

基于协同效应的等离子体诱导透明 及光开关与慢光应用*

胡树南^{1) #} 李德琼^{2) #} 詹杰^{1) †} 高恩多³⁾
王琦⁴⁾ 刘南柳⁴⁾ 聂国政^{1) ‡}

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器材料重点实验室, 湘潭 411201)

2) (湖南工商大学数学与统计学院, 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 1 月 17 日收到; 2025 年 2 月 22 日收到修改稿)

传统的多重等离子体诱导透明效应 (plasmon induced transparency, PIT) 的产生依赖于多个明暗模之间的耦合. 然而, 为了打破明暗模这一传统机制, 探索一种新的产生方式迫在眉睫. 本文提出一种由纵向石墨烯带和 3 个横向石墨烯条组成单层石墨烯超表面, 它能够通过两个单 PIT 之间的协同效应激发出三重 PIT. 深入研究发现, 该三重 PIT 的物理本质源于两个单 PIT 之间的非相干耦合. 通过调整石墨烯的费米能级和载流子迁移率, 成功实现五频异步光开关向六频异步光开关的动态转换, 其中六频异步光开关的性能非常优异: 当频率点为 3.77 THz 和 6.41 THz 时, 调制深度和插入损耗分别达到 99.31% 和 0.12 dB; 当频率点为 4.58 THz 时, 退相时间和消光比分别为 3.16 ps 和 21.53 dB. 此外, 当调控范围集中在 2.8—3.1 THz 波段时, 该三重 PIT 体系能够展现出高达 1212 的群折射率. 基于以上结果, 说明该石墨烯结构有望为性能优异的慢光设备、光开关等光学器件设计提供新的理论指导.

关键词: 等离子体诱导透明, 协同效应, 光开关, 慢光效应

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

DOI: 10.7498/aps.74.20250078

CSTR: 32037.14.aps.74.20250078

1 引言

表面等离子体 (surface plasmons, SPs) 是由金属介质表面的传导电子和光波中的光子进行相互作用而产生^[1,2]. 研究人员将表面等离子体按照产生方式主要分成两种类型: 一种是在介质上传播

的表面等离子体激元 (surface plasmon polaritons, SPPs), 另一种是被束缚的局部表面等离子体^[3,4]. 二者都可以将电磁波局域在亚波长范围内, 并增强局部的电场和磁场. 由于其可以突破传统的光学衍射的极限^[5], 并且能够在亚波长范围内传播, 一些基于 SPPs 的各种太赫兹器件被广泛研究, 例如光开关^[6]、完美吸收器^[7]、调制器^[8,9]、传感器^[10-12]等.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61905075, 62173135)、湖南省教育厅自然科学基金 (批准号: 23A0454, 22A0433) 和湖南省自然科学基金 (批准号: 2022JJ30301, 2023JJ30195) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: 992007825@qq.com

‡ 通信作者. E-mail: gzhnie@hnust.edu.cn

然而,这类传统的光学器件存在着两个显著的问题:一是大部分是以金属介质作为器件的主体架构,主动可调谐性较差;其次金属介质的辐射损耗较为严重.而石墨烯作为一种新型的二维材料,是由单层碳原子组成的六边形蜂窝状结构^[13-15],自从其被英国曼彻斯特大学的两位教授发现以来,就引起人们的广泛关注^[16-18].令人惊喜的是,相关研究发现石墨烯也具有一定的金属介质所拥有的特性,例如负介电常数以及较高的载流子迁移率^[19],使得其也可以像金属那样激发并传播 SPPs^[20,21].同时,研究人员还发现石墨烯有着诸多有趣的现象,例如对光波更强的压缩能力、比金属更强的局域特性^[22,23],以及更加优异的等离子体诱导透明^[24]效应 (plasmon induced transparency, PIT).

PIT 效应是提高纳米光学器件性能的关键,通过增强光和物质之间的相互作用,从而获得更高的耦合效率^[25].相比于电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 而言^[26],PIT 是利用近场耦合模式进行相互作用而产生,没有严苛的实验条件约束和限制^[27],较强的实用价值使其在光学器件的应用中占据主导地位.例如,2021 年, Jiang 和 Chen^[28] 利用单 PIT 实现了多功能传感器;2023 年, Zhu 和 Xiong^[29] 利用单层石墨烯产生的单 PIT 实现高折射率传感器;2024 年, Lei 等^[30] 利用十字型的石墨烯图案产生的单 PIT 实现了偏振不敏感的光开关器件.如今,许多器件的应用已经不仅限于单 PIT,各种基于多 PIT 的光学器件也得到了广泛的研究和应用^[31-33].然而,绝大部分的多 PIT 产生大都是利用两种普遍的方式:一是在单层图案上简单利用暗模式和多个明模式之间的耦合,这样单位面积上的石墨烯的组合结构就变得复杂^[34];二是采取多层石墨烯组合架构^[35,36],导致器件设计的复杂程度以及制造难度的提升,为器件的实际运用带来了挑战.

本文提出了一个新型的单层图案化石墨烯结构,其利用 3 个横向石墨烯条和 1 个纵向石墨烯带之间的相互作用产生两个单 PIT,两个单 PIT 之间通过协同效应在太赫兹频率下产生可调谐的三 PIT 效应.进一步对归一化电场分布分析表明,这种协同效应的物理本质可归因于两个单 PIT 之间的非相干耦合作用.此外,通过调控石墨烯的费米能级,能够实现多频异步光开关之间的相互转换,其中六频异步光开关所展现的性能非常优异,当频

率点为 3.77 THz 和 6.41 THz 时,调制深度和插入损耗分别达到了 99.31% 和 0.12 dB,当频率点为 4.58 THz 时,退相时间和消光比分别为 3.16 ps 和 21.53 dB.而且该石墨烯超表面结构具有优异的慢光特性,其调控范围集中在 2.8—3.1 THz, 4.0—4.6 THz, 5.5—6.3 THz, 6.4—7.1 THz 频段,对应群折射率波动范围分别为 $421 < n_{g1} < 1212$, $402 < n_{g2} < 425$, $452 < n_{g3} < 791$, $431 < n_{g4} < 601$, 超越了大部分传统的慢光器件^[37-39].基于以上优点,本文提出的石墨烯结构有望对实现性能优异的光开关和慢光设备提供新的理论指导.

2 结构和理论模型

图 1(a) 为图案化石墨烯结构的整体视图,3 个横向的石墨烯条和纵向的石墨烯带沉积在相对介电常数为 11.9 的基底硅上,同时在石墨烯表面覆盖一层相对介电常数相同的硅层,其作用是防止结构发生氧化,提高结构的稳定性.结构的侧视图如图 1(b) 所示,顶层和底层的硅层厚度分别为 $d_1 = 10 \text{ nm}$, $d_2 = 20 \text{ nm}$.石墨烯组合的几何形状的详细参数如图 1(c) 所示,其中, $L_x = L_y = 4 \text{ }\mu\text{m}$, $m_1 = 2.2 \text{ }\mu\text{m}$, $m_2 = 2.3 \text{ }\mu\text{m}$, $m_3 = 0.6 \text{ }\mu\text{m}$, $s_1 = 0.4 \text{ }\mu\text{m}$, $s_2 = 0.25 \text{ }\mu\text{m}$, $w_1 = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$, $w_2 = 0.6 \text{ }\mu\text{m}$.图 1(d) 为石墨烯器件的制备步骤图,为器件整体的实际制造提供参考.石墨烯可以生长在温度高达 1000 °C 的铜箔上^[40,41],使用甲烷和氢的混合物进行碳气相沉积^[42-44],然后利用干和湿转移技术将其转移到硅层介质上进行制备^[45],该项制备技术可以在最大程度上减小转移过程中对石墨烯造成的撕裂和损坏,并且通过该技术制备出来的石墨烯材料相关的性能均处于最佳状态.

在该三重 PIT 系统中,单层石墨烯的光学电导率可以利用 Kubo 模型^[46] 计算:

$$\sigma = \sigma^{\text{intra}} + \sigma^{\text{inter}}, \quad (1)$$

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

$$\sigma^{\text{inter}} = \frac{e^2}{4\pi} \left[1 + \frac{i}{\pi} \ln \frac{\hbar^2 (\omega + i\tau^{-1}) - 2E_F}{\hbar (\omega + i\tau^{-1}) + 2E_F} \right]. \quad (3)$$

当结构的工作温度处于 300 K 时,由于 $E_F \geq k_B T = 25.85 \text{ meV}$,带间的石墨烯电导率可以忽略不计,因此该二维石墨烯的电导率可以进一步简化为

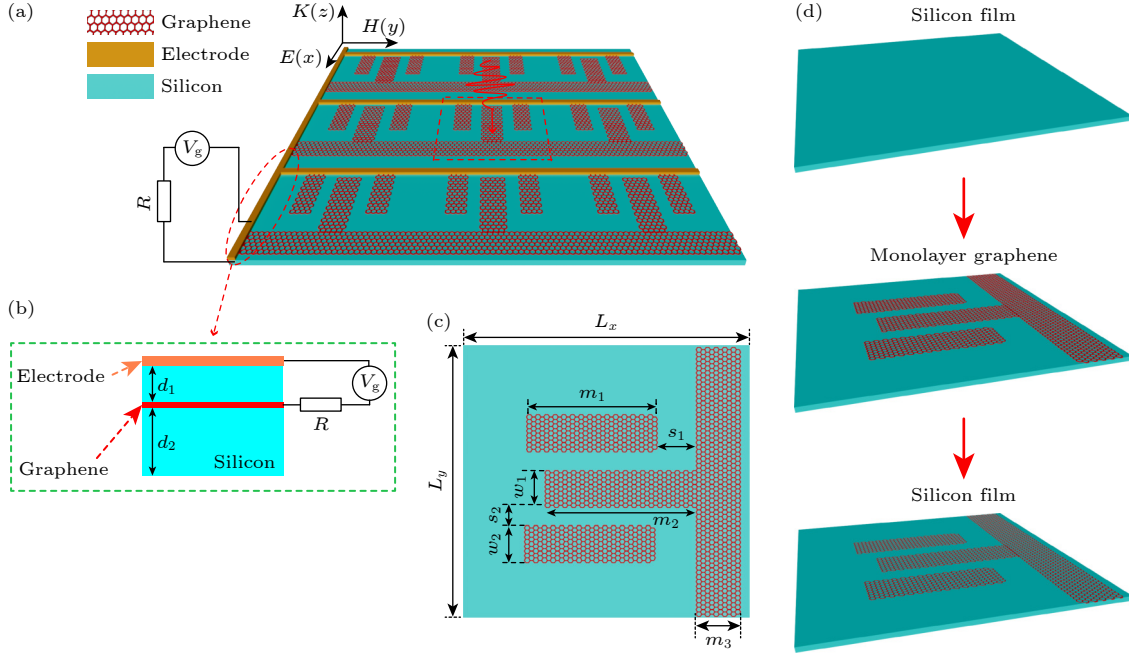


图 1 (a) 石墨烯超材料模型结构的全视图; (b) 石墨烯结构侧视图; (c) 石墨烯结构俯视图, $L_x = L_y = 4 \mu\text{m}$, $m_1 = 2.2 \mu\text{m}$, $m_2 = 2.3 \mu\text{m}$, $m_3 = 0.6 \mu\text{m}$, $s_1 = 0.4 \mu\text{m}$, $s_2 = 0.25 \mu\text{m}$, $w_1 = 0.8 \mu\text{m}$, $w_2 = 0.6 \mu\text{m}$; (d) 石墨烯结构的制备流程图

Fig. 1. (a) Full view of the graphene metamaterial model structure; (b) side view of graphene structure; (c) top view of graphene structure, $L_x = L_y = 4 \mu\text{m}$, $m_1 = 2.2 \mu\text{m}$, $m_2 = 2.3 \mu\text{m}$, $m_3 = 0.6 \mu\text{m}$, $s_1 = 0.4 \mu\text{m}$, $s_2 = 0.25 \mu\text{m}$, $w_1 = 0.8 \mu\text{m}$, $w_2 = 0.6 \mu\text{m}$; (d) flow chart for the preparation of graphene structures.

Drude 模型^[47,48] 进行表示:

$$\sigma = \sigma^{\text{intra}} = \frac{e^2 E_F}{\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})} \mathbf{i}, \quad (4)$$

式中, e 表示电子电荷; E_F 表示费米能级; τ 表示载流子弛豫时间^[49], 其中 $\tau = \mu E_F / (e V_F^2)$, μ 表示载流子迁移率, $V_F = 10^6 \text{ m/s}$ 表示费米速度; ω 表示入射光的角频率, $\hbar$ 为约化普朗克常数. 由于石墨烯位于两个介质硅层之间, 因此可以利用电磁场边界条件求解麦克斯韦方程组推导出表面等离子体激元在石墨烯中的传播常数^[50,51]:

$$\beta = k_0 \sqrt{\varepsilon_{\text{si}} - \left(\frac{2\varepsilon_{\text{si}}}{\sigma \eta_0} \right)^2}, \quad (5)$$

其中, k_0 表示入射光的波矢, ε_{si} 表示介质硅的相对介电常数, η_0 表示本征阻抗. 由此得出有效折射率的计算公式: $n_{\text{eff}} = \beta / k_0$.

当 x 偏振光垂直入射到该结构时, 通过非相干耦合和干涉相消机制, 系统产生两个单 PIT. 通过非相干耦合作用, 这两个单 PIT 最终形成一个三重 PIT 效应. 为深入分析纵向石墨烯带与横向石墨烯条之间的耦合机制, 本研究采用耦合模理论建立了理论模型. 图 2 展示该耦合模理论的示意图, 其中 A, B, C, D 对应 4 种谐振模式, “in”, “out”

代表谐振模式信号的输入和输出, “+”和“-”表示信号输入输出的方向. 不同模式的本质损耗系数用 $\gamma_{i(n)}$ ($n = 1, 2, 3, 4$) 表示, 模式耦合产生的外部损耗系数用 $\gamma_{o(n)}$ ($n = 1, 2, 3, 4$) 表示. μ_{mn} ($m, n = 1, 2, 3, 4$ 且 $m \neq n$) 则是 4 个耦合模式的相互耦合系数, 4 种模式的耦合关系满足下列表达式:

$$\begin{pmatrix} \gamma_1 & -i\mu_{12} & -i\mu_{13} & -i\mu_{14} \\ -i\mu_{21} & \gamma_2 & -i\mu_{23} & -i\mu_{24} \\ -i\mu_{31} & -i\mu_{32} & \gamma_3 & -i\mu_{34} \\ -i\mu_{41} & -i\mu_{42} & -i\mu_{43} & \gamma_4 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\gamma_{o1}^{1/2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\gamma_{o2}^{1/2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\gamma_{o3}^{1/2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\gamma_{o4}^{1/2} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} A_+^{\text{in}} + A_-^{\text{in}} \\ B_+^{\text{in}} + B_-^{\text{in}} \\ C_+^{\text{in}} + C_-^{\text{in}} \\ D_+^{\text{in}} + D_-^{\text{in}} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

其中, $\gamma_n = (i\omega - i\omega_n - \gamma_{\text{in}} - \gamma_{\text{on}})$ ($n = 1, 2, 3, 4$) 为系统的总损耗系数. 本质损耗系数和外部损耗系数的表达式分别为 $\gamma_{\text{in}} = \omega_n / (2Q_{\text{in}})$, $\gamma_{\text{on}} = \omega_n / (2Q_{\text{on}})$. 这里 ω_n 表示第 n 个谐振模式的角频率, Q_{on} 和

Q_{in} 分别表示外部损耗质量因子和内部损耗质量因子. Q_{tn} 表示整个系统的损耗质量因子, 其与 Q_{on} 和 Q_{in} 满足表达式: $1/Q_{tn} = 1/Q_{on} + 1/Q_{in}$, 同时也可以表达式 $Q_{tn} = f/\Delta f$ (f 和 Δf 分别为第 n 个谐振模式的共振频率和半高宽) 进行计算, 内部损耗因子的计算方式为: $Q_{in} = \text{Re}(n_{\text{eff}})/\text{Im}(n_{\text{eff}})$ ($\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 和 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 分别为有效折射率的实部和虚部). 根据能量守恒定理, 4 种共振模式的能量关系满足下列方程:

$$B_+^{\text{in}} = A_+^{\text{out}} \exp(i\varphi_1), \quad A_-^{\text{in}} = B_-^{\text{out}} \exp(i\varphi_1), \quad (7)$$

$$C_+^{\text{in}} = B_+^{\text{out}} \exp(i\varphi_2), \quad B_-^{\text{in}} = C_-^{\text{out}} \exp(i\varphi_2), \quad (8)$$

$$D_+^{\text{in}} = C_+^{\text{out}} \exp(i\varphi_3), \quad C_-^{\text{in}} = D_-^{\text{out}} \exp(i\varphi_3), \quad (9)$$

$$A_+^{\text{out}} = A_+^{\text{in}} - \gamma_{01}^{1/2} a_1, \quad A_-^{\text{out}} = A_-^{\text{in}} - \gamma_{01}^{1/2} a_1, \quad (10)$$

$$B_+^{\text{out}} = B_+^{\text{in}} - \gamma_{02}^{1/2} a_2, \quad B_-^{\text{out}} = B_-^{\text{in}} - \gamma_{02}^{1/2} a_2, \quad (11)$$

$$C_+^{\text{out}} = C_+^{\text{in}} - \gamma_{03}^{1/2} a_3, \quad C_-^{\text{out}} = C_-^{\text{in}} - \gamma_{03}^{1/2} a_3, \quad (12)$$

$$D_+^{\text{out}} = D_+^{\text{in}} - \gamma_{04}^{1/2} a_4, \quad D_-^{\text{out}} = D_-^{\text{in}} - \gamma_{04}^{1/2} a_4. \quad (13)$$

$\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ 分别为等离子体激元在模式 A 和 B, B 和 C, C 和 D 之间的相位差, 联立 (8)–(14) 式可获得透射系数 t 的计算公式:

$$t = \frac{C_+^{\text{out}}}{A_+^{\text{in}}} = \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)] - \gamma_{01}^{1/2} \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)] D_1 - \gamma_{02}^{1/2} \exp[i(\varphi_2 + \varphi_3)] D_2 - \gamma_{03}^{1/2} \exp(i\varphi_3) D_3 - \gamma_{04}^{1/2} D_4, \quad (14)$$

其中:

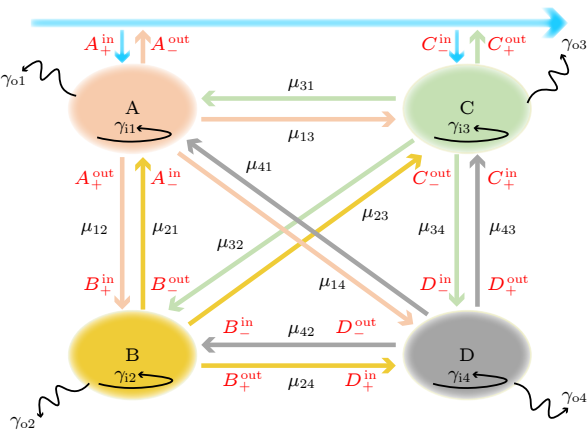


图 2 耦合模理论示意图

Fig. 2. Schematic diagram of coupled mode theory.

$$\begin{pmatrix} -\gamma_1 & \gamma_{12} & \gamma_{13} & \gamma_{14} \\ \gamma_{21} & -\gamma_2 & \gamma_{23} & \gamma_{24} \\ \gamma_{31} & \gamma_{32} & -\gamma_3 & \gamma_{34} \\ \gamma_{41} & \gamma_{42} & \gamma_{43} & -\gamma_4 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \\ D_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{01}^{1/2} \\ \gamma_{02}^{1/2} \cdot \exp(i\varphi_1) \\ \gamma_{03}^{1/2} \cdot \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2)] \\ \gamma_{04}^{1/2} \cdot \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)] \end{pmatrix}, \quad (15)$$

$$\gamma_{12} = \gamma_{01}^{1/2} \gamma_{02}^{1/2} \exp(i\varphi_1) + i\mu_{12}, \quad (16)$$

$$\gamma_{21} = \gamma_{02}^{1/2} \gamma_{01}^{1/2} \exp(i\varphi_1) + i\mu_{21}, \quad (17)$$

$$\gamma_{13} = \gamma_{01}^{1/2} \gamma_{03}^{1/2} \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2)] + i\mu_{13}, \quad (18)$$

$$\gamma_{31} = \gamma_{03}^{1/2} \gamma_{01}^{1/2} \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2)] + i\mu_{31}, \quad (19)$$

$$\gamma_{14} = \gamma_{01}^{1/2} \gamma_{04}^{1/2} \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)] + i\mu_{14}, \quad (20)$$

$$\gamma_{41} = \gamma_{04}^{1/2} \gamma_{01}^{1/2} \exp[i(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)] + i\mu_{41}, \quad (21)$$

$$\gamma_{23} = \gamma_{02}^{1/2} \gamma_{03}^{1/2} \exp(i\varphi_2) + i\mu_{23}, \quad (22)$$

$$\gamma_{32} = \gamma_{03}^{1/2} \gamma_{02}^{1/2} \exp(i\varphi_2) + i\mu_{32}, \quad (23)$$

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

$$\gamma_{42} = \gamma_{04}^{1/2} \gamma_{02}^{1/2} \exp[i(\varphi_2 + \varphi_3)] + i\mu_{42}, \quad (25)$$

$$\gamma_{34} = \gamma_{03}^{1/2} \gamma_{04}^{1/2} \exp(i\varphi_3) + i\mu_{34}, \quad (26)$$

$$\gamma_{43} = \gamma_{04}^{1/2} \gamma_{03}^{1/2} \exp(i\varphi_3) + i\mu_{43}. \quad (27)$$

由此, 该三 PIT 系统的透射率 T 可通过 $T = t^2$ 获得.

3 结果与讨论

为了清楚地展示三重 PIT 效应的形成机理, 分析了不同石墨烯超表面产生的透射谱, 如图 3 所示. 为了方便叙述, 位于结构中心的石墨烯条将其命名为 G_1, 它与上下对称的石墨烯条可以拆分成两个结构组合, 分别命名为 S_1, S_2, 纵向的石墨烯带命名为 G_2.

由于 3 个横向的石墨烯条边界有着合适的尺寸结构, 当 x 偏振光照射时, 石墨烯薄层的面电流会在边界上的累积电荷充当电偶极子, 可与光子发生共振, 从而被入射光直接激发, 显现出宽带亮模式. 相比之下, 纵向的石墨烯带 G_2 与 x 偏振光的耦合较弱, 难以被入射光直接激发, 表现出窄带暗模式. 为阐明该三重 PIT 体系的协同产生

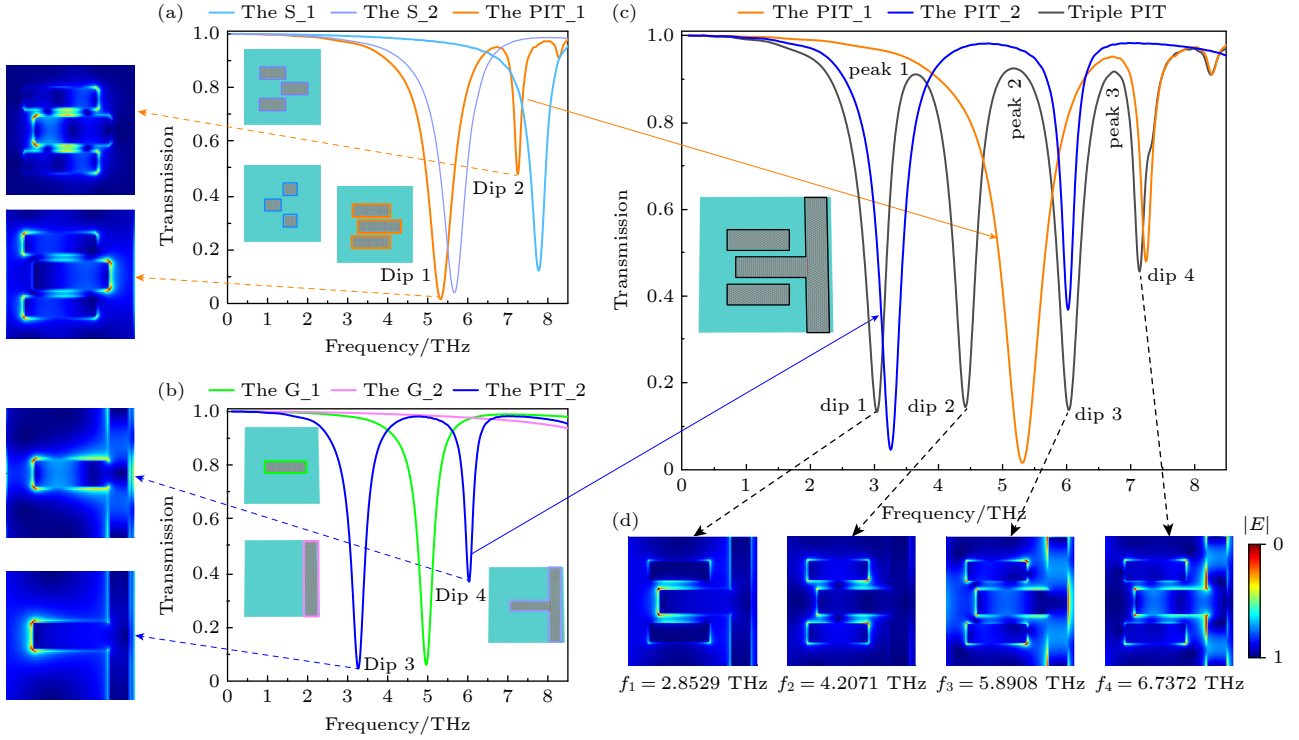


图 3 (a), (b) 不同石墨烯阵列的透射光谱; (c) 整体结构形成的三重 PIT 透射谱 ($E_F = 1$ eV, $\mu = 1.0$ m²/(V·s)); (d) dip 1, dip 3, dip 4 对应共振频率下的电场分布图

Fig. 3. (a), (b) Transmission spectra of the different arrays; (c) triple-PIT transmission spectra formed by the overall structure ($E_F = 1$ eV, $\mu = 1.0$ m²/(V·s)); (d) plot of the electric field distribution at the corresponding resonance frequencies for dip 1, dip 3, and dip 4.

机制, 首先对两个独立 PIT 窗口的形成过程进行系统性分析. PIT_1 的形成机制源于两种亮模式间的非相干耦合作用, 该过程区别于传统干涉现象, 其本质在于耦合模式间缺乏稳定的相位匹配条件, 导致电磁场能量呈现非相干的强度叠加特性. 从 PIT_1 的电场分布特征可以观察到, 左侧透射谷 Dip 1 的电场能量主要局域在组合结构 S_2 表面, 这一分布特性表明 Dip 1 模式的激发主要源于石墨烯组合 S_2 的贡献; Dip 2 的电场能量显著局域于石墨烯组合结构 S_1 的表面区域, 证实 Dip 2 的激发主要由 S_1 贡献. 在单 PIT_2 体系中, 其形成机制源于明模式与暗模式之间的相干耦合作用. 具体而言, 当入射光激发明模式时, 会同时诱导暗模式的共振响应, 两种模式间产生相干叠加, 最终导致破坏性干涉现象. 然后对 PIT_2 体系的电场分布进行定量分析, 发现左侧透射谷 Dip 3 的电场能量显著局域在石墨烯结构 G_1 的近场区域. 这一空间分布特征表明, Dip 3 的形成主要源于石墨烯 G_1 的贡献. 而右侧透射谷 Dip 4 的电场能量主要局域在石墨烯结构 G_1 和 G_2 的表面区域. 这一空间分布特性表明, Dip 4 模式的形

成机制源于 G_1 和 G_2 的协同耦合作用. 最后, 通过分析三重 PIT 的电场分布可以进一步理解协同效应, 如图 3(d) 所示. 由于 dip 1 与 Dip 3 的电场分布呈现高度相似的局域特性, dip 4 与 Dip 2 的电场模式表现出类似的分布特征, 而 dip 3 与 Dip 4 之间也存在明显的电场分布相似性, 由此可看出 dip 1, dip 3, dip 4 是由 Dip 3, Dip 4, Dip 2 非相干耦合而形成. 而 dip 2 的电场主要与 Dip 1 相似, 其成因是透射谷 Dip 1 与暗模式 G_2 之间发生了非相干耦合. 最终可以得出协同效应的本质是由于 PIT_1 和 PIT_2 之间的非相干耦合.

为了体现该超表面动态可调的特性, 相互连接的石墨烯的费米能级通过改变电极上的电压进行调控^[9,36], 具体关系满足如下公式^[39]:

$$E_F = \hbar v_F \sqrt{\frac{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_{Si} V_g}{de}}, \quad (28)$$

式中 v_F 为费米速度, 其值为 10^6 m/s; d 为石墨烯层到电极之间的距离; ε_0 和 ε_{Si} 分别为真空介电常数和硅的介电常数. 时域有限差分法计算的透射光谱如图 4(a) 中的蓝色曲线所示, 与红色曲线的耦合模理论结果高度吻合. 当石墨烯的费米能级以

0.1 eV 的增量变化时, 透射谷几乎呈现出线性的蓝移, 如图 4(a) 中的橙色线所示. 而图 4(b) 清晰地展示了透射谱在不同费米能级下的连续演化过程, 进一步证明了该三重 PIT 的动态可调性.

随着费米能级的增大, 透射谱呈现出蓝移, 利用此特性可以实现光开关的操作, 如图 5(a) 所示. 在光开关设计中, 把透射阈值位于 0.2 以下和 0.8 以上分别定义为“OFF”和“ON”. 当费米能级 $E_F = 0.8$ eV 时, 频率点 3.12 THz, 4.58 THz, 6.41 THz 表现为“ON”的状态, 而频率点 3.77 THz, 5.32 THz 则表现为“OFF”的状态. 当费米能级 $E_F = 1.2$ eV 时, “ON”与“OFF”状态完全反转, 从而实现了五频异步光开关的功能. 同时, 调制深度 (D_M)、退相时间 (T_D)、插入损耗 (L_I) 和消光比 (R_E) 是评估光开关性能的重要参数^[50,51], 具体可以利用如下公式计算^[16,52,53]:

$$D_M = \frac{|T_{\max} - T_{\min}|}{T_{\max}} \times 100\%, \quad (29)$$

$$L_I = -10 \times \log(T_{\max}), \quad (30)$$

$$T_D = 2\hbar/(\Delta f), \quad (31)$$

$$R_E = 10 \times \log(T_{\max}/T_{\min}), \quad (32)$$

其中, $T_{\max}$ 表示频率点最大透射值, 对应“ON”状态; $T_{\min}$ 则表示最小透射值, 对应光开关“OFF”状态; Δf 为频谱半高宽. 由此可得五频异步光开关的性能指标: 当频率点为 3.12 THz, 3.77 THz,

4.58 THz, 5.32 THz 和 6.41 THz 时, D_M 分别为 85.46%, 86.01%, 96.02%, 84.60% 和 95.12%; L_I 分别是 0.14 dB, 0.31 dB, 0.11 dB, 0.18 dB 和 0.26 dB; T_D 对应为 3.57 ps, 4.75 ps, 4.08 ps, 3.19 ps 和 3.70 ps; R_E 分别是 8.02 dB, 8.12 dB, 13.15 dB, 7.75 dB 和 12.03 dB.

除了通过调节费米能级优化透射谱外, 还可以通过掺杂等方法提升石墨烯的载流子迁移率, 从而进一步改善透射谱特性. 随着载流子迁移率的增大, 透射谱中的高频透射谷出现了轻微的红移, 如图 6(a) 所示. 产生这种现象的原因是 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 随着载流子迁移率的增大而增大, 从而使得谐振频率的降低, 进而产生红移, 并且这种现象在高频表现得更加明显, 如图 6(c) 所示. 但是由于该结构的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 较小, 导致红移现象对载流子的变化不敏感. 利用此特性可以对多频异步光开关的性能进行优化, 并且实现多频异步光开关之间的相互转换.

六频异步光开关如图 5(b) 所示, 当费米能级 $E_F = 0.8$ eV 时, 频率点 2.56 THz, 3.77 THz, 5.32 THz 表现为“OFF”, 而频率点 3.12 THz, 4.58 THz, 6.41 THz 则表现为“ON”, 实现了五频异步光开关向六频异步光开关的动态转变. 此外, 相关性能也得到了显著的优化, 各个频率点的 D_M 分别提升至 94.53%, 95.96%, 99.31%, 98.21%, 98.65%, 96.45%; IL 对应为 0.70 dB, 0.29 dB, 0.17 dB, 0.21 dB, 0.18 dB, 0.12 dB; T_D 数值为 7.12 ps,

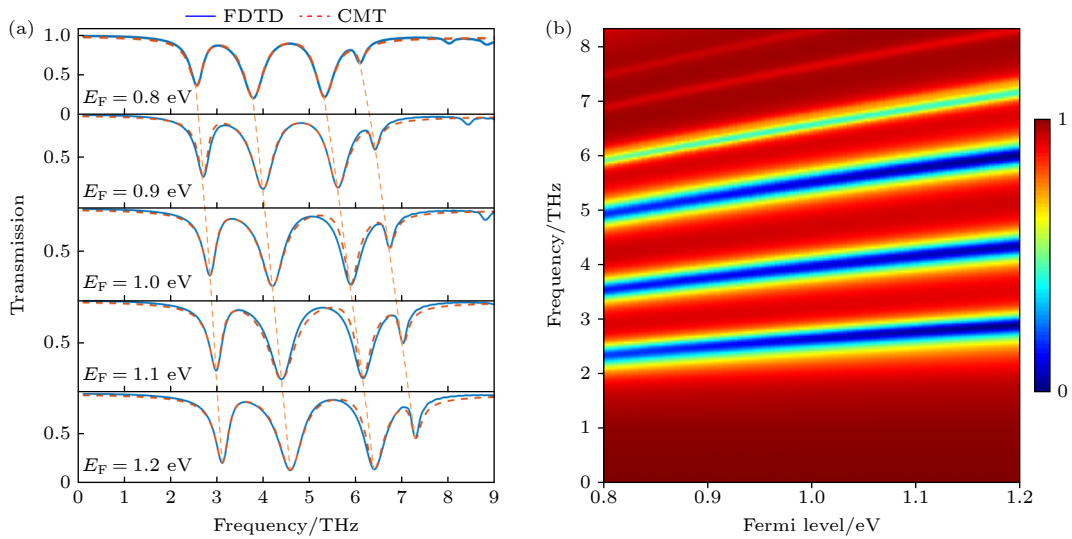


图 4 (a) 三重 PIT 对应的透射光谱与石墨烯费米能级的关系; (b) 不同费米能级下三维透射谱的演化

Fig. 4. (a) Transmission spectra corresponding to the triple PIT versus graphene Fermi energy levels; (b) evolution of 3D transmission at different Fermi energy levels.

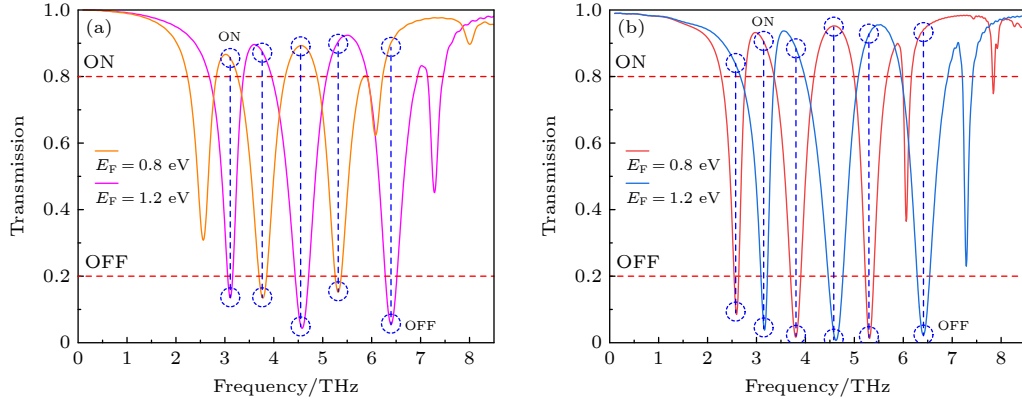


图 5 (a) 费米能级处于 0.8 eV, 1.2 eV 时, 载流子迁移率 $\mu = 1.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 情况下五频异步光开关的调制, 其中“ON”表示“打开”, “OFF”表示“关闭”; (b) 费米能级处于 0.8 eV, 1.2 eV, 迁移率 $\mu = 3.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 情况下的六频光开关调制

Fig. 5. (a) Modulation of a five-frequency asynchronous optical switch with carrier mobility $\mu = 1.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ at Fermi energy levels of 0.8 eV, 1.2 eV, where “ON” means “open”, “OFF” means “close”; (b) six-frequency asynchronous optical switch modulation with Fermi energy levels at 0.8 eV, 1.2 eV and mobility $\mu = 3.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$.

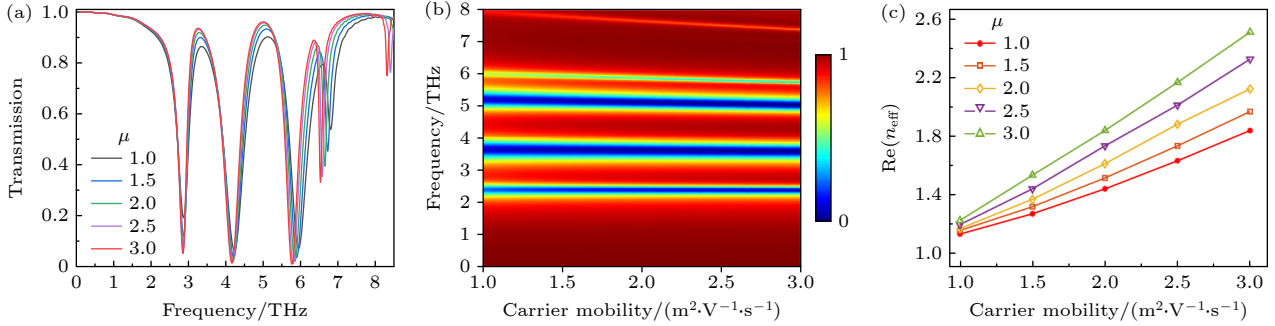


图 6 (a) 透射谱与载流子迁移率之间的关系 ($E_F = 1.0 \text{ eV}$); (b) 不同载流子迁移率下透射谱的演化; (c) 不同载流子迁移率下 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 的演化

Fig. 6. (a) Relationship between transmission spectrum and carrier mobility ($E_F = 1.0 \text{ eV}$); (b) the evolution of the transmission spectrum with carrier mobility; (c) the evolution of $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ with carrier mobility.

表 1 不同频率下 D_M , T_D , L_I , R_E 参数

Table 1. D_M , T_D , L_I , R_E parameters at different frequencies.

Frequency/THz	$\mu = 1.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$				$\mu = 3.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$				
	$D_M/\%$	L_I/dB	T_D/ps	R_E/dB	Frequency/THz	$D_M/\%$	L_I/dB	T_D/ps	R_E/dB
3.12	85.46	0.14	3.57	8.02	2.56	94.53	0.70	7.12	9.89
3.77	86.01	0.31	4.75	8.12	3.12	95.96	0.29	5.34	13.77
4.58	96.02	0.11	4.08	13.15	3.77	99.31	0.17	4.56	17.26
5.32	84.60	0.18	3.19	7.75	4.58	98.21	0.21	3.16	21.53
6.41	95.12	0.26	3.70	12.03	5.32	98.65	0.18	5.97	18.24
					6.41	96.45	0.12	3.73	16.11

5.34 ps, 4.56 ps, 3.16 ps, 5.97 ps, 3.73 ps; 同时 R_E 也分别提升至 9.89 dB, 13.77 dB, 17.26 dB, 21.53 dB, 18.24 dB, 16.11 dB. 两种多频异步光开关详细的 D_M , T_D , L_I , R_E 性能参数如表 1 所列.

此外, 载流子迁移率增加导致电子活性的增强, 使得透射峰和透射谷的强度有着显著的变化, 如图 6(a) 所示. 伴随着透射谱压缩, PIT 的峰值变得尖锐, 使得结构的色散特性加剧, 引起透射相位

的突变. 利用该机理可以实现优异的慢光效应, 而群折射率 n_g 是衡量慢光效应的重要参数. n_g 越大, 表明器件的慢光效应越好 [54]. 而当 n_g 显著减小甚至呈现负值时, 系统表现出快光效应. 由于受到信息速度的限制 [55], 尽管群速度可以超过光速, 但是信息速度是由光的相速度决定, 根据相速度公式 $v_p = \omega/k = c/n$ (n 为介质折射率) 可知, 信息传递速度无法超越真空中的光速. 此外, 由于实现快光

的实验条件苛刻, 因此负群折射率的相关研究并不满足器件的实际应用. 其中, 系统的群折射率 n_g 可以利用以下公式计算^[56]:

$$n_g = \frac{c}{v_g} = c \frac{dk}{d\omega} = \frac{c}{l} \frac{d\theta(\omega)}{d\omega}, \quad (33)$$

式中, c 为真空中的光速, v_g 为群速度, $\theta(\omega) = \arg(t)$ 为透射相移, ω 为角频率, l 为硅衬底的厚度, k 为光的波矢. 其中, 石墨烯的载流子迁移率固定为 $\mu = 3.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$. 通过研究发现, 改变石墨烯的费米能级可以有效地实现对慢光效应的调控, 当费米能级为 1.2 eV 时, 最大调制范围可以达到

2.5—7.1 THz. 同时群折射率均有不同程度上的增强, 最高可以达到 1212, 如图 7 所示. 其中, 慢光性能较强的频率调控范围主要在 2.8 THz—3.1 THz, 4.0 THz—4.6 THz, 5.5 THz—6.3 THz, 6.4 THz—7.1 THz 波段, 其群折射率波动范围分别为 $421 < n_{g1} < 1212$, $402 < n_{g2} < 425$, $452 < n_{g3} < 791$, $431 < n_{g4} < 601$.

为了更直观地体现该结构性能的优异, 将其同其他器件进行一系列的对比^[30,31,57–63], 如表 2 所列. 结果表明, 该结构在各个方面性能优势明显. 在制造方面采用单层石墨烯结构, 相较于多层石墨烯来

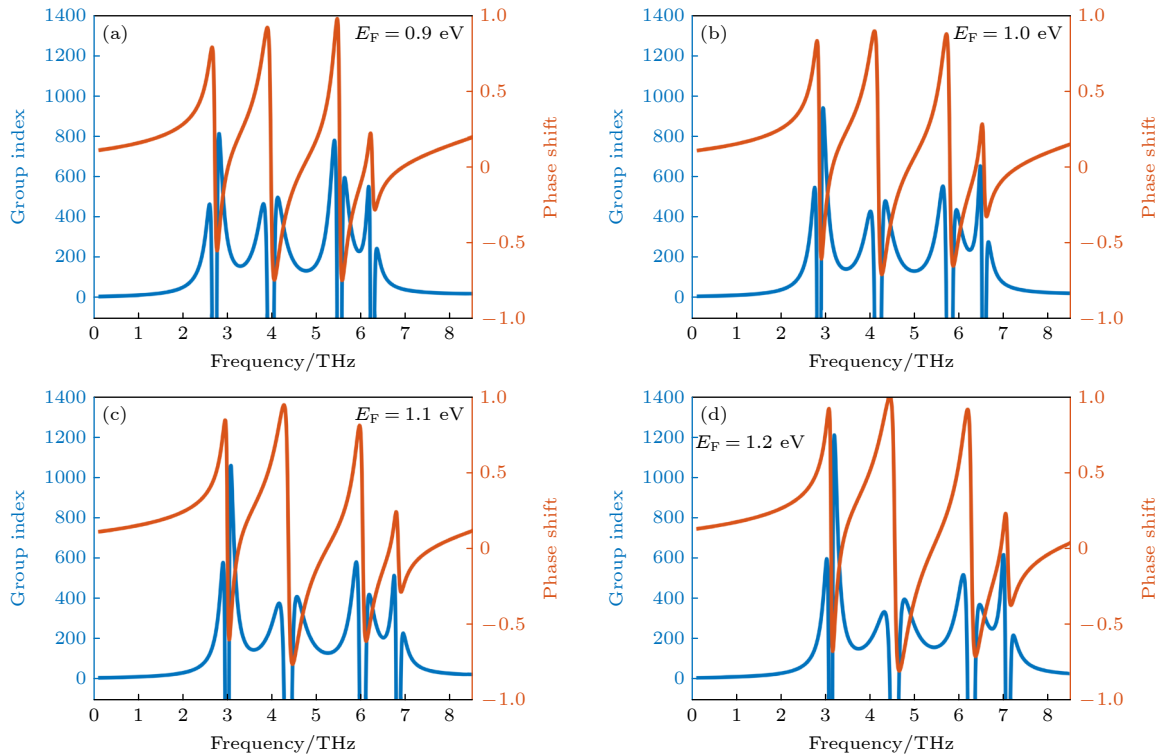


图 7 (a)–(d) 费米能级 $E_F = 0.9, 1.0, 1.1, 1.2 \text{ eV}$ 的情况下群折射率和相移随频率的变化 ($\mu = 3.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$)

Fig. 7. (a)–(d) Variation of group refractive index and phase shift with frequency for the Fermi energy levels $E_F = 0.9, 1.0, 1.1, 1.2 \text{ eV}$, respectively ($\mu = 3.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$).

表 2 不同图案化石墨烯的性能比较

Table 2. Comparison of the properties of different patterned graphene.

Ref./year	Modulation mode	Material structure	Group index	$D_M/\%$	L_I/dB	T_D/ps	R_E/dB
[57]/2020	Dual-frequency	Single-layer patterned graphene	358	93.0	0.32	—	—
[58]/2020	Multiple-frequency	Single-layer patterned graphene	—	77.7	—	—	12.5
[59]/2021	Multiple-frequency	Single-layer patterned graphene	321	92.0	—	3.2	—
[31]/2022	Multiple-frequency	Single-layer patterned graphene	—	99.9	0.33	0.848	—
[60]/2022	Multiple-frequency	Single-layer patterned graphene	1100	97.1	0.04	—	—
[61]/2023	Multiple-frequency	Single-layer patterned graphene	—	97.7	5.4	3.86	16.41
[62]/2023	Multiple-frequency	Monolayer patterned black phosphorus	219	—	—	0.22	—
[63]/2024	Multiple-frequency	Single-layer patterned graphene	1000	87.5	—	—	—
[30]/2024	Multiple-frequency	Single-layer patterned graphene	781	98.0	0.51	—	—
This work	Multiple-frequency	Single-layer patterned graphene	1212	99.3	0.120	3.16	21.53

说制备更容易. 此外, 群折射率也相对更高, 所表现出来的慢光特性更加优异. 较大的调制深度, 较小的插入损耗和退相时间使得该结构为优异的光开关制备提供了理论指导.

4 总结与展望

综上所述, 该单层图案化的石墨烯结构能够在太赫兹波段被入射光激发, 表现出显著的三重 PIT 效应. 理论分析表明, 其成因源于两个单 PIT 效应之间的协同作用. 通过进一步研究, 揭示了不同费米能级和载流子迁移率对光开关性能的影响, 成功实现了多频光开关之间的动态转换. 其中, 六频光开关所展现的调制深度 ($94.53\% < D_M < 99.31\%$)、插入损耗 ($0.70 \text{ dB} < L_I < 0.12 \text{ dB}$)、退相时间 ($7.12 \text{ ps} < T_D < 3.16 \text{ ps}$) 和消光比 ($9.89 \text{ dB} < R_E < 21.53 \text{ dB}$) 非常优异. 进一步研究发现, 该石墨烯结构还具有优异的慢光特性, 当其调控范围集中在 2.8 THz — 3.1 THz 频段时, 对应群折射率变化范围分别为 $421 < n_{g1} < 1212$, 为慢光器件的研究提供了新的思路和潜在应用途径.

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] He Z H, Li Z X, Li C J, Xue W W, Cui W 2020 *Opt. Express* **28** 17595
- [4] Xia S X, Zhai X, Wang L L, Wen S C 2018 *Photonics Res.* **6** 692
- [5] Gramotnev, Dmitri K, Bozhevolnyi, Sergey I 2010 *Nat. Photonics* **4** 83
- [6] Xu H, Chen Z Q, He Z H, Nie G Z, Li D Q 2020 *New J. Phys.* **22** 123009
- [7] Gao E D, Liu Z M, Li H J, Xu H, Zhang Z B, Luo X, Xiong C X, Liu C, Zhang B H, Zhou F Q 2019 *Opt. Express* **27** 13884
- [8] Fan X B, Wang G P 2006 *Opt. Lett.* **31** 1322
- [9] Cui W, Li C J, Ma H Q, Xu H, Yi Z, Ren X H, Cao X L, He Z H, Liu Z H 2021 *Physica E* **134** 114850
- [10] Li Z L, Xie M X, Nie G Z, Wang J H, Huang L J 2023 *J. Phys. Chem. Lett.* **14** 10762
- [11] Li Z L, Nie G Z, Wang J H, Fang Z, Zhan S P 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 034039
- [12] 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, 金彪兵, 陈健 吴培亨 2023 物理学报 **72** 128701]
- [13] Rodrigo D, Limaj O, Janner D, Etezadi D, García de Abajo F J, Pruneri V, Altug H 2015 *Science* **349** 165
- [14] Chen P Y, Argyropoulos C, Farhat M, Gomez-Diaz J S 2017 *Nanophotonics* **6** 1239
- [15] D'Apuzzo F, Piacenti A R, Giorgianni F, Autore M, Guidi M C, Marcelli A, Schade U, Lto Y, Chen M W, Lupi S 2017 *Nat. commun.* **8** 14885
- [16] Sun Z P, Martinez A, Wang F 2016 *Nat. Photonics* **10** 227
- [17] Vakil A, Engheta N 2011 *Science* **332** 1291
- [18] Jablan M, Buljan H, Soljacic M 2009 *Phys. Rev.* **80** 245435
- [19] Wang J Y, Zhao R Q, Yang M M, Liu Z F, Liu Z R 2013 *J. Chem. Phys.* **138** 084701
- [20] Gan C H, Chu H S, Li E P 2012 *Phys. Rev. B Condens. Matter* **85** 125431
- [21] Grigorenko A N, Polini M, Novoselov K S 2012 *Nat. photonics* **6** 749
- [22] Yan H G, Low T, Zhu W J, Wu Y Q, Freitag M, Li X S, Guinea F, Avouris P, Xia F N 2013 *Nat. Photonics* **7** 394
- [23] Lu H, Liu X M, Mao D 2012 *Phys. Rev. A* **85** 53803
- [24] Zhao X L, Zhu L, Yuan C, Yao J Q 2016 *Opt. Lett.* **41** 5470
- [25] Adato R, Artar A, Erramilli S, Altug H 2013 *Nano. Lett.* **13** 2584
- [26] Boller K J, Imamoglu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- [27] Kim T T, Kim H D, Zhao R K, Oh S S, Ha T, Chung D S, Lee Y H, Min B, Zhang S 2018 *Acs. Photonics* **5** 1800
- [28] Jiang W J, Chen T 2021 *Diam. Relat. Mater.* **118** 108531
- [29] Zhu J, Xiong J Y 2023 *Measurement* **220** 113302
- [30] Lei P L, Nie G Z, Li H L, Li Z L, Peng L, Tang X F, Gao E D 2024 *Phys. Scr.* **99** 075512
- [31] 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
- [32] Li J Y, Weng J, Li J Q, Chen S X, Guo Z C, Xu P B, Liu W J, Wen K H, Qin Y W 2022 *J. Phys. D* **55** 445101
- [33] Li Y H, Xu Y P, Jiang J B, Cheng S B, Yi Z, Xiao G H, Zhou X W, Wang Z Y, Chen Z Y 2023 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **25** 3820
- [34] Li Y H, Xu Y P, Jiang J B, Ren L Y, Cheng S B, Yang W X, Ma C J, Zhou X W, Wang Z Y, Chen Z Y 2022 *J. Phys. D* **55** 155101
- [35] Zhang R L, Cui Z R, Wen K H, Lv H P, Liu W J, Li C Q, Yu Y S, Liu R M 2025 *Opt. Commun.* **574** 131083
- [36] Zheng S Q, Zhao Q X, Peng L, Jing X 2021 *Results Phys.* **23** 104040
- [37] Zhang B H, Li H J, Xu H, Zhao M Z, Xiong C X, Liu C, Wu K 2019 *Opt. Express* **27** 3598
- [38] Liu C, Li H J, Xu H, Zhao M Z, Xiong C X, Zhang B H, Wu K 2019 *J. Phys. D* **52** 405203
- [39] 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
- [40] 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.* **6** 7014
- [41] 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
- [42] Li X S, Cai W W, An J, Kim S, Nah J, Yang D X, Piner R, Velamakanni A, Jung I, Tutuc E, Banerjee S, Colombo L, Ruoff R 2009 *Science* **324** 1312
- [43] Yin Y, Alivisatos A P 2005 *Nature* **437** 664
- [44] Norris D J, Efros A L, Erwin S C 2008 *Science* **319** 1776
- [45] Chen Y F, Johnson E, Peng X G 2007 *J. Am. Chem. Soc.* **129** 10937
- [46] 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
- [47] Falkovsky L A, Varlamov A A 2007 *Eur. Phys. J. B* **56** 281

- [48] Rouhi N, Capdevila S, Jain D, Zand K, Wang Y Y, Brown E, Jofre L, Burke P 2012 *Nano Res.* **5** 667
- [49] Cheng H, Chen S Q, Yu P, Duan X Y, Xie B Y, Tian J G 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 203112
- [50] Yu S L, Wu X Q, Wang Y P, Guo X, Tong L M 2017 *Adv. Mater.* **29** 1606128.
- [51] Koester S J, Li H, Li M 2012 *Opt. Express* **20** 20330
- [52] Lee S H, Choi M, Kim T T, Lee S, Liu M, Yin X B, Choi H K, Lee S S, Choi C G, Choi S Y, Zhang X, Min B 2012 *Nat. Mater.* **11** 936
- [53] Chen S, Yi X, Ma H, Wang H 2003 *Opt. Quantum Electron.* **35** 1351
- [54] Lu Q, Wang Z Z, Huang Q Z, Jiang W, Wang Y, Xia J S 2017 *J. Lightwave. Technol.* **35** 1710
- [55] Boyd R W, Shi Z M 2015 *Slow and Fast Light In Photonics: Scientific Foundations, Technology and Applications* (Vol. 1) (John Wiley & Sons, Inc.) pp363–385
- [56] Zentgraf T, Zhang S, Oulton R F, Zhang X 2009 *Phys. Rev. B* **80** 195415
- [57] 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
- [58] Zhang X, Liu Z, Zhang Z B, Gao E D, Luo X, Zhou F Q, Li H J, Zao Y 2020 *Opt. Express* **28** 36771
- [59] Zhang X, Zhou F Q, Liu Z M, Zhang Z B, Qin Y P, Zhuo S S, Luo X, Gao E D, Li H J 2021 *Opt. Express* **29** 29387
- [60] Xie Q, Guo L H, Zhang Z X, Gao P P, Wang M, Xia F, Zhang K, Sun P, Dong L F, Yun M J 2022 *Appl. Surf. Sci.* **604** 154575
- [61] 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
- [62] Chang X, Li H J, Liu C, Li M, Ruan B X, Gao E D 2023 *J Opt. Soc. Am. A* **40** 1545
- [63] 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

Synergy-based plasmon-induced transparency and optical switch and slow light applications^{*}

HU Shunan^{1) #} LI Deqiong^{2) #} ZHAN Jie^{1) †} GAO Enduo³⁾
WANG Qi⁴⁾ LIU Nanliu⁴⁾ NIE Guozheng^{1) ‡}

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 Mathematics and Statistics, 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) (*Dongguan Institute of Opto-Electronics, Peking University, Dongguan 523808, China*)

(Received 17 January 2025; revised manuscript received 22 February 2025)

Abstract

Surface plasmons (SPs) are generated by the interaction of conduction electrons on the surface of a metallic medium with photons in light wave, and they have an important phenomenon called plasmon-induced transparency (PIT). The PIT effect is crucial for improving the performance of nano-optical devices by strengthening the interaction between light and matter, thereby enhancing coupling efficiency. As is well known, traditional PIT is mainly achieved through two main ways: either through destructive interference between bright and dark modes, or through weak coupling between two bright modes. Therefore, it is crucial to find a new excitation method to break away from these traditional approaches. In this work, we propose a single-layer graphene metasurface composed of longitudinal graphene bands and three transverse graphene strips, which can excite a tripe-PIT through the synergistic effect between two single-PITs. We then leverage the synergistic effect between these two single-PITs to realize a triple-PIT. This approach breaks away from the traditional method of generating PIT through the coupling of bright and dark modes. The numerical simulation results are also obtained using the finite-difference time-domain, which are highly consistent with the results of the coupled-mode theory, thereby validating the accuracy of the results. In addition, by adjusting the Fermi level and carrier mobility of graphene, the dynamic transition from a five-frequency asynchronous optical switch to a six-frequency asynchronous optical switch is successfully achieved. The six-frequency asynchronous optical switch demonstrates exceptional performance: at frequency points of 3.77 THz and 6.41 THz, the modulation depth and insertion loss reach 99.31% and 0.12 dB, respectively, while at the frequency point of 4.58 THz, the dephasing time and extinction ratio are 3.16 ps and 21.53 dB, respectively. Additionally, when the tuning range is from 2.8 THz to 3.1 THz band, the triple-PIT system exhibits a remarkably high group index of up to 1212. These performance metrics exceed those of most traditional slow-light devices. Based on these results, the structure is expected to provide new theoretical ideas for designing high-performance devices, such as optical switches and slow-light devices.

Keywords: plasmon-induced transparency, synergistic effect, optical switch, slow-light

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

DOI: 10.7498/aps.74.20250078

CSTR: 32037.14.aps.74.20250078

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61905075, 62173135), the Natural Science Foundation of the Education Department of Hunan Province, China (Grant Nos. 23A0454, 22A0433), and the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant Nos. 2022JJ30301, 2023JJ30195).

[#] These authors contributed equally.

[†] Corresponding author. E-mail: 992007825@qq.com

[‡] Corresponding author. E-mail: gzhnie@hnust.edu.cn



基于协同效应的等离子体诱导透明及光开关与慢光应用

胡树南 李德琼 詹杰 高恩多 王琦 刘南柳 聂国政

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

HU Shunan LI Deqiong ZHAN Jie GAO Enduo WANG Qi LIU Nanliu NIE Guozheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 097801 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250078

CSTR: 32037.14.aps.74.20250078

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250078>

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

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>

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>

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>

里德伯原子辅助光力系统的完美光力诱导透明及慢光效应

Perfect optomechanically induced transparency and slow light in an Rydberg atom-assisted optomechanical system

物理学报. 2023, 72(9): 094203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222264>