

THz 谐振腔型石墨烯光电探测器的设计

梁振江 刘海霞 牛燕雄 刘凯铭 尹贻恒

Design and performance analysis of THz microcavity-enhanced graphene photodetector

Liang Zhen-Jiang Liu Hai-Xia Niu Yan-Xiong Liu Kai-Ming Yin Yi-Heng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 168101 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.168101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.168101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I16>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

化学气相沉积法制备的石墨烯晶畴的氢气刻蚀

Hydrogen etching of chemical vapor deposition-grown graphene domains

物理学报.2016, 65(9): 098101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.098101>

基于石墨烯互补超表面的可调谐太赫兹吸波体

Tunable terahertz absorber based on complementary graphene meta-surface

物理学报.2016, 65(1): 018101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.018101>

含石墨烯临界耦合谐振器的吸收特性研究

Study on the absorbing properties of critically coupled resonator with graphene

物理学报.2015, 64(23): 238103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.238103>

单层石墨烯带传输模式及其对气体分子振动谱的传感特性研究

Transmission mode of a single layer graphene and its performance in the detection of the vibration spectrum of gas molecular

物理学报.2015, 64(19): 198102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.198102>

石墨烯-六方氮化硼面内异质结构的扫描隧道显微学研究

Scanning tunneling microscopy study of in-plane graphene-hexagonal boron nitride heterostructures

物理学报.2015, 64(7): 078101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.078101>

THz谐振腔型石墨烯光电探测器的设计*

梁振江 刘海霞[†] 牛燕雄 刘凯铭 尹贻恒

(北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院, 北京 100191)

(2016年4月23日收到; 2016年5月30日收到修改稿)

由于石墨烯在太赫兹波范围内只发生带内跃迁, 相比在可见光范围内, 其光学吸收特性有显著优势, 通过集成石墨烯与谐振腔, 将太赫兹波限制在腔内, 可进一步增强石墨烯对太赫兹波的吸收. 采用麦克斯韦方程组并结合电磁场边界条件, 研究了单层石墨烯在太赫兹波段范围内的光吸收机理; 推导出石墨烯的传输矩阵和吸收系数方程, 发现在太赫兹波段石墨烯的吸收是在可见光波段吸收的9—22倍; 通过建立谐振腔型石墨烯光电探测器在太赫兹波段的光吸收模型及求解探测器吸收率方程, 发现在0.12 THz处, 吸收率可达0.965, 相比无腔状态下石墨烯在太赫兹波段的最大吸收率0.5, 提高了93%; 优化设计器件结构参数并表征, 最终器件响应度最高达到236.7 A/W, 半高全宽为0.035 THz. 理论分析表明, 采用谐振腔型石墨烯光电探测器对太赫兹波进行探测, 具有高吸收率、高响应度. 研究结果对于太赫兹谐振腔型石墨烯光电探测器的设计和应用提供了理论参考.

关键词: 石墨烯光电探测器, 谐振腔, 太赫兹, 吸收率

PACS: 81.05.ue, 85.60.-q, 95.85.Fm

DOI: 10.7498/aps.65.168101

1 引言

太赫兹(Terahertz, THz)波段是介于微波毫米波与红外之间的电磁波段, 其频率范围指0.1—10 THz (波长范围为30 μm —3 mm)^[1]. 由于THz具有方向性强、能量集中、辐射穿透能力强(能够穿透烟雾、浮尘等非金属和非极性材料)等特点, 使THz光电探测器在雷达探测、遥感成像、无线电通信等领域具有广阔的应用前景^[2,3]. 随着在THz源方面, 具有能量转换效率高、体积小、易集成的THz量子级联激光器(quantum cascade lasers, QCL)^[4,5]的出现, 给THz光电探测技术带来了新的机遇, 对具有高灵敏度的THz光电探测器的研制提出更高的要求. 传统的THz光电探测器以具有响应速度快、体积小等特点的THz半导体量子阱光电探测器(quantum well photodetector, QWP)为主^[6,7], 但由于采用非垂直入射方式, 不利于

二维THz QWP阵列构建, 使器件实时性较差^[8]. THz石墨烯光电探测器(graphene photodetector, GPD)由于石墨烯具有独特的零带隙结构、高电子迁移率、低电阻率、光电可调性等特性^[9,10], 使THz GPD具有高响应度、高灵敏度等特点, 并成为THz光电探测领域的研究热点^[1]. 目前, 对THz GPD的研究已经有很多报道: 2009年, Wright等^[11]研究了双层石墨烯纳米带在THz波段的光电导增强效应, 发现通过改变双层石墨烯纳米带的结构, 在THz波段, 具有强光学响应; 2011年, Ryzhii等^[12]开发了基于多层石墨烯结构的PIN型THz-红外光电探测器; 2012年, Vicarelli等^[13]研制了基于天线耦合的石墨烯场效应管THz光电探测器, 利用沟道内激发的等离子体波与THz波共振, 实现了对0.3 THz电磁波的灵敏探测; 2013年, Mitterdorff等^[14]研制了宽带THz GPD, 采用对数周期天线作为光耦合器, 器件响应度达到了5 nA/W; 同年, Muraviev等^[15]研究了基于背栅结构的石墨

* 北京市自然科学基金(批准号: 7152089)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: liuhx08@buaa.edu.cn

烯场效应晶体管 THz 光电探测器, 在 2.5 THz 处, 响应度为 150 $\mu\text{V}/\text{W}$; 2014 年, Zak 等^[16] 结合石墨烯与集成隙缝蝶形天线, 制成场效应晶体管 THz 光电探测器, 在 0.6 THz 处, 响应度达到 14 V/W ; 同年, Spirito 等^[17] 研制出双层石墨烯场效应晶体管 THz 光电探测器, 在 0.29—0.38 THz, 响应度为 1.2 V/W . 以上探测器结构多为将石墨烯场效应晶体管与天线结构相结合实现对 THz 波的探测, 采用多层石墨烯或利用等离子体波与 THz 波共振来增强器件的吸收. 但由于 THz 波能量小, 石墨烯对 THz 波的吸收有限, 极大限制了以上探测器的吸收. 采用谐振腔与石墨烯结合, 通过将 THz 波限制在腔内, 发生多次反射并穿过石墨烯, 可以达到增强探测器对 THz 波吸收的目的. 目前国内外有关谐振腔型 GPD, 常见于对可见光至近红外波段的研究^[18,19]. 如 2012 年, Furchi 等^[19] 采用分布布拉格 (distributed bragger reflection, DBR) 反射镜构成谐振腔, 结合石墨烯制成谐振腔型 GPD; 与 Xia 等^[20] 研制的无腔结构 GPD 相比, 器件响应度提高了 42 倍; 与单层石墨烯在可见光波段 2.3% 的吸收率相比, 器件吸收率提高了 26 倍. 采用谐振腔结构可以极大地提高器件的响应度和吸收率. 但目前将谐振腔型 GPD 应用于对 THz 波的探测鲜有报道, 缺乏对于 THz 谐振腔型 GPD 具体的结构设计及增强机理的分析.

本文提出了一种 THz 谐振腔型 GPD 的设计方法. 参考电导率特征矩阵方法^[21], 联合麦克斯韦方程组及其电磁场边界条件, 研究了石墨烯在 THz 波段范围内的光吸收机理; 推导了石墨烯的传输矩阵和吸收系数方程; 建立了结构上集成谐振腔的 GPD 在 THz 波段的光吸收模型; 优化器件结构参数并重点分析了器件的吸收率和响应度.

2 石墨烯在 THz 波段的光吸收特性

对于分析石墨烯在 THz 波段的光吸收特性, 实质上是解决石墨烯两侧电磁场在边界上的折返射问题, 利用边界条件将石墨烯两侧的电场、磁场相互联系起来求解出石墨烯的特征矩阵, 进而求得石墨烯在 THz 波段的吸收率. 图 1 展示了处于空气中单层石墨烯在 THz 波段的光吸收模型, 处于石墨烯两侧的电场 E_1 , E_2 和磁场 H_1 , H_2 分别为:

$$E_1 = (E_1^+ e^{ik_{1,z}z} + E_1^- e^{-ik_{1,z}z}) \hat{e}_x, \quad (1)$$

$$E_2 = (E_2^+ e^{ik_{2,z}z} + E_2^- e^{-ik_{2,z}z}) \hat{e}_x, \quad (2)$$

$$H_1 = \frac{k_{1,z}}{\omega\mu_0} (E_1^+ e^{ik_{1,z}z} - E_1^- e^{-ik_{1,z}z}) \hat{e}_y, \quad (3)$$

$$H_2 = \frac{k_{2,z}}{\omega\mu_0} (E_2^+ e^{ik_{2,z}z} - E_2^- e^{-ik_{2,z}z}) \hat{e}_y, \quad (4)$$

式中, μ_0 为真空磁导率; ω 为光波角频率; $k_{1,z}$ 和 $k_{2,z}$ 分别为位于石墨烯两侧的波矢. 在石墨烯分界面处的电磁场边界条件为

$$\hat{n} \times (E_1 - E_2) = 0, \quad (5)$$

$$\hat{n} \times (H_1 - H_2) = \sigma E_2, \quad (6)$$

(6) 式中 σ 为石墨烯电导率. 将 (1) 式—(4) 式代入 (5) 式和 (6) 式中, 可得

$$E_1^+ + E_1^- = E_2^+ + E_2^-, \quad (7)$$

$$k_{1,z}(E_1^+ - E_1^-) = (k_{2,z} + \omega\mu_0\sigma)E_2^+ - (k_{2,z} - \omega\mu_0\sigma)E_2^-. \quad (8)$$

联立方程 (7) 和 (8), 可求得电场 E_1 和 E_2 之间的关系:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 + \frac{\omega\mu_0\sigma}{2k_{0,z}} & \frac{\omega\mu_0\sigma}{2k_{0,z}} \\ -\frac{\omega\mu_0\sigma}{2k_{0,z}} & 1 - \frac{\omega\mu_0\sigma}{2k_{0,z}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (9)$$

式中, $k_{0,z} = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ 为真空中的波矢. 从 (9) 式中得到处于空气中的单层石墨烯的传输矩阵为

$$\begin{aligned} M_g &= \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{\omega\mu_0\sigma}{2k_{0,z}} & \frac{\omega\mu_0\sigma}{2k_{0,z}} \\ -\frac{\omega\mu_0\sigma}{2k_{0,z}} & 1 - \frac{\omega\mu_0\sigma}{2k_{0,z}} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 + \frac{Z_0\sigma}{2} & \frac{Z_0\sigma}{2} \\ -\frac{Z_0\sigma}{2} & 1 - \frac{Z_0\sigma}{2} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 377 \Omega$ 为真空阻抗; 根据 (10) 式得到单层石墨烯对入射光的吸收率 A 和吸收系数 α 为

$$\begin{aligned} A &= 1 - R - T = 1 - \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 - \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2 \\ &= 1 - \left| \frac{Z_0\sigma/2}{1 + Z_0\sigma/2} \right|^2 - \left| \frac{1}{1 + Z_0\sigma/2} \right|^2, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\alpha = -\frac{\ln(1-A)}{d}, \quad (12)$$

式中 R, T 分别表示反射率和透射率; $d = 0.335 \text{ nm}$ 为单层石墨烯的厚度. 从 (11) 式和 (12) 式看出对于石墨烯的光吸收特性, 电导率 σ 起了决定作用.

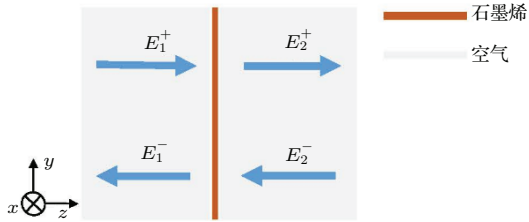


图1 (网刊彩色) 处于空气中的单层石墨烯在 THz 波段的光吸收模型

Fig. 1. (color online) The monolayer graphene's optical absorption model at THz band in the air.

石墨烯在可见光范围内, 由于光子能量较大, 使电子发生带间跃迁, 此时石墨烯电导率是一个相对固定的常数 [22], 即 $\sigma = \pi e^2 / (2h)$, 代入 (11) 式中得到吸收率为 0.0224, 这个值与 Chen 等 [23] 采用紧束缚模型求得单层石墨烯在可见光范围内吸收值约为 2.3% 的结果相一致. 然而石墨烯在 THz 频率范围内, 因其光子能量较小, 不足以使电子发生带间跃迁, 电子仅能在带内发生跃迁, 因此单层石墨烯的电导率是一个随频率变化的 Drude 函数 [24]:

$$\sigma(\nu) = \frac{e^2 E_f}{\pi \hbar^2 (\Gamma - i\nu)}, \quad (13)$$

式中 $E_f = 0.2 \text{ eV}$ 是对应于狄拉克点的费米能级, 通过外加电场能够调节其高低; $\Gamma = 2.5 \text{ meV}/\hbar$ 是电子弛豫率; $\hbar = h/(2\pi)$ 为简化普朗克常数; ν 为光波频率.

将 (13) 式代入 (11) 式和 (12) 式中, 得到石墨烯在 THz 波段的吸收率和吸收系数. 图 2 展示了单层石墨烯在 THz 波段的吸收率、反射率、透射率及吸收系数的变化关系. 可以看出当入射光频率从 0.1 THz 增大到 10 THz 时, 石墨烯的吸收系数从 $2.05 \times 10^9 \text{ m}^{-1}$ 减小到 $0.67 \times 10^9 \text{ m}^{-1}$; 反射率从 0.29 减小到 0.12; 透射率从 0.21 增大到 0.68; 吸收率从 0.5 减小到 0.2, 相比石墨烯在可见光范围内的吸收率 0.023, 在 THz 波段石墨烯吸收率提高 9—22 倍.

从以上分析看出, 在 THz 波段, 石墨烯具有独特的光吸收特性, 其中频率为 0.12 THz (波长为 2.5 mm) 的光波是下一代地面无线通信和卫星间通信的优选 [25], 因此文中重点针对 0.12 THz 的吸收率和响应度增强进行谐振腔型 GPD 结构优化设计, 并表征设计的 THz 谐振腔型 GPD 的性能.

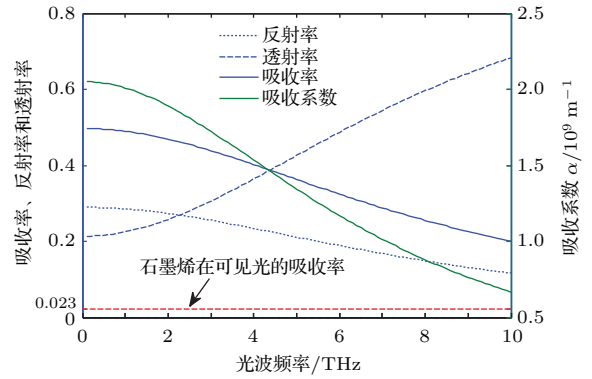


图2 (网刊彩色) 单层石墨烯在 THz 波段的光吸收特性

Fig. 2. (color online) The monolayer graphene's optical absorption character at THz band.

3 THz 谐振腔型 GPD 的特性

THz 谐振腔型 GPD 的设计结构如图 3 所示. 图 3 (b) 中 L 为谐振腔腔长, x 为石墨烯在谐振腔中的位置, 入射光波频率 0.12 THz 作为初始条件; 采用 SiO_2 与 TiO_2 (SiO_2 与 TiO_2 的折射率分别为 1.47 与 2.11) 两种半导体材料周期性交替组合构成 DBR 反射镜, 根据四分之一波长堆栈 (quarter wave stacks, QWS's) [26] 原理, SiO_2 与 TiO_2 层分别取 0.417 和 0.25 mm. 吸收率和响应度是表征探测器光电转换效率的重要指标, 针对此两项指标进行分析.

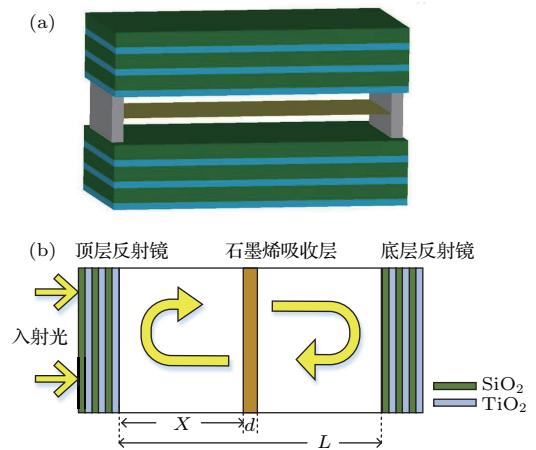


图3 (网刊彩色) THz 谐振腔型 GPD 的设计结构图 (a) 为三维结构图; (b) 为二维结构图

Fig. 3. (color online) Schematic illustration for THz microcavity-enhanced graphene photodetector: (a) Three dimension structure; (b) 2D structure.

3.1 THz 谐振腔型 GPD 吸收率分析

吸收率表示探测器对入射光吸收的大小, 采用散射矩阵法 [27] 对器件吸收率进行定量分析, 通

过将光波传输过程中经过的每一介质用传输矩阵表征, 最终通过求解总传输矩阵方程得到吸收率. 图4展示了光波在探测器中传播的传输矩阵示意图. 总传输矩阵方程为

$$\begin{aligned}
 M &= M_t M_f(x) M_g M_f(L-x) M_b = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \\
 &= \frac{1}{\sqrt{1-R_t}} \begin{pmatrix} -1 & -\sqrt{R_t} \\ \sqrt{R_t} & 1 \end{pmatrix} \\
 &\quad \times \begin{pmatrix} e^{-ikx} & 0 \\ 0 & e^{ikx} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1+Z_0\sigma/2 & Z_0\sigma/2 \\ -Z_0\sigma/2 & 1-Z_0\sigma/2 \end{pmatrix} \\
 &\quad \times \begin{pmatrix} e^{-ik(L-x)} & 0 \\ 0 & e^{ik(L-x)} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-R_b}} \\
 &\quad \times \begin{pmatrix} -1 & -\sqrt{R_b} \\ \sqrt{R_b} & 1 \end{pmatrix}, \tag{14}
 \end{aligned}$$

式中 M_t 与 M_b 分别为顶层和底层反射镜的传输矩阵; $M_f(x)$ 与 $M_f(L-x)$ 分别为光波从顶层反射镜传播至石墨烯和从石墨烯传播至底层反射镜的传输矩阵; M_g 为石墨烯的传输矩阵; R_t 与 R_b 分别为顶层和底层反射镜的反射率.

则器件吸收率为

$$A = 1 - R - T = 1 - \left| \frac{T_{21}}{T_{11}} \right|^2 - \left| \frac{1}{T_{11}} \right|^2. \tag{15}$$

从(14)式和(15)式可以看出, 对于器件吸收率, 两反射镜反射率 R_t , R_b 和石墨烯位置 x 起着决定作用.

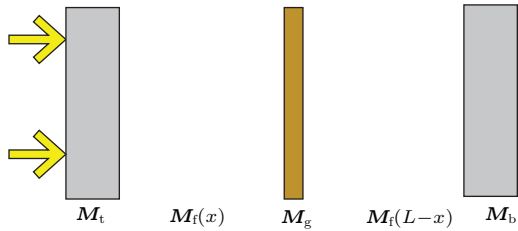


图4 光波入射至探测器的传输矩阵示意图

Fig. 4. The schematic of optical transmission matrix when light incidencing at the photodetector.

针对 R_t , R_b , 采用光学传输矩阵法进行分析设计, 表1展示了 $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ 薄膜层数与两反射镜反射率的关系, 从表1可以看出, 两反射镜反射率均随着层数的增加而增加, 在实际设计 R_b 过程中, 会将其设置较高, 以使更多的光波返回至腔内, 文中选取8层 $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ 薄膜构成底层反射镜, 即 R_b 为0.998.

当入射光波长与谐振腔模式相匹配, 即满足谐振条件^[26] $4\pi L/\lambda + \varphi_t + \varphi_b = 2m\pi$ (其中 λ 为入射光波长, φ_t , φ_b 分别为光波在顶层、底层反射镜反射时引起的反射相移, m 为正整数), 光波将在腔内产生谐振增强作用. 由于 φ_t , φ_b 非常小, 在仿真中忽略不计. 图5展示了 L 分别为 $\lambda/2$, λ , $3\lambda/2$, 2λ 情况下, 器件吸收率与 R_t , x 的关系, 从图5可以看出, 器件吸收率随着 x 关于腔中心位置对称且呈现周期性变化, 这种变化主要是由于光波在谐振腔内来回反射形成驻波, 导致腔内光强随位置变化而变化的缘故; 并发现当 L 为 $\lambda/2$ 的 m 倍时, 器件吸收率周期个数与最大值个数均为 m 个, L 的改变使器件吸收率达到最大时对应的石墨烯位置 x 发生了变化, 但并未影响吸收率最大值的改变, 当 L 分别为 $\lambda/2$, λ , $3\lambda/2$, 2λ 时, 器件吸收率最大值均可达到0.970; 图5(b)展示了在入射光频为0.12 THz, $L = \lambda$ 时, 器件吸收率与 R_t , x 的关系, 器件吸收率随 x 变化过程中出现两个周期变化, 并且在腔中心处为0; 通过对 x 及 R_t 进行扫描, 可以得到这两个参量之间的匹配关系, 即当 R_t 在0.876—0.879区间段, x 分别在0.019L和0.519L处时, 均取得最大吸收率0.970, 而根据表1的计算结果, 当 R_t 为0.928时, 最接近优化区间, 因此选取4层 $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ 薄膜构成顶层反射镜; 根据图5(b)结果选取 $x = 0.014L$, 最终器件吸收率达到0.965, 相比无腔状态下石墨烯在THz波段的最大吸收率0.5, 提高了93%. 选取表2的器件结构参数对其响应度进一步分析.

表1 谐振腔反射镜反射率与 $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ 薄膜层数的关系

Table 1. The relationship of cavity mirrors' reflectivity and the layers of $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$.

$\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ 薄膜层数	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
顶层反射镜反射率	0.212	0.577	0.817	0.928	0.973	0.990	0.996	0.999	1	1
底层反射镜反射率	0.079	0.430	0.735	0.893	0.959	0.985	0.994	0.998	0.999	1

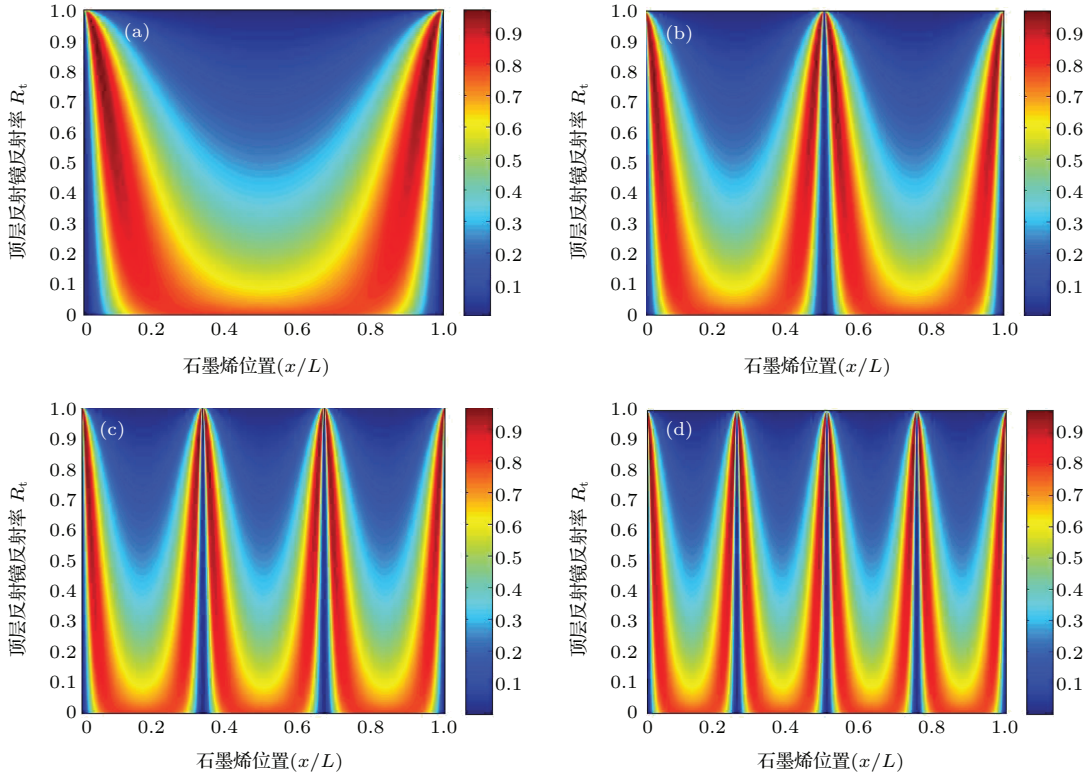


图5 (网刊彩色) 入射光频率为0.12 THz, 谐振腔长 L 分别为 $\lambda/2$ (a), λ (b), $3\lambda/2$ (c), 2λ (d) 情况下, 器件吸收率与 R_t, x 的关系

Fig. 5. (color online) The relationship of absorptivity and R_t, x on the condition that L is $\lambda/2$ (a), λ (b), $3\lambda/2$ (c), 2λ (d) respectively and optical frequency is 0.12 THz.

表2 入射光频为0.12 THz, 器件吸收率达到0.965时的最佳结构参数

Table 2. The optimal structural parameters when photodetector's absorption rate reaches 0.965 at the frequency of 0.12 THz.

顶层反射镜反射率	0.928(4层 SiO ₂ /TiO ₂)	腔长 L /mm	2.5
底层反射镜反射率	0.998(8层 SiO ₂ /TiO ₂)	石墨烯位置 x /mm	0.035

3.2 THz 谐振腔型 GPD 响应度分析

响应度表示光生载流子的电荷量对入射光能量的比值。当光波在谐振腔内来回反射时, 相向传播的光波会相互叠加形成驻波, 使腔内光场强度分布不一致, 由于石墨烯厚度只有纳米级别, 其

光学厚度不到一个驻波周期, 石墨烯的吸收系数将改变为 $[1 \pm \sin(\beta d)/(\beta d)]\alpha$ (其中“+”与“-”分别表示石墨烯处于波腹和波节位置; β 为传输常数^[26])。在仿真中, 考虑在波腹处的吸收系数即 $(1 + \frac{\sin(\beta d)}{\beta d})\alpha \approx 2\alpha$, 结合(11)式与(12)式, 可得器件响应度的表达式为

$$R = \frac{e(1 + R_b e^{-2\alpha d})(1 - R_t)(1 - e^{-2\alpha d})}{h\nu(1 - \sqrt{R_t R_b} e^{-2\alpha d})^2} = \frac{e \left\{ 1 + R_b \left(\left| \frac{Z_0 \sigma / 2}{(1 + Z_0 \sigma / 2)} \right|^2 + \left| \frac{1}{(1 + Z_0 \sigma / 2)} \right|^2 \right) \right\} (1 - R_t) \left\{ 1 - \left(\left| \frac{Z_0 \sigma / 2}{(1 + Z_0 \sigma / 2)} \right|^2 + \left| \frac{1}{(1 + Z_0 \sigma / 2)} \right|^2 \right) \right\}}{h\nu \left\{ 1 - \sqrt{R_t R_b} \left(\left| \frac{Z_0 \sigma / 2}{(1 + Z_0 \sigma / 2)} \right|^2 + \left| \frac{1}{(1 + Z_0 \sigma / 2)} \right|^2 \right) \right\}^2} \quad (16)$$

图6展示了器件响应度与光频的关系,发现在0.12 THz处响应度达到最大值236.7 A/W, 半高全宽(full width at half maximum, FWHM)为0.035 THz, 而在0.12 THz两侧响应度数值衰减较快, 可见器件具有较好窄带性和波长选择性.

以上研究为无偏压下对THz谐振腔型GPD响应度的理论分析, 而在实际应用中, 也可采用在石墨烯两端外加偏压的方式, 加快光生载流子迁移至两电极端, 使有源区产生更多光生载流子, 进一步提高器件响应度, 但由于石墨烯与电极如Ti和Pd等接触会形成高串联电阻, 阻碍了响应度的提高, 导致实际值与理论值会存在一定差异, 同时在采用外加偏压方式时需对偏压大小进行定量分析.

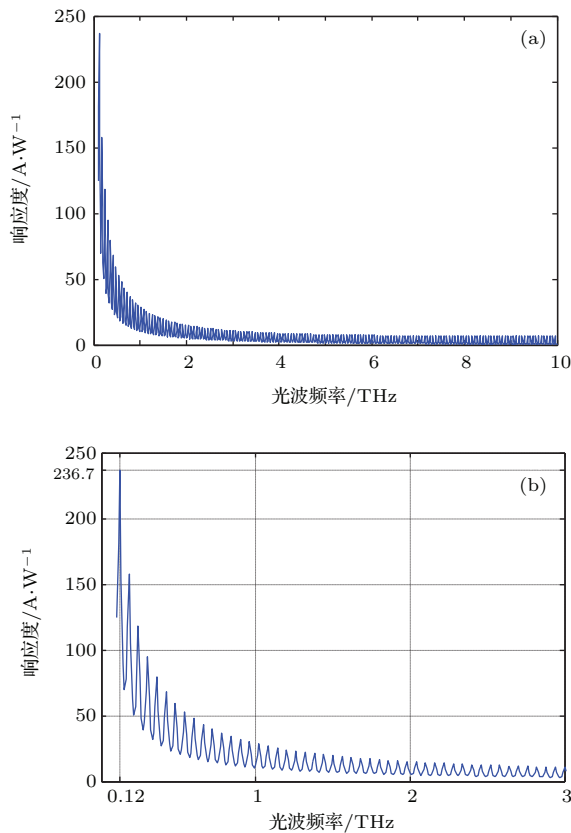


图6 (a) 器件响应度与光频(0.1—10 THz)的关系; (b) 图(a)光频(0.1—3.0 THz)的放大图

Fig. 6. (a) The relationship of responsivity and frequency (0.1–10 THz); figure (b) is the partial enlarged drawing of figure (a) at frequency (0.1–3.0 THz).

4 结 论

通过借助麦克斯韦方程组及其电磁场边界条件, 研究石墨烯在THz波段范围内的光吸收机理, 推导出石墨烯的传输矩阵和吸收系数方程, 发现石墨烯在THz波段的吸收率, 电导率 σ 起了决定作

用, 并且是在可见光波段吸收的9—22倍; 通过建立THz谐振腔型GPD的光吸收模型, 具体分析了器件吸收率和响应度特性, 理论分析发现器件吸收率随着 x 关于腔中心位置对称且呈现周期性变化; 腔长的改变使器件吸收率周期个数与最大值个数发生改变, 同时使器件吸收率最大值对应的石墨烯位置 x 发生了变化, 但吸收率最大值并未改变; 具体针对频率为0.12 THz的入射光, 器件吸收率达到0.965, 相比无腔状态下石墨烯在THz波段的最大吸收率0.5, 提高了93%; 器件的最佳结构参数为: $R_t = 0.928$, $R_b = 0.998$; $L = \lambda = 2.5$ mm; $x = 0.014L = 0.035$ mm; 在最佳结构下, 器件响应度达到了236.7 A/W, 半高全宽为0.035 THz, 具有高响应度、窄带性及波长选择性. 理论分析表明, 将谐振腔型GPD应用于对THz波的探测, 通过将入射光波限制在腔内, 发生多次反射穿过石墨烯, 可提高器件的吸收率和响应度, 为THz光电子器件的应用提供了理论基础.

参考文献

- [1] Yoneyama H, Yamashita M, Kasai S, Kawase K, Ito H, Ouchi T 2008 *Opt. Commun.* **281** 1909
- [2] Liu S G, Zhong R B 2009 *Journal of University of Electronic Science and Technology of China* **38** 481
- [3] Zhang Z L, Mu K J, Zhang C L 2009 *Science and Technology* **8** 11
- [4] Li H, Cao J C, Han Y J, Guo X G, Tan Z Y, Lue J T, Luo H, Laframboise S R, Liu H C 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 043101
- [5] Williams B S 2007 *Nat. Photonics* **1** 517
- [6] Guo X G, Tan Z Y, Cao J C, Liu H C 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 201101
- [7] Luo H, Liu H C, Song C Y, Wasilewski Z R 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 231103
- [8] Zhang R, Guo X G, Cao J C 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 050705 (in Chinese) [张戎, 郭旭光, 曹俊诚 2011 物理学报 **60** 050705]
- [9] Phaeton A 2010 *Nano Lett.* **10** 4285
- [10] Bolotin K I, Sikes K J, Jiang Z, Klima M, Fudenberg G, Hone J, Kim P, Stormer H L 2008 *Solid State Commun.* **146** 351
- [11] Wright A R, Cao J C, Zhang C 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 207401
- [12] Ryzhii M, Otsuji T, Mitin V, Ryzhii V 2011 *Jpn. J. Appl. Phys.* **50** 070117
- [13] Vicarelli L, Vitiello M S, Coquillat D, Lombardo A, Ferrari A C, Knap W, Polini M, Pellegrini V, Tredicucci A 2012 *Nat. Mater.* **11** 865

- [14] Mittendorff M, Winnerl S, Kamann J, Eroms J, Weiss D, Schneider H, Helm M 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 021113
- [15] Muraviev A V, Rumyantsev S L, Liu G, Balandin A A, Knap W, Shur M S 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 181114
- [16] Zak A, Andersson M A, Bauer M, Matukas J, Lisauskas A, Roskos H G, Stake J 2014 *Nano Lett.* **14** 5834
- [17] Spirito D, Coquillat D, Bonis S L, Lombardo A, Bruna M, Ferrari A C, Pellegrini V, Tredicucci A, Knap W, Vitiello M S 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 061111
- [18] Engel M, Steiner M, Lombardo A, Ferrari A C, Lohneysen H V, Avouris P, Krupke R 2012 *Nat. Commun.* **3** 906
- [19] Furchi M M, Urich A, Pospischil A, Lilley G, Unterrainer K, Detz H 2012 *Nano Lett.* **12** 2773
- [20] Xia F N, Mueller T, Lin Y M, Valdes-Garcia A, Avouris P 2009 *Nat. Nanotechnol.* **4** 839
- [21] Deng X H, Liu J T, Yuan J R, Wang T B 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 057801 (in Chinese) [邓新华, 刘江涛, 袁吉仁, 王同标 2015 物理学报 **64** 057801]
- [22] Dong H M, Zhang J, Peeters F M, Xu W 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 043103
- [23] Chen Y L, Feng X B, Hou D D 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 187301 (in Chinese) [陈英良, 冯小波, 侯德东 2013 物理学报 **62** 187301]
- [24] Horng J, Chen C F, Geng B, Girit C, Zhang Y, Hao Z, Bechtel H A, Martin M, Zettl A, Crommie M F, Shen Y R, Wang F 2011 *Phys. Rev. B* **83** 165113
- [25] Song S F 2012 *Laser & Infrared* **42** 1367
- [26] Zhou Y 2009 *M. S. Thesis* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [周勇 2009 硕士学位论文 (成都: 电子科技大学)]
- [27] Ferreira A, Peres N M R, Ribeiro R M, Stauber T 2012 *Phys. Rev. B* **85** 115438

Design and performance analysis of THz microcavity-enhanced graphene photodetector*

Liang Zhen-Jiang Liu Hai-Xia[†] Niu Yan-Xiong Liu Kai-Ming Yin Yi-Heng

(School of Instrument Science and Optoelectronic Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

(Received 23 April 2016; revised manuscript received 30 May 2016)

Abstract

Detection of the terahertz (THz) electromagnetic spectrum (wavelengths range 0.03–3 mm) is a promising technique for a large variety of strategic applications, such as biomedical diagnostics and process, quality control, homeland security, and environmental monitoring, etc. Graphene has been recognized internationally to have dominant advantages in photodetectors operating due to its high carrier mobility, gapless spectrum, and frequency-independent absorption coefficient. Graphene photodetector operating in the THz region has been extensively studied with great interests.

A graphene microcavity photodetector with THz electromagnetic spectrum is demonstrated in this paper, and its responsivity and detectivity under THz electromagnetic spectrum are evaluated. In the designed device, we adopt a distributed bragger reflection (DBR) consisting of two semiconductor materials SiO₂ and TiO₂ to form an alternating cavity with high-finesse planar, sandwich the absorbing graphene layer between the cavity's top and bottom layers, and design the DBR's reflectivity by the optical transmission matrix method. The monolayer graphene's optical absorption mechanism of the THz radiation spectrum is studied by the conductivity matrix and Maxwell's equations with the electromagnetic boundary conditions. Graphene's transfer matrix and absorption coefficient equation are further derived. It is found that at THz region, graphene's conductivity plays an important role in its absorption and its absorption is 9–22 times enhanced compared with that at the visible region. An optical absorption model of microcavity-enhanced graphene photodetector at THz region is established. The photodetector's absorption rate and responsivity are analyzed specifically. Theoretical analysis shows that absorption rate is symmetrical to the microcavity's center position and changes periodically, and the shift of the microcavity length influences the period numbers. The maximum rate of the photodetector's absorption reaches 0.965 at 0.12 THz, which increases 93% compared with its maximum absorption rate 0.5 with no cavity. The optimal structure parameters for the designed photodetector are as follows, the top and bottom mirror's reflectivity are 0.928 and 0.998 respectively, the microcavity length is 2.5 mm, the graphene is 0.035 mm away from the top mirror. Under the optimal structure, the photodetector's responsivity reaches 236.7 A/W, and its full width at half maximum reaches 0.035 THz. The designed graphene microcavity photodetector can exhibit high responsivity and detectivity in THz radiation spectrum.

Keywords: graphene photodetector, microcavity, terahertz, absorption rate

PACS: 81.05.ue, 85.60.-q, 95.85.Fm

DOI: 10.7498/aps.65.168101

* Project supported by the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant No. 7152089).

[†] Corresponding author. E-mail: liuhx08@buaa.edu.cn