

基于磁激元效应的石墨烯-金属纳米结构近红外吸收研究

陈浩 张晓霞 王鸿 姬月华

Near-infrared absorption of graphene-metal nanostructure based on magnetic polaritons

Chen Hao Zhang Xiao-Xia Wang Hong Ji Yue-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 118101 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180196

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180196>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I11>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于涂覆石墨烯的三根电介质纳米线的 THz 波导的模式特性分析](#)

Modes characteristics analysis of THz waveguides based on three graphene-coated dielectric nanowires

物理学报.2018, 67(10): 108101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180036>

[涂覆石墨烯的非对称并行电介质纳米线波导的模式特性分析](#)

Mode properties analysis of graphene-coated asymmetric parallel dielectric nanowire waveguides

物理学报.2018, 67(3): 038102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.038102>

[表面预处理对石墨烯上范德瓦耳斯外延生长 GaN 材料的影响](#)

Effect of surface pretreatment on GaN van der Waals epitaxy growth on graphene

物理学报.2017, 66(24): 248101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.248101>

[石墨烯纳米带的制备与电学特性调控](#)

Fabrication and electrical engineering of graphene nanoribbons

物理学报.2017, 66(21): 218103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.218103>

[双层石墨烯的化学气相沉积法制备及其光电器件](#)

Synthesis of bilayer graphene via chemical vapor deposition and its optoelectronic devices

物理学报.2017, 66(21): 218101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.218101>

基于磁激元效应的石墨烯-金属纳米结构 近红外吸收研究*

陈浩 张晓霞[†] 王鸿 姬月华

(电子科技大学光电科学与工程学院, 电子薄膜与集成器件国家重点实验室, 成都 610054)

(2018年1月26日收到; 2018年3月9日收到修改稿)

石墨烯作为一种单层碳原子二维材料, 在可见光和近红外波段吸收率只有2.3%左右, 这限制了石墨烯在光电探测、光电调制等领域的应用. 本文基于纳米超材料结构的磁激元共振效应, 设计了一种金属-绝缘层-金属-石墨烯混合二维浅光栅结构, 通过设计混合二维浅光栅结构尺寸来改变石墨烯化学势, 实现了石墨烯在近红外波段的吸收增强和调制. 利用有限元仿真和等效电路模型, 系统地分析了非正入射、结构参数和石墨烯化学势对吸收特性的影响. 研究表明, 混合二维浅光栅结构的磁激元共振效应可以明显提升石墨烯在近红外波段的吸收率, 并且对入射角度和极化方向不敏感. 在特定结构参数下, 混合二维浅光栅结构在1480 nm处吸收率达到了85%, 其中石墨烯的吸收率为55%, 提升了24倍; 通过调控石墨烯化学势从0.1 eV增大到1.0 eV, 分别实现了不同结构尺寸下54.8%, 50.3%, 46.8%的反射率调制深度.

关键词: 石墨烯, 磁激元共振, 吸收增强, 调制

PACS: 81.05.Ue, 42.25.Bs, 75.40.Mg

DOI: 10.7498/aps.67.20180196

1 引言

石墨烯作为一种蜂窝状有序排列的单碳原子层结构^[1], 具有独特的零带隙电子能带结构, 在狄拉克点附近具有线性能量散射的特性, 与传统半导体相比在力学、光学和电学特性方面具有不可比拟的优势^[2,3]. 石墨烯具有很高的载流子迁移率^[4], 这使得石墨烯成为构建超快光学器件的潜在材料^[5,6]. 然而石墨烯作为单碳原子层结构, 厚度仅为0.34 nm, 这导致石墨烯在近红外和可见光波段与电磁波的相互作用相对较弱, 其吸收率只能达到2.3%^[7]. 这一特性有利于石墨烯在显示^[8]、发光二极管^[9]等领域的应用, 但是在诸如光电探测、光电调制、太阳能电池等对材料吸收率及吸收可调性有更高要求的领域, 石墨烯对光吸收能力的不足限制了它的应用. 如何提高石墨烯在近红外和可见光

波段对光的吸收, 并且实现吸收动态可调已经吸引了诸多研究者的关注.

石墨烯在电磁波的不同波段显示出了不同的吸收特性. 在中红外到太赫兹波段, 石墨烯类似于Drude类型^[10]材料展示出了较强的等离激元响应^[11], 因此将石墨烯结构化为带状^[12-14]、盘状^[15]等可以激发石墨烯的表面等离激元(surface plasmon polaritons, SPPs)^[16], 进而获得较好的吸收增强. 然而在可见光和近红外波段, 石墨烯表面无法激发出SPPs响应. 为了克服石墨烯在可见光和近红外波段应用的限制, Marco等^[17]和Liang等^[18]提出将石墨烯放置于微腔之中, 利用微腔中入射光往复穿透石墨烯层, 实现石墨烯在近红外波段的吸收增强. 不过, 微腔结构尺寸较大, 不利于石墨烯在光电领域应用的集成化. 将石墨烯与能产生表面等离激元的微纳结构^[19-21]相结合, 利用微纳结构奇特的局部光场增强特性, 可以实现亚微米

* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 61435010)和国家自然科学基金创新研究群体科学基金(批准号: 61421002)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: xxzhang@uestc.edu.cn

尺寸下的石墨烯吸收增强. Fang 等 [22] 提出将高分子聚合物的纳米颗粒耦合到石墨烯的表面, 在入射光下通过 SPPs 效应增强局域光场. Cai 等 [23,24] 利用超材料完美吸收体中的超薄夹缝波导模型, 提出了一种基于周期性排列的金属纳米条带增强石墨烯吸收的等离激元结构, 实现了石墨烯在近红外波段的吸收增强. Zhao 等 [25-27] 利用金属深光栅结构激发磁激元共振和表面等离激元共振, 在可见光和近红外波段实现了石墨烯对电磁波的吸收增强. 微纳结构的引入促进了石墨烯增强吸收结构的小型化, 并且在吸收率和波长选择性上都具有很好的效果, 但是上述结构也面临着诸如入射电磁波极化方向敏感、深光栅加工难度大等问题. 目前关于引入石墨烯磁激元 (magnetic polaritons, MPs) 共振吸收增强结构后的调制效果鲜有研究.

本文设计了一种金属-绝缘层-金属-石墨烯排列的混合二维浅光栅结构, 通过在周期性银纳米阵列结构中激发 MPs, 达到对入射电磁波能量的局域性增强, 通过调整绝缘层及银纳米阵列的几何参数达到调节共振波长的目的. 在结构上方铺设石墨烯层, 利用下层结构中激发 MPs 可以实现石墨烯对电磁波的吸收增强. 由于石墨烯化学势具有动态可调性, 通过外加门控电压改变石墨烯表面的电学特性, 可以实现整体结构对入射电磁波吸收的动态可调. 金属浅光栅结构设计相对于深光栅结构更加易于工艺的实现, 并且高度对称性的结构对入射电磁波的极化方向无限制. 基于以上特性, 该混合二维浅光栅结构在光电探测、高速光调制领域都具有重要的应用价值.

2 理论模型与计算方法

设计的石墨烯-金属混合二维浅光栅结构如图 1(a) 和图 1(b) 所示, 该复合结构从下到上依次为银基底、二氧化硅绝缘层、银纳米阵列、石墨烯层; 其中银基底足够厚以达到阻隔光子透射; 二氧化硅绝缘层厚度为 d ; 银纳米阵列在 x, y 方向上排列周期, 即光栅周期均为 p ; 银纳米单元长度、宽度均为 w , 单元高度为 h . 使用多维物理场仿真软件 COMSOL 对上述结构在近红外波段的吸收和调制特性进行了仿真计算.

在仿真中, 二氧化硅绝缘层的折射率为 1.45; 银的光学参数由德鲁德模型 (Drude model) 推导的

复介电常数 ϵ_{Ag} 表征:

$$\epsilon_{Ag} = 3.4 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\omega\gamma}, \quad (1)$$

其中, 等离子频率 $\omega_p = 1.39 \times 10^{16}$ rad/s, 衰减速率 $\gamma = 2.7 \times 10^{13}$ s $^{-1}$, ω 表示入射光角频率 [27].

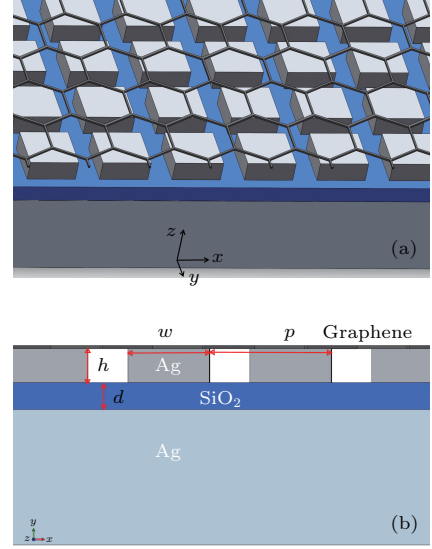


图 1 石墨烯-金属二维混合浅光栅结构示意图 (a) 结构三维示意图; (b) x 方向上四个单元结构的正视图

Fig. 1. Schematic diagram of the hybrid two-dimensional graphene-metal shallow grating structure: (a) Schematic of three-dimensional; (b) the front view of four units structure in x direction.

石墨烯的电导率可以通过随机相位近似 (random-phase approximation, RPA) 方法获得 [28,29], σ_g 由带间跃迁 σ_{inter} 和带内跃迁 σ_{intra} 组成 [30]:

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

$$\sigma_{inter} = \frac{e^2}{4\hbar} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left(\frac{\hbar\omega - 2\mu_c}{2Tk_B} \right) - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{(\hbar\omega + 2\mu_c)^2}{(\hbar\omega - 2\mu_c)^2 + (2Tk_B)^2} \right], \quad (3)$$

$$\sigma_{intra} = \frac{2ie^2Tk_B}{\hbar^2\pi(\omega + i\Gamma)} \ln \left[2 \cosh \left(\frac{\mu_c}{2Tk_B} \right) \right], \quad (4)$$

其中 $\hbar\omega$ 表示光子能量, e 表示电子电荷量, k_B 表示玻尔兹曼常数, μ_c 表示石墨烯化学势, Γ 表示带电粒子散射率 ($\Gamma = 1/\tau$, τ 为载流子弛豫时间), T 表示开尔文温度. 在本文的仿真中限定: $T = 300$ K, $\tau = 0.1$ ps. 进一步结合石墨烯电导率 σ_g 和石墨烯厚度 Δ , 可以得到石墨烯的介电常数 [31]:

$$\epsilon_g = 1 + i \frac{\sigma_g}{\epsilon_0\omega\Delta}, \quad (5)$$

石墨烯的厚度 Δ 为 0.34 nm, 在仿真中可以将石墨烯作为表面电流层或薄层处理, 两种处理的结果完全一致, 但考虑到前者可以避免亚纳米级网格所导致的仿真计算量过大的问题, 所以在仿真中将石墨烯设置为表面电流层.

通过有限元软件 COMSOL 可以得出石墨烯-金属混合二维浅光栅结构的电磁响应, 并且通过电磁波传输的 S 参数计算出结构对入射电磁波的吸收率 $\alpha(\lambda) = 1 - |S_{11}(\lambda)|^2$, S_{11} 表示 S 参数中电磁波输入端口的反射系数.

为了说明石墨烯在混合二维浅光栅结构中对增强光吸收所起到的作用, 可以计算特定材料对入射电磁波的吸收率. 特定位置处的能量散射密度可表示为^[25]

$$w(x, y, z) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \omega \varepsilon''(x, y, z) |E(x, y, z)|^2, \quad (6)$$

其中 $\varepsilon''(x, y, z)$ 表示材料介电常数的虚部, $E(x, y, z)$ 表示材料覆盖区域某一点的电场强度. 对材料覆盖区域进行积分等运算, 可以得到特定波长下的材料吸收率:

$$\alpha(\lambda) = \frac{\iiint w(x, y, z) dV}{\frac{1}{2} c \varepsilon_0 |E_{\text{inc}}|^2 S \cos \theta}, \quad (7)$$

其中分母表示入射电磁波的总能量, c 表示真空中的光速, E_{inc} 表示入射电磁波电场强度, $S \cos \theta$ 表示入射截面积.

3 计算结果与分析

首先研究了有石墨烯层和无石墨烯层情况下, 混合二维浅光栅结构整体对入射电磁波的吸收情况. 由于结构在 x, y 方向上均具有周期性, 所以选取一个周期性重复单元进行仿真计算. 参照相关文献^[23—27]中近红外波段吸收器的尺寸特点, 选取结构参数如下: $p = 180$ nm, $h = 30$ nm, $w = 160$ nm, $d = 10$ nm, 石墨烯化学势设定为 $\mu_c = 0.3$ eV, 入射电磁波为 TM 波, 即磁场分量平行于 y 轴且正入射, 入射电磁波能量为 1 W, 吸收率曲线如图 2 所示. 值得注意的是, 由于结构在 x, y 方向上的对称性, 入射 TE 波也会得到完全相同的结果.

可以发现结构在 1480 nm 波长处有一个吸收峰, 这个吸收峰就是 MPs 所激发的第一级次共振

峰^[25], 在没有石墨烯层的情况下, 吸收率仅为 30%. 增加石墨烯层后, 共振峰位置没有发生改变, 同时混合二维浅光栅结构的吸收率提高到了 85%, 说明石墨烯层具有明显提高结构电磁波吸收率的作用.

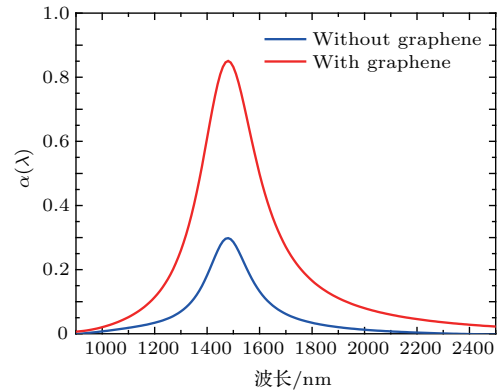


图 2 有石墨烯和无石墨烯情况下, 混合二维浅光栅结构的电磁波吸收率

Fig. 2. Absorption spectra of the hybrid two-dimensional shallow grating structure with graphene and without graphene.

为了说明混合二维浅光栅结构中石墨烯对电磁波吸收率的影响, 给出了与图 2 对应的相同结构尺寸下, 1480 nm 波长 TM 波正入射时的磁场分布图和能量损耗图. 图 3(a) 和图 3(b) 分别为无石墨烯和有石墨烯时结构的磁场分布图, 图中箭头表示电场的方向. 可以看到磁场主要分布在银纳米阵列单元正下方的二氧化硅绝缘层中, 这是由 MPs 产生的, 入射电磁波波长刚好满足混合二维浅光栅结构的共振吸收条件. 图中绝缘层两边电场方向相反, 即周期性变化的磁场在周围引起了感应电流, 说明结构具有很强的抗磁性, 这在共振中心波长 1480 nm 处表现的尤为强烈. 值得说明的是, 图中箭头方向表示某一瞬态时的电场方向, 实际电场方向会随着磁场方向的周期性变化而变化. 图 3(c) 和图 3(d) 分别为无石墨烯和有石墨烯时结构中能量的分布情况, 能量从光栅沟槽进入结构内, 可以看到增加石墨烯后银对于电磁波能量的吸收反而减少了, 电磁波主要被石墨烯吸收(图中显示石墨烯层处为白色, 表明已经超出颜色图例表征的上限), 并且吸收位置主要集中在银纳米阵列单元的左右上角处. 仿真计算结果显示, 在入射电磁波功率为 1 W 的情况下, 入射电磁波在石墨烯处的功率损耗密度最高达到了 2.96×10^{23} W/m³, 比银覆盖区域的功率损耗密度峰值高出了两个数量级. 结合图 2 中的仿真结果, 无石墨烯时整体结构吸收率为

30%, 有石墨烯时结构吸收率为85%, 也就是说, 在MPs激发的情况下, 局部电磁波能量的聚集使得石墨烯至少吸收了入射电磁波能量的55%, 这个吸收率是石墨烯悬空状态下在近红外波段吸收率的近24倍.

为了说明混合二维浅光栅结构对非正入射

电磁波的吸收效果, 还计算了不同入射角和极化方向下结构对电磁波的吸收率. 结构参数为 $p = 180 \text{ nm}$, $h = 30 \text{ nm}$, $w = 160 \text{ nm}$, $d = 10 \text{ nm}$, 石墨烯化学势设定为 $\mu_c = 0.3 \text{ eV}$. 图4(a)为入射角度从 0° 增加到 80° 时结构的吸收情况, 可以发现小角度入射情况下, 混合二维浅光栅结构的电磁波

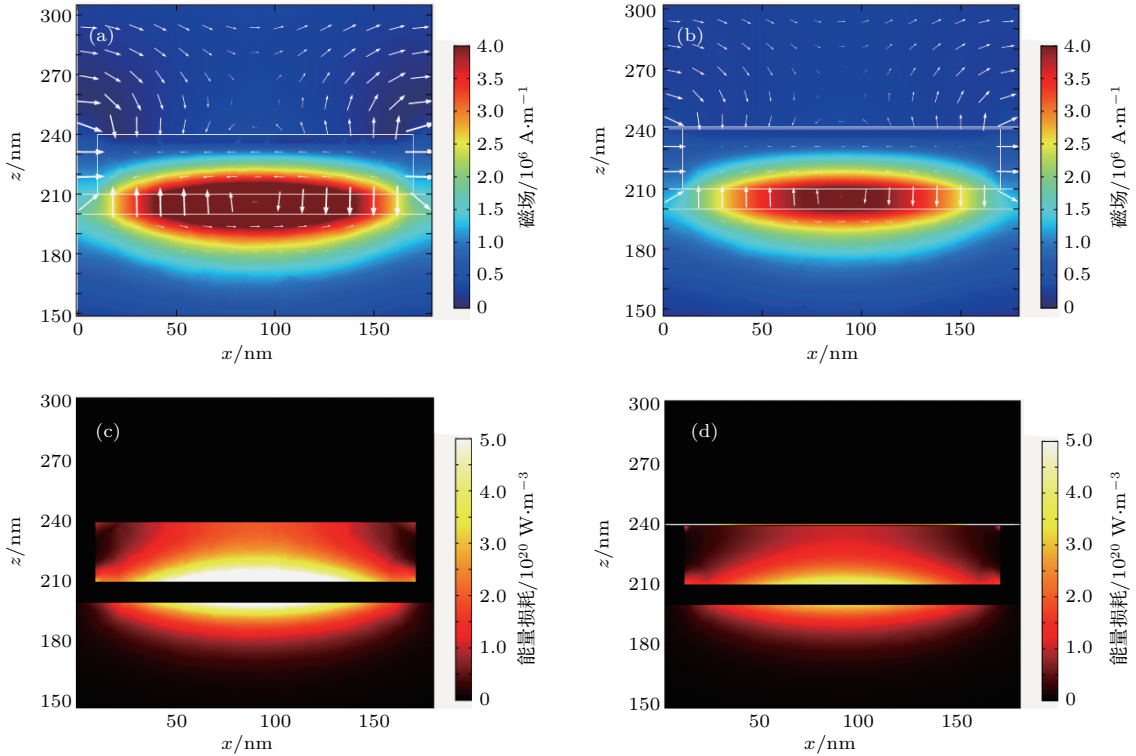


图3 磁场分布与能量损耗分布 (a) 无石墨烯时的磁场分布图; (b) 有石墨烯时的磁场分布图; (c) 无石墨烯时的能量损耗分布图; (d) 有石墨烯时的能量损耗分布图

Fig. 3. Magnetic field distribution and power dissipation profiles: (a) Magnetic field of the structure without graphene; (b) magnetic field of the structure with graphene; (c) power dissipation profile of the structure without graphene; (d) power dissipation profile of the structure with graphene.

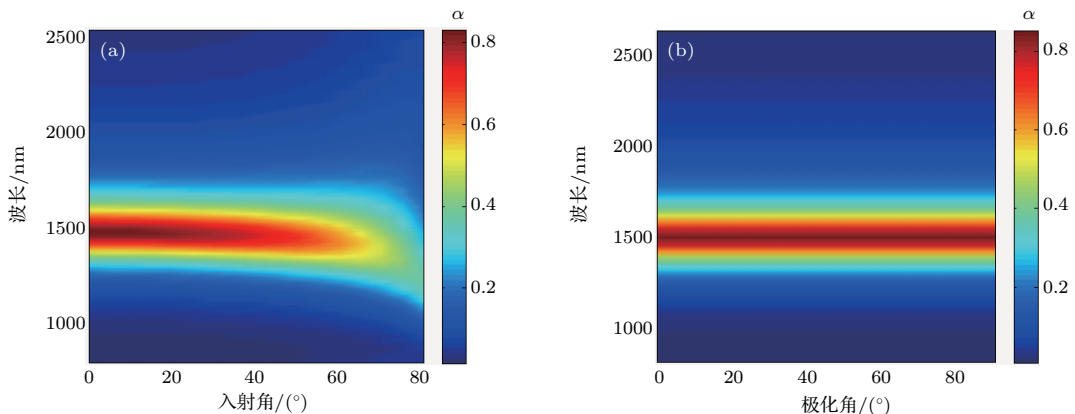


图4 TM波入射角度从 0° 变化到 80° (a), 极化角度从 0° (TM波) 变化到 90° (TE波) 的情况下 (b), 混合二维浅光栅结构的电磁波吸收率与波长的关系

Fig. 4. Relationship between electromagnetic wave absorptivity and wavelength of the hybrid two-dimensional shallow grating structure: (a) For different incidence angles of TM from 0° to 80° ; (b) for different polarization angles from 0° (TM) to 90° (TE).

吸收率对入射角度的依赖性不明显, 并且共振波长不会发生明显的改变. 如图所示, 正入射时在 1480 nm 处达到 85% 的吸收峰值; 当入射角度为 10° 时, 共振波长为 1470 nm, 对应的吸收峰值为 84%. 进一步增加入射角度到 60° , 结构吸收率峰值仍保持在 60% 以上. 这与混合二维浅光栅结构激发 MPs 增强吸收的原理相符合, 前述提到 MPs 的激发主要是由电磁波的磁场分量决定的, 所以通过改变 TM 波的入射角度并不会改变其磁场分量的方向和大小, 也就不会对结构 MPs 的激发情况产生较大的影响. 图 4(b) 为不同极化角正入射下, 混合二维浅光栅结构的电磁波吸收率与波长的关系. 由于结构在 x, y 方向上具有高度对称性, 所以当极化角由 0° (TM 波) 变化到 90° (TE 波) 时, 结构的电磁波吸收特性并没有发生明显改变.

混合二维浅光栅结构的几何参数对结构的吸收效果会产生影响. 图 5(a) 显示了在结构参数为 $p = 180 \text{ nm}$, $h = 30 \text{ nm}$, $w = 160 \text{ nm}$, 石墨烯化学势 $\mu_c = 0.3 \text{ eV}$ 的情况下, 不同的绝缘层厚度 d 对应的吸收率曲线. 可以看到随着绝缘层厚度的增加, 结构对电磁波的吸收率减小, 吸收曲线半高全宽增加, 当绝缘层厚度为 5 nm 时, 吸收率为 91%, 半高全宽为 230 nm, 当绝缘层厚度增加到 20 nm 时, 结构的吸收率下降到了 79%, 半高全宽增加到 360 nm. 这是因为当绝缘层厚度增加时, 混合二维浅光栅结构中银纳米阵列单元与银基底之间对于入射电磁波能量的耦合作用减弱, 导致结构对于光的局部增强效果减弱, 影响了石墨烯及银对电磁波能量的吸收效果, 也使结构对共振波长的选择性降低. 同时, 随着绝缘层厚度由 5 nm 增加到 20 nm,

吸收峰对应波长也由 1760 nm 移动到了 1400 nm 处, 即吸收峰的位置发生了明显的蓝移, 这个可以利用混合二维浅光栅的等效 RLC 电路模型中进行预测.

等效 RLC 电路模型是在预测分析超材料表面结构对电磁波响应特性中经常用到的一种方法, 尤其可以直观地解释结构几何参数变化对于电磁吸收的影响, 假定 $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ 为真空中的本征阻抗, 根据有效介质近似理论^[32], 原则上当结构等效电路的等效阻抗 $Z(\omega) = Z_0$ 时, 结构达到共振条件, 对入射波长的吸收率最大. 图 5(b) 为图 1 中混合二维浅光栅结构单元的等效电路模型. 当入射波 (考虑 TM 波) 照射到结构的表面时, 入射波的磁场分量与银纳米阵列单元在 y 方向平行, 根据楞次定律, 周期性变化的磁场分量将在光栅沟槽周围产生感应电流, 继而会激发感应磁场. 在这个过程中, 绝缘层的存在使银纳米阵列单元和银基底之间产生电容效应, 等效电容为 C , 电容的大小由几何参数、中间介质的介电常数和金属表面的电子分布情况决定. 银纳米阵列及银基底作为导体, 本身及相互之间均具有电感效应, 假设银阵列单元的自感和互感分别为 L_{m1} , L_{e1} , 银基底的自感和互感分别为 L_{m2} , L_{e2} , 石墨烯并不改变混合二维浅光栅结构的共振波长, 所以视作一个电阻 R_g , 这是一个典型的 RLC 回路模型. 当入射波频率与该结构的电路模型的固有频率相等时, 能量的共振使整个结构可以实现对入射波能量的强烈吸收. 在 RLC 回路中, 谐振波长 $\lambda \propto 2\pi c \sqrt{C(L_{m1} + L_{e1} + L_{m2} + L_{e2})}$, 且与电阻 R_g 无关. 考虑到 C , L_{m1} , L_{e1} , L_{m2} , L_{e2} 的大小与结构的几何参数密切相关, 可以通过设计结

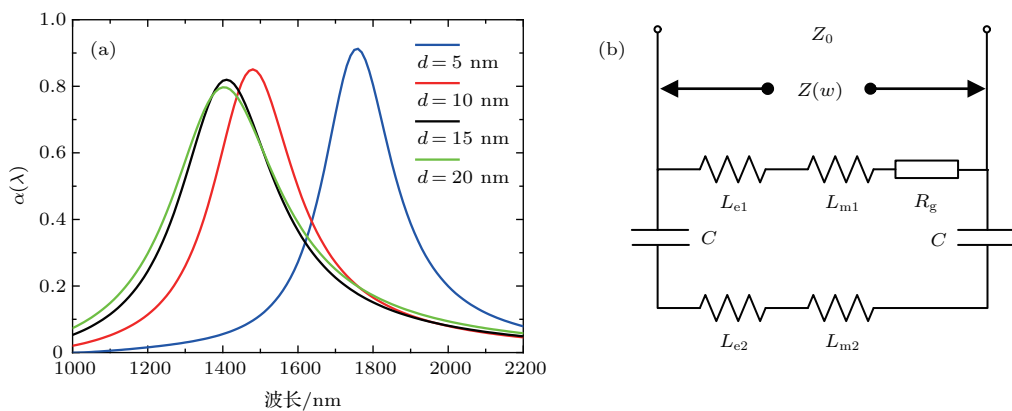


图 5 不同绝缘层厚度下混合二维浅光栅结构的吸收率图 (a) 和混合二维浅光栅结构等效电路图 (b)

Fig. 5. Absorption spectra of the hybrid two-dimensional shallow grating structure with different thicknesses of the dielectric layer (a) and equivalent circuit for the hybrid two-dimensional shallow grating structure (b).

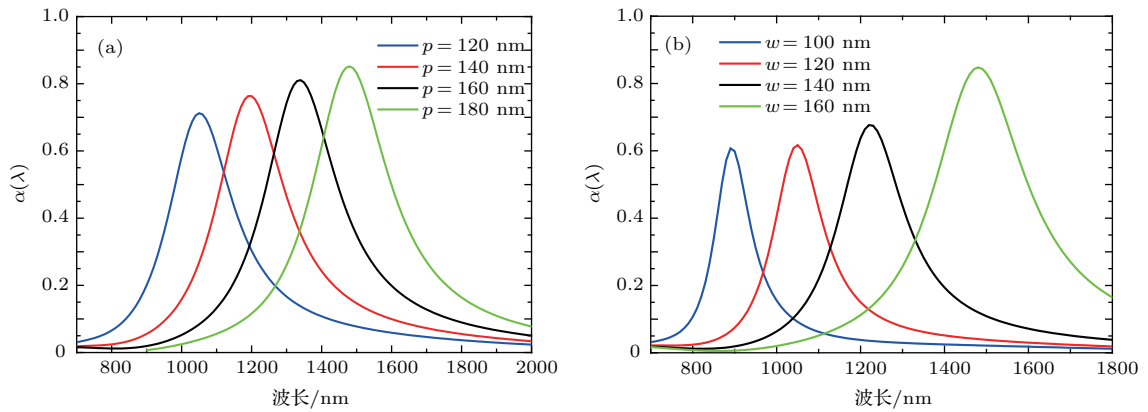


图6 混合二维浅光栅结构电磁波吸收率与光栅周期 (a) 及银纳米阵列单元宽度 (b) 的关系

Fig. 6. Absorption spectra of the hybrid two-dimensional shallow grating structure for (a) different grating periods; (b) different width of unit silver nanoparticles.

构的几何参数达到调整谐振波长的目的. 图1结构中当绝缘层厚度增加而其他参数不变时 C 将减小, 即吸收峰波长将发生蓝移, 并且变化趋势会随着绝缘层厚度增加而放缓.

本文又分别研究了结构中光栅周期和银纳米阵列单元宽度对电磁波吸收率的影响, 图6(a)为结构参数 $p - w = 20 \text{ nm}$, $h = 30 \text{ nm}$, $d = 10 \text{ nm}$ 情况下, 混合二维浅光栅周期 p 由 180 nm 依次递减到 120 nm 时分别对应的吸收率; 图6(b)为结构参数 $p = 180 \text{ nm}$, $h = 30 \text{ nm}$, $d = 10 \text{ nm}$ 情况下银纳米阵列宽度 w 由 160 nm 依次递减到 100 nm 时分别对应的吸收率. 研究表明, 随着光栅周期和银纳米阵列单元宽度的减小, 混合二维浅光栅结构的吸收峰中心波长均会出现明显蓝移, 这也与上述等效电路模型的分析结果相一致. 若以 $F = w/p$ 表示银纳米阵列的空占比, 当保持 $p-w$ 值不变时, 随着光栅周期 p 和银纳米阵列单元宽度 w 的减小, F 的值也将减小, 这就导致了银纳米阵列与银基底之间能产生电容效应的有效面积减小, 共振波长出现蓝移. 同时在结构中, 石墨烯对电磁波能量的吸收效果也与空占比有很大的关联, 根据图3(d)可以看出, 石墨烯对能量的吸收主要集中在银纳米阵列单元的上角, 随着空占比的减小, 单位面积内银纳米阵列分布密度减小, 所以石墨烯对能量的吸收能力减弱, 结构整体的吸收效果也会受到影响.

石墨烯的光学特性可以通过改变其化学势实现动态可调, 通过外加门控电压或者化学掺杂, 石墨烯在光传输上可以实现介质特性和金属特性的转换. 基于石墨烯的这一特点, 又进一步研究了

改变石墨烯化学势 μ_c 对混合二维浅光栅结构吸收特性的影响. 图7(a)为 $p = 180 \text{ nm}$, $w = 120 \text{ nm}$, $d = 10 \text{ nm}$, $h = 30 \text{ nm}$ 时混合二维浅光栅结构在不同 μ_c 下的吸收曲线. 可以发现 μ_c 对于结构吸收率具有很好的调控作用, 当石墨烯化学势 $\mu_c = 0.1 \text{ eV}$ 时, 结构在中心波长 1040 nm 处达到吸收峰值 62% , 当 $0.1 \text{ eV} < \mu_c < 0.5 \text{ eV}$ 时, 结构的吸收并没有明显变化, 而当 $\mu_c = 0.6 \text{ eV}$ 时, 结构吸收率出现了明显的变化, 之后随着 μ_c 的进一步增加吸收率继续下降. 值得注意的是, μ_c 对混合二维浅光栅结构吸收特性的调制并不影响由MPs决定的共振吸收波长. 根据(6), (7)式可知, 石墨烯对入射电磁波的吸收调控作用与石墨烯表面介电常数的虚部 ϵ'' 有关. 图7(b)给出了石墨烯介电常数虚部关于石墨烯化学势及入射波长的变化关系. 由图7(b)可以看出, 当入射波长一定时, 随着化学势的增加, ϵ'' 开始缓慢减小, 直到 $\mu_c \approx \hbar\omega/2$ 时变化趋势出现了明显的拐点, 当 $\mu_c > \hbar\omega/2$ 时, ϵ'' 的值急剧减小. 这是因为在近红外波段, 入射电磁波能量相对较大, 因此石墨烯的带内跃迁和带间跃迁都参与了石墨烯与电磁波相互作用. 但是当 $\mu_c > \hbar\omega/2$ 时, 石墨烯的带内跃迁在石墨烯与电磁波相互作用中占主导地位, 带间跃迁可以忽略不计. 这也就导致了石墨烯介电常数虚部 ϵ'' 的急剧减小. 可以很容易计算出 $\lambda = 1040 \text{ nm}$ 时对应的 $\mu_c \approx 0.6 \text{ eV}$, 这刚好与图7(a)中的结果相一致.

由于研究的混合二维浅光栅结构具有零透射的特点, 所以结构对入射电磁波的反射率可以表示为 $R(\lambda) = 1 - \alpha(\lambda)$, 其中 $\alpha(\lambda)$ 为 S 参数计算的电磁

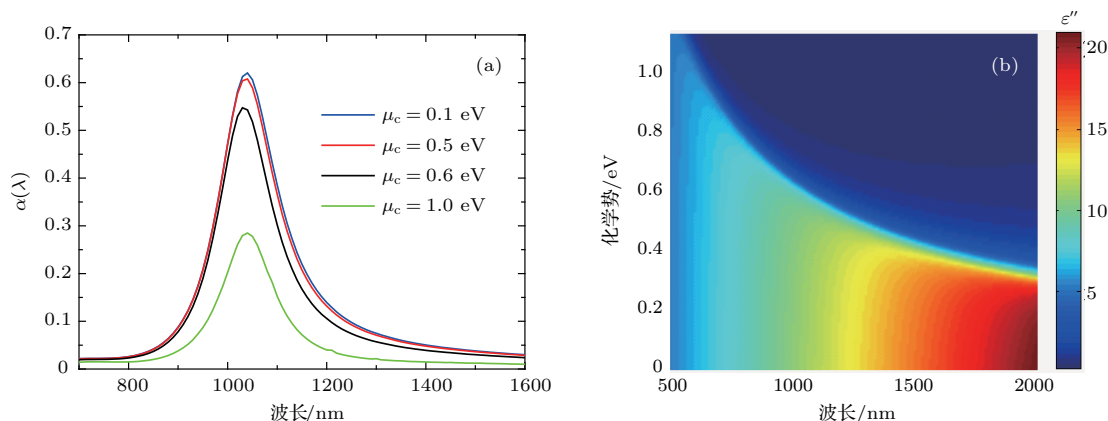


图7 不同石墨烯化学势下, 混合二维浅光栅结构电磁波吸收率 (a) 和以化学势和入射波长为变量的石墨烯介电常数虚部 ϵ'' (b)
 Fig. 7. Absorption spectra of the hybrid two-dimensional shallow grating structure in different chemical potentials of graphene (a) and imaginary parts of dielectric constant of graphene with variable chemical potential and incident wavelength (b).

波吸收率. 利用 $1 - R_1/R_2$ 来计算特定波长下的调制深度, 其中 R_1, R_2 分别表示 $\mu_c = 0.1$ eV 和 $\mu_c = 1$ eV 时的反射率. 基于此得到了当 $p = 180$ nm, $h = 30$ nm, $d = 10$ nm 时, 不同金属纳米颗粒宽度的情况下石墨烯化学势 μ_c 对于混合二维浅光栅结构反射率的调制效果, 如图 8 所示. 通过计算得出, 在 w 为 120, 100, 80 nm 时, 通过调控石墨烯化学势 μ_c 由 0.1 eV 变化到 1 eV, 结构对光的反射调制深度分别为 54.8%, 50.3%, 46.8%.

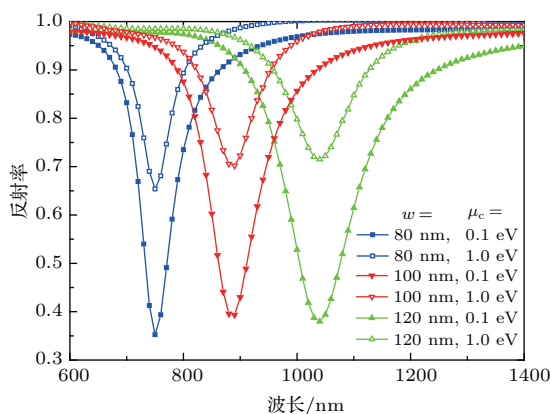


图8 不同银纳米单元宽度 w 的情况下, μ_c 从 0.1 eV 变化到 1 eV 时对于混合二维浅光栅结构的反射调制效果.
 Fig. 8. Modulation of optical reflectance in the hybrid two-dimensional shallow grating structure as a function of w , where μ_c is changed from 0.1 eV to 1 eV.

4 结 论

本文设计了一种金属-绝缘层-金属-石墨烯的混合二维浅光栅结构, 并通过有限元仿真计算和等效电路模型分析预测相结合的方式, 研究了该结构中石墨烯的吸收增强效应. 在光栅周期

$p = 180$ nm, 银纳米单元宽度 $w = 160$ nm, 单元高度 $h = 30$ nm, 绝缘层厚度 $d = 10$ nm 的情况下, 石墨烯层的增加使结构的吸收峰值在 1480 nm 处由 30% 提高到了 85%, 实现了石墨烯在近红外波段 24 倍左右的吸收增强; 结构的吸收特性对入射角度依赖性不强, 并且由于具有二维方向上的对称性, 该结构对入射电磁波的极化方向没有特殊要求; 分析了结构尺寸与磁激元共振效应的关系, 当光栅周期 p 、银纳米单元宽度 w 、绝缘层厚度 d 减小时, 均会导致共振波长的蓝移; 最后研究了石墨烯化学势对于结构吸收率的动态可调特性, 通过调控石墨烯化学势由 0.1 eV 变化到 1 eV, 可以实现 54.8% 的反射调制深度. 基于石墨烯优异的光电特性, 该结构的吸收增强和吸收率动态可调特性在光电探测、太阳能电池和光电调制领域具有较高的应用价值, 并且简洁的浅光栅结构和低成本的材料更加易于工艺实现.

参考文献

- [1] Geim A K, Novoselov K S 2007 *Nat. Mater.* **6** 183
- [2] Neto A H C, Guinea F, Peres N M R 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 109
- [3] Bonaccorso F, Sun Z, Hasan T, Ferrari A C 2010 *Nat. Photon.* **4** 611
- [4] Bolotin K I, Sikes K J, Jiang Z, Klima M, Fudenberg G, Hone J 2008 *Solid State Commun.* **146** 351
- [5] Xia F N, Mueller T, Lin Y M, Valdes-Garcia A, Avouris P 2009 *Nature Nanotech.* **4** 839
- [6] Bao Q, Loh K P 2012 *ACS Nano* **6** 3677
- [7] Nair R R, Blake P, Grigorenko A N, Novoselov K S, Booth T J, Stauber T, Peres N M R 2008 *Science* **320** 1308

- [8] Hong B H 2009 *Nature* **457** 706
- [9] Liu W Z, Wang W, Xu H Y, Li X H, Yang L, Ma J G, Liu Y C 2015 *Appl. Phys. Lett.* **8** 095202
- [10] Horng J, Chen C F, Geng B S, Girit C, et al. 2012 *Phys. Rev. B: Condens. Matter* **83** 165113
- [11] Li E P, Chu H S, Wu L, Koh W S 2010 *Opt. Express* **18** 14395
- [12] Zhang H Y, Huang X Y, Chen Q, Ding C F, Li T T, Lü H H, Xu S L, Zhang X, Zhang Y P, Yao J Q 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 018101 (in Chinese) [张会云, 黄晓燕, 陈琦, 丁春峰, 李彤彤, 吕欢欢, 徐世林, 张晓, 张玉萍, 姚建铨 2016 物理学报 **65** 018101]
- [13] Alaei R, Farhat M, Rockstuhl C, Lederer F 2012 *Opt. Express* **20** 28017
- [14] Ju L, Geng B, Horng J, Girit, Martin M 2011 *Nature Nanotech.* **6** 630
- [15] Thongrattanasiri S, Koppens F H, Garcia de Abajo F J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 047401
- [16] Gao W, Shi G, Jin Z, Shu J, Zhang Q 2013 *Nano Lett.* **13** 3698
- [17] Marco F, Alexander U, Andreas P, Govinda L, Karl U, Hermann D, Pavel K, Asron M A, Werner S, Gottfried S, Thomas M 2012 *Nano Lett.* **12** 2773
- [18] Liang Z J, Liu H X, Niu Y X, Yin Y H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 138501 (in Chinese) [梁振江, 刘海霞, 牛燕雄, 尹贻恒 2016 物理学报 **65** 138501]
- [19] Maillard M, Huang P, Brus L 2003 *Nano Lett.* **3** 1611
- [20] Zhao B, Wang L, Shuai Y, Zhang Z M 2013 *Int. J. Heat Mass Transfer* **67** 637
- [21] Zhao J M, Zhang Z M 2015 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **151** 49
- [22] Fang Z, Wang Y, Liu Z, Schlather A, Ajayan P M, Koppens F H, Nordlander P, Halas N J 2012 *ACS Nano* **6** 10222
- [23] Cai Y J, Zhu J F, Liu Q H 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 043105
- [24] Cai Y J, Zhu J F, Liu Q H, Lin T, Zhou J Y, Ye L F, Cai Z P 2015 *Opt. Express* **23** 32318
- [25] Zhao B, Zhao J M, Zhang Z M 2015 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **32** 1176
- [26] Zhao B, Zhao J M, Zhang Z M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 031905
- [27] Zhao B, Zhang Z M 2014 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **135** 81
- [28] Wunsch B, Stauber T, Sols F, Guinea F 2006 *New J. Phys.* **8** 318
- [29] Hwang E H, Sarma S D 2007 *Phys. Rev. B* **75** 205418
- [30] Falkovsky L A 2008 *J. Phys. Conf. Ser.* **129** 012004
- [31] Vakil A, Engheta N 2011 *Science* **332** 1291
- [32] Landy N I, Bingham C M, Tyler T, Jokerst N, Smith D R, Padilla W J 2009 *Phys. Rev. B: Condens. Matter* **79** 125104

Near-infrared absorption of graphene-metal nanostructure based on magnetic polaritons*

Chen Hao Zhang Xiao-Xia[†] Wang Hong Ji Yue-Hua

(State Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices, School of Optoelectronic Science and Engineering,
University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 26 January 2018; revised manuscript received 9 March 2018)

Abstract

As a two-dimensional material with single-layer carbon atoms, the absorptivity of graphene is only about 2.3% in visible and near-infrared region, which restricts its applications in photoelectric detection, modulation and solar cells. A way to enhance the graphene absorption in this wavelength region is to combine graphene with grating nanostructure. The grating nanostructure can generate strong near-field localization by magnetic polaritons (MPs). However, the existing structures based on MPs are facing some problems, such as sensitivity to the polarization direction of the incoming wave and difficulty in processing the deep grating. Moreover, the modulation effect of the hybrid nanostructure based on MPs combining graphene with nano-grating has not been studied. In this work, a hybrid two-dimensional shallow grating nanostructure is proposed to modulate the absorptivity of graphene based on MPs. The finite element simulation is conducted to calculate the absorptive properties. The equivalent circuit model is used to predict the resonance conditions. The current and field distributions further confirm the excitation of magnetic resonance. The influences of structural parameters and the chemical potential on absorption property are studied. The results show that the magnetic polaritons derived from the hybrid two-dimensional shallow grating structure can obviously improve the absorption of graphene in the near-infrared region. Under the specific structure, the overall absorptivity of the structure is 85%, and the absorptivity of graphene in the structure is 55%, which is over 24 times higher than that of free-standing monolayer graphene. The absorption spectra of the hybrid grating nanostructure for different geometric parameters are calculated. The results show that the absorption peak presents an obvious blue-shift as the thickness of the dielectric layer, the grating period or the width of the silver nanoparticles decrease. Numerical simulation results show that by adjusting the chemical potential of graphene, the overall absorptivity of the structure can be tuned dynamically. The reflection modulation depths of hybrid two-dimensional nanostructure under different structural parameters are calculated. By controlling the chemical potential of graphene in a range from 0.1 eV to 1 eV, the reflection modulation depths of 54.8% (1040 nm), 50.3% (890 nm) and 46.8% (750 nm) are obtained, respectively. Compared with the existing structures based on MPs, the present structure is insensitive to the incidence and polarization direction of the incident electromagnetic wave due to the symmetry in two-dimensional directions. Considering the design of shallow silver grating, the structure is easier to implement in the process. The research results provide good theoretical reference for graphene-based photoelectric detection and modulation.

Keywords: graphene, magnetic polaritons, absorption enhancement, modulation

PACS: 81.05.Ue, 42.25.Bs, 75.40.Mg

DOI: 10.7498/aps.67.20180196

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61435010) and the Science Fund for Creative Research Groups of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61421002).

[†] Corresponding author. E-mail: xxzhang@uestc.edu.cn