

文章编号: 1005-5630(2026)02-0068-07

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.202501170009

金属-石墨烯天线的太赫兹场 局域增强理论研究

采雅婷, 郭旭光

(上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

摘要: 石墨烯因其极高的载流子迁移率、太赫兹全光谱吸收和极快的响应速度在太赫兹探测器领域引起了科研人员的极大兴趣。太赫兹场的亚波长局域增强用于提高太赫兹-石墨烯相互作用强度, 这对于提高石墨烯太赫兹探测器的性能至关重要。设计了一种金属-石墨烯复合光学天线结构, 将自由空间的太赫兹场限制在亚波长尺度内, 从而实现石墨烯对入射太赫兹波更高效的吸收。在太赫兹频段, 所设计的结构具有两种谐振机制: 表面等离激元 (surface plasmon polaritons, SPPs) 共振和偶极天线开路共振。从理论上探究了金属-石墨烯复合天线的耦合模式、共振频率及其随结构参数的变化。通过调节金属天线尺寸观察到偶极共振与石墨烯 SPPs 相遇、交错以及分离的动态耦合过程, 当两者相遇时可将石墨烯的吸收增强至 31%。最后, 探究了不同的石墨烯费米能级与散射时间对偶极共振与 SPPs 之间相互作用的影响。此项研究为提高石墨烯在太赫兹波段的吸收性能提供了新的思路。

关键词: 石墨烯; 太赫兹; 光学天线; 表面等离激元; 偶极共振

中图分类号: TN302 **文献标志码:** A

Localization and enhancement of terahertz electric field in metal-graphene dipole antennas

CAI Yating, GUO Xuguang

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: Graphene has garnered significant attention from researchers in the field of terahertz detection, attributed to its exceptionally high carrier mobility, full-spectrum terahertz absorption, and remarkably fast response speed. The subwavelength localized enhancement of the terahertz field is employed to intensify the terahertz-graphene interaction. Such enhancement is critical for enhancing the performance of graphene terahertz detectors. A metal-graphene composite optical antenna structure was designed to confine the terahertz field in free space to the subwavelength

收稿日期: 2025-01-17

基金项目: 国家重点研发计划(2023YFF0719200); 国家自然科学基金(61988102)

第一作者: 采雅婷(2000—), 女, 硕士研究生, 研究方向为石墨烯二维材料探测器。

E-mail: 223330671@st.usst.edu.cn

通信作者: 郭旭光(1972—), 男, 教授, 研究方向为太赫兹光电子器件。E-mail: xgguo@usst.edu.cn

scale, thereby enhancing the absorption of incident terahertz waves by graphene. In the terahertz band, the designed structure exhibits two resonance mechanisms, surface plasmon polaritons (SPPs) resonance and dipole antenna open-circuit resonance. The coupling mode, resonance frequency, and its variation with structural parameters of the metal-graphene composite antenna were theoretically investigated. The dynamic coupling process in which dipole resonance meets, intersects, and separates from graphene SPPs is observed by adjusting the size of the metal antenna, and the absorption of graphene can be enhanced up to 31% when the two meet. Finally, the effects of different graphene Fermi energy levels and scattering times on the interaction between the dipole resonance and SPPs are also explored. This study provides new ideas to improve the absorption performance of graphene in the terahertz band.

Keywords: graphene; terahertz; optical antenna; surface plasmon polariton; dipole resonance

太赫兹电磁波的频率在 0.1~10 THz (0.03~3 mm) 范围内, 位于电子学与光子学的过渡区^[1-2]。表面等离激元 (surface plasmon polariton, SPPs) 是金属和介质交界面上的自由电荷集体振荡形成的一种表面波, 具有局域电场增强和突破衍射极限的特点^[3-5]。石墨烯等离激元在纳米光学成像、生物传感、光学调制等方面的应用越来越成熟^[6-9], 石墨烯具有宽光谱光学吸收、高室温载流子迁移率、电可调载流子密度等优异的特性, 在太赫兹光电器件领域展现出巨大的应用潜力^[10-12]。本文设计的金属-石墨烯复合天线结构具备优异的电磁耦合特性, 可在亚波长尺度实现光的局域与操控。2015年, Xiong 等^[13]提出一种通过金属等离子体结构和光捕获技术增强石墨烯光吸收的方法, 其数值模拟展示了在 780~1760 nm 的超宽光谱范围内 3 种不同的等离子体吸收器的光学吸收特性, 结果显示单层石墨烯的光吸收率可以超过 30%。2019年 Sang 等^[14]提出一种基于多槽表面增强石墨烯的结构, 实现了入射角度不敏感的宽带吸收特性。通过研究不同结构参数对吸收特性的影响, 作者展示了如何通过调整结构参数来实现对吸收带的调控。2021年, Wu 等^[15]研究了一种金属-光子晶体-金属结构在可见光区域的吸收特性。该结构由一维石墨烯光子晶体及其两侧加载的金属条带形成。该项研究对石墨烯的多带光吸收器提供了有用的参考。

本文提出了一种金属-石墨烯复合天线结构, 将石墨烯条带集成到金属偶极子天线的间隙中, 并使用时域有限差分法 (finite difference time

domain, FDTD)^[16] 对其太赫兹耦合特性进行了详细的仿真研究。首先, 对金属结构 (偶极天线) 进行系统分析, 包括透射光谱、电场分布、结构参数等方面; 然后, 分析了石墨烯电导率、尺寸和材料参数对其光学吸收特性的影响。发现了两类谐振: 偶极共振和石墨烯 SPPs 共振。为了探究这两个共振峰的相互作用, 对偶极天线长度进行扫描。结果显示, 随着偶极长度的缩短, 偶极共振向高频移动, 并与石墨烯 SPPs 共振发生动态耦合: 相遇、交错、分离。其中两峰相遇时, 出现弱耦合效应, 可将石墨烯的吸收增强至 31%。然后对石墨烯进行参数扫描, 发现金属-石墨烯复合天线具有调谐性并可有效增加谐振带宽。本研究为通过金属-石墨烯复合天线结构提高石墨烯在太赫兹频段的吸收性能提供了新的思路, 并为开发高效、可调谐的太赫兹天线和探测器提供了有价值的参考。

1 结构与仿真

光学天线能够将自由空间中的光频电磁波汇聚于天线表面亚波长尺度的空间内, 极大提高了光子的态密度, 广泛应用于突破衍射极限以及增强光与物质的相互作用^[17]。偶极天线因其全向性、高效率、宽带宽、平衡配置、结构简单和良好的方向性等优势, 在无线通信领域中占据了重要地位^[18]。本文研究的偶极天线周期阵列结构以及偶极共振原理如图 1 所示。阵列结构如图 1 (a) 所示, x 方向周期为 27 μm , y 方向占空比为

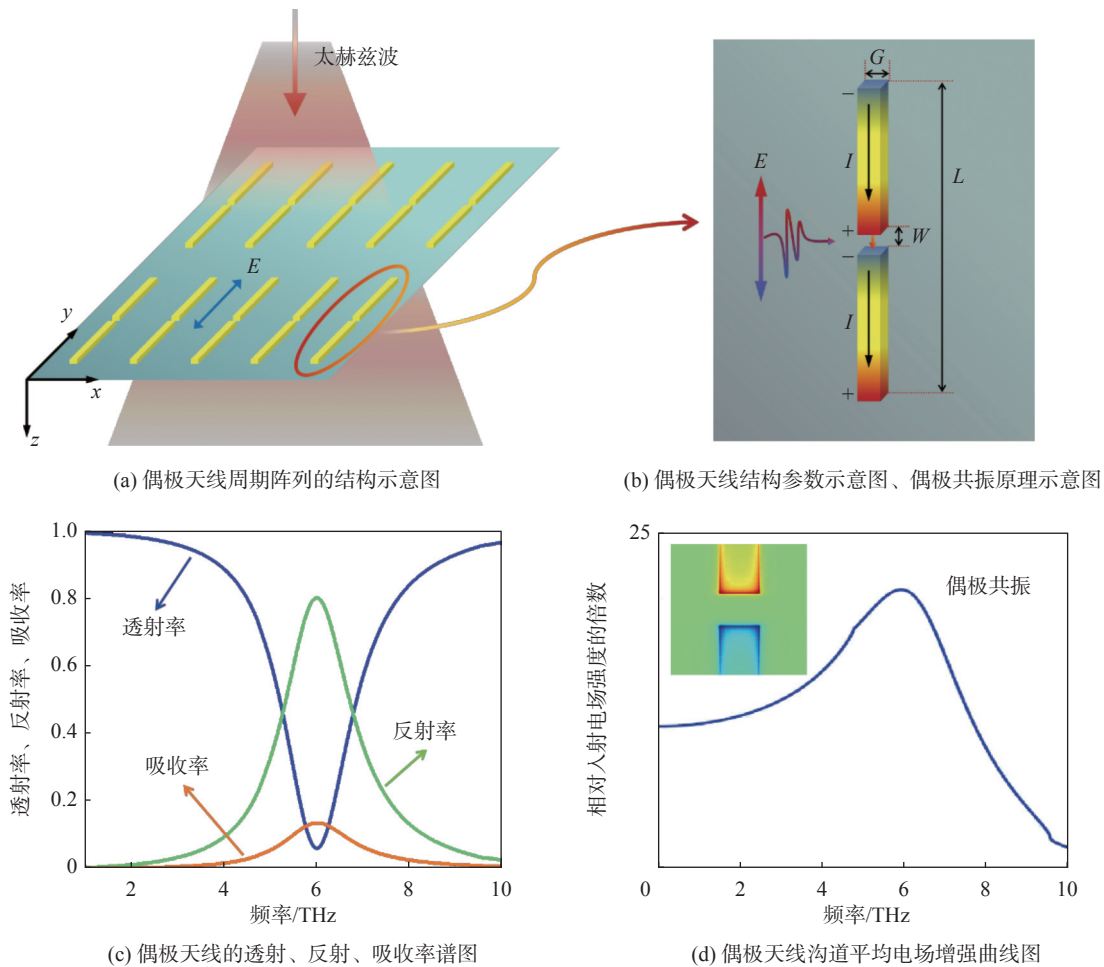


图 1 偶极天线结构及偶极共振

Fig. 1 Dipole antenna structure and dipole resonance

80%。太赫兹平面波垂直入射，电场方向平行于 y 方向。单个偶极天线参数如图 1(b) 所示，偶极天线长度 L 为 $50\ \mu\text{m}$ ，偶极天线宽度 G 为 $2\ \mu\text{m}$ ，沟道宽度 W 为 $3\ \mu\text{m}$ ，厚度为 $0.1\ \mu\text{m}$ 。其中，金属结构的复介电常数由 Drude 模型给出

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma_p\omega} \quad (1)$$

式中：金的等离子频率 $\omega_p = 1.12 \times 10^{16}\ \text{rad/s}$ ；散射率 $\gamma_p = 8.67 \times 10^{13}\ \text{rad/s}$ ； ω 是入射波的角频率； i 是虚数单位。

偶极天线共振原理如图 1(b) 所示。当电场平行于金属臂极时，金属表面会产生感应电流 I ，并在金属臂两端积累大量的异号电荷。由于两根金属臂相互作用，偶极天线在共振时会在馈电间隙处产生一个强的局域电场。在偶极共振

处，馈电间隙两侧的异号电荷积累到最大值，此时电场最强。偶极天线开路共振频率与其长度 L 的关系^[19]为

$$L = \frac{\lambda}{n_{\text{eff}}} = \frac{c}{n_{\text{eff}}f} \quad (2)$$

式中： c 为真空中的光速； $n_{\text{eff}} = \frac{n_{\text{up}} + n_{\text{down}}}{2}$ ， n_{up} 和 n_{down} 为偶极天线上下空间的折射率。本文仿真均是在真空中进行的，理论模拟只有结构并无衬底，所以 $n_{\text{eff}} = 1$ ，因此 $L = \lambda$ 。当偶极天线总长度为 $50\ \mu\text{m}$ 时，经计算，天线共振点在 $6\ \text{THz}$ 附近。仿真结果如图 1(c) 所示，可以看出在 $0.01\ \text{THz}$ 到 $10\ \text{THz}$ 范围内存在一个共振峰，3 条曲线分别是偶极天线阵列的透射谱(蓝色)、反射谱(绿色)和吸收谱(橙色)，在 $6\ \text{THz}$ 处发生了偶极共振，透射峰达到极小值，反射峰、吸收峰达到了极大值，与式(2)的计算值一致。偶极

共振时, 馈电间隙两端分布大量异号电荷, 电场最强, 如图 1(d) 所示, 其电场增强约为入射波电场的 20 倍。

$$\sigma(\omega, E_f, \tau, T) = \frac{je^2(\omega - j\tau^{-1})}{\pi\hbar^2} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\varepsilon|}{(\omega - j\tau^{-1})^2} \frac{\partial f_d(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} d\varepsilon - \int_0^{+\infty} \frac{\partial f_d(-\varepsilon) - \partial f_d(\varepsilon)}{(\omega - j\tau^{-1})^2 - 4(\varepsilon/\hbar)^2} d\varepsilon \right] \quad (3)$$

式中: $f_d = \frac{1}{1 + e^{(\varepsilon - E_f)/k_B T}}$ 是 Fermi-Dirac 分布; E_f 是费米能级; e 是电子电荷; \hbar 是约化普朗克常数; k_B 是玻尔兹曼常数; τ 是散射时间; ε 是介电常数; j 是虚数单位。在太赫兹范围内, 且 $\hbar\omega \ll E_f$ 时, 光子能量太低, 无法激发电子空穴对, 带间跃迁的贡献在上式中可以忽略不计, 此时表面电导率可简化为

$$\sigma \approx \sigma_{\text{intra}} = \frac{-je^2 k_B T}{\pi\hbar^2(\omega - j\tau^{-1})} \left[\frac{E_f}{k_B T} + 2 \ln \left(\exp \left(-\frac{E_f}{k_B T} \right) + 1 \right) \right] \quad (4)$$

光与石墨烯的相互作用主要涉及带间和带内两种能带跃迁, 石墨烯表面电导率可以直接用 Kubo 公式^[20] 计算

石墨烯归一化表面电导率如图 2(a) 所示, 坐标左轴和右轴分别表示 σZ_0 的实部和虚部, 其中 Z_0 表示自由空间阻抗约为 377Ω , 图中实线代表其实部, 虚线代表其虚部。在太赫兹频率范围内, 石墨烯费米能级的升高会引起电导率增加, 因此, 通过调节石墨烯的载流子浓度可以直接调节石墨烯的阻抗特性, 为实现可调谐器件提供了广阔的应用前景。石墨烯 SPPs 的色散关系^[21] 决定了其各类特性, 可写为

$$\frac{\varepsilon_{r1}}{\sqrt{\beta^2(\omega) - \varepsilon_{r1} k_0^2}} + \frac{\varepsilon_{r2}}{\sqrt{\beta^2(\omega) - \varepsilon_{r2} k_0^2}} = -\frac{j\sigma(\omega)}{\varepsilon_0} \quad (5)$$

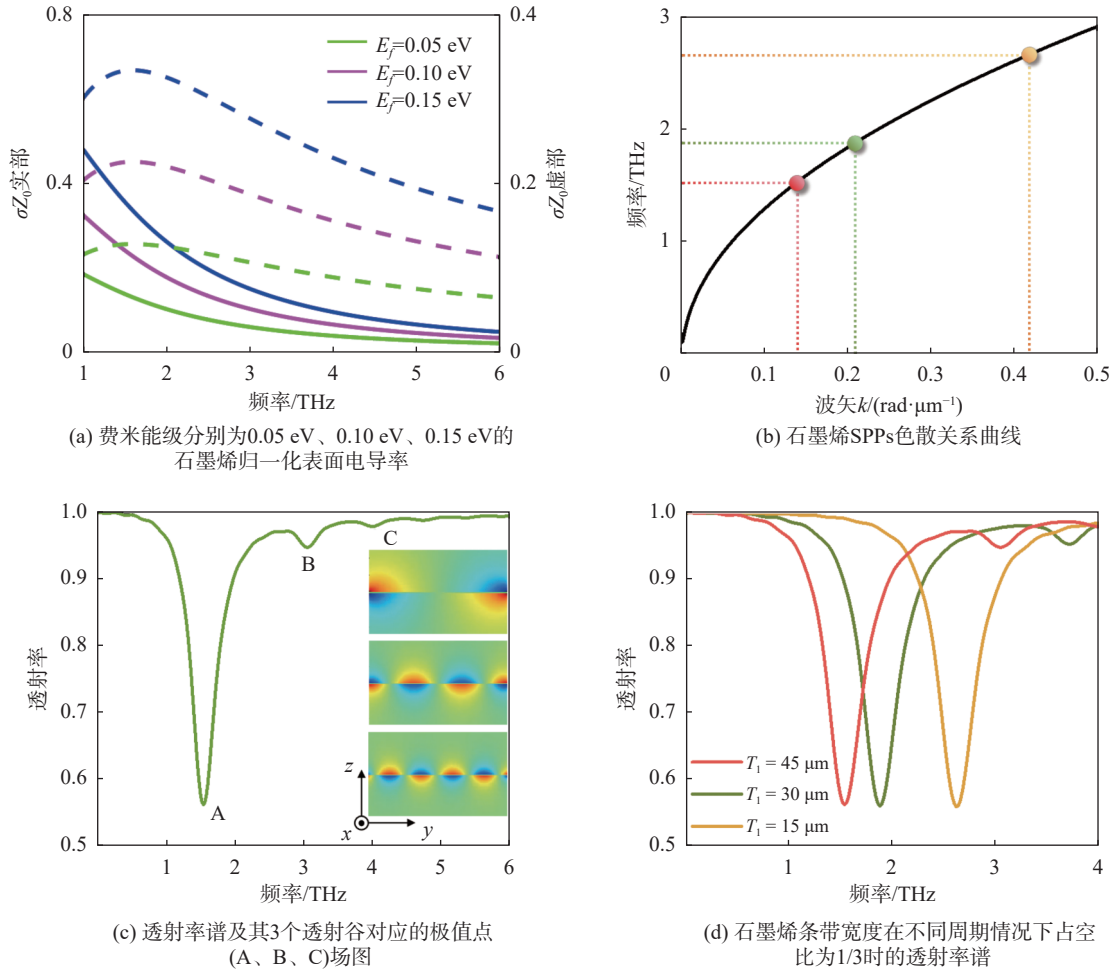


图 2 石墨烯电导率及 SPPs 共振

Fig. 2 Graphene conductivity and SPPs resonance

式中： ϵ_{r1} 和 ϵ_{r2} 分别是石墨烯上层和下层介质的有效介电常数，在这里 $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1$ ； ϵ_0 是真空介电常数； $\beta(\omega)$ 是传播常数； $\sigma(\omega)$ 是单层石墨烯的表面电导率；传播常数 $k_0 = 2\pi f/c$ 。当太赫兹平面波垂直入射时，并且电场垂直于石墨烯条带会带来横向波矢补偿 $k = 2\pi m/T$ （其中 m 为整数， T 为周期）。石墨烯色散曲线与 3 个周期（ $T_1=45 \mu\text{m}$ 、 $T_2=30 \mu\text{m}$ 、 $T_3=15 \mu\text{m}$ ）的光栅衍射模式一阶波矢均有一个交点如图 2(b) 所示，使用红色、绿色、橙色 3 种颜色分别来标记。在这些交点处，光栅提供额外的横向波矢满足自由空间电磁波激发 SPPs 的相位匹配条件。在周期 $T_1=45 \mu\text{m}$ 的情况下，仿真得到的透射率谱和前三阶透射谷 A、B、C 对应 yz 方向的场图（自上而下）如图 2(c) 所示，其中 A、B、C 点是石墨烯一阶、二阶和三阶 SPPs，可以看出在石墨烯条带处出现了电磁能量局域增强的现象。在 $T_1=45 \mu\text{m}$ 、 $T_2=30 \mu\text{m}$ 、 $T_3=15 \mu\text{m}$ 3 个周期情况下，石墨烯宽度为周期的 1/3 时，所得 3 条透射率谱如图 2(d) 所示。该谱线在图 2(b) 红、绿、橙三色交点对应的频率处，均出现由石墨烯 SPPs 激发产生的透射峰。

当石墨烯放置在偶极天线的馈电间隙处，可以观察到石墨烯 SPPs 共振与偶极共振动态耦合的过程，其单元结构如图 3(a) 所示。设置太赫兹平面电磁波正入射到结构表面，电场方向平行于金属臂， x 和 y 方向使用周期循环边界条件， $L=0.8 \times T_y$ ， $T_x=20 \mu\text{m}$ ，石墨烯参数 $E_f=0.1 \text{ eV}$ ，

$\tau=0.5 \text{ ps}$ 。当偶极天线的长度 L 减小时，由式 (2) 可以看出偶极共振峰会向高频移动，由于石墨烯的参数一定，其 SPPs 共振峰几乎不移动。金属-石墨烯复合结构在偶极天线总长度 20~100 μm 范围变化时的仿真吸收伪彩色图如图 3(b) 所示，可以看出在 2~7 THz 范围内随着偶极天线的长度 L 从 100 μm 减小到 20 μm ，偶极共振与石墨烯 SPPs 发生相遇、交错、分离的动态耦合过程。当偶极共振与石墨烯 SPPs 共振模式在同一频点时，未出现反交叉现象，因此可以判断两种共振模式发生弱耦合（也就是模式叠加），实现吸收增强。从图 3(b) 伪彩色图中可以看出两个共振峰存在交点，且在交点处吸收最大，其值达到 31%。

2 石墨烯参数扫描

基于上述金属-石墨烯复合天线的结构模型，通过扫描石墨烯参数进行数值模拟，进一步探究偶极共振与石墨烯 SPPs 之间的相互作用。偶极天线和石墨烯的尺寸参数和周期固定不变，具体如下： $L=50 \mu\text{m}$ ， $G=2 \mu\text{m}$ ， $W=3 \mu\text{m}$ ， $T_y=62.5 \mu\text{m}$ ， $T_x=20 \mu\text{m}$ 。偶极天线馈电间隙处有无石墨烯条带的反射率谱如图 4 所示，无石墨烯条带的偶极天线在 6.43 THz 处的共振峰是由偶极共振引起的（橙色曲线），在馈电间隙加入石墨烯条带后，在 5.15 THz 和 6.59 THz 处分裂成了

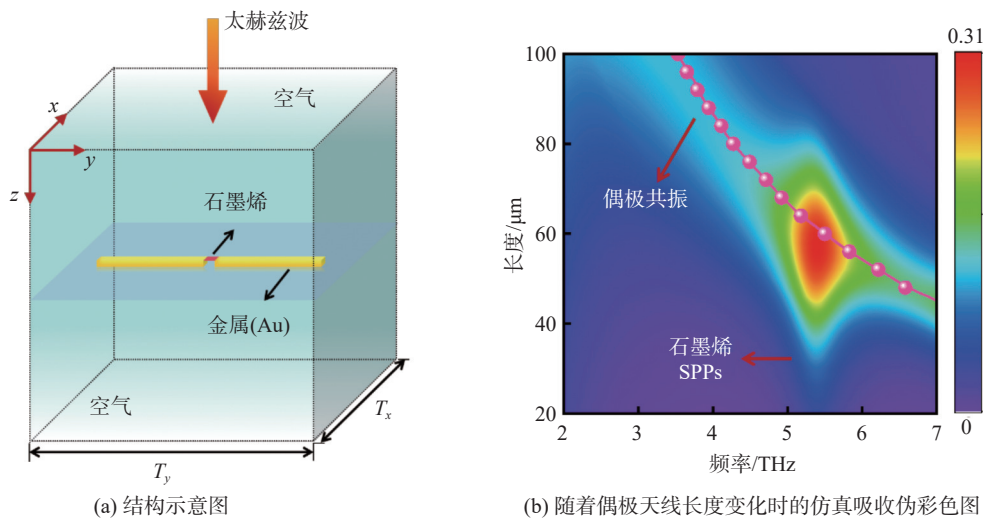


图 3 金属-石墨烯复合天线结构和两种谐振动态耦合过程

Fig. 3 Structure of metal-graphene composite antenna and coupling process of two resonant dynamics

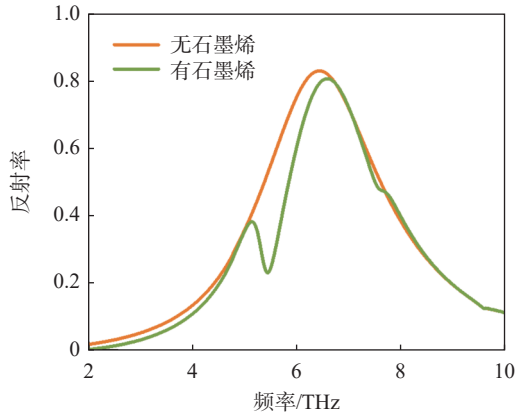
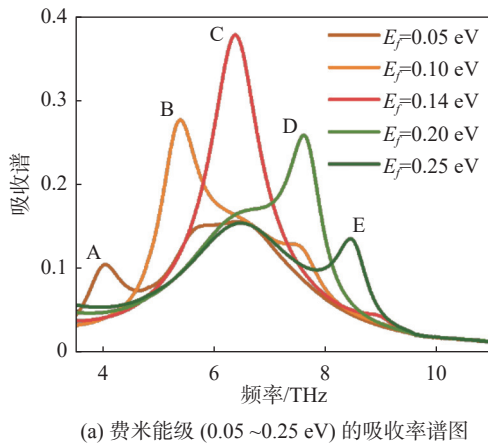


图4 偶极天线馈电间隙处有无石墨烯条带的反射率谱图
Fig. 4 Reflectance spectrum with or without graphene strip at the feed gap of a dipole antenna

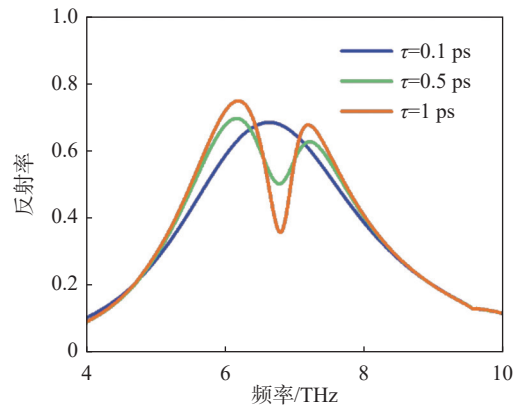
两个单独的共振峰(绿色曲线)。根据耦合模式理论^[22], 高频的共振峰源于石墨烯 SPPs 与偶极



(a) 费米能级 (0.05 ~ 0.25 eV) 的吸收率谱图

天线之间的异相耦合, 而低频共振峰则由两者的同相耦合所致。

金属-石墨烯复合天线最重要的特性是其可调谐性, 仿真改变石墨烯费米能级(固定 $\tau = 0.5$ ps)和散射时间(固定 $E_f = 0.1$ eV)其共振频率如何移动以及两种谐振相互作用的过程, 如图5所示。图中字母 A、B、C、D、E 代表不同费米能级的石墨烯 SPPs 共振峰, 如图5(a)所示, 石墨烯 SPPs 共振峰随着费米能级的增加向高频移动, 会与偶极共振峰相遇、交错和分离。当石墨烯 $E_f = 0.14$ eV 时(红色曲线), 石墨烯 SPPs 共振与偶极共振相遇, 实现共振和吸收增强。因此, 可以通过栅极电压调控手段改变其载流子浓度, 进而可以很精准地将费米能级从 0.05 eV 增加到 0.25 eV, 从而达到复合天线的调谐要求。



(b) 散射时间 (0.1~1 ps) 的反射率谱图

图5 改变石墨烯费米能级和散射时间的吸收率和反射率谱图

Fig. 5 The absorption and reflection spectra of graphene with altered Fermi energy levels and scattering times

此外, 探究了石墨烯散射时间对石墨烯 SPPs 和偶极共振峰耦合特性的影响如图5(b)所示, 当散射时间 τ 从 1 ps 减小到 0.1 ps 时, 可以看到, 当 τ 很低时(例如 $\tau = 0.1$ ps), 只能观察到偶极共振峰, 说明此时该结构恢复到纯偶极天线模式的特性提供了可能。从图中可以看出随着 τ 的减小, 该结构的吸收峰值会减弱, 但减小了两个峰的共振分裂, 从而略微增加了金属-石墨烯复合天线的带宽。

3 结论

本文设计了一种金属-石墨烯复合天线结

构, 通过 FDTD 仿真系统地研究了该结构的光学响应。首先, 分别分析了偶极天线和石墨烯条带的共振原理与特性, 探究偶极共振峰和石墨烯 SPPs 共振峰的基本特性; 然后, 将石墨烯条带放置在偶极天线的馈电间隙处, 观察到会同时出现两种不同类型共振峰的相互作用-石墨烯 SPPs 共振峰和偶极共振峰。当石墨烯参数一定时($E_f = 0.1$ eV, $\tau = 0.5$ ps), 通过扫描偶极天线的长度, 可以观察到偶极共振与石墨烯 SPPs 相遇、交错、分离的现象。在偶极共振与石墨烯 SPPs 耦合时, 可将石墨烯的吸收增强至 31%。最后, 还探究了石墨烯不同的费米能级与散射时间对偶极共振与石墨烯 SPPs 之间相互作用的影响, 系统地分析了金属偶极天线与石墨烯之间的

相互作用,证明了该结构具有可调谐性。这项工作作为设计新形式的可调谐光学天线提供了有益的参考。

参考文献:

- [1] SIZOV F, ROGALSKI A. THz detectors[J]. *Progress in Quantum Electronics*, 2010, 34(5): 278 – 347.
- [2] JIN M H, WANG Y X, CHAI M Q, et al. Terahertz detectors based on carbon nanomaterials[J]. *Advanced Functional Materials*, 2022, 32(11): 2107499.
- [3] CUI L, WANG J G, SUN M T. Graphene Plasmon for optoelectronics[J]. *Reviews in Physics*, 2021, 6: 100054.
- [4] AFTAB M, MANSHA M S, IQBAL T, et al. Surface Plasmon excitation: theory, configurations, and applications[J]. *Plasmonics*, 2024, 19(4): 1701 – 1719.
- [5] LUO X G, YAN L S. Surface Plasmon polaritons and its applications[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2012, 4(2): 590 – 595.
- [6] WU L, CHU H S, KOH W S, et al. Highly sensitive graphene biosensors based on surface Plasmon resonance[J]. *Optics Express*, 2010, 18(14): 14395 – 14400.
- [7] LUAN Y L, KOLMER M, TRINGIDES M C, et al. Nanoscale infrared imaging and spectroscopy of hot-electron plasmons in graphene[J]. *Physical Review B*, 2023, 107(8): 085414.
- [8] CHEN X, WANG Y, XIANG Y J, et al. A broadband optical modulator based on a graphene hybrid plasmonic waveguide[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2016, 34(21): 4948 – 4953.
- [9] RODRIGO D, LIMAJ O, JANNER D, et al. Mid-infrared plasmonic biosensing with graphene[J]. *Science*, 2015, 349(6244): 165 – 168.
- [10] ZHOU Q G, QIU Q X, HUANG Z M. Graphene-based terahertz optoelectronics[J]. *Optics & Laser Technology*, 2023, 157: 108558.
- [11] BAO Q L, LOH K P. Graphene photonics, plasmonics, and broadband optoelectronic devices[J]. *ACS Nano*, 2012, 6(5): 3677 – 3694.
- [12] LOW T, AVOURIS P. Graphene plasmonics for terahertz to mid-infrared applications[J]. *ACS Nano*, 2014, 8(2): 1086 – 1101.
- [13] XIONG F, ZHANG J F, ZHU Z H, et al. Ultrabroadband, more than one order absorption enhancement in graphene with plasmonic light trapping[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 16998.
- [14] SANG T, GAO J, YIN X, et al. Angle-insensitive broadband absorption enhancement of graphene using a multi-grooved metasurface[J]. *Nanoscale Research Letters*, 2019, 14(1): 105.
- [15] WU J J, GAO J X. Multi-band absorption characteristics of a metal-loaded graphene-based photonic crystal[J]. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 2021, 129: 114675.
- [16] LESINA A C, VACCARI A, BERINI P, et al. On the convergence and accuracy of the FDTD method for nanoplasmonics[J]. *Optics Express*, 2015, 23(8): 10481 – 10497.
- [17] BHARADWAJ P, DEUTSCH B, NOVOTNY L. Optical antennas[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2009, 1(3): 438 – 483.
- [18] TA S X, PARK I, ZIOLKOWSKI R W. Crossed dipole antennas: a review[J]. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 2015, 57(5): 107 – 122.
- [19] NOVOTNY L. Effective wavelength scaling for optical antennas[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(26): 266802.
- [20] WANG Z J, ZHOU M, LIN X, et al. A circuit method to integrate metamaterial and graphene in absorber design[J]. *Optics Communications*, 2014, 329: 76 – 80.
- [21] REN X G, SHA W E I, CHOY W C H. Tuning optical responses of metallic dipole nanoantenna using graphene[J]. *Optics Express*, 2013, 21(26): 31824 – 31829.
- [22] YARIV A. Coupled-mode theory for guided-wave optics[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1973, 9(9): 919 – 933.

(编辑: 张 磊)