

基于石墨烯-金属复合超材料结构的电磁诱导透明非线性调制

刘姗姗¹, 李泉^{1*}, 杨子榆¹, 路光达², 王爽¹

¹天津职业技术师范大学电子工程学院, 天津 300222;

²天津职业技术师范大学天津市信息传感与智能控制重点实验室, 天津 300222

摘要 利用超材料模拟原子系统中的电磁诱导透明现象受到了人们的持续关注,而在超材料中实现主动式电磁诱导透明是其中一个重要的研究方向,在许多领域有着潜在的应用价值。在太赫兹波段上提出了一种新型的主动式电磁诱导透明超材料,其由石墨烯和金属微结构复合而成,其原理是利用金属微结构的场增强特性,结合石墨烯在强场太赫兹下电导率的非线性变化行为,实现对电磁诱导透明效应的非线性调制。为了提升该非线性调制深度,在金属微结构中引入了小开口间隙的谐振单元,以实现更强的近场增强,从而提升石墨烯非线性电导率的变化范围。在 $0.5 \mu\text{m}$ 开口间隙下,模拟获得了高达 360.7 的场增强因子和 49.3% 的非线性调制深度。设计思路为实现紧凑的非线性慢光器件提供了参考。

关键词 材料; 超材料; 太赫兹; 石墨烯; 电磁诱导透明; 非线性调制

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.1918006

1 引言

电磁诱导透明 (Electromagnetically Induced Transparency, EIT) 原本是发生在量子力学三能级原子系统中的一种干涉效应,即两个辐射跃迁路径之间的相消干涉会在一个宽的吸收光谱中形成一个狭窄的透明窗口^[1],同时,这种现象的出现总是伴随着色散特性的极端改变,其在许多方面具有重要的应用前景,如慢光、光开关和非线性增强等。然而,实现量子 EIT 效应需要极其复杂的实验条件,这严重限制了它的实际应用^[2]。近年来,基于近场耦合效应的 EIT 超材料以其设计灵活、易于实现的特性而受到了广泛的关注,其意义在于将原始的量子效应引入到经典光学范畴,推动 EIT 效应走向实际应用。在超材料中实现对 EIT 效应的新型主动调制是研究热点之一,到目前为止,已有多种主动调控策略被提出^[3-10],其中包括基于石墨烯的主动调控策略。

石墨烯是一种具有优异电子和光子特性的二维

材料,其最重要的特性之一就是可以通过电控和光学掺杂等方式来调节电导率。基于该特性,通过在超材料微结构中集成石墨烯材料,便可以实现良好的主动调制。与其他通过功能材料集成方式实现主动调控的策略相比,集成石墨烯的超材料器件有望获得较高的调制速度^[11-14]。研究人员利用外加光泵、电压等方式实现了许多基于石墨烯的主动式超材料,但迄今为止,这些设计和实验大多是在电磁波线性作用的框架下进行的,即出射的响应与入射电磁波的强度无关^[15-19]。研究发现,在太赫兹波段,当入射太赫兹电场很强时,石墨烯的电导率会被入射的太赫兹电场快速调节,即石墨烯的非线性效应^[20-23],这为设计非线性主动调控超材料提供了途径。

本文提出了一种基于石墨烯-金属复合超材料的 EIT 非线性调控方法,其中金属微结构由折线形谐振器 (Meanderline Resonator, MLR) 和开口环谐振器 (Split Ring Resonators, SRRs) 组成,它可以实现明显的 EIT 效应;石墨烯材料被置于 SRRs 的

收稿日期: 2021-06-16; **修回日期:** 2021-07-23; **录用日期:** 2021-08-03

基金项目: 国家自然科学基金(61705167)、天津市科技支撑计划重点项目(20YFZCSY00600)、天津市高校中青年骨干创新人才培养计划(2020-04)、天津市教委科研项目(2020KJ125)

通信作者: *quanli@tute.edu.cn

开口处。当入射太赫兹电场较强时,金属微结构局域场的增强作用会使石墨烯的电导率发生变化,该变化主要是由石墨烯的载流子散射时间的变化引起的,而石墨烯电导率的变化又会反过来影响 SRRs 的谐振,进而对 EIT 效应进行调制。这里的金属微结构场增强效应,可以降低石墨烯电导率变化对入射太赫兹场强要求,通过将 SRRs 的开口间隙缩小,还可以显著提高场增强效应,从而提高对 EIT 效应的调制深度。模拟计算发现,这种调控的内在机制可归因于石墨烯对 SRRs 谐振阻尼的调制。研究结果为实现强太赫兹入射电场下的主动式超材料设计提供了参考,在超快太赫兹调控方面具有潜在的应用价值。

2 石墨烯-金属复合 EIT 超材料的结构设计

图 1 所示为本文提出的石墨烯-金属复合 EIT 超材料的单元结构示意图,其中 $H(x)$ 为太赫兹磁场强度的 x 分量, $E(y)$ 为太赫兹电场强度的 y 分量, $K(z)$ 为太赫兹波矢的 z 分量。金属结构部分由 MLR 和 SRRs 组成, MLR 在单元衬底(硅材料)表面,其两端延伸至单元边缘,两个 SRRs 竖直摆放并对称放置在 MLR 内侧。该金属微结构的几何尺寸分别为: MLR 的横条和竖条长度 $L_1 = 85 \mu\text{m}$ 和 $L_2 = 75 \mu\text{m}$, MLR 最上端和最下端横条距周期边缘的间距 $d = 12.5 \mu\text{m}$, SRRs 的横条和竖条长度 $l_1 = 29 \mu\text{m}$ 和 $l_2 = 25 \mu\text{m}$, MLR 和 SRRs 的结构线宽 $w = 6 \mu\text{m}$, 两个 SRRs 的间距 $s = 7 \mu\text{m}$, 开口处的间隙宽度 $g = 0.5 \mu\text{m}$, SRRs 横条最下端距衬底下侧周期边界的间距 $D = 53.5 \mu\text{m}$, 结构周期 $P = 100 \mu\text{m}$, 金属和硅衬底层厚度分别为 200 nm 和 $640 \mu\text{m}$ 。石墨烯仅存在于两个 SRRs 的开口中间。当不存在石墨烯时,该金属结构可呈现很强的 EIT 效应。

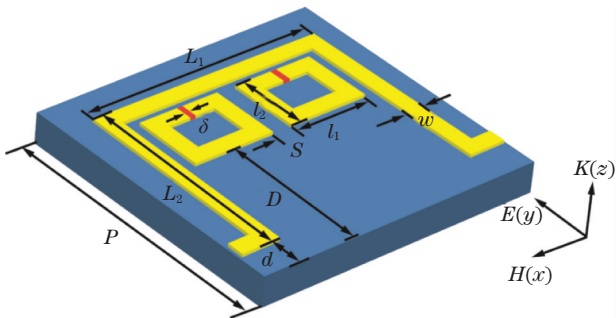


图 1 石墨烯-金属复合 EIT 超材料的结构单元示意图
Fig. 1 Schematic of unit cell of graphene-metal hybrid EIT metamaterial

为了研究单独金属结构中的 EIT 效应,本文利用时域有限差分法(FDTD)分别模拟了仅 MLR、仅 SRRs 和 EIT 三组结构的透射谱,结果如图 2(a)~(c)所示。在仿真中,激励源为平面波,边界条件为周期性,衬底材料被设置为无损硅(介电常数 $\epsilon = 11.78$),金属铝被设置为电导率为 $3.72 \times 10^7 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 的有损金属。太赫兹透射幅值被定义为 $|\tilde{t}(\omega)| = |E_{\text{sam}}(\omega)/E_{\text{ref}}(\omega)|$, 其中 $E_{\text{sam}}(\omega)$ 和 $E_{\text{ref}}(\omega)$ 分别为模拟得到的太赫兹透过金属结构和空白硅的透射系数, ω 为入射太赫兹波的角频率。从图 2(a)和图 2(b)中可以看出, MLR 结构和 SRRs 结构在对应谐振频率处均表现出了很强的谐振效应,且 MLR 结构和 SRRs 结构的谐振谷间的失谐频率很小,这两个共振分别由沿 y 方向和 x 方向偏振的入射场[如图 2(a)和图 2(b)中的插图所示]激发。可以看出, MLR 的谐振模式具有较强的辐射损耗,因此谐振带宽较宽,而 SRRs 则支持一个具有窄带宽的谐振模式。根据这些谐振特性,这里将 MLR 充当 EIT 结构的明模,将 SRRs 充当暗模,并将其按图 1 所示位置放置在一起以组成 EIT 结构,入射偏振选为 y 偏振。虽然 SRRs 不能被该入射偏振直接激发,但其可通过耦合作用被 MLR 的谐振近场间接激发,因此称之为暗模。在相互作用过程中,被间接激发的暗模谐振又会反作用于明模的谐振,该作用与入射太赫兹波对明模的直接激发作用相互干涉,且相干相消,导致明模谐振减弱,对应的透射谱变化即为在原来明模谐振谷位置出现一个透明窗口,即 EIT 效应。如图 2(c)所示,在 0.54 THz 处可以清晰地观察到一个狭窄的透明窗口。

为了进一步理解 EIT 现象产生的原因,分别模拟了仅 MLR、仅 SRRs 和 EIT 结构在 0.54 THz 附近谐振谷(或透明峰)频率处的表面电流分布,结果如图 2(d)~(f)所示。当两谐振器单独存在时,从图 2(d)和图 2(e)中可以观察到, MLR 被入射 y 偏振太赫兹平面波直接激发,其表面电流沿 y 方向对称分布,可视为两个对称的电偶极子谐振;两个 SRRs 在 x 偏振太赫兹波入射下,其表面电流均呈环形分布,即相当于两个磁偶极子谐振,此时大量异号电荷能够分别聚集在其开口间隙的两个末端,从而在间隙处产生强烈的局域电场。当两个谐振器组成 EIT 结构时,在 y 偏振太赫兹波入射下, MLR 会首先被外场激发,其谐振的表面电流会在 z 方向产生磁场,此磁场可以穿过 SRRs,从而激发 SRRs 中的磁偶极子谐振;同时, MLR 电偶极子两端会在 x 方向产生电场,该电场也同样会激发 SRRs 中的磁

偶极子谐振;被激发的 SRRs 又反过来对 MLR 的谐振产生影响。最终结果是,MLR 上的表面电流强度相较它单独存在时被明显削弱,如图 2(f)所示,即上述的相干相消。值得注意的是,此时暗模

SRRs 的谐振强度很强,其开口间隙中心处的场增强因子高达 360.7,这里场增强因子 $F_e = |E_{\text{EIT}}/E_r|$,其中 E_{EIT} 和 E_r 分别为有和没有 EIT 结构时相同位置处的模拟电场幅值。

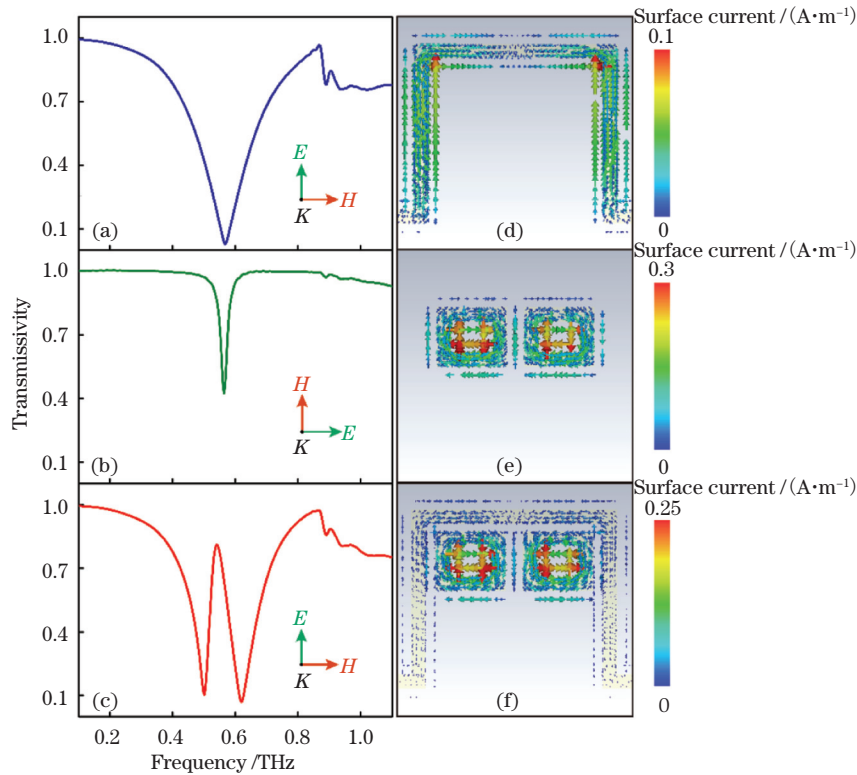


图 2 无石墨烯时的模拟结果。模拟的(a)MLR、(b)SRRs 和(c)EIT 结构的透射谱;模拟的(d)MLR、(e)SRRs 和(f)EIT 结构在 0.54 THz 附近谐振谷(或透明峰)频率处的表面电流分布

Fig. 2 Simulated results without graphene. Simulated amplitude transmission spectra of (a) MLR, (b) SRRs, and (c) EIT structures; simulated surface current distributions of (d)MLR, (e)SRRs, and (f) EIT structures at frequencies of resonance dips (or transparent peak) near 0.54 THz

3 EIT 的非线性主动调制

超材料微结构具有很强的局域近场增强效应,可在亚波长尺度上增强光与物质的相互作用,在等离子体传感、调制和开关器件的设计方面具有重要意义。此外,场增强效应也非常适用于非线性效应研究,一个重要特征便是降低观测到非线性效应时的入射场强度阈值,因此,在非线性器件设计中引入场增强效应是一个很好的策略^[24-25]。这里将场增强效应与强场太赫兹波入射下的石墨烯非线性效应相结合,通过将石墨烯条形结构置于 SRRs 的开口间隙处来调制其谐振,从数值模拟上研究了该石墨烯-金属复合结构对 EIT 效应的非线性调制情况。在模拟中,设置单层石墨烯的厚度为 1 nm,固定间隙距离 $g = 0.5 \mu\text{m}$,该小间隙设置除了可以如上所述实现更强的场增强效果,还能使得开口两端的载

流子更易于在石墨烯上转移,从而达到更好的谐振调制效果。这里采用 Kubo 模型来描述石墨烯的电导率特性,它包含带内电子-光子散射和带间电子跃迁贡献两方面的作用^[26-27]:

$$\sigma_g = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}} = i \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})} \left\{ \frac{E_F}{k_B T} + 2 \ln \left[\exp\left(-\frac{E_F}{k_B T}\right) + 1 \right] \right\} + i \frac{e^2}{4\pi \hbar} \ln \left[\frac{2|E_F| - \hbar(\omega + i\tau^{-1})}{2|E_F| + \hbar(\omega + i\tau^{-1})} \right], \quad (1)$$

式中: σ_g 为石墨烯的总电导率; e 代表电子的电荷量; k_B 代表玻尔兹曼常数; \hbar 代表普朗克常数; T 代表温度; τ 代表载流子散射时间; E_F 代表费米能级。在太赫兹范围内,石墨烯的导电性主要受带内电子-光子散射贡献的电导率 σ_{intra} 的影响。根据以往的研究可知,强太赫兹入射场主要影响石墨烯的载流子散射时间 τ ,原因是强太赫兹入射场可以诱导载流子的重新

分布,场强越大,载流子散射时间越短^[28-29]。

为了表征该石墨烯-金属复合 EIT 超材料结构的非线性透射特性,这里依据以往在强场太赫兹系统下石墨烯的非线性行为来设置仿真中的相关参数^[30]。石墨烯的费米能级 E_F 被固定设置为 0.15 eV,将载流子散射时间 τ 从 1 fs 增加至 13 fs,这一设置范围与先前报道的工作相当,对应的太赫兹场强变化范围约为 300 kV/cm^[30]。图 3(a) 给出了相应的模拟透射结果,可以看出,随着 τ 的增加, EIT 透射谱发生了很大的变化:透射峰两侧的谐振

谷逐渐变弱,表现为在 0.49 THz 和 0.61 THz 处的透射系数分别从 0.11 增加到 0.41 和从 0.07 增加到 0.24;在 0.54 THz 附近的透射窗口逐渐消失,透射系数从 0.81 下降到 0.33;整体的谐振行为逐渐向着仅有 MLR 结构时的情况转化,且整个过程没有明显的谐振频移。该变化是由于随着 τ 的增加,石墨烯电导率增大,SRRs 开口间隙两端的电荷更容易被石墨烯导通,使得其谐振损耗增加,谐振强度减弱,无法对 MLR 的谐振产生足够的抑制作用,从而最终导致 EIT 窗口的关闭。

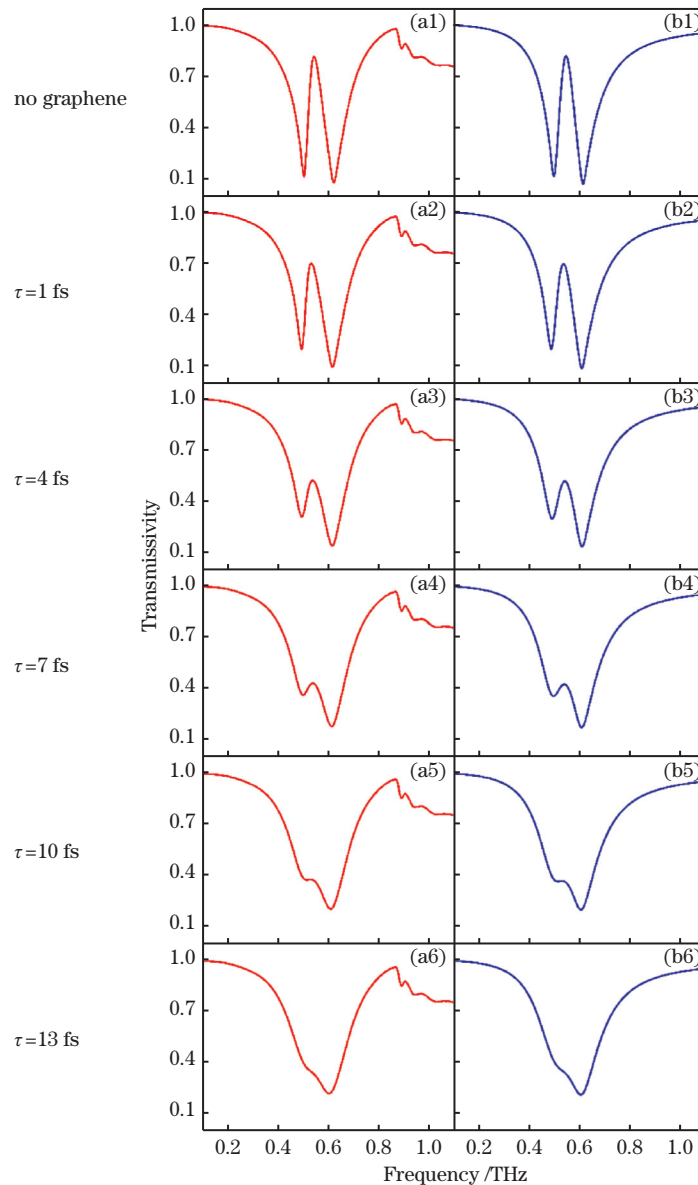


图 3 $E_F=0.15$ eV, $g=0.5 \mu\text{m}$ 时石墨烯-金属复合 EIT 超材料结构的透射谱。(a1)~(a6)模拟的透射谱; (b1)~(b6)相应的理论拟合结果

Fig. 3 Transmission spectra of graphene-metal hybrid EIT metamaterial structure when $E_F=0.15$ eV and $g=0.5 \mu\text{m}$. (a1)-(a6) Simulated transmission spectra; (b1)-(b6) corresponding theoretical fitting results

该调制现象同样体现在图 4 所示的表面电流分布中。在没有单层石墨烯时,MLR 和 SRRs 的近场

耦合作用产生了很强的 EIT,在透射窗口频率处, SRRs 的谐振强度较强,而 MLR 的谐振强度被抑

制,如图 4(a)所示。一旦在 SRRs 的开口间隙处插入石墨烯,从以往的研究中发现,静态下的石墨烯主要表现为半金属效应,SRRs 的开口间隙被一定程度短接^[17]。随着石墨烯散射时间 τ 的逐渐增加,对应的实际入射太赫兹场强不断减小^[30],石墨烯的

电导率增加,开口两端的正负电荷的复合效应也随之增强,因此 SRRs 开口间隙中的电荷密度逐渐减小,表面电流减弱,谐振逐渐变弱,如图 4(b)~(f)所示,这一模拟得到的近场分布效果与前述分析是吻合的。

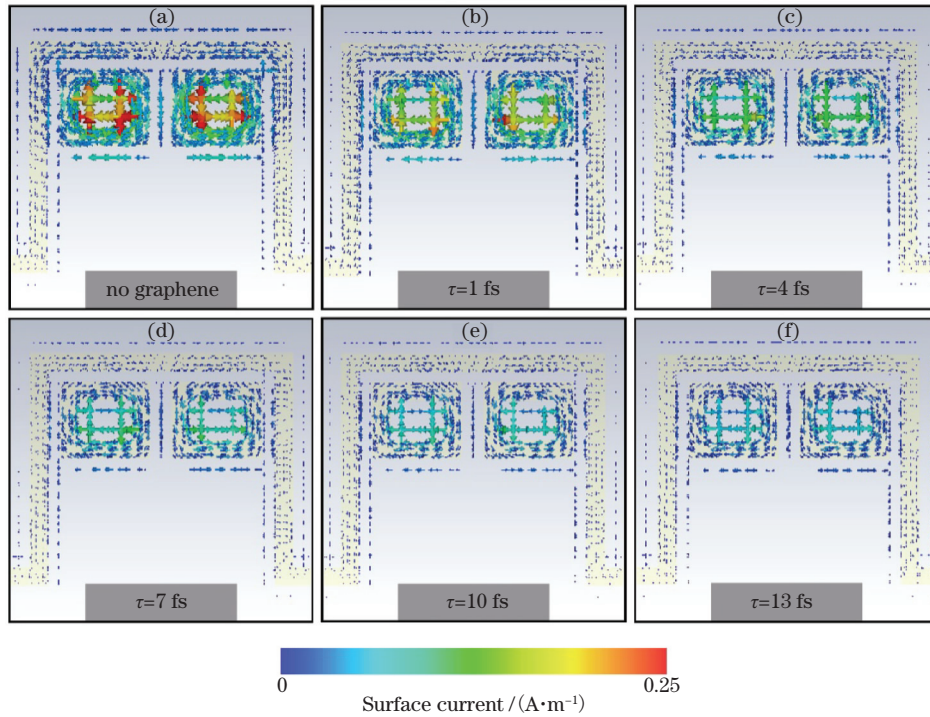


图 4 $g = 0.5 \mu\text{m}$ 时不同条件下模拟的复合 EIT 结构的表面电流分布。(a) 没有石墨烯;(b)~(f) 不同石墨烯散射时间
Fig. 4 Simulated surface current distributions of hybrid EIT structure under different conditions when $g = 0.5 \mu\text{m}$.

(a) Without graphene; (b)-(f) different graphene scattering time

为了揭示 EIT 主动调制的物理机制,这里用耦合谐振子模型来定量描述仿真得到的透射谱,该 EIT 超材料结构中两个模式的谐振情况^[31]可表示为

$$\ddot{x}_1 + \gamma_1 \dot{x}_1 + \omega_1^2 x_1 + \kappa x_2 = E, \quad (2)$$

$$\ddot{x}_2 + \gamma_2 \dot{x}_2 + (\omega_1 + \delta)^2 x_2 + \kappa x_1 = 0, \quad (3)$$

式中: x_1 和 γ_1 分别为明模的谐振振幅和阻尼率; x_2 和 γ_2 分别为暗模的谐振振幅和阻尼率; ω_1 为明模与暗模耦合前的谐振角频率; δ 为两个模式的失谐角频率; κ 为两个模式间的耦合系数; E 为入射太赫兹波的电场。利用 $\omega - \omega_1 \ll \omega_1$ 近似求解(2)、(3)式,得到 EIT 超材料的极化率^[32]可表示为

$$\chi = \chi_r + i\chi_i \infty$$

$$\frac{(\omega - \omega_1 - \delta) + i \frac{\gamma_2}{2}}{\left(\omega - \omega_1 + i \frac{\gamma_2}{2}\right) \left(\omega - \omega_1 - \delta + i \frac{\gamma_2}{2}\right) - \frac{\kappa^2}{4}}, \quad (4)$$

式中: χ_r 为极化率的实部; χ_i 为极化率的虚部。可以看出,系统中能量耗散与极化率的虚部 χ_i 成正比,因此通过 $T = 1 - g\chi_i$ 便可以得到透射和 χ_i 之

间的关系,其中 g 为描述明模谐振器与入射电场耦合强度的几何参数。利用(1)~(4)式,可以对不同载流子散射时间下的模拟透射谱进行拟合。图 3(b)给出了耦合谐振子模型的拟合透射谱,它与仿真结果非常吻合。图 5 给出了不同载流子散射时间对应的拟合参数,可以看出,在调制过程中, γ_1 、 δ 和 κ 随着载流子散射时间的增加基本保

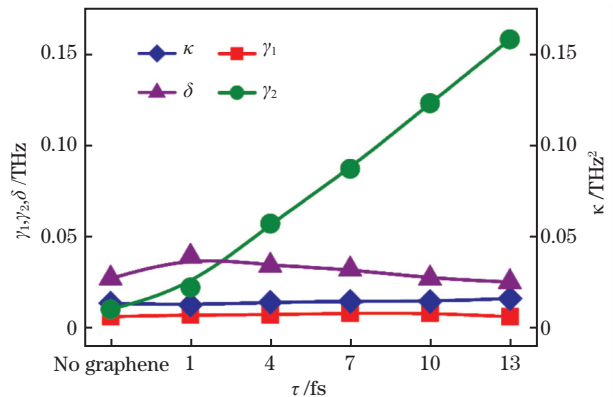


图 5 不同拟合参数随石墨烯散射时间的变化

Fig. 5 Fitting parameters versus graphene scattering time

持不变,而暗模谐振器的阻尼率 γ_2 明显增加。因此,该理论模型表明,该主动调制现象主要是由暗模谐振器阻尼率的变化引起的。在所提石墨烯-金属复合 EIT 超材料结构中,石墨烯位于 SRRs 的开口间隙处,作为电导率可变的导电层连接每一个开口间隙的两端。随着石墨烯载流子散射时间的增加,石墨烯电导率增加,石墨烯对间隙的短接效应增强,因此增强了 SRRs 的谐振损耗。当暗模的阻尼率大到不足以维持暗模共振(即 $\tau = 13$ fs)时,EIT 效应则会消失。

此外,本文还研究了 EIT 超材料结构中 SRRs 的开口间隙大小对 EIT 效应的影响。图 6(a)和图 6(b)分别展示了石墨烯费米能级为 0.15 eV,散射

时间分别为 1 fs 和 13 fs,开口间隙从 5 μm 减小到 0.5 μm 时的模拟透射谱,可以看出,随着开口间隙的减小,透明窗口对应的频率出现红移,且透明窗口的幅值也逐渐减小。图 6(c)给出了在不同开口间隙下 SRR 间隙中心处的场增强因子以及非线性调制深度 $|(T_2 - T_1)/T_1|$ 的变化情况,其中 T_1 和 T_2 是石墨烯散射时间分别为 1 fs 和 13 fs 时 EIT 透射窗口处的透射幅值。可以看出,随着 g 从 5 μm 减小到 0.5 μm ,间隙处的电容效应增强,场增强因子从 28.3 逐渐增加到 360.7,同时调制深度从 8.1% 升高至 49.3%。由此可见,小的开口间隙可以实现更强的电场增强,进而降低实现非线性效应的阈值,提高器件的调制深度。

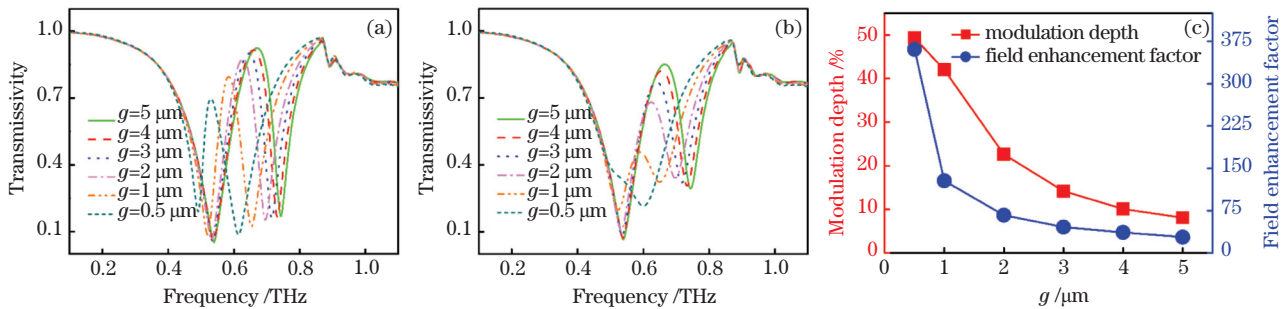


图 6 复合 EIT 超材料结构在不同 g 下的模拟结果。(a) $E_F = 0.15$ eV, $\tau = 1$ fs 时的透射谱;(b) $E_F = 0.15$ eV, $\tau = 13$ fs 时的透射谱;(c) 间隙处的场增强因子和透射峰处的调制深度

Fig. 6 Simulated results of hybrid EIT metamaterial structure under different g . (a) Transmission spectra when $E_F = 0.15$ eV and $\tau = 1$ fs; (b) transmission spectra when $E_F = 0.15$ eV and $\tau = 13$ fs; (c) field enhancement factors at gap and modulation depths at transmission peak

4 结 论

从数值模拟和理论拟合两方面研究了在太赫兹波段内由石墨烯和金属组成的复合超材料结构中的 EIT 效应。利用复合超材料结构中 SRRs 开口间隙处的场增强效应,结合石墨烯在强太赫兹电场下电导率变化的非线性效应,通过将石墨烯条形结构集成到 SRRs 的开口间隙中, EIT 窗口的透射振幅得到入射太赫兹场强度的有效调控,实现了对 EIT 效应的非线性主动调制,其调制的内在机制可归因于石墨烯对 SRRs 谐振阻尼率的调制。最后,给出了不同 SRRs 开口间隙大小下对应的 EIT 透射窗口频率处的场增强因子大小及其对应的调制深度,说明了强的近场增强更有利于提高非线性的调制深度。未来在实验中可采用本征硅作为基底,以避免硅被强场太赫兹波激发,影响调制效果^[33,34]。由于非线性效应带来的变化基本是瞬时的,因此,该复合超材料结构的调制速率主要取决于结构的总阻抗和

总电容,根据先前报道的理论估算,有望实现高达几十 GHz 的调制频率^[35,36]。所提方法在高速慢光调制和光开关等领域具有应用潜力,为实现高速的主动调控器件提供了一种新途径。

参 考 文 献

- [1] Harris S E. Electromagnetically induced transparency [J]. *Physics Today*, 1997, 50(7): 36-42.
- [2] Shuang Z, Genov D A, Wang Y, et al. Plasmon-induced transparency in metamaterials [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(4): 218-221.
- [3] Zhao X L, Yuan C, Zhu L, et al. Graphene-based tunable terahertz plasmon-induced transparency metamaterial [J]. *Nanoscale*, 2016, 8(33): 15273-15280.
- [4] Cao Y Y, Li Y, Liu Y Z, et al. Tunable electromagnetically induced transparency based on T-shaped graphene metamaterials [J]. *Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology*, 2017, 15(2): 192-197.

- 曹妍妍, 李悦, 刘元忠, 等. 基于 T 型石墨烯超材料可调电磁诱导透明效应[J]. 太赫兹科学与电子信息学报, 2017, 15(2): 192-197.
- [5] Xiao S Y, Wang T, Liu T T, et al. Active modulation of electromagnetically induced transparency analogue in terahertz hybrid metal-graphene metamaterials [J]. Carbon, 2018, 126: 271-278.
- [6] Li G S, Yan F P, Wang W, et al. Analysis of multiband and broadband electromagnetically induced transparency based on three-dimensional coupling[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2018, 55(12): 121601.
- 李广森, 延凤平, 王伟, 等. 基于三维耦合的多波段宽带电磁诱导透明分析[J]. 激光与光电子学进展, 2018, 55(12): 121601.
- [7] Chen H, Zhang H Y, Liu M D, et al. Tunable multiple plasmon-induced transparency in three-dimensional Dirac semimetal metamaterials [J]. Optics Communications, 2018, 423: 57-62.
- [8] Wang Y, Leng Y B, Wang L, et al. Tunable graphene amplitude based broadband electromagnetically-induced-transparency-like metamaterial[J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(9): 097801.
- 王越, 冷雁冰, 王丽, 等. 基于石墨烯振幅可调的宽带类电磁诱导透明超材料设计[J]. 物理学报, 2018, 67(9): 097801.
- [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] Zhang M, Yan F P, Du X M, et al. Design and analysis of electromagnetically induced transparency in THz multiband [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(3): 0314001.
- 张敏, 延凤平, 杜雪梅, 等. 太赫兹多波段的电磁诱导透明设计与分析[J]. 中国激光, 2021, 48(3): 0314001.
- [11] Sensale-Rodriguez B, Yan R, Kelly M M, et al. Broadband graphene terahertz modulators enabled by intraband transitions [J]. Nature Communications, 2012, 3(1): 780.
- [12] Lee S H, Choi M, Kim T T, et al. Switching terahertz waves with gate-controlled active graphene metamaterials[J]. Nature Materials, 2012, 11(11): 936-941.
- [13] Zhou Y X, Huang Y Y, Jin Y P, et al. Terahertz properties of graphene and graphene-based terahertz devices[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(6): 0614011.
- 周译玄, 黄媛媛, 靳延平, 等. 石墨烯太赫兹波段性质及石墨烯基太赫兹器件[J]. 中国激光, 2019, 46(6): 0614011.
- [14] Jnawali G, Rao Y, Yan H, et al. Observation of a transient decrease in terahertz conductivity of single-layer graphene induced by ultrafast optical excitation [J]. Nano Letters, 2013, 13(2): 524-530.
- [15] Kindness S J, Almond N W, Wei B, et al. Active control of electromagnetically induced transparency in a terahertz metamaterial array with graphene for continuous resonance frequency tuning[J]. Advanced Optical Materials, 2018, 6(21): 1800570.
- [16] Low T, Avouris P. Graphene plasmonics for terahertz to mid-infrared applications[J]. ACS Nano, 2014, 8(2): 1086-1101.
- [17] Li Q, Tian Z, Zhang X Q, et al. Dual control of active graphene-silicon hybrid metamaterial devices [J]. Carbon, 2015, 90: 146-153.
- [18] Li H, Yu J, Chen Z. Broadband tunable terahertz absorber based on hybrid graphene-vanadium dioxide metamaterials[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(9): 0903001.
- 李辉, 余江, 陈哲. 基于混合石墨烯-二氧化钒超材料的太赫兹可调宽带吸收器[J]. 中国激光, 2020, 47(9): 0903001.
- [19] Kim T T, Kim H, Kenney M, et al. Amplitude modulation of anomalously refracted terahertz waves with gated-graphene metasurfaces [J]. Advanced Optical Materials, 2018, 6(1): 1700507.
- [20] Li Q, Wang S, Chen T. Nonlinear modulation of plasmonic resonances in graphene-integrated triangular dimers at terahertz frequencies [J]. Materials, 2019, 12(15): 2466-2476.
- [21] Dong H M. Electrically-controlled nonlinear terahertz optical properties of graphene [J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(23): 237804.
- 董海明. 掺杂石墨烯系统电场调控的非线性太赫兹光学特性研究 [J]. 物理学报, 2013, 62(23): 237804.
- [22] Paul M J, Chang Y C, Thompson Z J, et al. High-field terahertz response of graphene[J]. New Journal of Physics, 2013, 15(8): 085019.
- [23] Suess R J, Winnerl S, Schneider H, et al. Role of transient reflection in graphene nonlinear infrared optics[J]. Acs Photonics, 2016, 3: 1069-1075.
- [24] Nakajima M, Kurihara T, Tadokoro Y, et al. Application of terahertz field enhancement effect in metal microstructures [J]. Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2016, 37(12): 1199-1212.
- [25] Sun X D, Zhang S W, Wu F, et al. Surface

- electromagnetic field enhancement of sub-wavelength metallic groove array[J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(11): 1113001.
- 孙晓东, 张斯文, 吴峰, 等. 亚波长金属槽阵列表面电磁场增强[J]. 中国激光, 2017, 44(11): 1113001.
- [26] Zhang Y B, Tan Y W, Stormer H L, et al. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene[J]. Nature, 2005, 438(7065): 201-204.
- [27] Zhang J, Zhu Z H, Liu W, et al. Towards photodetection with high efficiency and tunable spectral selectivity: graphene plasmonics for light trapping and absorption engineering[J]. Nanoscale, 2015, 7(32): 13530-13536.
- [28] Hafez H A, Lévesque P L, Al-Naib I, et al. Intense terahertz field effects on photoexcited carrier dynamics in gated graphene [J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(25): 251903.
- [29] Hwang H Y, Brandt N C, Farhat H, et al. Nonlinear THz conductivity dynamics in P-type CVD-grown graphene [J]. The Journal of Physical Chemistry B, 2013, 117(49): 15819-15824.
- [30] Li S X, Nugraha P S, Su X Q, et al. Terahertz electric field modulated mode coupling in graphene-metal hybrid metamaterials [J]. Optics Express, 2019, 27(3): 2317-2326.
- [31] Liu N, Langguth L, Weiss T, et al. Plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency at the drude damping limit [J]. Nature Materials, 2009, 8(9) 758-762.
- [32] Luo W W, Cai W, Xiang Y X, et al. Flexible modulation of plasmon-induced transparency in a strongly coupled graphene grating-sheet system [J]. Optics Express, 2016, 24(6): 5784-5793.
- [33] Ovchinnikov A V, Chefonov O V, Mishina E D, et al. Second harmonic generation in the bulk of silicon induced by an electric field of a high power terahertz pulse[J]. Scientific Reports, 2019, 9: 9753.
- [34] Tarekegne A T, Iwaszczuk K, Zalkovskij M, et al. Impact ionization in high resistivity silicon induced by an intense terahertz field enhanced by an antenna array [J]. New Journal of Physics, 2015, 17(4): 043002.
- [35] Wang J, Hu X. Recent advances in graphene-assisted nonlinear optical signal processing [J]. Journal of Nanotechnology, 2016, 2016: 1-18.
- [36] Chen H M, Su J, Wang J L, et al. Optically-controlled high-speed terahertz wave modulator based on nonlinear photonic crystals [J]. Optics Express, 2011, 19(4): 3599-3603.

Nonlinear Modulation of Electromagnetically Induced Transparency Based on Graphene-Metal Hybrid Metamaterial Structure

Liu Shanshan¹, Li Quan^{1*}, Yang Ziyu¹, Lu Guangda², Wang Shuang¹

¹ School of Electronic Engineering, Tianjin University of Technology and Education, Tianjin 300222, China;

² Tianjin Key Laboratory of Information Sensing and Intelligent Control, Tianjin University of Technology and Education, Tianjin 300222, China

Abstract

Objective Recently, mimicking the quantum electromagnetically induced transparency (EIT) effect using metamaterials in a classical way has attracted continuous attention. Achieving an active EIT effect is one of the important research directions owing to its great potential in many practical applications, such as active light switching and high-speed slow light modulation. So far, a variety of new working schemes have been proposed by integrating functional materials into the metamaterial structures, such as nonlinear media and photoactive and electroactive semiconductors. Graphene, composed of single-layer carbon atoms, exhibits excellent electrical and optical properties and the dynamic tuning of its optical conductivity is achieved by tuning its Fermi level (E_F) and carrier scattering time (τ). Based on this, graphene-based active metamaterials have successfully exhibited their potentials in light modulation in which high modulation speed is shown owing to the picosecond-level relaxation time of graphene. However, the previous studies mostly rely on tuning E_F to achieve the active control and the studies by tuning τ are relatively scarce. In this work, we theoretically proposed an active EIT device in the terahertz regime using graphene-metal hybrid metamaterials, in which we tune τ using the nonlinear effect of graphene under strong-field terahertz incidence. Owing to the ultrafast relaxation time of the carriers in graphene, such a nonlinear modulation route paves the way towards ultra-fast active devices.

Methods The proposed active EIT metamaterial is composed of graphene-metal hybrid structures on the silicon substrate. The metal structure part is composed of meanderline resonator (MLR) and split ring resonators (SRRs), as shown in Fig. 1. The two SRRs are placed vertically and symmetrically inside the MLR. The geometric parameters of the metal structure are: $L_1 = 85 \mu\text{m}$, $L_2 = 75 \mu\text{m}$, $d = 12.5 \mu\text{m}$, $l_1 = 29 \mu\text{m}$, $l_2 = 25 \mu\text{m}$, $w = 6 \mu\text{m}$, $s = 7 \mu\text{m}$, $g = 0.5 \mu\text{m}$, and $D = 53.5 \mu\text{m}$, respectively. The period is $P = 100 \mu\text{m}$, and the thicknesses of the metal and silicon substrate layers are 200 nm and 640 μm , respectively. The graphene structures here are designed to locate only in the gaps of the two SRRs that connect the gap end. In order to study the active EIT effect, the finite-difference time-domain (FDTD) method is applied to simulate the transmission spectra. In the simulation, the excitation source is a plane wave propagating along the z direction, the boundary conditions along the x and y directions are periodic while those along the z direction are open boundary conditions, the substrate is set as lossless silicon ($\epsilon = 11.78$), and the metal is set as aluminum with a conductivity of $3.72 \times 10^7 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$.

Results and Discussions When the graphene structures are not presented, the metal structure can exhibit a strong EIT effect under y -polarized incidence, as shown in Fig. 2, where the MLR and SRRs function as bright mode and dark mode, respectively. In order to study the nonlinear EIT modulation effect when the graphene structures are presented, the condition of strong-field terahertz incidence ($\sim 300 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$) is mimicked by changing the relevant graphene parameter τ in simulation according to the previously reported nonlinear behavior of graphene. The E_F of graphene is fixed to be 0.15 eV, and the τ is increased from 1 fs to 13 fs (corresponding to gradually decreased terahertz field). Figure 3(a) shows the corresponding simulated transmission spectra. It can be seen that as τ increases, the overall resonance behavior gradually changes to the situation when there is only the MLR. In order to reveal the physical mechanism of the active EIT modulation, a coupled-mode theory is used to quantitatively describe the changing behavior. Figure 3(b) shows the fitted transmission spectra, which are in good agreement with the simulated results. Figure 5 shows the corresponding fitting parameters as a function of τ . It can be seen that the parameters γ_1 , δ , and κ basically remain unchanged, while the damping rate γ_2 of the dark mode resonator obviously increases. This can be attributed to the enhanced shorting effect of the graphene structures and to the resonance of the SRRs due to the increased graphene conductivity. In addition, the influence of the gap size g of SRRs on the active EIT effect is also studied, as shown in Figs. 6(a) and (b). Figure 6(c) shows the field enhancement factor at the center of the SRR gap and the corresponding nonlinear modulation depth at different g , which both decrease as g increases. When g is small, under strong terahertz field incidence, the large field enhancement effect can greatly reduce the graphene conductivity and contributes to a strong EIT effect, while under weak terahertz field incidence, the opposite carriers at the two gap ends can easily recombine and contribute to the disappearance of the EIT effect. Thus, the modulation depth becomes larger as g decreases. Here, at $g = 0.5 \mu\text{m}$, the field enhancement factor reaches 360.7 and the nonlinear modulation depth reaches 49.3%.

Conclusions In summary, a nonlinear EIT modulation effect in a composite metamaterial composed of graphene-metal hybrid structures has been studied in the terahertz regime. The inner mechanism lies in the combination of the field enhancement effect and the nonlinear effect of the graphene conductivity under a strong terahertz field. Owing to the ultrafast carrier relaxation time of graphene, the nonlinear modulation speed here is thus determined by the relaxation time of the structure resonances which is in the dozens of picoseconds level. The proposed metamaterials may have potential applications in high-speed slow light modulation and optical switching. And the proposed nonlinear modulation method provides a new way towards high-speed active devices.

Key words materials; metamaterial; terahertz; graphene; electromagnetically induced transparency; nonlinear modulation

OCIS codes 160.3918; 300.6495; 230.5750