

梳状波导结构中石墨烯表面等离子体的传播性质

乔文涛 龚健 张利伟 王勤 王国东 廉书鹏 陈鹏辉 孟威威

Propagation properties of the graphene surface plasmon in comb-like waveguide

Qiao Wen-Tao Gong Jian Zhang Li-Wei Wang Qin Wang Guo-Dong Lian Shu-Peng Chen Peng-Hui Meng Wei-Wei

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 237301 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.237301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.237301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I23>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

纳米银六角阵列在掺氧化硅中的局域表面等离激元共振特性仿真

Simulation of localized surface plasmon resonance of hexagonal Ag nanoarrays and amorphous oxidized silicon nitride

物理学报.2015, 64(17): 177301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.177301>

Au 纳米颗粒和 CdTe 量子点复合体系发光增强和猝灭效应

Enhancement and quenching of photoluminescence from Au nanoparticles and CdTe quantum dot composite system

物理学报.2015, 64(16): 167301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.167301>

复合金属光栅模式分离与高性能气体传感器应用

Split modes of composite metal grating and its application for high performance gas sensor

物理学报.2015, 64(14): 147302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.147302>

径向偏振光下的长焦、紧聚焦表面等离子体激元透镜

Plasmonic lens with long focal length and tight focusing under illumination of a radially polarized light

物理学报.2015, 64(9): 097301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.097301>

十字结构银纳米线的表面等离极化激元分束特性

Surface plasmon polaritons splitting properties of silver cross nanowires

物理学报.2015, 64(9): 097303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.097303>

梳状波导结构中石墨烯表面等离子体的传播性质*

乔文涛¹⁾ 龚健¹⁾³⁾ 张利伟^{1)†} 王勤¹⁾ 王国东²⁾ 廉书鹏¹⁾
陈鹏辉¹⁾ 孟威威¹⁾

1)(河南理工大学物理化学学院, 焦作 454000)

2)(河南理工大学电气工程与自动化学院, 焦作 454000)

3)(河南理工大学土木工程学院, 焦作 454000)

(2015年7月20日收到; 2015年8月24日收到修改稿)

理论上研究了介质/石墨烯/介质梳状波导结构中表面等离子体的传播性质. 波导中表面等离子体模的有效折射率随着石墨烯费米能级的提高而减小, 随着介质折射率的增加而增加. 分析和仿真结果表明, 基于这种梳状波导可以在中红外波段实现新型的纳米等离子体滤波器, 器件的尺度在几百纳米的范围. 通过改变梳状分支的长度, 石墨烯的费米能级, 介质的折射率和波导中石墨烯的层数, 很容易来调节带隙的位置. 另外, 滤波带隙的宽度随着梳状分支数的增加而增加. 这种滤波性质将在可调的高集成光子滤波器件中具有潜在的应用.

关键词: 石墨烯, 表面等离子体, Fabry-Perot 共振

PACS: 73.20.Mf, 42.25.Bs, 42.70.QS

DOI: 10.7498/aps.64.237301

1 引言

表面等离子体(SPP)是光子和金属中自由电子的共振振荡, 它具有一系列新奇的光学性质, 例如对电磁波的亚波长束缚和局域光场增强等^[1,2]. 由于表面等离子体能够突破传统的衍射极限, 可在纳米尺度实现红外或光波段的光子器件, 如光波导, 滤波器, 全光开关等. 然而金属在介电常数的调节上存在着很大的困难, 另外金属的光损也难以克服, 所以金属表面等离子体在实际应用中存在着很大的局限性^[3,4]. 石墨烯是一种超薄的二维平面结构的新型碳纳米材料, 它具有优异的力学、热学及电学性质, 这些独特的物理化学性质使其在纳米电子器件、传感器、超级电容器等方面有着重要的应用前景^[5]. 光学性质研究发现, 掺杂和外加电压的石墨烯其电磁性质和金属薄膜类似, 在太赫兹

(THz)或红外波段支持TM极化的超亚波长表面等离子体^[6,7]. 石墨烯的SPP模式限制能力比金属更强, 石墨烯表面等离子体的有效折射率可以达到100以上, 因此能够把工作波长在几十微米的器件集成在几百个纳米的尺度^[8]. 最重要的是石墨烯的导电特性在较大范围(THz—远红外)内可以通过化学掺杂、外加电压、磁场、光激发等方式进行连续动态调节^[9-11], 而且具有低的损耗. 目前石墨烯已成为实现新一代纳米光电子器件及系统的重要材料. 最近, 一些基于石墨烯表面等离子体的带通滤波器, 耦合器、超高等效折射率的SPP波导等器件被提出^[12,13]. 另外基于纳米带的波导器件如直角光波导、分离器, 滤波器, 马赫-曾德尔干涉仪等也有研究^[14-16]. 文献还研究了双层石墨烯结构中表面等离子体的耦合谐振性质^[17].

本文主要基于介质/石墨烯/介质(dielectric/graphene/dielectric, DGD)波导, 提出了一种

* 国家自然科学基金(批准号: U1304016)、河南省教育厅自然科学基金(批准号: 14A140011, 2012GGJS-060)、贵州省科学技术基金(批准号: J[2014]2076, Z[2014]4001)和河南理工大学基金(批准号: J2013-09, T2015-3)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zlwphu@hotmail.com

梳状DGD结构的带阻滤波器, 采用理论分析与基于有限元法的电磁模拟研究了DGD结构中表面等离子体的色散特性, 以及滤波器中的场分布和透射谱特性. 系统研究了带隙性质与介质层的折射率, 石墨烯的层数, 费米能级以及梳状分支数之间的关系.

2 理论模型与分析

石墨烯的光学性质, 可以用光电导率函数来描述. 使用无规相位近似(random phase approximation, RPA), 在无外磁场的情况下, 可以得到各向同性的电导率 σ ^[18]为

$$\sigma = \frac{ie^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + i/\tau)} \left(\frac{E_F}{k_B T} + 2 \ln \left(1 + e^{-\frac{E_F}{k_B T}} \right) \right) + \frac{ie^2}{\pi \hbar^2} \ln \left| \frac{2E_F - \hbar(\omega + i/\tau)}{2E_F + \hbar(\omega + i/\tau)} \right|. \quad (1)$$

它是一个与入射电磁波的角度 ω , 费米能级 $E_F = \hbar V_F \sqrt{\pi n_0}$, 电子弛豫时间 τ 以及温度 T 相关的函数, e 和 \hbar 分别是电子电荷和约化普朗克常数, k_B 是玻尔兹曼常数, V_F 是费米速度. n_0 为载流子浓度, 可以通过化学掺杂或者门电路调节, 同时也改变了石墨烯的化学势和表面电导率. 第一项主要来源于带内跃迁, 第二项主要来源于带间跃迁. 对于高掺杂的石墨烯系统, 在外界 THz 或中红外光场的作用下, 由于导带中的电子费米能级 E_F 远大于外界光场光子能量, 则只会存在导带内的光吸收, 从价带到导带的带间跃迁光吸收是被限制的, 此时石墨烯的电导率主要来源于(1)式的第一项.

这里我们首先研究DGD波导结构, 如图1插图所示, 模型结构中介质和石墨烯在 z 方向上无限大, 在 $\pm y$ 方向的介质是半无限的, 石墨烯的有效厚度为 t_g , 介质层的相对介电常数为 ϵ_r , 折射率 $n = \sqrt{\epsilon_r}$. 石墨烯的有效介电常数 ϵ_g 可表示为 $\epsilon_g = 1 + i\sigma/(\omega \epsilon_0 t_g)$ ^[19], ϵ_0 是真空介电常数. 由于石墨烯的电导的虚部在一定频段可以为正数, 所以石墨烯的有效介电常数为负数, 则图1插所示的DGD结构支持TM极化的表面等离子体, 波导中的场分布为^[20]

$$\begin{cases} E_y = A \exp(-k_d |y|) \exp[i(\beta x - \omega t)], \\ H_z = \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r}{\beta} A \exp(-k_d |y|) \exp[i(\beta x - \omega t)], \\ E_x = -\frac{ik_d |y|}{\beta y} A \exp(-k_d |y|) \exp[i(\beta x - \omega t)], \end{cases}$$

$$\begin{cases} \left(|y| > \frac{t_g}{2} \right), \\ \begin{cases} E_y = 2B \cosh(k_g y) \exp[i(\beta x - \omega t)], \\ H_z = \frac{2B \omega \epsilon_g}{\beta} \cosh(k_g y) \exp[i(\beta x - \omega t)], \\ E_x = i2B \frac{k_g}{\beta} \sinh(k_g y) \exp[i(\beta x - \omega t)], \end{cases} \\ \left(|y| < \frac{t_g}{2} \right), \end{cases} \quad (2)$$

A, B 为常数, β 是表面等离子体沿 x 方向的传播常数, $k_d = (\beta^2 - \epsilon_r k_0^2)^{1/2}$, $k_g = (\beta^2 - \epsilon_g k_0^2)^{1/2}$, $k_0 = 2\pi/\lambda$, 为真空波矢, λ 是入射波长. 当 $t_g \rightarrow 0$ 时, 则DGD波导中表面等离子体的色散关系为 $\beta = k_0 \sqrt{\epsilon_r - (2\epsilon_r/\eta_0 \sigma)^2}$, 则表面等离子体模式的有效折射率为 $n_{\text{eff}} = \sqrt{\epsilon_r - (2\epsilon_r/\eta_0 \sigma)^2}$ ^[16], k_0, η_0 分别为真空波矢和真空阻抗. 由于有效折射率是电导率 δ 的函数, 根据(1)式可知, 有效折射率 e_{eff} 的实部与虚部都与频率密切相关.

图1(a)是不同费米能级下 $E_F = 0.15 \text{ eV}, 0.2 \text{ eV}, 0.32 \text{ eV}$ 和 0.4 eV , DGD波导结构中表面等离子体有效折射率的实部与频率的关系, 其中介质的折射率 $n = 1$. 费米能级很容易通过外加门电压, 电磁场或化学掺杂的方法进行调节^[9-11]. 在计算中我们取 $T = 300 \text{ K}$, 电子的弛豫时间 τ 为 1 ps , 石墨烯的参数选取与文献^[19, 21]相似, 电子弛豫时间代表着石墨烯的光损耗, τ 越小意味着石墨烯的损耗越大. 从图中可以看出, 表面等离子体的有效折射率随着费米能级的增加而减小. 在 30 THz , 当费米能级分别为 $0.15 \text{ eV}, 0.2 \text{ eV}, 0.3 \text{ eV}$ 和 0.4 eV 时, 表面等离子体的有效折射率分别为 $69.5, 47.5, 29.7$ 和 21.8 , 随着费米能级的提高而减小. 图1(b)是在介质的折射率 $n = 1.5$, 不同费米能级的情况下, DGD波导结构中表面等离子体有效折射率的实部与频率的关系. 从图中可以看出, 表面等离子体的有效折射率也随着费米能级的增加而减小. 在 30 THz , 当费米能级分别为 $0.15 \text{ eV}, 0.2 \text{ eV}, 0.3 \text{ eV}$ 和 0.4 eV 时, 表面等离子体的有效折射率分别为 $156.6, 106.5, 66.8$ 和 49.2 , 可见有效折射率随着介质折射率的增大而增大. 在插图中, 我们分别给出了费米能级为 $0.2 \text{ eV}, 30 \text{ THz}$ 下, 使用Comsol软件模拟的表面等离子体的场分布. 在模拟中选择了PML吸收边界, 结构长度为 $0.5 \mu\text{m}$. 从场分布上也可以看出来, 当介质折射率为 1 时, 在有限长的结构中有约 2.5λ , 而当介质折射率为 1.5 时, 在有

限长的结构中有约 5.5λ , 说明随着表面等离子体有效折射率的增加, 表面等离子体的波长变小. 也就是说介质的折射率越高, 石墨烯费米能级越小, DGD 波导所支持的表面等离子体波的波长越短, 场局域性越强. 对于如图 2 (b), (c) 所示的树状结构, 当表面等离子体在 DGD 波导中传播时, 由于与分支波导中反射波的干涉, 在梳状结构中会发生 Fabry-Perot 共振, 满足共振的条件为 $\beta d \approx m\pi$ 或 $2n_{\text{eff}}d \approx m\lambda$, d 是分支波导的长度, m 是共振阶数, 例如 $m = 1, 2$ 分别对应着一阶和二阶共振. 由于在波导结构中横向波矢为虚数, 所以横向的电磁场是指数衰减的, 共振时的电磁能将局域在石墨烯层附近. 另外从色散关系可知, DGD 波导的有效折射率总大于 1, 所以这种波导结构可以用来实现亚波长等离子体滤波器.

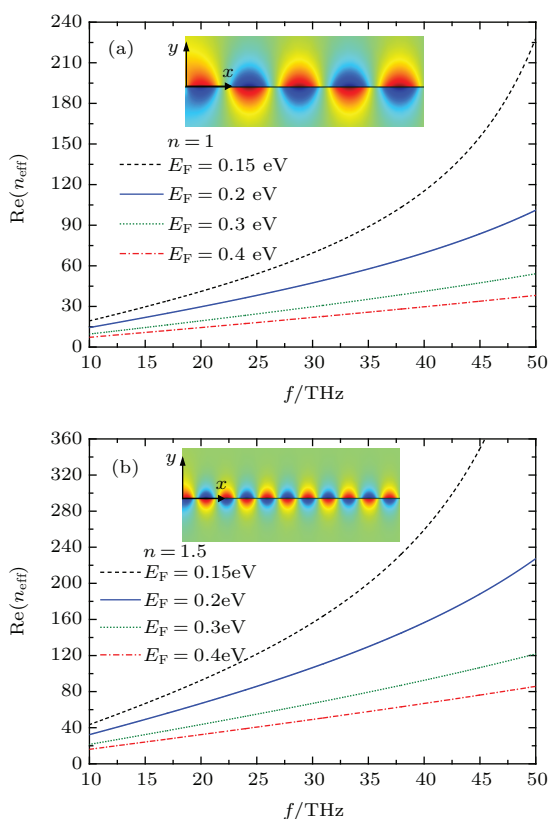


图 1 (网刊彩色) 不同费米能级下 DGD 波导中表面等离子体的有效折射率 n_{eff} 的实部与频率的关系, 在 (a) 中介质的折射率 $n = 1$, 在 (b) 中介质的折射率 $n = 1.5$ (插图为 30 THz 表面等离子体在波导中的磁场 (Hz) 分布)

Fig. 1. (color online) Real part of the effective refractive index of a graphene plasmon mode at DGD waveguide as a function of frequency for different Fermi energy, in (a) the refractive index of the dielectric is $n = 1$, in (b) the refractive index of the dielectric is $n = 1.5$, the insets are the contour profiles of the field Hz in DGD waveguide at $f = 30 \text{ THz}$.

3 结果与讨论

在三维 DGD 波导表面等离子体模的分析中我们知道, 电磁场将在 y 方向迅速衰减, 事实上, 由于表面等离子体的强局域性, 波导在 z 方向的厚度对传输特性的影响也不大 [20]. 对于有限尺度波导的传输性质, 我们使用二维模型, 并采用 Comsol multiphysics 电磁场仿真软件进行了模拟. 在建模计算时, 四周为 PML 吸收边界, 表面等离子体通过一点偶极子源激发. 我们在梳状分支的前后 150 nm 处分别放置功率流监视器 P_1 和 P_2 , 它们在 y 方向都具有足够的长度以便能够收集到截面内全部的功率流. 我们根据 $T = P_2/P_1$ 来定义透射率 [15,22].

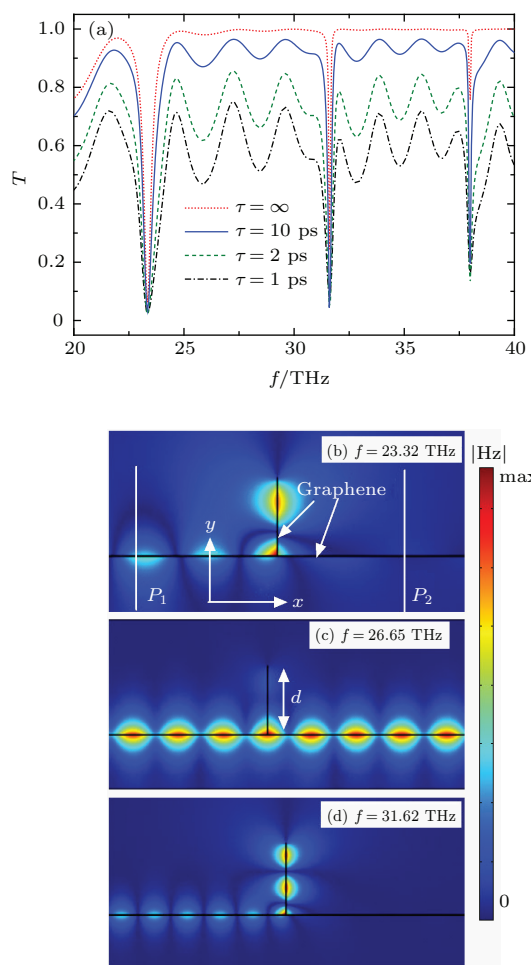


图 2 (网刊彩色) (a) 梳状 DGD 波导在不同损耗下的透射率; (b)–(d) 分别是不同频率下的场分布

Fig. 2. (color online) (a) The transmission spectrum of the comb-like DGD waveguide with different loss, where the relaxation time $\tau = \infty, 10 \text{ ps}, 2 \text{ ps}, 1 \text{ ps}$ respectively. The contour profiles of the field $|Hz|$ in $x-y$ plane of the proposed structure at different incident frequencies, $f = 23.32 \text{ THz}$ (b), $f = 26.65 \text{ THz}$ (c), and $f = 31.62 \text{ THz}$ (d).

图2(a)是考虑石墨烯具有不同损耗,即不同弛豫时间 τ 时,梳状DGD波导的电磁透射率,其中分支波导的长度 $d = 90\text{ nm}$,费米能级 $E_F = 0.2\text{ eV}$,介质的折射率为 $n = 1.5$.从图中可以看出,由于梳状分支的存在,在透射谱中不同频率 $f = 23.32\text{ THz}$, 31.62 THz 和 38.0 THz 处分别出现了窄的带隙,分别对应表面等离子体波导的一阶、二阶和三阶共振,带隙的位置几乎不受损耗的影响,损耗只是影响透射的幅度,为了计算方便,我们在后面的计算中没有考虑石墨烯的损耗.在整个模拟计算中,我们选择的波导的纵向长度为 400 nm ,横向长度为 250 nm ,远小于共振波长.一阶共振频率为 23.32 THz ,对应的真空波长约为 $12.93\text{ }\mu\text{m}$,大约为32倍的波导长度,所以这种DGD梳状波导可以用来实现超亚波长的窄带滤波器.

为了理解这种滤波性质是基于表面等离子体的Fabry-Perot共振,我们模拟计算了波导在不同频率处的电磁场分布.图2(b),(c)是模拟的在 $f = 23.32\text{ THz}$, 26.65 THz 和 31.62 THz 频率下的磁场分布 $|\text{Hz}|$.从图中可以看到,表面等离子体的场在横向方向有很强的局域, $f = 23.32\text{ THz}$ 和 31.62 THz 分别对应分支波导的一阶和二阶共振模式,分支波导的长度大约为一倍、二倍的表面等离子体半波长,电磁场在分支波导处有很强的局域.而在没有发生谐振的 $f = 26.65\text{ THz}$ 处,几乎出现了100%的透射.

图3(a)是DGD梳状波导的一阶和二阶共振频率与分支长度的关系,其中费米能级 $E_F = 0.2\text{ eV}$, $d = 90\text{ nm}$,介质的折射率分别为 $n = 1.0$ 和 1.5 .从图中可以看出,带隙的中心频率都随着分支长度 d 的增加而向低频移动,其中的两条实线是 $n = 1.5$ 时采用Fabry-Perot共振条件得出的理论结果,与仿真结果有一定的差别,这是由于梳状结构反射时存在附加相位的原因^[22],但是总体的趋势也是随着分支长度的增加而向低频移动.图3(b)分别是不同介质折射率 n 和不同费米能级 E_F 时,第一、第二带隙的中心频率的变化关系.在计算中我们保持 $d = 90\text{ nm}$,费米能级 $E_F = 0.2\text{ eV}$ (折射率 $n = 1.5$).可见带隙的中心频率随着介质折射率的增减而向低频移动,而随着费米能级的增加而向高频移动,这与图1所示的表面等离子体有效折射率随介质折射率和费米能级的改变趋势是一致的.

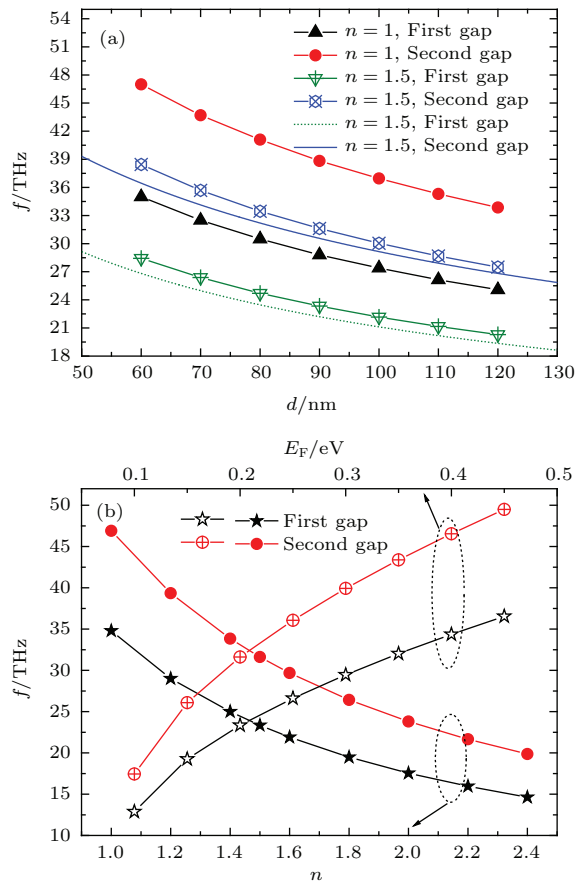


图3 (网刊彩色) (a)为第一个带隙和第二个带隙的中心频率与树状分支长度 d 的关系,其中介质的折射率分别为 $n = 1$ 和 1.5 ,其中实线和点线为 $n = 1.5$ 时的理论计算结果;(b)为第一个带隙和第二个带隙的中心频率与介质折射率 n 和费米能级 E_F 的关系

Fig. 3. (color online) (a) Frequencies of the first and second order transmission dips as a function of the length of the comb branch, where the refractive index of the dielectric are $n = 1, 1.5$, the solid line and dotted line are the theoretical results; (b) frequencies of the first and second order transmission dips as function of the refractive index of the dielectric and the Fermi energy.

除了和介质折射率 n 和费米能级 E_F 有关外,石墨烯的有效厚度也是影响石墨烯表面等离子体性质的一个重要参数.对于石墨烯来说,当层数不多时可近似地认为 $\sigma' = N' \cdot \sigma$,有效厚度 $t'_g = N' \cdot t_g$ ^[23],而5层以上的石墨烯通常被认为纳米碳膜而非石墨烯膜.如果通过控制石墨烯的层数 N' 来增加石墨烯的有效厚度,那么梳状波导结构的滤波性质将会有很大的改变.图4(a)是不同介质厚度下,梳状波导滤波器的透射谱与频率的关系,其中 $E_F = 0.2\text{ eV}$, $n = 1.5$, $d = 90\text{ nm}$.很明显,随着石墨烯层数 N' 增加,带隙的位置不断向高频移动.这是由于随着 N' 的增减,表面等离

子体的有效折射率在减小. 对于梳状周期结构来说, 其带隙的宽度与分支的个数有关^[24], 带隙的宽度会随着分支数的增加而加宽. 在图4(b)中给出了不同分支个数 N 下, 二阶共振带隙与 N 的关系, 这里我们选择参数 $E_F = 0.2$ eV, $n = 1.5$, $d = 90$ nm, $d_0 = 100$ nm, 结构模型如插图所示. 从图中可以看出, 当 N 从1增加到5时, 带隙深度增加, 带隙的带宽分别为0.062 THz, 0.34 THz, 0.47 THz, 0.62 THz, 0.72 THz, 随着 N 的增加而变宽, 最后趋向一个固定值. 在插图中我们给出了 $N = 5$ 时, $f = 31.6$ THz时的场分布, 场分布也显示了明显的二阶共振特性, 并展示了很好的滤波性质.

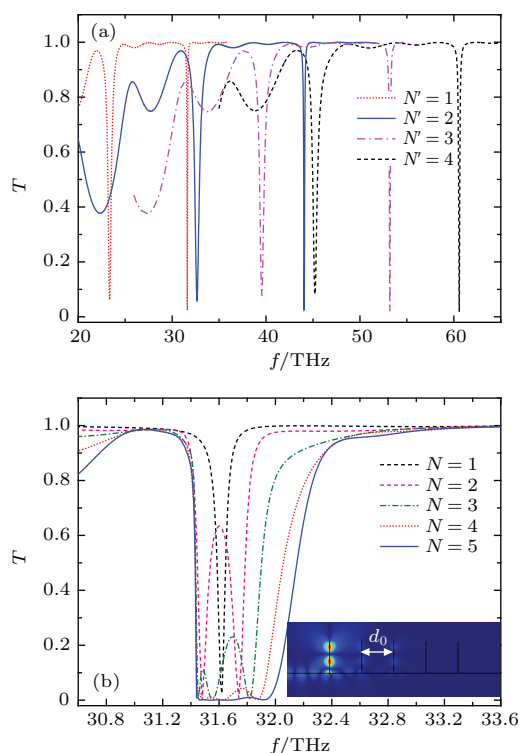


图4 (网刊彩色) 梳状DGD波导在不同石墨烯层数 $N' = 1, 2, 3, 4$ (a) 和不同梳状分支 $N = 1, 2, 3, 4, 5$ (b) 的透射率(插图为 $f = 31.6$ THz时的场分布)

Fig. 4. (color online) Transmission properties of the comb-like DGD waveguide under different graphene layer $N' = 1, 2, 3, 4$ (a); (b) is the influence of the comb branches on the transmission spectrum with $N = 1, 2, 3, 4$ and 5, the inset is the field distribution at $f = 31.6$ THz.

4 结 论

本文基于介质/石墨烯/介质梳状波导结构, 研究了中红外波段石墨烯表面等离子体的谐振性质. 色散关系表明表面等离子体模的有效折射率随着石墨烯费米能的提高而减小, 随着介质折射率的增加而提高. 由于表面等离子体的Fabry-Perot共振,

梳状分支波导结构具有亚波长的滤波器性质, 谐振模的电磁场强度在分支处具有很强的局域. 滤波带隙的位置可以通过梳状分支的长度, 石墨烯的费米能级, 介质的折射率和波导中石墨烯层数等参数的改变进行调节, 滤波带隙的宽度随着梳状分支数的增加而增加. 这种电磁性质将在可调的亚波长滤波器件中具有潜在的应用.

参考文献

- [1] Yang R, Lu Z 2012 *Int. J. Opt.* **2012** 258013
- [2] Rider A E, Ostrikov K, Furman S A 2012 *Eur. Phys. J. D* **66** 226
- [3] West P R, Ishii S, Naik G V, Emami N K, Shalaev V M, Boltasseva A 2010 *Laser Photonics Rev* **4** 795
- [4] Tassin P, Koschny T, Kafesaki M, Soukoulis C M 2012 *Nat. Photonics* **6** 259
- [5] Low T, Avouris P 2014 *ACS Nano* **8** 1086
- [6] Vakil A, Engheta N 2011 *Science* **332** 1291
- [7] Grigorenko A N, Polini M, Novoselov K S 2012 *Nat. Photonics* **6** 749
- [8] Tao J, Yu X, Hu B, Dubrovkin A, Wang Q J 2014 *Opt. Lett.* **39** 271
- [9] Cheng H, Chen S Q, Yu P, Duan X Y, Xie B Y, Tian J G 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 203112
- [10] Chen Z X, Chen J H, Wu Z J, Hu W, Zhang X J, Lu Y Q 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 161114
- [11] Yan B, Yang X X, Fang J Y, Huang Y D, Qin H, Qin S Q 2015 *Chin. Phys. B* **24** 015203
- [12] Li H J, Wang L L, Sun B, Huang Z R, Zhai X 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 224505
- [13] Zhang X Z, He Y R, He S L 2013 *Opt. Express* **21** 30664
- [14] Zhu X L, Yan W, Asger Mortensen N, Xiao S H 2013 *Opt. Express* **21** 3486
- [15] Sheng S W, Li K, Kong F M, Yue Q Y, Zhuang H W, Zhao J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 108402 (in Chinese) [盛世威, 李康, 孔繁敏, 岳庆扬, 庄华伟, 赵佳 2015 物理学报 **64** 108402]
- [16] Wang B, Zhang X, Yuan X C, Teng J H 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 131111
- [17] Li H J, Wang L L, Huang Z R, Sun B, Zhai X 2015 *Plasmonics* **10** 39
- [18] Chen L, Zhang T, Li X, Wang G P 2013 *Opt. Express* **21** 28628
- [19] Gong J, Zhang L W, Chen L, Qiao W T, Wang J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 067301 (in Chinese) [龚健, 张利伟, 陈亮, 乔文涛, 汪舰 2015 物理学报 **64** 067301]
- [20] Kurokawa Y, Miyazaki H T 2007 *Phys. Rev. B* **75** 035411
- [21] Sreekanth K V, De Luca A, Strangi G 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 023107
- [22] Lin X S, Huang X G 2008 *Opt. Lett.* **33** 2874
- [23] Xiang Y J, Guo J, Dai X Y, Wen S C, Tang D Y 2014 *Opt. Express* **22** 3054
- [24] Vasseur J O, Deymier P A, Dobrzynski L, Djafarri-Rouhani B, Akjouj A 1997 *Phys. Rev. B* **55** 10434

Propagation properties of the graphene surface plasmon in comb-like waveguide*

Qiao Wen-Tao¹⁾ Gong Jian¹⁾³⁾ Zhang Li-Wei^{1)†} Wang Qin¹⁾ Wang Guo-Dong²⁾
Lian Shu-Peng¹⁾ Chen Peng-Hui¹⁾ Meng Wei-Wei¹⁾

1) (School of Physics and Chemistry, Henan Polytechnic University, Jiaozuo 454000, China)

2) (School of Electrical Engineering and Automation, Henan Polytechnic University, Jiaozuo 454000, China)

3) (School of Civil Engineering, Henan Polytechnic University, Jiaozuo 454000, China)

(Received 20 July 2015; revised manuscript received 24 August 2015)

Abstract

We investigate theoretically the electromagnetic propagation properties of graphene plasmons in a comb-like dielectric-graphene-dielectric (DGD) waveguide. The effective index of surface plasmon mode supported by the waveguide is analysed numerically, and it is found that the effective refractive index increases with the refractive index of the dielectric and decreases with Fermi energy of the graphene sheet. For a comb-like DGD waveguide with a finite branch length, a subwavelength plasmon filter can be formed by Fabry-Perot resonance caused by the reflection of the guided mode at the branch. The central frequencies of the gaps can be changed by varying the length of the branch, Fermi energy, the refractive index of the dielectric and the layer number of graphene sheets. The analytic and simulated result reveals that a novel nanometric plasmonic filter in such a comb-shaped waveguide can be realized with ultracompact size in a length of a few hundred nanometers in the mid-infrared range. We find that the frequencies of the stopband increase with Fermi energy and the layer number of graphene sheets, while will they decrease nonlinearly with the length of the branch and the refractive index of the dielectric. In addition, the width of the gap can be increased with the number of comb branches. Such electromagnetic properties could be utilized to develop ultracompact photonic filters for high integration.

Keywords: graphene, surface plasmon, Fabry-Perot resonance

PACS: 73.20.Mf, 42.25.Bs, 42.70.QS

DOI: 10.7498/aps.64.237301

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1304016), the Foundation of Henan Educational Committee, China (Grant Nos. 14A140011, 2012GGJS-060), the Fund Project of Guizhou Province (Nos. J[2014]2076), Z[2014]4001), and the Henan Polytechnic University Programs, China (Grant Nos. J2013-09, T2015-3).

† Corresponding author. E-mail: zlwphu@hotmail.com