

石墨烯纳米片阵列的表面等离子激元法诺共振

胡莉, 席锋

Plasmonic Fano resonance based on the graphene nanosheet array

引用本文:

胡莉, 席锋. 石墨烯纳米片阵列的表面等离子激元法诺共振[J]. [激光技术](#), 2023, 47(1): 19–24.

您可能感兴趣的其他文章

1. 紧聚焦激光中电子轨迹及空间辐射的非对称性

引用本文: 申雨婷, 张家晨, 常一凡, 等. 紧聚焦激光中电子轨迹及空间辐射的非对称性[J]. [激光技术](#), 2022, 46(6): 779–783.

2. 表面等离子体共振海上溢油预警实验装置设计

引用本文: 师晨洋, 高璐, 甘洋, 等. 表面等离子体共振海上溢油预警实验装置设计[J]. [激光技术](#), 2019, 43(6): 815–820.

3. 熔锥型宽带光纤耦合器的研究

引用本文: 周梦薇, 任偲源, 朱益清, 等. 熔锥型宽带光纤耦合器的研究[J]. [激光技术](#), 2019, 43(6): 757–762.

4. 脉冲激光诱导石墨等离子体羽辉特性研究

引用本文: 周素素, 王新兵, 尹培琪, 等. 脉冲激光诱导石墨等离子体羽辉特性研究[J]. [激光技术](#), 2018, 42(6): 796–800.

5. 基于狭槽天线超表面的复振幅光瞳滤波器

引用本文: 蒋孝鑫, 王吉明, 黄鑫, 等. 基于狭槽天线超表面的复振幅光瞳滤波器[J]. [激光技术](#), 2017, 41(6): 807–811.

文章编号: 1001-3806(2023)01-0019-06

石墨烯纳米片阵列的表面等离子激元法诺共振

胡莉, 席锋

(重庆工商大学 计算机科学与信息工程学院, 重庆 400067)

摘要: 为了在中红外波段获得多阶表面等离子激元法诺共振, 设计了结构简单、制备方便的非对称石墨烯纳米片二聚体阵列超表面。采用有限元分析方法, 对各阶法诺共振峰产生的物理机制, 费米能级、纳米片结构及相对位置等因素对法诺共振的影响进行了理论分析。结果表明, 随着费米能级的增加, 法诺共振发生蓝移; 表面等离子激元共振效应增强, 同时增强了近场的局域效应; 随着纳米片二聚体的大小和位置的不对称性增加, 法诺线型的非对称性也随之增加; 这种结构简单的多阶表面等离子激元法诺共振有望在生物传感及相关领域得到广泛应用。该研究为进一步的实验研究提供了理论参考。

关键词: 光电子学; 表面等离子激元法诺共振; 杂化分析; 非对称纳米块二聚体; 石墨烯

中图分类号: O469 **文献标志码:** A **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2023.01.003

Plasmonic Fano resonance based on the graphene nanosheet array

HU Li, XI Feng

(School of Computer Science and Information Engineering, Chongqing Technology and Business University, Chongqing 400067, China)

Abstract: In order to obtain strong multiple Fano resonances, a metasurface composed of asymmetric nanosheet heterodimer was designed in the paper. Based on the finite element analysis method, the physical mechanism of Fano resonances was analyzed by the hybridization theory, and the different Fano responses resulted from different Fermi levels, structures parameters were analyzed. Results show that when the Fermi level of the graphene nanosheet increases, the Fano resonance peaks blue shift, and the intensity of graphene responses is enhanced, which causes that the local effect and absorption are enhanced accordingly. At the same time, with the increase of the asymmetry of the size and position of the nanosheet heterodimer, the asymmetry of Fano resonances also increases. The Fano resonances based on the simply graphene nanosheet heterodimer array are expected to be widely used in biosensor and related fields. The study provides theoretical reference for further experimental research.

Key words: optoelectronics; plasmonic Fano resonance; hybridization analysis; asymmetric nanosheet heterodimer; graphene

引言

表面等离子激元 (surface plasmons, SP) 是指在入射光激发下金属和介质界面处自由电子的集体振荡与电磁波的耦合模式, 其在金属表面的电磁场能量束缚特性给金属表面带来了巨大的局域电磁场增强, 从而具有很多独特的光学特性, 被广泛地应用到生物传感、光学成像、医学检测等领域^[1-5]。但表面等离子激元共振辐射和吸收损耗大, 为了有效地降低能量损耗, 研究者们

设计各种不同结构的纳米材料以获得表面等离子激元法诺共振。等离子激元法诺共振是由明模和暗模相干而形成的, 其系统辐射衰减可以有效地被抑制, 从而形成较窄线宽的谱线; 且其入射场能量可以更好地局域在纳米结构表面附近, 因此具有更强的局域电场增强; 同时, 法诺共振由于其传感灵敏度高, 被广泛应用于生物传感等领域^[6-12]。

近年来, 人们对石墨烯的认识不断深入, 研究发现, 石墨烯表面等离子激元有着良好的光电性能, 其共振频率可以通过调节外部电压和掺杂等进行动态调节, 响应波段从红外到太赫兹波段, 而中红外波段正是热生物成像和许多生物分子链振动波段, 这使其在生物化学传感等领域有着广泛的应用^[13-15]。与此同时, 相对传统的金属表面等离子激元, 石墨烯表面等离子激元还具有低成本、低损耗、高局域和可动态调节等优势。因

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11804035)

作者简介: 胡莉 (1978-), 女, 副教授, 现主要从事光电功能材料的研究。

E-mail: huli@ctbu.edu.cn

收稿日期: 2021-12-28; 收到修改稿日期: 2022-01-26

此,研究者们结合石墨烯和传统的金属纳米结构,以拓展表面等离激元的响应范围^[16-20];同时设计了不同结构的石墨烯纳米带、纳米盘等,在中-远红外和太赫兹波段获得表面等离激元响应^[21-24]。也有部分利用石墨烯对表面等离激元法诺共振进行调节的研究^[25-28],但直接采用简单的石墨烯纳米结构以获得可调谐多阶法诺共振的研究并不多见。

本文中设计结构简单、制作方便的非对称纳米片二聚体阵列以获得强烈的多阶法诺共振,在数值模拟的基础上,利用杂化理论分析了法诺共振形成的物理机理,同时分析了费米能级对多阶法诺共振的影响,以及石墨烯纳米片二聚体阵列的结构及相对位置对法诺共振的线型及强弱的影响,为进一步实验提供有效的理论参考。

1 物理模型

本文中采用长度不同的非对称矩形石墨烯纳米片二聚体(分别表示为 I 和 II)为阵列单元,如图 1a 和图 1b 所示。两纳米片的宽度均为 25 nm,长度分别为 L_1 和 L_2 ,中间间隔为 5 nm;两个纳米片错位放置,底边错开的长度设为 a ;纳米片二聚体成周期性分布, x 和 y 方向的周期长均为 100 nm。石墨烯纳米片沉积在基底上,如图 1b 所示,基底的介电常量设为 $\epsilon_s = 3.9$ 。整个模型置于空气中($\epsilon_m = 1.0$)。而石墨烯纳米片,作

为单原子层材料,当它和电磁场作用时,可以用表面电流密度来进行描述:

$$J_s = \sigma_g E_{//} \quad (1)$$

式中, σ_g 是石墨烯的表面电导率, $E_{//}$ 是平行于石墨烯平面的电场。石墨烯的表面电导率 σ_g 由带间电导率 σ_{intra} 和带内电导率 σ_{inter} 两部分构成,分别对应石墨烯的带间和带内光电子散射,其表达式为:

$$\sigma_g = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}} \quad (2)$$

其中:

$$\sigma_{\text{intra}} = -i \frac{e^2 k_B t}{\pi \hbar (\omega - i\tau^{-1})} \left\{ \frac{E_F}{k_B t} + 2 \ln \left[\exp \left(-\frac{E_F}{K_B t} \right) + 1 \right] \right\} \quad (3)$$

当 $\hbar\omega \gg k_B t$ 和 $|E_F| \gg k_B t$ 时, σ_{inter} 可表示为:

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

式中, e 为电子电荷, k_B 为玻尔兹曼常数, E_F 为费米能级, τ 为弛豫时间,取 $\tau = 4$ ps, \hbar 为约化普朗克常量, ω 为角频率,温度 $t = 300$ K。

为了详细分析石墨烯纳米片二聚体阵列与电磁波的相互作用,本文中利用有限元分析法进行数值模拟。光吸收率为 $A = 1 - T - R$,其中 T 为透射率, R 为反射率。当偏振方向为 x 方向的线偏光沿着 $-z$ 方向射向石墨烯纳米片二聚体阵列时,产生强烈的表面等离激元法诺共振,如图 1c、图 1d 和图 1e 所示。由图可知,在

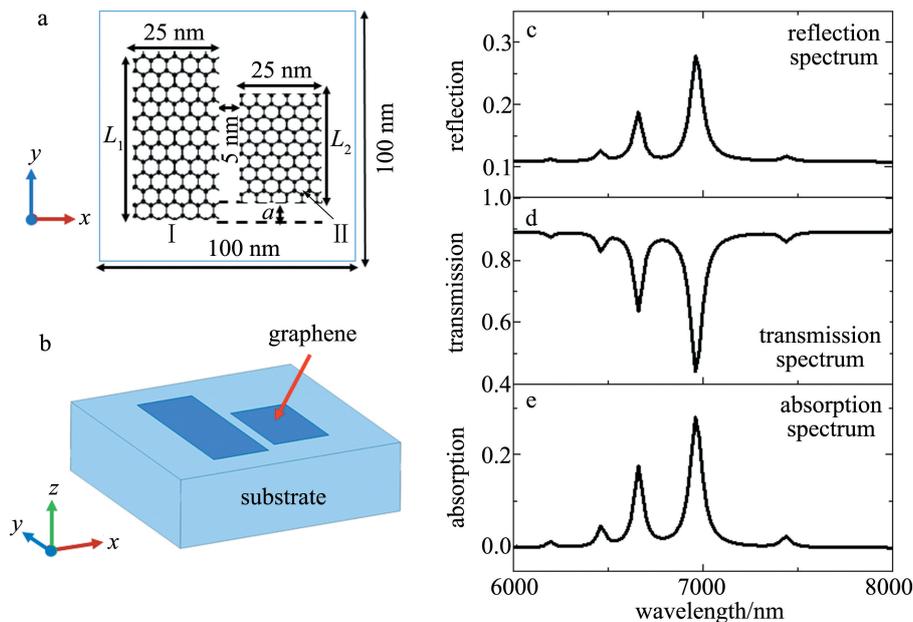


图 1 a—石墨烯纳米片二聚体的结构及参数 b—模型单元结构图 c~e—石墨烯纳米片二聚体阵列在偏振方向为 x 的线偏光激发下的法诺共振谱 ($L_1 = 70$ nm, $L_2 = 40$ nm, $a = 0$ nm, $E_F = 0.5$ eV)

Fig. 1 a—structure and parameters of graphene nanosheet heterodimer b—schematic of each cell unite c~e—the resonance spectra of the graphene nanosheet heterodimer array excited with x -polarized incident light ($L_1 = 70$ nm, $L_2 = 40$ nm, $a = 0$ nm, $E_F = 0.5$ eV)

中红外波段出现 4 个明显的非对称法诺共振峰,其中,图 1c 为反射谱,图 1d 为透射谱,图 1e 为吸收谱。

2 结果及讨论

2.1 石墨烯表面等离子激元法诺共振的杂化分析

为了详细分析石墨烯纳米片二聚体阵列产生多阶法诺共振的物理机制,对比分析了两个单独的纳米片 (I 和 II) 和纳米片二聚体 (I-II) 与电磁波的相互作用,如图 2 所示。为了简化,这里以纳米片阵列与电磁波相互作用产生的反射谱为例进行说明。如图 2a 所示,偏振方向为 x 的线偏光沿 $-z$ 方向入射,线偏光与短纳米片 I 相互作用时,除了一个强烈的偶极共振峰以外,旁边还有一个很小的非对称峰,这是纳米片横向偶极共振模式受纵向模式干扰的结果。以相同的入射光激发长纳米片 II 时,如图 2b 所示,只有一个对称的偶极共振峰。当把两个纳米片放在一起组成纳米片二聚体时,由于两个纳米片之间的相互耦合作用,产生了 4 个明显的非对称峰(分别表示为 1~4),如图 2c 所示。为了进一步分析两个纳米片的相互作用,图 3 和图 4 中分别给出了图 2c 中 4 个共振波长激发下的纳米片二聚体表面电荷分布及电场分布。由图 3a 和图 3b 可知,共振峰 1 和共振峰 2 为纳米片 II 的偶极子和纳米片 I 的等效偶极子相互耦合而成。由于共振峰 1

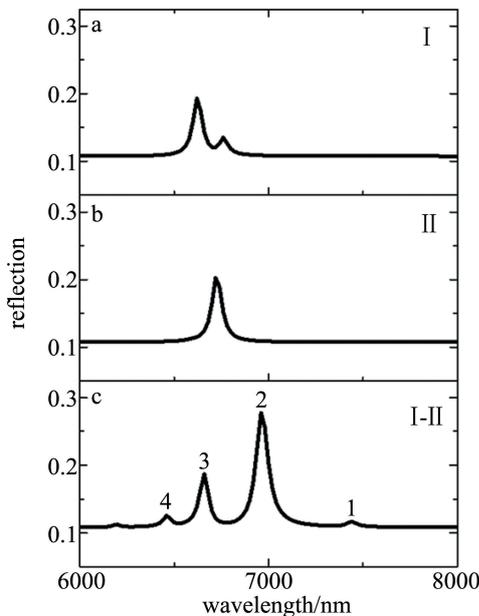


图 2 当 $L_1 = 70 \text{ nm}$, $L_2 = 40 \text{ nm}$, $a = 0 \text{ nm}$, $E_F = 0.5 \text{ eV}$ 时,单纳米片和纳米片二聚体在偏振方向为 x 的线偏光激发下的反射谱

Fig. 2 Reflection spectra of nanosheet and nanosheet heterodimer ($L_1 = 70 \text{ nm}$, $L_2 = 40 \text{ nm}$, $a = 0 \text{ nm}$, $E_F = 0.5 \text{ eV}$) excited with x -polarized incident light

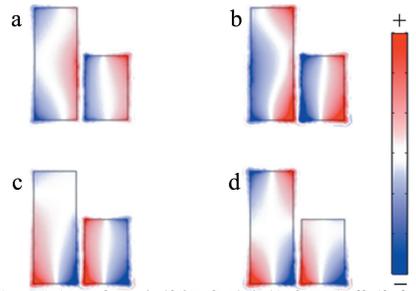


图 3 图 2c 中 4 个共振峰对应的表面电荷分布图

a—共振峰 1 b—共振峰 2 c—共振峰 3 d—共振峰 4

Fig. 3 Surface charge density distributions of the four hybridized plasmonic modes in Fig. 2c

a—peak 1 b—peak 2 c—peak 3 d—peak 4

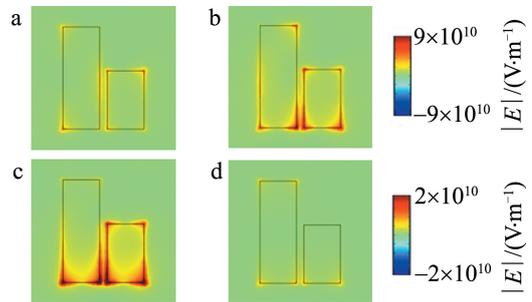


图 4 图 2c 中 4 个共振峰对应的电场分布图

a—共振峰 1 b—共振峰 2 c—共振峰 3 d—共振峰 4

Fig. 4 Electric field distributions of the four hybridized plasmonic modes in Fig. 2c

a—peak 1 b—peak 2 c—peak 3 d—peak 4

对应的纳米片 II 的上面部分电荷密度比下面部分电荷密度大,因此,在纳米片 I 与纳米片 II 相邻部分,由纳米片 II 感应的电荷分布主要集中在纳米片 I 的中间部分,如图 3a 所示;同时,由图 4a 中的电场分布可知,两纳米片间电场集中分布在二聚体的中间部分。而共振峰 2 对应的则刚好相反,纳米片 II 中的表面电荷密度下面比上面大,因此,纳米片 I 的中间部分对应的感应电荷密度小,电荷主要集中在纳米片 I 的两头(见图 3b);同时,相互作用场也集中在两纳米片的底部,如图 4b 所示。共振峰 3 和共振峰 4 均为纳米片 II 的偶极模式与纳米片 I 的等效四极模式耦合而成,其中峰 3 对应的纳米片 I 的等效四极模式与纳米片 II 的偶极模式的绑定模式(见图 3c),而峰 4 所对应则为纳米片 I 的等效四极模式与纳米片 II 的反绑定模式(见图 3d);由电场分布图 4c 和图 4d 可以看出,峰 3 对应的电场分布主要集中在二聚体的下半部分,而峰 4 对应的纳米片 I 的电场分布在 4 个顶点附近。综合以上表面电荷和电场分布可知,峰 1 和峰 4 是暗态模式,而峰 2 和峰 3 是亮态模式,而暗态模式和亮态模式干涉叠加形成了非对称法诺共振。

2.2 石墨烯纳米片的费米能级对表面等离子激元法诺共振的影响

石墨烯的表面等离子激元共振可以通过电学掺杂和化学掺杂等方式对其性能进行调控。在中红外波段,石墨烯的表面等离子激元共振频率正比于费米能级。如图5a~图5d所示,随着费米能级的增加,法诺共振线型保持不变,但反射峰明显蓝移;同时,反射率随着费米能级的增加而增加。因为随着费米能级的增加,石墨烯表面的电子增多。和入射光相互作用时,石墨烯

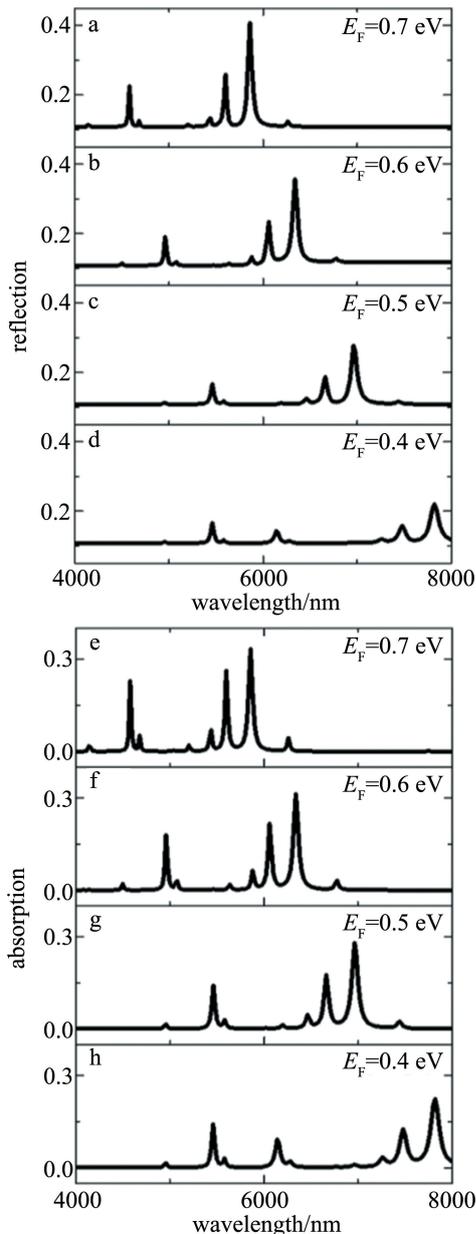


图5 当 $L_1 = 70 \text{ nm}$, $L_2 = 40 \text{ nm}$, $a = 0 \text{ nm}$ 时,不同费米能级所对应的反射谱和吸收谱

Fig. 5 Reflection spectra and absorption spectra with different Fermi levels E_F ($L_1 = 70 \text{ nm}$, $L_2 = 40 \text{ nm}$, $a = 0 \text{ nm}$)

表面的等离激元共振增强,对应的吸收强度也随之增强,如图5e~图5h所示。由图5可知,随着波段不断向短波方向移动,还出现了更高阶的法诺共振,但其强度相对较弱,不在本文中做讨论。因此,此纳米片二聚体阵列的表面等离子激元法诺共振波长及强度可以通过费米能级进行调控。

2.3 纳米片II的长度对表面等离子激元法诺共振的影响

众所周知,纳米结构的构型直接影响表面等离子激元的共振特性,因此会进而影响表面等离子激元法诺共振。此处,作者研究了纳米片二聚体中纳米片I保持不变、纳米片II的长度 L_2 改变对表面等离子激元法诺共振的影响。如图6所示,当 $L_2 = 20 \text{ nm}$ 时,两纳米片的相互耦合很弱,只有两个相隔很远的近似对称的共振峰(见图6f);当 L_2 从 20 nm 增加到 40 nm 时,两纳米片的相互作用逐渐加强,法诺共振的非对称性也越明显。随着 L_2 进一步从 40 nm 增加到 70 nm ,纳米片I和纳米片II的长度越来越接近,纳米片二聚体的对称性增强,两个纳米片的共振峰逐渐接近重合,叠加后的法诺共振线型的对称性也逐渐增加。因此,可以通过调节两纳米片的相对长度来调整法诺共振线性及波长等特性。

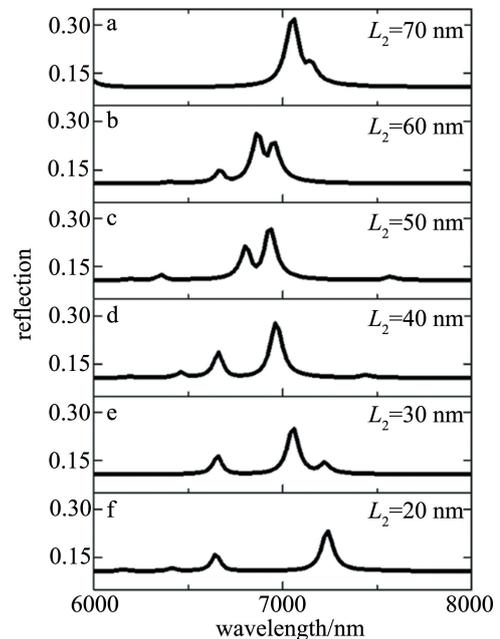


图6 当 $L_1 = 70 \text{ nm}$, $a = 0 \text{ nm}$, $E_F = 0.5 \text{ eV}$ 时,纳米片II不同长度时所对应的反射谱

Fig. 6 Reflection spectra with different length of nanosheet II ($L_1 = 70 \text{ nm}$, $a = 0 \text{ nm}$, $E_F = 0.5 \text{ eV}$)

2.4 纳米片二聚体相对位置改变对法诺共振的影响

纳米结构的对称性对表面等离子激元法诺共振有明

显的影响,因此,作者详细研究了两个纳米片相对位置改变对法诺共振的影响。由图 7 中的反射谱可以看出,随着图 1a 中错位参量 a 的增加,两个较强的法诺峰间的宽度不断变窄同时越来越尖锐,直到最后消失;共振峰呈对称分布,相应的峰值也不断增加。这是因为当 $a = 0 \text{ nm}$ 时,两纳米片底边对齐,而当 $a = 15 \text{ nm}$ 时,两纳米片中心对齐。从结构上来讲, a 从 0 nm 变化到 15 nm ,结构的对称性不断增加,直到最后关于中心连线对称。因此,可以通过调整结构的对称性来调节法诺共振的线型。

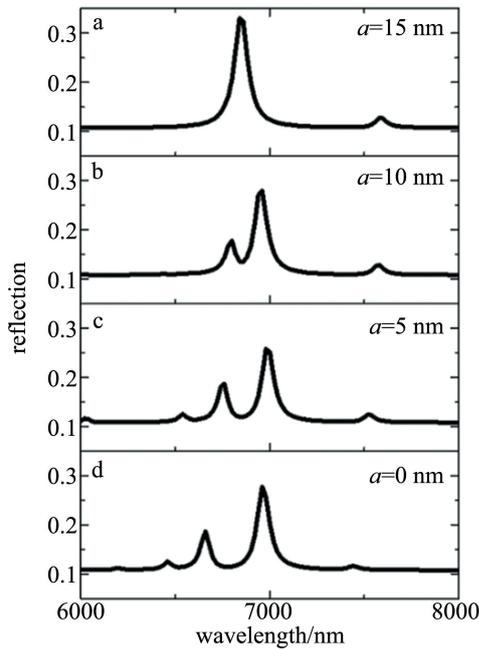


图 7 当 $L_1 = 70 \text{ nm}$, $L_2 = 40 \text{ nm}$, $E_F = 0.5 \text{ eV}$ 时,错位参量 a 不同对应的反射谱

Fig. 7 Reflection spectra with different location parameters a of the nanosheet heterodimer ($L_1 = 70 \text{ nm}$, $L_2 = 40 \text{ nm}$, $E_F = 0.5 \text{ eV}$)

3 结 论

基于石墨烯纳米结构所具有的优良光电性能及其可调谐性,利用简单的非对称纳米片二聚体阵列获得了强烈的多阶法诺共振响应。杂化分析显示,法诺共振由两个单纳米片的偶极及四极模式之间耦合相干而形成。因此,通过调节纳米片的大小及相对位置可调节法诺共振的线型及强弱。研究表明,随着费米能级的增加,法诺共振峰相应蓝移,入射光与纳米片的相互作用增强,对应的吸收峰也相应增强。同时,随着纳米片相对位置的改变,当结构的非对称性逐渐加强时,法诺共振的非对称性也逐渐加强。当纳米片 II 的长度逐渐增加时,结构的对称性也跟着增加,法诺共振的非对

称性随之减小。这种多阶表面等离激元法诺共振有望在生物传感及相关领域有很好的应用前景。

参 考 文 献

- [1] MAIER S A, ATWATER H A. Plasmonics: Localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures[J]. Journal of Applied Physics, 2005, 98(1): 011101.
- [2] LEE H, LEE J H, JIN S M, *et al.* Single-molecule and single-particle-based correlation studies between localized surface plasmons of dimeric nanostructures with $\sim 1 \text{ nm}$ gap and surface-enhanced Raman scattering[J]. Nano Letters, 2013, 13(12): 6113-6121.
- [3] TSAI W Y, HUANG J S, HUANG C B. Selective trapping or rotation of isotropic dielectric microparticles by optical near field in a plasmonic archimedes spiral[J]. Nano Letters, 2014, 14(2): 547-552.
- [4] PILO-PAIS M, WATSON A, DEMERS S, *et al.* Surface-enhanced Raman scattering plasmonic enhancement using DNA origami-based complex metallic nanostructures[J]. Nano Letters, 2014, 14(4): 2099-2104.
- [5] HWANG Y, HOPKINS B, WANG D, *et al.* Optical chirality from dark-field illumination of planar plasmonic nanostructures[J]. Laser & Photonics Reviews, 2017, 11(6): 1700216.
- [6] PANARO S, NAZIR A, LIBERALE C, *et al.* Dark to bright mode conversion on dipolar nanoantennas: A symmetry-breaking approach[J]. ACS Photonics, 2014, 1(4): 310-314.
- [7] FAN J A, BAO K, WU C, *et al.* Fano-like interference in self-assembled plasmonic quadrumer clusters[J]. Nano Letters, 2010, 10(11): 4680-4685.
- [8] LIU Sh D, YANG Y B, CHEN Zh H, *et al.* Excitation of multiple Fano resonances in plasmonic clusters with D_{2h} point group symmetry[J]. The Journal of Physical Chemistry C, 2013, 117(27): 14218-14228.
- [9] CHENG F, LIU H F, LI B H, *et al.* Tuning asymmetry parameter of Fano resonance of spoof surface plasmons by modes coupling[J]. Applied Physics Letters, 2012, 100(13): 131110.
- [10] NGUYEN T K, LE T D, DANG P T, *et al.* Asymmetrically engineered metallic nanodisk clusters for plasmonic Fano resonance generation[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2017, 34(3): 668-672.
- [11] ZHANG S, BAO K, HALAS N J, *et al.* Substrate-induced Fano resonances of a plasmonic nanocube: A route to increased-sensitivity localized surface plasmon resonance sensors revealed[J]. Nano Letters, 2011, 11(4): 1657-1663.
- [12] HU L, HUANG Y, FANG L, *et al.* Fano resonance assisting plasmonic circular dichroism from nanorice heterodimers for extrinsic chirality[J]. Scientific Reports, 2015, 5(10): 16069.
- [13] KOPPENS F H L, CHANG D E, de ABAJO F J G. Graphene plasmonics: A platform for strong light-matter interactions[J]. Nano Letters, 2011, 11(8): 3370-3377.
- [14] GRIGORENKO A N, POLINI M, NOVOSELOV K S. Graphene plasmonics[J]. Nature Photonics, 2012, 6(11): 749-758.
- [15] JABLON M, BULJAN H, SOLJAČIĆ M. Plasmonics in graphene at infrared frequencies[J]. Physical Review, 2009, B80(24): 245435.
- [16] SHI C, HE X, PENG J, *et al.* Tunable terahertz hybrid graphene-metal patterns metamaterials[J]. Optics & Laser Technology, 2019, 114: 28-34.

- [17] ZHAO B, ZHANG Z M. Strong plasmonic coupling between graphene ribbon array and metal gratings[J]. ACS Photonics, 2015, 2(11): 1611-1618.
- [18] EMANI N K, CHUNG T F, NI X, *et al.* Electrically tunable damping of plasmonic resonances with graphene[J]. Nano Letters, 2012, 12(10): 5202-5206.
- [19] WANG X, MENG H, DENG S, *et al.* Hybrid metal graphene-based tunable plasmon-induced transparency in terahertz metasurface[J]. Nanomaterials, 2019, 9(3): 385.
- [20] WU J J, GAO J X. Absorption characteristics of metal-graphene photonic crystal-metal structures[J]. Laser Technology, 2019, 43(5): 614-618 (in Chinese).
武继江, 高金霞. 金属-石墨烯光子晶体-金属结构的吸收特性[J]. 激光技术, 2019, 43(5): 614-618.
- [21] RODRIGO D, TITTL A, LIMAJ O, *et al.* Double-layer graphene for enhanced tunable infrared plasmonics[J]. Light: Science & Applications, 2017, 6(6): e16277.
- [22] BRAR V W, JANG M S, SHERROTT M, *et al.* Highly confined tunable mid-infrared plasmonics in graphene nanoresonators [J]. Nano Letters, 2013, 13(6): 2541-2547.
- [23] ASGARI S, GRANPAYEH N. Tunable mid-infrared refractive index sensor composed of asymmetric double graphene layer [J]. IEEE Sensors Journal, 2019, 19(14): 5686-5691.
- [24] LI C W, BIAN L A. Design of graphene double-mode absorber based on F-B resonance and SPP resonance[J]. Laser Technology, 2021, 45(4): 507-510 (in Chinese).
李从午, 卞立安. 基于 F-P 谐振与 SPP 共振的石墨烯双模吸收波体设计[J]. 激光技术, 2021, 45(4): 507-510.
- [25] ZHOU C, LIU G, BAN G, *et al.* Tunable Fano resonator using multilayer graphene in the near-infrared region [J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(10): 101904.
- [26] WANG K, FAN W H, CHEN X, *et al.* Graphene based polarization independent Fano resonance at terahertz for tunable sensing at nanoscale[J]. Optics Communications, 2019, 439(5): 61-65.
- [27] LIMA J R F, BARBOSA A L R, BEZERRA C G, *et al.* Tuning the Fano factor of graphene via Fermi velocity modulation [J]. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 2018, 97(3): 105-110.
- [28] BIAN L A, LIU P G, CHEN Y W, *et al.* Improvement of system tunability for Fano resonance by graphene-dielectric stack [J]. Laser Technology, 2018, 42(2): 187-191 (in Chinese).
卞立安, 刘培国, 陈雨薇, 等. 石墨烯介质堆栈提高系统调控 Fano 共振能力 [J]. 激光技术, 2018, 42(2): 187-191.