

## 基于协同效应的双偏振三重等离子诱导透明\*

张文杰<sup>1) #</sup> 张小姣<sup>2) #</sup> 胡树南<sup>1)</sup> 詹杰<sup>1) †</sup>  
高恩多<sup>3) ‡</sup> 王琦<sup>4)</sup> 聂国政<sup>1) ††</sup>

1) (湖南科技大学物理与电子科学学院, 湖南省智能传感器与新型传感材料重点实验室, 湘潭 411201)

2) (湖南工商大学微电子与物理学院, 长沙 410205)

3) (长沙理工大学物理与电子科学学院, 长沙 410083)

4) (北京大学东莞光电研究院, 东莞 523808)

(2025年4月15日收到; 2025年5月28日收到修改稿)

传统等离子体诱导透明 (plasmon induced transparency, PIT) 受限于多种明暗模式间的耦合机制. 为了突破该机制的局限性, 本研究提出了一种双偏振石墨烯超表面结构, 该结构由4组对称L型石墨烯环绕十字形中空石墨烯组成, 通过两个单PIT之间的协同效应形成了三重PIT. 研究发现, 通过费米能级和载流子迁移率的调制, 该结构作为慢光器件展现出高达500的群折射率, 具备优异的慢光调控能力. 作为偏振器件, 该结构具有双偏振特性, 在 $x$ 和 $y$ 偏振光入射下均能产生三重PIT窗口. 特别的是, 共振频率 $f_0$ 不受入射光偏振方向的影响. 这种在不同偏振光下均具有良好的稳定性和抗干扰能力对偏振器件的设计尤为重要. 因此, 本研究设计了一种慢光调控和偏振选择于一体的多功能集成器件, 为基于偏振不敏感的协同效应提供了新的理论指导和研究方向.

**关键词:** 等离子体诱导透明, 协同效应, 慢光效应, 偏振性**PACS:** 78.40.-q, 78.66.-w, 42.25.Bs, 42.70.-a**DOI:** 10.7498/aps.74.20250488**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250488

## 1 引言

表面等离子激元 (surface plasmons, SPs)<sup>[1,2]</sup> 是一种电荷密度波<sup>[3]</sup>, 其是由电磁波与金属介质表面的自由电子集体振荡耦合形成的. 根据作用形式不同, 主要分为局域表面等离子激元 (localized surface plasmons, LSPs)<sup>[4]</sup> 和传播型表面等离子激元 (surface plasmon polaritons, SPPs)<sup>[5]</sup> 两类. 其中, SPPs

在亚波长尺度范围内具有良好的局域性<sup>[6]</sup>, 并可以显著增强局域电磁场的强度. 基于此, SPPs在纳米光子学领域展现出多重的应用优势: 强局域效应能够提升光开关响应速率; 场增强特性能够增强传感器灵敏度<sup>[7]</sup>; 模式约束能力则为超薄完美吸收体和宽带偏振片设计提供了理论支撑<sup>[8]</sup>. 值得注意的是, 石墨烯在太赫兹频段呈现类金属介电特性, 其介电常数实部在特定频率区间表现为负值<sup>[9,10]</sup>. 相较于传统贵金属体系, 石墨烯SPPs展现出显著优

\* 国家自然科学基金 (批准号: 62175062, 62173135)、湖南省教育厅自然科学基金 (批准号: 23A0454)、湖南省自然科学基金 (批准号: 2025JJ50357) 和智能传感器与新型传感材料湖南省重点实验室开放基金 (批准号: E22453) 资助的课题.

# 同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: jiezhanwl@163.com

‡ 通信作者. E-mail: 009004@csust.edu.cn

†† 通信作者. E-mail: gzhnie@hmust.edu.cn

势: 第一, 拥有较高的有效折射率, 能够将电磁场束缚于亚纳米尺度, 局域强度较金属体系有显著提升<sup>[11,12]</sup>; 第二, 通过提高掺杂浓度, 可以获得更高的电导率和更低的损耗; 第三, 对光场具有实时调谐的特性<sup>[13]</sup>. 这种电-光协同调控机制为等离子体器件设计开辟了新途径. 基于上述特性, 石墨烯与 SPPs 之间相互作用产生了等离子诱导透明 (plasmon induced transparency, PIT) 效应, 可应用于光存储器<sup>[14,15]</sup>、高灵敏度传感器<sup>[16,17]</sup>、动态完美吸收器<sup>[18,19]</sup>及偏振片<sup>[20,21]</sup>等前沿器件研发, 并推动了纳米光子学技术的创新发展.

PIT 是一种类电磁诱导透明现象<sup>[22,23]</sup>, 其是由两种不同辐射类型的 SPPs 模式之间的缺陷性干涉引起的. 截至目前, PIT 技术已在集成光子学领域产生重要应用, 包括高精度传感器<sup>[24,25]</sup>、慢光<sup>[26,27]</sup>及全光开关器件<sup>[28,29]</sup>. 通过单层和多层石墨烯超表面结构设计, 成功实现从单 PIT<sup>[30]</sup>到多重 PIT<sup>[31,32]</sup>的体系拓展, 有效提升了光场调控精度与器件的动态可重构能力. 值得注意的是, 传统的 PIT 通常依赖于亮模式与暗模式之间的近场耦合作用. 亮模式可直接被入射光激发并辐射能量, 而暗模式无法直接与入射光耦合, 需通过亮模式间接激发. 二者的破坏性干涉会在透射谱中形成透明窗口. 而本研究提出了一种基于协同效应的多重 PIT 产生机制, 通过两个单 PIT 的 4 种共振模式叠加产生了三重 PIT, 相较传统 PIT 耦合机制, 本工作拓宽了结构的工作频段, 且性能上有显著提升. 例如, 2020 年, Liu 等<sup>[33]</sup>利用三层石墨烯超表面产生了三重 PIT 现象, 实现了最大调制幅度为 87.8% 的光开关; 2021 年, Zhang 等<sup>[34]</sup>设计了由石墨烯条和石墨烯方块阵列组成的石墨烯超表面, 利用其产生的四重 PIT 实现了五重光开关器件; 2023 年, Ji 等<sup>[35]</sup>基于偏振敏感的石墨烯超表面产生了五重 PIT, 实现了群指数为 604 的光存储器; 2024 年, Liu 等<sup>[36]</sup>设计了一种由石墨烯分裂环组成的单层石墨烯超表面, 通过打破结构对称性实现了三重 PIT 到六重 PIT 的相互转化. 然而, 现有协同效应的研究仍存在局限, 多数研究结构过于复杂, 且未深入讨论其基于协同效应的偏振特性或存在偏振敏感性问题, 导致结构难以构建、容易受到干扰, 这严重限制了其实际应用. 针对这一问题, 本研究设计了一种双偏振超表面结构, 该结构在  $x/y$  偏振光下均能通过协同效应产生三重 PIT 现象, 其中三重 PIT

现象中共振频率  $f_0$  对入射光角度表现出非常稳定的偏振特性. 这种兼具双偏振和偏振不敏感特性的结构为设计基于协同效应的偏振器件提供了新研究思路.

本研究提出了一种双偏振石墨烯超表面结构, 其由 4 组对称 L 型石墨烯环绕十字形中空石墨烯组成, 实现了动态可调谐三重 PIT 效应. 通过归一化电场分布分析表明, 三重 PIT 的形成机制是源于两个单 PIT 间的协同效应, 突破了传统明暗模式间耦合机制的局限性. 研究发现, 通过调控石墨烯费米能级即可实现三重 PIT 窗口的连续动态调谐. 此外, 该结构还具有优异的慢光调控能力, 群折射率高达 500, 明显优于传统慢光器件, 为新型慢光器件的设计提供了思路. 值得注意的是, 该结构具有双偏振特性: 在  $x$  偏振和  $y$  偏振光下均能产生三重 PIT 效应, 且共振频率  $f_0$  不受入射光方向变化的影响, 展现出卓越的偏振稳定性. 因此, 本研究为慢光调控和偏振选择于一体的多功能集成器件的设计奠定了理论基础, 并开拓了基于偏振不敏感的协同效应的新研究方向.

## 2 结构模式和理论分析

图 1(a) 所示为石墨烯超表面的三维结构和侧视图, 其由图案化单层石墨烯、偏置电极、金属导线及硅衬底组成, 其中硅衬底折射率为 3.42, 上层厚度  $d_5 = 0.1 \mu\text{m}$ , 下层厚度  $d_6 = 0.25 \mu\text{m}$ . 为了确保所有石墨烯都能均匀地受到栅极电压的调制, 它们通过黄色的金属导线相连. 图 1(b) 所示为一个周期单元结构顶视图, 该超表面单元由 4 组对称 L 型石墨烯环绕十字形中空石墨烯结构组成, 详细几何参数如下:  $L = 4 \mu\text{m}$ ,  $L_1 = 1.2 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 0.8 \mu\text{m}$ ,  $L_3 = L_4 = 0.5 \mu\text{m}$ ,  $L_5 = L_6 = 1.2 \mu\text{m}$ ,  $d_1 = 0.9 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 0.4 \mu\text{m}$ ,  $d_3 = 3.0 \mu\text{m}$  和  $d_4 = 1.6 \mu\text{m}$ . 图 1(c) 所示为该结构的制作步骤. 首先, 利用化学气相沉积法<sup>[37,38]</sup>在  $1050 \text{ }^\circ\text{C}$  的温度下在铜箔上合成石墨烯. 然后通过干和湿转移技术将石墨烯转移到硅基板上<sup>[39]</sup>. 最后, 在石墨烯上沉积一层  $100 \text{ nm}$  厚的硅层<sup>[40]</sup>提高结构的稳定性.

由于石墨烯具有类金属特性, 因此其光电特性可以通过石墨烯的表面复电导率很好地表征, 该系统中温度  $T = 300 \text{ K}$ , 单层石墨烯表面复电导率可由 Kubo 公式<sup>[41]</sup>得出,  $\sigma_g$  由带内电子跃迁部分  $\sigma_g^{\text{intra}}$

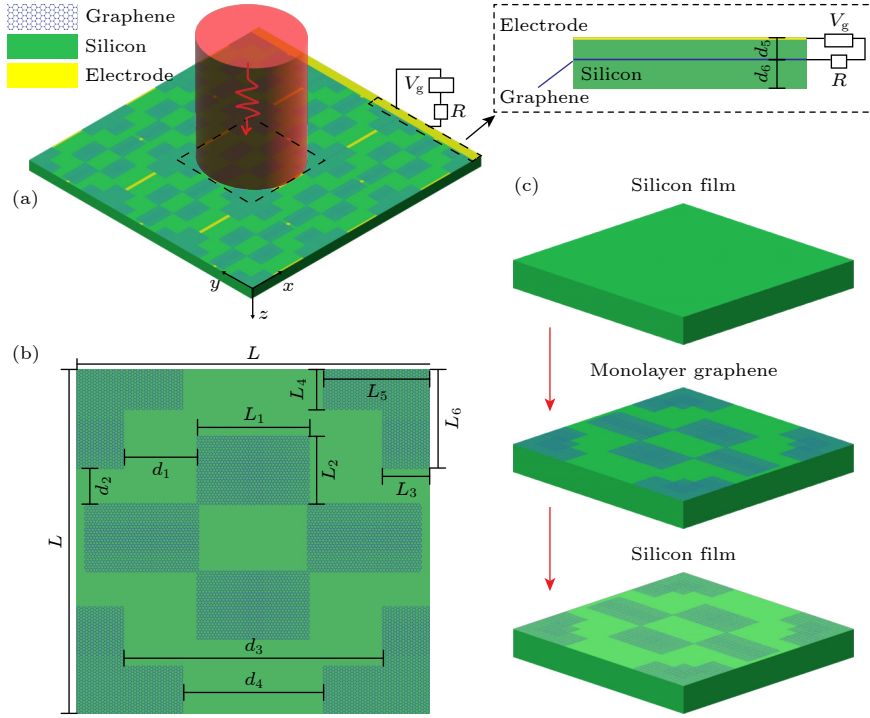


图 1 (a) 所提出的超表面的三维结构透视图和侧视图; (b) 一个周期单元结构顶视图; (c) 石墨烯结构制备过程的示意图  
 Fig. 1. (a) Perspective and side views of the three-dimensional structure of the proposed hypersurface; (b) top view of one cycle unit structure; (c) schematic diagram of the process of preparing graphene structures.

和带间电子跃迁部分  $\sigma^{\text{inter}}$  组成:

$$\sigma_{\text{g}}(\omega, E_{\text{F}}, \tau, T) = \sigma^{\text{intra}} + \sigma^{\text{inter}}, \quad (1)$$

其中:

$$\sigma^{\text{intra}} = \frac{e^2 E_{\text{F}}}{\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})} i, \quad (2)$$

$$\sigma^{\text{inter}} = \frac{e^2}{4\pi} \left[ 1 + \frac{i}{\pi} \ln \frac{\hbar^2 (\omega + i\tau^{-1}) - 2E_{\text{F}}}{\hbar (\omega + i\tau^{-1}) + 2E_{\text{F}}} \right].$$

在太赫兹范围内, 由于费米能级  $E_{\text{F}}$  远大于  $\hbar\omega$ , 带内电子光子散射占主导作用, 因此石墨烯的复电导率可以简化为一个类 Drude 模型 [42,43]:

$$\sigma = \frac{ie^2 E_{\text{F}}}{\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})}, \quad (3)$$

式中,  $e$  代表电子电荷,  $E_{\text{F}}$  代表石墨烯的费米能级,  $\hbar$  代表约化普朗克常数,  $\omega$  代表入射光的角频率,  $\tau$  为载流子弛豫时间. 在该结构中,  $\tau = \mu E_{\text{F}} / (eV_{\text{F}}^2)$ , 其中石墨烯的载流子迁移率  $\mu = 1 \text{ m}^2 / (\text{V}\cdot\text{s})$ , 费米速度  $V_{\text{F}} = 10^6 \text{ m/s}$ . 此外, 入射光在石墨烯表面的传播常数  $\beta$  [44] 可以表示为

$$\beta = k_0 \sqrt{\varepsilon_{\text{Si}} - (2\varepsilon_{\text{Si}} / \sigma \eta_0)^2}, \quad (4)$$

式中,  $k_0$  表示入射光的波矢,  $\varepsilon_{\text{Si}}$  表示硅的介电常数,  $\eta_0$  表示固有阻抗, 有效折射率可以表示为  $n_{\text{eff}} =$

$\beta / k_0$ . 基于耦合模理论 [32], 本文深入研究了石墨烯超表面中双亮-双暗模式的耦合机制. 如图 2 所示, 用  $A, B, C, D$  分别表示 4 种谐振器模式, 用  $a, b, c$  和  $d$  表征等效耦合模式的复振幅. 用上标 “in” 和 “out” 来表示模式的输入和输出波, 用下标 “+” 和 “-” 来表示波的方向传播的正和负. 同时不同模式的固有损耗系数用  $\gamma_{i(n)}$  ( $n = 1, 2, 3, 4$ ) 来表示,  $\gamma_{o(n)}$  ( $n = 1, 2, 3, 4$ ) 则用来表示外部损耗系数. 此外,

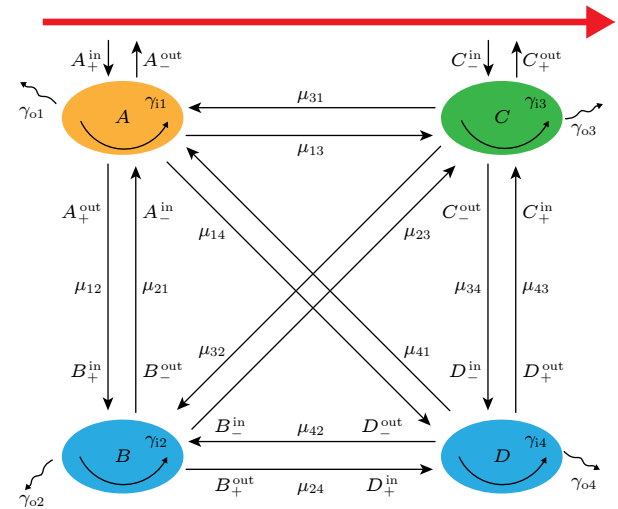


图 2 耦合模理论示意图

Fig. 2. Schematic diagram of coupled mode theory.

$\mu_{mn}$  ( $m, n = 1, 2, 3, 4$  且  $m \neq n$ ) 表示不同模式间的互耦合系数. 对于 4 种模式之间的相互作用可以表示为

$$\begin{pmatrix} \gamma_1 & -i\mu_{12} & -i\mu_{13} & -i\mu_{14} \\ -i\mu_{21} & \gamma_2 & -i\mu_{23} & -i\mu_{24} \\ -i\mu_{31} & -i\mu_{32} & \gamma_3 & -i\mu_{34} \\ -i\mu_{41} & -i\mu_{42} & -i\mu_{43} & \gamma_4 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \\ d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\gamma_{01}^{1/2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\gamma_{02}^{1/2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\gamma_{03}^{1/2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\gamma_{04}^{1/2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_+^{\text{in}} + A_-^{\text{in}} \\ B_+^{\text{in}} + B_-^{\text{in}} \\ C_+^{\text{in}} + C_-^{\text{in}} \\ D_+^{\text{in}} + D_-^{\text{in}} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

其中,  $\gamma_n = (i\omega - i\omega_n - \gamma_{in} - \gamma_{on})$  ( $n = 1, 2, 3, 4$ ),  $\gamma_{in} = \omega_n / (2Q_{in})$ ,  $\gamma_{on} = \omega_n / (2Q_{on})$ .  $\omega_n$  ( $n = 1, 2, 3, 4$ ) 表示第  $n$  个模式的共振角频率,  $Q_{in}$  和  $Q_{on}$  分别为第  $n$  个模式的内部品质因数和外部品质因数. 第  $n$  个谐振模式的总品质因子  $Q_{tn}$  满足:  $1/Q_{tn} = 1/Q_{on} + 1/Q_{in}$ . 同时也可表示为  $Q_{tn} = f/\Delta f$  ( $f$  和  $\Delta f$  分别表示第  $n$  个模式的谐振频率和半高宽),  $Q_{in} = \text{Re}(n_{\text{eff}}) / \text{Im}(n_{\text{eff}})$  是内部品质因数, 可通过有效折射率  $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$  获得. 根据能量守恒定理, 4 种谐振模式之间的能量可表示为

$$B_+^{\text{in}} = A_+^{\text{out}} \exp(i\varphi_1), A_-^{\text{in}} = B_-^{\text{out}} \exp(i\varphi_1), \quad (6)$$

$$C_+^{\text{in}} = B_+^{\text{out}} \exp(i\varphi_2), B_-^{\text{in}} = C_-^{\text{out}} \exp(i\varphi_2), \quad (7)$$

$$D_+^{\text{in}} = C_+^{\text{out}} \exp(i\varphi_3), C_-^{\text{in}} = D_-^{\text{out}} \exp(i\varphi_3), \quad (8)$$

$$A_+^{\text{out}} = A_+^{\text{in}} - \gamma_{01}^{1/2} a, A_-^{\text{out}} = A_-^{\text{in}} - \gamma_{01}^{1/2} a, \quad (9)$$

$$B_+^{\text{out}} = B_+^{\text{in}} - \gamma_{02}^{1/2} b, B_-^{\text{out}} = B_-^{\text{in}} - \gamma_{02}^{1/2} b, \quad (10)$$

$$C_+^{\text{out}} = C_+^{\text{in}} - \gamma_{03}^{1/2} c, C_-^{\text{out}} = C_-^{\text{in}} - \gamma_{03}^{1/2} c, \quad (11)$$

$$D_+^{\text{out}} = D_+^{\text{in}} - \gamma_{04}^{1/2} d, D_-^{\text{out}} = D_-^{\text{in}} - \gamma_{04}^{1/2} d, \quad (12)$$

其中,  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  分别用来表示不同谐振模式之间的相位差. 因此, 结合以上公式就可以获得该系统的透射系数  $t$ :

$$\begin{aligned} t = \frac{C_+^{\text{out}}}{A_+^{\text{in}}} = & \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)] \\ & - \gamma_{01}^{1/2} \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)] D_a \\ & - \gamma_{02}^{1/2} \exp[i(\varphi_2 + \varphi_3)] D_b \\ & - \gamma_{03}^{1/2} \exp(i\varphi_3) D_c - \gamma_{04}^{1/2} D_d, \end{aligned} \quad (13)$$

其中,

$$\begin{pmatrix} -\gamma_1 & \chi_{12} & \chi_{13} & \chi_{14} \\ \chi_{21} & -\gamma_2 & \chi_{23} & \chi_{24} \\ \chi_{31} & \chi_{32} & -\gamma_3 & \chi_{34} \\ \chi_{41} & \chi_{42} & \chi_{43} & -\gamma_4 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} D_a \\ D_b \\ D_c \\ D_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{01}^{1/2} \\ \gamma_{02}^{1/2} \exp(i\varphi_1) \\ \gamma_{03}^{1/2} \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2)] \\ \gamma_{04}^{1/2} \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)] \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$\chi_{12} = \gamma_{01}^{1/2} \gamma_{02}^{1/2} \exp(i\varphi_1) + i\mu_{12},$$

$$\chi_{21} = \gamma_{01}^{1/2} \gamma_{02}^{1/2} \exp(i\varphi_1) + i\mu_{21}, \quad (15)$$

$$\chi_{13} = \gamma_{01}^{1/2} \gamma_{03}^{1/2} \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2)] + i\mu_{13},$$

$$\chi_{31} = \gamma_{01}^{1/2} \gamma_{03}^{1/2} \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2)] + i\mu_{31}, \quad (16)$$

$$\chi_{14} = \gamma_{01}^{1/2} \gamma_{04}^{1/2} \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)] + i\mu_{14},$$

$$\chi_{41} = \gamma_{01}^{1/2} \gamma_{04}^{1/2} \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)] + i\mu_{41}, \quad (17)$$

$$\chi_{23} = \gamma_{02}^{1/2} \gamma_{03}^{1/2} \exp(i\varphi_2) + i\mu_{23},$$

$$\chi_{32} = \gamma_{02}^{1/2} \gamma_{03}^{1/2} \exp(i\varphi_2) + i\mu_{32}, \quad (18)$$

$$\chi_{24} = \gamma_{02}^{1/2} \gamma_{04}^{1/2} \exp[i(\varphi_2 + \varphi_3)] + i\mu_{24},$$

$$\chi_{42} = \gamma_{02}^{1/2} \gamma_{04}^{1/2} \exp[i(\varphi_2 + \varphi_3)] + i\mu_{42} \quad (19)$$

$$\chi_{34} = \gamma_{03}^{1/2} \gamma_{04}^{1/2} \exp(i\varphi_3) + i\mu_{34},$$

$$\chi_{43} = \gamma_{03}^{1/2} \gamma_{04}^{1/2} \exp(i\varphi_3) + i\mu_{43}. \quad (20)$$

这里,  $D_a, D_b, D_c$  和  $D_d$  是简化后的系数. 因此, 根据上述公式可以推导出系统的透射率  $T = t^2$ .

### 3 结果和分析

在  $x$  偏振光作用下, 该石墨烯超表面在太赫兹波段会激发三重 PIT 效应, 其特征透射峰分别分布于  $f_{p3}, f_{p4}$  和  $f_{p5}$ , 如图 3(c) 蓝色实线所示. 通过结构解耦分析发现, 该石墨烯超表面可分解为两个功能单元: 产生 PIT1 的 SS 和产生 PIT2 的 SZ, 它们通过协同效应共同产生了三重 PIT. 为了深入解析三重 PIT 现象的产生机制, 本研究对石墨烯超表面进一步分解, SS 分解为四重石墨烯水平带 (SS1) 和四重石墨烯垂直带 (SS2), 如图 3(a) 所示. 与之类似, SZ 分解为四重纵向石墨烯带 (SZ1) 和

双重横向和纵向组合石墨烯带 (SZ2), 如图 3(b) 所示. 基于 PIT1 各部分透射谱分析发现, SS1 和 SS2 都被入射光直接激发, 两个明模式之间发生相互作用产生了 PIT1, 如图 3(a) 绿色曲线. 而 PIT2 是由暗模式 SZ1 与明模式 SZ2 之间发生破坏性干涉产生的, 如图 3(b) 粉色曲线. 通常情况下, 两个单 PIT 的相邻谐振模式会发生耦合, 从而形成一个双 PIT. 然而, 当两个单 PIT 间存在相位差时, 其耦合作用减弱, 因此 4 个共振模式被保留下来. 在这种情况下, 两个单 PIT 间的相互作用就会产生三重 PIT, 如图 3(c) 蓝色曲线. 为了阐明协同效应的的作用机制, 绘制了共振频率下  $x$ - $y$  平面归一化电场分布图, 如图 3(a), (b) 所示. 其中, PIT1 左侧透射谷  $f_1$  的电场能量主要局域在 SS1 的横向区域, 表明  $f_1$  的形成主要是由 SS1 贡献. 而右侧透射谷  $f_2$  的电场能量则主要局域在 SS2 的纵向区域, SS1 几乎不激发, 说明  $f_2$  的形成主要是由 SS2 贡献. 对于 PIT2, 左侧透射谷  $f_3$  的电场能量主要分布在 SZ2 的周围, 说明电场能量主要由 SZ2 贡献. 而右侧  $f_4$  电场能量局域在整个 SZ 表面和近场, 暗模式

SZ1 被间接激发, 表明  $f_4$  主要由 SZ1 和 SZ2 破坏性干涉形成. 图 3(d) 所示为三重 PIT 共振频率下的归一化电场分布图,  $f_5, f_6, f_7$  和  $f_8$  的电场分布特性分别与  $f_3, f_1, f_4$  和  $f_2$  表现出高度相似性, 这进一步揭示了三重 PIT 透射谷的形成机制, 即  $f_5, f_6, f_7$  和  $f_8$  因相邻谐振模式存在相位差, 由原始 4 种谐振模式 ( $f_3, f_1, f_4$  和  $f_2$ ) 演变而来. 最终, 通过两个单 PIT 之间的协同效应产生了三重 PIT.

通过调节偏置电压可以调控石墨烯费米能级, 从而实现对三重 PIT 的动态调谐, 利用时域有限差分法模拟透射光谱, 如图 4(a) 蓝色实线, 与红色虚线的耦合模理论结果高度相似. 当费米能级由 0.8 eV 增至 1.2 eV 时, 谐振频率发生蓝移. 产生这种现象的原因是谐振频率与费米能级成正比, 其关系如下<sup>[45]</sup>:

$$f \propto \left( \frac{\alpha_0 c E_F}{2\pi^2 \hbar L} \right), \quad (21)$$

其中,  $c$  代表真空中的光速,  $\alpha_0$  是精细化常数,  $L$  是石墨烯的长度. 当费米能级升高时, 电子谐振所需能量随之增加, 进而导致谐振频率向高频段偏移.

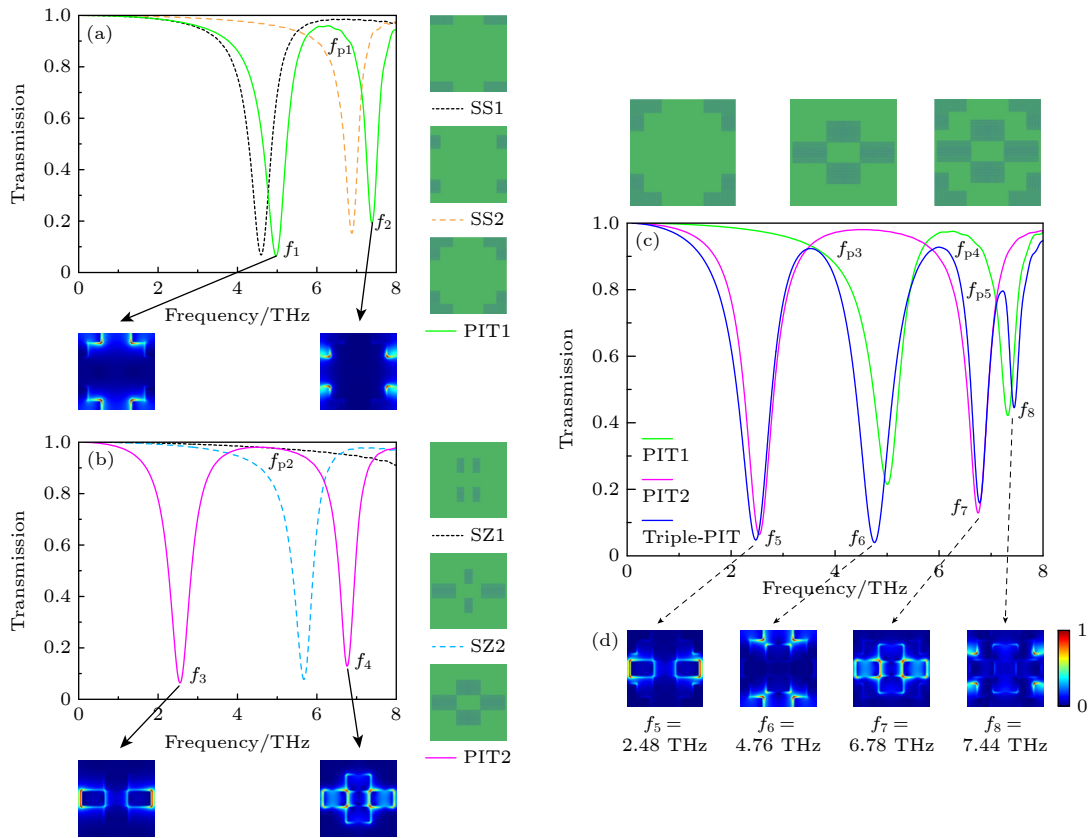


图 3 (a)–(c) 不同石墨烯结构之间相互作用的透射光谱; (d) 三重 PIT 共振频率下的归一化电场分布图

Fig. 3. (a)–(c) Transmission spectra illustrating interactions between different graphene structures; (d) normalized electric field distribution at triple PIT resonance frequencies.

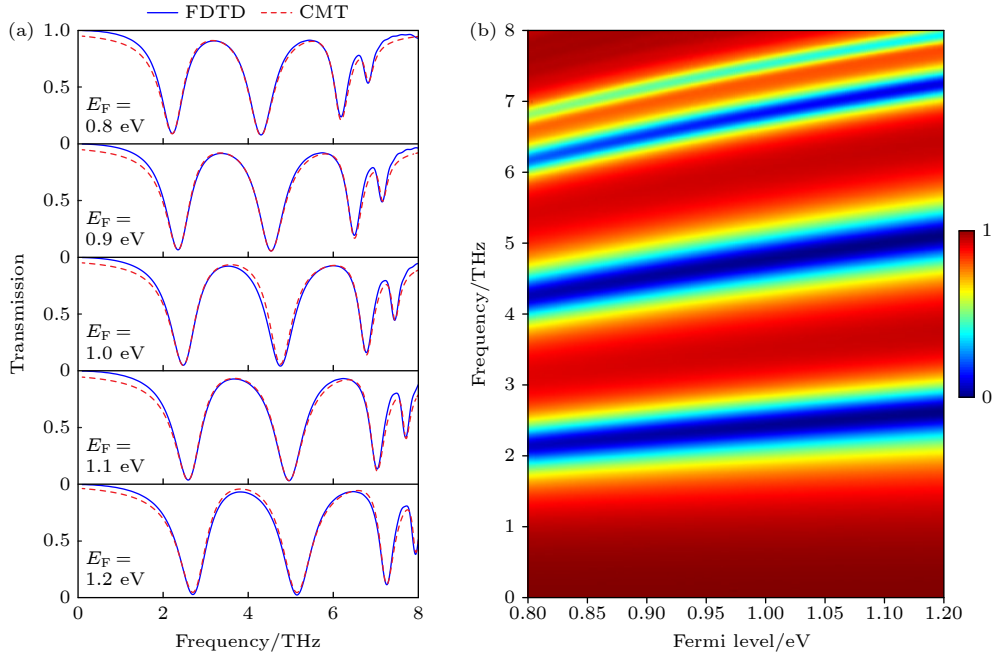


图 4 (a) 不同费米能级下 FDTD 模拟和 CMT 计算的透射光谱; (b) 三重 PIT 在不同费米能级的三维演化

Fig. 4. (a) Transmission spectra from FDTD simulations and CMT calculations at Fermi levels; (b) three-dimensional evolution of the triple-PIT at different Fermi levels.

基于石墨烯的动态可调特性, 可在结构参数保持不变的条件下, 通过调节电压可以实现对费米能级的调控, 其对应的关系式如下<sup>[30]</sup>:

$$E_F = \hbar v_F \left( \frac{\pi \epsilon_0 \epsilon_{\text{Si}} V_g}{de} \right)^{1/2}, \quad (22)$$

其中,  $v_F$  代表石墨烯的费米速度,  $\epsilon_0$  是真空介电常数,  $V_g$  表示栅极电压,  $d$  表示石墨烯层和电极之间的距离. 图 4(b) 直观表明, 随费米能级升高, 三重 PIT 效应呈现蓝移特性.

为了分析结构参数对性能的影响, 通过调节几何参数对结构的透射光谱进行系统研究. 当调节 SS 的  $L_5$  和  $L_6$  从 1.0 nm 变化到 1.3 nm 时, 共振频率  $f_6$  会发生红移, 这表明 SS 对共振频率  $f_6$  影响较大. 当调整 SZ 的  $L_2$  变化  $\pm 100$  nm 时, SZ 由于结构变化导致近场耦合增强, 从而激发出双重 PIT. 该双重 PIT 通过与 SS 产生的单 PIT 发生协同耦合作用, 最终激发出四重 PIT. 但多模式耦合因能量分散导致透射窗口深度明显降低. 而当  $L_2$  减小 200 nm 时, 由于近场耦合强度减弱, 此时 PIT 透射窗口数目减少为 2, 同时透射窗口深度也降低, 如图 5 所示.

通常而言, PIT 效应可以通过降低光子传播速度来增强非线性特性, 这在慢光器件领域具有非常重要的应用价值. 对慢光特性效果的评估, 通常采

用群折射率幅度作为关键评价指标, 其数值可通过以下公式<sup>[46]</sup> 计算获得:

$$n_g = \frac{c}{v_g} = \frac{cd\varphi}{hdw}, \quad (23)$$

其中,  $c$  表示真空中的光速,  $v_g$  表示群速度,  $\varphi$  表示透射相移,  $h$  表示硅衬底的厚度, 相移定义为  $\varphi = \arg(t)$ . 当  $n_g < 0$  时, 表示群速度为负值, 即能量传播方向与相位传播方向相反, 通常与异常色散相关, 属于“快光”范畴. 然而, 负群折射率并不代表光速超过真空光速, 而是光的反向传播. 同时, 本研究聚焦于通过三重 PIT 效应实现慢光调控, 其核心评价指标为正群折射率, 即群速度  $v_g < c$ . 因此我们主要研究群折射率曲线对应慢光效应的有效工作频段. 为确保理论分析的严谨性, 本研究设计了两种方案来研究该器件的慢光效应: 第 1 种方案, 保持石墨烯载流子迁移率为  $1.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ , 调控费米能级从 0.8 eV 变化至 1.2 eV, 发现群折射率与费米能级呈正相关特性, 且当费米能级  $E_F = 1.2 \text{ eV}$  时, 群折射率能够达到 229 的峰值; 第 2 种方案, 保持费米能级为 1.0 eV, 将载流子迁移率从  $1.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$  提升至  $3.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$  时, 发现群折射率会随着载流子迁移率的提高呈现明显的上升趋势, 且当载流子迁移率为  $3.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$  时, 群折射率能达到 500 的峰值, 如图 6 所示. 对比分析可知,

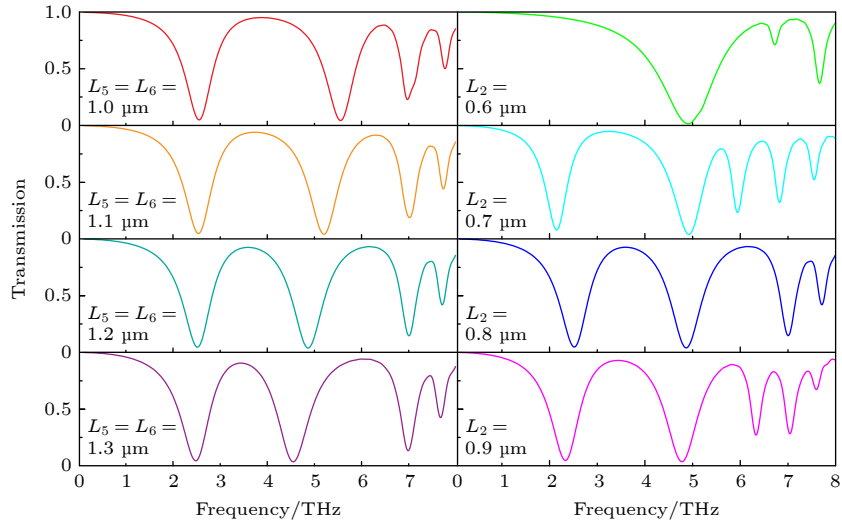


图 5 不同结构参数下的透射光谱

Fig. 5. Transmission spectra with different structural parameters.

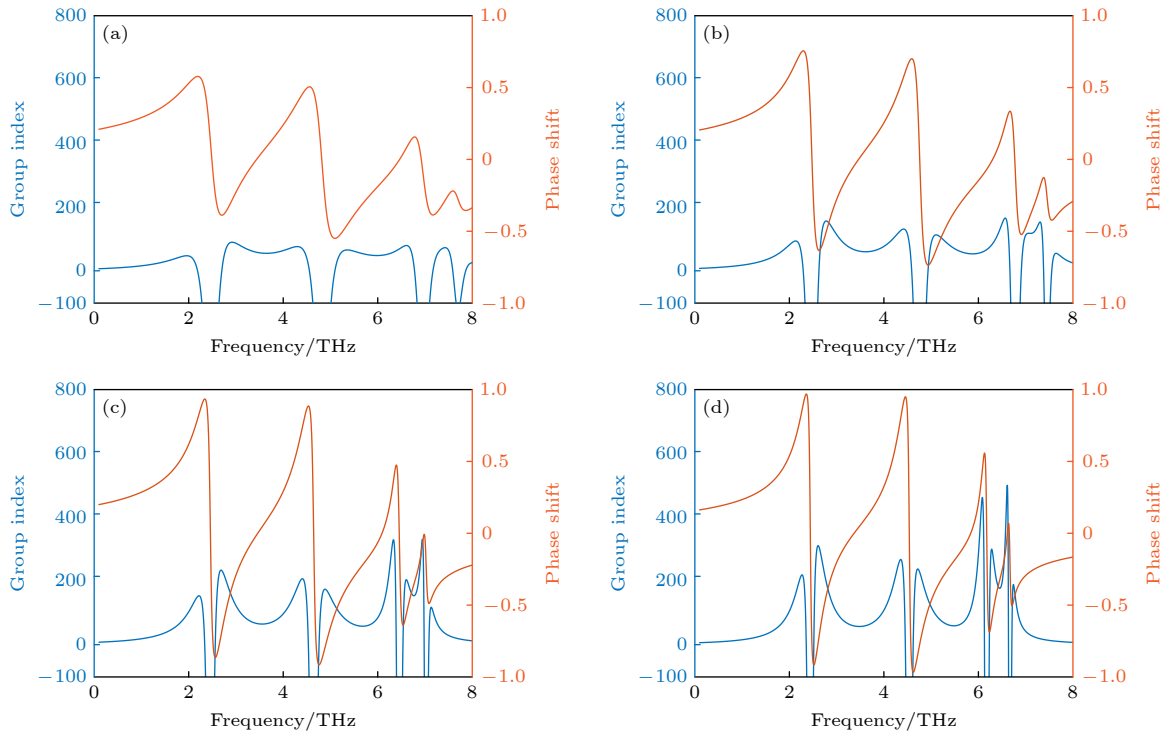


图 6 不同石墨烯载流子迁移率条件下, 群折射率和相移随频率的变化 ( $E_F = 1.0$  eV) (a)  $0.5 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ; (b)  $1.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ; (c)  $2.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ; (d)  $3.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$

Fig. 6. Variation of group index and phase shift with frequency at graphene carrier mobilities of (a)  $0.5 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ , (b)  $1.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ , (c)  $2.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ , and (d)  $3.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$  ( $E_F = 1.0$  eV).

通过调节载流子迁移率对提升慢光效应有更显著的效果. 总的来说, 产生慢光效应的原因是相移在谐振频率上会发生剧烈的变化, 导致频谱色散, 而较高的色散会导致群折射率更大, 从而降低光子速度.

为了系统表征所设计结构的偏振特性, 定义

$x$  偏振光为  $0^\circ$ , 定义  $y$  偏振光为  $90^\circ$ . 如图 7(a) 所示, 该结构在  $x$  偏振和  $y$  偏振光下均能激发三重 PIT 效应, 其中共振频率  $f_6$  的透射率与频率位置在  $0^\circ$ — $90^\circ$  偏振范围内保持高度稳定, 而共振频率  $f_5, f_7, f_8$  则随偏振角度变化呈现规律性蓝移, 如图 7(b) 所示. 这实际上可归因于结构的中心对称性问题,

SS 具有中心对称结构, 从而对入射偏振光的偏振角不敏感; 而 SZ 则由于结构的非对称性, 表现出偏振敏感特性, 并且垂直  $y$  偏振光的石墨烯长度  $L$  减小, 由 (22) 式推断可知其共振频率将增大, 表现出蓝移现象. 值得注意的是, 当偏振角度从  $0^\circ$  或  $90^\circ$  逐渐变化为  $45^\circ$  时, 三重 PIT 的透射率都呈现减小趋势, 而共振频率则保持稳定. 我们计算了由偏振角度变化引起的共振频率偏移量, 在  $0^\circ$ — $45^\circ$  范围内, 最大共振频率偏移量均小于  $0.05$  THz, 如图 7(c) 所示. 特别的是, 共振频率  $f_6$  在  $0^\circ$ — $90^\circ$  范围内的频率偏移量始终低于  $0.05$  THz, 透射率保持不变. 这些结果表明偏振角度的变化对 PIT 窗口的影响极小, 该结构具有很强的适应能力. 需要指出的是, 在实验或仿真计算的过程中, 这种光源的偏振角度发生的较小变化对整体 PIT 效应和性能的影响非常小; 而较大的变化可以拓宽器件的工作频段, 同时不会对三重 PIT 效应产生破坏, 这体现了该结构优异的稳定性. 因此, 该结构产生的三重

PIT 效应在光学偏振片领域具有重要的应用价值.

为了彻底研究该偏振现象产生的物理机制, 将该结构分解为两个部分: SS 和 SZ, 并绘制了  $x$  偏振 (红色实线) 和  $y$  偏振 (蓝色虚线) 入射光的整体结构透射谱, 如图 8(a)—(c) 所示. 从本质上讲, 该结构是否偏振敏感取决于局域电场是否对称. 通过对比偏振光转换前后的电场分布图, 发现当偏振光方向改变时,  $f_6$  处的电场能量从 SS 间的纵向区域转移到横向区域, 而 SZ 作为暗模式不激发, 其共振模式的电场分布具有高度对称性; 对于  $f_5$ ,  $f_7$  和  $f_8$  来说, 局域电场分布不具备对称性条件, 从而表现为对偏振方向敏感的特性, 如图 8(d) 所示. 值得注意的是, 在入射光场发生变化时, 该系统能够同时具备偏振方向敏感和偏振方向不敏感的窗口. 这种兼具两种偏振模式的现象为设计可调谐偏振器件提供了新的思路.

为验证所提出的双偏振超表面在稳定性和多功能集成方面的突破性优势, 系统对比了近年来

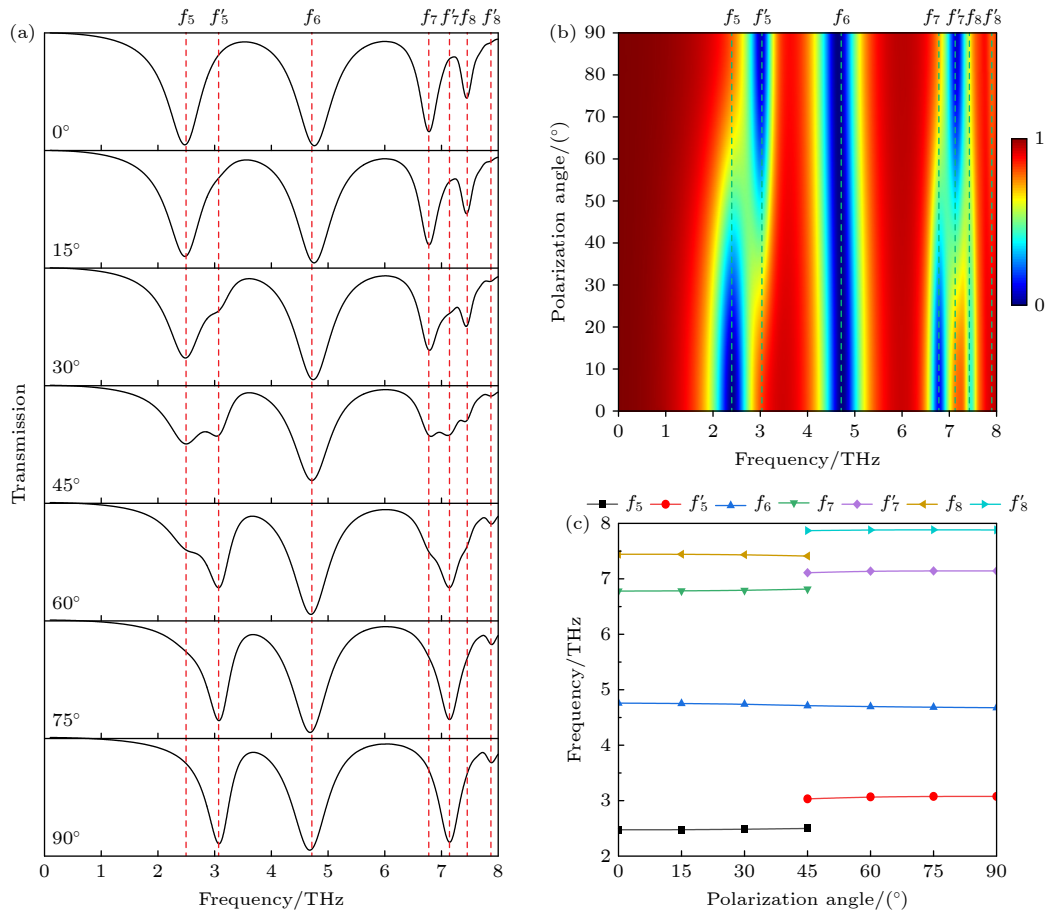


图 7 (a) 偏振光入射角从  $0^\circ$ — $90^\circ$  变化的透射光谱; (b) 透射率随偏振光入射角和频率的三维演化; (c) 共振频率随角度变化的趋势图

Fig. 7. (a) Transmission spectra under varying polarization angles of incident light from  $0^\circ$  to  $90^\circ$ ; (b) three-dimensional mapping of transmittance versus frequency and polarization angle; (c) trend plot of resonance frequency versus angle.

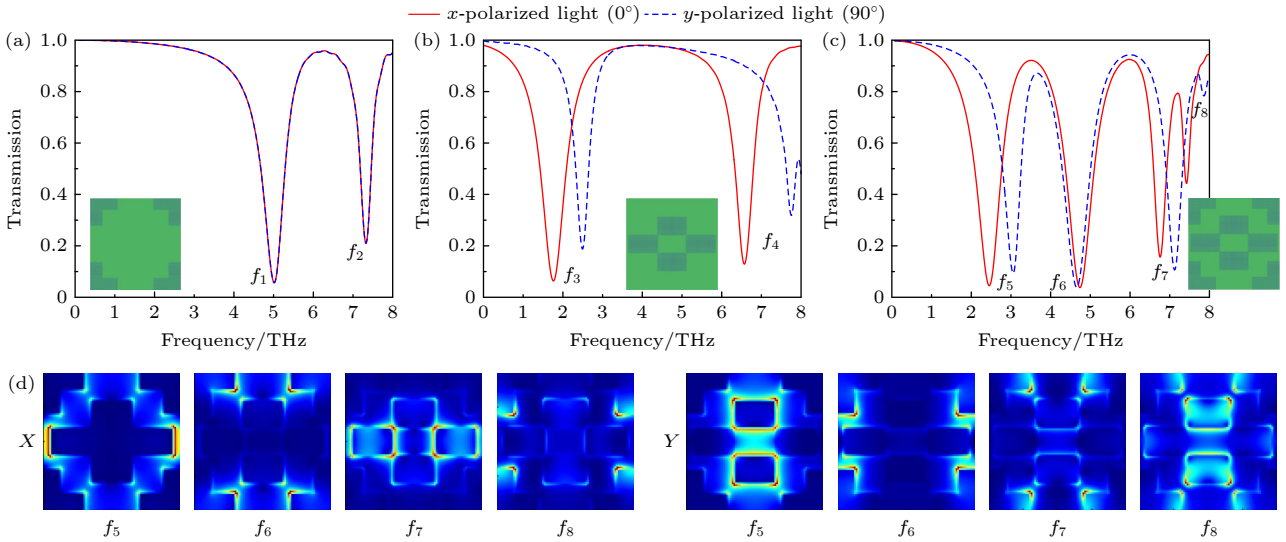


图 8 (a)–(c) SS, SZ 和整个结构对于偏振光的透射光谱; (d) 不同偏振光下整体结构的电场分布图

Fig. 8. (a)–(c) Transmission spectra of the SS, SZ, and the entire structure under polarized illumination; (d) plot of the electric field distribution of the overall structure under different polarized light.

表 1 不同图案化石墨烯的性能比较

Table 1. Comparison of the properties of different patterned graphene.

Reference/year	Modulation mode	Material structure	Group index	Polarization direction or sensitive
2020 <sup>[47]</sup>	Dual-frequency	Single-layer continuous patterned graphene	358	<i>x</i> -polarization
2021 <sup>[34]</sup>	Multiple-frequency	Single-layer discrete patterned graphene	321	Polarization-insensitive
2022 <sup>[48]</sup>	Multiple-frequency	Double-layer patterned graphene	<500	<i>x</i> -polarization
2023 <sup>[49]</sup>	Dual-frequency	Monolayer patterned black phosphorus	219	<i>x</i> -polarization
2023 <sup>[50]</sup>	Multiple-frequency	Double-layer patterned graphene	424	Polarization-insensitive
2024 <sup>[51]</sup>	Multiple-frequency	Single-layer silicon nanostrip array	320	<i>x</i> or <i>y</i> -polarization
This work	Multiple-frequency	Single-layer discrete patterned graphene	500	<i>x</i> or <i>y</i> -polarization-insensitive

表性研究, 如表 1 所列. 结果表明, 该结构在双偏振入射光下展现出独一无二的性能: 偏振光发生改变时, PIT 窗口  $f_6$  的共振频率与透射率基本保持不变. 这种卓越的稳定性源于结构对称性的电场分布. 相较于只能工作在单一偏振光或多层堆叠的结构, 本单层结构在保证性能的同时将制备复杂度降低, 为开发高稳定性太赫兹偏振器件提供了全新思路.

## 4 结 论

综上所述, 本研究提出了一种双偏振石墨烯超表面结构, 该结构由 4 组对称 L 型石墨烯环绕十字形中空石墨烯组成, 能够实现动态可调谐的三重 PIT. 我们运用耦合模式理论分析了透射频谱的特性, 并与时域有限差分法模拟的结果进行比较验证, 结果表明二者高度吻合. 通过对归一化电场分

布图分析, 发现三重 PIT 现象的形成源于石墨烯结构内部的协同效应. 通过调节电压可以动态调控三重 PIT 效应, 从而大幅提升结构性能. 此外, 还研究了费米能级与载流子迁移率均有助于增强慢光性能, 其中提升载流子迁移率对增强性能有更显著的效果. 同时, 该结构的群折射率高达 500, 明显优于传统慢光效应. 值得注意的是, 该结构还具有双偏振特性, 且共振频率  $f_6$  具有优异的偏振稳定性, 不受入射光偏振方向的影响. 因此, 本研究有望为新型的偏振器件的设计和基于偏振不敏感的协同效应提供新的理论指导和研究方向.

## 参考文献

- [1] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [2] Ebbesen T W, Genet C, Bozhevolnyi S I 2008 *Phys. Today* **61** 44
- [3] Zhang S, Genov D A, Wang Y, Liu M, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401

- [4] Hutter E, Fendler J H 2004 *Adv. Mater.* **16** 1685
- [5] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I 2010 *Nat. Photon.* **4** 83
- [6] Farmani A, Mir A, Sharifpour Z 2018 *Appl. Surf. Sci.* **453** 358
- [7] Creighton J A, Blatchford C G, Albrecht M G 1979 *J. Chem. Soc., Faraday Trans.* **75** 790
- [8] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, Smith D R, Padilla W J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 207402
- [9] Jablan M, Buljan H, Soljačić M 2009 *Phys. Rev. B* **80** 245435
- [10] Chen P Y, Argyropoulos C, Farhat M, Gomez-Diaz J S 2017 *Nanophotonics* **6** 1239
- [11] Chen Z Y, Liu N L, Nie G Z, Li Y Q, Su X, Tang X F, Zeng Y, Liu Y X 2024 *Physica B*. **686** 416073
- [12] Liu C B, Bai Y, Zhou J, Zhao Q, Qiao L J 2017 *J. Korean Ceram. Soc.* **54** 349
- [13] Han M Y, Özyilmaz B, Zhang Y, Kim P 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 206805
- [14] Zhang B H, Huang X T, Chen G, Wang Z, Qian W, Zhang Z X, Cai W Q, Du K, Zhou C, Wang T T, Zhu W, He D P, Wang S X 2023 *Opt. Laser Technol.* **164** 109431
- [15] Dhriti K M, Chowdhary A K, Chouhan B S, Sikdar D, Kumar G 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 285101
- [16] Li Z L, Nie G Z, Chen Z Q, Zhan S P, Lan L F 2024 *Opt. Lett.* **49** 3380
- [17] Xiang X C, Ma H B, Wang L, Tian D, Zhang W, Zhang C H, Wu J B, Fan K B, Jin B B, Chen J, Wu P H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 128701 (in Chinese) [向星诚, 马海贝, 王磊, 田达, 张伟, 张彩虹, 吴敬波, 范克彬, 金颺兵, 陈健, 吴培亨 2023 物理学报 **72** 128701]
- [18] Li Z L, Nie G Z, Wang J H, Zhong F, Zhan S P 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 034039
- [19] Zhan Y, Fan C Z 2023 *Mater. Res. Express* **10** 055802
- [20] Zayats A V, Smolyaninov I I, Maradudin A A 2005 *Phys. Rep.* **408** 131
- [21] Zhang H Y, Cao Y Y, Liu Y Z, Li Y, Zhang Y P 2017 *Opt. Commun.* **391** 9
- [22] Scott Z, Muhammad S, Shahbazyan T V 2022 *J. Chem. Phys.* **156** 194702
- [23] Kurter C, Tassin P, Zhang L, Koschny T, Zhuravel A P, Ustinov A V, Anlage S M, Soukoulis C M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 043901
- [24] Cheng Y X, Xu H, Yu H F, Huang L Q, Gu Z C, Chen Y F, He L H, Chen Z Q, Hou H L 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 067801 (in Chinese) [成昱轩, 许辉, 于鸿飞, 黄林琴, 谷志超, 陈玉峰, 贺龙辉, 陈智全, 侯海良 2025 物理学报 **74** 067801]
- [25] Yang H, Li G H, Cao G T, Zhao Z Y, Chen J, Ou K, Chen X S, Lu W 2018 *Opt. Express* **26** 5632
- [26] Tsaknakidis K L, Shen L, Schulz S A, Zheng X, Upham J, Deng X, Altug H, Vakakis A F, Boyd R 2017 *Science* **356** 1260
- [27] He Z H, Li L Q, Cui W, Wang Y X, Xue W W, Xu H, Yi Z, Li C J, Li Z X 2021 *New J. Phys.* **23** 053015
- [28] Yan Y, Jiang Y F, Li B X, Deng C S 2023 *J. Lightwave Technol.* **42** 732
- [29] Hu S N, Li D Q, Zhan J, Gao E D, Wang Q, Liu N L, Nie G Z 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 097801 (in Chinese) [胡树南, 李德琼, 詹杰, 高恩多, 王琦, 刘南柳, 聂国政 2025 物理学报 **74** 097801]
- [30] Li M, Xu H, Yang X J, Xu H Y, Liu P C, He L H, Nie G Z, Dong Y L, Chen Z Q 2023 *Results Phys.* **52** 106798
- [31] Xu H, Zhao M Z, Xiong C X, Zhang B H, Zheng M F, Zeng J P, Xia H, Li H J 2018 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **20** 25959
- [32] Zhou X W, Xu Y P, Li Y H, Cheng S B, Yi Z, Xiao G H, Wang Z Y, Chen Z Y 2022 *Commun. Theor. Phys.* **75** 015501
- [33] Liu Z M, Zhang X, Zhang Z B, Gao E D, Zhou F Q, Li H J, Luo X 2020 *New J. Phys.* **22** 083006
- [34] Zhang X, Zhou F Q, Liu Z M, Zhang Z B, Qin Y P, Zhou S S, Luo X, Gao E D, Li H J 2021 *Opt. Express* **29** 29387
- [35] Ji C, Liu Z M, Zhou F Q, Luo X, Yang G X, Xie Y D, Yang R H 2023 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **56** 405102
- [36] Liu Z M, Yang G X, Luo X, Zhou F Q, Cheng Z Q, Yi Z 2024 *Diam. Relat. Mater.* **142** 110786
- [37] Zheng L, Cheng X H, Cao D, Wang G, Wang Z J, Xu D W, Xia C, Shen L Y, Yu Y H, Shen D S 2014 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **6** 7014
- [38] Zheng L, Cheng X H, Cao D, Wang Z J, Xu D W, Xia C, Shen L Y, Yu Y H 2014 *Mater. Lett.* **137** 200
- [39] Jin R, Huang L J, Zhou C B, Guo J Y, Fu Z C, Chen J, Wang J, Li X, Yu F L, Chen J, Zhao Z Y, Chen X S, Lu W, Li G H 2023 *Nano Lett.* **23** 9105
- [40] Müller M, Bouša M, Hájková Z, Ledinský M, Fejar A, Drogowska-Horná K, Kalbáč M, Frank O 2020 *Nanomaterials* **10** 589
- [41] Wu D, Wang M, Feng H, Xu Z X, Liu Y P, Xia F, Zhang K, Kong W J, Dong L F, Yun M J 2019 *Carbon* **155** 618
- [42] Falkovsky L A, Varlamov A A 2007 *Eur. Phys. J. B* **56** 281
- [43] Rouhi N, Capdevila S, Jain D, Zand K, Wang Y Y, Brown E, Jofre L, Burke P 2012 *Nano Res.* **5** 667
- [44] Liang H W, Ruan S C, Zhang M, Su H, Li I L 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 091602
- [45] Cheng H, Chen S Q, Yu P, Duan X Y, Xie B Y, Tian J G 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 203112
- [46] Zentgraf T, Zhang S, Oulton R F, Zhang X 2009 *Phys. Rev. B* **80** 195415
- [47] Li M, Li H J, Xu H, Xiong C X, Zhao M Z, Liu C, Ruan B X, Zhang B H, Wu K 2020 *New J. Phys.* **22** 103030
- [48] Zhou X W, Xu Y P, Li Y H, Cheng S B, Yi Z, Xiao G H, Wang Z Y, Chen Z Y 2022 *Commun. Theor. Phys.* **74** 115501
- [49] Xu H Y, Xu H, Yang X J, Li M, Yu H F, Cheng Y X, Zhan S P, Chen Z Q 2024 *Phys. Lett. A* **504** 129401
- [50] Liu Z M, Qin Y P, Zhou F Q, Zhou S S, Ji C, Yang G X, Xie Y D, Yang R H, Luo X 2024 *Mod. Phys. Lett. B* **38** 2350248
- [51] Wang Y J, Luo G L, Yan Z D, Wang J P, Tang C J, Liu F X, Zhu M W 2024 *J. Lightwave Technol.* **42** 406

# Dynamically tunable multi-frequency modulator via triple plasmon-induced transparency in graphene metasurfaces\*

ZHANG Wenjie<sup>1) #</sup> ZHANG Xiaojiao<sup>2) #</sup> HU Shunan<sup>1)</sup> ZHAN Jie<sup>1) †</sup>  
GAO Enduo<sup>3) ‡</sup> WANG Qi<sup>4)</sup> NIE Guozheng<sup>1) ††</sup>

1) (*Hunan Provincial Key Laboratory of Intelligent Sensors and New Sensor Materials, School of Physics and Electronic Science, Hunan University of Science and Technology, Xiangtan 411201, China*)

2) (*School of Microelectronics and Physics, Hunan University of Technology and Business, Changsha 410205, China*)

3) (*School of Physical and Electronic Science, Changsha University of Science and Technology, Changsha 410083, China*)

4) (*Peking University Dongguan Institute of Opto-Electronics, Dongguan 523808, China*)

( Received 15 April 2025; revised manuscript received 28 May 2025 )

## Abstract

Plasmon-induced transparency (PIT) is a class of electromagnetically induced transparency phenomenon that enhances the interaction between light and matter, thereby improving the performance of nano-optical devices. However, traditional PITs usually rely on near-field coupling between bright modes and dark modes. In order to break through the limitation of this mechanism, in this study we propose a dual-polarized graphene hypersurface structure, which consists of four groups of symmetric L-shaped graphene surrounding cross-shaped hollow graphene, forming a triple PIT through the synergistic effect between two single PITs. The accuracy of the results is verified by simulating the transmission spectra using the finite-difference time-domain, which is highly similar to that of the coupled-mode theory results. It is found that by modulating the Fermi energy levels and carrier mobility, this structure exhibits a group refractive index of up to 500 as a slow-light device, demonstrating excellent slow-light control capability. As a polarizing device, this structure has dual polarization characteristics and can generate a triple PIT window under both  $x$  and  $y$  polarized light incidence. In particular, the resonant frequency  $f_6$  is not affected by the direction of polarization of the incident light. This good stability and resistance to interference in various polarized light conditions are particularly important for designing polarization devices. Meanwhile, we adjust the length parameter of graphene  $L_2$  and find that the resonance frequency  $f_6$  is still highly stable, showing a better tolerance to structural changes. Therefore, in this study, a multifunctional integrated device with slow light modulation and polarization selection in one device is designed, providing new theoretical guidance and research directions for synergistic effects based on polarization insensitivity.

**Keywords:** plasmon-induced transparency, synergistic effect, slow-light, polarization characteristics

**PACS:** 78.40.-q, 78.66.-w, 42.25.Bs, 42.70.-a

**DOI:** [10.7498/aps.74.20250488](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250488)

**CSTR:** [32037.14.aps.74.20250488](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250488)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62175062, 62173135), the Natural Science Foundation of the Education Department of Hunan Province, China (Grant No. 23A0454), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 2025JJ50357), and the Open Fund for Hunan Provincial Key Laboratory of Intelligent Sensors and Novel Sensing Materials (Grant No. E22453).

# These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: [jiezhawl@163.com](mailto:jiezhawl@163.com)

‡ Corresponding author. E-mail: [009004@csust.edu.cn](mailto:009004@csust.edu.cn)

†† Corresponding author. E-mail: [gzhnie@hnust.edu.cn](mailto:gzhnie@hnust.edu.cn)

## 基于协同效应的双偏振三重等离子诱导透明

张文杰 张小姣 胡树南 詹杰 高恩多 王琦 聂国政

### Dynamically tunable multi-frequency modulator via triple plasmon-induced transparency in graphene metasurfaces

ZHANG Wenjie ZHANG Xiaojiao HU Shunan ZHAN Jie GAO Enduo WANG Qi NIE Guozheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 157801 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250488

CSTR: 32037.14.aps.74.20250488

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250488>

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

#### 基于协同效应的等离子体诱导透明及光开关与慢光应用

Synergy-based plasmon-induced transparency and optical switch and slow light applications

物理学报. 2025, 74(9): 097801 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250078>

#### 三椭圆谐振腔耦合波导中可调谐双重等离子体诱导透明效应的理论分析

Theoretical analysis of tunable double plasmon induced transparency in three-ellipse-shaped resonator coupled waveguide

物理学报. 2022, 71(24): 247301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221365>

#### 基于四盘形谐振腔耦合波导的三波段等离子体诱导透明效应

Three-band plasmon induced transparency effect based on four-disk resonator coupled waveguide system

物理学报. 2022, 71(24): 244201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221397>

#### 基于石墨烯纳米条波导边耦合矩形腔的等离子体诱导透明效应

Plasmon induced transparency effect based on graphene nanoribbon waveguide side-coupled with rectangle cavities system

物理学报. 2022, 71(2): 024201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211397>

#### 多模光力系统中光力诱导透明引起的慢光效应

Slow light effect caused by optomechanically induced transparency in multimode optomechanical system

物理学报. 2023, 72(15): 154203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230663>

#### 基于black phosphorus纳米棒耦合的等离激元诱导透明

Plasmon-induced transparency based on black phosphorus nanorods hybrid model

物理学报. 2021, 70(4): 044201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201331>