

文章编号: 1672-8785(2014)08-0015-06

近红外单/多频石墨烯谐振腔 吸波器研究

宁仁霞^{1,2} 刘少斌^{2*} 章海锋² 孔祥鲲²

(1. 黄山学院信息工程学院, 安徽 黄山 245041; 2. 南京航空航天大学电子信息
工程学院雷达成像与微波光子技术教育部重点实验室, 江苏 南京 210016)

摘 要: 采用传输矩阵法研究了石墨烯谐振腔在一维周期结构中的吸波特性和在 700 ~ 950 nm 波段, 通过改变不同介质的尺寸、入射角大小以及电磁波模式等参数, 分析了吸收频点及吸收峰值的变化情况。研究结果表明, 在改变缺陷层的尺寸时, 可产生单频点或双频点吸收峰; 入射角及电磁波模式的变化对吸收峰的峰值影响较大。以上分析结果可以为近红外石墨烯吸波器的设计提供理论依据。

关键词: 石墨烯; 吸收特性; 传输矩阵; 近红外

中图分类号: O471; O436 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2014.08.004

The Absorber Based on Graphene Cavity Single/ Multi Frequency in Near-infrared Range

NING Ren-xia^{1,2}, LIU Shao-bin^{2*}, ZHANG Hai-feng², KONG Xiang-kun²

(1. College of Information Engineering, Huangshan University, Huangshan 245041, China;
2. MOE Key Laboratory of Radar Imaging and Microwave Photonics, College of Electronic and
Information Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: The absorption characteristics of a graphene cavity in a one-dimensional periodic structure are studied by using a transfer matrix method. The variation of the absorption frequency and absorption peaks in the waveband from 700 nm to 950 nm is analyzed by changing the size of different media, the incident angle and the electromagnetic wave mode. The result shows that single frequency or two frequency peaks may be produced when the thickness of the defect layer is changed. The variation of the incident angle and electromagnetic wave mode has a greater influence on the values of absorption peaks. The result may provide theoretical basis for the design of near infrared graphene absorbers.

Key words: graphene; absorption characteristics; transfer matrix; near-infrared

0 引言

石墨烯是一种具有二维六角形结构的半金

属材料。自从 2004 年 Novoselov K S 等人发现石墨烯以来^[1], 人们已经陆续发现了其许多新奇的特性, 如极高的电子迁移率 (10^6 m/s) 和低光

收稿日期: 2014-06-04

基金项目: 国家自然科学基金项目 (61307052); 航空科学基金项目 (20121852030); 江苏省自然科学基金项目 (BK2011727); 黄山学院科研项目 (2010xkj006); 安徽省自然科学基金项目 (KJ2013B267)

作者简介: 宁仁霞 (1978-), 女, 安徽滁州人, 讲师, 主要从事等离子体光子晶体和石墨烯电磁特性研究。

* 通讯作者: E-mail: plrg@nuaa.edu.cn

学吸收率(约为 2.3%)等^[2]。因此,石墨烯可以应用于天线^[3]、太阳能电池、光学显示设备^[4-5]以及传感设备^[6]等方面。

关于石墨烯的吸收特性的研究成果十分丰富^[7-11]。Bara V W 等人^[12]利用阻抗匹配在中波红外波段实现了较强谐振,提高了石墨烯的吸收率。Hashemi M 等人^[13]构造了一种用于提高石墨烯的吸收率的凹槽结构。研究表明,通过改变楔形凹槽的尺寸可以调节该结构在 500 ~ 1000 nm 波段的吸收率。Liu J L 等人^[14]以金属银为反射面,通过用偏置电压改变石墨烯的电导率产生了全吸收。Nikitin A Y 等人^[15]研究了基于石墨烯条的表面等离子激元的吸收特性,发现石墨烯条的尺寸和散射率的变化对吸收率的影响较大。以上研究结果表明,通过采用不同的结构和介质能够提高石墨烯的吸收率,但这些吸收率均低于 50%。Vincenti M A 等人^[16]利用谐振腔实现了非线性的吸收率变化,其吸收率接近 100%。Rasoul A M F 等人^[9]利用由石墨烯微米条带组成的超材料设计了一种工作在太赫兹波段的完美吸波器。Fang Z 等人^[17]设计了一种异质层孔阵列结构,并通过实验实现了大角度完美吸收。Thongrattansiri S 等人^[18]设计了一种吸收特性接近 100% 的二维周期的石墨烯结构,其吸收率大小受周期结构的尺寸和电磁波极化模式的影响。以上研究工作主要实现了单频点吸收,而关于双频点或多频点吸收的研究工作目前却较少。Song S 等人^[19]设计了一种吸收率是单层石墨烯 17 倍的完美吸收超材料,该材料能够在 0.9 ~ 2.4 μm 波段产生双频吸收。

本文主要针对具有石墨烯缺陷层的一维准周期结构的吸收特性进行研究。采用传输矩阵法研究石墨烯谐振腔在近红外波段的单/多频吸收特性,将分析介质结构尺寸对吸收频点的影响,并研究介质的周期变化、电磁波模式以及入射角与吸收率之间的关系。

1 理论模型

本文构造 $(AB)^M \text{CGC} (AB)^N$ 准周期结构。其中, A 为五氧化二钽 (Ta_2O_5) ; B 和 C 均为二氧化硅 (SiO_2) ; G 为石墨烯,位于 SiO_2 层中间; M 和 N 分别为石墨烯前后 AB 介质层的周期数。 Ta_2O_5 和 SiO_2 的折射率分别为 2.15 和 1.46^[20], 介质 A、B、C 和 G 的厚度分别用 d_A 、 d_B 、 d_C 和 d_G 表示。

本文设计的吸波器具有一维准周期结构。在研究此类问题时,传输矩阵法是一种直观而又较为精确的方法^[21-22]。当电磁波在多层介质中传播时,每一层介质的传输矩阵可以用式(1)表示:

$$\mathbf{M}_j = \begin{pmatrix} \cos \delta_j & -\frac{i}{\eta_j} \sin \delta_j \\ i\eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{pmatrix} \quad (1)$$

式中,

$$\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_j} \sqrt{\mu_j} d_j \sqrt{1 - (\sin^2 \theta / \varepsilon_j \mu_j)} \quad (2)$$

在 TE 模式下,

$$\eta_j = \sqrt{\frac{\varepsilon_j}{\mu_j}} * \sqrt{1 - (\sin^2 \theta / \varepsilon_j \mu_j)} \quad (3)$$

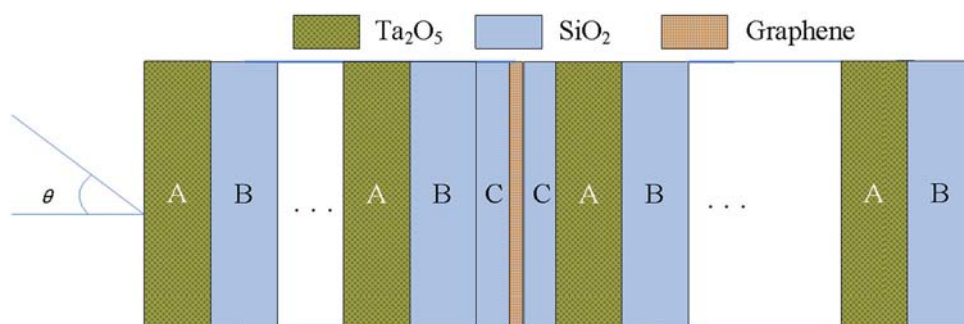


图1 一维石墨烯谐振腔的物理模型

在 TM 模式下,

$$\eta_j = \sqrt{\frac{\mu_j}{\varepsilon_j}} * \sqrt{1 - (\sin^2 \theta / \varepsilon_j \mu_j)} \quad (4)$$

式中, j 取 A, B, C, G; λ 为电磁波的波长; c 为真空中的光速; ε_j 和 μ_j 分别为第 j 层的介电常数和磁导率, 这里假设 μ_j 皆为 1。

这样, 整个吸波器结构的传输矩阵为

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= (\mathbf{M}_A \mathbf{M}_B)^M \mathbf{M}_C \mathbf{M}_G \mathbf{M}_C (\mathbf{M}_A \mathbf{M}_B)^N \\ &= \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (5)$$

由菲涅尔定律可知, 透射系数 t 和反射系数 r 分别为

$$t = \frac{E_{N+1}}{E_{i1}} = \frac{2\eta_0}{m_{11}\eta_0 + m_{12}\eta_0\eta_{N+1} + m_{21} + m_{22}\eta_{N+1}} \quad (6)$$

$$r = \frac{E_{r1}}{E_{i1}} = \frac{m_{11}\eta_0 + m_{12}\eta_0\eta_{N+1} - m_{21} - m_{22}\eta_{N+1}}{m_{11}\eta_0 + m_{12}\eta_0\eta_{N+1} + m_{21} + m_{22}\eta_{N+1}} \quad (7)$$

这里认为波阻抗 $\eta_0 = \eta_{N+1}$ 。

相应的反射率 R 、透射率 T 以及吸收率 A 可以分别表示为

$$R = r \cdot r^* \quad (8)$$

$$T = t \cdot t^* \quad (9)$$

$$A = 1 - R - T \quad (10)$$

在 TE 模式下, 选择 $d_A = 3/4\lambda_0$, $d_B = 1/4\lambda_0$, $\lambda_0 = 818 \text{ nm}$, $M=6$, $N=15$, $d_C = 1/2\lambda_0$, 因此石墨烯在光波段的折射率 n_g 为 [23]

$$n_g = n_0 + iC_1\lambda/n_0 \quad (11)$$

式中, λ 为入射电磁波的波长; C_1 为系数, $C_1 = 5.446 \mu\text{m}^{-1}$; n_0 为石墨烯的折射率实部, $n_0 = 3.0$ 。选择单层石墨烯, 即 $d_G = 0.335 \text{ nm}$, 电磁波垂直入射。图 2 所示为石墨烯谐振腔 ($d_A = 96 \text{ nm}$ 、 $d_B = 133 \text{ nm}$ 、 $d_C = 0.25\lambda_0$ 、 $\lambda_0 = 818 \text{ nm}$ 、 $M=6$ 、 $N=15$) 的透射率、反射率和吸收率的计算结果。可以看出, 在 800 nm 波长附近, 吸收率达到 90% 以上, 反射率约为 10%。此结论与文献 [16] 中

采用有限元方法得到的仿真结果一致, 而本文是采用传输矩阵方法完成模拟计算的, 说明本文采用的计算方法正确。从图 2 中可以看出, 在 800 nm 波长附近产生了单频点吸收峰, 其原因是缺陷层 C 产生局域谐振, 使能量被石墨烯层吸收。

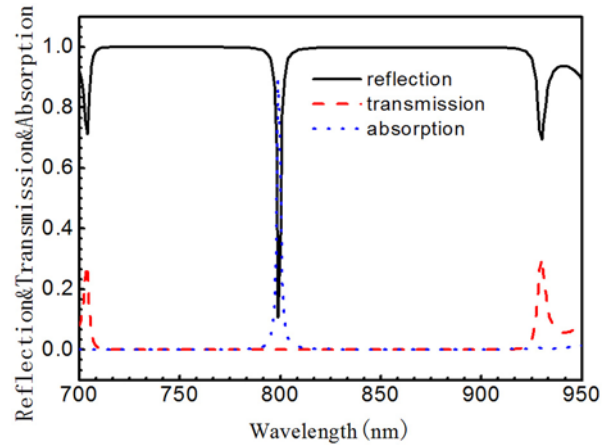


图 2 石墨烯谐振腔的透射率、反射率和吸收率

2 数值计算与讨论

2.1 一维准周期结构的电磁吸收特性

为了对比本文所采用结构的吸收特性, 首先计算无石墨烯层, 即 $(AB)^M C(AB)^N$ 含缺陷的周期性结构的吸收率和反射率。其中, $d_C = 0.5\lambda_0$, 其余参数与图 2 一致。首先考虑 TE 波垂直入射的情况, 得到图 3 所示的计算结果。可以看出, 该结构为典型的含缺陷层的准周期性结构, 计

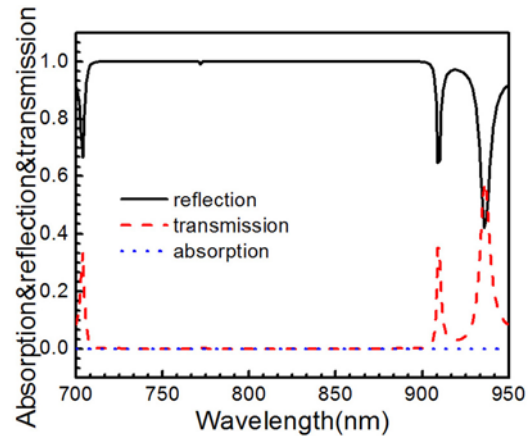


图 3 一维准周期结构 ($d_A = 96 \text{ nm}$ 、 $d_B = 133 \text{ nm}$ 、 $d_C = 0.5\lambda_0$) 的吸收率和反射率

算结果与文献 [24] 一致, 能量被局限在缺陷中, 因而存在约 50 nm 宽的带隙。由于该结构中的介质均为无耗介质, 其吸收率基本为零, 即不会产生吸收效果。

2.2 介质 A 的厚度变化

选择 $\lambda_0 = 900 \text{ nm}$ 、 $d_B = d_C = 0.25\lambda_0$, 改变介质 A 的厚度 d_A (分别为 $0.25\lambda_0$ 、 $0.5\lambda_0$ 和 $0.75\lambda_0$), 其余参数不变, 得到图 4 所示的计算结果。可以看出, 随着 d_A 的不断增大, 吸收频点会产生红移。当 d_A 由 $0.25\lambda_0$ 增至 $0.5\lambda_0$ 时, 吸收率增加; 当 d_A 继续增加时, 吸收率迅速减小, 同时在高频段会产生新的吸收频点。

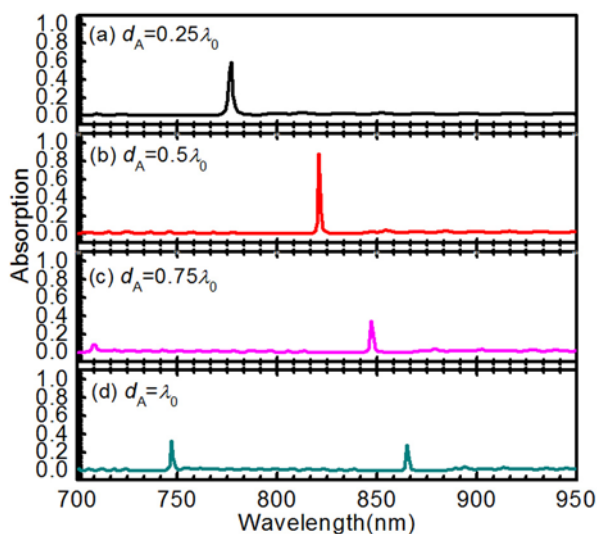


图 4 石墨烯谐振腔 ($d_B = d_C = 0.25\lambda_0$ 、 $M=6$ 、 $N=15$) 的吸收特性

2.3 介质 B 的厚度变化

保持 $\lambda_0 = 900 \text{ nm}$ 不变, 选择 $d_A = 0.25\lambda_0$, 改变介质 B 的厚度 d_B (分别为 $0.25\lambda_0$ 、 $0.5\lambda_0$ 和 $0.75\lambda_0$), 其余参数不变, 得到图 5 所示的计算结果。可以看出, 通过改变介质的厚度, 容易产生双频吸收。当 d_B 增加时, 吸收频点产生蓝移, 相应的吸收率的变化幅度也较大。值得注意的是, 在 $d_B = \lambda_0$ 时可产生三频吸收。

2.4 石墨烯的厚度变化

选择 $d_A = \lambda_0$ 、 $d_B = d_C = 0.25\lambda_0$, 石墨烯前后介质层的周期 M 和 N 分别为 6 和 15。考虑 TE 波

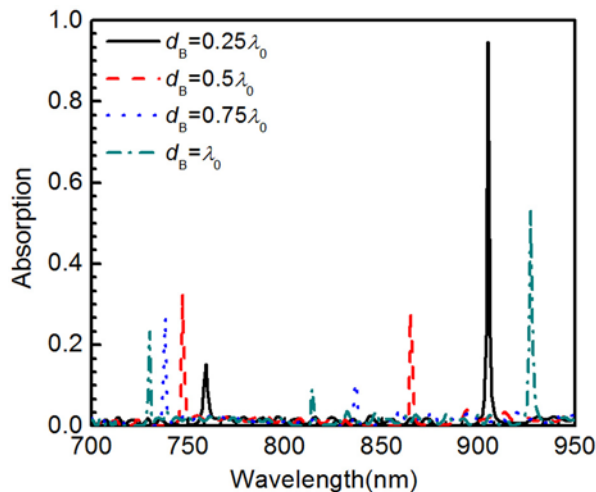


图 5 石墨烯谐振腔的吸收特性

垂直入射的情况, 改变石墨烯的层数 N_G (分别为 1, 2, 3, 4), 得到图 6 所示的计算结果。可以看出, 当层数为 2 时, 905 nm 处的吸收率最大, 几乎达到 100%。这是因为石墨烯的层数变化会使光程差发生改变 (石墨烯的厚度值很小, 但其相应的折射率很大); 当 $N=2$ 时, 光程差满足最佳谐振条件, 使吸收率达到最大值, 同时在 760 nm 处产生新的谐振, 进而产生新的吸收峰。该点的吸收率会随石墨烯层数的增加而增大。

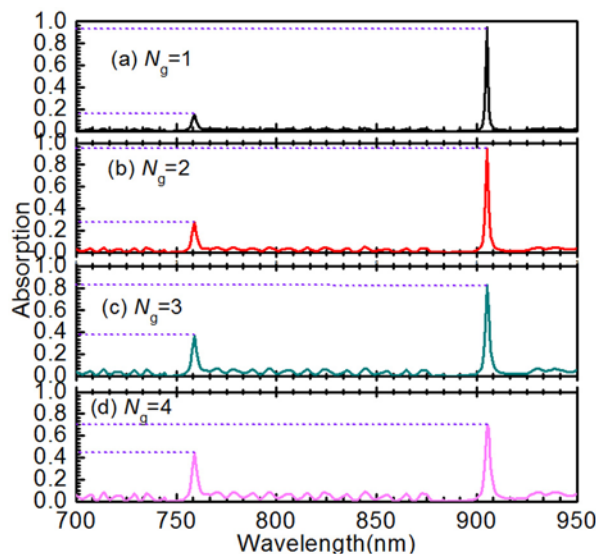


图 6 一维石墨烯谐振腔 ($d_A = \lambda_0$ 、 $d_B = 0.25\lambda_0$ 、 $d_C = 0.25\lambda_0$ 、 $\lambda_0 = 900 \text{ nm}$) 的吸收特性

2.5 缺陷层 C 的厚度变化

考虑缺陷层 C 的厚度 d_C 发生改变对石墨烯谐振腔的吸收特性的影响。选择 $d_A = 96 \text{ nm}$ 、

$d_B=133\text{ nm}$, d_C 分别为 $0.25\lambda_0$ 、 $0.5\lambda_0$ 、 $0.75\lambda_0$ 和 λ_0 , $\lambda_0=818\text{ nm}$, 其余参数同图 2。通过仿真得到图 7 所示的计算结果。可以看出, 当缺陷层的厚度发生改变时, 吸收峰的频点及峰值均会发生改变; 在 $d_C=0.5\lambda_0$ 和 $d_C=0.75\lambda_0$ 时会产生新的吸收频点。随着缺陷层厚度的不断增加, 可以产生双频/三频吸收。产生这种现象的主要原因是, 缺陷层的厚度变化会使反射电磁波与行进电磁波的相位差发生变化, 从而产生干涉相长以及干涉相消的作用; 此时必然会使缺陷模数目发生变化^[21], 对应的吸收率也会相应变化, 从而产生新的吸收频点。这一研究结果可以为石墨烯谐振腔吸波器的设计提供理论支撑。

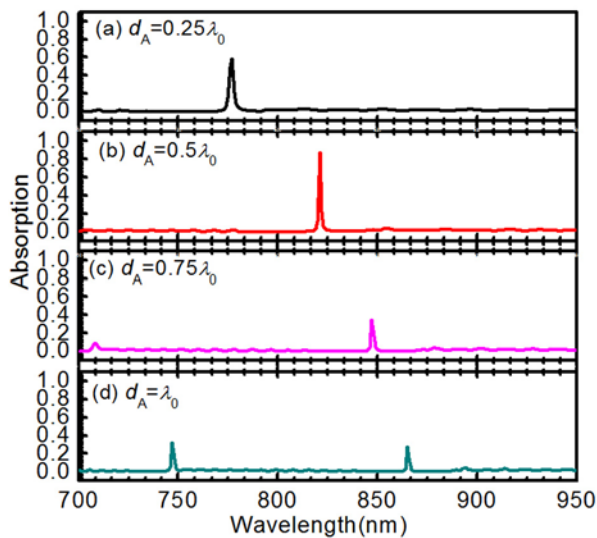


图 7 一维石墨烯谐振腔的吸收特性

由以上分析可知, 通过改变介质厚度可以产生多个吸收频点, 因为电磁波在周期结构中会产生干涉相长作用, 即厚度变化导致反射电磁波与行进电磁波之间产生 π 偶数倍的相位差时会产生叠加增强作用, 从而产生新的吸收频点。

2.6 TE/TM 波随入射角 θ 的变化

下面考虑电磁波的入射角 θ 对吸收特性的影响。选择 $d_A=96\text{ nm}$ 、 $d_B=133\text{ nm}$ 、 $d_C=0.5\lambda_0$ 、 $\lambda_0=818\text{ nm}$, 其余参数不变, 通过仿真得到图 8 所示的计算结果。可以看出, 吸收频点会受角度调谐。在角度较小时, 两个吸收频点的吸收率较高; 随着角度的不断增加, 两个吸收频点均会产生蓝移。通过对比图 8(a) 和图 8(b) 可以看出, 吸收频点的变化对电磁波模式并不敏感。

3 结束语

本文采用传输矩阵法分析了一维石墨烯谐振腔的吸收特性。结果表明, 通过改变周期性介质的尺寸可使吸收频点发生变化, 同时吸收峰的峰值也会发生变化; 通过改变缺陷层的厚度可使吸收频点的数目及吸收率发生变化; 电磁波的入射角变化会对其吸收特性产生较大影响。因此, 当介质尺寸或入射角度改变时, 电磁波的光程会产生变化, 因而吸收率也会产生变化。另外, 电磁波模式对吸收特性影响较小。通过设计石墨烯谐振腔的各种介质的厚度以及入射角度

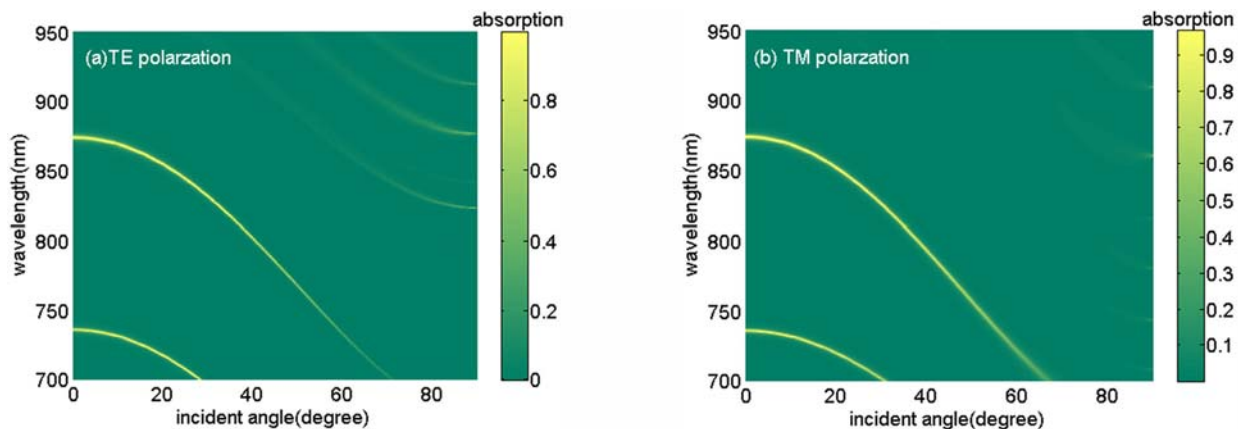


图 8 石墨烯谐振腔的吸收特性随入射角的变化情况: (a) TE 模式; (b) TM 模式

的变化,其吸收特性会明显改变。上述研究结果可以为石墨烯在近红外波段多频吸收的设计提供理论依据。

参考文献

- [1] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, et al. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films [J]. *Science*, 2004, **306**(5696): 666–669.
- [2] Nair R, Blake P, Grigorenko A, et al. Universal Dynamic Conductivity and Quantized Visible Opacity of Suspended Graphene [J]. *Science*, 2008, **320**(1308): 1–5.
- [3] Fang Z, Liu Z, Wang Y, et al. Graphene-antenna Sandwich Photodetector [J]. *Nano Letters*, 2012, **12**(7): 3808–3813.
- [4] Kim H, Abdala A A, Macosko C W. Graphene/Polymer Nanocomposites [J]. *Macromolecules*, 2010, **43**(16): 6515–6530.
- [5] Bonaccorso Z S, Hasan T, Ferrari A C. Graphene Photonics and Optoelectronics [J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**(12): 611–622.
- [6] Nikitas P Z L, Xiang S Z, Francesco D A, et al. Graphene in a Photonic Metamaterial [J]. *Optics Express*, 2010, **18**(8): 7–10.
- [7] Chang K, Liu J T, Xia J B, et al. Enhanced Visibility of Graphene: Effect of One-dimensional Photonic Crystal [J]. *Applied Physics Letters*, 2007, **91**(18): 181906.
- [8] Baranov D G, Vinogradov A P, Simovski C R. Perfect Absorption at Zenneck Wave to Plane Wave Transition [J]. *Metamaterials*, 2012, **6**(1): 70–75.
- [9] Rasoul A M F, Carsten R, Falk L. A Perfect Absorber Made of a Graphene Micro-ribbon Metamaterial [J]. *Optics Express*, 2012, **20**(27): 8–12.
- [10] Furchi M, Urich A, Pospischil A, et al. Microcavity-integrated Graphene Photodetector [J]. *Nano letters*, 2012, **12**(6): 2773–2777.
- [11] Ren L, Zhang Q, Yao J, et al. Terahertz and Infrared Spectroscopy of Gated Large-area Graphene [J]. *Nano Letters*, 2012, **12**(7): 3711–3715.
- [12] Bara 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.
- [13] Hashemi M, Farzad M H, Asger M N, et al. Enhanced Absorption of Graphene in the Visible Region by Use of Plasmonic Nanostructures [J]. *Journal of Optics*, 2013, **15**(5): 055003.
- [14] Liu J L, Wang N H, Deng L, et al. Gate-tunable Nearly Total Absorption in Graphene with Resonant Metal Back Reflector [J]. *Europhysics Letters*, 2013, **104**(5): 57002.
- [15] Nikitin A Y, Guinea F, Garcia F J, et al. Surface Plasmon Enhanced Absorption and Suppressed Transmission in Periodic Arrays of Graphene Ribbons [J]. *Physical Review B*, 2012, **85**(8): 081405.
- [16] Vinceniti M A, Ceglia D, Grande M, et al. Nonlinear Control of Absorption in One-dimensional Photonic Crystal with Graphene-based Defect [J]. *Optics Letters*, 2013, **38**(18): 3550–3553.
- [17] Fang Z, Zhen Y R, Fan L, et al. Tunable Wide-angle Plasmonic Perfect Absorber at Visible Frequencies [J]. *Physical Review B*, 2012, **85**(24): 245401.
- [18] Thongrattansiri S, Koppens F H, Abajo F J G. Complete Optical Absorption in Periodically Patterned Graphene [J]. *Physical Review Letters*, 2012, **108**(4): 047401.
- [19] Song S, Chen Q, Jin L, et al. Great Light Absorption Enhancement in a Graphene Photodetector Integrated with a Metamaterial Perfect Absorber [J]. *Nanoscale*, 2013, **5**(20): 9615–9619.
- [20] Palik E D. Handbook of Optical Constants of Solids [M]. New York: Academic, 1995.
- [21] Wang H. An Eigen Matrix Method for Obtaining the Band Structure of Photonic Crystals [J]. *Acta Phys Sinica*, 2001, **50**(11): 7–10.
- [22] Zhang H F, Liu S B, Kong X K, et al. Properties of Omnidirectional Photonic Band Gap in One-dimensional Staggered Plasma Photonic Crystals [J]. *Optics Communications*, 2012, **285**(24): 5235–5241.
- [23] Bruna M, Borini S. Optical Constants of Graphene Layers in the Visible Range [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, **94**(3): 031901.
- [24] Feng Z H. Defect Mode Properties of Magnetized Plasma Photonic Crystals [J]. *Acta Phys Sinica*, 2009, **58**(2): 6–11.