

基于衬底的涂覆石墨烯层的三角形纳米线 亚波长传输特性研究

滕达^{1*}, 马文帅¹, 杨研蝶¹, 郭晋康¹, 王凯^{2**}

¹ 郑州师范学院物理与电子工程学院, 河南 郑州 450044;

² 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

摘要 提出一种基于硅衬底的涂覆石墨烯层的三角形纳米线等离激元波导, 并采用有限元方法详细研究了基模传输特性及其与几何参数、物理参数的关系。结果表明: 间隙区域大小、顶角角度、圆角半径和石墨烯化学势对模式传输特性有很大影响。通过优化设计, 该波导结构可以实现石墨烯等离激元的深度亚波长传输, 传播距离可达 10 μm , 同时归一化模式场面积仅为 10^{-6} 。该石墨烯表面等离激元波导为可调谐纳米光子器件的设计提供了一定的参考。

关键词 表面光学; 光学器件; 波导; 表面等离激元; 红外波

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1324002

Study on Subwavelength Transmission Properties of Triangular-Shaped Graphene-Coated Nanowires on Substrate

Teng Da^{1*}, Ma Wenshuai¹, Yang Yandie¹, Guo Jinkang¹, Wang Kai^{2**}

¹ School of Physics and Electronic Engineering, Zhengzhou Normal University, Zhengzhou, Henan 450044, China;

² Key Laboratory of Infrared Imaging Materials and Detectors, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China

Abstract This paper proposes a plasmonic waveguide with a triangular-shaped graphene-coated nanowire integrated on the silicon substrate. The transmission properties of the fundamental graphene plasmon mode and their dependence on the geometric and physical parameters are fully investigated by the finite element method. The results show that the gap distance, vertex angle, corner radius, and chemical potential of graphene have significant influences on the modal transmission properties. By optimizing the design, the proposed structure can be used to achieve the deep-subwavelength modal field transmission with a propagation length of up to 10 μm and a normalized mode area of only about 10^{-6} . The proposed graphene plasmonic waveguide may offer a certain theoretical basis for the design of tunable nanophotonic devices.

Key words optics at surfaces; optical devices; waveguides; surface plasmons; infrared wave

OCIS codes 230.7370; 240.6680; 130.3060

1 引 言

表面等离激元(Surface plasmons, SPs)^[1-2]是一种沿金属-介质分界面传播的表面电磁波。由于可以突破衍射极限, SPs 在亚波长光子器件领域有重要应用价值。近年来, 作为亚波长光子器件的一个重要研究分支, 表面等离激元纳米光波导^[3]得到了广泛关注。早期基于贵金属材料的表面等离激元纳

米光波导主要有金属线波导^[4-7], 金属缝隙波导^[8], 介质加载的等离激元波导^[9], 长程等离激元波导^[10], 金属沟槽/楔形等离激元波导^[11], 混合型波导^[12-14]等。这类金属等离激元波导在近红外波段和可见光波段表现优异, 但在中远红外波段模场约束性能相对较差^[15]。此外, 金属材料属性固定, 缺乏可调谐性。

近期研究表明, 通过化学掺杂或加偏压, 石墨烯

收稿日期: 2020-03-02; 修回日期: 2020-03-22; 录用日期: 2020-03-30

基金项目: 郑州师范学院科研启动专项经费、郑州师范学院开放研究基金、郑州师范学院大学生科研创新基金

* E-mail: tengda@zznu.edu.cn; ** E-mail: wangkai@mail.sitp.ac.cn

在中远红外波段可以表现出类“金属”特性^[16],进而可以激发表面等离激元。石墨烯表面等离激元因具备极强的场约束、巨大的场增强和性能可调的特性^[17-18],引起学术界广泛关注。基于这些特性,研究人员提出诸多石墨烯等离激元器件,如石墨烯纳米带波导^[19-20]、介质加载波导^[21]、沟槽/楔形波导^[22]、调制器^[23-24]、天线^[25]、开关^[26]等。其中,作为纳米金属线的类似物,涂覆石墨烯层的纳米线波导^[27-40]因结构简单、可解析计算、基模(TM₀)无截止等特性引起了许多研究人员的关注。但是,涂覆石墨烯层的圆形纳米线等离激元模场约束性能相对较差,归一化模场面积约为10⁻³^[27-28]。随后,通过采用涂覆石墨烯层的“同轴型”纳米线^[29-30]、涂覆石墨烯层的纳米线二聚体^[31-32]和石墨烯间隙等离激元波导^[33],研究人员在保持模式传输损耗不变的基础上将归一化模场面积进一步减小至10⁻⁴~10⁻⁵。但是,中红外波段石墨烯吸收损耗仍然较大,模式传输距离相对较小,一般在10 μm级别。近期,基于涂覆石墨烯层的圆形纳米线混合等离激元波导^[41-43]被提出,其可进一步缩小模场面积并降低模式传输损耗。考虑到石墨烯在中红外波段的固有吸收损耗,一个可行的研究方向是在保持模式损耗基本不变的前提下,进一步减小模场面积。

基于尖端结构优良的光场聚焦效应,本文提出

了一种由硅衬底和涂覆石墨烯层的三角形纳米线构成的混合波导。采用有限元方法对该混合波导中基模亚波长传输性能进行了详细研究。通过改变三角形纳米线与衬底间距、三角形纳米线顶角角度、顶角圆角半径以及石墨烯化学势等,发现该结构光场约束性能非常好,同时模式传输损耗也较低。相关研究结果在纳米光子学、可调谐光子器件等领域有潜在的应用价值。

2 理论模型

图1展示了基于衬底的涂覆石墨烯层的三角形纳米线结构的二维截面示意图。三角形纳米线(介电常数 $\epsilon_1=2.25$)涂覆单层石墨烯,衬底和纳米线嵌入在SiO₂介质内(介电常数为 $\epsilon_2=2.25$ ^[36])。三角形纳米线的顶角角度为 θ ,高度 $b=100$ nm。计算中将顶角圆滑成半径为 R 的圆角,此时,三角形纳米线实际高度为 $b_1=b-R/\sin(\theta/2)+R$ 。涂覆石墨烯层的纳米线与硅衬底间距为 G_{gap} (远大于单层石墨烯厚度),矩形硅衬底高和宽分别为 $H=200$ nm和 $W=400$ nm,介电常数为 $\epsilon_3=12.25$ ^[44]。中红外波段石墨烯的介电常数可由 $\epsilon_g=1+i\sigma_g/(\epsilon_0\omega\Delta)$ ^[45]计算,其中 ω 为入射光角频率, ϵ_0 为自由空间介电常数,单层石墨烯厚度 $\Delta=0.335$ nm。 $\sigma_g=\sigma_{\text{intra}}+\sigma_{\text{inter}}$ 为石墨烯表面电导率^[45],其中

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

$$\sigma_{\text{inter}} = \frac{e^2}{4\hbar} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan\left(\frac{\hbar\omega - 2\mu_c}{2k_B T}\right) - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{(\hbar\omega + 2\mu_c)^2}{(\hbar\omega - 2\mu_c)^2 + (2k_B T)^2} \right], \quad (2)$$

式中: σ_{intra} 为电子带内跃迁对电导率的贡献; σ_{inter} 为电子带间跃迁对电导率的贡献; τ 为电子弛豫时间, $\tau=0.5$ ps; T 为温度, $T=300$ K; \hbar 为约化的普朗克常数; k_B 为玻尔兹曼常数; e 为元电荷, $e=1.6\times 10^{-19}$ C; μ_c 为化学势。

在实验研究中,可通过加直流偏压来改变石墨烯中载流子浓度 n_c ,进而改变石墨烯化学势 μ_c ,二者关系式为 $\mu_c \approx \hbar v_F \sqrt{n_c \pi}$ ^[46],其中 $v_F \approx 10^6$ m·s⁻¹为费米速度。相关实验研究^[47]表明,石墨烯中载流子浓度可达10¹⁴ cm⁻²,对应化学势 $\mu_c=1.17$ eV。因此,本文中化学势取值范围为0.5~1.1 eV。需要说明的是,本文为理论研究,但也简要描述了石墨烯加偏压的实现方式。如图1所示,可采用离子凝胶技术^[26,36,48-49]对石墨烯层进行加

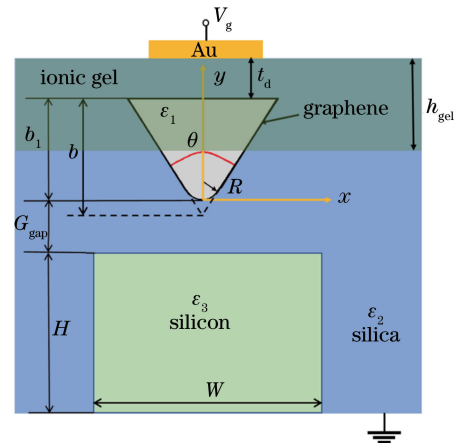


图1 波导结构示意图

Fig. 1 Structural diagram of waveguide

压, h_{gel} 为离子凝胶层厚度, V_g 为直流偏置电压。石墨烯中载流子浓度 n_c 与 V_g 关系式为 $n_c = \epsilon_{\text{gel}} \epsilon_0 |V_g| / et_d^{[26]}$, 其中 t_d 为石墨烯表面到金属电极的距离。离子凝胶层介电常数 $\epsilon_{\text{gel}} = 2.25$, 与二氧化硅介电常数 ($\epsilon_2 = 2.25$) 相匹配^[26,36], 从而保证了几何结构关于 y 轴的对称性。

在具体计算中, 将石墨烯薄层等效为纳米线表面电流 $\mathbf{J} = \sigma_g \mathbf{E}$, \mathbf{E} 为电场强度, 并采用基于有限元方法的 COMSOL 软件计算模式复有效模式系数 n_{eff} 。传播常数 $\beta = k_0 n_{\text{eff}}$, 其中 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为自由空间波长。模式传播距离定义为 $L_p = \lambda_0 / [2\pi \text{Im}(n_{\text{eff}})]$ 。归一化模场面积定义为 A_{eff}/A_0 , 其中 $A_0 = \lambda_0^2/4$ 为衍射受限模场面积, $A_{\text{eff}} = \iint W(r) d^2r / \max[W(r)]$, 其中 r 为位置坐标, $W(r)$ 为能量密度^[50]。后续将从几何结构参数及物理参数两方面对所提波导传输特性进行评估。

3 结果与讨论

图 2 展示了不同参数下基于衬底的涂覆石墨烯层的三角形纳米线波导结构中基模归一化电场强度

分布情况。显然, 光场主要被限制在 G_{gap} 区域内。如图 2(a)~(d)所示, 模场分布受 G_{gap} 大小影响较大, 而顶角角度 θ 对模场分布影响相对较小。这点也可从电场强度沿 x 方向和 y 方向的一维分布图中直观得到, 如图 2(e)~(f)所示。实际上, 当 $G_{\text{gap}} = 10 \text{ nm}$, $\theta = \pi/6$ 和 $\theta = \pi/2$ 时, 电场强度一维分布差别很小, 沿 x 方向的电场强度分布曲线的半峰全宽 (FWHM) $_x$ 约为 25 nm, 沿 y 方向的电场强度分布曲线的半峰全宽 (FWHM) $_y$ 约为 10 nm。进一步将 G_{gap} 减小至 2 nm, $\theta = \pi/6$ 和 $\theta = \pi/2$ 时, (FWHM) $_x$ 约为 15 nm, (FWHM) $_y$ 约为 2 nm。可见, G_{gap} 大小决定了光斑在 y 方向的大小。该基模的形成机理类似“金属帽”型混合表面等离子激元^[14]。当间隙区域二氧化硅层厚度较大时 (本文中 $G_{\text{gap}} > 100 \text{ nm}$), 下方硅衬底对石墨烯等离子激元模式场分布几乎没有影响。而当间隙区域较小时 (本文中 $G_{\text{gap}} < 60 \text{ nm}$), 下方硅衬底对石墨烯等离子激元模式场分布产生显著影响。因此, 通过调控 G_{gap} 大小, 可以实现对涂覆石墨烯层的纳米线等离子激元模式传输特性的调制。

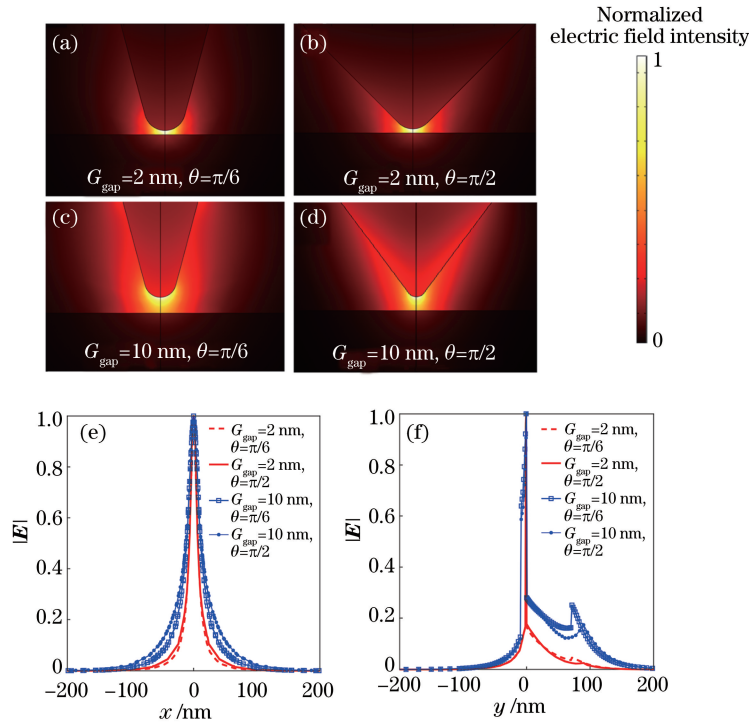


图 2 $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$, $f_0 = 30 \text{ THz}$, $R = 10 \text{ nm}$ 时基模的归一化电场强度分布。(a) 当 $\theta = \pi/6$, $G_{\text{gap}} = 2 \text{ nm}$ 时; (b) 当 $\theta = \pi/2$, $G_{\text{gap}} = 2 \text{ nm}$ 时; (c) 当 $\theta = \pi/6$, $G_{\text{gap}} = 10 \text{ nm}$ 时; (d) 当 $\theta = \pi/2$, $G_{\text{gap}} = 10 \text{ nm}$ 时; 归一化电场强度沿 (e) x 方向和 (f) y 方向的分布

Fig. 2 Normalized electric field intensity distributions of fundamental mode when $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$, $f_0 = 30 \text{ THz}$, and $R = 10 \text{ nm}$. (a) Under $\theta = \pi/6$, $G_{\text{gap}} = 2 \text{ nm}$; (b) under $\theta = \pi/2$, $G_{\text{gap}} = 2 \text{ nm}$; (c) under $\theta = \pi/6$, $G_{\text{gap}} = 10 \text{ nm}$; (d) under $\theta = \pi/2$, $G_{\text{gap}} = 10 \text{ nm}$; normalized electric field intensity distributions along (e) x and (f) y directions

图 3 给出了该结构中基模特性随纳米线与衬底间距 G_{gap} 的变化关系。有效模式系数 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 随着 G_{gap} 的增大而减小,且变化幅度较大,意味着硅衬底对等离激元模式的影响随 G_{gap} 的增大而逐步减弱。 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 由 $G_{\text{gap}} = 1 \text{ nm}$ 时的 59.08 下降到 $G_{\text{gap}} = 10 \text{ nm}$ 时的 43.37。随着 G_{gap} 的增大,传播距离 L_p 逐渐增大,但传播距离较小,范围为 $2 \sim 3 \mu\text{m}$,如图 3(b) 所示。实际上,中红外波段石墨烯具有较高的吸收损

耗,因此传播距离一般在微米级别。从图 3(c) 可以看出,归一化模场面积 (A_{eff}/A_0) 随着 G_{gap} 的增大而增大,且变化范围较大,从 2.26×10^{-6} 一直增大到 3.14×10^{-5} 。这也可以从图 2 中得到, G_{gap} 增大时,波导结构对模场的约束能力减弱。可见, G_{gap} 增大时,传输距离的提升不明显,模场面积反而成倍增大,这对亚波长光场传输是极其不利的。因此,为了提高波导性能,后续研究中采用 $G_{\text{gap}} = 2 \text{ nm}$ 。

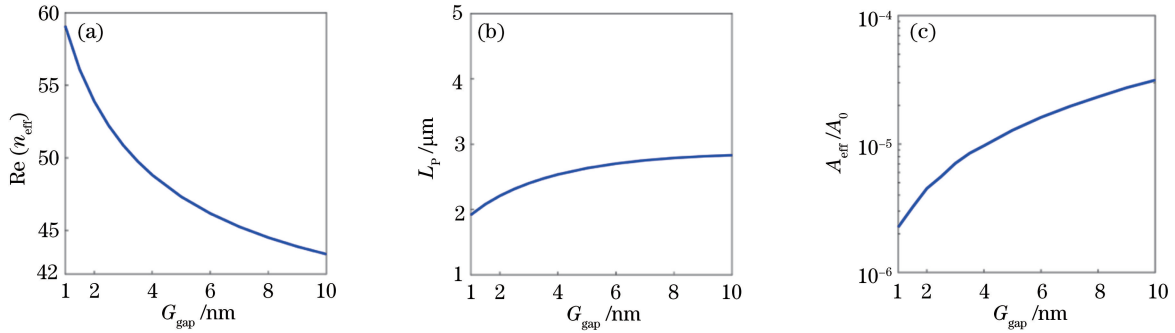


图 3 $\mu_c = 0.5 \text{ eV}, f_0 = 30 \text{ THz}, R = 10 \text{ nm}, \theta = \pi/2$ 时模式特性随 G_{gap} 的变化。(a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) 传播距离; (c) 归一化模场面积

Fig. 3 Modal properties versus gap when $\mu_c = 0.5 \text{ eV}, f_0 = 30 \text{ THz}, R = 10 \text{ nm}$, and $\theta = \pi/2$.

(a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) propagation length; (c) normalized mode area

本文采用三角形截面的纳米线是为了利用尖端效应来实现模场的深度亚波长约束。因此,进一步研究了三角形顶角大小对所提出波导传输性能的影响。如图 4(a) 所示,当顶角角度从 30° 增大到 150° 时,有效模式系数 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 由 51.08 增大到 61.95,而传播距离 L_p 缓慢减小。特别地,当 θ 在一定范围内时,传播距离变化非常小,甚至基本保持不变,如图 4(b) 所示。随着角度的增大,尖端聚焦效应逐步减弱,归一化模场面积 (A_{eff}/A_0) 逐渐增大,但仍

然保持在 10^{-6} 量级左右,如图 4(c) 所示。从图 4 (b)~(c) 中不难发现,随着顶角角度的减小,一方面传播距离增大,另一方面模场面积减小。这暗示该结构在局部突破了表面等离激元模式中传输损耗和模场面积之间的制约关系,即在实现模式损耗降低的同时减小了模场面积。因此,顶角角度 θ 较小时,该波导结构传输性能更好。同时需要注意,当顶角角度 θ 过小时,圆角引起纳米线截面面积大幅度减小,所以顶角角度 θ 不宜过小。故后续研究中顶角 $\theta = \pi/3$ 。

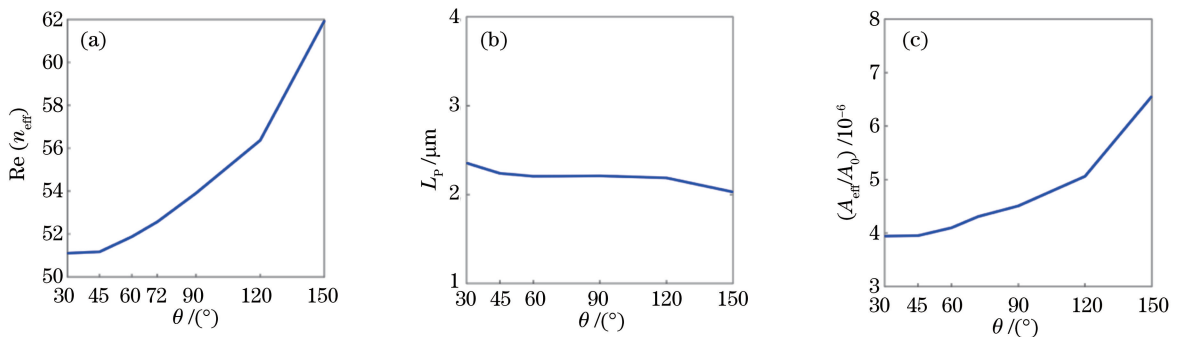


图 4 $\mu_c = 0.5 \text{ eV}, f_0 = 30 \text{ THz}, G_{\text{gap}} = 2 \text{ nm}, R = 10 \text{ nm}$ 时模式特性随 θ 的变化。(a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) 传播距离; (c) 归一化模场面积

Fig. 4 Modal properties versus θ when $\mu_c = 0.5 \text{ eV}, f_0 = 30 \text{ THz}, G_{\text{gap}} = 2 \text{ nm}$, and $R = 10 \text{ nm}$.

(a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) propagation length; (c) normalized mode area

此外,为了避免尖端处场分布的奇异性,对三角形的顶角进行了圆滑处理,形成一个圆角。因此,进

一步研究了圆角半径 R 大小对模式特性的影响,如图 5 所示。当圆角半径 R 从 8 nm 增大到 20 nm 时,

有效模式系数 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 从 50.58 增大到 56.72。同时, 传播距离 L_P 小幅度下降, 如图 5(b) 所示。此外, R 增大导致归一化模场面积 (A_{eff}/A_0) 增大, 如图 5(c) 所示。可见, 圆角半径 R 越小越好。这是因为当圆角半径 R 较小时, 纳米线尖端对模场的聚焦效应突

出。尖端曲率半径 R 较小时模场约束效果较好, 同时减小圆角半径 R 意味着进入石墨烯层的能量占比相比较之前减小, 石墨烯吸收损耗减小。同样, R 减小导致 L_P 增大, 且 A_{eff}/A_0 减小, 局部突破了表面等激元模式中传输损耗和模场面积之间的制约关系。

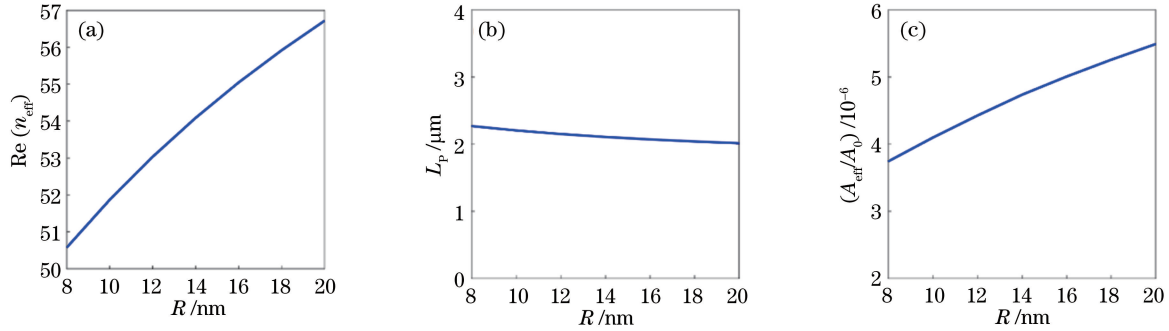


图 5 $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$, $f_0 = 30 \text{ THz}$, $G_{\text{gap}} = 2 \text{ nm}$, $\theta = \pi/3$ 时模式特性随 R 的变化。(a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) 传播距离; (c) 归一化模场面积

Fig. 5 Modal properties with respect to R when $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$, $f_0 = 30 \text{ THz}$, $G_{\text{gap}} = 2 \text{ nm}$, and $\theta = \pi/3$.

(a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) propagation length; (c) normalized mode area

相比金属材料, 石墨烯化学势可以通过加偏压或者化学掺杂的方式进行调节^[16], 这为更好地调控模式传输特性提供了一种可行方法。如前文所述, 本文中化学势取值范围为 $0.5 \sim 1.1 \text{ eV}$ 。图 6 给出了不同化学势下, 石墨烯等激元模式传输特性随频率的变化曲线。随着频率的增大, 有效模式系数 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 逐渐增大, 同时, 更多的能量进入纳米线, 损耗也随之增大。从图 6(c) 可以得到, 归一化模场面积随频率的增大而增大, 但始终保持在 10^{-6} 量级左右。当 $f_0 = 20 \text{ THz}$, $\mu_c = 0.5 \text{ eV}$ 时, 传播距离 L_P 和归一化模场面积 A_{eff}/A_0 分别为 $4.23 \mu\text{m}$ 和 2.95×10^{-6} 。进一步增大 μ_c 至 1.1 eV , 传播距离提升到 $10.40 \mu\text{m}$, 同时归一化模场面积仅为 4.51×10^{-6} 。可见, 增大化学势使模式损耗减小。这是因为当增大化学势时, 电子的带间跃迁对石墨烯表

面电导率的贡献 (σ_{inter}) 大幅减小, 使得损耗降低^[40]。实际上, 中红外波段石墨烯的吸收损耗仍相对较大, 故该类表面等激元的传播距离典型值在 $10 \mu\text{m}$ 左右。本文所提出的基于衬底的涂覆石墨烯层的三角形纳米线结构在保持模式传输损耗基本不变的前提下, 进一步将模场面积减小至 10^{-6} 量级左右。化学势为 $1.0 \sim 1.1 \text{ eV}$ 时, 与该领域其他研究工作相比, 所提波导的基模归一化模场面积比涂覆石墨烯层的圆形纳米线 (约 10^{-3}) 小三个数量级^[27-28], 比涂覆石墨烯层的双纳米线 (约 10^{-4}) 小两个数量级^[32], 比石墨烯间隙等激元波导 (约 10^{-5}) 小一个数量级^[33]。这类石墨烯表面等激元模式可以同时实现极小的模场和长距离传输, 在可调谐纳米光子器件和光子集成、传感等领域有潜在的应用价值。

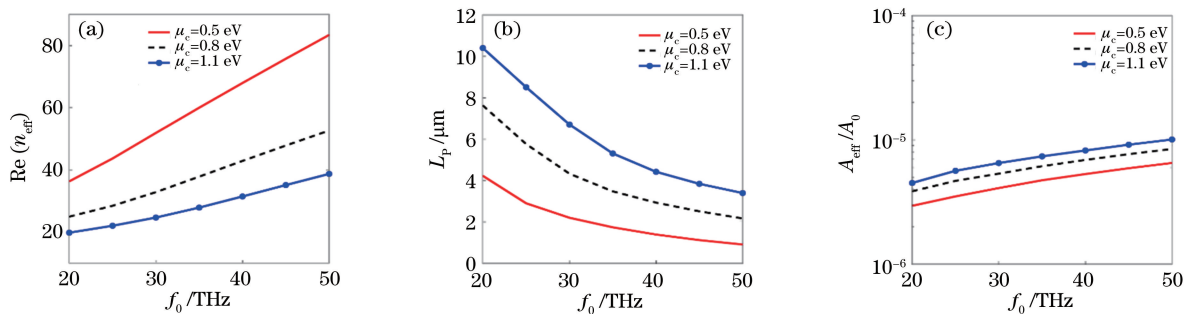


图 6 $G_{\text{gap}} = 2 \text{ nm}$, $\theta = \pi/3$, $R = 10 \text{ nm}$ 时不同化学势下模式特性和频率的关系。(a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) 传播距离;

(c) 归一化模场面积

Fig. 6 Modal properties versus frequency under different chemical potential values when $G_{\text{gap}} = 2 \text{ nm}$, $\theta = \pi/3$, and $R = 10 \text{ nm}$. (a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$; (b) propagation length; (c) normalized mode area

最后,简要讨论一下所提出波导结构的实际加工以及传输特性对纳米线介电常数和形状的依赖性。现有研究表明,实验上可以相对容易地加工出涂覆石墨烯层的介质纳米线^[51-52]。对于硅衬底,可采用等离子体增强化学气相沉积(Plasma enhanced chemical vapor deposition, PECVD)技术进行加工,且通过控制沉积速度和时间可实现对二氧化硅间隙层厚度的精确控制^[53]。此外,本文中纳米线介电常数固定为 2.25。前期研究表明,纳米线介电常数越小,波导性能越好^[27,32],因此这类不再赘述。同时,研究发现,波导传输性能对纳米线形状有很大依赖性。因此,后续可探索纳米线形状对涂覆石墨烯层的纳米线波导传输性能的影响,这将进一步拓展相关领域的研究。

4 结 论

提出一种基于硅衬底的涂覆石墨烯层的三角形纳米线等离子体波导结构,采用有限元方法详细研究了基模传输特性。结果表明:选择适当的低折射率间隙区域大小和三角形顶角角度,可较好展现该结构的模式传播特性;尖端圆角半径越小,模场在尖端处的聚焦效应越突出且模式传输损耗更低;增大石墨烯化学势可以大幅降低传输损耗。此外,研究发现,所提波导结构可在局部突破表面等离子体模式中传输损耗和模场面积之间的制约关系,即在实现模式传输损耗降低的同时减小模场面积。特别地,所提波导在保持模式传输损耗基本不变的前提下,进一步将模场面积压缩至 10^{-6} 量级左右。该类石墨烯表面等离子体波导优异的亚波长传输特性使得其在可调谐纳米光子器件及光子集成领域具有潜在的应用价值。

参 考 文 献

- [1] Gramotnev D K, Bozhevolnyi S I. Plasmonics beyond the diffraction limit[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(2): 83-91.
- [2] Li P. Research progress of plasmonic nanofocusing [J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(14): 146201. 李盼. 表面等离子体纳米聚焦研究进展[J]. *物理学报*, 2019, 68(14): 146201.
- [3] Fang Y, Sun M. Nanoplasmonic waveguides: towards applications in integrated nanophotonic circuits[J]. *Light: Science & Applications*, 2015, 4(6): e294.
- [4] Wei H, Pan D, Zhang S, et al. Plasmon waveguiding in nanowires[J]. *Chemical Reviews*, 2018, 118(6): 2882-2926.
- [5] Wang Y P, Ma Y G, Guo X, et al. Single-mode plasmonic waveguiding properties of metal nanowires with dielectric substrates[J]. *Optics Express*, 2012, 20(17): 19006-19015.
- [6] Teng D, Cao Q, Li S, et al. Tapered dual elliptical plasmon waveguides as highly efficient terahertz connectors between approximate plate waveguides and two-wire waveguides [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2014, 31(2): 268-273.
- [7] Wang W H, Zhang N. Energy loss of surface plasmon polaritons on Ag nanowire waveguide [J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(24): 247302. 王文慧, 张霁. 银纳米线表面等离子体波导的能量损耗[J]. *物理学报*, 2018, 67(24): 247302.
- [8] 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.
- [9] Shao X Z, Zhang G M, Wang Q, et al. Transmission characteristics of long-range dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguide based on golden ratio [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(6): 061301. 邵晓珍, 张冠茂, 王琼, 等. 基于黄金分割比的长程介质加载表面等离子体波导传输特性研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(6): 061301.
- [10] Zhang G M, Sun H L, Li J M, et al. Study on the transmission characteristics of symmetric hybrid long-range surface plasmon polariton waveguide [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2013, 50(12): 121301. 张冠茂, 孙海丽, 李建明, 等. 一种对称混合长程表面等离子体波导传输特性研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2013, 50(12): 121301.
- [11] Yan M, Qiu M. Guided plasmon polariton at 2D metal corners [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2007, 24(9): 2333-2342.
- [12] Zhou P, Lu Q J, Wu G Z, et al. Mode properties of hybrid plasmonic waveguide based on semiconductor nanowire and metal ridge [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2013, 42(12): 1460-1463. 周沛, 卢启景, 吴根柱, 等. 基于半导体纳米线和金属脊的混合表面等离子体波导模式特性分析[J]. *光子学报*, 2013, 42(12): 1460-1463.
- [13] 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.

- [14] Dai D X, He S L. A silicon-based hybrid plasmonic waveguide with a metal cap for a nano-scale light confinement [J]. *Optics Express*, 2009, 17 (19): 16646-16653.
- [15] Gao Y X, Shadrivov I V. Second harmonic generation in graphene-coated nanowires [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(15): 3623-3626.
- [16] Vakil A, Engheta N. Transformation optics using graphene[J]. *Science*, 2011, 332(6035): 1291-1294.
- [17] 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.
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.
- [18] Yang X X, Kong X T, Dai Q. 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.
- [19] Lu H, Zhao J L, Gu M. Nanowires-assisted excitation and propagation of mid-infrared surface plasmon polaritons in graphene [J]. *Journal of Applied Physics*, 2016, 120(16): 163106.
- [20] Lu H, Zeng C, Zhang Q M, et al. Graphene-based active slow surface plasmon polaritons [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 8443.
- [21] Xu W, Zhu Z H, Liu K, et al. Dielectric loaded graphene plasmon waveguide [J]. *Optics Express*, 2015, 23(4): 5147-5153.
- [22] 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.
- [23] Li Z Q, Feng D D, Li X, et al. Graphene surface plasmon polaritons based photoelectric modulator with double branched structure [J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(1): 0124001.
李志全, 冯丹丹, 李欣, 等. 基于石墨烯表面等离激元的双支节结构光电调制器 [J]. *光学学报*, 2018, 38(1): 0124001.
- [24] Li W, Chen B G, Meng C, et al. Ultrafast all-optical graphene modulator [J]. *Nano Letters*, 2014, 14(2): 955-959.
- [25] 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.
- [26] Cao T, Li Y, Tian L, et al. Fast switching “on/off” chiral surface plasmon polaritons in graphene-coated Ge₂Sb₂Te₅ nanowire [J]. *ACS Applied Nano Materials*, 2018, 1(2): 759-767.
- [27] 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.
- [28] 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.
- [29] 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.
- [30] Liu J P, Zhai X, Xie F, et al. Analytical model of mid-infrared surface plasmon modes in a cylindrical long-range waveguide with double-layer graphene [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2017, 35 (10): 1971-1979.
- [31] Zhu B F, Ren G B, Yang, et al. Field enhancement and gradient force in the graphene-coated nanowire pairs [J]. *Plasmonics*, 2015, 10(4): 839-845.
- [32] 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.
- [33] Teng D, Wang K, Li Z, et al. Graphene gap plasmonic waveguide for deep-subwavelength transmission of mid-infrared waves [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(6): 0623002.
滕达, 王凯, 李哲, 等. 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 [J]. *光学学报*, 2020, 40(6): 0623002.
- [34] 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.
- [35] Huang Y X, Zhang L, Yin H, et al. Graphene-coated nanowires with a drop-shaped cross section for 10 nm confinement and 1 mm propagation [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(11): 2078-2081.
- [36] Liang H, 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.
- [37] 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.
- [38] Peng Y L, Xue W R, Wei Z Z, et al. Mode properties analysis of graphene-coated asymmetric parallel dielectric nanowire waveguides [J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(3): 038102.
彭艳玲, 薛文瑞, 卫壮志, 等. 涂覆石墨烯的非对称并行电介质纳米线波导的模式特性分析[J]. 物理学报, 2018, 67(3): 038102.
- [39] 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.
- [40] Teng D, Wang K, Li Z. Graphene-coated nanowire waveguides and their applications[J]. Nanomaterials, 2020, 10(2): 229.
- [41] 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.
- [42] Hajati M, Hajati Y. Plasmonic characteristics of two vertically coupled graphene-coated nanowires integrated with substrate[J]. Applied Optics, 2017, 56(4): 870-875.
- [43] 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.
- [44] Chandler-Horowitz D, Amirtharaj P M. High-accuracy, midinfrared ($450\text{ cm}^{-1} \leq \omega \leq 4000\text{ cm}^{-1}$) refractive index values of silicon [J]. Journal of Applied Physics, 2005, 97(12): 123526.
- [45] Francescato Y, Giannini V, Maier S A. Strongly confined gap plasmon modes in graphene sandwiches and graphene-on-silicon[J]. New Journal of Physics, 2013, 15(6): 063020.
- [46] 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.
- [47] Efetov D K, Kim P. Controlling electron-phonon interactions in graphene at ultrahigh carrier densities [J]. Physical Review Letters, 2010, 105(25): 256805.
- [48] Jiang T, Huang D, Cheng J L, et al. Gate-tunable third-order nonlinear optical response of massless Dirac fermions in graphene[J]. Nature Photonics, 2018, 12(7): 430-436.
- [49] Chen C F, Park C H, Boudouris B W, et al. Controlling inelastic light scattering quantum pathways in graphene[J]. Nature, 2011, 471(7340): 617-620.
- [50] 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.
- [51] Cao T, Tian L, Liang H W, et al. Reconfigurable, graphene-coated, chalcogenide nanowires with a sub-10-nm enantioselective sorting capability [J]. Microsystems & Nanoengineering, 2018, 4: 7.
- [52] Chen B G, Meng C, Yang Z Y, et al. Graphene coated ZnO nanowire optical waveguides[J]. Optics Express, 2014, 22(20): 24276-24285.
- [53] Dai D, Liu L, Wosinski L, et al. Design and fabrication of ultra-small overlapped AWG demultiplexer based on α -Si nanowire waveguides[J]. Electronics Letters, 2006, 42(7): 400-402.