

# 用于中红外波深度亚波长传输的石墨烯间隙等离 激元波导

滕达<sup>1,2\*</sup>, 王凯<sup>3\*\*</sup>, 李哲<sup>4</sup>, 曹清<sup>4</sup>, 唐亚楠<sup>1\*\*\*</sup>, 赵永哲<sup>1</sup>, 刘子怡<sup>1</sup>, 张韵雯<sup>1</sup>, 郭荣珍<sup>1</sup>

<sup>1</sup>郑州师范学院物理与电子工程学院, 河南 郑州 450044;

<sup>2</sup>郑州师范学院物理与电子工程学院量子材料研究中心, 河南 郑州 450044;

<sup>3</sup>中国科学院上海技术物理研究所红外成像材料与探测器重点实验室, 上海 200083;

<sup>4</sup>上海大学理学院, 上海 200444

**摘要** 提出一种由石墨烯包裹的纳米线和石墨烯层构成的石墨烯间隙波导结构, 并采用有限元方法对基模传输特性及其与结构参数、材料参数等的关系进行了详细研究。结果表明: 纳米线半径、间隙距离、纳米线介电常数和石墨烯化学势均对模式传输特性有很大影响。通过优化参数, 这种结构可以同时实现石墨烯等离激元的长距离传输和模场的深度亚波长约束。采用石墨烯等离激元实现中红外波的深亚波长传输为突破衍射极限光子器件的设计及高密度集成提供了理论基础和指导。

**关键词** 光学器件; 波导; 表面等离激元; 红外波; 亚波长结构

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.0623002

## Graphene Gap Plasmonic Waveguide for Deep-Subwavelength Transmission of Mid-Infrared Waves

Teng Da<sup>1,2\*</sup>, Wang Kai<sup>3\*\*</sup>, Li Zhe<sup>4</sup>, Cao Qing<sup>4</sup>, Tang Yanan<sup>1\*\*\*</sup>, Zhao Yongzhe<sup>1</sup>,  
Liu Ziyi<sup>1</sup>, Zhang Yunwen<sup>1</sup>, Guo Rongzhen<sup>1</sup>

<sup>1</sup> School of Physics and Electronic Engineering, Zhengzhou Normal University, Zhengzhou, Henan 450044, China;

<sup>2</sup> Quantum materials research Center, School of Physics and Electronic Engineering, Zhengzhou Normal University, Zhengzhou, Henan 450044, China;

<sup>3</sup> Key Laboratory of Infrared Imaging Materials and Detectors, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;

<sup>4</sup> College of Sciences, Shanghai University, Shanghai 200444, China

**Abstract** This paper proposes a graphene gap waveguide structure comprising graphene-covered nanowires and graphene layers. The propagating properties of the fundamental mode and their dependence on the structural and material parameters are studied in detail by the finite element method. Results show that the nanowire radius, gap distance, nanowire permittivity, and chemical potential of graphene have a significant impact on the mode transmission properties. By optimizing parameters, the proposed structure can simultaneously achieve long-range propagation of graphene plasmons and deep subwavelength confinement of the mode field. The application of graphene plasmons for the deep-subwavelength transmission of mid-infrared waves offers a theoretical basis and guidance for the design and high-density integration of photonic devices beyond the diffraction limit.

**Key words** optical devices; waveguides; surface plasmons; infrared wave; subwavelength structures

**OCIS codes** 230.7370; 240.6680; 130.3060; 050.6624

收稿日期: 2019-07-23; 修回日期: 2019-08-30; 录用日期: 2019-09-09

基金项目: 国家自然科学基金(61275103)、河南省自然科学基金面上项目(162300410325)、河南省高校科技创新人才支持计划(18HASTIT030)、郑州师范学院科研启动专项、郑州师范学院开放研究基金

\* E-mail: tengda@zznu.edu.cn; \*\* E-mail: wangkai@mail.sitp.ac.cn; \*\*\* E-mail: yntang2010@163.com

# 1 引 言

纳米尺度光场聚焦因其在诸多领域的应用价值而吸引了大量研究人员的关注<sup>[1]</sup>。利用表面等离子激元(SPs)可以突破衍射极限<sup>[2]</sup>的特性可实现纳米尺度的光场聚焦。由于波矢不匹配,必须采用特定结构来激发表面等离子激元,如金属光栅等<sup>[3-4]</sup>。通常,研究人员选择贵金属来激发可见光到近红外波段的表面等离子激元,且已经提出并研究了各种类型的金属等离子激元波导<sup>[5-8]</sup>。

近年来,研究人员发现石墨烯可以激发中红外和远红外范围内的等离子激元<sup>[9-12]</sup>,并表现出非常优异的光学特性,例如石墨烯表面电导率可调谐性、极强的模式场约束性和巨大的场增强。基于这些特性,研究人员提出诸多石墨烯等离子激元器件,如波导<sup>[13-18]</sup>、调制器<sup>[19-20]</sup>、天线<sup>[21-22]</sup>等。其中,由于在中红外波段具有低模式传播损耗和结构简单的特性,石墨烯包裹的电介质纳米线<sup>[23-34]</sup>引起了许多研究人员的关注。这一结构可以使基模传输距离达 $10\ \mu\text{m}$ ,同时,归一化模式场面积为 $10^{-3}$ 。但是,石墨烯包裹的圆形截面纳米线等离子激元模式场约束性能较差。随后,研究人员<sup>[26,29-30]</sup>提出可以采用有衬底的石墨烯包裹的纳米线和石墨烯包裹的纳米线二聚体来解决这一问题,并在传播距离基本保持不变的基础上将归一化光场面积减小到 $10^{-4}$ 。最近,基于石墨烯的混合等离子激元波导<sup>[35-38]</sup>被提出,以进一步缩小模式场尺寸。然而,在中红外波段,由于石墨烯吸收所带来的损耗仍然较大,其模式传输距离仍相对较小,通常为 $10\ \mu\text{m}$ 量级。尽管近期的研究在中红外波的长距离传输和亚波长约束方面取得了一定的进展,但是,进一步减少模式场面积且同时增大传输距离仍然是一个巨大的挑战。

基于传统的金属间隙波导结构,本文提出一种由石墨烯包裹的纳米线和涂覆有石墨烯层的电介质构成的石墨烯间隙波导结构。采用有限元方法详细研究了该石墨烯间隙波导结构中最低阶石墨烯等离子激元模式(GPM)的传播特性。通过调控各类参数,进一步对模式传播特性进行了优化。相关研究结果在纳米尺度光子集成、可调谐光子器件等领域有重要应用价值。

# 2 理论模型

石墨烯间隙波导结构如图 1 所示,其周围填满介电常数为 $\epsilon_1$ 的介质,纳米线半径和介电常数分别

为 $R$ 和 $\epsilon_2$ ,且被厚度 $d=0.33\ \text{nm}$ 的单层石墨烯所包裹。下方石墨烯层位于介电常数为 $\epsilon_1$ 、高度 $H$ 、宽度 $W$ 的矩形介质上表面。间隙距离为 $D$ ( $D \gg d$ )。石墨烯的介电常数可用 $\epsilon_g = 1 + i\sigma_g/(\epsilon_0\omega d)$ <sup>[11]</sup>来进行计算, $\omega$ 为入射光角频率, $\epsilon_0$ 为自由空间介电常数, $\sigma_g$ 是石墨烯表面电导率。在中红外波段范围内,石墨烯表面电导率<sup>[39-40]</sup>可以近似为

$$\sigma_g = \frac{2ie^2k_B T}{\pi\hbar^2(\omega + i/\tau)} \ln \left[ 2\cosh \left( \frac{\mu_c}{2k_B T} \right) \right], \quad (1)$$

式中:电子弛豫时间 $\tau=0.5\ \text{ps}$ ;温度 $T=300\ \text{K}$ ;  $\mu_c$ 为化学势; $\hbar$ 为约化普朗克常数; $k_B$ 为玻尔兹曼常数;元电荷 $e=1.6 \times 10^{-19}\ \text{C}$ 。

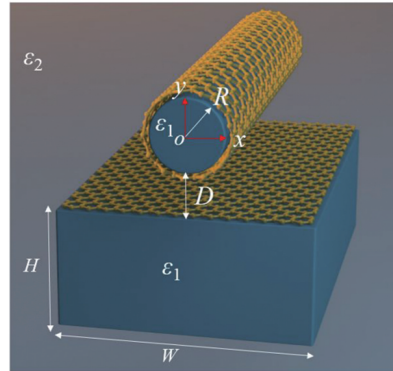


图 1 波导结构示意图

Fig. 1 Schematic of waveguide structure

为计算等离子激元模式特性,需要在不同介质中求解波动方程。假设时谐因子为 $\exp(-i\omega t)$ ,模场沿 $z$ 轴传播。本征模式场可表示为 $\mathbf{A}(x, y) \cdot \exp(i\beta z) \exp(-i\omega t)$ ,其中, $\beta = k_0 n_{\text{eff}}$ 为复传播常数, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ , $\mathbf{A}$ 代表电场强度或磁场强度, $\lambda_0$ 表示自由空间波长。由于所提出的波导结构很复杂,GPM的等效模式系数 $n_{\text{eff}}$ 很难解析计算。在此,用基于有限元方法的软件COMSOL来计算 $n_{\text{eff}}$ ,并且采用表面电流来表示石墨烯层。模式传播距离可由 $L_P = \lambda_0/[2\pi\text{Im}(n_{\text{eff}})]$ 进行计算。归一化模式场面积定义为 $A_{\text{eff}}/A_0$ ,其中 $A_0 = \lambda_0^2/4$ 为衍射受限模式场面积。等效模式场面积 $A_{\text{eff}}$ <sup>[41]</sup>可表示为

$$A_{\text{eff}} = \frac{\iint W(r) d^2r}{\max[W(r)]}, \quad (2)$$

式中: $r$ 为位置坐标; $W(r)$ 为能量密度。 $W(r)$ 的计算公式为

$$W(r) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{d[\epsilon(r)\omega]}{d\omega} |E(r)|^2 + \mu_0 |H(r)|^2 \right\}, \quad (3)$$

式中: $\epsilon(r)$ 为介电常数; $E(r)$ 为电场强度; $\mu_0$ 为真

空中磁导率;  $H(r)$  为磁场强度。

图 2 所示为基模能量分布。计算参数如下:  $\mu_c = 0.5$  eV,  $T = 300$  K,  $\tau = 0.5$  ps,  $R = 30$  nm,  $\epsilon_1 = 3$ ,  $\epsilon_2 = 1$ ,  $W = 200$  nm,  $H = 100$  nm,  $D = 20$  nm,  $f_0 = 20$  THz ( $f_0$  为入射光频率)。

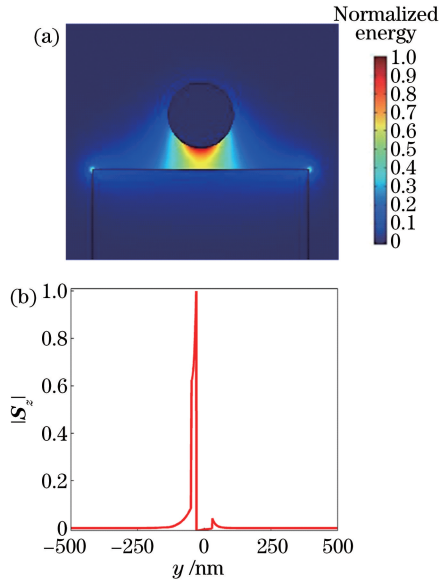


图 2 基模能量分布。(a) 归一化能量分布; (b)  $|S_z|$  沿  $y$  轴分布

Fig. 2 Normalized energy distribution of fundamental mode. (a) Normalized energy distribution; (b)  $|S_z|$  along  $y$  direction

如图 2(a) 所示, 该结构基模能量主要集中在间隙区域内。同时, 也给出了石墨烯等离子元模式传播方向的坡印廷矢量大小  $|S_z|$  沿  $y$  轴的分布, 如图 2(b) 所示。可以清晰看到模式能量在纳米线下表面达到峰值, 而大尖峰和较小尖峰的不对称性恰好体现了这类间隙等离子元结构对光场能量极强的约束特性。此外, 采用品质因数  $F_M^{[42]}$  来描述传播距离和归一化模式场面积之间的关系, 并定义  $F_M = \text{Re}(n_{\text{eff}})/\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 。

### 3 结果与讨论

图 3(a) 给出了石墨烯等离子元等效模式系数实部  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  以及传播距离  $L_P$  和频率之间的关系。当频率  $f_0$  由 20 THz 增大到 40 THz 时,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  逐渐从 35.336 增大到 51.653。等效模式系数虚部随频率的增大也是逐渐增大。由于  $L_P$  与  $\text{Im}(n_{\text{eff}})$  成反比, 仅给出了  $L_P$  和  $f_0$  之间的关系。随着  $f_0$  不断增大, 石墨烯的吸收也增大, 导致模式传输损耗增大, 体现在模式传输距离的逐渐减小。图 3(b) 给出了石墨烯等离子元模式归一化模式场面积和品质因

数  $F_M$  与频率的关系。归一化模式场面积  $A_{\text{eff}}/A_0$  随  $f_0$  先增大并在高频部分减小, 但仍在同一量级。当  $f_0 = 20$  THz 时, 传输距离大约为  $6.20 \mu\text{m}$ , 同时归一化模式场面积仅为  $4.2 \times 10^{-5}$ 。

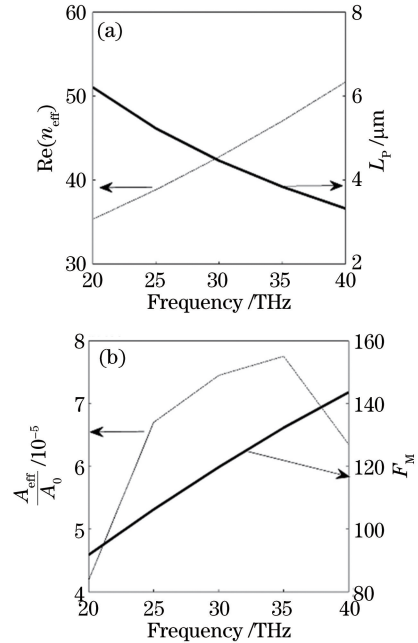


图 3 石墨烯等离子元模式特性随频率的变化关系。(a)  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  和  $L_P$ ; (b)  $A_{\text{eff}}/A_0$  和  $F_M$ 。相关参数为  $\mu_c = 0.5$  eV,  $T = 300$  K,  $\tau = 0.5$  ps,  $R = 30$  nm,  $\epsilon_1 = 3$ ,  $\epsilon_2 = 1$ ,  $W = 200$  nm,  $H = 100$  nm,  $D = 20$  nm

进一步, 研究了结构参数对 GPM 传输特性的影响。参数设置如下:  $\mu_c = 0.5$  eV,  $T = 300$  K,  $\tau = 0.5$  ps,  $\epsilon_1 = 3$ ,  $\epsilon_2 = 1$ ,  $W = 200$  nm,  $H = 100$  nm,  $f_0 = 30$  THz。如图 4(a) 所示, 当  $D = 20$  nm, 纳米线的半径从 30 nm 变化到 100 nm 时,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  从 42.747 增加到 46.258。增加  $R$  意味着石墨烯层的表面积会增加, 导致模式场进入石墨烯层内部的比例增加, 故模式传输损耗增加而传输距离减小。从图 4(b) 中可以得到归一化模式场面积增大了不到 1 倍。在  $R$  变化范围内,  $F_M$  取值范围为 120~126。因此, 为了同时获得相对较长的传输距离和较强的模式约束特性, 最好选择较小的半径。但实际上, 为了方便实际加工制造, 纳米线半径不宜过小。

由于采用这种间隙结构, 还可以通过调整石墨烯间隙波导间距  $D$  来改变模式特性。图 4(c) 给出

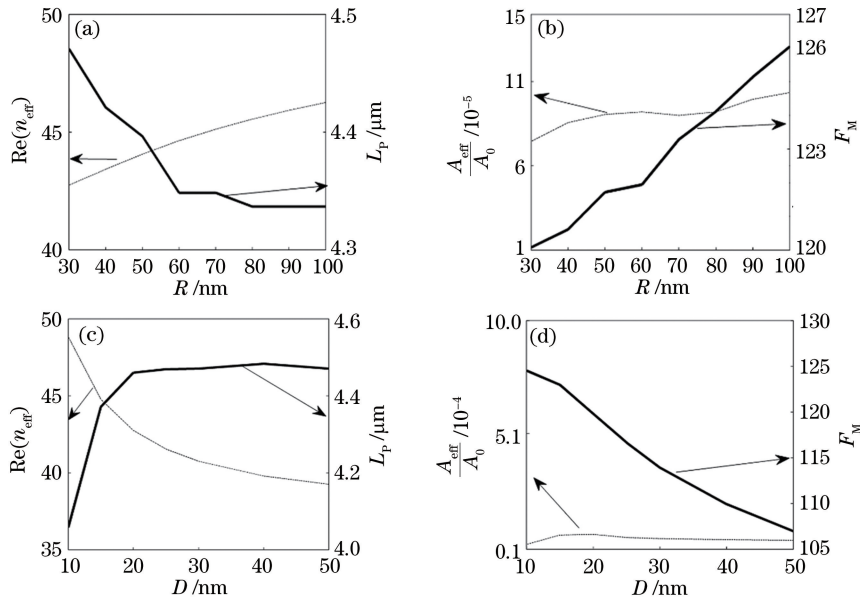


图 4 模式传输特性随半径  $R$  和间距  $D$  的变化关系。(a)  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  和  $L_P$  随半径  $R$  的变化曲线,  $D=20\text{ nm}$ ; (b)  $A_{\text{eff}}/A_0$  和  $F_M$  随半径  $R$  的变化曲线,  $D=20\text{ nm}$ ; (c)  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  和  $L_P$  随间距  $D$  的变化曲线,  $R=30\text{ nm}$ ; (d)  $A_{\text{eff}}/A_0$  和  $F_M$  随间距  $D$  的变化曲线,  $R=30\text{ nm}$

Fig. 4 Modal transmission properties with respect to  $R$  and  $D$ . (a)  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  and  $L_P$  versus  $R$  when  $D=20\text{ nm}$ ; (b)  $A_{\text{eff}}/A_0$  and  $F_M$  versus  $R$  when  $D=20\text{ nm}$ ; (c)  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  and  $L_P$  versus  $D$  when  $R=30\text{ nm}$ ; (d)  $A_{\text{eff}}/A_0$  and  $F_M$  versus  $D$  when  $R=30\text{ nm}$

了频率为 30 THz 时等效模式系数实部和传输距离与间距  $D$  的关系,  $D$  的范围为 10 nm 到 50 nm,  $R=30\text{ nm}$ 。增大  $D$  时,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  单调减小, 而传播距离  $L_P$  逐渐增大, 且当间距  $D \approx 20\text{ nm}$  时, 传输距离达到一个稳定值。这是因为平面石墨烯等离激元模式与石墨烯包裹纳米线等离激元模式在间距很大时将会解耦, 退化为单界面表面等离激元, 故此时其传播距离不受  $D$  的影响。另外, 从图 4(d) 可以看出, 当增加间隙距离时, 归一化模式场面积基本维持在  $10^{-5}$  数量级。同时,  $F_M$  会变得更小。为了平衡传输距离和归一化模式场面积, 在后续研究中给定  $D=20\text{ nm}$ 。

纳米线的介电常数对石墨烯等离激元模式也有很大影响。设置参数如下:  $T=300\text{ K}$ ,  $\tau=0.5\text{ ps}$ ,  $\epsilon_2=1$ ,  $W=200\text{ nm}$ ,  $H=100\text{ nm}$ ,  $R=30\text{ nm}$ ,  $D=20\text{ nm}$ ,  $f_0=30\text{ THz}$ 。图 5(a) 展示了介电常数对等效模式系数和传输距离的影响。当  $\epsilon_1$  从 2 增大到 8 时,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  几乎呈线性增加。但是, 损耗也会增加。图 5(b) 描述了归一化模式场面积和品质因数  $F_M$  随纳米线介电常数  $\epsilon_1$  的变化。对于这里使用的所有介电常数值, 归一化模式场面积均约为  $4 \times 10^{-5} \sim 8 \times 10^{-5}$ 。因此, 介电常数对模式场面积的影响很小, 这也与本课题组之前的研究结论一致<sup>[30]</sup>。这可

能是因为电介质的介电常数远远小于石墨烯的等效介电常数。从图 5(b) 中可以看出,  $F_M$  随着电介质介电常数的增大而减小, 表明介电常数越小, 石墨烯等离激元模式的性能越好。

波导性能的可调节性对实际应用很重要。除了以上所讨论的几何参数和纳米线介电常数之外, 石墨烯的存在提供了另外一个调谐自由度。因为模式特性对石墨烯的表面电导率很敏感, 所以研究人员可以通过改变化学势对模式特性进行调控。图 5(c) 给出了在  $f_0=30\text{ THz}$ ,  $D=20\text{ nm}$  时石墨烯等离激元模式特性对化学势的依赖性。当化学势从 0.4 eV 增大到 1.2 eV 时, 等效模式系数快速下降, 而传播距离  $L_P$  几乎呈线性增加。图 5(d) 表明, 当化学势从 0.4 eV 增大到 1.2 eV 时, 归一化模式场面积几乎保持不变。最终,  $\mu_c$  增大导致品质因数  $F_M$  增大, 这表明仅通过增大化学势便可以提高石墨烯间隙波导的传输性能。当  $\mu_c=1.2\text{ eV}$  时, 传播距离  $L_P$  和归一化模式场面积  $A_{\text{eff}}/A_0$  分别为  $11.72\ \mu\text{m}$  和  $7.4 \times 10^{-5}$ 。与相关研究工作比较, 所提波导在维持模式传播距离基本不变的情况下, 模式场面积比石墨烯包裹的纳米线 ( $A_{\text{eff}}/A_0 \sim 10^{-3}$ ) 小两个数量级<sup>[23]</sup>, 比文献 [29-30] 石墨烯包裹的纳米线对 ( $A_{\text{eff}}/A_0 \sim 10^{-4}$ ) 小一个数量级。GPM 同时可以实现很小模

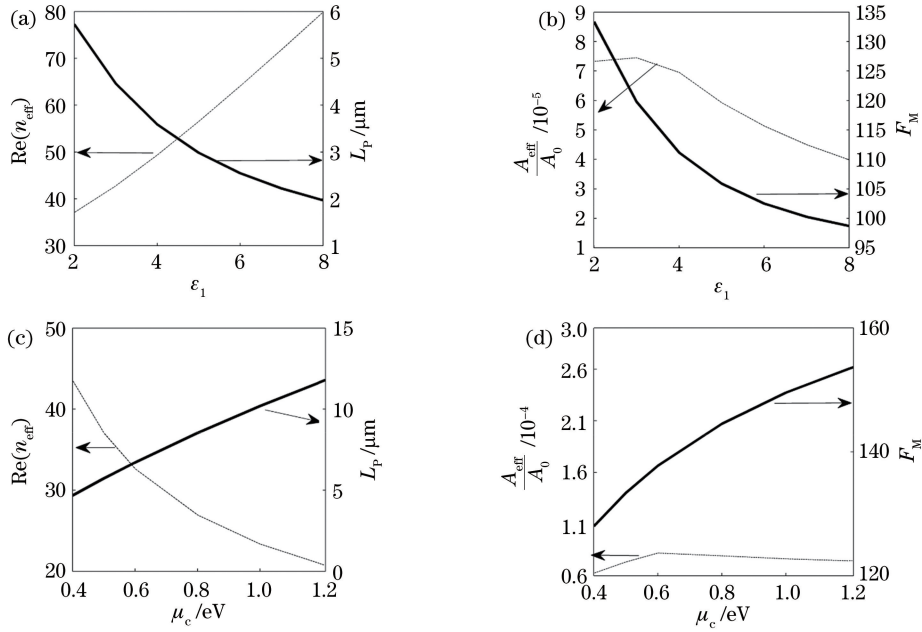


图 5 模式传输特性随纳米线介电常数和石墨烯化学势的变化。(a)  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  和  $L_P$  随纳米线介电常数  $\epsilon_1$  的变化曲线,  $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$ ; (b)  $A_{\text{eff}}/A_0$  和  $F_M$  随纳米线介电常数  $\epsilon_1$  的变化曲线,  $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$ ; (c)  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  和  $L_P$  随石墨烯化学势  $\mu_c$  的变化曲线,  $\epsilon_1 = 2$ ; (d)  $A_{\text{eff}}/A_0$  和  $F_M$  随石墨烯化学势  $\mu_c$  的变化曲线,  $\epsilon_1 = 2$

Fig. 5 Modal transmission properties with respect to nanowire permittivity and chemical potential of graphene. (a)  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  and  $L_P$  as functions of  $\epsilon_1$  when  $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$ ; (b)  $A_{\text{eff}}/A_0$  and  $F_M$  as functions of  $\epsilon_1$  when  $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$ ; (c)  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  and  $L_P$  as functions of  $\mu_c$  when  $\epsilon_1 = 2$ ; (d)  $A_{\text{eff}}/A_0$  and  $F_M$  as functions of  $\mu_c$  when  $\epsilon_1 = 2$

式场尺寸和长传输距离,使得其在纳米光子学和光子电路中有重要作用。

最后,需要指出:在上述研究中仅考虑了纳米线和矩形介质介电常数相同的情况。实际上二者介电常数可以不相同。对于石墨烯包裹的纳米线<sup>[23]</sup>和纳米线对<sup>[30]</sup>,研究结果均表明增大纳米线介电常数会导致传输距离降低。因此,简要给出了在纳米线介电常数固定为 2 时,矩形介质材料介电常数对石墨烯等离激元模式的影响,如表 1 所示。结果表明,纳米线介电常数固定为 2 时[其他参数与图 5(a)、(b)保持一致],增大矩形介质材料介电常数会导致  $n_{\text{eff}}$  虚部变大,即损耗增大。同时,等离激元模式场面积仍在  $10^{-15}$  数量级。因此,在实际应用中纳米线和矩形介质介电常数均应该尽可能小。

表 1 矩形介质材料介电常数对石墨烯等离激元模式的影响

Table 1 Impact of permittivity of rectangular dielectric on graphene plasmon mode

Value of permittivity	Effective mode index $n_{\text{eff}}$	Mode area $A_{\text{eff}}/\text{m}^2$
2	$37.062 + 0.278i$	$1.832 \times 10^{-15}$
4	$48.950 + 0.441i$	$1.616 \times 10^{-15}$
6	$63.776 + 0.626i$	$1.213 \times 10^{-15}$
8	$79.689 + 0.811i$	$0.959 \times 10^{-15}$

本文仅考虑了石墨烯电导率虚部为正的情况,即石墨烯表现出“金属特性”,仅支持横磁(TM)模式的表面等离激元<sup>[11]</sup>。但是,由于石墨烯电导率的可调节性,当石墨烯电导率虚部为负时,它还可以支持横电(TE)模式的表面等离激元。目前,绝大多数研究都集中在石墨烯 TM 模式表面等离激元,对 TE 模式表面等离激元的研究相对较少<sup>[43-44]</sup>。因此,这一方面仍有待研究人员去探索。此外,基于石墨烯表面等离激元巨大的场增强,其在增强光学梯度力方面也有重要的应用价值<sup>[29]</sup>。

## 4 结 论

提出并详细研究了一种由石墨烯包裹的纳米线和涂覆石墨烯层的电介质构成的石墨烯间隙等离激元结构,并采用有限元方法详细研究了模式传输特性。结果表明:选择合适的纳米线半径和间隙间距,既有利于实际加工制造,又能使石墨烯间隙等离激元结构展现很好的模式传播特性;纳米线介电常数越小,石墨烯等离激元模式的性能越好;增大石墨烯化学势可以提升波导品质因数。特别地,这种结构中的石墨烯表面等离激元模式表现出非常优良的光波导性能,可以实现长达  $11.72 \mu\text{m}$  的传输距离,同时归一

化模式场面积仅为  $7.4 \times 10^{-5}$ , 石墨烯表面等离激元优异的波导性能, 使得其可在可调谐纳米光子器件的设计及集成领域发挥重要的应用价值。

## 参 考 文 献

- [1] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I. Nanofocusing of electromagnetic radiation [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(1): 13-22.
- [2] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I. Plasmonics beyond the diffraction limit [J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(2): 83-91.
- [3] Cao Q, Lalanne P. Negative role of surface plasmons in the transmission of metallic gratings with very narrow slits [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(5): 057403.
- [4] Chen Y L, Xu J, Shi N N, et al. Mode properties of metal-insulator-metal waveguide Bragg grating [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(11): 1123002.  
陈奕霖, 许吉, 时楠楠, 等. 金属-介质-金属波导布拉格光栅的模式特性 [J]. *光学学报*, 2017, 37(11): 1123002.
- [5] Bian Y S, Zheng Z, Zhao X, et al. Symmetric hybrid surface plasmon polariton waveguides for 3D photonic integration [J]. *Optics Express*, 2009, 17(23): 21320-21325.
- [6] Chen L, Zhang T, Li X, et al. Novel hybrid plasmonic waveguide consisting of two identical dielectric nanowires symmetrically placed on each side of a thin metal film [J]. *Optics Express*, 2012, 20(18): 20535-20544.
- [7] Wang W H, Zhou W J, Fu T, et al. Reduced propagation loss of surface plasmon polaritons on Ag nanowire-graphene hybrid [J]. *Nano Energy*, 2018, 48: 197-201.
- [8] Xu J, Shi N N, Chen Y L, et al.  $TM_{01}$  mode in a cylindrical hybrid plasmonic waveguide with large propagation length [J]. *Applied Optics*, 2018, 57(15): 4043-4047.
- [9] Gao Y X, Shadrivov I V. Second harmonic generation in graphene-coated nanowires [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(15): 3623-3626.
- [10] Jablan M, Buljan H, Soljačić M. Plasmonics in graphene at infrared frequencies [J]. *Physical Review B*, 2009, 80(24): 245435.
- [11] Vakil A, Engheta N. Transformation optics using graphene [J]. *Science*, 2011, 332(6035): 1291-1294.
- [12] Li Y, Zhang H F, Fan T X, et al. Theoretical analysis of double dielectric loaded graphene surface plasmon polariton [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(7): 0724001.
- [13] Xu W, Zhu Z H, Liu K, et al. Dielectric loaded graphene plasmon waveguide [J]. *Optics Express*, 2015, 23(4): 5147-5153.
- [14] Liu P H, Zhang X Z, Ma Z H, et al. Surface plasmon modes in graphene wedge and groove waveguides [J]. *Optics Express*, 2013, 21(26): 32432-32440.
- [15] Dai Y Y, Zhu X L, Mortensen N A, et al. Nanofocusing in a tapered graphene plasmonic waveguide [J]. *Journal of Optics*, 2015, 17(6): 065002.
- [16] Jabbarzadeh F, Habibzadeh-Sharif A. Double V-groove dielectric loaded plasmonic waveguide for sensing applications [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2019, 36(3): 690-696.
- [17] Liang H W, Zhang L, Zhang S, et al. Gate-programmable electro-optical addressing array of graphene-coated nanowires with sub-10 nm resolution [J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(10): 1847-1853.
- [18] Kou J L, Chen J H, Chen Y, et al. Platform for enhanced light-graphene interaction length and miniaturizing fiber stereo devices [J]. *Optica*, 2014, 1(5): 307-310.
- [19] Lu Z L, Zhao W S. Nanoscale electro-optic modulators based on graphene-slot waveguides [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2012, 29(6): 1490-1496.
- [20] Ye S W, Wang Z S, Tang L F, et al. Electro-absorption optical modulator using dual-graphene-on-graphene configuration [J]. *Optics Express*, 2014, 22(21): 26173-26180.
- [21] Yuan Y, Xie Y N, Li X. Frequency-tunable graphene patch antenna in terahertz regime [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(2): 0216001.  
原媛, 谢亚楠, 李鑫. 太赫兹波段石墨烯频率可调贴片天线 [J]. *光学学报*, 2018, 38(2): 0216001.
- [22] Xie Y N, Liu Z K, Geng L, et al. Properties of graphene and antenna applications in microwave to THz [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(s1): s116005.  
谢亚楠, 刘志坤, 耿莉, 等. 石墨烯微波至太赫兹的特性及天线中的应用 [J]. *光学学报*, 2015, 35(s1): s116005.
- [23] Gao Y X, Ren G B, Zhu B F, et al. Analytical model for plasmon modes in graphene-coated nanowire [J]. *Optics Express*, 2014, 22(20): 24322-24331.
- [24] Gao Y X, Ren G B, Zhu B F, et al. Single-mode graphene-coated nanowire plasmonic waveguide [J].

- Optics Letters, 2014, 39(20): 5909-5912.
- [25] Liu J P, Zhai X, Wang L L, et al. Analysis of mid-infrared surface plasmon modes in a graphene-based cylindrical hybrid waveguide[J]. Plasmonics, 2016, 11(3): 703-711.
- [26] Hajati M, Hajati Y. High-performance and low-loss plasmon waveguiding in graphene-coated nanowire with substrate[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2016, 33(12): 2560-2565.
- [27] Teng D, Wang K, Li Z, et al. Graphene-coated elliptical nanowires for low loss subwavelength terahertz transmission[J]. Applied Sciences, 2019, 9(11): 2351.
- [28] Zhai L, Xue W R, Yang R C, et al. Propagation properties of nano dielectric parallel lines coated with graphene[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(11): 1123002.  
翟利, 薛文瑞, 杨荣草, 等. 涂覆石墨烯的电介质纳米并行线的传输特性[J]. 光学学报, 2015, 35(11): 1123002.
- [29] Zhu B F, Ren G B, Yang Y, et al. Field enhancement and gradient force in the graphene-coated nanowire pairs[J]. Plasmonics, 2015, 10(4): 839-845.
- [30] Teng D, Wang K, Li Z, et al. Graphene-coated nanowire dimers for deep subwavelength waveguiding in mid-infrared range[J]. Optics Express, 2019, 27(9): 12458-12469.
- [31] Wu D, Tian J P. Study on the plasmonic characteristics of bow-tie type graphene-coated nanowire pair[J]. Optik, 2018, 156: 689-695.
- [32] Hajati M, Hajati Y. Plasmonic characteristics of two vertically coupled graphene-coated nanowires integrated with substrate[J]. Applied Optics, 2017, 56(4): 870-875.
- [33] Wei Z Z, Xue W R, Peng Y L, et al. Mode characteristics of waveguides based on three graphene-coated dielectric nanowires[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(1): 0124001.  
卫壮志, 薛文瑞, 彭艳玲, 等. 涂覆石墨烯的三根电介质纳米线波导的模式特性[J]. 光学学报, 2019, 39(1): 0124001.
- [34] Jiang J, Zhang D H, Zhang B L, et al. Interaction between graphene-coated nanowires revisited with transformation optics[J]. Optics Letters, 2017, 42(15): 2890-2893.
- [35] Chen M, Sheng P C, Sun W, et al. A symmetric terahertz graphene-based hybrid plasmonic waveguide[J]. Optics Communications, 2016, 376: 41-46.
- [36] Liu J P, Zhai X, Wang L L, et al. Graphene-based long-range SPP hybrid waveguide with ultra-long propagation length in mid-infrared range[J]. Optics Express, 2016, 24(5): 5376-5386.
- [37] Ye L F, Sui K H, Liu Y H, et al. Graphene-based hybrid plasmonic waveguide for highly efficient broadband mid-infrared propagation and modulation[J]. Optics Express, 2018, 26(12): 15935-15947.
- [38] Wu D, Tian J P, Yang R C. Study of mode performances of graphene-coated nanowire integrated with triangle wedge substrate[J]. Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials, 2018, 27(2): 1850013.
- [39] Zhang T, Chen L, Li X. Graphene-based tunable broadband hyperlens for far-field subdiffraction imaging at mid-infrared frequencies[J]. Optics Express, 2013, 21(18): 20888-20899.
- [40] Hanson G W. Quasi-transverse electromagnetic modes supported by a graphene parallel-plate waveguide[J]. Journal of Applied Physics, 2008, 104(8): 084314.
- [41] Oulton R F, Sorger V J, Genov D A, et al. A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation[J]. Nature Photonics, 2008, 2(8): 496-500.
- [42] Berini P. Figures of merit for surface plasmon waveguides[J]. Optics Express, 2006, 14(26): 13030-13042.
- [43] Kuzmin D A, Bychkov I V, Shavrov V G, et al. Transverse-electric plasmonic modes of cylindrical graphene-based waveguide at near-infrared and visible frequencies[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 26915.
- [44] Wan P, Yang C H. Properties of graphene TE mode surface plasmons and surface plasmon waveguides[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(11): 1124002.  
万鹏, 杨翠红. 石墨烯 TE 模表面等离子体波和表面等离子体波导的特性[J]. 光学学报, 2017, 37(11): 1124002.