率最高, 达到了 99.8%。在 ± 5 衍射级达到 80% 衍射效率, 在 ± 2 衍射级、 ± 4 衍射级、 ± 6 衍射级、 ± 8 衍射级、 ± 10 衍射级时这几个偶数级衍射效率为 0。在第 ± 1 衍射级、 ± 3 衍射级、 ± 7 衍射级、 ± 9 衍射级产生较小衍射峰, 超过 ± 10 衍射级的高衍射级太赫兹波衍射效率均为 0。随着光栅常数的增大, 衍射曲线总体分布特征并未改变, 而各衍射级太赫兹波衍射效率有不同程度增加。

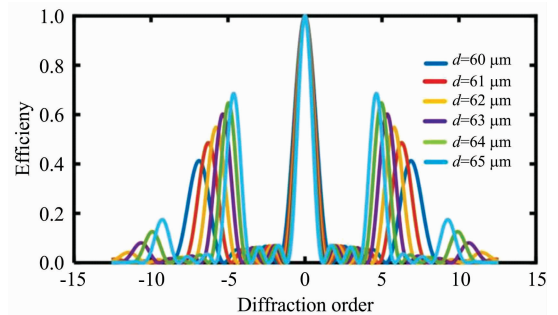


图 2 不同光栅常数下太赫兹波衍射效率

Fig. 2 Terahertz waves diffraction efficiency under different grating constants

为了探究不同光栅常数下太赫兹波通过所设计结构的衍射效率规律, 本文计算了光栅常数为 $d = 60 \mu\text{m}$, $d = 61 \mu\text{m}$, $d = 62 \mu\text{m}$, $d = 63 \mu\text{m}$, $d = 64 \mu\text{m}$ 和 $d = 65 \mu\text{m}$ 时太赫兹波衍射强度如图 3(a)–(f) 所示。当光栅常数在 $60 \sim 65 \mu\text{m}$ 范围内变化时, 太赫兹波衍射强度最强的位置均集中在第 0 衍射级, 此时衍射效率最高, 在 ± 5 衍射级太赫兹波衍射强度

较强, 且在该衍射级边缘出现两种不同强度的光斑, 这是因为光栅结构起到了分光作用。在第±2 衍射级、第±4 衍射级、第±6 衍射级、第±8 衍射级、第±10 衍射级这几个偶

数级和超过±10 的高衍射级时, 太赫兹波衍射强度最弱, 对应衍射效果最差。

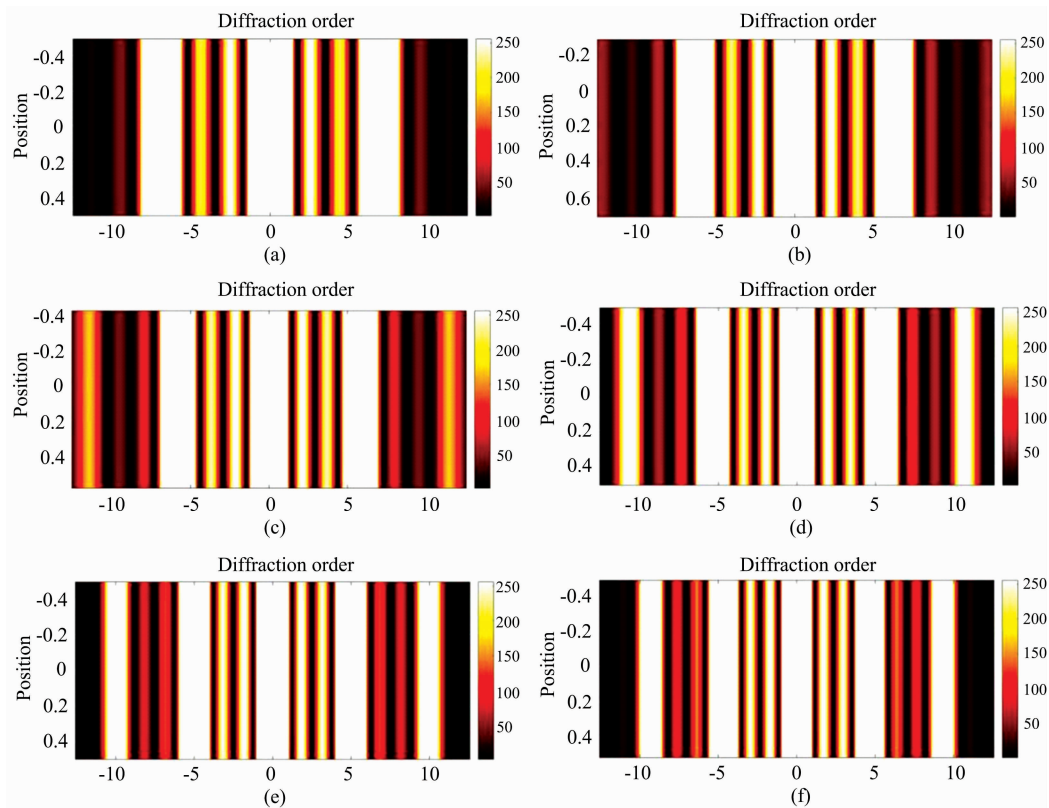


图 3 不同光栅常数下太赫兹波衍射强度

(a): $d=60 \mu\text{m}$; (b): $d=61 \mu\text{m}$; (c): $d=62 \mu\text{m}$; (d): $d=63 \mu\text{m}$; (e): $d=64 \mu\text{m}$; (f): $d=65 \mu\text{m}$

Fig. 3 Terahertz diffraction intensity at different grating constants

(a): $d=60 \mu\text{m}$; (b): $d=61 \mu\text{m}$; (c): $d=62 \mu\text{m}$; (d): $d=63 \mu\text{m}$; (e): $d=64 \mu\text{m}$; (f): $d=65 \mu\text{m}$

不同液晶材料介电常数 $\epsilon_{\perp} = 2.47$ (无外加电场) 和 $\epsilon_{\parallel} = 3.26$ (有外加电场) 太赫兹波通过移相器衍射效率如图 4 所示, 与之对应的太赫兹波衍射强度如图 5。从图 4 中可以发现, 衍射效率最高的点集中在 0 衍射级。当加电时达到临界介电常数之后, 在第 4 和 -4 衍射级中出现了高达 80% 衍射效率, 太赫兹波入射到光栅结构且发生衍射之后主要的能量一直集中在第 0 级衍射光斑中。由于液晶材料具有各向异性, 在未加电时液晶微粒的光轴无序排列, 此时液晶材料的有效折射率与基体折射率不匹配, 对入射太赫兹波呈强烈的散射态, 无法透过移相器; 当施加偏置电压时, 液晶微粒的光轴将逐渐沿电场方向取向, 液晶分子的有效折射率与石英基体的折射率得到了匹配, 太赫兹波可透过此器件呈现透明状态, 而所设计的光栅结构对太赫兹波入射方向进行选择的作用。当液晶材料介电常数 $\epsilon_{\perp} = 2.47$, 大部分能量都集中在低衍射级次的光斑上, 更高级次的衍射光斑光强偏弱。当液晶介电常数达到饱和态 $\epsilon_{\parallel} = 3.26$ 时, 液晶微粒绝大部分沿电场方向取向, 透过太赫兹波最强, 衍射级次也就最多, 光栅结构的衍射强度或衍射级次是可通过电场灵活调控。

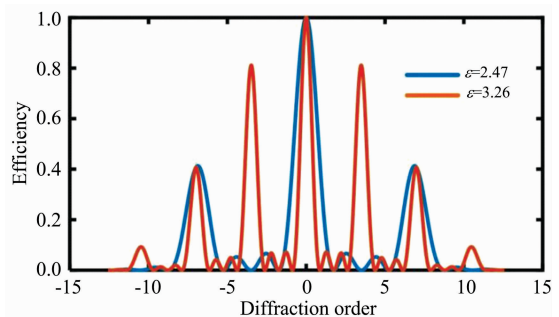


图 4 不同液晶材料介电常数 $\epsilon_{\perp} = 2.47$ (无外加电场) 和 $\epsilon_{\parallel} = 3.26$ (有外加电场) 下太赫兹波通过移相器的衍射效率

Fig. 4 Diffraction efficiency of terahertz waves through phase shifter for different liquid crystal materials with dielectric constant $\epsilon_{\perp} = 2.47$ (without applied electric field) and $\epsilon_{\parallel} = 3.26$ (with applied electric field)

从未加电状态到稳定加电状态之间, 随着液晶介电常数的不断增大, 所设计太赫兹移相器的相移量也相应增大, 不

同液晶材料介电常数下透过移相器太赫兹波相位曲线如图 6 所示。当液晶介电常数分别取为 $\epsilon_{\perp}=2.47$ 和 $\epsilon_{\parallel}=3.26$ 时,

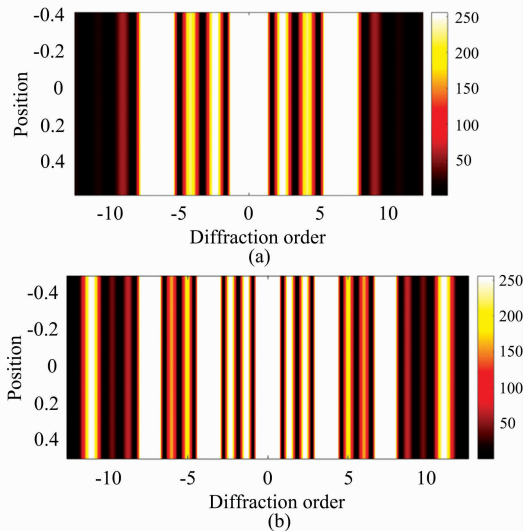


图 5 不同液晶材料介电常数下太赫兹波衍射强度
(a): $\epsilon_{\perp}=2.47$; (b): $\epsilon_{\parallel}=3.26$

Fig. 5 Terahertz wave diffraction intensity at different dielectric constants of liquid crystal materials

(a): $\epsilon_{\perp}=2.47$; (b): $\epsilon_{\parallel}=3.26$

太赫兹移相器的相移量差值最明显。在 $0.39\sim 0.46$ THz(带宽为 70 GHz)频段范围内,所设计太赫兹移相器的相移量均超过 400° 。当频率 $f=0.39$ THz 和 $f=0.46$ THz 时,太赫兹移相器的相移量分别达到了 405° 和 410° ,而且在频率为 $f=0.43$ THz 时,获得太赫兹移相器的最大相移量为 422° 。

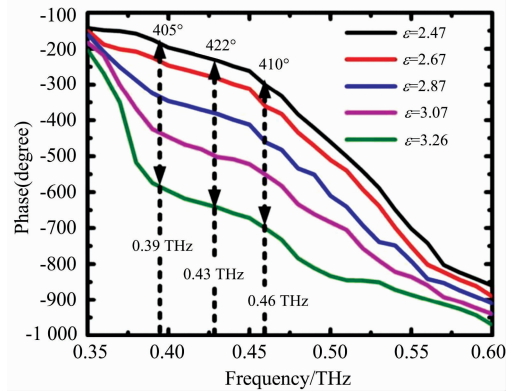


图 6 不同液晶材料介电常数下太赫兹波移相器的相位曲线

Fig. 6 Phase curves of terahertz waves phase shifter under different dielectric constants of liquid crystal

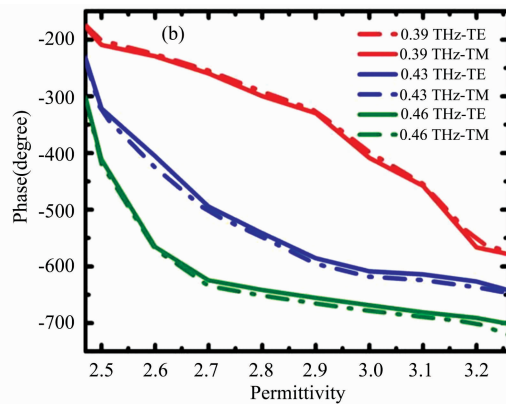
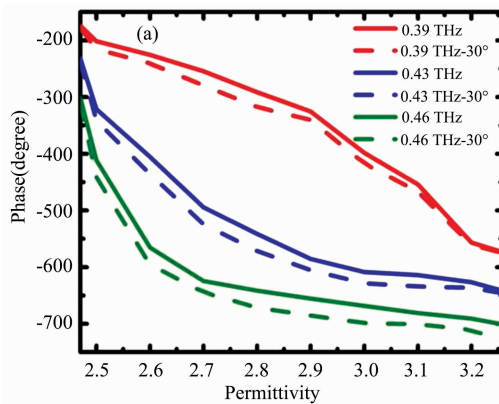


图 7 太赫兹波移相器的相位曲线

(a): 不同入射角下单频点相位曲线; (b): TE 和 TM 偏振下单频点相位曲线

Fig. 7 Phase curve of terahertz wave transmission through the phase shifter

(a): Single frequency point curve at different incident angles; (b): Single frequency point curve under TE and TM polarization

在不改变其他条件的情况下,分别对太赫兹波移相器在频率为 $f=0.39$ THz, $f=0.43$ THz, $f=0.46$ THz 时,各频点相移曲线如图 7(a)所示。从图中计算结果可以得知,当液晶材料的介电常数在 $2.47\sim 3.26$ 之间变化时,频率 $f=0.39$ THz,相位从 -174.5° 递减至 -575.5° ,最大相移量达到 401° 。频率 $f=0.43$ THz,相位从 -232.2° 递减至 -642.2° ,最大相移量达到 410° 。频率 $f=0.46$ THz,相位从 -301.5° 递减至 -701.5° ,最大相移量为 400° 。图 7(a)给出了不同入射角下,当入射太赫兹波频率 $f=0.39$ THz, $f=0.43$ THz, $f=0.46$ THz 时相位曲线,由图可知该移相器在

太赫兹波入射角 $0\sim 30^{\circ}$ 范围内,太赫兹移相器的相移量保持不变,因此太赫兹移相器对入射角度变化不敏感。分别对该三个频率点在 TE 和 TM 两种偏振下的相位曲线进行计算得到结果如 7(b)所示,可见该移相器对入射太赫兹波的偏振不敏感。太赫兹波移相器回波损耗曲线和插入损耗曲线如图 8 所示,从图 8(a)可以看出在频率范围 $0.39\sim 0.46$ THz,随着液晶介电常数不断增大,该太赫兹波移相器所产生的回波损耗也不断增大,但均保持在 -11 dB 范围内。从图 8(b)可以看出该太赫兹波移相器的插入损耗随着液晶材料介电常数的增大而减小。

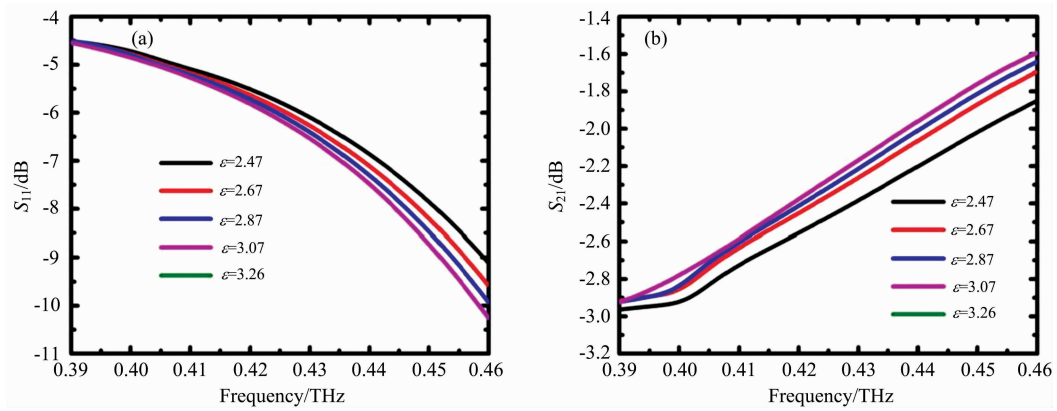


图 8 太赫兹波移相器损耗曲线

(a): 回波损耗; (b): 插入损耗

Fig. 8 Terahertz wave phase shifter loss curve

(a): Return loss; (b): Insertion loss

4 结 论

提出一种光栅-液晶复合结构太赫兹移相器, 在 0.39~0.46 THz 频率范围内能实现相移量超过 400° 。在频率 $f=0.43$ THz 处实现最大相移量为 422° 。太赫兹波的人射角

$0^\circ\sim 30^\circ$ 范围改变情况下, 相移量保持不变, 太赫兹波移相器对入射角变化不敏感, 同时该移相器对入射太赫兹波的偏振状态也不敏感。由于所设计的太赫兹波移相器具有小型化、相移量大等优点, 在太赫兹波传感、医疗成像等方面将具有广阔的应用前景。

References

- [1] Buchnev O, Podoliak N, Kaczmarek M, et al. *Adv. Opt. Mater.*, 2015, 3: 595.
- [2] Xiang W, Huang X, Li D, et al. *Opt. Lett.*, 2020, 45: 1978.
- [3] Spada L, Vegni L. *Opt. Express*, 2016, 24: 5763.
- [4] LING Fang, MENG Qing-long, HUANG Ren-shuai, et al(凌 芳, 孟庆龙, 黄人帅, 等). *Spectroscopy and Spectral Analysis(光谱学与光谱分析)*, 2017, 37(5): 1334.
- [5] Li S, Liu H, Sun Q, Huang N. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 2015, 27: 752.
- [6] Tsai T, Chen C, Pan R, et al. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 2004, 14(2): 77.
- [7] Yang C, Tang T, Pan R. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(14): 141106.
- [8] Yang L, Fan F, Chen M. *Optical Materials Express*, 2016, 6(9): 2803.
- [9] Chodorow U, Parka J, Strzeczysz O, et al. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 2017, 657(1): 51.
- [10] Yang J, Xia T, Jing S. *J. Infrared Millimeter & Terahertz Waves*, 2018, 39(5): 439.
- [11] Du Y, Tian H, Cui X, et al. *J. Materials Chemistry C: Materials for Optical & Electronic Devices*, 2016, 4(19): 4138.
- [12] Yang C, Kuo C, Chen P, et al. *Appl. Sci.*, 2019, 9: 271.
- [13] Hori Y, Asai K, Fukai M. *IEEE Trans. Electron. Device.*, 1979, 26(11): 1734.

Terahertz Phase Shifter Based on Grating-Liquid Crystal Hybrid Structure

LONG Jie, LI Jiu-sheng*

Centre for THz Research, China Jiliang University, Hangzhou 310018, China

Abstract With the rapid development of terahertz technology and its application, the demand for various kinds of terahertz manipulation devices increases as one of the important components of the terahertz system, the terahertz wave phase shifter has become a research hotspot. The reported terahertz wave phase shifters have large size, complex structure and small phase shift problems. In order to overcome the above defects, we proposed a novel terahertz phase shifter based on a grating liquid crystal composite structure. It is composed of quartz layer, graphene layer, liquid crystal cell, grating structure, graphene layer and quartz layer. By changing the voltage on graphene, the refractive index of the liquid crystal can be varied, and the phase of the proposed terahertz phase shifter will change due to the change of refractive index. Then, the phase shift of the proposed terahertz wave phase shifter can be effectively adjusted by controlling the externally applied voltage. The simulation results show that the phase shifter achieves 400° phase shift in the frequency range from 0.39 to 0.46 THz, and the return loss is less than -11 dB. The maximum phase shift is 422° at a frequency of 0.43 THz. When the incident angle of the terahertz wave varies from 0° to 30° , the phase shift of the proposed phase shifter remains unchanged. In addition, the device is insensitive to the polarization state of the incident terahertz wave. The designed terahertz phase shifter has the advantages of a large phase shift and small structure size. It has widespread applications prospects in the future terahertz communication, security inspection, medical, sensing, imaging, etc.

Keywords Graphene; Terahertz; Dynamic control; Phase shifter

(Received Aug. 26, 2020; accepted Dec. 12, 2020)

* Corresponding author