

石墨烯 TE 模表面等离子体波和 表面等离子体波导的特性

万 鹏, 杨翠红

南京信息工程大学物理与光电工程学院, 江苏 南京 210044

摘要 基于含石墨烯的双/三层介质结构中的光学色散方程,研究了覆层和基底层材料对石墨烯表面等离子体波横电(TE)模的影响。计算结果表明,近红外波段内,石墨烯表面等离子体波 TE 模的性质对覆层和基底层介电常数的差值极其敏感。当覆层和基底层介电常数出现微小差异时,TE 模可以进行传输。随着两介电常数差值的增大,TE 模的有效折射率显著增大,甚至超过覆层折射率,而传播损耗不断减小。对于三层介质结构,相邻两介质分界面间添加单层石墨烯形成了平板波导结构,研究该结构发现,当传导层和基底层介电常数相近时,其夹层的石墨烯对波导 TE 模的调控尤其显著,这种调控来源于电磁波耦合到石墨烯形成的表面等离子体波 TE 模。这些结果为设计调制器、检测器和过滤器等石墨烯表面等离子体波导器件提供了理论支持。

关键词 表面光学; 表面等离子体波; 石墨烯; 平板波导; 横电模

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.1124002

Properties of Graphene TE Mode Surface Plasmons and Surface Plasmon Waveguides

Wan Peng, Yang Cuihong

*School of Physics and Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Information Science & Technology,
Nanjing, Jiangsu 210044, China*

Abstract The influence of the cladding and substrate materials on graphene transverse electric (TE) mode surface plasmonic properties have been theoretically investigated based on the optical dispersion equation in the two-layer/three-layer dielectric system. It is found that the TE mode is highly sensitive to the dielectric contrast between the cladding and the substrate materials on both sides of graphene in the near-infrared regime. When the dielectric contrast between the cladding and the substrate is tiny, the TE mode surface plasmons can be transmitted. As the dielectric contrast increases, the TE mode dispersion curve behaves differently. The effective refractive index of the TE mode increases obviously and the propagation loss decreases continuously. For the three-layer parallel-plated waveguide structure with graphene embedded between two dielectric medium layers, the numerical results show that the control for the TE mode is significant especially when the dielectric constants for the propagation layer and the substrate layer is close to each other. It originates from the coupling between the electromagnetic wave and graphene leading to the surface plasmons between them. The results provide a theoretical support for the design of graphene surface plasmons based optoelectronic waveguides, such as modulators, detectors, and filters.

Key words optics at surfaces; surface plasmons; graphene; parallel-plated waveguide; transverse electric mode

OCIS codes 240.6680; 250.5403; 230.7400

收稿日期: 2017-05-25; **收到修改稿日期:** 2017-07-10

基金项目: 江苏省自然科学基金(BK20131428)、国家自然科学基金(11547030)、江苏省高校“青蓝工程”

作者简介: 万 鹏(1992—),男,硕士研究生,主要从事石墨烯表面等离子体及波导方面的研究。

E-mail: 990940885@qq.com

导师简介: 杨翠红(1978—),女,博士,教授,主要从事低维系统光、电输运特性方面的研究。

E-mail: chyang@nuist.edu.cn(通信联系人)

1 引 言

表面等离子体波(SPs)是一种非辐射电磁表面波。SPs由电磁波耦合到金属表面,经电荷激发形成,并在介电常数相反的界面上传播^[1]。SPs局域性强,可以突破衍射极限,因而在光学生物传感器、发射器和相关波导器件^[2-3]等许多方面具有潜在的应用价值。一般情况下,采用贵金属支持SPs,但是通常所用的贵金属SPs传播损耗太大,并且在共振频率处发生饱和^[4],故需要寻求新材料来取代贵金属。

石墨烯^[5]是一种以六边形蜂窝状结构排列的二维单层碳原子结构。石墨烯的能带结构为线性,且其价带与导带相交于狄拉克点^[6]。这使得石墨烯具有许多优异的特性^[7],例如载流子迁移率高^[8],载流子响应快,静电调谐宽,近红外和可见光波段的光吸收率为2.3%^[9]等。有学者将石墨烯引入SPs,得到了石墨烯表面等离子体波(GSPs)。研究表明,GSPs约束性更强,传输距离更远,损耗更低,在纳米光电、等离子体领域表现出巨大的应用前景^[10]。通过近场红外纳米成像技术,Fei等^[11-12]已用实验证明了GSPs的存在。GSPs的激发则可以通过在原子力显微镜上施加红外光束^[11]、利用偶极子发射器^[13]或者设计石墨烯的几何结构^[14]等方式实现。

Falkovsky等^[15]给出了石墨烯的电导率为复数。电导率虚部的正负决定了石墨烯相对介电函数的正负。当电导率虚部为正数时,石墨烯表现为金属性,可以支持横磁(TM)模的SPs。当电导率虚部为负数时,石墨烯支持横电(TE)模的SPs^[16-17],这一性质与只支持TM模传播的金属不同。此外,GSPs比金属支持的SPs更具可控性,可以通过化学掺杂、施加电场、磁场以及栅极电压等方法调节GSPs的振幅和波长^[18-19]。

根据石墨烯的电导率特性, TM模的GSPs传播范围大约在太赫兹(THz)和远红外波段,而TE模的大约在近红外波段^[20]。很多文献报道了TM模特性的研究结果,如含石墨烯的双层结构^[21-23],三层介质的石墨烯平板波导结构^[24-27],多层介质添加单层石墨烯形成的结构^[28-29],介质加载型石墨烯结构^[3,30],高脊状、带状、锥状石墨烯结构^[2,22,31]等。相比于高损耗的贵金属SPs,这些结构中TM模的GSPs都表现出更强的约束性和更好的可控性^[32]。目前,有关约束性相对较弱的TE模的研究较少。但是TE模的GSPs损耗低、极化特性强、相速度快等特点在光电方面极具应用价值。Mikhailov等^[16]在2007年预测了当石墨烯电导率的虚部为负时,GSPs存在TE模。Jablan等^[33]在2011年预测了双层GSPs也存在TE模,且其约束性比单层GSPs强,同时认为双层GSPs具有很强的极化特性。Bao等^[34]利用波导在漏模处TE模损耗小于TM模的特性制成了基于石墨烯的光学偏振器。He等^[21,35]从理论上研究了夹杂石墨烯双层结构中TE模的GSPs,且在覆层和基底层介电常数出现较大差值时采用了增强基底材料的相对磁导率来实现TE模的GSPs,结果表明TE模的色散曲线出现了较大的改变。

本文通过控制覆层和基底层介电常数的微小差异同样实现了TE模GSPs的传输,并且TE模的色散曲线也出现了较大的改变。在此基础上,研究了石墨烯平板波导中TE模对介质的依赖性和石墨烯的调控作用。该研究可以为石墨烯表面等离子体器件中介质材料的选择提供理论基础,为制备低传播损耗的石墨烯表面等离子体器件提供了有益的建议,也有利于全面且准确地实现表面等离子体器件的有效调控。

2 理论模型

图1为含石墨烯的三层介质结构(石墨烯平板结构),相对介电常数分别为 $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$,相对磁导率分别为 μ_1, μ_2, μ_3 ,传导层的厚度为 d ,覆层和基底层厚度为无穷大,在不同的介质之间分别添加一层石墨烯,形成a,b石墨烯分界面层。石墨烯层很薄,可以忽略其厚度的影响,分别采用电导率 σ_1 和 σ_2 描述界面电导。

根据Kubo公式^[13],石墨烯的电导率 σ_{graphene} 源于带内电导率 σ_{intra} 和带间电导率 σ_{inter} , $\sigma_{\text{graphene}} = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}$ 。其中,带内电导率 σ_{intra} 为

$$\sigma_{\text{intra}}(\omega) = \frac{2ie^2 K_B T}{\pi \hbar (\omega + i\tau^{-1})} \ln[2 \cosh(\mu_c / 2K_B T)], \quad (1)$$

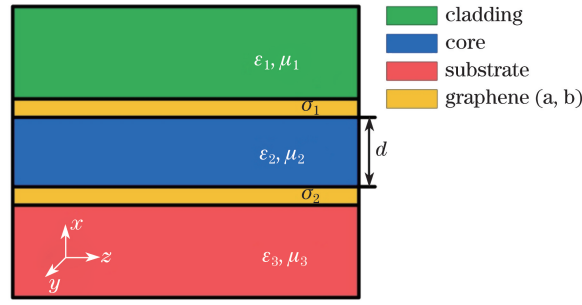


图 1 石墨烯平板结构

Fig. 1 Slab structure of graphene

带间电导率 σ_{inter} 近似表示为^[15]

$$\sigma_{\text{inter}}(\omega) = \frac{e^2}{4\hbar} \left[\theta(\omega - 2\mu_c) - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{(\omega + 2\mu_c)^2}{(\omega - 2\mu_c)^2 + (2K_B T)^2} \right], \quad (2)$$

式中 ω 为频率, e 为电子电荷, K_B 为玻尔兹曼常数, T 为温度, 取 $T = 300 \text{ K}$, μ_c 为化学势, \hbar 为约化普朗克常数, τ 为弛豫时间, 取 $\tau = 5 \times 10^{-13} \text{ s}$, $\theta(\omega - 2\mu_c)$ 为阶跃函数。

对于平行波导, y 方向宽度无穷大, 不受限。覆层和基底层介质在 x 方向无穷大。以下计算过程中传播因子均使用 $\exp(-i\omega t)$, 对于 TE 模, 电场仅存在 y 方向的分量, 各区间的电场分布为

$$E_y(x) = \begin{cases} A \exp(-i\gamma_1 x), & x > 0 \\ B \sin\gamma_2 x + \cos\gamma_2 x, & -d < x < 0, \\ C \exp(i\gamma_3 x), & x < -d \end{cases} \quad (3)$$

式中 $\gamma_j^2 = \epsilon_j \mu_j k_0^2 - \beta^2$ ($j = 1, 2, 3$), ϵ_j, μ_j 分别为各个介质层的相对介电常数和相对磁导率, k_0 为真空波数, β 为传播常数, 大多情况下, $\mu_j = 1$, 则 $\epsilon_j = n_j^2$ 。

根据麦克斯韦方程得 $H_z = \frac{-i}{\omega \mu_j \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x}$, 根据边界条件得:

当 $x = 0$ 时,

$$\begin{cases} E_y^1 = E_y^2 \\ H_z^1 - H_z^2 = -\sigma_1 E_y \end{cases}; \quad (4)$$

当 $x = -d$ 时,

$$\begin{cases} E_y^2 = E_y^3 \\ H_z^2 - H_z^3 = -\sigma_2 E_y \end{cases} \quad (5)$$

综合(3)~(5)式可得色散方程为

$$\tan(\gamma_2 d) = i \frac{C_1 + C_2}{C_1 C_2 + 1}, \quad (6)$$

式中 $C_1 = \left(1 - \frac{\sigma_1 \omega \mu_0 \mu_1}{\gamma_1}\right) \left(\frac{\mu_1 \gamma_2}{\mu_2 \gamma_1}\right)^{-1}$, $C_2 = \left(1 - \frac{\sigma_2 \omega \mu_0 \mu_3}{\gamma_3}\right) \left(\frac{\mu_3 \gamma_2}{\mu_2 \gamma_3}\right)^{-1}$ 。

对于 TM 模, (6)式的色散方程形式不变, 此时 $C_1 = \left(\frac{\epsilon_2 \gamma_1}{\epsilon_1 \gamma_2}\right) \left(1 - \frac{\sigma_1 \gamma_1}{\omega \epsilon_1 \epsilon_0}\right)^{-1}$, $C_2 = \left(\frac{\epsilon_2 \gamma_3}{\epsilon_3 \gamma_2}\right) \left(1 - \frac{\sigma_2 \gamma_3}{\omega \epsilon_3 \epsilon_0}\right)^{-1}$ 。

对于(6)式, 令 $\epsilon_2 = \epsilon_3, \sigma_2 = 0, d$ 无穷大, 即退化得到双层介质中间夹一层石墨烯的 TE、TM 方程分别为^[21]

$$\frac{\gamma_1}{\mu_1} + \frac{\gamma_2}{\mu_2} - i\sigma\omega\mu_0 = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\epsilon_1}{\gamma_1} + \frac{\epsilon_2}{\gamma_2} + \frac{i\sigma}{\omega\epsilon_0} = 0, \quad (8)$$

式中 $\gamma_j = k_0 \sqrt{\beta^2 - \epsilon_j \mu_j}$, $j = 1, 2$ 。

3 讨 论

通过施加栅极电压、化学掺杂等方法可改变石墨烯的化学势 μ_c , 进一步实现对石墨烯电导率 σ 的调节。根据石墨烯的电导率公式[(1)式和(2)式], 图 2 给出了近红外波段范围内石墨烯电导率的实部和虚部在不同化学势下随频率的变化关系。

在 250~400 THz 范围内, 电导率实部随频率的增加不断增加, 最终达到 σ_{\min} [$\sigma_{\min} = \pi e^2 / (2h)$] 时饱和。电导率虚部始终为负, 满足 TE 模 GSPs 的传输条件。不同化学势下电导率虚部在 250 THz 处差别较为明显, 而在 400 THz 处, 各化学势下的电导率都趋向于零, 差别随频率的增大而减小。

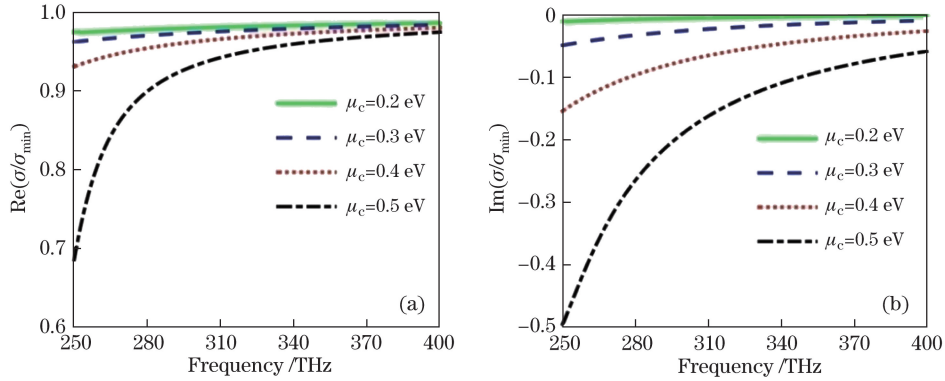


图 2 不同化学势下石墨烯的电导率随频率的变化。(a)实部;(b)虚部

Fig. 2 Change of graphene conductivity with frequency at different chemical potentials. (a) Real part; (b) imaginary part

首先分析含石墨烯双层介质中 TE 模的传播特性, 令 $\epsilon_2 = \epsilon_3, \sigma_2 = 0, d$ 无穷大, 则 TE 模的色散方程为(7)式。对于悬空的石墨烯, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$, TE 模随石墨烯化学势变化的传播特性如图 3 所示, 其中有效折射率 $n_{\text{eff}} = \text{Re}(\beta/k_0)$ 为归一化传播常数的实部, $\text{Im}(\beta/k_0)$ 为归一化传播常数的虚部。从图 3 可以看出, 同一频率下, 随着化学势的增加, TE 模中有效折射率 n_{eff} 不断上升, 说明石墨烯光电导能够对 TE 模进行调控。但 n_{eff} 始终小于空气的折射率, 说明 TE 模较弱。虚部 $\text{Im}(\beta/k_0)$ 也发生变化, 说明石墨烯光电导也能对 TE 模损耗进行调控。

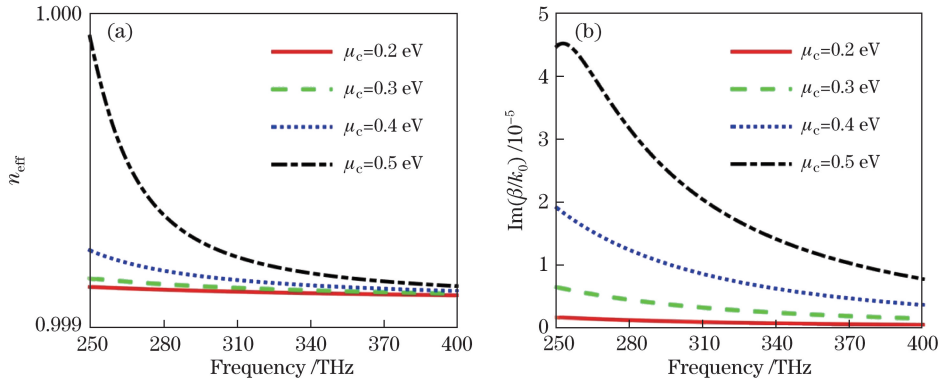


图 3 不同化学势下悬空的石墨烯结构中 TE 模色散随频率的变化。

(a)有效折射率 n_{eff} ; (b) $\text{Im}(\beta/k_0)$

Fig. 3 Dispersion of TE mode in a suspended graphene structure varies with frequency at different chemical potentials.

(a) Effective refractive index n_{eff} ; (b) $\text{Im}(\beta/k_0)$

为了更好地阐述覆层和基底层介电常数出现微小差异时对 TE 模 GSPs 的影响, 首先考虑石墨烯覆层和基底介质同为 Si、SiO₂、SiC 等应用广泛的介质材料的情况, 即 $\epsilon_1 = \epsilon_2$, 如图 4 所示。随着覆层和基底介质的折射率同时不断增加, TE 模中 n_{eff} 也不断增加, 但都略小于覆层和基底的介质折射率, 表明 TE 模的 GSPs 弱于 TM 模的。随着覆层和基底介质的折射率同时不断增加, TE 模中 $\text{Im}(\beta/k_0)$ 却在不断减小, 意味着 TE 模的 GSPs 在非空气介质中比在空气中衰减更小、传播更远, 更有利于实际应用。对比文献[20], TM 模的 GSPs 损耗远大于 TE 模, 并且随着介质折射率的增加, 这种损耗在不断增加。

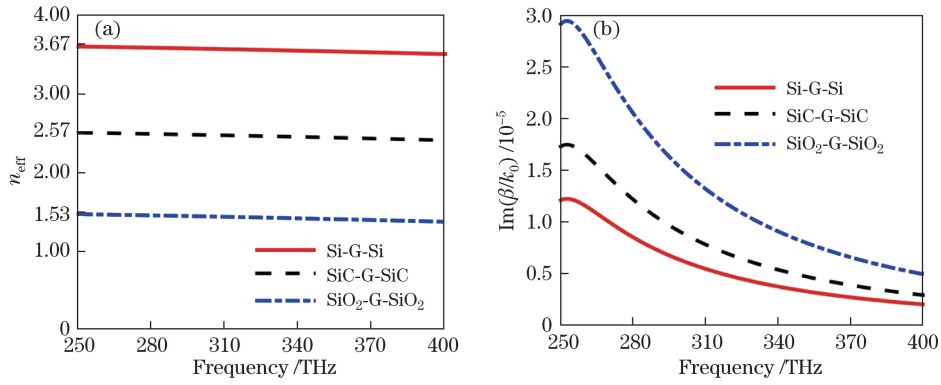


图 4 $\epsilon_1 = \epsilon_2$ 时双层介质结构中 TE 模色散随频率的变化(Si、SiC、SiO₂介质的折射率分别为 3.67, 2.57, 1.53; $\mu_c = 0.5$ eV)。(a) n_{eff} ; (b) $\text{Im}(\beta/k_0)$

Fig. 4 Dispersion of TE mode varies with frequency in a two-layer dielectric structure as $\epsilon_1 = \epsilon_2$ (the refractive indices of Si, SiC and SiO₂ are 3.67, 2.57 and 1.53, respectively; $\mu_c = 0.5$ eV). (a) n_{eff} ; (b) $\text{Im}(\beta/k_0)$

当 ϵ_1 和 ϵ_2 差异较小, 即 $\epsilon_1 \approx \epsilon_2$ 时, TE 模的 GSPs 仍然可以传播。如图 5 所示, 选取覆层和基底材料都为 SiO₂, 但是介电常数有微小差别, $\epsilon_1(\text{SiO}_2) \neq \epsilon_2(\text{SiO}_2)$, 其中, 覆层介电常数 $\epsilon_1(\text{SiO}_2) = n_{\text{SiO}_2}^2 = 2.3409$ 。

当基底介电常数 $\epsilon_2(\text{SiO}_2)$ 不断增大, 但增大量很小时, TE 模中 n_{eff} 不断增大, 甚至可以超过覆层 SiO₂ 的折射率 $n_1 = \sqrt{\epsilon_1} = 1.53$, 而在覆层和基底的介电常数相同时, TE 模中 n_{eff} 始终小于覆层折射率。可见, 覆层和基底材料介电常数的微小差异能够明显改变 TE 模的色散曲线, 并且随着这种差距的增大, 传播损耗降低。随着 ϵ_2 的继续增大, 研究发现不能继续获得 TE 模, 但可以通过对基底材料相对磁导率 μ_2 的增强来实现 TE 模的传播^[21, 35]。这种方式需要相当大的磁导率, 因此, 研究内容进一步补充了如何实现 TE 模 GSPs。

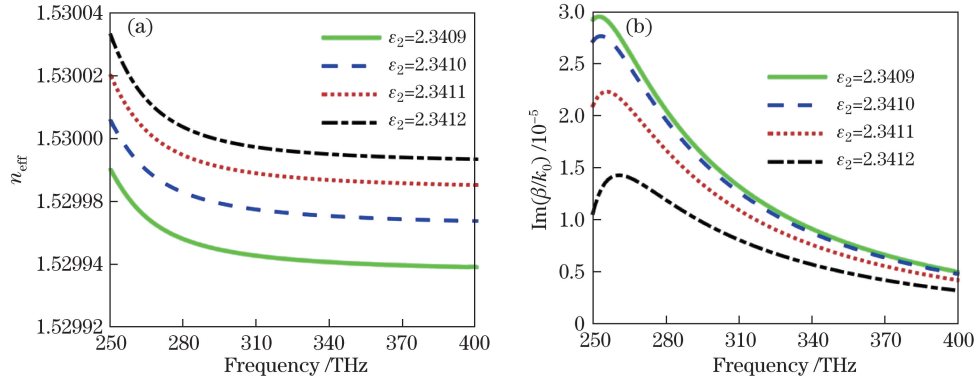


图 5 $\epsilon_1 \approx \epsilon_2$ 时 TE 模色散随频率的变化 [$\epsilon_1(\text{SiO}_2) = 2.3409$; $\epsilon_2(\text{SiO}_2)$ 分别为 2.3409, 2.3410, 2.3411, 2.3412; $\mu_c = 0.5$ eV]。(a) n_{eff} ; (b) $\text{Im}(\beta/k_0)$

Fig. 5 Dispersion of TE mode varies with frequency as $\epsilon_1 \approx \epsilon_2$ [$\epsilon_1(\text{SiO}_2) = 2.3409$; $\epsilon_2(\text{SiO}_2)$ are 2.3409, 2.3410, 2.3411, and 2.3412, respectively; $\mu_c = 0.5$ eV]. (a) n_{eff} ; (b) $\text{Im}(\beta/k_0)$

研究三层介质石墨烯平板波导 TE 模的传播特性, 仅考虑基模传播的特性。对于(6)式, 令覆层为空气, 即 $n_1 = 1$; 传导层介质为 SiO₂, 折射率 $n_2 = 1.468$, 传导层厚度 $d = 7 \mu\text{m}$ 。

当 $n_3 = 1.460$ 时, 平板波导形成了不对称结构。为了探讨 a, b 层分别添加石墨烯对波导传输 TE 模的影响, 对不添加任何石墨烯的波导、a 层添加石墨烯的波导、b 层添加石墨烯的波导、a 层和 b 层同时添加石墨烯的波导的 TE 模色散曲线进行对比, 如图 6 所示。

图 6(a) 表明, 对于不存在石墨烯的波导, TE 模中 n_{eff} 随频率不断增加, 但小于传导层的折射率 $n_2 = 1.468$, 添加石墨烯后对波导 TE 模色散关系有了显著的调制。这种调制的机理是波导中 TE 模的电磁波耦合到石墨烯表面形成了 TE 模的 GSPs, 这一点与文献[26]中所述一致。由于波导结构的不对称性, a 层和 b 层分别添加石墨烯对波导 TE 模的调控能力并不相同。绿色实线和蓝色虚线几乎重叠, 表明 b 层添加石墨烯与 a

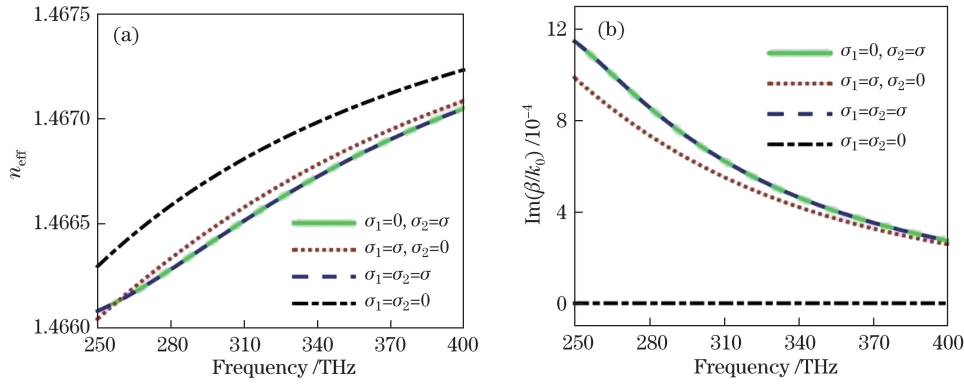


图 6 波导中 a 层和 b 层分界面有无添加石墨烯时 TE 模色散随频率的变化
($n_3 = 1.460, \mu_c = 0.5 \text{ eV}$)。 (a) n_{eff} ; (b) $\text{Im}(\beta/k_0)$

Fig. 6 Dispersion of TE mode varies with frequency in the waveguide with and without graphene in the interfaces a and b ($n_3 = 1.460, \mu_c = 0.5 \text{ eV}$). (a) n_{eff} ; (b) $\text{Im}(\beta/k_0)$

层和 b 层同时添加石墨烯的 TE 模色散曲线几乎一致。这说明 b 层石墨烯的调控作用几乎掩盖了 a 层石墨烯的调控作用,意味着电磁波耦合到 b 层石墨烯表面形成的 TE 模 GSPs 明显强于 a 层石墨烯。这与上文所述双层结构中覆层和基底层介电常数相近时 TE 模 GSPs 容易形成的情况相吻合。从图 6(b)可以看出,这种很强的调控伴随着更大的损耗。

研究石墨烯调控 TE 模对基底材料的依赖关系,主要考虑 b 层是否添加石墨烯与基底材料折射率两个方面,如图 7 所示。从图 7(a)看出,随着基底折射率与传导层折射率差值越来越大, b 层添加石墨烯对波导 TE 模的调控越来越弱,说明 TE 模的电磁波耦合到 b 层石墨烯形成的 TE 模 GSPs 越来越少,这也印证了上文双层结构的结论。从 7(b)图可以看出,添加 b 层石墨烯增加了波导的损耗,并且 b 层石墨烯调控作用越强,损耗越明显。

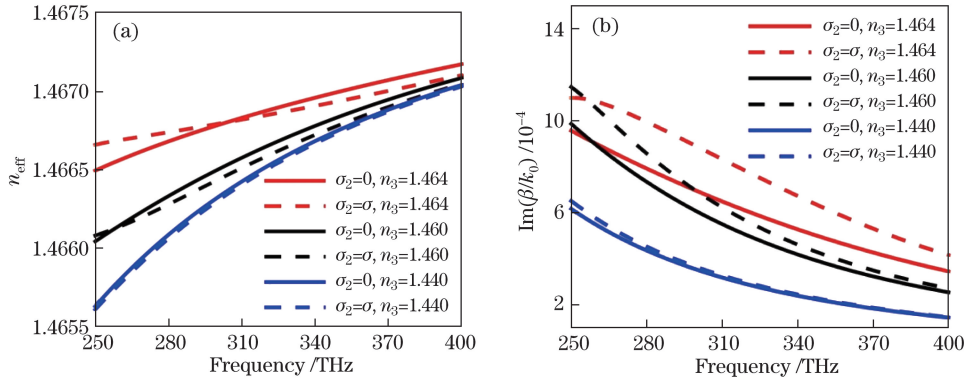


图 7 基底介质波导中 b 层分界面有无添加石墨烯且 n_3 不同时 TE 模色散随频率的变化
($\mu_c = 0.5 \text{ eV}$)。 (a) n_{eff} ; (b) $\text{Im}(\beta/k_0)$

Fig. 7 Dispersion of TE mode varies with frequency for different dielectric constant n_3 in substrate waveguide with and without graphene in the interface b ($\mu_c = 0.5 \text{ eV}$). (a) n_{eff} ; (b) $\text{Im}(\beta/k_0)$

利用图 8 分析了 b 层石墨烯电导率对波导 TE 模的调控。其中, $\mu_c(a)$, $\mu_c(b)$ 分别为 a, b 层添加石墨烯的化学势。从图 8(a)可以看出,在 250 THz 附近,石墨烯电导率对 TE 模的调控显著增强,这与图 2(b)中石墨烯电导率虚部在 250 THz 附近变化明显有着密不可分的联系。对调控 b 层石墨烯电导率对损耗的影响并不明显。总而言之,调节石墨烯的电导率可以更加有效地调控平板波导的传输。

4 结 论

研究了近红外波段含石墨烯双层介质间的 TE 模 GSPs 以及三层介质石墨烯平板波导中 TE 模的传输特性。结果表明,当覆层和基底层材料介电常数相同时, TE 模的 GSPs 可以传输。当覆层和基底层材料介

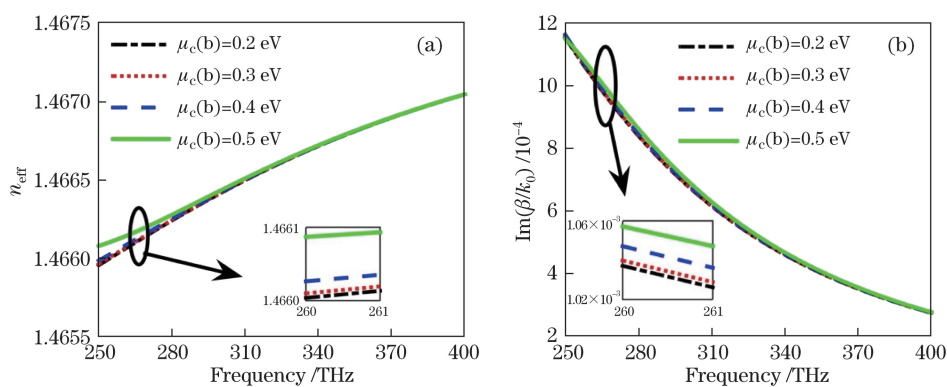


图 8 b 层分界面中石墨烯化学势不同时 TE 模色散随频率的变化 $[\mu_c(a)=0.2 \text{ eV}, n_3=1.460]$ 。(a) n_{eff} ; (b) $\text{Im}(\beta/k_0)$

Fig. 8 Dispersion of TE mode varies with frequency at different chemical potentials of graphene in the interface b

$[\mu_c(a)=0.2 \text{ eV}, n_3=1.460]$. (a) n_{eff} ; (b) $\text{Im}(\beta/k_0)$

电常数出现微小的差异时,TE 模的 GSPs 依旧可以传输,但 TE 模的色散曲线出现了较大的改变,有效折射率甚至可以超过覆层的折射率。此外,三层介质石墨烯平板波导中,TE 模的调控也有赖于介质材料。当传导层和基底材料介电常数相近时,夹层的石墨烯光电导对波导 TE 模调控尤其显著。结果还表明,TE 模的石墨烯表面等离子体波和石墨烯平板波导中的 TE 模传输特性对介质材料存在依赖关系。这有助于对石墨烯表面等离子体相关光电材料应用的理论分析和认识。

参 考 文 献

- [1] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-830.
- [2] Zhang Xu, Wu Yu, Tong Xuan, *et al.* Study of surface plasmon polariton waveguide of silver nanowire[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(1): 0124001.
张旭, 吴禹, 仝旋, 等. 银纳米线表面等离子体激元导光的研究[J]. 光学学报, 2016, 36(1): 0124001.
- [3] He X Y, Wang Q J, Yu S F. Analysis of dielectric loaded surface plasmon waveguide structures: Transfer matrix method for plasmonic devices[J]. Journal of Applied Physics, 2012, 111(7): 073108.
- [4] Jablan M, Buljan H, Soljacic M. Plasmonics in graphene at infrared frequencies[J]. Physical Review B, 2009, 80(24): 245435.
- [5] Geim A K, Novoselov K S. The rise of graphene[J]. Nature Materials, 2007, 6(3): 183-191.
- [6] Novoselov K S, Morozov S V, Mohinddin T M G, *et al.* Electronic properties of graphene[J]. Physica Status Solidi (b), 2007, 244(11): 4106-4111.
- [7] Yang Xiaoxia, Kong Xiangtian, Dai Qing. Optical properties of graphene plasmons and their potential applications[J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(10): 106801.
杨晓霞, 孔祥天, 戴庆. 石墨烯等离激元的光学性质及其应用前景[J]. 物理学报, 2015, 64(10): 106801.
- [8] Bolotin K I, Sikes K J, Jiang Z, *et al.* Ultrahigh electron mobility in suspended graphene[J]. Solid State Communications, 2008, 146(9/10): 351-355.
- [9] Nair R R, Blake P, Grigorenko A N, *et al.* Fine structure constant defines visual transparency of graphene[J]. Science, 2008, 320(5881): 1308.
- [10] Vakil A, Engheta N. Transformation optics using graphene[J]. Science, 2011, 332(6035): 1291-1294.
- [11] Fei Z, Andreev G O, Bao W, *et al.* Infrared nanoscopy of dirac plasmons at the graphene-SiO₂ interface[J]. Nano Letters, 2011, 11(11): 4701-4705.
- [12] Chen J, Badioli M, Alonsogonzalez P, *et al.* Optical nano-imaging of gate-tuneable graphene plasmons[J]. Physics, 2012, 487(7405): 77-81.
- [13] Politano A, Chiarello G. Plasmon modes in graphene: status and prospect[J]. Nanoscale, 2014, 6(19): 10927-10940.
- [14] Ju L, Geng B, Horng J, Girit C, *et al.* Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials[J]. Nature Nanotechnology, 2011, 6(10): 630-634.
- [15] Falkovsky L A, Pershoguba S S. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer[J]. Physical Review B, 2007, 76(15): 153410.

- [16] Mikhailov S A, Ziegler K. New electromagnetic mode in graphene[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(1): 016803.
- [17] Hanson G W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene[J]. Journal of Applied Physics, 2008, 103(6): 064302.
- [18] Fei Z, Rodin A S, Andreev G O, *et al.* Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging[J]. Nature, 2012, 487(7405): 82-85.
- [19] Grigorenko A N, Polini M, Novoselov K S. Graphene plasmonics[J]. Nature Photonics, 2012, 6(11): 749-758.
- [20] Luo X, Qiu T, Lu W, *et al.* Plasmons in graphene: Recent progress and applications[J]. Materials Science and Engineering R, 2013, 74(11): 351-376.
- [21] He X, Fu J, Fu X, *et al.* Analysis of mid-infrared graphene surface plasmons[J]. Optics Communications, 2014, 332: 149-153.
- [22] Koppens F H, Chang D E, Garcia de Abajo F J. Graphene plasmonics: a platform for strong light-matter interactions[J]. Nano Letters, 2011, 11(8): 3370-3377.
- [23] Gan C H, Chu H S, Li E P. Synthesis of highly confined surface plasmon modes with doped graphene sheets in the midinfrared and terahertz frequencies[J]. Physical Review B, 2012, 85(12): 125431.
- [24] He X Y, Li R. Comparison of graphene-based transverse magnetic and electric surface plasmon modes[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2014, 20(1): 62-67.
- [25] Hanson G W. Quasi-transverse electromagnetic modes supported by a graphene parallel-plate waveguide[J]. Journal of Applied Physics, 2008, 104(8): 084314.
- [26] Wang B, Zhang X, Yuan X, *et al.* Optical coupling of surface plasmons between graphene sheets[J]. Applied Physics Letters, 2012, 100(13): 131111.
- [27] Kim J T, Choi C G. Graphene-based polymer waveguide polarizer[J]. Optics Express, 2012, 20(4): 3556-3562.
- [28] Ying X, Pu Y, Li Z, *et al.* Absorption enhancement of graphene Salisbury screen in the mid-infrared regime[J]. Journal of Optics, 2015, 44(1): 59-67.
- [29] Zhu B, Ren G, Zheng S, *et al.* Nanoscale dielectric-graphene-dielectric tunable infrared waveguide with ultrahigh refractive indices[J]. Optics Express, 2013, 21(14): 17089-17096.
- [30] Li Yong, Zhang Huifang, Fan Tianxin, *et al.* Theoretical analysis of double dielectric loaded graphene surface plasmon polariton[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(7): 0724001.
李勇, 张惠芳, 范天馨, 等. 双介质加载石墨烯表面等离子激元波导的理论分析[J]. 光学学报, 2016, 36(7): 0724001.
- [31] Sun Y, Zheng Z, Cheng J, *et al.* Graphene surface plasmon waveguides incorporating high-index dielectric ridges for single mode transmission[J]. Optics Communications, 2014, 328(10): 124-128.
- [32] Yan F, Giannini V, Maier S A. Strongly confined gap plasmon modes in graphene sandwiches and graphene-on-silicon[J]. New Journal of Physics, 2013, 15: 063020.
- [33] Jablan M, Buljan H, Soljagic M. Transverse electric plasmons in bilayer graphene[J]. Optics Express, 2011, 19(12): 11236-11241.
- [34] Bao Q, Zhang H, Wang B, *et al.* Broadband graphene polarizer[J]. Nature Photonics, 2011, 5(7): 411-415.
- [35] He X Y, Tao J, Meng B. Analysis of graphene TE surface plasmons in the terahertz regime[J]. Nanotechnology, 2013, 24(34): 345203.