

基于石墨烯的可调谐太赫兹光子晶体结构

邓新华 袁吉仁 刘江涛 王同标

Tunable terahertz photonic crystal structures containing graphene

Deng Xin-Hua Yuan Ji-Ren Liu Jiang-Tao Wang Tong-Biao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 074101 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.074101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.074101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I7>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

磁电耦合超材料本构矩阵获取方法的研究

A method of retrieving the constitutive parameter matrix of magnetoelectric coupling metamaterial

物理学报.2015, 64(4): 044101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.044101>

基于多导体传输线理论的差模激励新型线束串扰模型研究

New differential-mode-source cable bundle crosstalk model based on multiconductor transmission lines theory

物理学报.2015, 64(4): 044102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.044102>

基于双三角形金属条的二维可衍生超材料性能分析

Performance analysis of double incidence derivative metamaterial based on double-triangular structure

物理学报.2015, 64(3): 034101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.34101>

热防护层覆盖弹体目标雷达散射截面的修正的等效电流近似法和图形计算电磁学法分析

Modified equivalent current approximation and graphical electromagnetic computing method of analyzing radar cross section of missile target scatterer covered with thermal protection layer

物理学报.2014, 63(24): 244101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.244101>

一种新型宽带定向性贴片天线设计

Design of a novel wideband directivity patch antenna

物理学报.2014, 63(24): 244102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.244102>

基于石墨烯的可调谐太赫兹光子晶体结构*

邓新华^{1)2)†} 袁吉仁¹⁾ 刘江涛¹⁾ 王同标¹⁾

1)(南昌大学理学院, 南昌 330031)

2)(东南大学毫米波国家重点实验室, 南京 210096)

(2014年10月19日收到; 2014年11月17日收到修改稿)

本文将石墨烯引入到常规光子晶体中构建一种新型光子晶体, 首次从理论上严格导出了决定其能带结构的色散关系, 由于色散关系中石墨烯电导率的存在导致了它具有与常规光子晶体有所不同的特殊光学性质, 我们发现, 随着费米能增大, 低频段能带迅速向高频移动, 而高频段能带移动缓慢, 导致了常规光子晶体没有的能带压缩现象的发生, 究其原因在于石墨烯在低频段电导率迅速变化, 而高频段电导率变化缓慢, 导致能带向高频压缩, 使得光波原先允许频率变成禁止传播, 而禁止频率变成允许传播.

关键词: 石墨烯, 太赫兹, 光子晶体结构

PACS: 41.20.Jb, 42.70.Qs, 95.85.Fm

DOI: 10.7498/aps.64.074101

1 引言

太赫兹波通常指频率在0.1—10 THz的电磁波. 太赫兹波段处于微波毫米波与红外线光波之间, 是电子学与光子学之间的过渡区. 由于太赫兹波具有非常出色的性能, 在物理、化学和生命科学等基础研究学科以及医学成像、安全检查、产品检测、空间通信和武器制导等应用学科都具有重要的研究价值和应用前景, 因而受到广泛关注^[1-6]. 然而常规材料难于在太赫兹波段发生电磁响应, 特别是磁响应, 人们在研制太赫兹器件, 实现对太赫兹波的探测和操控时面临很多限制. 电磁特异材料的出现弥补了太赫兹波段电磁材料的不足, 为经典电磁理论开辟了崭新的研究空间, 为人们有效操控电磁波提供了新的契机^[7,8]. 我们知道石墨烯具有非常高的电子迁移率, 有良好导电性, 已经表现出非常出色的电学性能^[9], 石墨烯与太赫兹光波的相互作用已成为目前石墨烯光学特性研究的热点之

一^[10-14], 石墨烯本身的光学性能表现很一般, 往往要将石墨烯与其他材料复合才能表现出非常好的光学性能. 由于石墨烯具有金属特性, 并且其厚度非常薄, 单层石墨烯的厚度只有0.34 nm, 可视作为一种非常薄的网状纳米金属结构, 将它与电介质材料复合能够得到一种新型光子晶体结构, 将会表现出非常出色的光学性能.

本文将石墨烯引入到常规光子晶体中来构建一种特异材料, 并从理论上严格导出了决定其能带结构的色散关系, 由于这种色散关系中石墨烯电导率的存在导致了其光学性质与常规光子晶体有所不同, 我们可以通过电控的方式来调节石墨烯的费米能^[15], 以此来调节石墨烯电导率, 从而改变决定能带结构的色散关系, 进而调节能带结构^[16], 以此来操控光的传播. 研究发现, 随着费米能增大, 低频段能带迅速向高频移动, 而高频段能带移动缓慢, 导致能带向高频压缩, 使得光波原先允许频率变成禁止传播, 而禁止频率变成允许传播. 为光学设计和对光的操纵提供一种新的途径和方法.

* 国家自然科学基金(批准号: 61464007, 11364033 和 11264029)、江西省自然科学基金(批准号: 20122BAB202002)、毫米波国家重点实验室开放课题(批准号: K201216)和江西省博士后科学基金(批准号: 2014KY32)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dengxinhua@ncu.edu.cn

2 理论模型与计算方法

我们将石墨烯引入到常规一维光子晶体中构建如图 1 所示的可调谐太赫兹光子晶体结构, 石墨烯的电导率 σ_g 大小为 [17-19]

$$\sigma_g = \frac{i e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})} \left(\frac{E_F}{k_B T} + 2 \ln \left(e^{-\frac{E_F}{k_B T}} + 1 \right) \right) + \frac{i e^2}{4\pi \hbar} \ln \left| \frac{2E_F - (\omega + i\tau^{-1})\hbar}{2E_F + (\omega + i\tau^{-1})\hbar} \right|, \quad (1)$$

其中, k_B 是波尔斯曼常数, E_F 是费米能, T 是绝对温度, τ 是电子弛豫时间, ω 为光波频率, 电导率 σ_g 决定了石墨烯光学行为. 要利用传输矩阵计算含石墨烯的光子晶体光学传输特性需要首先确定决定其光学传输特性的电介质层特征矩阵和石墨烯层的特征矩阵. 如图 1 所示, 在第 j 层电介质, 对于 TE 偏振波由电场为

$$\mathbf{E}_j = E_x \hat{e}_x = \left(E_j^+ e^{ik_{j,z}z} + E_j^- e^{-ik_{j,z}z} \right) \hat{e}_x, \quad (2)$$

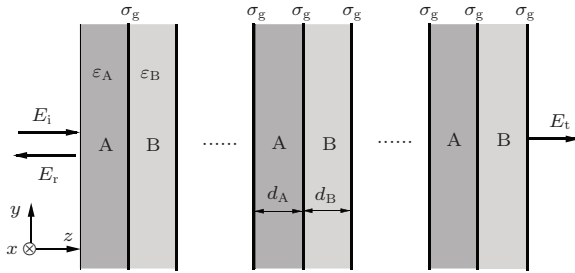


图 1 基于石墨烯的可调谐太赫兹光子晶体结构示意图, 其中 σ_g 是石墨烯的电导率

可以得到磁场

$$\mathbf{H}_j = H_y \hat{e}_y = \frac{1}{Z_0} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cos \theta_j \left(E_j^+ e^{ik_{j,z}z} - E_j^- e^{-ik_{j,z}z} \right) \hat{e}_y, \quad (3)$$

其中, $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ 是阻抗, 大小为 377Ω . 则由 (2) 和 (3) 两式得到

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_x(z) \\ Z_0 H_y(z) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos k_{j,z} \Delta z & -i \frac{1}{p_j} \sin k_{j,z} \Delta z \\ -ip_j \sin k_{j,z} \Delta z & \cos k_{j,z} \Delta z \end{pmatrix} \\ &\quad \times \begin{pmatrix} E_x(z + \Delta z) \\ Z_0 H_y(z + \Delta z) \end{pmatrix} \\ &= M_j \begin{pmatrix} E_x(z + \Delta z) \\ Z_0 H_y(z + \Delta z) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中, $p_j = \sqrt{\varepsilon_j/\mu_j} \cos \theta_j$, θ_j 是第 j 层光的透射角. 由此可得第 j 层电介质的特征矩阵:

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos k_{j,z} \Delta z & -i \frac{1}{p_j} \sin k_{j,z} \Delta z \\ -ip_j \sin k_{j,z} \Delta z & \cos k_{j,z} \Delta z \end{pmatrix}, \quad (5)$$

其中, $k_{j,z} = (\omega/c) \sqrt{\varepsilon_j} \sqrt{\mu_j} \cos \theta_j$, 这里 ε_j 和 μ_j 分别为第 j 层介质的介电常数和磁导率. 利用同样的方法可得 TM 偏振波电介质特征矩阵.

接下来我们推导石墨烯层光学传输特征矩阵, 石墨烯由于其厚度非常薄 (只有 0.34 nm), 当我们考虑石墨烯光学传输特性时可视之为一个电导率界面. 在石墨烯界面处利用电场和磁场边界条件可得

$$\hat{n} \times (\mathbf{E}_j - \mathbf{E}_{j+1}) = 0, \quad (6)$$

$$\hat{n} \times (\mathbf{H}_j - \mathbf{H}_{j+1}) = \sigma_g \mathbf{E}_{j+1}. \quad (7)$$

于是有

$$E_{jx} = E_{(j+1)x}, \quad (8)$$

$$H_{jy} = H_{(j+1)y} + \sigma_g E_{(j+1)x}. \quad (9)$$

考虑到电场与磁场的比值等于阻抗, 我们在 (9) 式两边同乘以阻抗 Z_0 得到

$$Z_0 H_{jy} = Z_0 H_{(j+1)y} + \sigma_g Z_0 E_{(j+1)x}. \quad (10)$$

将 (8) 和 (10) 两式联立, 石墨烯界面两侧电场与磁场可以用一个特征矩阵来联系:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_{jx} \\ Z_0 H_{jy} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \sigma_g Z_0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{(j+1)x} \\ Z_0 H_{(j+1)y} \end{pmatrix} \\ &= M_g \begin{pmatrix} E_{(j+1)x} \\ Z_0 H_{(j+1)y} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (11)$$

从而得到石墨烯光学传输性质的特征矩阵

$$M_g = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \sigma_g Z_0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

于是对于图 1 所示结构总的传输矩阵为

$$T = \prod_{j=1}^N M_j M_g = \begin{pmatrix} x_{11} & x_{12} \\ x_{21} & x_{22} \end{pmatrix}. \quad (13)$$

入射端电场和磁场

$$\begin{pmatrix} E_x(0) \\ Z_0 H_y(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_i + E_r \\ p_0 (E_i - E_r) \end{pmatrix}. \quad (14)$$

出射端电场和磁场

$$\begin{pmatrix} E_x(L) \\ Z_0 H_y(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_t \\ p_s E_t \end{pmatrix}. \quad (15)$$

这里 L 是入射端到出射端的总长度, 则入射端电场和磁场与出射端电场和磁场可以用一个总的传输矩阵 T 来联系:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_x(0) \\ Z_0 H_y(0) \end{pmatrix} &= T \begin{pmatrix} E_x(L) \\ Z_0 H_y(L) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} x_{11} & x_{12} \\ x_{21} & x_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x(L) \\ Z_0 H_y(L) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (16)$$

即

$$\begin{pmatrix} E_i + E_r \\ p_0(E_i - E_r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_{11} & x_{12} \\ x_{21} & x_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_t \\ p_s E_t \end{pmatrix}. \quad (17)$$

由此可得反射系数和透射系数

$$r = \frac{E_r}{E_i} = \frac{(x_{11} + x_{12}p_s)p_0 - (x_{21} + x_{22}p_s)}{(x_{11} + x_{12}p_s)p_0 + (x_{21} + x_{22}p_s)}, \quad (18)$$

$$t = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2p_0}{(x_{11} + x_{12}p_s)p_0 + (x_{21} + x_{22}p_s)}, \quad (19)$$

反射系率和透射率分别为

$$R = |r|^2, \quad (20)$$

$$T = \frac{p_s}{p_0} |t|^2. \quad (21)$$

对于一维周期结构由布洛赫定理可得

$$\begin{aligned} E(z + d_A + d_B) \\ = e^{i\kappa(d_A + d_B)} E(z) = T_{\text{unit}} E(z), \end{aligned} \quad (22)$$

其中 T_{unit} 为周期结构每个原包的传输矩阵, 且 $T_{\text{unit}} = M_A M_g M_B M_g$, 由 (22) 式可得决定能带结构的色散关系式

$$\begin{aligned} \eta &= \cos \kappa(d_A + d_B) \\ &= \cos \delta_A \cos \delta_B - \frac{1}{2} \left(\frac{p_B}{p_A} + \frac{p_A}{p_B} \right) \sin \delta_A \sin \delta_B \\ &\quad - i\sigma_g Z_0 \left(\frac{\sin \delta_A \cos \delta_B}{p_A} + \frac{\sin \delta_B \cos \delta_A}{p_B} \right) \\ &\quad - \frac{1}{2} \frac{(\sigma Z_0)^2}{p_A p_B} \sin \delta_A \sin \delta_B, \end{aligned} \quad (23)$$

其中, $\delta_{A(B)} = k_{A(B),z} d_{A(B)}$, 当 $|\eta| > 1$ 时光波不能通过, 是禁带, 只有当 $|\eta| \leq 1$ 时光波才能通过. 从 (23) 式我们可以看到, 这种结构色散关系与常规光子晶体不同, 常规光子晶体色散关系式只是取 (23) 式右端前两项, 正是由于色散关系中石墨烯电导率

σ_g 的存在导致了其光学性质与常规光子晶体有所不同, 并且由于 σ_g 具有可调性, 我们可以通过调节石墨烯电导率 σ_g 大小来改变决定其能带结构的色散关系, 以此来操控光的传播.

3 数值计算与分析

在下面的计算中我们选取: $T = 300$ K, $\tau = 0.25$ ps, $E_F = 0.25$ eV, 材料 A 与 B 的介电常数分别 $\epsilon_A = 2.9$, $\epsilon_B = 1.5$, 两者均为非磁材料 ($\mu_A = \mu_B = 1$), 入射光的中心频率 $f_0 = 2.5$ THz, 其对应的中心波长 $\lambda_0 = c/f_0$, A 与 B 的长度分别为 $d_A = \lambda_0/(4\sqrt{\epsilon_A})$, $d_B = \lambda_0/(4\sqrt{\epsilon_B})$.

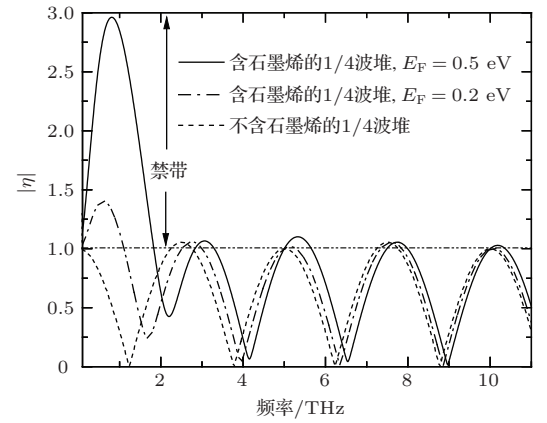


图2 含石墨烯的1/4波堆与不含石墨烯的1/4波堆 $|\eta|$ 在不同的费米能下随入射光频率变化图形

首先, 我们研究了含石墨烯的一维周期结构与不含石墨烯的一维周期结构由 (23) 式给出的 $|\eta|$ 在不同的费米能下随入射光频率变化图形, 从图 2 我们可以看到, 对于常规光子晶体 (不含石墨烯 1/4 波堆) 第 1 个带隙的中心频率为 2.5 THz, 带隙的宽度为 0.5 THz, 并且每隔 4.5 THz 出现一个带隙, 带隙的宽度均为 0.5 THz, 没有带隙压缩现象; 而对于石墨烯光子晶体 (含石墨烯 1/4 波堆) 初始费米能 $E_F = 0.2$ eV 时, 第 1 个带隙的中心频率为 0.6 THz, 带隙的宽度为 0.51 THz, 第 2 个带隙的中心频率为 2.77 THz, 带隙的宽度为 0.46 THz, 可见两者带隙压缩了 0.14 THz, 而对于石墨烯光子晶体 (含石墨烯 1/4 波堆) 费米能增大到 $E_F = 0.5$ eV 时, 第 1 个带隙的中心频率为 0.8 THz, 带隙的宽度为 1.01 THz, 第 2 个带隙的中心频率为 3.07 THz, 带隙的宽度为 0.56 THz, 可以看到带隙压缩更为明显, 两者带隙压缩了 0.45 THz, 还可以看到在频率分别为

5 THz 和 10 THz 时常规光子晶体 $|\eta| = 1$, 是光波允许的频率, 而石墨烯光子晶体 $|\eta| > 1$, 光波是被禁止传播的. 图中我们可以看到随着 E_F 增大, 低频能带迅速向高频移动, 而高频能带移动缓慢, 导致能带向高频压缩, 同时带隙的中心频率向高频移动, 使得原先光波允许频率变成禁止传播, 而原先禁止频率将成为能够传播的允许频率.

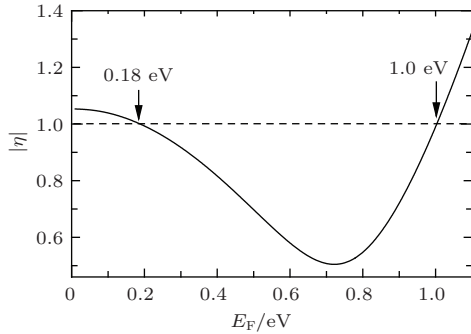


图3 含石墨烯的1/4波堆在频率为2.5 THz时 $|\eta|$ 随费米能变化图形

为了能够更好明白通过改变费米能 E_F 大小光的传播行为是如何变化的, 我们经过数值计算并画出了含石墨烯的1/4波堆在频率为2.5 THz时 $|\eta|$ 随费米能变化图形. 从图3我们可以看到随着 E_F 增大, 光的传播由禁止变为导通, 再由导通变为禁止传播. 禁止变导通的临界 E_F 为0.18 eV, 而导通变禁止的临界 E_F 为1 eV.

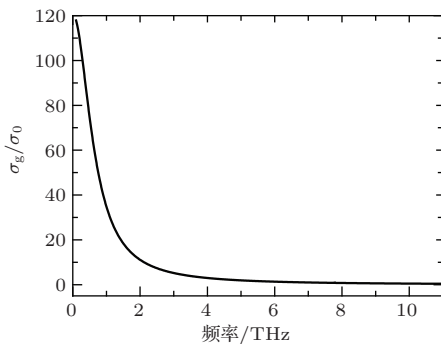


图4 石墨烯的电导率随入射光频率的变化关系图, 其中 $\sigma_0 = e^2/(4\hbar)$

为了从物理机制上弄清楚图1中随着 E_F 增大, 低频的能带迅速向高频移动, 而高频的能带移动缓慢, 导致能带向高频压缩的真实原因. 我们在图4中作出了石墨烯的电导率随入射光频率变化关系图. 从图中不难发现当入射光频率增大时, 低频段石墨烯电导率迅速减小, 而高频段其电导率变化缓慢. 我们由决定能带结构的色散关系(23)式可

知低频段石墨烯电导率迅速减小导致 $|\eta|$ 迅速改变, 能带迅速移动, 而高频段电导率变化缓慢导致 $|\eta|$ 变化很小, 能带变化缓慢.

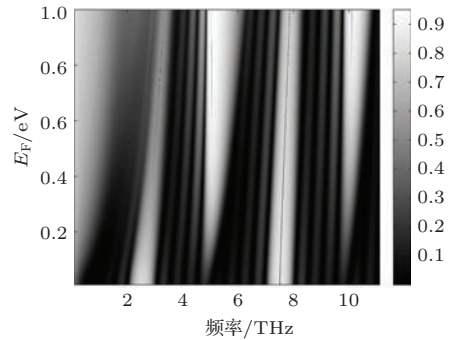


图5 由材料A, B和石墨烯组成的5个周期结构(如图1所示)的反射率随费米能 E_F 和入射光频率变化的光谱图

下面考虑有限个周期结构的光谱, 图5我们作出了如图1所示的由材料A, B和石墨烯组成的5个周期结构反射率随费米能 E_F 和入射光频率变化的光谱图. 从图中我们可以看到, 随着费米能 E_F 的增大, 光谱线在低频较快向高频移动, 而高频谱线变化缓慢, 同时还可以看到在频率为2.5 THz附近随着费米能 E_F 的增大带隙的宽度逐渐减小, 而在频率为5 THz和10 THz附近随着费米能 E_F 的增大带隙的宽度逐渐增大. 因而导致原先禁止频率将成为能够传播的允许频率, 而原来光波允许频率变成禁止传播.

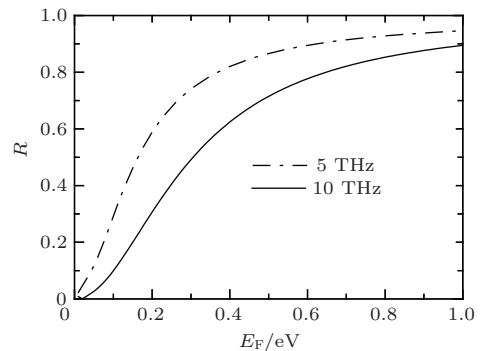


图6 由材料A, B和石墨烯组成的5个周期结构(如图1所示)在频率分别为5 THz及10 THz时反射率随费米能 E_F 变化的光谱图

为了能够更为清楚看出在频率为5 THz和10 THz附近随着费米能 E_F 的增大反射率具体情况. 我们在图6作出了频率分别为5 THz及10 THz时反射率随费米能 E_F 变化的光谱图. 从图中我们可以看到, 随着费米能 E_F 的增大, 反射率由0迅速

增大, 并且频率为5 THz时反射率增大更加迅速, 从而导致光波由导通迅速变为禁止传播.

4 结 论

我们研究了基于石墨烯的可调THz新型光子晶体, 构建这种光子晶体结构的能带计算模型, 并推导了其色散关系. 由于色散关系中石墨烯电导率的存在导致了其光学性质与常规光子晶体有所不同的能带压缩现象出现, 能够通过改变费米能来调节石墨烯电导率, 以此来操控光的传播, 为光学设计和对光的操纵提供一种新的途径和方法, 研究内容对于可调谐光子晶体波导、调制器以及滤波特性的研究具有一定的参考价值.

参考文献

- [1] Shen Y C, Lo T, Taday P F, Cole B E, Tribe W R, Kemp M C 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 241116
- [2] Jacobsen R H, Mittleman D M, Nuss M C 1996 *Opt. Lett.* **21** 2011
- [3] Markelz A G, Roitberg A, Heilweil E J 2000 *Chem. Phys. Lett.* **320** 42
- [4] Yoneyama H, Yamashita M, Kasai S, Kawase K, Ito H, Ouchi T 2008 *Opt. Commun.* **281** 1909
- [5] Li Z Y, Yao J Q, Xu D G, Zhong K, Wang J L, Bing P B 2011 *Chin. Phys. B* **20** 054207
- [6] Chen D P, Xing C F, Zhang Z, Zhang C L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 024202 (in Chinese) [陈大鹏, 邢春飞, 张峥, 张存林 2012 物理学报 **61** 024202]
- [7] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [8] Zhang S, Fan W, Panio N C, Malloy K J, Osgood R M, Brueck S R J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 137404
- [9] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Zhang Y, Dubonos S V, Grigorieva I V, Firsov A A 2004 *Science* **306** 666
- [10] Lee S H, Choi M, Kim T T, Lee S, Liu M, Yin X, Choi H K, Lee S S, Choi C G, Choi S Y, Zhang X, Min B 2012 *Nature Materials* **11** 936
- [11] Rodriguez B S, Yan R, Kelly M M, Fang T, Tahy K, Hwang W S, Jena D, Liu L, Xing H G 2012 *Nature Communications* **3** 780
- [12] Zuo Z G, Wang P, Ling F R, Liu J S, Yao J Q 2013 *Chin. Phys. B* **22** 097304
- [13] Xie L Y, Xiao W B, Huang G Q, Hu A R, Liu J T 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 057803 (in Chinese) [谢凌云, 肖文波, 黄国庆, 胡爱荣, 刘江涛 2014 物理学报 **63** 057803]
- [14] Zhang Y P, Zhang H Y, Yin Y H, Liu L Y, Zhang X, Gao Y, Zhang H Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 047803 (in Chinese) [张玉萍, 张洪艳, 尹贻恒, 刘陵玉, 张晓, 高营, 张会云 2012 物理学报 **61** 047803]
- [15] Mao Q, Wen Q Y, Tian W, Wen T L, Chen Z, Yang Q H, Zhang H W 2014 *Opt. Lett.* **39** 5649
- [16] Wang F, Zhang Y, Tian C, Girit C, Zettl A, Crommie M, Shen Y R 2008 *Science* **320** 206
- [17] Hanson G W 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 064302
- [18] Koppens F H L, Chang D E, Garca de Abajo F J 2011 *Nano Lett.* **11** 3370
- [19] Bao Q L, Zhang H, Wang B, Ni Z H, Lim C H Y X, Wang Y, Tang D Y, Loh K P 2011 *Nat. Photonics* **5** 411

Tunable terahertz photonic crystal structures containing graphene*

Deng Xin-Hua^{1)2)†} Yuan Ji-Ren¹⁾ Liu Jiang-Tao¹⁾ Wang Tong-Biao¹⁾

1) (School of Science, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

2) (State Key Laboratory of Millimeter Waves, Southeast University, Nanjing 210096, China)

(Received 19 October 2014; revised manuscript received 17 November 2014)

Abstract

We introduce graphene into conventional photonic crystals to build new photonic crystal structures, and strictly derive the dispersion relations of the structures based on the electromagnetic boundary conditions and the Maxwell's equations required. The dispersion relations are different from that of the conventional photonic crystals, and the optical properties of the structures may also differ from that of the conventional photonic crystals because of the presence of graphene conductivity in the dispersion relations. By changing the Fermi energy of graphene, the conductivity of it can be changed, the dispersion relations adjusted, the energy band structure altered, and its light propagation manipulated as well. With increasing Fermi energy, the energy band can be transformed from the allowed bands to the prohibited bands and then transformed along the opposite direction to the allowed bands. Because the conductivity changes rapidly in low frequency range, while changes slowly in high frequency range, as the Fermi energy increases, the energy band in the low frequency region will move quickly to higher frequency region, and the energy band in the high frequency region moves slowly, leading to the band compression and mutual conversion between the allowed and the prohibited bands. The larger the Fermi energy, the more obvious the band compression, and the more easy the mutual conversion.

Keywords: graphene, terahertz, photonic crystal structures

PACS: 41.20.Jb, 42.70.Qs, 95.85.Fm

DOI: [10.7498/aps.64.074101](https://doi.org/10.7498/aps.64.074101)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grants Nos. 61464007, 11364033, 11264029), the Open Research Fund of State Key Laboratory of Millimeter Waves, China (Grant No. K201216), the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China (Grant No. 20122BAB202002), and the Postdoctoral Science Foundation of Jiangxi Province, China (Grant No. 2014KY32).

† Corresponding author. E-mail: dengxinhua@ncu.edu.cn