

基于石墨烯等离子激元太赫兹结构的传感及慢光应用*

杨肖杰¹⁾³⁾ 许辉^{1)2)3)†} 徐海焯¹⁾ 李铭¹⁾ 于鸿飞¹⁾
成昱轩¹⁾ 侯海良¹⁾²⁾ 陈智全^{1)2)‡}

1) (湖南工商大学微电子与物理学院, 长沙 410205)

2) (湘江实验室, 长沙 410205)

3) (湖南工商大学智能工程与智能制造学院, 长沙 410205)

(2024年5月10日收到; 2024年6月9日收到修改稿)

介绍了一种新型石墨烯太赫兹结构, 其周期单元包括一条长石墨烯单层带和两条短石墨烯单层带. 通过短石墨烯带所激发的明模式与长石墨烯带所激发的暗模式的相消干涉, 该结构产生了等离子激元诱导透明效应. 利用耦合模理论推导了此效应的产生机理, 所得结果与时域有限差分方法的仿真值高度一致. 该结构除了具有外部动态可调性之外, 还具有十分出色的传感性能, 最大灵敏度和品质因子分别可达 1.457 THz/RIU 和 30.5652. 此外, 提高结构中石墨烯的费米能级和载流子迁移率有助于增强慢光效应, 其中载流子迁移率的增强效果尤为明显. 当载流子迁移率从 0.75 m²/(V·s) 提高到 2.0 m²/(V·s) 时, 结构的群折射率从 456 增至 1010. 本研究可为太赫兹波段传感器件和慢光器件的发展提供理论和概念框架.

关键词: 石墨烯太赫兹结构, 等离子激元, 传感, 慢光**PACS:** 78.40.-q, 78.66.-w, 42.25.Bs, 42.70.-a**DOI:** 10.7498/aps.73.20240668

1 引言

石墨烯是一种由碳原子单层组成的蜂窝状结构, 其为一个二维平面六角形晶格^[1-6]. 每个碳原子通过 σ 键和相邻的 3 个碳原子相连接, 形成了稳定的晶格结构. 石墨烯有着类似金属的性质, 有着极高的电导率, 是所有已知最高电导率的材料之一^[7-10]. 表面等离子激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 是在金属表面和介质交界面上产生的电磁波与电子等离子体振荡相互作用的结果. 它是一种独特的电磁波, 沿着界面传播, 与传统的在自由空间中传播的电磁波不同^[11-13]. 由于 SPPs 局限于金属和介质的交界面, 改变金属表面结构可以控制 SPPs 的

传输, 为电磁波传输和调控提供了新的途径. 此外, SPPs 能够突破衍射极限, 实现在亚波长尺度上的光学控制, 因此有望推动纳米集成光学芯片的发展. 石墨烯的类金属性能够激发 SPPs 并进行传播. 石墨烯激发的表面等离子激元相对于传统的贵金属材料具有明显的优势: 首先, 石墨烯激发的表面等离子激元具有更强的局域性^[14]; 其次, 石墨烯能够通过调控化学掺杂、外加电压、电场和磁场等一系列手段来调节电导率, 但是传统贵金属等离子激元器件需要改变器件的物理结构才能实现可调性能. 基于这些优势, 可在不改变器件物理结构的前提下设计出可调谐石墨烯等离子激元器件, 能广泛地用于实现器件的各种光学性能. SPPs 与入射光波耦合时, 会引起光的吸收、散射和传播的变化, 且将会导致

* 湘江实验室重点项目 (批准号: 23XJ02001)、湖南省自然科学基金 (批准号: 2023JJ40218, 2022JJ30201)、长沙市自然科学基金 (批准号: kq2202298) 和湖南省教育厅科研基金 (批准号: 21B0574, 21B0556) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 1067980351@qq.com

‡ 通信作者. E-mail: zqchen0106@qq.com

等离子元诱导透明效应 (plasmon-induced transparency, PIT)^[15,16]. 此外, 可通过外部电场调控石墨烯的费米能级, 从而达到调节 SPPs 的效果, 进一步影响 PIT 效应^[17]. 故石墨烯在传感器件^[18-21]、慢光器件^[22-25]、光学开关^[26,27]、吸收器件^[28-30]、反射器件^[31]、光学滤波^[32] 等领域有着广阔的应用前景.

如今, 人们对于传感器件的灵敏度、选择性以及实施监测的能力要求越来越高, 传统传感器件已经不能满足人们的需求, 因此石墨烯等离激元传感器件应运而生. PIT 效应的产生取决于石墨烯与周围介质和入射电磁波之间的相互作用. 可以设计合适的石墨烯结构调控 PIT 传感器的共振频率, 实现对特定目标的选择性检测. 在 PIT 现象中, SPPs 与另一种谐振腔模式耦合形成透明窗口^[33-36]. 这个透明窗口会导致在某一波长范围内的光通过材料时经历明显的减缓, 形成慢光现象. 通过合理设计这些结构的尺寸, 可实现特定波长下的慢光效应. 慢光特性使得器件可以控制和调整光信号的传播速度, 有助于在光学通信系统中实现更灵活的光信号调制和解调.

本文设计了一种基于单层石墨烯可调谐 PIT 效应太赫兹结构, 能够实现优越的传感与慢光性能. 在该结构中, 一个长石墨烯带和两个短石墨烯带在入射电磁波激励下可分别看作暗模式与明模式, 此两种模式所发生的相消干涉会在太赫兹波段产生一个 PIT 效应. 来自耦合模理论 (coupled mode theory, CMT) 的计算结果与时域有限差分 (finite difference time domain, FDTD) 方法的仿真数据高度一致. 此外, 通过调节外部电源, 可以实现 PIT 的动态调谐. 该结构具有优异的传感和慢光性能, 其灵敏度和品质因子 (figure of Merit, FOM) 最大值分别可达 1.457 THz/RIU 和 30.5652. 同时, 增大结构费米能级和载流子迁移率均会导致慢光效应的增强. 当载流子迁移率从 0.75 m²/(V·s) 增至 2.0 m²/(V·s), 群折射率可由 456 增至 1010. 本文所设计的石墨烯结构可为石墨烯传感器与慢光器的发展提供理论与思路.

2 结构模型及理论方法

2.1 石墨烯等离激元太赫兹结构仿真建模分析

本文设计的石墨烯微纳结构如图 1 所示. 图 1(a)

是该石墨烯结构的侧视图, 该结构以硅介质为衬底和覆盖层, 中间是由石墨烯单层组成的超表面图案, 衬底的厚度为 0.1 μm, 覆盖层的厚度为 0.15 μm. 在该结构中, 入射光的频段以及入射方向分别是太赫兹频段和沿在 z 轴负方向. 本文的入射光偏振方向为电场方向, 即 x 轴正向, 且 x 与 y 方为周期性重复单元. 图 1(b) 是一个周期单元的结构俯视图, 衬底与覆盖层的边长均是 $h_1 = 4$ μm, 其余结构参数分别为: $a_1 = 0.8$ μm, $a_2 = 1.6$ μm, $h_2 = 0.8$ μm, $h_3 = 0.9$ μm, $h_4 = 2.3$ μm.

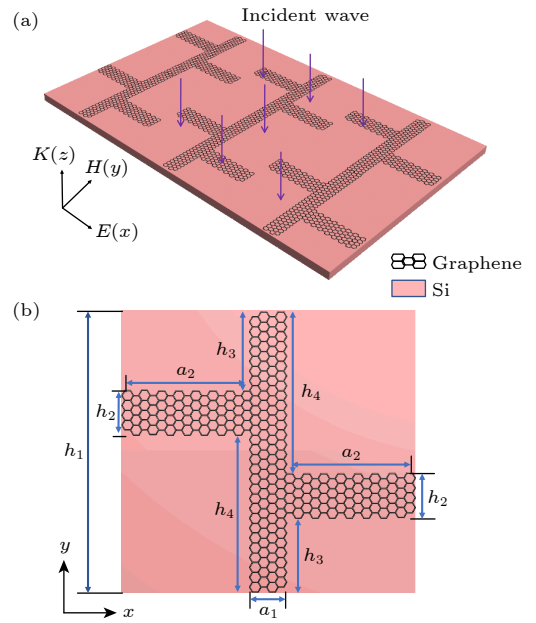


图 1 石墨烯结构图 (a) 石墨烯结构侧视图; (b) 周期单元俯视图, 其中 $a_1 = 0.8$ μm, $a_2 = 1.6$ μm, $h_2 = 0.8$ μm, $h_3 = 0.9$ μm, $h_4 = 2.3$ μm

Fig. 1. Graphene structure diagram: (a) Side view of graphene structure; (b) unit structure top view, where $a_1 = 0.8$ μm, $a_2 = 1.6$ μm, $h_2 = 0.8$ μm, $h_3 = 0.9$ μm, $h_4 = 2.3$ μm.

2.2 石墨烯等离激元太赫兹结构

由于石墨烯在太赫兹波段也能表现出一种极其类似金属的性质, 故石墨烯的电导率能够很好地描述其光电特性. 此外, 石墨烯具有独特的二维平面结构, 其表面电导率可完全表征电导率. 本文中, 光源在太赫兹波段, 温度设置为常温 (即 $T = 300$ K), 使得 $E_f \gg (\hbar\omega, k_B T)$, 所以电导率可以表示为^[37-39]

$$\sigma_g = ie^2 E_f / [\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})], \quad (1)$$

式中, e 表示基元电荷, E_f 表示费米能级, \hbar 表示约化普朗克常数, ω 表示入射光的角频率, k_B 表示玻

尔兹曼常数, τ 为载流子弛豫时间. 此外, 基于实验参数, 石墨烯的迁移率 κ 可高达 $10 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ [40,41]. 考虑到实验的可行性和模拟的简单性, 此结构中的迁移率设为 $1 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$. 费米速度 $V_F = 10^6 \text{ m/s}$, 载流子弛豫时间 τ 则可以由上述参数表示为 [42]: $\tau = \kappa E_f / (eV_F^2)$. 基于实验结果, 单层石墨烯的费米能级在施加偏置电压后可从 0.2 eV 变化到 1.2 eV [43,44]. 因此, 本研究合理地假设石墨烯的费米能级范围为 $0.8\text{--}1.2 \text{ eV}$.

本文石墨烯单层是连续的, 故而相比不连续的单层结构, 本文构造更容易实现外部动态调谐功能. 此外, 单层石墨烯的传播常数 β 可以通过麦克斯韦方程与电磁场边界条件得到 [8]:

$$\beta = k_0 \sqrt{\epsilon_{\text{Si}} - [2\epsilon_{\text{Si}} / (\sigma_g \eta_0)]^2}, \quad (2)$$

式中, ϵ_{Si} 与 σ_g 分别为硅介质的介电常数和石墨烯的电导率, k_0 为入射光的波矢, η_0 为真空中的本征阻抗. 有效折射率可由传播常数 β 与入射光的波矢 k_0 相除得到: $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$.

2.3 耦合模理论

为了研究和预测系统中不同模式之间的相互作用如何影响系统整体的行为, 本文采用耦合模理论作为分析方法, 其模型如图 2 所示. 图中的 A_1 和 A_2 分别对应着单 PIT 现象中所用到的两个模式 (明模式与暗模式), a_1 和 a_2 表示两个模式下的复振幅. “in”, “out” 分别表示入射光与出射光, “+” 则代表着光波由 a_1 向 a_2 传播, “-” 则代表着光波由 a_1 向 a_2 传播. μ_{sl} 表示两个模式之间的相互耦合系数 ($s = l = 1, 2; s \neq l$). γ_{is} 和 γ_{os} 表示第 s 个模式的间内损耗系数和外部损耗系数 ($s = 1, 2$). 综上所述, 则两个模式间的相互耦合关系如下所示:

$$\begin{pmatrix} \gamma_1 & -i\mu_{12} \\ -i\mu_{21} & \gamma_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\gamma_{o1}^{1/2} & 0 \\ 0 & -\gamma_{o2}^{1/2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_{1+}^{\text{in}} + A_{1-}^{\text{in}} \\ A_{2+}^{\text{in}} + A_{2-}^{\text{in}} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

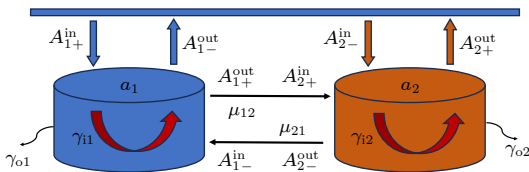


图 2 耦合模理论模型.

Fig. 2. Coupled mode theoretical model.

损耗系数可表示为 $\gamma_s = (i\omega - i\omega_s - \gamma_{is} - \gamma_{os})(s = 1, 2)$, 内部损耗系数和外部损耗系数可表示为 $\gamma_{os} = \omega_s / (2Q_{os})$, $\gamma_{is} = \omega_s / (2Q_{is})$, 式中 ω_s , Q_{is} , Q_{os} 分别表示第 s 个模式的角频率、内部损耗品质因子、外部损耗品质因子. Q_{is} 可由共振频率处的 Q_i 确定, 并且 Q_i 的表达式为 $Q_i = \text{Re}(n_{\text{eff}}) / \text{Im}(n_{\text{eff}})$. 此外, 总损耗品质因子与内、外部损耗品质因子相关 [45]: $1/Q_{ts} = 1/Q_{os} + 1/Q_{is}$. 前文提到本文所设计的结构选取费米能级为 $0.8\text{--}1.2 \text{ eV}$, 则可计算出 0.8 eV , 0.9 eV , 1.0 eV , 1.1 eV , 1.2 eV 时 Q_{ts} 与 Q_{is} 的值: $Q_{t1} = (3.80, 3.85, 3.90, 3.95, 3.96)$, $Q_{t2} = (14.30, 15.25, 16.05, 16.75, 17.45)$; $Q_{i1} = (14.03, 16.91, 20.00, 23.29, 26.79)$, $Q_{i2} = (30.21, 35.83, 41.68, 47.73, 53.96)$.

根据能量守恒定律, 可用下式来表示各个模式之间入射光与出射光的能量关系:

$$A_{2+}^{\text{in}} = A_{1+}^{\text{out}} e^{i\varphi}, \quad A_{1-}^{\text{in}} = A_{2-}^{\text{out}} e^{i\varphi}, \quad (4)$$

$$A_{s+}^{\text{out}} = A_{s+}^{\text{in}} - \gamma_{os}^{1/2} a_s,$$

$$A_{s-}^{\text{out}} = A_{s-}^{\text{in}} - \gamma_{os}^{1/2} a_s, \quad s = 1, 2, \quad (5)$$

式中, φ 是两个等离激元模式之间的相位差. 在本文所设计的结构中, 所有等离激元模式都在同一相位, 则 $\varphi = 0$. 综上所述, 透射系数与反射系数表达式为

$$t = \frac{A_{2+}^{\text{out}}}{A_{1+}^{\text{in}}} = e^{i\varphi} + [\gamma_{o1}\gamma_{o2}e^{i\varphi} + \gamma_{i1}\gamma_{o2}e^{i\varphi} + (\gamma_{o1}\gamma_{o2})^{1/2} \times e^{2i\varphi}\chi_1 + (\gamma_{o1}\gamma_{o2})^{1/2}\chi_2](\gamma_{i1}\gamma_{o2} - \chi_1\chi_2)^{-1}, \quad (6)$$

$$r = \frac{A_{1+}^{\text{out}}}{A_{1+}^{\text{in}}} = [\gamma_{o1}\gamma_{o2} + \gamma_{i1}\gamma_{o2}e^{2i\varphi} + (\gamma_{o1}\gamma_{o2})^{1/2}e^{i\varphi}\chi_1 + (\gamma_{o1}\gamma_{o2})^{1/2}e^{i\varphi}\chi_2](\gamma_{i1}\gamma_{o2} - \chi_1\chi_2)^{-1}, \quad (7)$$

$$\chi_1 = i\mu_{12} + (\gamma_{o1}\gamma_{o2})^{1/2}e^{i\varphi}, \quad (8)$$

$$\chi_2 = i\mu_{21} + (\gamma_{o1}\gamma_{o2})^{1/2}e^{i\varphi}. \quad (9)$$

根据 (6) 式和 (7) 式, 可以得到透射率 $T = |t|^2$, 反射率 $R = |r|^2$ 以及吸收率 $A = 1 - T - R$.

3 分析与讨论

3.1 石墨烯等离激元太赫兹结构透射谱分析

本文设计的新型石墨烯结构在太赫兹波段产生了 PIT 现象, 如图 3(b) 所示. 两个短石墨烯带

产生的明模式与长石墨烯带产生的暗模式之间的破坏性干涉可以导致明显的 PIT 效应, 进而实现一个十分显著的透明窗口. 两个短石墨烯带充当一个宽谱带明模式的作用, 它能与入射波发生强耦合. 长石墨烯带可作为一个无辐射的暗模式, 其谐振频率受明模式控制. 通过图 3(b) 可以看到, 该结构中的明模式与暗模式可以发生相消干涉, 进而产生了单 PIT 现象, 其透射谷处的透射率分别为 3.9%, 14.9%, 透射峰是 97.3%, 共振频率分别在 2.816 THz 和 6.473 THz. G2 可以被入射光直接激发, 可作为效应所需的明模式, 形成了一条透射谷为 5.2% 的曲线. 作为暗模式的 G1 则不能被直接激发, 但是它可以与明模式耦合之后被间接激发, 形成一条透射率接近 100% 的曲线. 图 3(c)–(e) 从电场的角度来阐述了 PIT 现象产生的原因. 当图案化石墨烯超材料结构中的每个周期单元中仅存在 G1 时, 仅有较弱的电场被限制在 G1 周围, 表明了暗模式一般无法被入射光源激发的特性, 如图 3(c) 所示. 然而, 添加 G2 破坏了 G1 周围的电场平衡. 这种现象是由它们之间的干涉耦合效应引起的. 图 3(e) 是整体结构的光谱图, 可以看出, 此时的暗模式光场强度已经增强, 这是由于暗模式可以和明模式发生相互耦合作用, 进而间接地被激发, 因此得到了

十分明显的 PIT 效应. 图 3(f), (g) 则是 PIT 共振频率下两个透射谷的电场分布图.

石墨烯的优点之一是可以使用施加的电压来调节电子浓度, 石墨烯的费米能级可以通过施加的电压进行调节. 因此, 基于石墨烯的器件可以实现良好的调谐效果. 电压和费米能级之间的关系如下^[33,46]:

$$E_F = \hbar V_F \left(\frac{\pi \epsilon_0 \epsilon_{Si} V_g}{de} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

式中, ϵ_0 , ϵ_{Si} , V_g , d 分别表示真空介电常数、硅介质的介电常数、外加电压以及两个电极之间的距离.

为了更全面地印证在 G1 部分与 G2 部分两个模式相互作用下形成 PIT 效应的过程, 本文模拟了不同入射光方向下 G1, G2, G3 的光谱响应, 如图 4 所示 (由于本文所述结构是对称的, 故偏振角度大于 90° 时的场图和 0° – 90° 相对应角度的场图分布一样). 图 4(a)–(d) 是 G1 偏振角分别是 0° , 30° , 60° , 90° 的场图分布; 图 4(e)–(h) 是 G2 偏振角分别是 0° , 30° , 60° , 90° 的场图分布; 图 4(i)–(l) 是 G3 偏振角分别是 0° , 30° , 60° , 90° 的场图分布. 对比 4 组不同偏振角的场图可以看到, 当入射光仅仅照射 G1 或者 G2 部分时, 随着偏振角度的增大, G1, G2 及其周围的电场逐渐减弱, 直至明暗模式

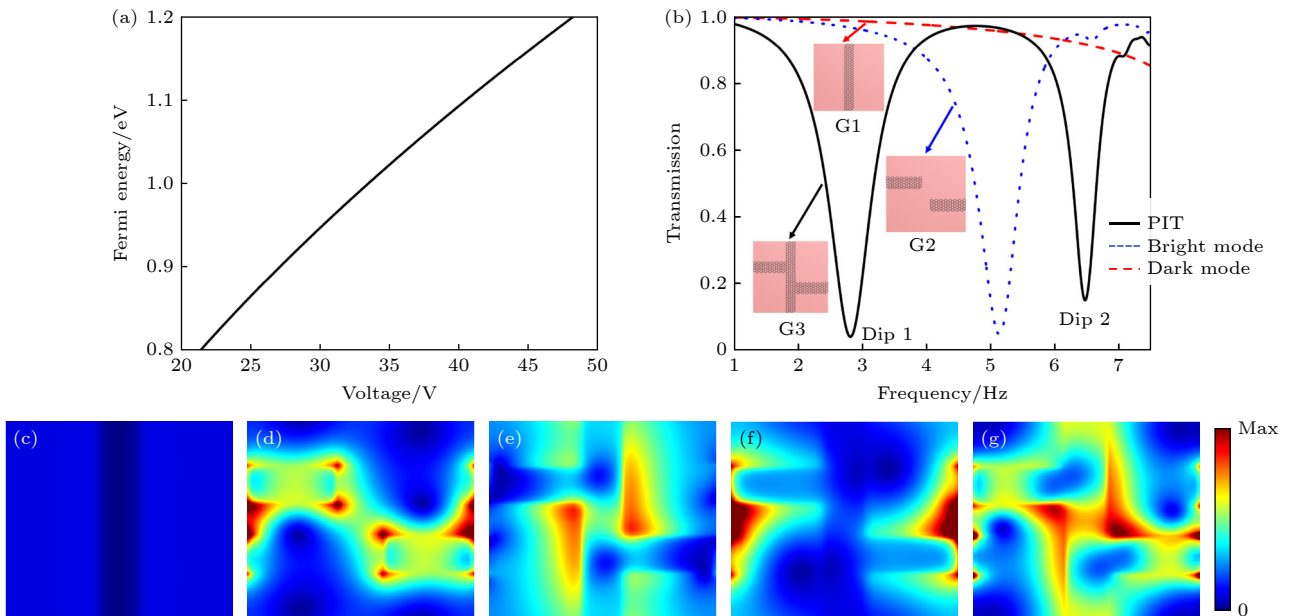


图 3 石墨烯等离子元诱导透明效应 (a) 石墨烯外加电压与费米能级的关系图; (b) 石墨烯等离子元透射谱; (c)–(e) G1, G2 和 G3 电场分布图, 频率是 5.13 THz; (f) dip1 电场分布图, 共振频率是 2.81 THz; (g) dip2 电场分布图, 共振频率是 6.47 THz

Fig. 3. Graphene plasmon induced transparency effect: (a) Relationship between the applied voltage and Fermi energy of graphene; (b) graphene plasmon transmission spectrum; (c)–(e) electric field distribution map of G1, G2 and G3, where the frequency is 5.13 THz; (f) electric field distribution map of dip1, where the resonant frequency is 2.81 THz; (g) electric field distribution map of dip2, where the resonant frequency is 6.47 THz.

不再被激发. 从图 4(i)–(l) 可以看出, 偏振角为 0° 时, G1 部分周围有很强的电场, 这是因为两种模式发生了耦合效应, 暗模式在明模式与入射光的作用下被激发, 形成 PIT 现象. 随着偏振角度的增大, G1, G2 部分周围的电场逐渐减弱, 不能形成明显的形成 PIT 现象; 当偏振角增大到 90° 时, 明暗模式不再被激发, 不能形成 PIT 现象.

由图 3(b) 可以看到, 本文结构由明暗模式发生耦合效应, 形成了 PIT 曲线, 有两个透射谷. 为了验证这两个透射谷是 PIT 现象, 而非强耦合导致的光谱分裂, 需要利用相互耦合系数的大小来判断耦合的强弱. μ 是耦合强度, γ_1, γ_2 分别是两个模

式的本征损耗. 当 $\mu < (\gamma_1 - \gamma_2)/2$, 属于弱耦合; 当 $\mu > (\gamma_1 - \gamma_2)/2$, 属于强耦合 [14,47]. 本文列举了不同费米能级下的耦合强度与本征损耗, 如表 1 所列. 经过计算, 在这 5 种情况下的耦合强度 μ 都是小于 $(\gamma_1 - \gamma_2)/2$. 因此, 本文结构的透射谷为表面等离子诱导透明效应, 属于弱耦合, 而非强耦合.

通过上述理论分析可以得到透射率和反射率的理论计算值, 如图 5 红点线所示. 将理论数值与 FDTD 仿真模拟数值对比后, 发现两者结果高度吻合. 因此本文耦合模理论得到的透射率和反射率很好地解释了结构所产生的现象. 此外, 从图 5(a), (b) 可以看到, 随着费米能级的增大, PIT 现象的

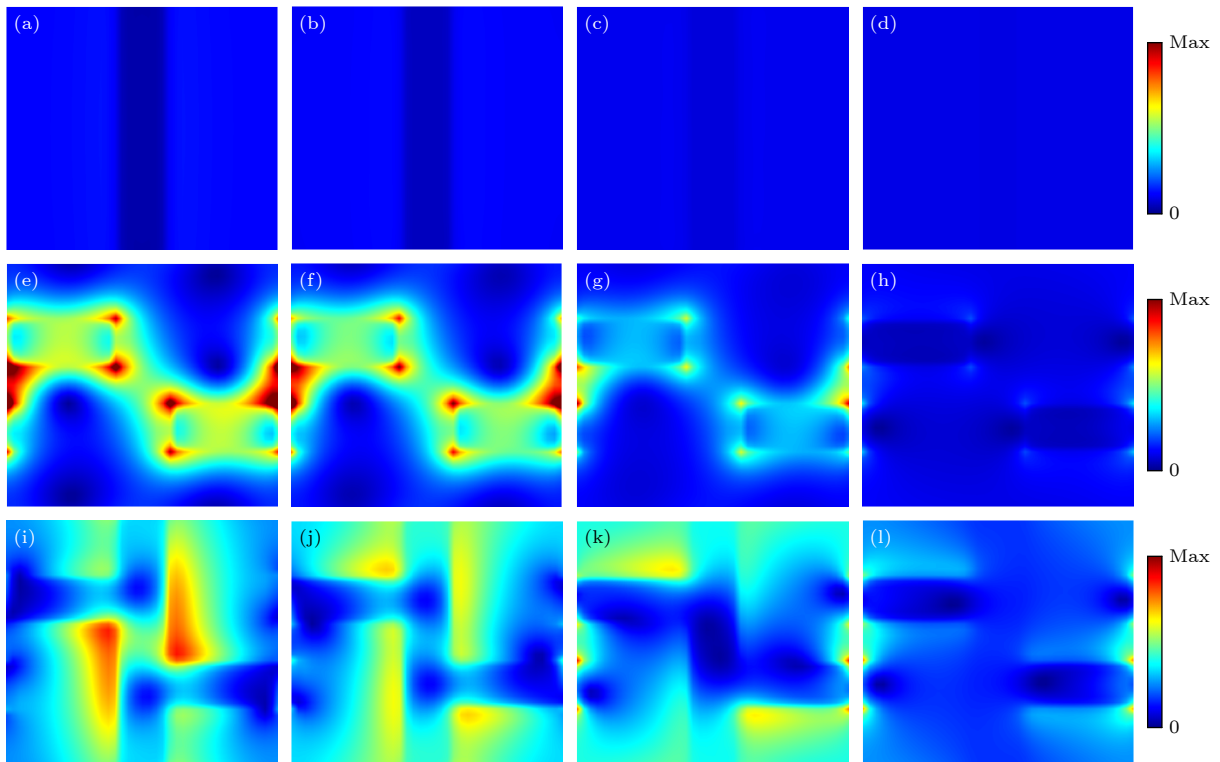


图 4 不同入射光方向下 G1, G2, G3 的光谱响应 (a)–(d) G1 偏振角分别为 $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 的场图分布; (e)–(h) G2 偏振角分别为 $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 的场图分布; (i)–(l) 是 G3 偏振角分别为 $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 的场图分布

Fig. 4. Spectral responses of G1, G2, and G3 under different incident light directions: (a)–(d) Field plot distribution of G1 polarization angles of $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$, respectively; (e)–(h) field plot distribution of G2 polarization angles of $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$, respectively; (i)–(l) field plot distribution of G2 polarization angles of $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$, respectively.

表 1 不同费米能级下的耦合强度与本征损耗

Table 1. Coupling strength and intrinsic loss at different Fermi energy.

E_f/eV	$\gamma_1/(10^{12} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1})$	$\gamma_2/(10^{12} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1})$	$\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{2} / (10^{11} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1})$	$\mu / (10^{11} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1})$
0.8	2.0899	1.2955	3.972	2.6
0.9	2.1826	1.2772	4.527	2.6
1.0	2.2656	1.2670	4.993	2.6
1.1	2.3394	1.26	5.397	2.6
1.2	2.4304	1.2496	5.904	2.6

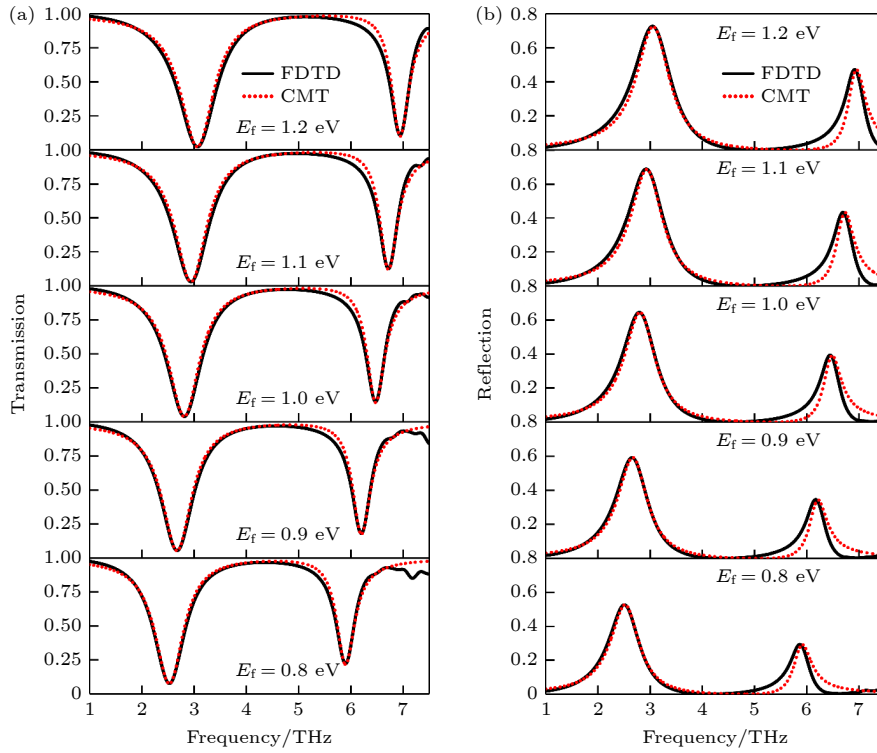


图 5 石墨烯太赫兹结构的 FDTD 和 CMT 透射曲线和反射曲线 (a) 透射率; (b) 反射率

Fig. 5. Comparison of transmission curve and reflection curve fitting between FDTD and CMT of graphene terahertz structure: (a) Transmission curve; (b) reflection curve.

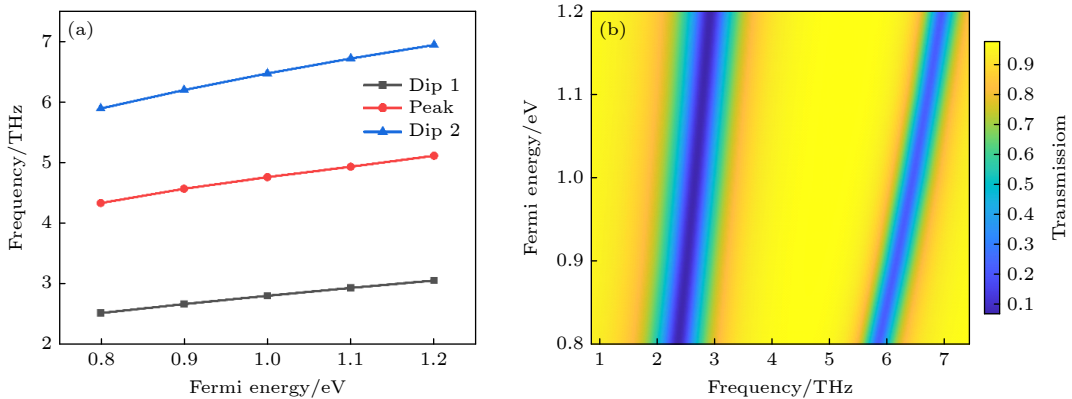


图 6 共振频率与费米能级关系图 (a) 费米能级和共振频率的线性拟合图; (b) 随费米能级连续变化的透射谱图

Fig. 6. Relationship diagram between resonant frequency and Fermi energy: (a) Linear fitting graph of Fermi energy and resonance frequency; (b) transmission spectrum with continuous variation of Fermi energy.

共振频率随之增大. 这是因为随着费米能级的增大, 入射电磁波就需要更高的能量才能够激发石墨烯中的电子并与之发生共振. 电磁波能量大小正比于其频率, 因此结构的共振频率会朝着能量增大的方向移动, 即发生蓝移现象. 在图 5(b) 中还可以看到, 在费米能级增大的同时, 反射率也在增大, 这可为石墨烯反射器的制备提供思路.

如图 6 所示, 将两个共振谷分别称作“dip1, dip2”, 波峰称作“peak”. 从图 6 可以看出, 共振频

率随着费米能级增大而增大, 呈现出完美的线性关系. 此外, 前文提到费米能级可以通过外加电压来进行调控. 故而, 利用外加电压可以实现对结构 PIT 现象的动态调谐, 并获得性能更加优越的结构.

3.2 石墨烯等离子激元太赫兹结构传感特性

PIT 效应可以用于构建高灵敏的传感器: 当目标物质与传感器表面的等离子激元相互作用时, 会导致等离子激元共振条件的变化, 从而引起透明效应的

改变, 进而实现对目标物质的检测. 本文所设计的结构有着显著的传感性能, 为了展现结构的传感性能, 本文选用了不同的待检测介质, 分别为镉颗粒、液态二氧化碳、冰、面粉、玻璃、黄色晶体和刚玉. 这些待检测介质的折射率为 1.1—1.7, 步长为 0.1. 在图 7 中, 可以明显看到在检测介质的折射率上升的同时, 曲线往左移动, 共振频率逐渐降低, 发生红移现象. 通过调控 PIT 传感器的共振频率, 可以实现对特定目标的选择性检测. 这种选择性是通过匹配等离激元共振频率和目标物质的特定光谱特征来实现的.

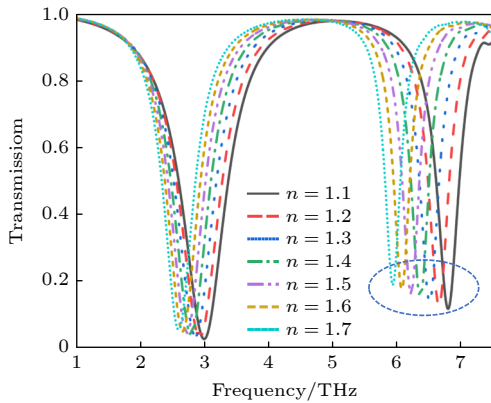


图 7 不同检测介质下结构的透射谱

Fig. 7. Transmission spectra of structure under different detection media.

灵敏度和 FOM 是展现结构传感性能的重要参数. 灵敏度的表达式为: $S = \Delta f / \Delta n$, Δf 表示两个相邻介质折射率的频率差值, $\Delta n = 0.1$, 具体计算结果如表 2 所列. 从表 2 可以看出, 在 dip1 处的最大灵敏度为 0.689 THz/RIU, 在 dip2 处的最大灵敏度为 1.457 THz/RIU.

表 2 两个透射谷的频率差与灵敏度

Table 2. Frequency difference and sensitivity of two transmission dips.

$\Delta f_1/\text{THz}$	$\Delta f_2/\text{THz}$	$S_1/(\text{THz}\cdot\text{RIU}^{-1})$	$S_2/(\text{THz}\cdot\text{RIU}^{-1})$
0.0689	0.1444	0.689	1.444
0.0689	0.1456	0.689	1.456
0.0663	0.1456	0.663	1.456
0.0663	0.1457	0.663	1.457
0.0677	0.1430	0.677	1.430
0.0637	0.1404	0.637	1.404

此外, FOM 的表达式如下:

$$\text{FOM}_{(f)} = \frac{\Delta T}{T\Delta n} = \frac{T(f, n + \Delta n) - T(f, n)}{T(f, n)\Delta n}, \quad (11)$$

式中 ΔT 表示同一频率下, 相邻折射率的透射率差值, $\Delta n = 0.1$. 根据 (11) 式可以计算出检测介质折射率从 1.1—1.7 的 FOM 值, 如图 8 所示. 通过对比不同折射率下的 FOM 值, 可以发现当共振频率在 6.8174 THz 时 FOM 最大, 达到了 30.5652. 综上所述, 本文所设计的传感结构具有双频传感特性, 可以用于双频检测, 有助于石墨烯多频传感器的设计与发展. 从表 3 与其他传感器的数据 [2,48–50] 对比可以发现, 本文的结构相较于其他传感器器件结构, 传感性能十分优越.

表 3 与其他文献报道传感器的 FOM 比较

Table 3. Comparison of FOM with other sensors.

	Our work	Ref. [48]	Ref. [49]	Ref. [50]	Ref. [2]
FOM	30.5652	21.92	6.111	24	23.61

本文的石墨烯表面等离激元传感结构具有结构简单、可连续调节的优点, 并且灵敏度与品质因子相较于同类型的结构是比较高的. 此外, 能更容易通过外加电压来调节 PIT 现象, 从而引起透明效应的改变, 进而实现对目标物质的检测. 在化学领域, 它可用于检测环境中的化学物质、污染物、有害气体等; 在生物医学领域, 可用于监测生物体内的生理参数, 如血糖、血压、心率等; 此外, 还可用于监测空气中的各种气体成分, 为科学研究、工业生产和生活健康等方面提供了重要支持.

3.3 石墨烯等离激元太赫兹结构慢光特性

慢光是一种光在介质中传播速度明显减慢的光学现象, 通常涉及到光在介质中群速度的改变. 慢光性能的应用涉及到光学通信、光存储、传感技术、量子信息处理和非线性光学等多个领域. 这些应用充分发挥了慢光在光学中的独特性质, 为光学技术的发展提供了诸多可能性. 由于单层石墨烯本身所具有的色散特性, 本文的结构就具有很好的慢光性能. 与石墨烯等离子体波导结构 [51] 和金属石墨烯超材料 [52] 相比, 本文提出的结构可以通过更简单的构造获得可调谐 PIT 效应. 此外, 此简单结构的性能远高于离散图案化结构 [53] 中报道的性能. 在上述 CMT 推导过程 ((3)—(9) 式) 中, 可以得到群折射率 n_g , 群折射率可由光速与群速度的比值表示. 因此, 较小的群速度通常会导致较高的群折射率. 故可以用 n_g 表示慢光性能的优劣, 具体公式如下 [37,54]:

$$n_g = \frac{c}{v_g} = \frac{c}{l_s} \frac{d\theta}{d\omega}, \quad (12)$$

式中, c 表示真空中的光速; v_g 是群速度; 硅衬底厚度 $l_s = 0.1 \mu\text{m}$; θ 是透射率相移, 可表示为 $\theta = \arg(t)$.

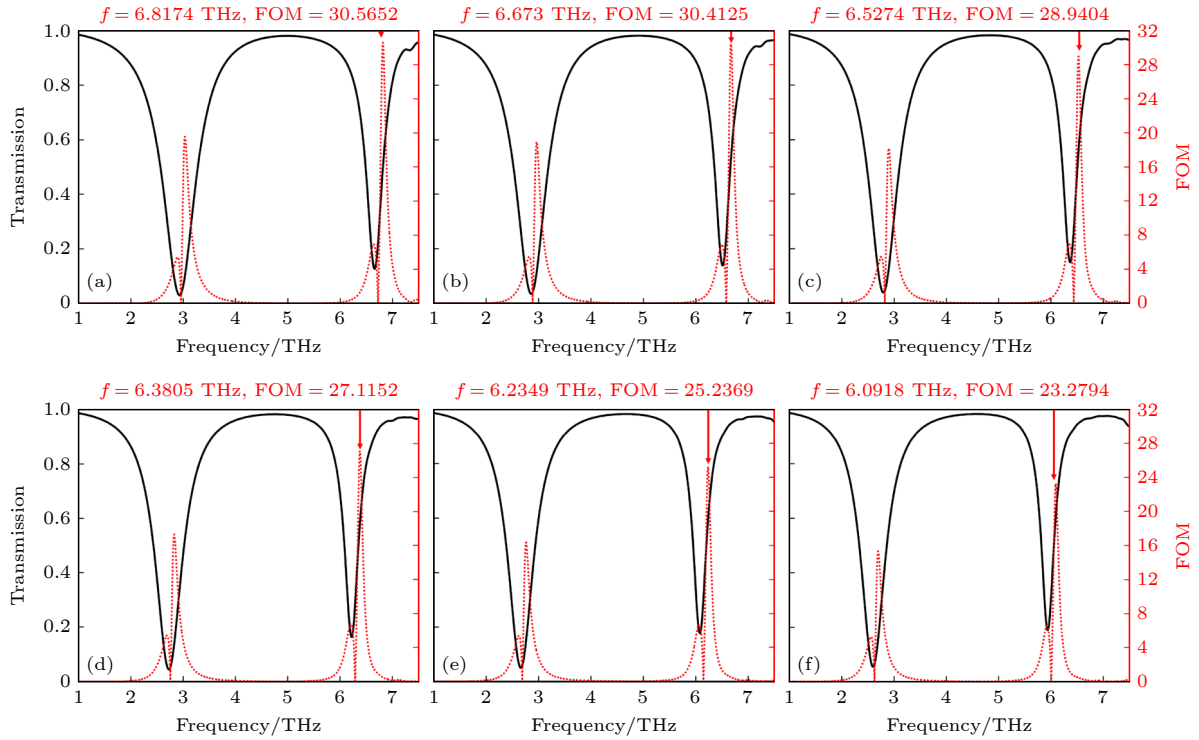


图 8 石墨烯结构的 FOM 值 (a) $n = 1.2$; (b) $n = 1.3$; (c) $n = 1.4$; (d) $n = 1.5$; (e) $n = 1.6$; (f) $n = 1.7$
 Fig. 8. FOM of graphene structure: (a) $n = 1.2$; (b) $n = 1.3$; (c) $n = 1.4$; (d) $n = 1.5$; (e) $n = 1.6$; (f) $n = 1.7$.

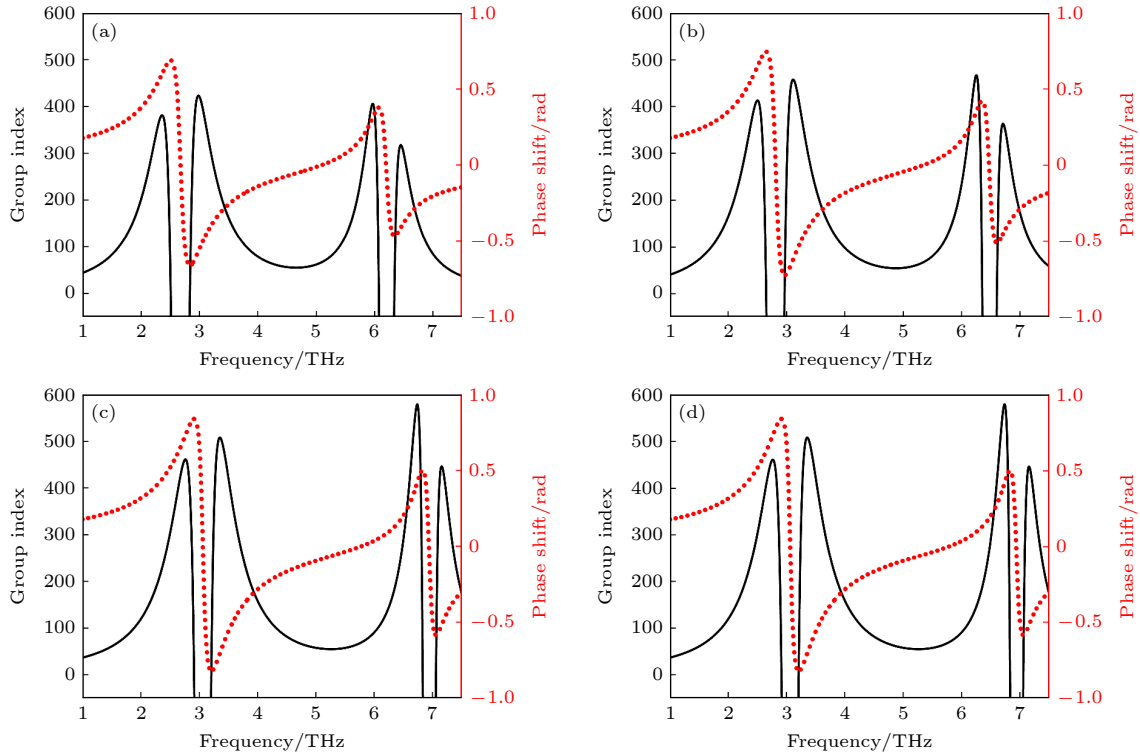


图 9 不同费米能级下石墨烯结构的群折射率与相移 (a) $E_f = 0.9 \text{ eV}$; (b) $E_f = 1.0 \text{ eV}$; (c) $E_f = 1.1 \text{ eV}$; (d) $E_f = 1.2 \text{ eV}$
 Fig. 9. Group index and phase shift of graphene structure under different Fermi energy: (a) $E_f = 0.9 \text{ eV}$; (b) $E_f = 1.0 \text{ eV}$; (c) $E_f = 1.1 \text{ eV}$; (d) $E_f = 1.2 \text{ eV}$.

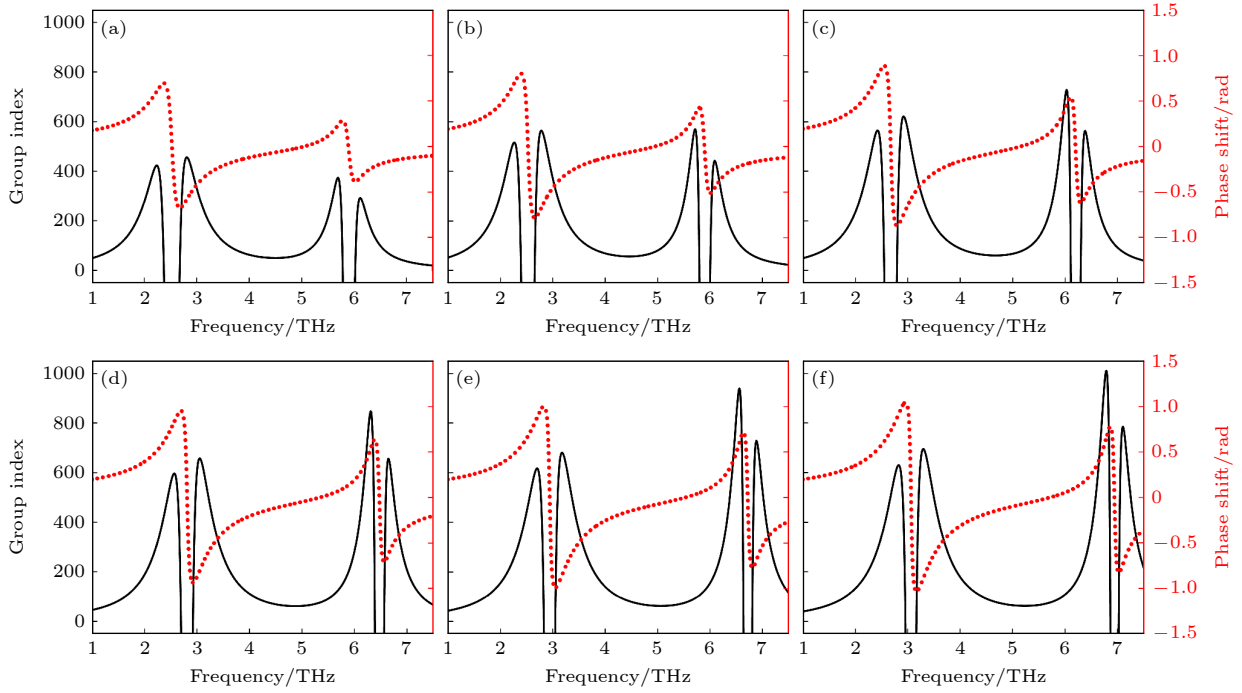


图 10 当载流子迁移率从 $0.75 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 增至 $2.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 时, 群折射率与相移的演变 ($E_f = 1.2 \text{ eV}$) (a) $\kappa = 0.75 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$; (b) $\kappa = 1.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$; (c) $\kappa = 1.25 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$; (d) $\kappa = 1.5 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$; (e) $\kappa = 1.75 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$; (f) $\kappa = 2.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$

Fig. 10. Evolution of group index and phase shift when carrier mobility increases from $0.75 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ to $2.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ when $E_f = 1.2 \text{ eV}$: (a) $\kappa = 0.75 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$; (b) $\kappa = 1.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$; (c) $\kappa = 1.25 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$; (d) $\kappa = 1.5 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$; (e) $\kappa = 1.75 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$; (f) $\kappa = 2.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$.

从图 9 可以看出, 费米能级从 $0.9\text{--}1.2 \text{ eV}$ 增长的过程中, 在透明窗口处的群速度和相移也在不断地增大, 在费米能级为 1.2 eV , 群折射率高达 584. 在 PIT 现象中, 由于多模式耦合的原因形成了透明峰, 这种耦合会导致透明峰附近的色散特性显著提高, 因此透明峰附近的群折射率会很大, 透射谷处的相移发生了尖锐的突变, 群折射率急剧下降.

从图 10 可以看到, 将石墨烯费米能级固定在 1.2 eV , 随着载流子迁移率的增大, 结构的群折射率与相移也在逐步增大, 在 $0.75 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 时群折射率是 456, 在 $2.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 时群折射率达到 1010. 调整载流子迁移率所实现的慢光性能变化相比调整费米能级所实现的更为显著. 此外, 还可以同时调节费米能级与载流子迁移率来优化结构的慢光性能. 这些结果可为石墨烯慢光器的制备提供新思路.

本文设计的结构独特地结合了慢光和传感两个关键特性, 为光学慢光传感领域带来了新的可能性. 通过巧妙地调控结构和性质, 实现了慢光效应, 使光信号在结构中传播时的速度减缓, 提高了光信号与目标物质之间的耦合效应, 延长了光与物质之间的相互作用时间, 即为传感器提供了更长的测量时间, 从而可以提高传感器的测量精度和灵敏度.

4 结 论

综上所述, 本文提出的石墨烯图案化结构在太赫兹波段通过明暗模式的相消干涉产生了 PIT 现象. 利用 CMT 分析了结构产生等离诱导透明的理论机理, 其计算的结果与 FDTD 仿真模拟数值高度吻合. 本文结构具有很好的外部可调性, 通过调节外加的电源可以很好地实现 PIT 现象的动态调谐. 在不同检测介质的环境中, 本文结构的灵敏度和品质因子最大值分别可达 1.457 THz/RIU 和 30.5652 , 其传感性能相较于其他器件结构更加优越. 同时, 调控石墨烯的费米能级和载流子迁移率可以增强慢光效应, 其中载流子迁移率的增强效果尤为显著. 当载流子迁移率从 $0.75 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 增长至 $2.0 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, 群折射率可由 456 增大到 1010. 本文可为石墨烯传感器件与慢光器件的发展提供理论与思路.

参考文献

- [1] Gosciński J, Rasras M, Khurgin J B 2020 *Acs Photonics* **7** 488

- [2] He Z H, Li L Q, Ma H Q, Pu L H, Xu H, Yi Z, Cao X L, Cui W 2021 *Results Phys.* **21** 103795
- [3] Moon K, Park S 2019 *Phys. Rev. Appl.* **11** 034074
- [4] Yang H, Ou K, Wan H Y, Hu Y Q, Wei Z Y, Jia H H, Cheng X B, Liu N, Duan H G 2023 *Mater. Today* **67** 424
- [5] Yao B C, Liu Y, Huang S W, Choi C, Xie Z D, Flor Flores J, Wu Y, Yu M B, Kwong D L, Huang Y, Rao Y J, Duan X F, Wong C W 2018 *Nat. Photonics* **12** 22
- [6] Yang X J, Xu H, Xu H Y, Li M, Yu H F, Cheng Y X, Chen Z Q 2024 *Phys. Scr.* **99** 055518
- [7] Wang Y X, Chang B S, Xue J J, Cao X L, Xu H, He H, Cui W, He Z H 2022 *Diam. Relat. Mater.* **123** 108881
- [8] 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
- [9] Sarker D, Nakti P P, Tahmid M I, Mamun M A Z, Zubair A 2021 *Opt. Express* **29** 42713
- [10] Xu H, Li M, Chen Z Q, He L H, Dong Y, Li X L, Wang X J, Nie G Z, He Z H, Zeng B 2023 *Phys. Scr.* **98** 045511
- [11] 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
- [12] 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
- [13] Liu N, Langguth L, Weiss T, Kästel J, Fleischhauer M, Pfau T, Giessen H 2009 *Nat. Mater.* **8** 758
- [14] Song H F, Hu X Y 2019 *Acta Scientiarum Naturalium Universitatis Pekinensis* **55** 871 (in Chinese) [宋瀚法, 胡小永 2019 北京大学学报(自然科学版) **55** 871]
- [15] Xia S X, Zhai X, Huang Y, Liu J Q, Wang L L, Wen S C 2017 *J. Lightwave Technol.* **35** 4553
- [16] Zhang S, Genov D A, Wang Y, Liu M, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [17] He X Y, Liu F, Lin F T, Shi W Z 2021 *Opt. Lett.* **46** 472
- [18] He Z H, Li Z X, Li C J, Xue W W, Cui W 2020 *Opt. Express* **28** 17595
- [19] Sheng C N, Sui W B, Zhou J, Han W, Dong J, Fang B, Wang Z K 2023 *Laser Optoelectron. Prog.* **60** 1106004 (in Chinese) [沈常宇, 隋文博, 周俊, 韩伟, 董洁, 方彬, 王兆坤 2023 激光与光电子学进展 **60** 1106004]
- [20] Lu Z Q, Dong R M, Liu C N 2023 *Chin. J. Lasers* **50** 0113020 (in Chinese) [鲁志琪, 董锐敏, 刘昌宁 2023 中国激光 **50** 0113020]
- [21] 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]
- [22] 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
- [23] Xu H, Li M, Yang X J, Xu H Y, Chen Z Q 2024 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **54** 234211 (in Chinese) [许辉, 李铭, 杨肖杰, 徐海焯 陈智全 2024 中国科学: 物理学 力学 天文学 **54** 234211]
- [24] Safavi-Naeini A H, Alegre T P M, Chan J, Eichenfield M, Winger M, Lin Q, Hill J T, Chang D E, Painter O 2011 *Nature* **472** 69
- [25] Zhao X Q, Huang R X, Du X, Zhang Z R, Li G Y 2024 *Nano Lett.* **24** 1238
- [26] Yang H, He P, Ou K, Hu Y Q, Jiang Y T, Ou X N, Jia H H, Xie Z W, Yuan X C, Duan H G 2023 *Light Sci. Appl.* **12** 79
- [27] 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
- [28] Zhuo S S, Liu Z M, Zhou F Q, Qin Y P, Luo X, Ji C, Yang G X, Yang R H, Xie Y 2022 *Opt. Express* **30** 47647
- [29] Jiang L Y, Yuan C, Li Z Y, Su J, Yi Z, Yao W T, Wu P H, Liu Z M, Cheng S B, Pan M 2021 *Diam. Relat. Mater.* **111** 108227
- [30] Gao E D, Jin R, Fu Z C, Cao G T, Deng Y, Chen J, Li G H, Chen X S, Li H J 2023 *Photonics Res.* **11** 456
- [31] Xu H, Chen Z Q, He Z H, Nie G Z, Li D Q 2020 *New J. Phys.* **22** 123009
- [32] Yang H, Jiang Y T, Hu Y Q, Ou K, Duan H G 2022 *Laser Photonics Rev.* **16** 2200351
- [33] Zhang X, Liu Z M, Zhang Z B, Gao E D, Luo X, Zhou F Q, Li H J, Yi Z 2020 *Opt. Express* **28** 36771
- [34] Tang P R, Li J, Du L H, Liu Q, Peng Q X, Zhao J H, Zhu B, Li Z R, Zhu L G 2018 *Opt. Express* **26** 30655
- [35] Xu H, Wang X J, Chen Z Q, Li X L, He L H, Dong Y L, Nie G Z, He Z H 2021 *New J. Phys.* **23** 123025
- [36] Ren Y, Cui W, Yang Z M, Xiong B W, Zhang L, Li Z X, Lu S J, Huo Y S, Wu X X, Li G, Bai L, He Z H 2024 *Opt. Mater.* **149** 115073
- [37] Yang X J, Xu H, Xu H Y, Li M, He L H, Nie G Z, Chen Z Q 2024 *J. Phys. D Appl. Phys.* **57** 115101
- [38] Cui W, Wang Y X, Ma H Q, Xu H, Yi Z, Li L Q, Cao X L, Ren X C, He Z H 2021 *Phys. Status Solidi* **15** 2100036
- [39] Xu H, He Z H, Chen Z Q, Nie G Z, Li H 2020 *Opt. Express* **28** 25767
- [40] Geim A K, Novoselov K S 2007 *Nat. Mater.* **6** 183
- [41] Grigorenko A N, Polini M, Novoselov K S 2012 *Nat. Photonics* **6** 749
- [42] Gao E D, Liu Z M, Li H J, Xu H, Zhang Z B, Zhang X, Luo X, Zhou F Q 2019 *Appl. Phys. Express* **12** 126001
- [43] Efetov D K, Kim P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 256805
- [44] Balci S, Balci O, Kakenov N, Atar F B, Kocabas C 2016 *Opt. Lett.* **41** 1241
- [45] Li M, Xu H, Xu H Y, Yang X J, Dong Y L, He L H, Nie G Z, Wang X J, Chen Z Q 2024 *Opt. Commun.* **554** 130175
- [46] Wang Y X, Cui W, Ma H Q, Xu H, Yi Z, Cao X L, Ren X C, He Z H 2021 *Results Phys.* **23** 104002
- [47] Peng B, Ozdemir Ş K, Chen W J, Nori F, Yang L 2014 *Nat. Commun.* **5** 5082
- [48] Li Z X, Yang N X, Liu Y T, Li L, Zhong Z Y, Song C, He Z H, Cui W, Xue W W, Li L Q, Li C J, Xu H, Chen Z Q, He H 2022 *Diam. Relat. Mater.* **126** 109071
- [49] Jie X, Zhao T, Ran W Y, Feng Z H 2023 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **524** 128775
- [50] Askari M, Bahadoran M 2022 *Optik* **253** 168589
- [51] Zhang T, Zhou J Z, Dai J, Dai Y T, Han X, Li J Q, Yin F F, Zhou Y, Xu K 2018 *J. Phys. D Appl. Phys.* **51** 055103
- [52] Liu Y, Zhong R B, Lian Z, Bu C, Liu S G 2018 *Sci. Rep.* **8** 2828
- [53] Xiao B G, Tong S J, Fyffe A, Shi Z M 2020 *Opt. Express* **28** 4048
- [54] Gao E D, Cao G T, Deng Y, Li H J, Chen X S, Li G H 2024 *Opt. Laser Technol.* **168** 109840

Sensing and slow light applications of graphene plasmonic terahertz structure^{*}

Yang Xiao-Jie¹⁾³⁾ Xu Hui^{1)2)3)†} Xu Hai-Ye¹⁾ Li Ming¹⁾ Yu Hong-Fei¹⁾
Cheng Yu-Xuan¹⁾ Hou Hai-Liang¹⁾²⁾ Chen Zhi-Quan^{1)2)‡}

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

2) (*Xiangjiang Laboratory, Changsha 410205, China*)

3) (*School of Intelligent Engineering and Intelligent Manufacturing, Hunan University of Technology and Business, Changsha 410205, China*)

(Received 10 May 2024; revised manuscript received 9 June 2024)

Abstract

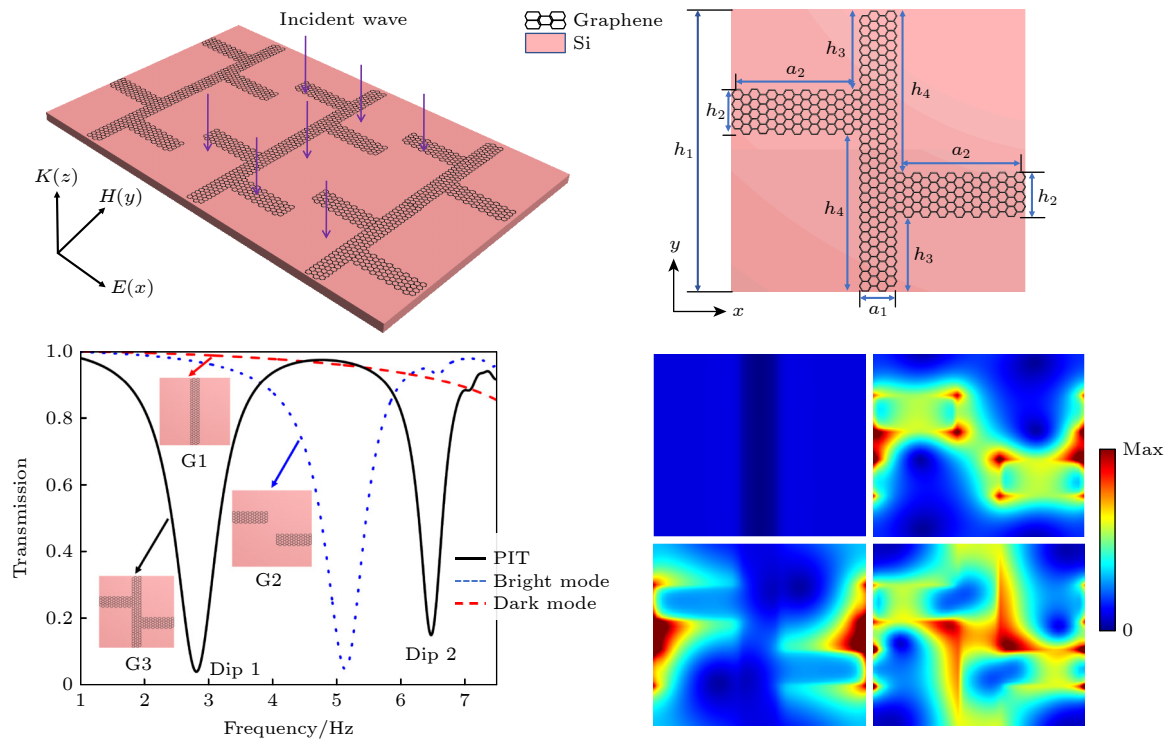
In this work, Ansys FDTD is used to design and simulate a terahertz metamaterial structure based on periodic continuous pattern graphene monolayer, and the high-quality PIT phenomena are obtained by continuously adjusting structural parameters. To validate the designed structure, the simulated transmission curve (reflection curve) obtained is compared with the theoretical transmission curve (reflection curve) derived from coupled-mode theory. It is observed that these two results exhibit a remarkably high degree of overlap. The resonant frequency and Fermi energy reveals a perfect linear correlation between them with the resonant frequency increasing proportionally with Fermi energy increasing. Dynamic tuning of PIT can be realized by adjusting the Fermi energy of graphene. For a more in-depth study of its sensing characteristics, the structure is placed in different environments. As the refractive index of the detection medium increases, the resonant frequency gradually decreases, demonstrating a redshift phenomenon. By manipulating the resonant frequency of the PIT sensor, the selective detection of specific target can be realized. After analyzing the sensitivity and FOM values of the structure, it is found that the maximum sensitivity is 1.457 THz/RIU. At a resonant frequency of 6.8174 THz, FOM reaches 30.5652. In summary, the sensor structure designed in this work has dual frequency sensing characteristics and can be used for dual frequency detection. Moreover, compared with other sensor structures, it demonstrates superior sensing performance. Additionally, in studying the slow light effect of the structure, it is found that as the Fermi energy increases, the group index and phase shift at the transparency window continue to increase. At the Fermi energy of 1.2 eV, the group index reaches a high value of 584. This is because in the PIT phenomenon, transparent peaks are formed due to multimodal coupling. This coupling will significantly improve the dispersion characteristics near the transparent peak, resulting in a large group index near the transparent peak. Furthermore, with the increase of carrier mobility, the group index and phase shift of the structure also gradually increase. At a carrier mobility of 0.75 m²/(V·s), the group refractive index is 456, and reaches 1010 at 2.0 m²/(V·s). In this study, the slow-light performance of graphene structure can be optimized through jointly adjusting the Fermi energy and carrier mobility. This research provides

* Project supported by the Key Project of Xiangjiang Laboratory, China (Grant No. 23XJ02001), the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 2023JJ40218, 2022JJ30201), the Changsha Municipal Natural Science Foundation, China (Grant No. kq2202298), and the Scientific Research Foundation of Hunan Provincial Education Department, China (Grant No. 21B0574, 21B0556).

† Corresponding author. E-mail: 1067980351@qq.com

‡ Corresponding author. E-mail: zqchen0106@qq.com

theoretical support and methods for designing advanced graphene-based sensors and devices for slow-light applications.



Keywords: graphene terahertz structure, plasmonic, sensing, slow light

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

DOI: 10.7498/aps.73.20240668

基于石墨烯等离激元太赫兹结构的传感及慢光应用

杨肖杰 许辉 徐海烨 李铭 于鸿飞 成昱轩 侯海良 陈智全

Sensing and slow light applications of graphene plasmonic terahertz structure

Yang Xiao-Jie Xu Hui Xu Hai-ye Li Ming Yu Hong-Fei Cheng Yu-Xuan Hou Hai-Liang Chen Zhi-Quan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 157802 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240668

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240668>

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

等离激元增强的石墨烯光吸收

Enhanced optical absorption of graphene by plasmon

物理学报. 2020, 69(6): 067801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191645>

基于太赫兹石墨烯等离激元的多参数相位可调谐结构及其应用

Multi-parameter tunable phase transition based terahertz graphene plasmons and its application

物理学报. 2021, 70(22): 224202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210445>

超材料赋能先进太赫兹生物化学传感检测技术的研究进展

Research progress of metamaterials powered advanced terahertz biochemical sensing detection techniques

物理学报. 2021, 70(24): 247802 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211752>

太赫兹波段电磁超材料吸波器折射率传感特性

Refractive index sensing characteristics of electromagnetic metamaterial absorber in terahertz band

物理学报. 2021, 70(3): 038102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201054>

可调谐的声学型石墨烯等离激元增强纳米红外光谱

Tunable acoustic graphene plasmon enhanced nano-infrared spectroscopy

物理学报. 2024, 73(13): 138101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240489>

InSb光栅耦合的太赫兹表面等离激元共振传感方法

A sensing method based on InSb grating coupled terahertz surface plasmon polariton resonance

物理学报. 2024, 73(9): 098701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231904>