

基于石墨烯纳米带的齿形表面等离子激元滤波器的研究

盛世威 李康 孔繁敏 岳庆炆 庄华伟 赵佳

Tooth-shaped plasmonic filter based on graphene nanoribbon

Sheng Shi-Wei Li Kang Kong Fan-Min Yue Qing-Yang Zhuang Hua-Wei Zhao Jia

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 108402 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.108402

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.108402>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I10>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

全新的电导率特征矩阵方法及其在石墨烯 THz 频率光学特性上的应用

A new characteristics matrix method based on conductivity and its application in the optical properties of graphene in THz frequency range

物理学报.2015, 64(5): 057801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.057801>

双层石墨烯位于 $1800\text{--}2150\text{ cm}^{-1}$ 频率范围内的和频拉曼模

The second-order combination Raman modes of bilayer graphene in the range of $1800\text{--}2150\text{ cm}^{-1}$

物理学报.2014, 63(14): 147802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.147802>

光子晶体增强石墨烯 THz 吸收

Terahertz absorption of graphene enhanced by one-dimensional photonic crystal

物理学报.2014, 63(5): 057803 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.057803>

基于倏逝场耦合的石墨烯波导光传输相位特性仿真与实验研究

Simulation and experimental research of phase transmission features based on evanescent field coupled graphene waveguide

物理学报.2013, 62(23): 237805 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.237805>

掺杂石墨烯系统电场调控的非线性太赫兹光学特性研究

Electrically-controlled nonlinear terahertz optical properties of graphene

物理学报.2013, 62(23): 237804 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.237804>

基于石墨烯纳米带的齿形表面 等离激元滤波器的研究*

盛世威¹⁾ 李康^{1)†} 孔繁敏¹⁾ 岳庆炆¹⁾²⁾ 庄华伟¹⁾³⁾ 赵佳¹⁾

1) (山东大学信息科学与工程学院, 济南 250100)

2) (山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

3) (山东建筑大学信息与电气工程学院, 济南 250101)

(2014年10月3日收到; 2014年12月16日收到修改稿)

提出了一种基于石墨烯纳米带的齿形表面等离激元波导滤波器, 并且用时域有限差分法研究了这种结构. 单个齿形的滤波器可以实现带阻滤波, 其滤波特性可以用基于散射矩阵的解析模型解释. 滤波器的透射谱特性可以通过调节齿的长度、宽度以及石墨烯的化学势来改变. 由于石墨烯的化学势可以用门电路来调节, 这种结构的滤波器可以在器件加工完成后灵活地调节其工作波长. 同时研究了多齿滤波器, 这种结构可以实现宽带滤波, 文中对具有不同齿数、周期的滤波器的透射谱进行了细致的研究. 研究结果对实现基于石墨烯的大规模集成光电子器件提供了重要的理论参考.

关键词: 滤波器, 石墨烯, 光波导, 表面等离激元

PACS: 84.30.Vn, 78.67.Wj, 42.79.Gn, 42.82.Gw

DOI: 10.7498/aps.64.108402

1 引言

近十年来, 石墨烯因其特殊的机械、电、光以及热特性而吸引了研究人员的极大兴趣^[1]. 事实上, 自石墨烯问世以来, 已经在光调制器、滤波器、发光二极管、光电探测器、三极管以及超快速激光器等众多领域引起了快速革命^[2-4]. 尤其是石墨烯特殊的电光特性, 使得石墨烯最有潜力成为构建工作在太赫兹 (Terahertz, THz) 到近红外频谱的高度集成表面等离激元 (surface plasmon polaritons, SPP) 器件平台的材料^[5]. 表面等离激元是在金属与介质表面传输的电磁波, 与传统的金属SPP相比, 石墨烯SPP具有很多优点. 首先, 石墨烯表面等离激元工作在THz到近红外的光谱上, 这个范围的光谱在通信、医疗、生物传感等领域具有广泛的应用^[6-8].

其次, 石墨烯的光电特性可以通过门电路或者化学掺杂的方法灵活调节, 这就意味着在器件加工成型后, 仍然能够根据需求实时调制其工作特性. 在此之前, 表面等离激元器件通常通过精心地设计其几何结构来使其工作在合适的波段^[9-12]. 一些研究者也通过把器件集成在介电系数可调的材料上来解决问题, 例如液晶或者液态金属^[13,14]. 最后, 石墨烯的SPP模式限制能力比金属更加强, 石墨烯纳米带的等效折射率通常可以达到100以上, 因此能够把工作在几十微米波长的整个器件缩小到半个微米尺度. 通过合适的掺杂, 多条石墨烯纳米带并排或者层叠, 可以获得性能更加优良的超高等效折射率的SPP波导^[15,16]. 最近, 很多研究者都致力于单层石墨烯纳米带^[17]的研究, 一些基于石墨烯纳米带的波导器件被提出, 如直角光波导^[18]、光开关^[19,20], 马赫-曾德尔干涉仪^[21]等. 光学滤波器

* 国家自然科学基金 (批准号: 61475084)、中国博士后科学基金 (批准号: 2012M511506) 和山东大学基础研究基金 (批准号: 2014JC032) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: kangli@sdu.edu.cn

是光通信中非常重要的基础器件之一,一些研究者也对基于石墨烯纳米带与环耦合^[22–25]、与碟耦合^[26,27],以及纳米带之间耦合^[28]的滤波器件进行了广泛的研究.

本文提出了一种用基于石墨烯纳米带的齿形表面等离激元滤波器,用有限元法 (finite element method, FEM) 分析了石墨烯纳米带中SPP模式的色散特性,用时域有限差分法 (finite-difference time-domain, FDTD) 分析了滤波器的场分布和透射谱特性. 计算结果表明,通过改变齿的宽度和长度,滤波器的工作波长发生改变,通过门电路电调节石墨烯的化学势,可以实现与改变几何参数相同的效果. 文中对比研究了多齿滤波器的场分布和传输特性,多齿滤波器可以实现宽带滤波的效果. 同样,通过调节石墨烯纳米带的化学势可以实时改变滤波器的工作波长以及带宽. 本文所研究的基于石墨烯纳米带的齿状波导滤波器在THz器件体积小、型化方面具有明显优势,并为今后的实际使用提供了有意义的参考.

2 模型与计算方法

石墨烯的复表面电阻率 σ_s 可以通过Kubo公式来计算^[29,30],它是一个由工作频率 ω ,化学势 μ_c ,带电粒子散射率 Γ 和温度 T 四个参数决定的函数,分为由带内跃迁和带间跃迁两个部分构成,如(1)–(3)式所示:

$$\sigma_s = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}, \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{intra}}(\omega, \mu_c, \Gamma, T) = \frac{-je^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega - j2\Gamma)} \left[\frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left(e^{-\frac{\mu_c}{k_B T}} + 1 \right) \right], \quad (2)$$

$$\sigma_{\text{inter}}(\omega, \mu_c, \Gamma, T) = \frac{-je^2}{4\pi \hbar} \ln \left[\frac{2|\mu_c| - (\omega - j2\Gamma)\hbar}{2|\mu_c| + (\omega - j2\Gamma)\hbar} \right], \quad (3)$$

其中 e 为单个电子的电荷, k_B 是玻尔兹曼常量, $\hbar = h/2\pi$ 为普朗克常量. 在实验测量中,化学势 μ_c 可以通过载流子浓度得到:

$$n = \mu_c^2 / (\pi \hbar^2 v_F^2), \quad (4)$$

其中 v_F 是费米速度^[31,32]. 载流子浓度 n 可以通过化学掺杂或者门电路调节,同时也就改变了石墨烯的化学势和表面电导率. 在中红外波段,通过合适的掺杂,带间跃迁所导致的表面电导率可以被忽

略,我们只需要考虑如(2)式所示的带内跃迁部分. 事实上石墨烯是一种极薄的二维材料,因此并不存在体电导率和介电系数. 为了能够用三维FDTD对单层石墨烯进行数值仿真分析,石墨烯的等效介电系数可以通过以下方程得到^[22–33]:

$$\varepsilon_{\text{eq}} = \varepsilon_0 - \frac{\sigma_{\text{si}}}{\omega \Delta} + i \frac{\sigma_{\text{sr}}}{\omega \Delta} = \varepsilon_{\text{eq},r} + i \varepsilon_{\text{eq},i}, \quad (5)$$

其中 Δ 是仿真中设置的单层石墨烯的厚度, ε_0 是真空介电系数. 在本文所研究的频率范围,石墨烯的等效介电系数主要由带间跃迁所决定,并展现出与金属相似的特性,其宽频带特性可以用如(5)式所示的Drude模型来拟合:

$$\varepsilon_D = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\omega\tau}, \quad (6)$$

其中:

$$\omega_p = \frac{e^2 k_B T}{2\pi \hbar} \frac{\left[\frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left(e^{-\frac{\mu_c}{k_B T}} + 1 \right) \right]}{\Delta} \quad (7)$$

是等离激元谐振频率, $\tau = 2\Gamma$ 弛豫时间, $\varepsilon_\infty = 1$. 在本文中, Δ 设置为0.34 nm,这个值是石墨的层间厚度,Drude模型拟合的结果与理论值的比较如图2(a)和(b)所示.

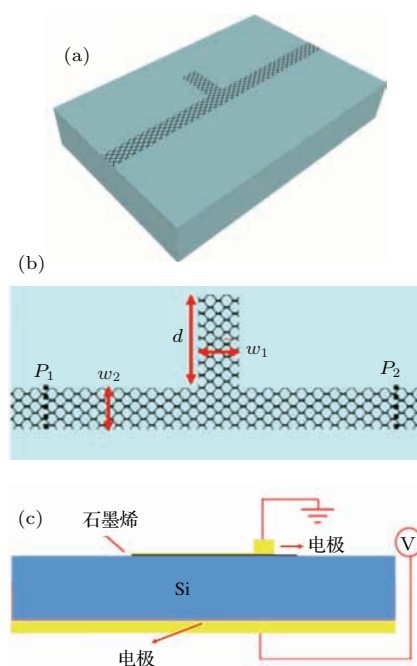


图1 (网刊彩色) 滤波器的结构示意图 (a) 石墨烯齿形滤波器的三维结构图; (b) 石墨烯齿形滤波器的顶视图; (c) back-gate载流子调节结构的示意图

Fig. 1. (color online) Scheme of the plasmonic filter: (a) schematic view of the proposed plasmonic filter; (b) top view of the proposed plasmonic filter; (c) scheme of proposed back-gate carrier density tuning structure.

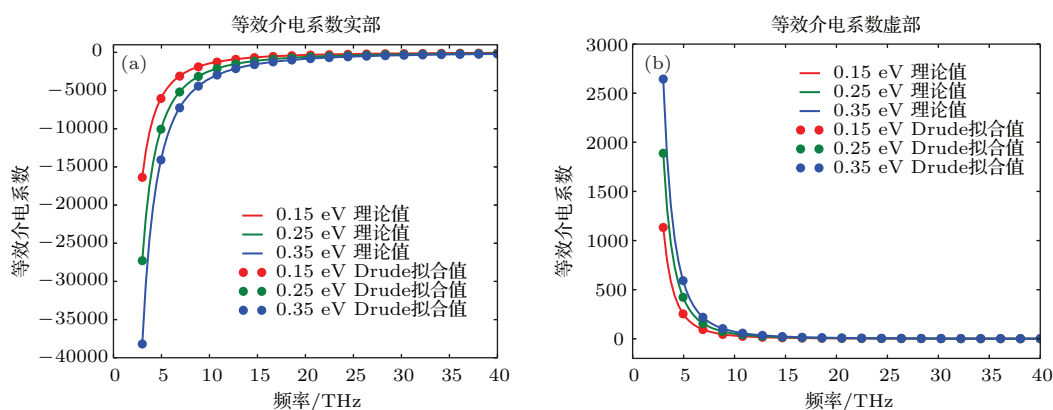


图2 (网刊彩色) Drude模型拟合的石墨烯介电系数与理论值的对比 (a) 实部对比; (b) 虚部对比

Fig. 2. (color online) Comparison of the Drude model fitted result and the theory result of effective permittivity of graphene: (a) comparison of the real part; (b) comparison of the imaginary part.

本文所提出的齿形滤波器的三维结构图和顶视图分别如图1(a)和(b)所示, 石墨烯纳米带被平铺在Si衬底上. 在本文中, Si的介电系数设置为11.9, Si的厚度设置为100 nm. 在之前的工作中, 通过门电路来调节石墨烯载流子浓度和化学势的方法已经被实验验证, 本文使用back-gate结构, 结构的截面如图1(c)所示. 从图中可以看到, 在石墨烯表面和衬底背面之间加载了一个 V_g 的电压差, 使用这种结构来调节石墨烯的化学势的有效性也已经被大量实验证实^[32,34,35]. 器件的加工可以通过以下方法得到: 高品质的石墨烯可以通过化学气相沉积法得到^[36], 然后转移到Si衬底上, 石墨烯纳米带结构可以通过光刻和等离子刻蚀等方法加工出来, 最后在结构上加装金属电极.

3 结果与讨论

为了更好地理解本文所提出的基于石墨烯纳米带的齿形滤波器的滤波特性, 我们首先来考察石墨烯纳米带模式的色散特性. 在之前的研究^[15,31]已经详细地介绍了自由悬浮在空气中和铺设在衬底材料上的石墨烯纳米带的模式特性. 但是基于本文中的特定结构, 有必要对石墨烯纳米带的模式特性进行讨论. 我们知道, 石墨烯纳米带支持两种模式: 边界模和波导模, 其中边界模的能量集中于石墨烯纳米带的边缘, 波导模的能量集中与石墨烯纳米带的中央. 首先, 我们计算了石墨烯纳米带宽度 w 为200 nm, 工作频率 $f = 15$ THz, 化学势 $\mu_c = 0.15$ eV, 带电粒子迁移率为 $\Gamma = 0.43$ meV, 温度为 $T = 300$ K时石墨烯纳米带上存在的四个

低阶模式, 模式的 E_z 场截面图如图3(a)所示. 从图中可以看出, 1阶模式和2阶模式是边界模, 模式的能量集中于石墨烯纳米带的边缘. 3阶模式和4阶模式是波导模, 模式的能量在石墨烯纳米带的中间和边缘都有分布. 影响石墨烯纳米带SPP色散特性的因素主要是宽度、化学势和衬底材料的介电系数. 需要说明的是, 为了方便分析, 本文中衬底材料的结构和厚度一直保持不变, 本文所提及的石墨烯纳米带均平铺在衬底、Si的厚度为100 nm上的纳米带, 因此我们只分析纳米带的宽度 w 和化学势 μ_c 对其色散特性的影响. 首先, 计算了在这种结构下, 工作频率为15 THz, 石墨烯纳米带的宽度从10 nm增加到250 nm时, 石墨烯纳米带中存在的前四阶SPP模式的等效折射率 n_{eff} (定义为 $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$, 其中 β 是模式的传播常数, k_0 是自由空间波数). 结果如图3(b)所示, 2阶模式在30 nm截止, 3阶模式在80 nm截止, 4阶模式在140 nm截止. 我们知道, 石墨烯纳米带SPP模式的等效折射率随着化学势 μ_c 的增大和频率的减小而减小, 所以, 当工作频率低于15 THz, 而且宽度低于30 nm时, 石墨烯纳米带是单模SPP波导. 即使石墨烯纳米带的宽度稍高于30 nm, 石墨烯纳米带中存在2阶模式, 其品质因数[figure of merit, FOM, 定义为 $\text{Re}(n_{\text{eff}})/\text{Im}(n_{\text{eff}})$]也会太小而不能长距离传输. 因此在本文中只需要考虑石墨烯纳米带基模(也就是1阶模式)的特性即可. 接下来, 我们计算了化学势 $\mu_c = 0.15$ eV, 宽度分别为20, 25, 30 nm时石墨烯纳米带上基模的色散特性, 相关结果如图3(c)所示. 同时我们计算了纳米带宽度为20 nm, 化学势分别为0.15, 0.25, 0.35 eV时石墨烯纳米带上基模

的色散特性, 相关结果如图 3(d) 所示. 从图 3(c) 和 (d) 中可以看出, 当石墨烯纳米带宽度变窄时, 石墨烯纳米带 SPP 模式的等效折射率增加, 当化学势增加时, SPP 模式的等效折射率减小.

接下来, 我们用 FDTD 计算了如图 1(a), (b) 所示的齿形滤波器的透射谱. 透射谱的定义为

$T = P_2/P_1$, 其中 P_2 是齿形滤波器的输出功率, P_1 是齿形滤波器的输入功率. P_2 和 P_1 通过对如图 1(b) 中虚线所示的垂直截面的坡印亭矢量积分定义为

$$P = \frac{1}{2} \left[\int \text{Re}(E \times H^*) \cdot dS \right]$$

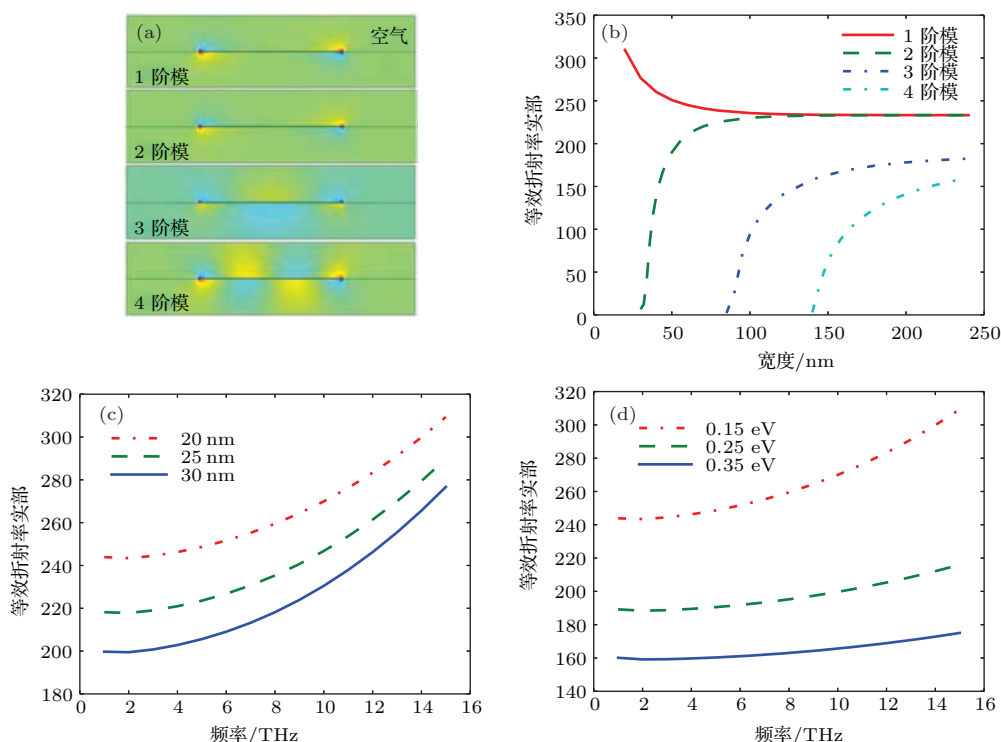


图 3 (网刊彩色) 石墨烯纳米带的模式分布 (a) 石墨烯纳米带上存在的低四阶模式的 E_z 截面; (b) 工作频率为 15 THz、石墨烯纳米带的宽度从 10 nm 增加到 250 nm 时, 石墨烯纳米带上低四阶模式的等效折射率; (c) 不同化学势 μ_c 的石墨烯纳米带等效折射率与频率的关系; (d) 不同宽度的石墨烯纳米带等效折射率与频率的关系

Fig. 3. (color online) Modes exits in the graphene nanoribbon: (a) the E_z profile of the lower four order modes supported by the graphene nanoribbon; (b) effective index of the modes supported by graphene nanoribbon with a width narrower than 250 nm when operating at 15 THz; (c) effective index of the graphene nanoribbon with different chemical potential values; (d) effective index of the graphene nanoribbon with different width.

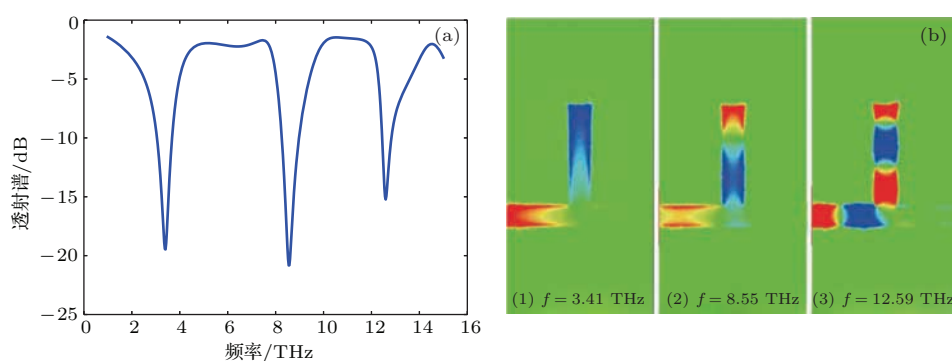


图 4 (网刊彩色) 单齿形滤波器的特性 (a) 长度为 100 nm, 宽度为 20 nm, 化学势 μ_c 为 0.15 eV 的石墨烯齿形滤波器的透射谱图; (b) 透射谱图中透射凹陷位置的 E_z 分量截面图

Fig. 4. (color online) Characteristics of a single teeth plasmonic filter: (a) transmission spectrum of a filter with teeth length of 100 nm, width of 20 nm and chemical potential of 0.15 eV; (b) E_z profile at frequencies of each transmission dips.

获得. 为了保证FDTD仿真计算的精度, 在石墨烯垂直方向上(z 方向)采用非均匀网格, 并且在石墨烯层, FDTD最小网格设置为 $\Delta/10 = 0.034$ nm. 在平行于石墨烯的方向上(x 和 y 方向), 网格大小为 $1\text{ nm} \times 1\text{ nm}$, 仿真区域的各个方向的边界均采用理想匹配层(perfect matched layer, PML)来实现吸收边界. 器件的几何参数设置为 $d = 100$ nm, $w_1 = w_2 = 20$ nm, 在本文以后的仿真中, w_2 设置为 20 nm的固定值. 石墨烯的材料特性设置为 $\mu_c = 0.15$ eV, $\Gamma = 0.43$ meV, $T = 300$ K. 计算所得的透射谱如图2(a)所示. 可以看到, 在考察频率区间内, 滤波器的透射谱存在三个透射凹陷, 分别发生在 3.41 , 8.55 , 12.59 THz. 我们在距离石墨烯表面 1 nm的地方设置了监视平面, 在三个透射凹陷频率处 E_z 场的截面图如图2(b)所示. 可以看出, 1阶, 2阶和3阶透射凹陷分别发生在齿的长度为 $\lambda_{\text{eff}}/4$, $3\lambda_{\text{eff}}/4$ 和 $5\lambda_{\text{eff}}/4$ 处(λ_{eff} 是等效波长, 定义为 $\lambda_{\text{eff}} = \lambda/n_{\text{eff}}$, λ 是入射光的真空波长), 并且此时齿内的电场强度比较强.

如果将输入端、输出端、齿端分别视为端口1, 2, 3, 则输出端的透射谱可以由基于散射矩阵的解析模型来分析^[37,38]:

$$T = \left| t_1 + \frac{s_1 s_3}{1 - r_3 \exp[i\phi(\lambda)]} \exp[i\phi(\lambda)] \right|^2, \quad (8)$$

其中 r_i , t_i 和 s_i ($i = 1, 2, 3$)分别为端口 i 的反射系数、传输系数和分离系数. 其中:

$$\phi(\lambda) = \left(4\pi \frac{d}{\lambda_{\text{eff}}} \right) + \Delta\phi, \quad (9)$$

$\Delta\phi$ 是附件相位条件. 可以看出, 当相位满足 $\phi(\lambda) = (2m - 1)\pi$, 并且 m 是正整数时, 透射率最小. 忽略附加相位条件的影响, 也就是 $d \approx (2m - 1)\lambda_{\text{eff}}/4$ 时透射率最小, 这与此前的分析符合. 因此, 影响透射谱的主要因素是齿的长度 d 和等效折射率 n_{eff} . 如图3(c), (d)所示, n_{eff} 同时受到齿的宽度 w_1 和石墨烯化学势 μ_c 的影响. 首先考察齿的几何形状对器件透射谱的影响. 我们计算了齿长分别为 $L = 80, 90, 100$ nm三种情况, 石墨烯的化学势 μ_c 为 0.15 eV. 其他特性以及器件

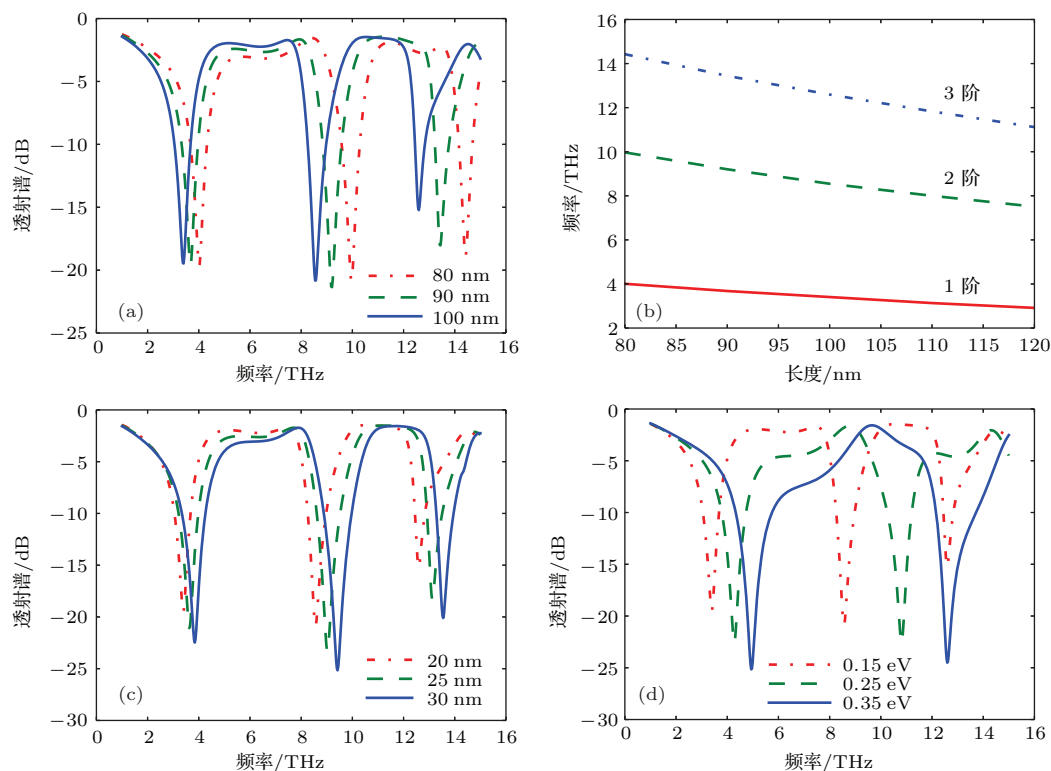


图5 (网刊彩色) 单齿形的滤波器的可调节性 (a) 不同齿长的单齿滤波器的透射谱; (b) 前三阶透射凹陷的中心频率与齿长的关系; (c) 不同化学势的单齿滤波器的透射谱; (d) 不同齿宽的单齿滤波器的透射谱

Fig. 5. (color online) Tunability of a single-tooth plasmonic filter: (a) transmission spectrum of the single tooth filter with different tooth length; (b) frequencies of the first three order transmission dips as function of the teeth length; (c) transmission spectrum of the single tooth filter with different chemical potential; (d) transmission spectrum of the single tooth filter with different width.

的结构参数和前面保持一致. 相关计算结果如图 5(a) 所示. 可以看出, 透射谱随着齿的长度增加而发生了红移. 从图 5(b) 可以看出, 透射凹陷中心频率和齿的长度之间呈现线性关系, 这与 (9) 式所得结果是一致的. 同样, 我们计算了齿的宽度分别为 20, 25, 30 nm 三种情况. 齿的长度被固定为 100 nm. 石墨烯的材料特性和器件的结构参数仍然和前面保持一致. 计算结果如图 5(c) 所示, 从中可以看出, 透射谱随着齿的宽度增加发生了蓝移.

最后考察滤波器的电调节性能, 这也是石墨烯

纳米带最具优势的特性. 如前所述, 石墨烯纳米带上 SPP 模式的 n_{eff} 可以通过化学势来改变, 而化学势 μ_c 又可以通过改变门电路的偏置电压来改变, 因此整个器件的滤波特性可以通过门电路电压来灵活地调节而不需要改变滤波器的几何参数. 我们依次计算石墨烯化学势为 0.15, 0.25 和 0.35 eV 的齿形滤波器的透射谱. 齿的宽度和长度分别设置为 20 nm 和 100 nm 不变, 相关计算结果如图 5(d) 所示. 从图中可以看出, 透射凹陷的频率随着化学势的增加发生了迅速的蓝移.

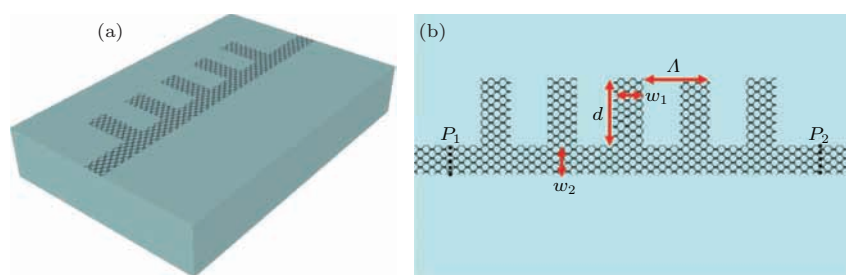


图 6 (网刊彩色) 多齿滤波器的结构示意图 (a) 基于石墨烯纳米带的多齿滤波器的三维结构图; (b) 滤波器的顶视图
Fig. 6. (color online) Scheme of the multi-teeth filter based on graphene nanoribbon: (a) 3D Schematic view of the multi-teeth filter based on graphene nanoribbon; (b) top view of the multi-teeth filter based on graphene nanoribbon.

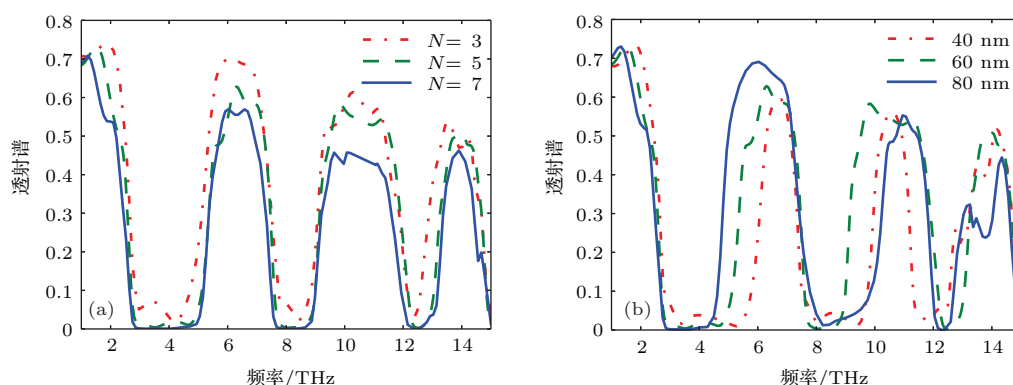


图 7 (网刊彩色) 多齿滤波器的传输谱特性 (a) 齿个数对多齿滤波器透射谱的影响; (b) 齿周期对多齿滤波器透射谱的影响
Fig. 7. (color online) Characteristics of multi-teeth plasmonic filter: (a) the influence of the teeth number on the transmission spectrum of the filter; (b) the influence of the teeth period on the transmission spectrum of the filter.

基于金属-介质-金属 (metal-insulator-metal, MIM) 波导的多齿滤波器已被广泛研究 [38], 结果表明多齿滤波器可以展现出带通/带阻滤波的特性. 基于石墨烯纳米带的多齿滤波器也具有这种相似的特性, 不同的是石墨烯纳米带多齿滤波器工作在 THz 波段, 并且因为石墨烯超强的模式约束能力, 它可以将工作波长为几十微米的器件压缩到 500 nm 以内. 理论上, 如果多齿滤波器各个齿之间的距离足够远 (超过石墨烯表面等离激元倏逝波的高度), 则多齿滤波器是单齿滤波器的简单叠加, 因此会以单齿滤波器的透射谱凹陷处为中心频率, 形

成宽频带的带阻滤波器. 然而, 考虑到器件尺寸, 一般各个齿之间的距离都小于这个距离, 因此各个齿之间存在着耦合. 为了比较多齿滤波器和单齿滤波器的区别, 我们计算了如图 6(a), (b) 所示的多齿滤波器的透射谱特性. 如图所示, 多齿滤波器齿的个数为 N , 齿的长度为 d , 宽度为 w_1 , 周期为 Λ . 首先研究齿的个数对滤波器的影响. 将齿的长度固定为 100 nm, 齿的宽度为 20 nm, 齿的周期为 60 nm, 分别计算了齿的个数分别为 3, 5, 7 个时透射谱的变化. 石墨烯的化学势 μ_c 设置为 0.15 eV. 计算所得结果如图 7(a) 所示. 从图中可以看出, N 从

3变化到5时,滤波器的带宽受到影响,滤波器阻带的透射率更加趋近于0,通带的透射率也随之减小;而 N 从5变化到7时,滤波器的带宽和阻带的透射率受到的影响非常小,反而因为较多的齿数增加了滤波器的损耗.因此,滤波器带通部分的透射率在显著变小,这样就降低了滤波器的性能.同时,我们研究了齿数为 $N = 5$,其他参数与前面一致时,齿的周期对透射谱的影响.我们计算了周期 Λ 分别为40, 60和80 nm时透射谱的变化.计算所得结果如图7(b)所示.从图中可以看出,周期 Λ 的改变对滤波器的带宽造成了显著影响,并且导致了带阻

中心频率的改变,这是由于相邻齿之间的耦合条件的改变造成的.这一特性与基于MIM的多齿形滤波器^[38]存在明显的不同,这是因为MIM波导的模式能量集中在金属缝隙中,也就是介质层,因此需要相对较小的齿距离就可以消除齿之间相互耦合对滤波器传输谱的影响.然而石墨烯纳米带的模式能量主要集中在纳米带边缘,如果各个齿之间的距离远大于石墨烯表面等离激元的高度时,齿的周期对滤波器性能的影响会大大降低.然而,考虑到这样会增加滤波器的尺寸和石墨烯纳米带自身的传输损耗,这样是得不偿失的.

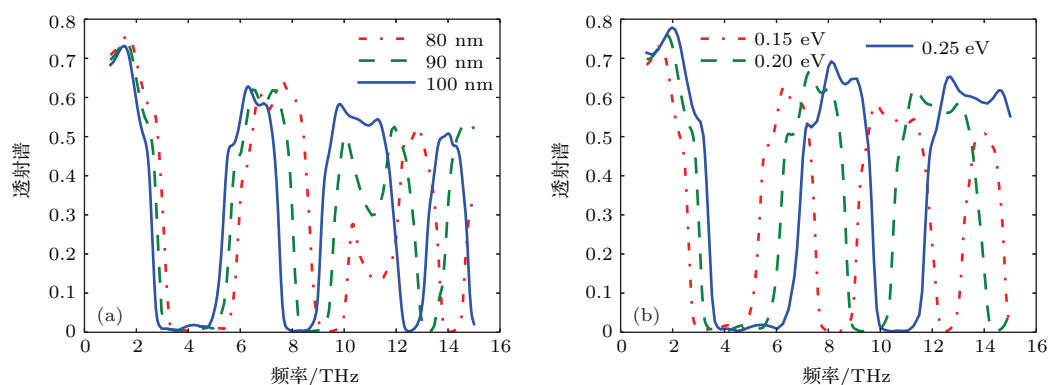


图8 (网刊彩色) 多齿滤波器的可调性 (a) 不同齿长度的多齿滤波器的透射谱; (b) 不同石墨烯化学势的多齿滤波器的透射谱
Fig. 8. (color online) Tunability of multi-teeth plasmonic filter: (a) transmission spectrum of the multi-teeth filter with different teeth length; (b) transmission spectrum of the multi-teeth filter with different chemical potential.

同样,多齿滤波器阻带的中心频率可以通过改变齿的长度以及石墨烯的化学势来调节.我们首先计算了齿长分别为 $L = 80, 90, 100$ nm三种情况.石墨烯的化学势 μ_c 设置为0.15 eV,齿的宽度 $w_1 = 20$ nm,其他特性以及器件的结构参数和前面保持一致.相关计算结果如图8(a)所示.从图中可以看出透射谱随着齿的长度变大而发生了红移,这和单齿滤波器的特性是一致的.同时,我们计算了石墨烯化学势为0.15, 0.20和0.25 eV的多齿形滤波器,齿的宽度和长度分别设置为20 nm和100 nm不变,齿的个数为 $N = 5$.相关计算结果如图8(b)所示,从图中的透射谱可以看出,带阻的中心频率随着化学势的增加发生了迅速的蓝移.

4 结 论

本文提出并研究了一种基于石墨烯纳米带的齿形SPP滤波器,这种结构的滤波器可以实现在THz频段的带阻滤波.因为石墨烯纳米带具有很强

的模式约束能力,其上传播的SPP模式的等效折射率可以达到100以上,所以这种THz器件的尺度可以缩小到500 nm以内.研究表明,齿形滤波器的带阻特性可以通过调节齿的长度、宽度、以及石墨烯的化学势来改变.本文同时研究了多齿形SPP滤波器,这种结构可以实现宽带带阻/带通滤波.文中研究了不同的齿数、周期、齿长以及石墨烯的化学势对多齿滤波器透射谱的影响.本文对实现基于石墨烯的可电调节的大规模集成表面等离激元器件提供了重要的理论参考.

参考文献

- [1] Geim A K, Novoselov K S 2007 *Nat. Mater.* **6** 183
- [2] Novoselov K S, Fal V, Colombo L, Gellert P, Schwab M, Kim K 2012 *Nature* **490** 192
- [3] Lao J, Tao J, Wang Q J, Huang X G 2014 *Laser Photon. Rev.* **8** 569
- [4] Zhou L, Wei Y, Huang Z X, Wu X L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 018101 (in Chinese) [周丽, 魏源, 黄志祥, 吴先良 2015 物理学报 **64** 018101]

- [5] Yin W H, Han Q, Yang X H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 248502 (in Chinese) [尹伟红, 韩勤, 杨晓红 2012 物理学报 **61** 248502]
- [6] Yan B, Yang X X, Fang J Y, Huang Y D, Qin H, Qin S Q 2015 *Chin. Phys. B* **24** 015203
- [7] 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]
- [8] Liu Y Q, Zhang Y P, Zhang H Y, Lü H H, Li T T, Ren G J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 075201 (in Chinese) [刘亚青, 张玉萍, 张会云, 吕欢欢, 李彤彤, 任广军 2014 物理学报 **63** 075201]
- [9] Lu H, Liu X, Mao D, Wang L, Gong Y 2010 *Opt. Express* **18** 17922
- [10] Wang B, Wang G P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 133106
- [11] Wang G, Lu H, Liu X, Mao D, Duan L 2011 *Opt. Express* **19** 3513
- [12] Tao J, Huang X G, Lin X S, Chen J H, Zhang Q, Jin X P 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 323
- [13] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [14] Arigong B, Shao J, Ren H, Zheng G, Lutkenhaus J, Kim H, Lin Y, Zhang H 2012 *Opt. Express* **20** 13789
- [15] He S, Zhang X, He Y 2013 *Opt. Express* **21** 30664
- [16] Christensen J, Manjavacas A, Thongrattanasiri S, Koppens Frank H L, Javier García de Abajo F 2011 *ACS Nano* **6** 431
- [17] Liu Y, Yao J, Chen C, Miao L, Jiang J J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 063601 (in Chinese) [刘源, 姚洁, 陈驰, 缪灵, 江建军 2013 物理学报 **62** 063601]
- [18] Zhu X, Yan W, Mortensen N A, Xiao S 2013 *Opt. Express* **21** 3486
- [19] Gómez-Díaz J, Perruisseau-Carrier J 2013 *Opt. Express* **21** 15490
- [20] Li H, Wang L, Huang Z, Sun B, Zhai X, Li X 2013 *Europhys. Lett.* **104** 37001
- [21] Wang B, Zhang X, Yuan X, Teng J 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 131111
- [22] Li H J, Wang L L, Liu J Q, Huang Z R, Sun B, Zhai X 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 211104
- [23] Wang J, Lu W B, Li X B, Ni Z H, Qiu T 2014 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 135106
- [24] Li H J, Wang L L, Zhang H, Huang Z R, Sun B, Zhai X, Wen S C 2014 *Appl. Phys. Express* **7** 024301
- [25] Hu J, Lu W, Wang J 2014 *Europhys. Lett.* **106** 48002
- [26] Zhang L, Yang J, Fu X, Zhang M 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 163114
- [27] Sheng S W, Li K, Kong F M, Zhuang H W 2015 *Opt. Commun.* **336** 189
- [28] Li H J, Wang L L, Huang Z R, Sun B, Zhai X 2014 *Plasmonics* **9** 6
- [29] Hanson G W 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 064302
- [30] Mak K F, Sfeir M Y, Wu Y, Lui C H, Misewich J A, Heinz T F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 196405
- [31] Nikitin A Y, Guinea F, García-Vidal L, Martín-Moreno F J 2011 *Phys. Rev. B* **84** 161407
- [32] Fei Z, Rodin A S, Andreev G O, Bao W, McLeod A S, Wagner M, Zhang L M, Zhao Z, Thiemens M, Dominguez G, Fogler M M, Castro Neto A H, Lau C N, Keilmann F, Basov D N 2012 *Nature* **487** 82
- [33] Vakil A, Engheta N 2011 *Science* **332** 1291
- [34] Gao W, Shi G, Jin Z, Shu J, Zhang Q, Vajtai R, Ajayan P M, Kono J, Xu Q 2013 *Nano Lett.* **13** 3698
- [35] Yao Y, Kats M A, Genevet P, Yu N, Song Y, Kong J, Capasso F 2013 *Nano Lett.* **13** 1257
- [36] Kang C Y, Tang J, Li L M, Yan W S, Xu P S, Wei S Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 037302 (in Chinese) [康朝阳, 唐军, 李利民, 闫文盛, 徐彭寿, 韦世强 2012 物理学报 **61** 037302]
- [37] Lin X S, Huang X G 2008 *Opt. Lett.* **33** 2874
- [38] Lin X S, Huang X G 2009 *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 1263

Tooth-shaped plasmonic filter based on graphene nanoribbon*

Sheng Shi-Wei¹⁾ Li Kang^{1)†} Kong Fan-Min¹⁾ Yue Qing-Yang¹⁾²⁾
Zhuang Hua-Wei¹⁾³⁾ Zhao Jia¹⁾

1) (School of Information Science and Engineering, Shandong University, Jinan 250100, China)

2) (College of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250014, China)

3) (School of Information and Electrical Engineering, Shandong Jianzhu University, Jinan 250101, China)

(Received 3 October 2014; revised manuscript received 16 December 2014)

Abstract

A class of single tooth-shaped plasmonic filter based on graphene nanoribbon is proposed in this paper, and the structure is numerically analysed by using finite-difference time-domain method. The tooth-shaped structure of graphene nanoribbon can induce a sharp band-stop effect in the transmission spectrum, and the filtering characteristics can be analysed by the scattering matrix method. The effective refractive index of the plasmonic waveguide mode in the graphene nanoribbon is analysed numerically, and it is found that the effective refractive index is influenced by both the chemical potential and the width of the nanoribbon, and when the width is narrower than 30 nm, the higher order mode disappears and the ribbon becomes a single mode waveguide. According to the scattering matrix method, the central frequencies of the transmission dips can be changed by changing the length and the width of the tooth. Flexible electrical tunability of this kind of filter by tiny change of the chemical potential of the graphene through electrical gating is also validated. In addition, transmission spectrum of multi-teeth shaped plasmonic filter is also studied. This kind of structure can possess the broad band-stop filtering property. The influences of tooth number and tooth period on transmission spectrum are investigated. We find that the transmission value can be reduced down to almost zero by adjusting the number of the teeth, also the tooth period can influence the central frequency of the stop band because of the coupling effects between each other. Like the single-tooth filter based on graphene nanoribbon, the multi-tooth broad band-stop filter can also be flexibly tuned by the geometric parameters of the structure and the chemical potential of the graphene. This work provides an effective method of designing graphene based ultra-compact tunable devices, and has extensive potential for designing all-optical integrated architectures for optical networks, communication and computing devices.

Keywords: filter, graphene, waveguide, plasmonics

PACS: 84.30.Vn, 78.67.Wj, 42.79.Gn, 42.82.Gw

DOI: 10.7498/aps.64.108402

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61475084), China Postdoctoral Science Foundation, China (Grant No. 2012M511506), and the Fundamental Research Funds of Shandong University, China (Grant No. 2014JC032).

† Corresponding author. E-mail: kangli@sdu.edu.cn