

DOI:10.16136/j.joel.2023.12.0519

基于偏振不敏感超材料的全光可调谐太赫兹慢光效应研究

金嘉升, 马成举*, 张 焱, 张跃斌, 鲍士仟, 李 咪

(西安石油大学 理学院, 陕西 西安 710065)

摘要:太赫兹(terahertz, THz)慢光效应可以有效地提升 THz 脉冲数据传输的安全性和存储性,而一般 THz 慢光器件对入射 THz 波偏振态变化敏感。本文设计了一种超材料结构,其微结构单元由一个十字型谐振器和 4 个 U 型谐振器构成。研究表明:基于超材料的 THz 慢光效应对线偏振光和圆偏振光均不敏感。通过对超材料结构的参数优化,获得了最大群折射率为 1618 的慢光效应。另外,本文在超材料微结构层和 SiO₂ 衬底之间嵌入了一层二硫化钼(MoS₂)薄膜,当 MoS₂ 的载流子浓度从 $1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 增大到 $5.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时,群折射率从 1566 减小到 26。实现了偏振不敏感全光可调谐的 THz 慢光效应。该研究有望为偏振不敏感和全光可调谐的 THz 慢光器件设计提供崭新的研究思路。

关键词:超材料; 太赫兹(THz); 慢光效应; 偏振不敏感; 二硫化钼(MoS₂)

中图分类号:O436;TN91 **文献标识码:**A **文章编号:**1005-0086(2023)12-1263-08

Study on all-optical tunable terahertz slow-light effects based on polarization-insensitive metamaterials

JIN Jiasheng, MA Chengju*, ZHANG Yao, ZHANG Yuebin, BAO Shiqian, LI Mi

(School of Science, Xi'an Shiyou University, Xi'an, Shaanxi, 710065, China)

Abstract: The terahertz (THz) slow-light effect can effectively improve the security and memory property of THz pulse data during transmission. However, the general THz slow-light devices are sensitive to the polarization state changing of the incident THz wave. In this paper, we design a metamaterial structure whose unit cell consists of one cross resonator and four U-shaped resonators. The results show that the THz slow-light effects based on metamaterials are not sensitive to both linear and circularly polarized light. A slow-light effect with the maximum group refractive index of 1618 is obtained by optimizing parameters of the metamaterial structure. A molybdenum disulfide film between the metamaterial microstructure layer and the SiO₂ substrate is embedded. When the carrier concentration of molybdenum disulfide increases from $1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ to $5.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, the group refractive index decreases from 1566 to 26, and a polarization insensitive all-light tunable THz slow-light effect is realized. This study can provide some new ideas for the design of polarization insensitive and all-light tunable THz slow-light devices.

Key words: metamaterials; terahertz (THz); slow-light effects; polarization-insensitive; MoS₂

0 引 言

太赫兹(terahertz, THz)波通常是指频率在 0.1—10 THz(波长在 0.03—3 mm)的电磁波。THz 技术在无线通信、生物医学、无损检测、军用雷

达等领域具有潜在的应用前景^[1,2]。在 THz 波段,对传输信号的群速度进行调控使其减慢,可实现 THz 慢光效应。THz 慢光可实现 THz 数据脉冲的缓存,有效地增长 THz 波与物质的作用时间,提升 THz 波探测器和传感元件的灵敏度。目前,实现

* E-mail:chengjuma@xsyu.edu.cn

收稿日期:2022-07-13 修订日期:2022-11-18

基金项目:西安石油大学创新与实践能力的培养项目(YCS20213210)资助项目

THz 的慢光效应的方法有以下几种:基于超材料的 THz 慢光、基于光子晶体的 THz 慢光、基于光波导的 THz 慢光等^[3]。相比于其他方式,超材料可以通过人工设计来定制超材料的电磁特性,具有易于集成、结构简单、工作频带选择灵活(从微波到可见光波段)等优点,为 THz 慢光技术的发展带来了新的契机。

目前,大多数超材料在实现 THz 慢光效应时,通常只对特定偏振方向的电磁波响应,但是在实际应用中电磁波的偏振态是随机变化的,因此需要设计偏振不敏感 THz 慢光元件以应对实际应用的需求。ZHAO 等^[4]设计了一种晶格对称超材料结构,研究表明该超材料结构对偏振光不敏感,群延迟最大可以达到 38 ps。LI 课题组^[5]设计了一种三维超材料结构,该结构具有空间旋转对称性,结果表明该结构对偏振光不敏感。但是这种超材料结构只能通过调节结构尺寸来控制慢光性能,制作完成后慢光性能就不能改变,限制了 THz 慢光效应的发展。基于超材料的 THz 慢光效应可以通过机械、栅极电压、温度和泵浦光等方式进行主动调谐^[6-9],其中栅极电压和泵浦光调谐是现在最主要的两种调谐方式。CUI 等^[6]提出了一种六边形石墨烯超表面,实现了双等离子体诱导透明,通过改变栅极电压来改变石墨烯的费米能级,从而调谐超材料结构的慢光性能。LI 等^[7]利用超导材料氮化铌设计了一种电调谐的超材料结构,当电压从 0 V 增加到 3.6 V 时,电磁诱导透明(electromagnetically induced transparency, EIT)窗口的调制深度为 86.8%,最大群延迟可以达到 25.4 ps。LI 等^[8]设计了一种由弯曲线和 U 型谐振器组成的超材料结构,通过将 VO₂ 加入超材料结构中,实现了温度调谐的慢光,最大群延迟为 7.18 ps。ZHOU 等^[9]设计了一种由硅(silicon, Si)和锗(germanium, Ge)混合的超材料结构,通过调节泵浦光功率,可以实现光可调群延迟。相比于其他

调谐方式,泵浦光调谐具有更快的调谐速度和开关特性,是未来可调谐 THz 慢光的研究重点。

本文提出了一种超材料结构,其微结构单元由一个十字型谐振器和 4 个 U 型谐振器组成。通过两种谐振器之间的近场耦合,在 THz 波段实现了偏振不敏感类 EIT 效应和慢光效应,并且利用耦合谐振子模型验证了仿真结果的可靠性。为了实现可调谐的 THz 慢光效应,本文将单层 MoS₂ 薄膜材料引入超材料微结构中。相比于传统的光敏半导体材料,MoS₂ 薄膜在 THz 波段具有对泵浦光超高的响应灵敏度和超快的响应速度^[10]。本文利用 MoS₂ 薄膜材料超高的响应灵敏度特性,实现了全光可调谐的 THz 慢光效应。利用时域有限差分(finite-difference time-domain, FDTD)方法对其慢光调谐特性进行了仿真分析。研究表明:该超材料对线偏振和圆偏振光均不敏感,并可实现全光可调谐的 THz 慢光效应。

1 超材料结构

本文设计的超材料结构示意图如图 1 所示,图 1(a)为超材料阵列,图 1(b)和(c)分别是其微结构单元俯视图和侧视图。该超材料分为 3 层,分别是金属铝(aluminium, Al)构成的微结构层、单层 MoS₂ 薄膜和衬底层。为了排除衬底对 MoS₂ 薄膜调谐性能的影响,本文选用了吸收损耗低、性质稳定的绝缘介质 SiO₂ 作为衬底材料。金属 Al 微结构单元呈周期性排列,其周期为 $P_x = P_y = 200 \mu\text{m}$,厚度为 $0.4 \mu\text{m}$;单层 MoS₂ 薄膜厚度为 0.7 nm ;SiO₂ 衬底厚度为 $1 \mu\text{m}$ 。微结构单元由一个十字型谐振器和 4 个 U 型谐振器构成。十字型谐振器是由两个长度 $L_1 = 150 \mu\text{m}$,宽度 $w_1 = 12 \mu\text{m}$ 的金属天线组合而成。U 型谐振器的长度 $L_2 = 55 \mu\text{m}$,宽度 $w_2 = 10 \mu\text{m}$,开口大小 $g = 35 \mu\text{m}$ 。两种谐振器之间的距离 $d = 16 \mu\text{m}$ 。在图 1 中, k 、 E 、 H 分别代表入射光

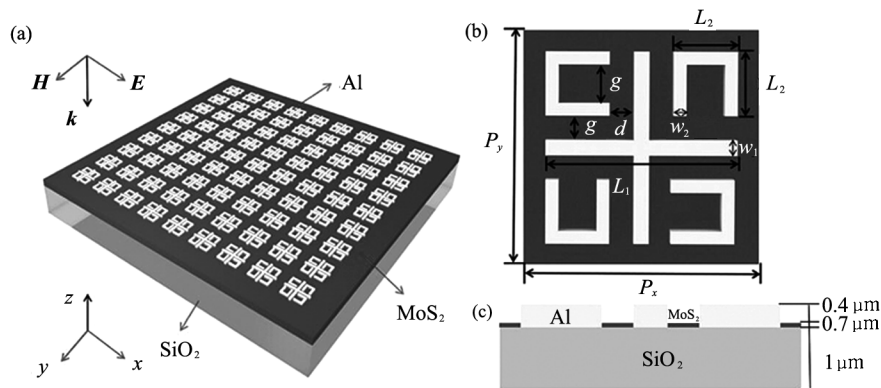


图 1 超材料结构图:(a) 超材料阵列;(b) 超材料单元俯视图;(c) 超材料单元侧视图

Fig. 1 Metamaterial structure diagram:(a) Metamaterial arrays;(b) Top view of metamaterial unit;(c) Side view of metamaterial unit

的波矢量、电场和磁场方向。在 THz 波段, SiO_2 衬底的折射率为^[11]为 $2.0 + 0.025i$; Al 的介电常数可以由 Drude 模型来描述^[11]:

$$\epsilon_{\text{Al}} = \epsilon - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}, \quad (1)$$

式中, ω 为入射光的角频率, 阻尼常数 $\gamma = 1.22 \times 10^{14}$ rad/s, 等离子体频率为 $\omega_p = 2.24 \times 10^{16}$ rad/s。

根据 Drude 模型, MoS_2 薄膜的电导率可以表示为^[10]:

$$\sigma = \frac{ne^2}{m^*} \frac{1}{1/\tau - i\omega}, \quad (2)$$

式中, n 为载流子密度, e 为电子电荷, 有效载流子质量 $m^* = 0.53m_e$, 入射光角频率 $\omega_p = 2\pi f$, 载流子弛豫时间 $\tau = 0.17 \times 10^{-12}$ s。

2 基于超材料的类电磁诱导透明效应

EIT 效应是一种发生在三能级原子系统中的相消干涉效应, 入射光会在原子谐振频率处发生吸收减弱甚至完全透射, 在透射光谱中产生一个尖锐的透明窗口。在超材料结构中实现类 EIT 效应一般有以下两种方式^[12]: 一种是基于明模与明模之间产生弱杂化的耦合方式; 另一类是基于明模与暗模之间相消干涉的耦合方式。在超材料结构中, 明模指的是可以被入射光直接激发的谐振腔所产生的强谐振模式, 暗模指的是通过明模谐振腔的间接激发所产生的弱谐振模式。

为了研究该超材料的类 EIT 效应, 本文对其透射光谱及电场分布进行了仿真和分析。仿真条件设置如下: 平面光波沿 z 轴负方向入射到该超材料的上表面, 如图 1(a) 所示, 电场 E 的方向沿 x 轴方向 (x 偏振)。 x 和 y 方向采用周期边界条件, z 方向采用完美匹配层 (perfectly matched layer, PML)。网格精度为 $dx = 2 \mu\text{m}$, $dy = 2 \mu\text{m}$, $dz = 0.02 \mu\text{m}$ 。金属 Al 采用 Drude 模型, SiO_2 衬底采用折射率模型。

在该部分模拟了没有 MoS_2 薄膜时, 单独的十字型谐振器、4U 型谐振器和超材料结构的透射光谱。从图 2(a) 可以看出, 十字型谐振器和 4U 型谐振器均被 x 偏振光激发, 产生共振吸收, 分别在 0.912 THz 和 0.966 THz 处出现了一个透射谷。从图 2(b) 的可以看出, 当 x 偏振光入射超材料结构时, 会在 0.891 THz 处产生了一个透射率为 93.7% 的透明窗口。这是因为当两种谐振器以按一定的距离放置时, 两种谐振模式会发生相消干涉, 从而产生类 EIT

效应。

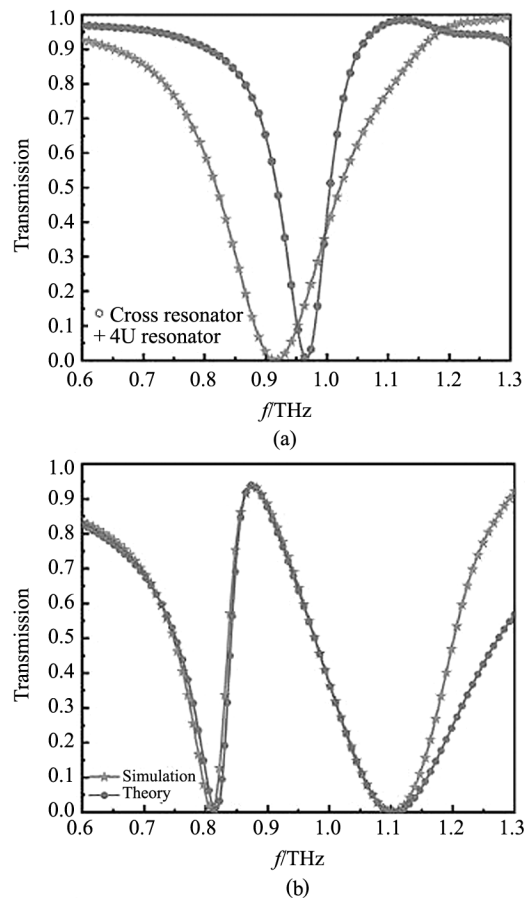


图 2 入射光的电场方向为 x 轴正方向时:

(a) 十字型谐振器和 4U 型谐振器的透射光谱;

(b) 超材料的类 EIT 效应的理论计算与仿真结果

Fig. 2 When the electric field direction of the incident light is in the positive direction of the x -axis:

(a) Transmission spectrum of the cross resonator

and the 4U resonator; (b) Theoretical and

simulation results of the EIT effect of the metamaterials

超材料结构中两种谐振器的近场耦合作用可以采用耦合谐振子模型进行分析, 两种谐振器与入射电场 $E = E_0 e^{i\omega t}$ 的相互作用如下^[13]:

$$\ddot{x}_1 + \gamma_1 \dot{x}_1 + \omega_1^2 x_1 + kx_2 = \frac{q_1 E}{m_1}, \quad (3)$$

$$\ddot{x}_2 + \gamma_2 \dot{x}_2 + \omega_2^2 x_2 + kx_1 = \frac{q_2 E}{m_2}, \quad (4)$$

式中, x_1 和 x_2 分别为十字型谐振器和 4U 型谐振器的位移, γ_1 和 γ_2 为两个谐振器的阻尼系数, ω_1 和 ω_2 分别是两个谐振器的共振频率, k 是两个谐振器之间的耦合系数, q_1 和 q_2 是两个谐振器的有效电荷, m_1 和 m_2 是两个谐振器的有效质量。令 $q_2 = q_1/A$, $m_2 = m_1/B$, A 和 B 为无量纲的常数。通过对式 (3)、

(4) 求解得到 x_1 和 x_2 的表达式:

$$x_1 = \frac{[(B/A)k^2 + (\omega^2 - \omega_2^2 + i\omega\gamma_2)](q_1 E/m_1)}{k^4 - (\omega^2 - \omega_1^2 + i\omega\gamma_1)(\omega^2 - \omega_2^2 + i\omega\gamma_2)}, \quad (5)$$

$$x_2 = \frac{[k^2 + (B/A)(\omega^2 - \omega_1^2 + i\omega\gamma_1)](q_1 E/m_1)}{k^4 - (\omega^2 - \omega_1^2 + i\omega\gamma_1)(\omega^2 - \omega_2^2 + i\omega\gamma_2)}. \quad (6)$$

超材料的极化强度 P 可以表示为:

$$P = q_1 x_1 + q_2 x_2, \quad (7)$$

超材料的有效极化率 χ 可以表示为:

$$\chi = \chi_r + i\chi_i = \frac{P}{\epsilon_0 E} = \frac{K}{A^2 B} \times \left(\frac{A(B+1)k^2 + A^2(\omega^2 - \omega_2^2) + B(\omega^2 - \omega_1^2)}{k^4 - (\omega^2 - \omega_1^2 + i\omega\gamma_1)(\omega^2 - \omega_2^2 + i\omega\gamma_2)} + i\omega \frac{A^2\gamma_2 + B\gamma_1}{k^4 - (\omega^2 - \omega_1^2 + i\omega\gamma_1)(\omega^2 - \omega_2^2 + i\omega\gamma_2)} \right), \quad (8)$$

式中, K 是比例因子, x_r, x_i 分别表示超材料结构的色散和吸收。

因此超材料结构的透射率可以表示为^[14]:

$$T = 1 - \chi_i. \quad (9)$$

根据上述的耦合谐振子模型, 得到了超材料结构的透射光谱, 如图 2(b) 所示。相关参数设置如下: $K = 3.25 \times 10^{25} \text{ Hz}$, $k = 2.89 \times 10^{12} \text{ Hz}$, $\gamma_1 = 2.40 \times 10^{12} \text{ Hz}$, $\gamma_2 = 5.25 \times 10^{10} \text{ Hz}$, $A = 39$, $B = 2$ 。从图 2(b) 可以看出, 仿真模拟与理论计算的透明窗口部分能够很好地吻合。

为了了解产生类 EIT 效应的物理机制, 本文模拟了在 x 偏振光入射时, 峰值频率 0.891 THz 处, 单独的十字型谐振器、4U 型谐振器和超材料结构的电场分布。从图 3(a) 可以看出, 十字型谐振器电场主要集中在它的左右两臂。这是因为在 x 偏振光入射时, 十字型谐振器的左右两臂作为一个偶极天线, 被入射光激发, 发生电偶极子共振, 从而产生共振吸收。从图 3(b) 可以看出, 4U 型谐振器的电场主要集中在 U1 和 U3 的两臂。这是因为在 x 偏振光入射时, U1 和 U3 的开口与入射光的电场方向平行, 可以被入射光激发, 发生电感电容(LC)共振, 此时 U1 和 U3 等效为 LC 回路, 开口处可等效为电容, 方环可等效为电感。从图 3(c) 可以看出, 在超材料结构中, 十字型谐振器和 U1、U3 中的电场减弱, U1、U3 与十字型谐振器之间的电场增强。这是因为当两种谐振器以一定距离放置时, 两种谐振模式会相互耦合, 发生相消干涉, 两种谐振器的共振吸收被抑制, 从而导致透明窗口的出现。

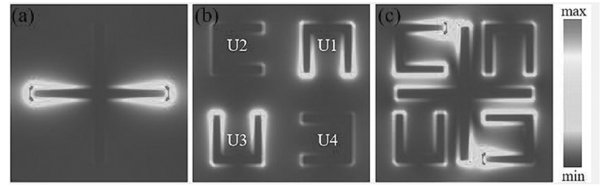


图 3 当频率为 0.891 THz 时:(a) 十字型谐振器;

(b) 4U 型谐振器和(c)超材料结构的电场分布

Fig. 3 Electric field distribution of (a) cross resonator, (b) 4U resonator, (c) metamaterial structures at a frequency of 0.891 THz

3 超材料的偏振特性

为了研究超材料结构的偏振不敏感特性, 本文分别模拟了 THz 脉冲的偏振态为线偏振(x 偏振、 y 偏振)和圆偏振(左旋、右旋)时的透射光谱、相位变化及慢光特性, 如图 4 所示。圆偏振光是由两个传播方向相同, 振动方向相互垂直且相位差恒定为 $\varphi = (2m \pm 1/2)\pi$, ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) 的平面偏振光合成的。圆偏振光的振幅保持不变, 而方向随时间均匀变化。在仿真模拟中, 左旋圆偏振光是由两个振幅相同、相位差为 $-\pi/2$ 的线偏振光合成; 右旋圆偏振光是由两个振幅相同、相位差为 $-\pi/2$ 的线偏振光合成。

当光脉冲入射超材料结构时, 会在透明窗口附近产生强色散, 同时相位会发生剧烈变化, 光速减慢, 这是类 EIT 效应的一个重要的特性。当入射光的群速度减慢时, 光与物质的作用时间会增加, 这样就会导致光损耗增大。入射光在超材料结构中的群速度可以用下面的公式表示:

$$v_g = \frac{c}{n_g}, \quad (10)$$

式中, v_g 为入射光的群速度, c 为光在真空中的传播速度, n_g 为群折射率。群折射率是反应慢光性能的一个重要的物理量, 可以通过以下的公式计算^[5]:

$$\tau_g = \frac{d(\varphi_a - \varphi_b)}{d\omega}, \quad (11)$$

$$n_g = \frac{c}{L\tau_g}, \quad (12)$$

式中, τ_g 为群延迟, φ_a 和 φ_b 为入射光在通过超材料和衬底的相位, ω 为角频率, L 为超材料的厚度。

图 4(a) 为 4 种偏振态时超材料结构的透射光谱图, 图 4(b) 为 4 种偏振态时超材料结构的相位变化, 图 4(c) 为 4 种偏振态时超材料结构的群折射率。从图 4(a)~(c) 可以看出, 当 x 偏振光入射时, 在 0.876 THz 处出现了透射率为 93.7% 的透明窗口,

相位变化在 0.833 THz 处达到正的最大值,最大群折射率为 1150。当 y 偏振光入射时,在 0.876 THz 处透明窗口的透射率为 93.7%,最大群折射率为 1095。当左旋圆偏振光入射时,在 0.875 THz 处透明窗口的透射率为 93.8%,最大群折射率为 1170。

当右旋偏振光入射时,在 0.875 THz 处透明窗口的透射率为 93.7%,最大群折射率为 1139。因此,当 4 种偏振光分别入射超材料时,对应的透射光谱及群折射率数值基本一致,这是因为本文设计的结构具有中心对称性。以上研究结果表明本文设计的结构

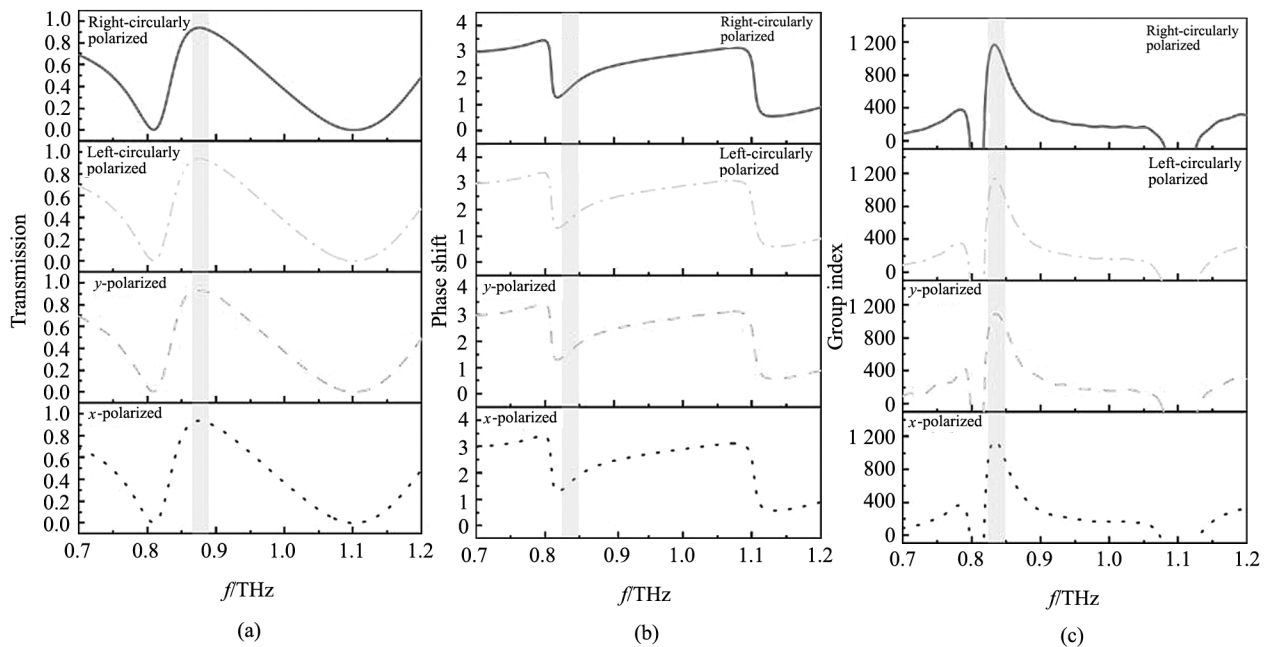


图 4 x 偏振、 y 偏振、左旋圆偏振和右旋圆偏振光入射时的 (a) 透射光谱、(b) 相位变化和 (c) 群折射率

Fig. 4 (a) Transmission spectrum, (b) phase change, (c) group refractive index of x -polarized, y -polarized, left-circularly polarized, right-circularly polarized light incident

对线偏振光和圆偏振光均不敏感。

4 慢光性能优化及主动调谐

为了实现高群折射率的慢光性能,本文研究了两种谐振器的间距 d 和 U 型谐振器的开口大小 g 对群折射率的影响,如图 5 所示。图 5(a) 表示了当 U 型谐振器的开口大小为定值 $g = 35 \mu\text{m}$,两种谐振器的间距 d 对群折射率的影响。从图 5(a) 可以看出,随着间距 d 的增大,群折射率逐渐增大,当 $d = 20 \mu\text{m}$ 时,群折射率在 0.853 THz 处达到最大值 1277。这是因为两种谐振器的间距 d 发生变化时,它们之间的耦合强度也会随之发生变化,从而引起群折射率的改变。图 5(b) 表示了当两种谐振器的间距为定值 $d = 20 \mu\text{m}$,U 型谐振器的开口大小 g 对群折射率的影响。随着 U 型谐振器的开口大小 g 的增大,U 型谐振器与光脉冲的耦合强度逐渐增大,群折射率逐渐增大,当 $g = 39 \mu\text{m}$ 时,群折射率在 0.820 THz 处达到最大值 1618。这是因为 U 型谐

振器的开口大小 g 发生变化时,U 型谐振器对光脉冲的谐振强度也会随之发生变化,从而引起群折射率的改变。以上研究结果表明,本文设计的结构可以实现群折射率高达 1618 的慢光效应。从表 1 可以看出,与其他文献中的慢光效应相比,本文提出的超材料结构具有优异的慢光性能。

为了实现光调谐的慢光效应,本文将单层 MoS_2 薄膜引入超材料结构中(其中 $d = 20 \mu\text{m}$, $g = 39 \mu\text{m}$),研究了超材料在不同泵浦光下的透射光谱及慢光特性。 MoS_2 是一种 n 型半导体,块状 MoS_2 是间接带隙,带隙约为 1.29 eV,随着 MoS_2 薄膜层数的减少, MoS_2 的带隙将逐渐增大,单层 MoS_2 薄膜的带隙可以达到 1.9 eV,变成直接带隙。单层 MoS_2 薄膜相比于多层 MoS_2 薄膜具有更大的光生载流子寿命,更强的光致发光特性,而且对光功率的响应更快。单层 MoS_2 薄膜的透射率可以由下式计算^[15]:

$$T(\omega) = \frac{1 + n_{\text{sub}}}{1 + n_{\text{sub}} + Z_0 \sigma(\omega) df}, \quad (13)$$

式中, $T(\omega)$ 是超薄膜的透射率, n_{sub} 是衬底的复折射率, df 是 MoS_2 薄膜的厚度。

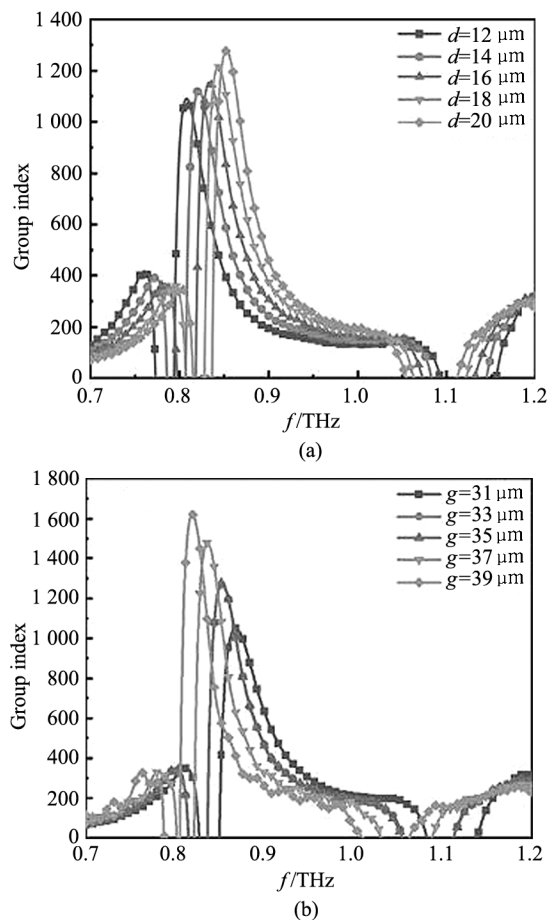


图5 超材料结构参数对群折射率的影响:

(a) 两种谐振器的间距 d ;

(b) U型谐振器的开口大小 g

Fig. 5 Influence of metamaterial structural parameters on group refractive index: (a) Spacing between two resonators d ; (b) Opening size of the U-type resonator g

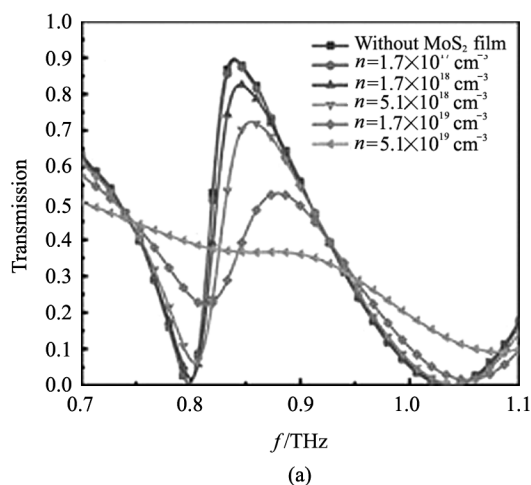
从式(2)和式(13)可以看出, MoS_2 薄膜的载流子密度越大, 电导率越大, 透射率越低, 而 MoS_2 薄膜的载流子密度可以通过泵浦光功率来调节, 因此将 MoS_2 薄膜引入超材料结构中, 可以实现光调谐的类EIT效应和慢光效应。为了调控 MoS_2 薄膜的载流子密度, 可以使用飞秒激光器产生一束脉冲宽度为 100 fs 、中心波长为 800 nm 的泵浦光, 用于激发 MoS_2 薄膜中的电子-空穴对。根据文献[10]和[19]的可知, 在没有泵浦光激发时, MoS_2 薄膜载流子密度为 $n = 1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; 在泵浦光激发时, 石英衬底上的 MoS_2 薄膜载流子密度与泵浦光功率之间的关系如图6(c)所示。基于此研究了 MoS_2 薄膜载流

子密度 n 对透明窗口和群折射率的影响, 以及泵浦光功率对载流子密度 n 和透射峰值频率的影响, 如图6所示。从图6(a)可以看出, 没有 MoS_2 薄膜时, 峰值振幅为 89.7% , 当 MoS_2 薄膜载流子密度 n 从 $1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 增大到 $5.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时, 峰值振幅从 89.5% 减小到 36.0% , 透射峰逐渐消失, 调制深度为 59.8% , 调制深度定义为 $M = \left| \frac{T_2 - T_1}{T_1} \right|$, T_1 为峰值振幅最大值, T_2 为峰值振幅最小值。从图6(b)可以看出, 没有 MoS_2 薄膜时, 群折射率为 1618 , 当 MoS_2 薄膜载流子密度 n 从 $1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 增大到 $5.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时, 群折射率从 1566 减小到 26 。从图6(c)可以看出, MoS_2 薄膜载流子密度 n 分别为 $1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、 $5.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、 $1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、 $5.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时, 对应的泵浦光通量分别为 6 mW 、 30 mW 、 60 mW 、 300 mW , 透明窗口峰值频率从 0.844 THz 逐渐增大到 0.894 THz 。这是因为当泵浦光的光子能量大于 MoS_2 薄膜的禁带宽度时, 会使价带的电子跃迁进入导带, 而在价带中留下一个空穴, 形成电子-空穴对。随着泵浦光功率逐渐增大, 光激发的电子和空穴数目增多, MoS_2 薄膜中的载流子密度逐渐增大, 电导率逐渐增大, 透射率逐渐降低, 透明窗口逐渐消失, 慢光性能逐渐降低。

表1 本文设计的超材料慢光性能与其他文献的对比

Tab. 1 Comparison between slow-light performance of metamaterial designed in this paper and other literatures

	In this paper	Ref. [16]	Ref. [17]	Ref. [18]
Group refractive index	1618	382	800	358



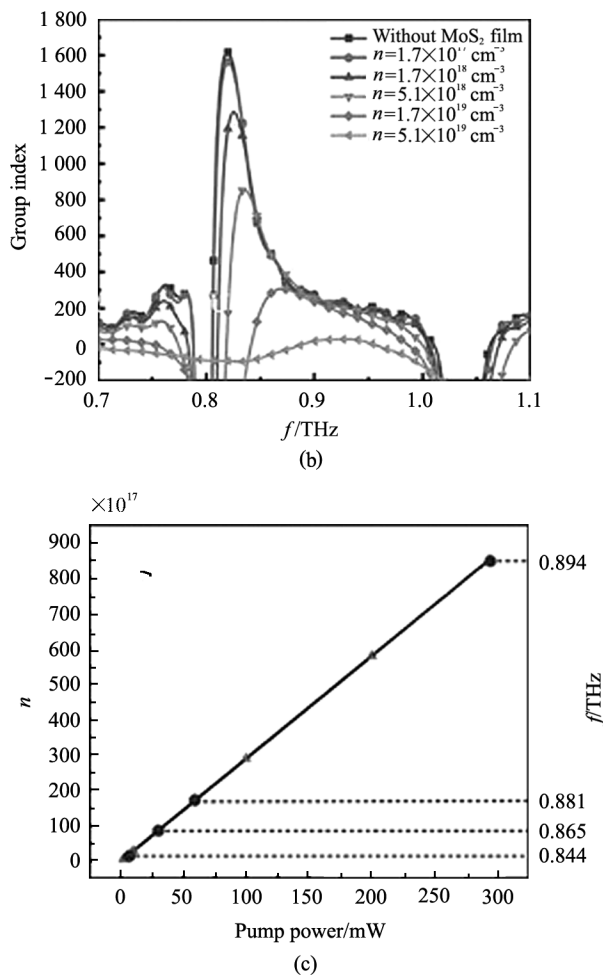


图 6 当 MoS₂ 薄膜载流子密度 n 从 $1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 增大到 $8.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时,超材料的(a)透射窗口和(b)群折射率的变化曲线;
(c) 泵浦光功率对载流子密度 n 和透射峰值频率的影响 (三角点为文献[19]中的实验数据,黑线为实验数据拟合曲线,圆点为根据拟合曲线得到的数据点)

Fig. 6 Change curves of (a) transmission window and (b) group refractive index of metamaterial when carrier density n of MoS₂ film increases from $1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ to $5.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$;
(c) carrier density and transmission peak frequency as a function of the pump power, where triangulation point is the experimental data of Ref. [19], black line is the fitting curve of the experimental data, and round dot is the data point obtained from the fitting curve

5 结 论

本文设计了一种偏振不敏感的超材料,其微结构单元由一个十字型谐振器和 4 个 U 型谐振器构成。当电场沿 x 轴入射时,在 0.891 THz 处出现了

一个透射率为 93.7% 的透明窗口,这是由于两种谐振器的近场耦合引起的。研究发现,其慢光性能与两种谐振器的间距 d 和 U 型谐振器的开口大小 g 相关,这是因为改变间距 d 和开口大小 g 会使两种谐振器的耦合强度发生变化,并且实现的类 EIT 效应和慢光效应对线偏振光和圆偏振光均不敏感。通过在衬底涂敷了单层 MoS₂ 薄膜作为光敏材料,实现了 EIT 效应和慢光效应的主动调谐,透明窗口的调制深度可以达到 59.8%,群折射率从 1566 减小到 26。这是因为当泵浦光入射时,会在 MoS₂ 薄膜的表面产生大量的载流子,使 THz 脉冲的透射率下降,透明窗口和慢光效应逐渐消失。本文设计的超材料结构有望应用于光开关、光缓存器、光传感器等新型 THz 慢光元件中。

参考文献:

- [1] JIANG G K, HU X X, ZHAO J H, et al. Two sided open metal grating based on SSP can realize field enhancement and tightly focusing of terahertz wave[J]. Journal of Optoelectronics • Laser, 2021, 32(7): 760-767.
姜光科, 胡晓雪, 赵洁惠, 等. 基于 SSP 的双侧开口型金属光栅实现太赫兹波的场增强与紧聚焦[J]. 光电子 • 激光, 2021, 32(7): 760-767.
- [2] SHI J, TIAN L L, SU M Y, et al. Surface biosensor based on terahertz Bragg fiber[J]. Journal of Optoelectronics • Laser, 2022, 33(2): 127-132.
石嘉, 田琳琳, 苏梦雅, 等. 基于太赫兹布拉格光纤的表面生物传感器[J]. 光电子 • 激光, 2022, 33(2): 127-132.
- [3] ZHAO Z Y, CHEN Y A, GU Z D, et al. Maximization of terahertz slow light by tuning the spoof localized surface plasmon induced transparency[J]. Optical Materials Express, 2018, 8(8): 2345-2354.
- [4] ZHAO Z Y, ZHAO H, AKO R T, et al. Polarization-insensitive terahertz spoof localized surface plasmon-induced transparency based on lattice rotational symmetry[J]. Applied Physics Letters, 2020, 117(1): 011105.
- [5] LI F Y, MAO M Y, ZHANG T, et al. Reconfigurable electromagnetically induced transparency metamaterial simultaneously coupled with the incident electric and magnetic fields[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2021, 38(3): 858-865.
- [6] CUI W, WANG Y X, HE Z H, et al. Strong slow light effect for a hexagonal graphene coupled metasurface in terahertz [J]. Results in Physics, 2021, 26(8): 104356.
- [7] LI C, LI W L, DUAN S Y, et al. Electrically tunable electro-

- magnetically induced transparency in superconducting terahertz metamaterials[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 119(5):052602.
- [8] LI Q, LIU S S, ZHANG X Q, et al. Electromagnetically induced transparency in terahertz metasurface composed of meanderline and U-shaped resonators [J]. *Optics Express*, 2020, 28(6): 8792-8801.
- [9] ZHOU J H, ZHANG C X, LIU Q R, et al. Controllable all-optical modulation speed in hybrid silicon-germanium devices utilizing the electromagnetically induced transparency effect[J]. *Nanophotonics*, 2020, 9(9):2797-2807.
- [10] CHEN S, FAN F, MIAO Y P, et al. Ultrasensitive terahertz modulation by silicon-grown MoS_2 nanosheets[J]. *Nanoscale*, 2016, 8(8):4713-4719.
- [11] FABIO A, BRIAN K, DRAGOSLAV G, et al. Strong terahertz absorption using SiO_2/Al based metamaterial structures [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(11): 111104.
- [12] CHIAM S Y, SINGH R, ROCKSTUHL C, et al. Analogue of electromagnetically induced transparency in a terahertz metamaterial[J]. *Physical Review B*, 2009, 80(15): 153103.
- [13] MANJAPPA M, CHIAM S Y, CONG L Q, et al. Tailoring the slow light behavior in terahertz metasurfaces[J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 106(18): 181101.
- [14] CHEN M M, XIAO Z Y, LU X J, et al. Simulation of dynamically tunable and switchable electromagnetically induced transparency analogue based on metal-graphene hybrid metamaterial[J]. *Carbon*, 2020, 159(20):273.
- [15] JI J, ZHOU S Y, WANG W J, et al. Active control of terahertz plasmon induced transparency in the hybrid metamaterial/monolayer MoS_2/Si structure [J]. *Nanoscale*, 2019, 11(19):9429-9435.
- [16] ZHANG B H, LI H J, XU H, et al. Absorption and slow-light analysis based on tunable plasmon induced transparency in patterned graphene metamaterial[J]. *Optics Express*, 2019, 27(3):3598-3608.
- [17] XU H, ZHAO M Z, XIONG C X, et al. Dual plasmonically tunable slow light based on plasmon induced transparency in planar graphene ribbon metamaterials[J]. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2018, 20(40): 25959-25966.
- [18] LI M, LI H J, XU H, et al. Dual-frequency on-off modulation and slow light analysis based on dual plasmon induced transparency in terahertz patterned graphene metamaterial[J]. *New Journal of Physics*, 2020, 22(10): 1-10.
- [19] SRIVASTAVA Y K, CHATURVEDI A, MANJAPPA M, et al. MoS_2 for ultrafast all-optical switching and modulation of THz Fano metaphotonic devices[J]. *Advanced Optical Materials*, 2017, 5(23):1700762.

作者简介:

马成举 (1977—),男,博士,副教授,硕士生导师,主要从事慢光缓存技术、微纳光子学、光纤传感技术方面的研究。