

基于表面电流边界的石墨烯等离子体 调制特性和传感特性

杨飒, 周仁龙*, 刘丹, 赵永明, 林洽武, 李爽

广东第二师范学院物理与信息工程系, 广东 广州 510303

摘要 构建一种单层石墨烯条周期阵列结构,采用表面电流边界条件的时域有限差分法和耦合模理论对周期性阵列石墨烯条的光电特性进行研究。研究表明石墨烯阵列在中红外波段具有典型的表面等离子体双共振效应,周期性阵列结构可增强石墨烯表面等离子体局域场的共振效应。对石墨烯表面等离子体共振模式的谐振波长、电场能量、衰减率和寿命进行分析,仿真结果表明:当石墨烯费米能级从 0.4 eV 上升到 0.8 eV 时,可实现谐振波长从 16.81 μm 到 11.13 μm 的调谐;当石墨烯载流子迁移率从 $0.1 \text{ m}^2 \cdot (\text{V} \cdot \text{s})^{-1}$ 变化到 $1.0 \text{ m}^2 \cdot (\text{V} \cdot \text{s})^{-1}$ 时,可实现等离子体寿命从 21 fs 到 223 fs 的调控;当覆盖物折射率从 1 变化到 2 时,品质因数从 0.14 非线性地上升到 0.19。该研究的方法和结论可以为石墨烯等离子体器件的设计提供参考。

关键词 表面光学; 表面等离子激元; 表面电流边界; 石墨烯

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201939.1124001

Modulation and Sensing Properties of Graphene Plasma Based on Surface Electric Current Boundary Condition

Yang Sa, Zhou Renlong*, Liu Dan, Zhao Yongming, Lin Qiawu, Li Shuang

School of Physics and Information Engineering, Guangdong University of Education, Guangzhou, Guangdong 510303, China

Abstract In this study, we construct a periodic array of a single layer graphene ribbon based on the surface electric current boundary condition. Further, the periodic array of graphene ribbon is investigated using a finite-difference time-domain simulation and the coupled-mode theory. The results show that the graphene array exhibits a typical surface plasma double-resonance effect in the mid-infrared band. Its periodic array structure can enhance the resonance effect of graphene surface plasma local field. The resonant wavelengths, electrical field energy, attenuation rate, and lifetime of the resonance mode of graphene surface plasma are analyzed. The simulation results demonstrate that the resonance wavelength can be tuned from 16.81 to 11.13 μm when the graphene Fermi energy is increased from 0.4 to 0.8 eV and that the plasma lifetime can be regulated from 21 to 223 fs when the graphene carrier mobility is increased from 0.1 to $1.0 \text{ m}^2 \cdot (\text{V} \cdot \text{s})^{-1}$. Furthermore, the quality factor increases nonlinearly from 0.14 to 0.19 when the refractive index of the superstrate is increased from 1 to 2. The research methods and conclusions of this study are useful for designing graphene plasma devices.

Key words optics at surfaces; surface plasmon; surface electric current boundary; graphene

OCIS codes 240. 6680; 230. 4110; 160.4760

1 引 言

石墨烯是一种由单层碳原子按蜂窝状晶格排列的新型二维纳米材料,因其独特的光学、电学、力学

特性^[1-2],高载流子迁移率^[3-4]和等离子体特性而成为研究的热点^[5-7],并应用到移动通信^[8-11]、航空航天^[12]、生物医疗^[13-14]、新能源电池等领域。单层石墨烯几乎透明,在可见光和近红外波段的吸收率约

收稿日期: 2019-06-13; 修回日期: 2019-07-05; 录用日期: 2019-07-24

基金项目: 国家自然科学基金(51675174)、湖南省自然科学基金(2017JJ2097)、广东省自然科学基金(2018A030313684)、湖南省教育厅科研项目(16A067)、广东省教育厅科研项目(2017KTSCX134)

* E-mail: rllzhoupc@sina.com

为 2.3%^[15-16]。由于单层石墨烯的吸收率低,人们设计出不同的石墨烯超材料结构,如带状阵列、环状阵列、块状阵列等,利用石墨烯独特的等离子特性,通过强局域的石墨烯表面等离子体(GSP)与入射光的耦合,可提高石墨烯的吸收率^[17],同时通过化学掺杂或栅压可实现对石墨烯光电特性的调控^[18-19]。与金属表面等离子体相比,GSP 具有高局域性,可以把工作在微米波段的器件集成在纳米级的范围内^[20]。

近年来,人们把 1 nm 厚度的单层石墨烯进行零厚度的近似处理,采用表面电流边界条件对其进行建模分析,大大节省了仿真时间和内存损耗^[21-22]。研究表明,石墨烯阵列具有表面等离子体双共振模式,也称为等离子体双共振效应。等离子体双共振效应可以通过外加电压改变石墨烯的费米能级或者通过化学掺杂改变石墨烯的载流子迁移率进行灵活调控^[23],根据这一特点,可以设计出工作在不同频段的等离子体双共振选择器^[24]。石墨烯等离子体在增强 GSP 自身的吸收率中起着关键作用^[25-27]。同时,当在石墨烯外放置一偶极子或分子时,石墨烯等离子体在增强吸收和介面散射方面也发挥了重要作用^[28-29]。石墨烯对光偏振具有选择吸收特性,基于这一特性可将石墨烯应用于表面折射率的传感测量^[30]。

本文用时域有限差分法(FDTD)^[31-32]和耦合模理论(CMT)^[33]对满足表面电流边界条件的石墨烯条周期阵列进行研究,分析石墨烯条阵列的吸收光谱和电场分布。研究表明单层石墨烯阵列在中红外波段具有典型的表面等离子体双共振模式,周期性微纳结构可以实现 GSP 和入射光的强耦合,增强了 GSP 与石墨烯条阵列中局域场的共振效应。

本文通过改变石墨烯条的费米能级和载流子迁移率,探究石墨烯条参数对 GSP 的调控作用,系统分析 GSP 的电场能量、衰减率和寿命的变化规律。通过改变石墨烯条覆盖物的折射率,探究石墨烯条周期阵列在传感检测上的应用。关于 GSP 特性的分析和数据拟合在石墨烯材料的应用上有一定的参考价值,可以为石墨烯等离子体器件的设计提供参考。

2 模型与方法

在 xy 平面上构建一个石墨烯条周期阵列,该阵列由一个边长为 $2 \mu\text{m}$ 的正方形晶格构成,在 xy 平面上放置一个六角形蜂窝状排列的单层石墨烯条,石墨烯条沿 y 轴方向长度 $L = 1.6 \mu\text{m}$,沿 x 轴方向宽度 $D = 0.4 \mu\text{m}$,石墨烯条上面有一层透明覆盖物,石墨烯条放置在 SiO_2/Si 衬底上。晶格元胞结构如图 1(a) 所示,有一 E_x 极化偏振的平面波 ($S_{+,in}$) 沿 z 轴方向入射到晶格中的石墨烯条,入射波用 $S_{\pm,in}$ 表示,射出波用 $S_{\pm,out}$ 表示,下标 \pm 表示两个不同的传播方向,这里 $S_{-,in}$ 设置为零, $S_{+,out}$ 为射出波, $S_{-,out}$ 为反射波。连接在基底和石墨烯条之间的栅压可以对石墨烯的费米能级进行调控。采用 FDTD 进行数值模拟, x 和 y 方向选择周期边界条件, z 方向选择完全匹配层(PML)边界条件,空间步长为 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.02 \mu\text{m}$ 。为满足 CFL(Courant, Friedrichs, Lewy)稳定性条件,时间步长设为 $\Delta t = \Delta x / (2c_0)$, c_0 为真空中的光速。初始条件设置为:石墨烯的费米能级 $E_f = 0.6 \text{ eV}$,费米速度为 $v_f = 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$,载流子迁移率为 $\mu = 1 \text{ m}^2 \cdot (\text{V} \cdot \text{s})^{-1}$ 。为简单起见,覆盖物的折射率设置为 $n_1 = 1$ 。

图 1(b) 为三维 FDTD 离散中的 Yee 元胞结构,FDTD 采用电场分量 \mathbf{E} 和磁场分量 \mathbf{H} 的节点空间

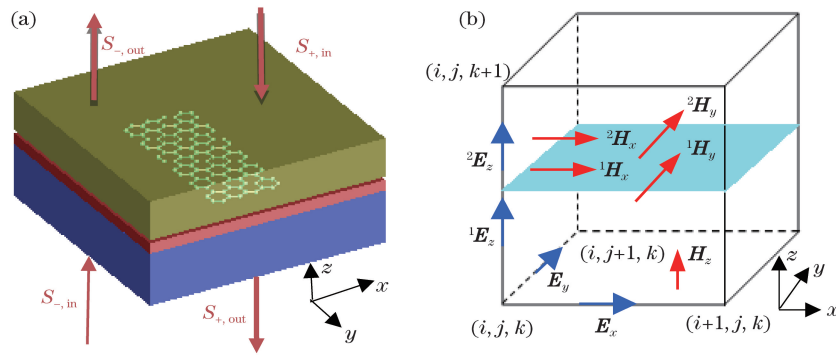


图 1 模型结构图和 FDTD 离散中的 Yee 元胞图。(a) 石墨烯条晶格结构;(b) 三维 FDTD 离散中的 Yee 元胞图,在 z 轴 $z = k + 1/2$ 处放置 1 块零厚度的石墨烯条

Fig. 1 Model structure and FDTD discrete Yee cell. (a) Lattice structure of graphene ribbon; (b) 3D FDTD discrete Yee cell with graphene ribbon at $z = k + 1/2$ where a zero-thickness graphene ribbon is placed

上的交替排列和时间上的交替抽样方式,从而可在时间轴上逐次求解空间电磁场的值。在 z 轴位置为 $z = k + 1/2$ 处放置 1 块零厚度的导电率为 σ_g 的石墨烯条,其中, k 为节点标记。 \mathbf{H}_x 表示沿石墨烯条 x 切线方向的 1 对磁场分量, $^1\mathbf{H}_x$ 和 $^2\mathbf{H}_x$ 分别表示石墨烯条下表面和上表面的磁场分量;同理, \mathbf{H}_y 表示沿石墨烯条 y 切线方向的 1 对磁场分量, $^1\mathbf{H}_y$ 和 $^2\mathbf{H}_y$ 分别表示石墨烯条下表面和上表面的磁场分量; \mathbf{E}_z 表示沿石墨烯条法线方向的 1 对电场分量, $^1\mathbf{E}_z$ 和 $^2\mathbf{E}_z$ 分别表示石墨烯条下表面和上表面的电场分量。利用在网格 $(i, j + 1/2, k + 1/2)$ 处离散化的法拉第定理 $d\mathbf{B}/dt = -\nabla \times \mathbf{E}$, 可以推导出磁场和电场分量。其中: i, j 和 k 为电磁场的 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 分量在空间上交替排列的空间节点标记; t 为时间; \mathbf{B} 为磁感应强度; ∇ 为拉普拉斯算符。

$$\mu_0 \frac{{}^1H_x^{(n+1/2)} - {}^1H_x^{(n-1/2)}}{dt} = \frac{E_y^{(n)}(i, j + 1/2, k + 1/2) - E_y^{(n)}(i, j + 1/2, k)}{dz} + \frac{{}^1E_z^{(n)}(i, j, k + 1/2) - {}^1E_z^{(n)}(i, j + 1, k + 1/2)}{dy}, \quad (1)$$

$$\mu_0 \frac{{}^2H_x^{(n+1/2)} - {}^2H_x^{(n-1/2)}}{dt} = \frac{E_y^{(n)}(i, j + 1/2, k + 1/2) - E_y^{(n)}(i, j + 1/2, k)}{dz} + \frac{{}^2E_z^{(n)}(i, j, k + 1/2) - {}^2E_z^{(n)}(i, j + 1, k + 1/2)}{dy}, \quad (2)$$

式中: μ_0 为石墨烯条上下界面的导磁系数; n 为时间节点。 \mathbf{E}_y 分量可通过边界条件 $^2\mathbf{H}_x - ^1\mathbf{H}_x = \sigma_g \mathbf{E}_y$ 推导,过程为

$$E_y^{(n)}(k + 1/2) = \frac{1}{2\sigma_g} [({}^2H_x^{(n+1/2)} + {}^2H_x^{(n-1/2)}) - ({}^1H_x^{(n+1/2)} + {}^1H_x^{(n-1/2)})]. \quad (3)$$

则(1)式和(2)式可以写为

$${}^1H_x^{(n+1/2)} = \frac{(\mu_0 \Delta z \sigma_0 + \Delta t + 2\tau)^2 - (\Delta t + 2\tau)^2}{(\mu_0 \Delta z \sigma_0 + \Delta t + 2\tau)^2} \times (F_1^{(n)} + \frac{\Delta t + 2\tau}{\mu_0 \Delta z \sigma_0 + \Delta t + 2\tau} F_2^{(n)}), \quad (4)$$

$${}^2H_x^{(n+1/2)} = \frac{(\mu_0 \Delta z \sigma_0 + \Delta t + 2\tau)^2 - (\Delta t + 2\tau)^2}{(\mu_0 \Delta z \sigma_0 + \Delta t + 2\tau)^2} \times (F_2^{(n)} + \frac{\Delta t + 2\tau}{\mu_0 \Delta z \sigma_0 + \Delta t + 2\tau} F_1^{(n)}), \quad (5)$$

式中: σ_0 为材料的电导率; τ 为弛豫时间; $F_1^{(n)}$ 和 $F_2^{(n)}$ 为电场 \mathbf{E} 和磁场 \mathbf{H} 分量在相关时间和空间节点上的复合函数。 $F_1^{(n)}$ 和 $F_2^{(n)}$ 计算公式分别为

$$F_1^{(n)} = C_{h1}^1 H_x^{(n-1/2)} + C_{h2}^2 H_x^{(n-1/2)} - C_e [2E_y^{(n)}(i, j + 1/2, k) + {}^1E_z^{(n)}(i, j + 1, k + 1) - {}^1E_z^{(n)}(i, j, k + 1)], \quad (6)$$

$$F_2^{(n)} = C_{h1}^2 H_x^{(n-1/2)} + C_{h2}^1 H_x^{(n-1/2)} - C_e [2E_y^{(n)}(i, j + 1/2, k) - {}^2E_z^{(n)}(i, j + 1, k + 1) + {}^2E_z^{(n)}(i, j, k + 1)], \quad (7)$$

式中, C_e, C_{h1}, C_{h2} 是时间步长 $\Delta t, \sigma_0, \tau, \mu_0$ 沿 z 方向计算步长 Δz 的函数,计算公式为

$$C_e = \frac{\Delta t \sigma_0}{\mu_0 \Delta z \sigma_0 + \Delta t + 2\tau},$$

$$C_{h1} = 1 - \frac{2\Delta t}{\mu_0 \Delta z \sigma_0 + \Delta t + 2\tau},$$

$$C_{h2} = \frac{\Delta t - 2\tau}{\mu_0 \Delta z \sigma_0 + \Delta t + 2\tau}.$$

通过(4)式和(5)式,可以得到 $^1\mathbf{H}_x$ 和 $^2\mathbf{H}_x$,同理,可以推导出 $^1\mathbf{H}_y$ 和 $^2\mathbf{H}_y$,最终得到 $^1\mathbf{E}_z$ 和 $^2\mathbf{E}_z$ 。石墨烯条的电导率公式为

$$\sigma_g(\omega) = \sigma_0 / (1 - i\omega\tau) = e^2 \tau E_f / [\pi \hbar^2 (1 - i\omega\tau)], \quad (8)$$

式中: e 为电子电量; \hbar 为约化普朗克常数; ω 为角频率; $\tau = \mu E_f / e (v_f)^2$ 。

石墨烯条的边界条件在频域中可以表示为

$$\mathbf{n} \times [{}^2\mathbf{H}(\omega) - {}^1\mathbf{H}(\omega)] = \sigma_g(\omega) \mathbf{E}_t(\omega), \quad (9)$$

式中: \mathbf{n} 为石墨烯条法线方向的单位矢量; $^1\mathbf{H}$ 和 $^2\mathbf{H}$ 分别为石墨烯条上下表面的磁场分量; \mathbf{E}_t 为石墨烯条切线方向的电场分量。通过 $i\omega \rightarrow d/dt$ 将频域变换为时域,可得

$$\mathbf{E}_t = (1 + \tau \partial / \partial t) [{}^1\mathbf{H}(t) - {}^2\mathbf{H}(t)] \times \mathbf{n} / \sigma_0. \quad (10)$$

用中心差分法求时间导数,得到

$$\mathbf{E}_t^{(n)} = \mathbf{n} \times \{ (0.5 + \tau / \Delta t) ({}^2\mathbf{H} - {}^1\mathbf{H})^{(n+1/2)} + (0.5 - \tau / \Delta t) ({}^2\mathbf{H} - {}^1\mathbf{H})^{(n-1/2)} \}. \quad (11)$$

这样,晶格结构中石墨烯条的光电性质就可通过基于表面边界条件(SBC)的FDTD数值模拟法进行分析。

当光波 $S_{+,in}$ 入射到晶格结构时,能量与石墨烯条互相共振耦合,产生多个共振模式,每一个共振模式都有相应的共振频率。对于每一个共振模式,周期阵列中石墨烯条的吸收特性可以用CMT进行分析。CMT的计算过程为,石墨烯条GSP的谐振模式振幅用 P_m (m 表示第 m 个谐振模式, $m = 1, 2$) 表示,且有 $dP_m/dt = -i\omega P_m$, 则单层石墨烯条GSP的两个谐振模式的振幅 P_1 和 P_2 可以表示为^[34]

$$\frac{dP_1}{dt} = (-i\omega_1 - \gamma_{i1} - \gamma_{w1})P_1 + S_{+,in}\sqrt{\gamma_{w1}} + S_{-,in}\sqrt{\gamma_{w1}} - i\beta_1 P_2, \quad (12)$$

$$\frac{dP_2}{dt} = (-i\omega_2 - \gamma_{i2} - \gamma_{w2})P_2 + S_{+,in}\sqrt{\gamma_{w2}} + S_{-,in}\sqrt{\gamma_{w2}} - i\beta_2 P_1, \quad (13)$$

式中： ω_1 表示第 1 个谐振模式的角频率； ω_2 表示第 2 个谐振模式的角频率； γ_{i1} 和 γ_{i2} 分别表示两个谐振模式自身的衰减率； γ_{w1} 和 γ_{w2} 分别表示两个谐振模式与入射光相互耦合的衰减率； β_1 和 β_2 表示两个谐振模式的耦合系数。则系统的透射函数 T 和反射函数 R 的推导公式为

$$T = \frac{S_{+,out}}{S_{+,in}} = 1 + \frac{a}{d}, \quad (14)$$

$$R = \frac{S_{-,out}}{S_{+,in}} = \frac{b}{c}, \quad (15)$$

式中： a, b, c, d 分别为两个谐振模式的角频率 ω_1 和 ω_2 ，两个谐振模式的自身衰减率 γ_{i1} 和 γ_{i2} ，两个谐振模式与入射光相互耦合的衰减率 γ_{w1} 和 γ_{w2} ，两个谐振模式的耦合系数 β_1 和 β_2 的函数，计算公式分别为

$$a = (\zeta_2 \sqrt{\gamma_{w1}} + \chi_1 \sqrt{\gamma_{w2}})(\sqrt{\gamma_{w1}} + \sqrt{\gamma_{i1}}) + (\sqrt{\gamma_{w2}} + \sqrt{\gamma_{i2}})(\chi_1 \zeta_1 \sqrt{\gamma_{w2}} + \chi_1 \chi_2 \sqrt{\gamma_{w1}}), \quad (16)$$

$$b = \sqrt{\gamma_{w1}\gamma_{w2}}(\chi_1 + \chi_2) + \zeta_1 \gamma_{w2} + \zeta_2 \gamma_{w1}, \quad (17)$$

$$c = \zeta_1 \zeta_2 - \chi_1 \chi_2, \quad (18)$$

$$d = (\zeta_1 \zeta_2 - \chi_1 \chi_2) \chi_1, \quad (19)$$

其中 ζ_1 和 ζ_2 为 $\omega_1, \omega_2, \gamma_{i1}, \gamma_{i2}, \gamma_{w1}$ 和 γ_{w2} 的函数， χ_1 和 χ_2 为 β_1 和 β_2 的函数，计算公式分别为

$$\zeta_1 = i\omega - i\omega_1 - \gamma_{i1} - \gamma_{w1},$$

$$\zeta_2 = i\omega - i\omega_2 - \gamma_{i2} - \gamma_{w2}, \quad \chi_1 = i\beta_1, \quad \chi_2 = i\beta_2.$$

在研究中，两个谐振模式的耦合系数设置： $\beta_1 = \beta_2 = 10^{11} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ 。最后得出系统的吸收谱为

$$A(\omega) = 1 - |T|^2 - |R|^2. \quad (20)$$

通过 CMT 数值方法，调节 $\gamma_{i1}, \gamma_{i2}, \gamma_{w1}$ 和 γ_{w2} 4 个参数，可以得到随这 4 个参数变化的吸收谱 $A(\omega)$ ，再通过和 FDTD 数值模拟的吸收谱进行一致性对比，反复修改 $\gamma_{i1}, \gamma_{i2}, \gamma_{w1}$ 和 γ_{w2} 4 个参数，从而确定参数 $\gamma_{i1}, \gamma_{i2}, \gamma_{w1}$ 和 γ_{w2} 的值。这样利用 CMT 数值方法对衰减率 γ_{im}, γ_{wm} 受石墨烯条参数特性的影响进行精确分析，从而推导出等离子体谐振模式的寿命。

3 结果与分析

图 1(a) 周期阵列中石墨烯条的归一化吸收谱和电场 E_z 分布如图 2 所示。

由图 2(a) 可见，FDTD 数值模拟得到的吸收谱(圆圈)和 CMT 理论分析计算出的吸收谱(实线)高度吻合。单层石墨烯阵列在中红外波段具有典型的表面等离子体双共振效应，吸收谱有两个谐振峰，波长 $\lambda = 12.71 \mu\text{m}$ 处的谐振峰称为模式 1， $\lambda = 13.92 \mu\text{m}$ 处的谐振峰称为模式 2。为进一步分析晶格结构中 GSP 的电磁机理，对不同模式下的 E_z 分布进行分析。在谐振模式 1 时 E_z 分布如图 2(b) 所示，在石墨烯条的两侧形成一对长条形偶极子，能量主要集中在两侧。图 2(c) 是谐振模式 2 的 E_z 分布，在石墨烯条的 4 个顶角和中部形成 3 对偶极子，能量主要集中在 4 个顶角。

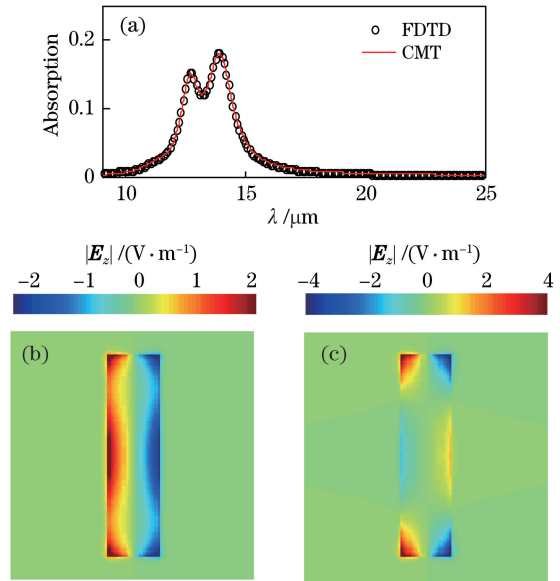


图 2 晶格阵列的谱图和场图。(a) 晶格阵列石墨烯条的吸收谱；(b) $\lambda = 12.71 \mu\text{m}$ 的 E_z 分布；(c) $\lambda = 13.92 \mu\text{m}$ 的 E_z 分布

Fig. 2 Spectrogram and field patterns of unit cell. (a) Absorption spectrum of graphene ribbon unit cell; (b) distributions of electric field E_z at wavelength of $12.71 \mu\text{m}$; (c) distributions of electric field E_z at wavelength of $13.92 \mu\text{m}$

下面分析石墨烯特征参数费米能级对 GSP 的调控作用。如图 1(a) 所示，通过基底和石墨烯条之间的栅压可以灵活改变石墨烯条的费米能级^[23]。在其他初始条件不变时，周期阵列中不同费米能级的石墨烯条在入射波作用下的吸收谱如图 3 所示。图 3(a) 中 FDTD 数值模拟得到的吸收谱(圆圈)和

CMT 理论分析计算出的吸收谱(实线)高度一致,图 3(b)是 FDTD 数值模拟得到的吸收谱随 E_f 变化的彩图。可见,随着 E_f 的增大,两个谐振峰高度增强,GSP 的吸收能力增大,谐振峰的宽度变窄,谐振波长减小,发生明显蓝移。出现这一现象的物理机理是由于石墨烯电导率随 E_f 的增大而增大,见(8)式,入射光与 GSP 的相互耦合作用增强,进而增加了 GSP 对光的吸收能力,导致吸收谐振峰高度随

E_f 的增大而增高。谐振波长发生蓝移的原因是由于谐振波长具有随 E_f 增大而减小的特点,谐振波长的计算公式为^[35]

$$\lambda = \frac{2\pi \times c_0}{0.62 \sqrt{\frac{e^2 \times E_f}{\hbar^2 \epsilon_r \epsilon_0 D}}}, \quad (21)$$

式中: ϵ_r 是介质的介电常数; ϵ_0 为真空介电常数; D 为石墨烯条宽度。

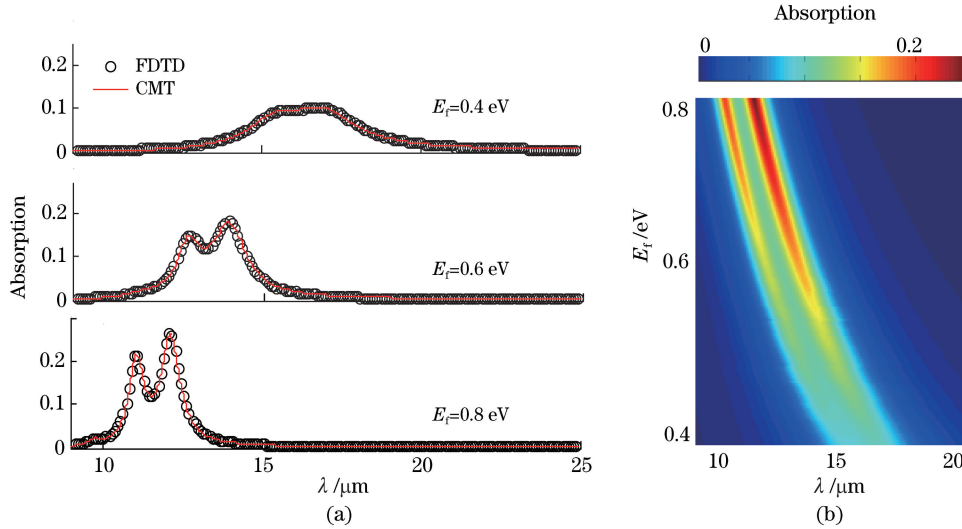


图 3 E_f 对 GSP 吸收谱的影响。(a) E_f 分别为 0.4、0.6 和 0.8 eV 时石墨烯条的吸收谱;
(b) E_f 从 0.4 eV 连续变化到 0.8 eV 时,石墨烯条吸收谱的变化图

Fig. 3 Effect of E_f on GSP absorption spectrum. (a) Absorption spectra of graphene ribbon when E_f is 0.4, 0.6, and 0.8 eV; (b) variation of absorption spectrum when E_f varies from 0.4 eV to 0.8 eV, continuously

为精确分析费米能级对周期阵列中石墨烯条 GSP 特性的调控作用,通过 FDTD 数值模拟,得到两个谐振波长 λ_m 随 E_f 的变化图,如图 4(a) 所示,当 E_f 从 0.4 eV 变化到 0.8 eV 时,谐振波长从 16.81 μm 下降到 11.13 μm 。谐振模式 1 和谐振模式 2 中 GSP 电场能量 E_{e1} 和 E_{e2} 的计算公式为

$$\begin{aligned} E_{e1} &= \int_S \mathbf{E}(\mathbf{r}, \lambda_1) \cdot \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, \lambda_1) dS, \\ E_{e2} &= \int_S \mathbf{E}(\mathbf{r}, \lambda_2) \cdot \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, \lambda_2) dS, \end{aligned} \quad (22)$$

式中: $\mathbf{E}(\cdot)$ 为波长 λ_1 的谐振模式在空间坐标位置 \mathbf{r} 上的电场分布; $\mathbf{E}^*(\cdot)$ 为 $\mathbf{E}(\cdot)$ 的共轭函数分布; \mathbf{r} 为空间坐标位置;积分区域 S 为石墨烯条的面积。电场能量 E_{em} ($m=1, 2$) 随 E_f 的变化如图 4(b) 所示,随着 E_f 的增大,模式 1 和模式 2 的电场能量 E_{e1} 和 E_{e2} 将线性增大,可见 E_f 不仅可对谐振波长实现调谐,还可对不同谐振模式中 GSP 的电场能量实现线性控制。通过 CMT 理论,利用(12)~(19)式,可

以计算出两个谐振模式下的衰减率 γ_{im} 和 γ_{wm} 。不同 E_f 对应的 λ_m 、 E_{em} 、 γ_{im} 和 γ_{wm} 的数据见表 1,衰减率 γ_{im} 和 γ_{wm} 随 E_f 的变化如图 4(c)~(d) 所示。图 4(c) 说明石墨烯条自身的共振模式的衰减率 γ_{im} 大,达到 $10^{12} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ 量级,且随 E_f 的增大而减小;图 4(d) 说明石墨烯条与入射光耦合的共振模式衰减率 γ_{wm} 小,量级为 $10^{10} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$,且随 E_f 的增大而增大。

通过化学掺杂可对石墨烯特征参数——载流子迁移率 μ 进行灵活控制^[23]。不同载流子迁移率 μ 的周期阵列中 GSP 的吸收谱如图 5 所示。图 5(a) 中 FDTD 数值模拟得到的吸收谱(圆圈)和 CMT 理论分析计算出的吸收谱(实线)在谱线、谐振峰、谐振峰宽度上高度吻合。图 5(b) 是 FDTD 数值模拟得到的吸收谱随 μ 变化的彩图。可见,随着 μ 的增大,GSP 的吸收能力增强,两个谐振峰高度增大,谐振峰的宽度变窄,谐振波长几乎不变。这是由于石墨烯电导率随 μ 的增大而增大,如(8)式所示, μ 越大,载流子运动速度越快,GSP 与入射光的相互作

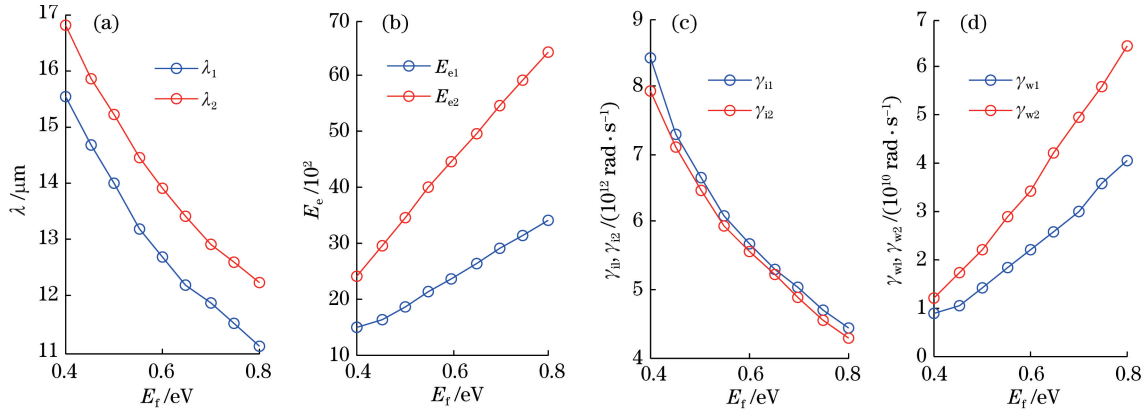


图 4 λ_m 、 E_{em} 、 γ_{im} 和 γ_{wm} 随 E_f 的变化图。(a) λ_m ; (b) E_{em} ; (c) γ_{im} ; (d) γ_{wm}

Fig. 4 Variations in λ_m , E_{em} , γ_{im} , and γ_{wm} under different E_f . (a) λ_m ; (b) E_{em} ; (c) γ_{im} ; (d) γ_{wm}

表 1 不同 E_f 对应的 λ_m 、 E_{em} 、 γ_{im} 和 γ_{wm}

Table 1 λ_m , E_{em} , γ_{im} , and γ_{wm} corresponding to different E_f

Method	Parameter	$E_f = 0.4 \text{ eV}$	$E_f = 0.45 \text{ eV}$	$E_f = 0.5 \text{ eV}$	$E_f = 0.55 \text{ eV}$	$E_f = 0.6 \text{ eV}$	$E_f = 0.65 \text{ eV}$	$E_f = 0.7 \text{ eV}$	$E_f = 0.75 \text{ eV}$	$E_f = 0.8 \text{ eV}$
FDTD	$\lambda_1 / \mu\text{m}$	15.53	14.67	13.98	13.21	12.71	11.97	11.88	11.53	11.13
	$\lambda_2 / \mu\text{m}$	16.81	15.87	15.21	14.47	13.92	13.41	12.93	12.59	12.23
	$E_{e1} / 10^2$	15.01	16.34	18.33	21.29	23.57	26.20	28.81	31.40	33.96
	$E_{e2} / 10^2$	24.13	29.41	34.36	40.04	44.56	49.60	54.55	59.41	64.17
CMT	$\gamma_{i1} / (10^{12} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1})$	8.42	7.28	6.64	6.07	5.69	5.31	5.03	4.71	4.45
	$\gamma_{i2} / (10^{12} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1})$	7.93	7.09	6.45	5.94	5.54	5.21	4.87	4.55	4.30
	$\gamma_{w1} / (10^{10} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1})$	0.88	1.03	1.42	1.82	2.18	2.58	3.01	3.59	4.03
	$\gamma_{w2} / (10^{10} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1})$	1.17	1.72	2.20	2.89	3.43	4.21	4.95	5.62	6.42

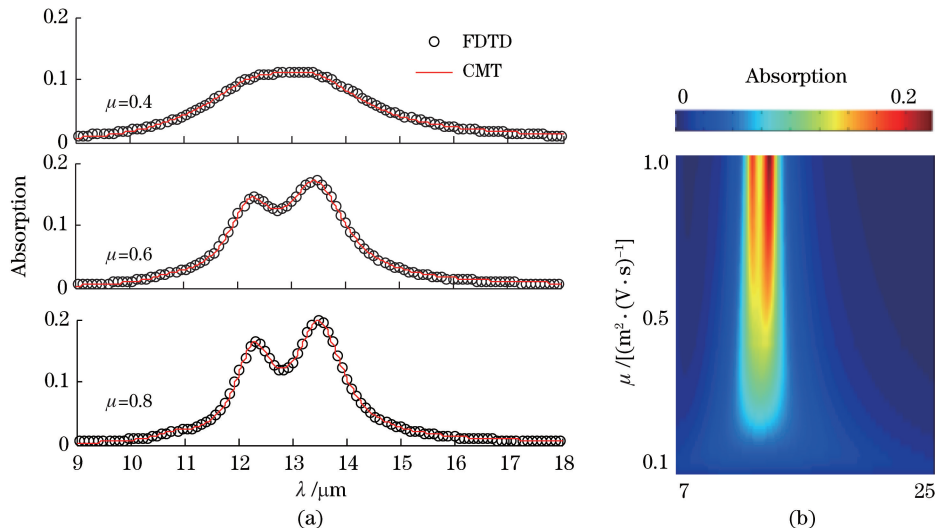


图 5 μ 对 GSP 吸收谱的影响。(a) μ 分别为 0.4、0.6 和 0.8 $\text{m}^2 \cdot (\text{V} \cdot \text{s})^{-1}$ 时石墨烯条的吸收谱;

(b) μ 从 0.1 $\text{m}^2 \cdot (\text{V} \cdot \text{s})^{-1}$ 连续变化到 1 $\text{m}^2 \cdot (\text{V} \cdot \text{s})^{-1}$ 时, 石墨烯条吸收谱的变化图

Fig. 5 Effect of μ on GSP absorption spectrum. (a) Absorption spectra of graphene ribbon when μ is 0.4, 0.6, and 0.8 $\text{m}^2 \cdot (\text{V} \cdot \text{s})^{-1}$; (b) evolution of optical absorption of graphene ribbon when μ varies from 0.1 $\text{m}^2 \cdot (\text{V} \cdot \text{s})^{-1}$ to 1 $\text{m}^2 \cdot (\text{V} \cdot \text{s})^{-1}$ continuously

用增强,GSP 对光的吸收能力增强,导致吸收谐振峰高度随 μ 的增大而增高。谐振波长保持不变的原因是由于谐振波长具有与 μ 无关的特点,见(21)式。

为分析费米能级和载流子迁移率对石墨烯条 GSP 特性的调控特性差异,图 6 给出不同 μ 时 λ_m 、 E_{em} 、 γ_{im} 和 γ_{wm} 的变化图,不同 μ 对应的 λ_m 、 E_{em} 、 γ_{im} 和 γ_{wm} 的数据见表 2。图 6(a)说明 μ 对模式 1 和模

式 2 的谐振波长失去调谐作用;图 6(b)说明 μ 对电场能量 E_{e1} 和 E_{e2} 有线性调控作用, E_{e1} 和 E_{e2} 将随着 μ 的增大而增大;图 6(c)说明石墨烯条自身的共振模式的衰减率 γ_{im} 大,达到 $10^{13} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ 量级,且随 μ 的增大而减小;图 6(d)说明石墨烯条与入射光耦合的共振模式衰减率 γ_{wm} 小,为 $10^{10} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ 量级,且随 μ 的增大而增大。

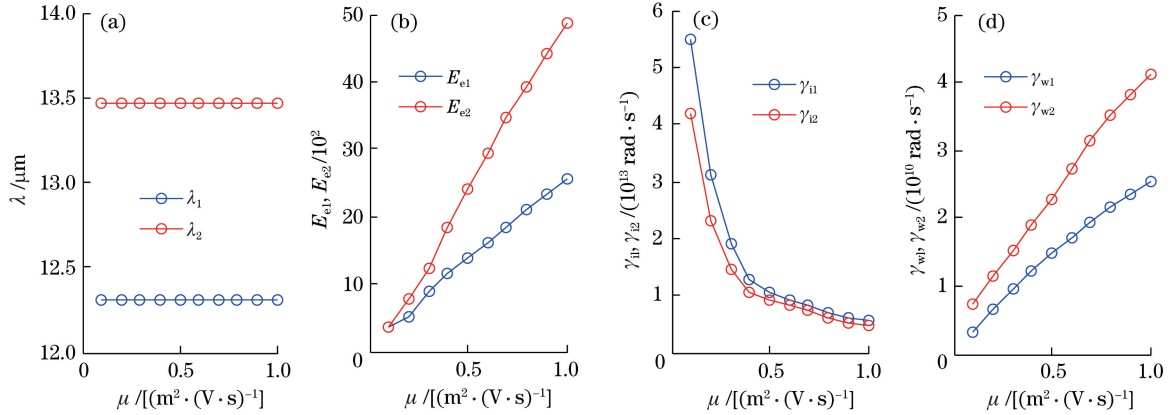


图 6 λ_m 、 E_{em} 、 γ_{im} 和 γ_{wm} 随 μ 的变化图。(a) λ_m ; (b) E_{em} ; (c) γ_{im} ; (d) γ_{wm}

Fig. 6 Variations in λ_m , E_{em} , γ_{im} , and γ_{wm} with μ . (a) λ_m ; (b) E_{em} ; (c) γ_{im} ; (d) γ_{wm}

表 2 不同 μ 下的 λ_m 、 E_{em} 、 γ_{im} 和 γ_{wm}

Table 2 λ_m , E_{em} , γ_{im} , and γ_{wm} corresponding to different μ

Method	Parameter	$\mu=0.1 \text{ m}^2 \cdot (\text{V}\cdot\text{s})^{-1}$	$\mu=0.2 \text{ m}^2 \cdot (\text{V}\cdot\text{s})^{-1}$	$\mu=0.3 \text{ m}^2 \cdot (\text{V}\cdot\text{s})^{-1}$	$\mu=0.4 \text{ m}^2 \cdot (\text{V}\cdot\text{s})^{-1}$	$\mu=0.5 \text{ m}^2 \cdot (\text{V}\cdot\text{s})^{-1}$	$\mu=0.6 \text{ m}^2 \cdot (\text{V}\cdot\text{s})^{-1}$	$\mu=0.7 \text{ m}^2 \cdot (\text{V}\cdot\text{s})^{-1}$	$\mu=0.8 \text{ m}^2 \cdot (\text{V}\cdot\text{s})^{-1}$	$\mu=0.9 \text{ m}^2 \cdot (\text{V}\cdot\text{s})^{-1}$	$\mu=1.0 \text{ m}^2 \cdot (\text{V}\cdot\text{s})^{-1}$
FDTD	$\lambda_1 / \mu\text{m}$	12.31	12.31	12.31	12.31	12.31	12.31	12.31	12.31	12.31	12.31
	$\lambda_2 / \mu\text{m}$	13.46	13.46	13.46	13.46	13.46	13.46	13.46	13.46	13.46	13.46
	$E_{e1} / 10^2$	3.45	5.16	8.76	11.57	13.84	16.14	18.43	20.91	23.32	25.67
	$E_{e2} / 10^2$	3.45	7.65	12.47	18.33	24.10	29.42	34.48	39.34	44.04	48.59
CMT	$\gamma_{i1} / (10^{13} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1})$	5.47	3.13	1.89	1.29	1.05	0.93	0.81	0.68	0.59	0.57
	$\gamma_{i2} / (10^{13} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1})$	4.17	2.32	1.44	1.06	0.93	0.82	0.72	0.61	0.52	0.46
	$\gamma_{w1} / (10^{10} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1})$	0.33	0.68	0.96	1.23	1.48	1.72	1.95	2.16	2.35	2.52
	$\gamma_{w2} / (10^{10} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1})$	0.75	1.14	1.53	1.89	2.28	2.71	3.15	3.50	3.83	4.12

为进一步分析周期阵列中石墨烯条的传感特性,在石墨烯条上加了一层折射率为 n_1 的透明覆盖物。当 n_1 分别为 $n_1=1.3$ 、 $n_1=1.6$ 和 $n_1=1.9$ 时,通过 FDTD 数值模拟得到的吸收谱(圆圈)和 CMT 理论分析计算出的吸收谱(实线)如图 7(a)所示,图 7(b)是 FDTD 数值模拟得到的吸收谱随 n_1 变化的彩图。可见,随着 n_1 的增大,GSP 两个谐振峰高度几乎不变,谐振峰的宽度变宽,谐振波长增大,发生明显红移。根据 Maxwell 电磁波理论,介质的介电常数 ϵ_r 随 n_1 的增大而增大,由(21)式可知, n_1 的增大将导致谐振波长 λ 增大,谐振波长产生红移^[35]。

图 8 为不同折射率 n_1 时 λ_m 、 E_{em} 、 γ_{im} 和 γ_{wm} 的变化图,不同 n_1 对应的 λ_m 、 E_{em} 、 γ_{im} 和 γ_{wm} 的数据见表 3。图 8(a)说明 n_1 对模式 1 和模式 2 的谐振波长有线性的调控作用,当 n_1 从 1 变化到 2 时,谐振波长从 $12.31 \mu\text{m}$ 上升到 $20.72 \mu\text{m}$;图 8(b)说明 n_1 对电场能量 E_{e1} 和 E_{e2} 有较好的调控作用, E_{e1} 和 E_{e2} 将随 n_1 的增大而减小;图 8(c)说明石墨烯条自身的共振模式的衰减率 γ_{im} 大,达到 $10^{12} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ 数量级,且随 n_1 的增大而线性增大;图 8(d)说明石墨烯条与入射光耦合的共振模式衰减率 γ_{wm} 小,为 $10^{10} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ 数量级,且随着 n_1 的增大, γ_{w1} 增大而 γ_{w2} 减小。

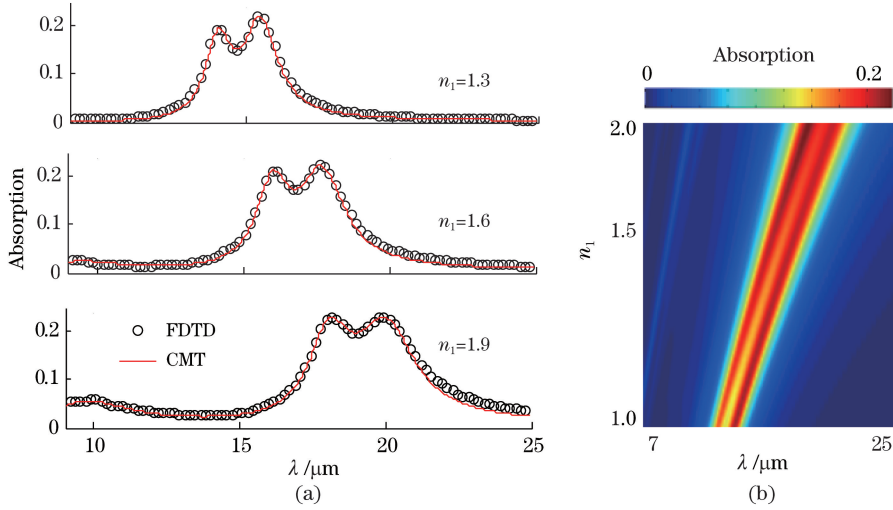


图 7 n_1 对 GSP 吸收谱的影响。(a) n_1 分别为 1.3、1.6 和 1.9 时石墨烯条的吸收谱；
(b) n_1 从 1 连续变化到 2 时,吸收谱的变化图

Fig. 7 Effect of n_1 on GSP absorption spectrum. (a) Absorption spectra of graphene ribbon when n_1 is 1.3, 1.6, and 1.9;
(b) evolution of optical absorption of graphene ribbon when n_1 varies from 1 to 2

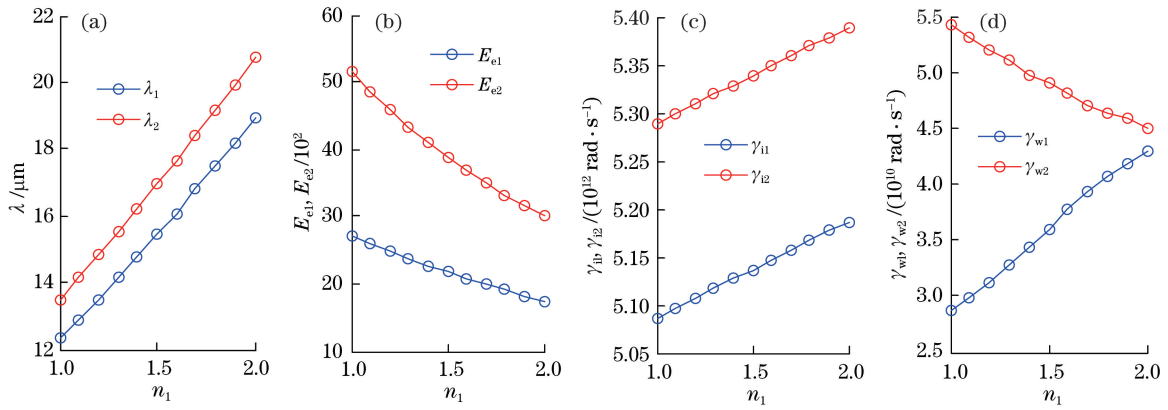


图 8 λ_m , E_{em} , γ_{im} 和 γ_{wm} 随不同 n_1 的变化图。(a) λ_m ; (b) E_{em} ; (c) γ_{im} ; (d) γ_{wm}

Fig. 8 Variations in λ_m , E_{em} , γ_{im} , and γ_{wm} with n_1 . (a) λ_m ; (b) E_{em} ; (c) γ_{im} ; (d) γ_{wm}

表 3 不同 n_1 下的 λ_m 、 E_{em} 、 γ_{im} 和 γ_{wm}

Table 3 λ_m , E_{em} , γ_{im} , and γ_{wm} corresponding to different n_1

Method	Parameter	$n_1=1.0$	$n_1=1.1$	$n_1=1.2$	$n_1=1.3$	$n_1=1.4$	$n_1=1.5$	$n_1=1.6$	$n_1=1.7$	$n_1=1.8$	$n_1=1.9$	$n_1=2.0$
FDTD	$\lambda_1 / \mu\text{m}$	12.31	12.90	13.51	14.15	14.78	15.43	16.09	16.79	17.47	18.19	18.90
	$\lambda_2 / \mu\text{m}$	13.51	14.51	14.82	15.52	16.21	16.93	17.67	18.43	19.17	19.94	20.72
	$E_{e1} / 10^2$	26.97	25.85	24.77	23.68	22.69	21.73	20.81	19.91	19.08	18.26	17.51
	$E_{e2} / 10^2$	51.47	48.66	45.99	43.43	41.13	38.92	36.85	34.92	33.17	31.51	29.98
CMT	$\gamma_{i1} / (10^{12} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1})$	5.09	5.10	5.11	5.12	5.13	5.14	5.15	5.16	5.17	5.18	5.19
	$\gamma_{i2} / (10^{12} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1})$	5.29	5.30	5.31	5.32	5.33	5.34	5.35	5.36	5.37	5.38	5.39
	$\gamma_{w1} / (10^{10} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1})$	2.87	2.99	3.10	3.22	3.34	3.46	3.59	3.71	3.83	3.96	4.08
	$\gamma_{w2} / (10^{10} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1})$	5.42	5.31	5.20	5.09	4.98	4.88	4.78	4.68	4.58	4.48	4.38

品质因数(FOM)可以综合评价传感器的性能,为定量分析透明覆盖物对吸收率的影响,采用变量

F_{FOM} 进行品质因数的计算, F_{FOM} 的公式为^[36-37]

$$F_{\text{FOM}}(\lambda, n_1) = \frac{\Delta\lambda}{\lambda\Delta n} = \frac{\lambda(n_1 + \Delta n) - \lambda(n_1)}{\lambda(n_1)\Delta n}, \quad (23)$$

式中： $\Delta\lambda$ 为波长变化量； Δn 为折射率变化量。谐振波长 $\lambda(n_1 + \Delta n)$ 和 $\lambda(n_1)$ 可以通过 FDTD 数值模拟得到， $\lambda(n_1 + \Delta n)$ 和 $\lambda(n_1)$ 的数据如表 3 所示。 F_{FOM} 随折射率 n_1 的变化曲线如图 9(a) 所示，说明 n_1 对 F_{FOM} 有较好的调控作用， F_{FOM} 将随 n_1 的增大而增大，当 n_1 从 1 变化到 2 时， F_{FOM} 从 0.14 非线性地上升到 0.19。

寿命 τ_m ($m=1, 2$) 是反映 GSP 特性的一个重要参数，该参数可通过谐振模式的衰减率 γ_{im} 和 γ_{wm}

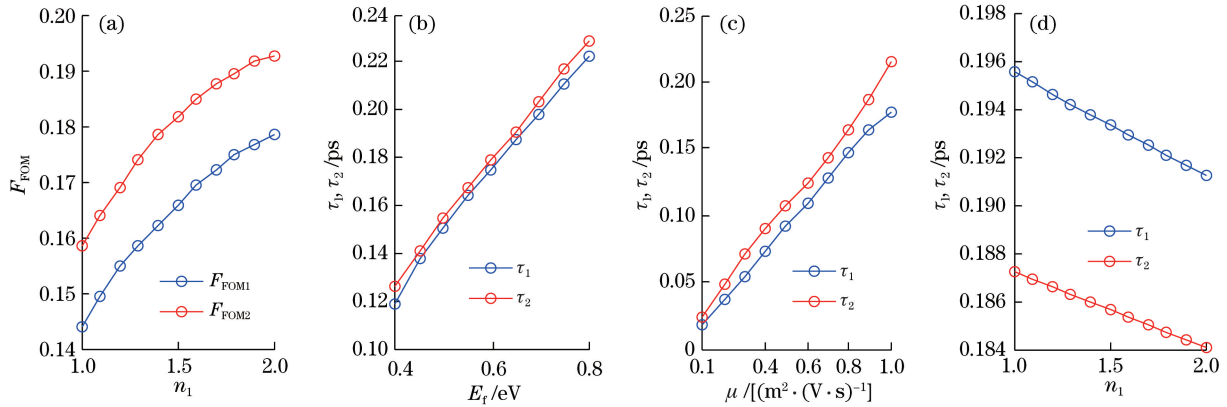


图 9 品质因数和寿命的调制特性。(a) 不同 n_1 的 F_{FOM} 变化图；(b) 不同 E_f 的 τ_m 变化图；(c) 不同 μ 的 τ_m 变化图；(d) 不同 n_1 的 τ_m 变化图

Fig. 9 Modulation characteristics of quality factor and lifetime. (a) Variation in F_{FOM} with n_1 ; (b) variation in τ_m with E_f ; (c) variation in τ_m with μ ; (d) variation in τ_m with n_1

4 结 论

单层石墨烯条周期阵列在中红外波段具有典型的表面等离子体双共振效应，周期阵列结构可以实现 GSP 和入射光的强耦合，增强 GSP 局域场的共振效应。利用表面电流边界条件将单层石墨烯进行零厚度处理，通过 FDTD 数值模拟法和 CMT 理论算法可以精确分析石墨烯特征参数和覆盖物折射率对石墨烯表面等离子体共振模式的谐振波长、场增强因子、衰减率和寿命的影响。结果表明：当石墨烯费米能级从 0.4 eV 上升到 0.8 eV 时，可以实现谐振波长从 16.81 μm 到 11.13 μm 的调谐；当石墨烯载流子迁移率从 0.1 $\text{m}^2 \cdot (\text{V} \cdot \text{s})^{-1}$ 变化到 1.0 $\text{m}^2 \cdot (\text{V} \cdot \text{s})^{-1}$ 时，可实现等离子体寿命从 21 fs 到 223 fs 的调控作用；当覆盖物的折射率从 1 变化到 2 时，谐振波长从 12.31 μm 上升到 20.72 μm ，等离子体品质因数从 0.14 非线性地上升到 0.19。本文的研究成果可为石墨烯等离子器件，特别是石墨烯生物传感器的设计和应用提供参考。

计算， $\tau_m = 1/(2\gamma_{im} + 2\gamma_{wm})$ 。利用表 1、表 2 和表 3 中 γ_{im} 和 γ_{wm} 的数据，可以分别得到费米能级 E_f 、载流子迁移率 μ 和覆盖物折射率 n_1 对 τ_m 的调控作用。图 9(b) 是 GSP 寿命与 E_f 的变化关系曲线，图 9(c) 是 GSP 寿命与 μ 的变化关系曲线，GSP 寿命随 E_f 或 μ 的增大而增大。图 9(d) 是 GSP 寿命与 n_1 的变化关系曲线，GSP 寿命随 n_1 的增大而减小。图 9 中的寿命在 21~223 fs 的范围，这一结果和文献[35]中的石墨烯等离子体本征寿命吻合。可见，通过费米能级 E_f 、载流子迁移率 μ 和覆盖物折射率 n_1 可实现石墨烯等离子体双共振模式寿命的线性调控。

参 考 文 献

- [1] Bao Q L, Loh K P. Graphene photonics, plasmonics, and broadband optoelectronic devices [J]. ACS Nano, 2012, 6(5): 3677-3694.
- [2] 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.
- [3] Miao J S, Hu W D, Jing Y L, *et al.* Surface plasmon-enhanced photodetection in few layer MoS₂ phototransistors with Au nanostructure arrays [J]. Small, 2015, 11(20): 2392-2398.
- [4] Xiao T H, Gan L, Li Z Y. Graphene surface plasmon polaritons transport on curved substrates [J]. Photonics Research, 2015, 3(6): 300-307.
- [5] 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.
- [6] Ni Z Y, Ma L L, Du S C, *et al.* Plasmonic silicon quantum dots enabled high-sensitivity ultrabroadband

- photodetection of graphene-based hybrid phototransistors [J]. ACS Nano, 2017, 11(10): 9854-9862.
- [7] Wang J L, Fang H H, Wang X D, *et al.* Recent progress on localized field enhanced two-dimensional material photodetectors from ultraviolet-visible to infrared[J]. Small, 2017, 13(35): 1700894.
- [8] Guo N, Hu W D, Chen X S, *et al.* Enhanced plasmonic resonant excitation in a grating gated field-effect transistor with supplemental gates[J]. Optics Express, 2013, 21(2): 1606-1614.
- [9] Khavasi A. Design of ultra-broadband graphene absorber using circuit theory[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2015, 32(9): 1941-1946.
- [10] Shi Z, Gan L, Xiao T H, *et al.* All-optical modulation of a graphene-cladded silicon photonic crystal cavity[J]. ACS Photonics, 2015, 2(11): 1513-1518.
- [11] Yang S, Zhou R L, Liu Y M, *et al.* Hybrid graphene/metal plasmonic fiber-optic sensing application[J]. Proceedings of SPIE, 2019, 11023: 110234M.
- [12] Yang Y, Shi Z, Li J F, *et al.* Optical forces exerted on a graphene-coated dielectric particle by a focused Gaussian beam[J]. Photonics Research, 2016, 4(2): 65-69.
- [13] Vashist S K, Luong J H T. Recent advances in electrochemical biosensing schemes using graphene and graphene-based nanocomposites[J]. Carbon, 2015, 84: 519-550.
- [14] Liu S Y, Huang L, Li J F, *et al.* Simultaneous excitation and emission enhancement of fluorescence assisted by double plasmon modes of gold nanorods[J]. The Journal of Physical Chemistry C, 2013, 117(20): 10636-10642.
- [15] Barzegar-Parizi S, Tavakol M R, Khavasi A. Deriving surface impedance for 2-D arrays of graphene patches using a variational method[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2017, 53(1): 16594874.
- [16] Zhu T F, Zhou Y H, Lou Y J, *et al.* Plasmonic computing of spatial differentiation[J]. Nature Communications, 2017, 8: 15391.
- [17] Liu X M, Yang H R, Cui Y D, *et al.* Graphene-clad microfibre saturable absorber for ultrafast fibre lasers [J]. Scientific Reports, 2016, 6: 26024.
- [18] Dhanabalan S C, Ponraj J S, Zhang H, *et al.* Present perspectives of broadband photodetectors based on nanobelts, nanoribbons, nanosheets and the emerging 2D materials[J]. Nanoscale, 2016, 8(12): 6410-6434.
- [19] Li Z Q, Feng D D, Li X, *et al.* Graphene surface plasmon polaritons based photoelectric modulator with double branched structure[J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(1): 0124001.
- 李志全, 冯丹丹, 李欣, 等. 基于石墨烯表面等离激元的双支节结构光电调制器[J]. 光学学报, 2018, 38(1): 0124001.
- [20] Yang X X, Kong X T, Dai Q. Optical properties of graphene plasmons and their potential applications [J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(10): 106801.
- 杨晓霞, 孔祥天, 戴庆. 石墨烯等离激元的光学性质及其应用前景[J]. 物理学报, 2015, 64(10): 106801.
- [21] Khavasi A. Fast convergent Fourier modal method for the analysis of periodic arrays of graphene ribbons [J]. Optics Letters, 2013, 38(16): 3009-3012.
- [22] Nayyeri V, Soleimani M, Ramahi O M. Modeling graphene in the finite-difference time-domain method using a surface boundary condition[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2013, 61(8): 4176-4182.
- [23] Ryzhii V, Otsuji T, Ryzhii M, *et al.* Effect of plasma resonances on dynamic characteristics of double graphene-layer optical modulator[J]. Journal of Applied Physics, 2012, 112(10): 104507.
- [24] Liu D, Wu L X, Liu Q, *et al.* Plasmon switching effect based on graphene nanoribbon pair arrays[J]. Optics Communications, 2016, 377: 74-82.
- [25] Zhou R L, Yang S, Liu D, *et al.* Confined surface plasmon of fundamental wave and second harmonic waves in graphene nanoribbon arrays[J]. Optics Express, 2017, 25(25): 31478-31491.
- [26] Xia S X, Zhai X, Wang L L, *et al.* Dynamically tunable plasmonically induced transparency in sinusoidally curved and planar graphene layers [J]. Optics Express, 2016, 24(16): 17886-17899.
- [27] Xia S X, Zhai X, Wang L L, *et al.* Plasmonically induced transparency in double-layered graphene nanoribbons[J]. Photonics Research, 2018, 6(7): 692-702.
- [28] Yu R W, Cox J D, Saavedra J R M, *et al.* Analytical modeling of graphene plasmons[J]. ACS Photonics, 2017, 4(12): 3106-3114.
- [29] Marini A, Silveiro I, de Abajo F J G. Molecular sensing with tunable graphene plasmons [J]. ACS Photonics, 2015, 2(7): 876-882.
- [30] Zhang C L, Xin Z Q, Min C J, *et al.* Refractive index sensing imaging technology based on optical surface wave[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(1): 0126009.
- 张崇磊, 辛自强, 闵长俊, 等. 基于光学表面波的折射率传感成像技术 [J]. 光学学报, 2019, 39(1): 0126009.
- [31] Dhanabalan S C, Ponraj J S, Guo Z N, *et al.*

- Emerging trends in phosphorene fabrication towards next generation devices[J]. *Advanced Science*, 2017, 4(6): 1600305.
- [32] Deng Y, Cao G T, Yang H, *et al.* Tunable and high-sensitivity sensing based on Fano resonance with coupled plasmonic cavities[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 10639.
- [33] Pawliszewska M, Ge Y Q, Li Z J, *et al.* Fundamental and harmonic mode-locking at 2.1 μm with black phosphorus saturable absorber[J]. *Optics Express*, 2017, 25(15): 16916-16921.
- [34] Zhou R L, Peng J, Yang S, *et al.* Lifetime and nonlinearity of modulated surface plasmon for black phosphorus sensing application[J]. *Nanoscale*, 2018, 10(39): 18878-18891.
- [35] Gao W L, Shu J, Qiu C Y, *et al.* Excitation of plasmonic waves in graphene by guided-mode resonances[J]. *ACS Nano*, 2012, 6(9): 7806-7813.
- [36] Zhang C B, Ning T G, Li J, *et al.* Refractive index and strain sensor based on twin-core fiber with a novel T-shaped taper[J]. *Optics & Laser Technology*, 2018, 102: 12-16.
- [37] Ye T, Wang B, Wang C, *et al.* Graphene plasmonics: approaching the intrinsic lifetime and modulating a graphene plasmonic resonance at a few hundred GHz (advanced optical materials 11/2019) [J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(11): 1970040.