



涂覆石墨烯的非对称椭圆电介质纳米并行线的模式分析

董慧莹 秦晓茹 薛文瑞 程鑫 李宁 李昌勇

Mode characteristics of asymmetric graphene-coated elliptical dielectric nano-parallel wires waveguide

Dong Hui-Ying Qin Xiao-Ru Xue Wen-Rui Cheng Xin Li Ning Li Chang-Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 238102 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20201041

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201041>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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

Mode properties analysis of graphene-coated asymmetric parallel dielectric nanowire waveguides

物理学报. 2018, 67(3): 038102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172016>

基于涂覆石墨烯的三根电介质纳米线的THz波导的模式特性分析

Modes characteristics analysis of THz waveguides based on three graphene-coated dielectric nanowires

物理学报. 2018, 67(10): 108101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180036>

涂覆石墨烯的椭圆形电介质纳米线光波导的模式特性分析

Mode characteristic analysis of optical waveguides based on graphene-coated elliptical dielectric nanowire

物理学报. 2019, 68(5): 058101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182090>

CdS/CdS_{0.48}Se_{0.52}轴向异质结纳米线的非对称光波导及双波长激射

Asymmetric waveguide and the dual-wavelength stimulated emission for CdS/CdS_{0.48}Se_{0.52} axial nanowire heterostructures

物理学报. 2017, 66(6): 064204 <https://doi.org/10.7498/aps.66.064204>

石墨烯纳米结构的制备及带隙调控研究

Fabrication of graphene nanostructure and bandgap tuning

物理学报. 2017, 66(21): 217301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.217301>

外电场辅助化学气相沉积方法制备网格状 β -Ga₂O₃纳米线及其特性研究

Growth and characterization of grid-like β -Ga₂O₃ nanowires by electric field assisted chemical vapor deposition method

物理学报. 2018, 67(21): 218101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180805>

涂覆石墨烯的非对称椭圆电介质纳米 并行线的模式分析*

董慧莹¹⁾ 秦晓茹¹⁾ 薛文瑞^{1)†} 程鑫¹⁾ 李宁¹⁾ 李昌勇²⁾³⁾

1) (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

2) (山西大学激光光谱研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

3) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2020年7月2日收到; 2020年9月9日收到修改稿)

设计了一种涂覆石墨烯的非对称椭圆电介质纳米并行线波导. 在圆柱坐标系中, 借助于 Mathieu 函数和坐标变换, 采用多极方法对波导所支持的 6 个最低阶模式进行了研究, 并分析了这些模式的特性与工作波长、石墨烯费米能以及波导结构参数之间的依赖关系. 结果表明, 调节波导的工作波长、石墨烯的费米能及纳米线之间的间距, 可大幅度调节这些模式的特性. 调节纳米线的半长轴及半短轴, 可以微调这些模式的特性. 在两种条件下, 通过比较涂覆石墨烯的单根椭圆电介质纳米线、对称椭圆电介质纳米并行线与非对称椭圆电介质纳米并行线所支持的基模的性能, 发现本文所设计的波导的性能优于其他两种波导. 本文的研究工作可以为涂覆石墨烯的非对称椭圆电介质纳米并行线波导的设计、制作及应用提供理论基础.

关键词: 石墨烯, 纳米线, 波导, 多极方法**PACS:** 81.05.ue, 81.07.Gf, 84.40.Az**DOI:** 10.7498/aps.69.20201041

1 引言

石墨烯是单层碳原子以蜂窝状晶格方式排列而成的一种新型二维结构材料^[1-3]. 自 2004 年成功制备单层石墨烯以来, 其在雷达吸收表面^[4]、微型传感器^[5]、电磁能量转换^[6]、电磁干扰屏蔽^[7]等领域引发了很多研究人员的关注. 在 THz 波段, 石墨烯的表面电导率几乎是一个纯虚数^[8], 与金属极为相似, 可以支持表面等离子激元, 且相较于金属而言, 石墨烯中较低的载流子浓度^[9]和较高的迁移率^[10]更能保证其具有理想的导电性.

表面等离子激元是一种沿着导体表面传播的电磁波, 由导体表面振荡的自由电子与电磁场之间

的共振相互作用形成, 可以用来在亚波长结构中聚焦和导引光^[11]. 研究发现, 基于贵金属材料的波导结构中^[12-15]可以支持表面等离子激元的传播. 但是这些波导的工作波长大多集中于可见光波段, 在中红外到太赫兹波段内, 波导对场的束缚能力明显变弱^[16]; 且基于贵金属的表面等离子波导只能通过变更结构参数来改善其导波特性. 在特定条件下, 石墨烯的光学性质类似于贵金属^[17], 且与基于贵金属的波导相比, 石墨烯波导具有三大优势: 较低的损耗、极强的模式束缚性及可调的化学势^[18]. 利用石墨烯表面支持的表面等离子激元可以在亚波长范围内对光波进行操控^[19]. 这也为波导在中红外到太赫兹波段内实现高性能有效传输提供了一个新的研究方向. 若在电介质波导表面涂覆单

* 国家自然科学基金 (批准号: 61378039, 61575115) 和国家自然科学基金国家基础科学人才培养基金 (批准号: J1103210) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wxue@sxu.edu.cn

层石墨烯, 可以构成一种传输特性良好的表面等离子体波导^[20-32].

若在圆形介质纳米线表面涂覆单层石墨烯, 可改善波导性能^[20]; 若在中空的二氧化硅管中嵌入实心硅棒后涂覆单层石墨烯, 可进一步压缩模式面积、增加其传播长度^[22]; 若将多个外表面涂覆单层石墨烯的中空电介质管紧密嵌套, 可实现极强的模式束缚性^[25]; 若将两根完全一致的涂覆石墨烯的电介质纳米线以一定间距置于同一轴线上, 可实现较强的梯度力和场增强^[28]. 若在涂覆石墨烯的圆形并行纳米线对的中心轴线上放置一圆形纳米线, 可以实现较为理想的传播长度^[29]; 若将两根完全相同的涂覆双层石墨烯的电介质纳米线间隔一定距离置于同一轴线上, 可实现极强的场增强效应^[30]; 若在椭圆介质纳米线表面涂覆单层石墨烯, 可实现较长的传播长度及更强的模式束缚性^[31].

本文设计了一种涂覆石墨烯的非对称椭圆电介质纳米并行线波导, 对波导的 6 个最低阶模式进行了命名和分类, 使用多极方法^[33,34]研究了波导的工作波长、石墨烯的费米能以及波导的结构参数对 6 个最低阶模式的模式特性的影响, 并比较了两种条件下 3 种波导结构的传输性能. 本文的研究结果有望在模式转换^[35]及耦合器件^[36]中得到应用.

2 结构模型和计算方法

涂覆石墨烯的非对称椭圆电介质纳米并行线波导结构的横截面如图 1 所示, 它由两根结构参数不同的涂覆单层石墨烯的并行椭圆形电介质纳米线构成, 背景为空气. 将左右两根纳米线分别标记为 1 号纳米线和 2 号纳米线. 以 1 号纳米线的对称中心 o_1 为原点, 建立直角坐标系 o_1-xy 和椭圆坐标系 $o_1-\xi_1\eta_1$; 以 2 号纳米线的对称中心 o_2 为原点, 建立直角坐标系 $o_2-x_2y_2$ 和椭圆坐标系 $o_2-\xi_2\eta_2$; 以 o_1 和 o_2 连线的中点 o 为原点, 建立直角坐标系 $o-xy$. 横截面内的任意一点在五套坐标系中的坐标分别为 (x_1, y_1) , (ξ_1, η_1) , (x_2, y_2) , (ξ_2, η_2) 和 (x, y) . 坐标之间的关系为 $x_1 = x + c$, $x_2 = x - c$, $y_1 = y_2 = y$, $x_1 = q_1 \cosh \xi_1 \cos \eta_1$, $y_1 = q_1 \sinh \xi_1 \sin \eta_1$, $x_2 = q_2 \cosh \xi_2 \cos \eta_2$, $y_2 = q_2 \sinh \xi_2 \sin \eta_2$. 其中 a_1 , b_1 和

a_2 , b_2 分别为 1 号和 2 号纳米线的半长轴和半短轴, $2c$ 为 1 号 2 号纳米线的中心间距, $d = 2c - a_1 - a_2$ 为 1 号和 2 号纳米线的表面间距. q_1 , q_2 分别为 1 号和 2 号纳米线的半焦距, ξ_1 和 ξ_2 为径向坐标变量, η_1 和 η_2 为角向坐标变量. 在两套椭圆坐标系下, 1 号和 2 号纳米线边界处的径向坐标分别为 ξ_{10} 和 ξ_{20} .

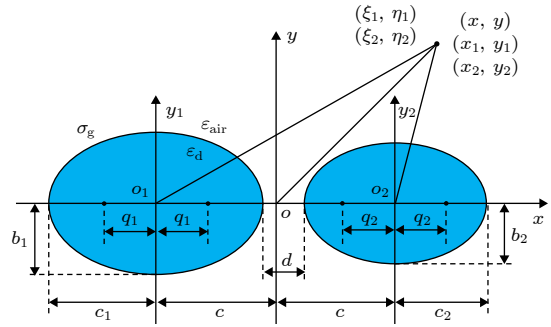


图 1 涂覆石墨烯的非对称椭圆电介质纳米并行线波导的横截面示意图

Fig. 1. The cross section of the double elliptical nano-parallel wires waveguide coated with graphene.

图 1 中 ϵ_d 为电介质的介电常数, 数值为 2.1025, 对应于石英玻璃材料 SiO_2 . ϵ_{air} 为空气的介电常数, 数值为 1.0. σ_g 为石墨烯电导率, 其值由两部分构成: 带内电导率 σ_{intra} 和带间电导率 σ_{inter} , 即 $\sigma_g = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}$, 其表达式由库珀公式^[37]给出:

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

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

式中 e 为电子电量, k_B 为玻尔兹曼常数, $T = 300 \text{ K}$ 为环境温度, \hbar 为约化普朗克常量, $\omega = 2\pi f$ 是角频率, $\Gamma = 2 \times 10^{12} \text{ rad/s}$ 是载流子散射率, E_f 为石墨烯的费米能, 为了尽可能准确反映石墨烯实际传输损耗, 在模拟和计算中将 E_f 设置为 0.5 eV ^[8].

采用多极方法, 假设 1 号纳米线单独存在时, 其内部电场和磁场的 z 分量为 E_{z11} 和 H_{z11} , 外部电场和磁场的 z 分量为 E_{z12} 和 H_{z12} , 它们的表达式为:

$$\left\{ \begin{aligned} Hz_{11} &= \sum_{m=0}^{\infty} A_m R_{em}^{(1)}(\xi_1, -\gamma_{11}) S_{em}(\eta_1, -\gamma_{11}) \\ &\quad + \sum_{m=1}^{\infty} A'_m R_{om}^{(1)}(\xi_1, -\gamma_{11}) S_{om}(\eta_1, -\gamma_{11}), \\ Ez_{11} &= \sum_{m=0}^{\infty} B_m R_{em}^{(1)}(\xi_1, -\gamma_{11}) S_{em}(\eta_1, -\gamma_{11}) \\ &\quad + \sum_{m=1}^{\infty} B'_m R_{om}^{(1)}(\xi_1, -\gamma_{11}) S_{om}(\eta_1, -\gamma_{11}), \\ Hz_{12} &= \sum_{m=0}^{\infty} C_m R_{em}^{(3)}(\xi_1, -\gamma_{12}) S_{em}(\eta_1, -\gamma_{12}) \\ &\quad + \sum_{m=1}^{\infty} C'_m R_{om}^{(3)}(\xi_1, -\gamma_{12}) S_{om}(\eta_1, -\gamma_{12}), \\ Ez_{12} &= \sum_{m=0}^{\infty} D_m R_{em}^{(3)}(\xi_1, -\gamma_{12}) S_{em}(\eta_1, -\gamma_{12}) \\ &\quad + \sum_{m=1}^{\infty} D'_m R_{om}^{(3)}(\xi_1, -\gamma_{12}) S_{om}(\eta_1, -\gamma_{12}); \end{aligned} \right. \quad (3)$$

设 2 号纳米线单独存在时, 内部电场和磁场的 z 分量为 Ez_{21} 和 Hz_{21} , 外部电场和磁场的 z 分量为 Ez_{22} 和 Hz_{22} , 它们的表达式为:

$$\left\{ \begin{aligned} Hz_{21} &= \sum_{m=0}^{\infty} E_m R_{em}^{(1)}(\xi_2, -\gamma_{21}) S_{em}(\eta_2, -\gamma_{21}) \\ &\quad + \sum_{m=1}^{\infty} E'_m R_{om}^{(1)}(\xi_2, -\gamma_{21}) S_{om}(\eta_2, -\gamma_{21}), \\ Ez_{21} &= \sum_{m=0}^{\infty} F_m R_{em}^{(1)}(\xi_2, -\gamma_{21}) S_{em}(\eta_2, -\gamma_{21}) \\ &\quad + \sum_{m=1}^{\infty} F'_m R_{om}^{(1)}(\xi_2, -\gamma_{21}) S_{om}(\eta_2, -\gamma_{21}), \\ Hz_{22} &= \sum_{m=0}^{\infty} G_m R_{em}^{(3)}(\xi_2, -\gamma_{22}) S_{em}(\eta_2, -\gamma_{22}) \\ &\quad + \sum_{m=1}^{\infty} G'_m R_{om}^{(3)}(\xi_2, -\gamma_{22}) S_{om}(\eta_2, -\gamma_{22}), \\ Ez_{22} &= \sum_{m=0}^{\infty} H_m R_{em}^{(3)}(\xi_2, -\gamma_{22}) S_{em}(\eta_2, -\gamma_{22}) \\ &\quad + \sum_{m=1}^{\infty} H'_m R_{om}^{(3)}(\xi_2, -\gamma_{22}) S_{om}(\eta_2, -\gamma_{22}), \end{aligned} \right. \quad (4)$$

其中, $A_m, B_m, C_m, D_m, E_m, F_m, G_m, H_m, A'_m, B'_m, C'_m, D'_m, E'_m, F'_m, G'_m$ 和 H'_m 为第 m 阶表达式的系数, 共 16 组. $R_{em}^{(1)}$ 为第 m 阶第一类径向 Mathieu 偶函数, $R_{om}^{(1)}$ 为第 m 阶第一类径向 Mathieu 奇函数, $R_{em}^{(3)}$ 为第 m 阶第三类径向 Mathieu 奇

偶函数, $R_{om}^{(3)}$ 为第 m 阶第三类径向 Mathieu 奇函数, S_{em} 为第 m 阶角向 Mathieu 偶函数, S_{om} 为第 m 阶角向 Mathieu 奇函数^[38]. $\gamma_{11}^2 = (\beta^2 - k_1^2)q_1^2/4$, $\gamma_{12}^2 = (\beta^2 - k_0^2)q_1^2/4$, $\gamma_{21}^2 = (\beta^2 - k_2^2)q_2^2/4$, $\gamma_{22}^2 = (\beta^2 - k_0^2)q_2^2/4$, $k_1^2 = k_2^2 = \omega^2 \varepsilon_d \varepsilon_0 \mu_0$, $k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_{air} \varepsilon_0 \mu_0$, ε_0 为真空介电常数, μ_0 为真空磁导率.

当 1 号和 2 号纳米线同时存在时, 在弱耦合的条件下, 根据场的叠加原理, 在 1 号纳米线内部, 电场和磁场的 z 分量为:

$$Ez = Ez_{11} + Ez_{22}, \quad (5)$$

$$Hz = Hz_{11} + Hz_{22}. \quad (6)$$

在 2 号纳米线内部, 电场和磁场的 z 分量为:

$$Ez = Ez_{21} + Ez_{12}, \quad (7)$$

$$Hz = Hz_{21} + Hz_{12}. \quad (8)$$

在 1 号和 2 号纳米线外部, 电场和磁场的 z 分量为:

$$Ez = Ez_{12} + Ez_{22}, \quad (9)$$

$$Hz = Hz_{12} + Hz_{22}. \quad (10)$$

将 (5) 式—(10) 式代入椭圆坐标系下场的横向分量与纵向分量的关系式 (11) 式中, 就可以得到各区域内的电场和磁场的径向和角向分量:

$$\left\{ \begin{aligned} H_\eta &= -\frac{1}{p^2 d} \left(-j\omega\varepsilon \frac{\partial Ez}{\partial \xi} - j\beta \frac{\partial Hz}{\partial \eta} \right), \\ E_\eta &= -\frac{1}{p^2 d} \left(-j\beta \frac{\partial Ez}{\partial \eta} + j\omega\mu \frac{\partial Hz}{\partial \xi} \right), \\ H_\xi &= -\frac{1}{p^2 d} \left(j\omega\varepsilon \frac{\partial Ez}{\partial \eta} - j\beta \frac{\partial Hz}{\partial \xi} \right), \\ E_\xi &= -\frac{1}{p^2 d} \left(-j\beta \frac{\partial Ez}{\partial \xi} - j\omega\mu \frac{\partial Hz}{\partial \eta} \right). \end{aligned} \right. \quad (11)$$

在各区域运用 (11) 式时, 会涉及的量有 $p_1^2 = \beta^2 - k_1^2$, $p_2^2 = \beta^2 - k_2^2$, $p_0^2 = \beta^2 - k_0^2$, $d_1 = \sqrt{\cosh^2 \xi_1 - \cos^2 \eta_1}$, $d_2 = \sqrt{\cosh^2 \xi_2 - \cos^2 \eta_2}$.

计算中, 所涉及的导数, 可以通过下面 4 个式子来解决^[39,40]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi(\xi_1, \eta_1)}{d_2 \partial \xi_2} &= \nabla \phi(\xi_1, \eta_1) \cdot \hat{\xi}_2 \\ &= \left(\frac{\partial \phi(\xi_1, \eta_1)}{d_1 \partial \xi_1} \hat{\xi}_1 + \frac{\partial \phi(\xi_1, \eta_1)}{d_1 \partial \eta_1} \hat{\eta}_1 \right) \cdot \hat{\xi}_2, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi(\xi_1, \eta_1)}{d_2 \partial \eta_2} &= \nabla \phi(\xi_1, \eta_1) \cdot \hat{\eta}_2 \\ &= \left(\frac{\partial \phi(\xi_1, \eta_1)}{d_1 \partial \xi_1} \hat{\xi}_1 + \frac{\partial \phi(\xi_1, \eta_1)}{d_1 \partial \eta_1} \hat{\eta}_1 \right) \cdot \hat{\eta}_2, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi(\xi_2, \eta_2)}{d_1 \partial \xi_1} &= \nabla \phi(\xi_2, \eta_2) \cdot \hat{\xi}_1 \\ &= \left(\frac{\partial \phi(\xi_2, \eta_2)}{d_2 \partial \xi_2} \hat{\xi}_2 + \frac{\partial \phi(\xi_2, \eta_2)}{d_2 \partial \eta_2} \hat{\eta}_2 \right) \cdot \hat{\xi}_1, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi(\xi_2, \eta_2)}{d_1 \partial \eta_1} &= \nabla \phi(\xi_2, \eta_2) \cdot \hat{\eta}_1 \\ &= \left(\frac{\partial \phi(\xi_2, \eta_2)}{d_2 \partial \xi_2} \hat{\xi}_2 + \frac{\partial \phi(\xi_2, \eta_2)}{d_2 \partial \eta_2} \hat{\eta}_2 \right) \cdot \hat{\eta}_1, \end{aligned} \quad (15)$$

其中 ϕ 代表径向 Mathieu 函数与角向 Mathieu 函数的乘积, 例如 $R_{em}^{(1)} S_{em}$, $R_{om}^{(1)} S_{om}$, $R_{em}^{(3)} S_{em}$ 和 $R_{om}^{(3)} S_{om}$.

$$\begin{cases} E_z^{(1)}|_{\xi=\xi_0} = E_z^{(0)}|_{\xi=\xi_0}, \\ E_\eta^{(1)}|_{\xi=\xi_0} = E_\eta^{(0)}|_{\xi=\xi_0}, \\ H_z^{(1)}|_{\xi=\xi_0} - H_z^{(0)}|_{\xi=\xi_0} = \sigma_g E_\eta^{(1)}|_{\xi=\xi_0}, \\ H_\eta^{(1)}|_{\xi=\xi_0} - H_\eta^{(0)}|_{\xi=\xi_0} = -\sigma_g E_z^{(1)}|_{\xi=\xi_0}. \end{cases} \quad (16)$$

把 1 号和 2 号纳米线表面涂覆的石墨烯看成具有表面电导率为 σ_g 的无厚度的界面, 采用逐点匹配方法, 在此界面上应用切向分量之间的边值关系 (16) 式, 将得一个线性代数方程组. 按照线性代数理论, 其系数矩阵的行列式 (17) 式为零时, 才能得到非零解.

$$\begin{vmatrix} a_{m,n}(0,0) & a_{m,n}(0,1) & \cdots & a_{m,n}(0,15) \\ a_{m,n}(1,0) & a_{m,n}(1,1) & \cdots & a_{m,n}(1,15) \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ a_{m,n}(7,0) & a_{m,n}(7,1) & \cdots & a_{m,n}(7,15) \end{vmatrix} = 0 \quad (17)$$

系数矩阵中包含 8×16 个子矩阵. 受篇幅限制, 这里只给出第一个子矩阵的元素表达式:

$$\begin{aligned} a_{m,n}(0,0) &= R_{om}^{(1)}(\xi_{10}) S_{em}(\eta_{1n}) \\ &+ j\sigma_g \frac{\omega\mu_0}{p_1^2 d_1} R_{em}^{(1)}(\xi_{10}) S_{em}(\eta_{1n}). \end{aligned} \quad (18)$$

通过数值求解方程 (17) 式, 就可以得到波导中传播的模式的场分布、对应的有效折射率 $n_{\text{eff}} = \frac{\beta\lambda}{2\pi}$ 以及品质因数. 其中, 有效折射率的实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 直接与波导色散相关, 虚部 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 则与衰减有关^[41]. 传播长度由公式 $L_{\text{prop}} = \lambda/[4\pi\text{Im}(n_{\text{eff}})]$ ^[42]

来定义. 品质因数由 $\text{FOM} = \text{Re}(n_{\text{eff}})/\text{Im}(n_{\text{eff}})$ ^[43] 给出, 它能够综合地表征波导的传输性能.

3 结果与讨论

3.1 模式分类

图 2 给出了在 $E_f = 0.5 \text{ eV}$, $\lambda = 7 \mu\text{m}$, $a_1 = 90 \text{ nm}$, $b_1 = 70 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$, $d = 40 \text{ nm}$ 条件下, 涂覆石墨烯的非对称椭圆电介质纳米并行线波导所支持的 6 个最低阶模式的合成图、电场的 z 分量分布图及电场强度分布图. 其中, 图 2(a)—图 2(f) 为模式合成图, 图 2(g)—图 2(l) 为电场 z 分量分布图, 图 2(m)—图 2(r) 为电场强度分布图. 可以看出, Mode 0 的场分布集中在两根纳米线之间的间隙区域. Mode 1 的场主要分布在 1 号纳米线的左侧. Mode 2 和 Mode 3 的场分布主要分布在两根纳米线的上方和下方, 基本保持了两根纳米线单独存在时场的特点. Mode 4 的场主要分布在 2 号纳米线的右侧. Mode 5 的场在两根纳米线之间的间隙区域和外侧区域的分布均较强. Mode 0 和 Mode 1 为 1 阶模, Mode 2—Mode 5 为 2 阶模.

3.2 模式特性的影响因素

在 $E_f = 0.5 \text{ eV}$ 时, 设置波导的结构参数为 $a_1 = 90 \text{ nm}$, $b_1 = 70 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$, $d = 20 \text{ nm}$, 有效折射率实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、传播长度 L_{prop} 及品质因数 FOM 随工作波长 λ 的变化关系如图 3(a), (b), (c) 所示.

当工作波长 λ 由 $6.2 \mu\text{m}$ 逐步增加到 $7.8 \mu\text{m}$ 时, 6 个最低阶模式的有效折射率的实部单调减小, 波导对场的束缚能力减弱, 场分布范围变大, 场与石墨烯之间的相互作用减弱, 传输损耗减小, 传播长度变长, 但此过程中始终维持 Mode 0 的 FOM 最大; 当工作波长由 $6.2 \mu\text{m}$ 变化到 $7.8 \mu\text{m}$ 时, Mode 0 的有效折射率的实部最大, 传播长度最长; Mode 5 的有效折射率的实部最小, 传播长度最小; 图 3(d), (e), (f) 分别为 $\lambda = 6.2, 7$ 和 $7.8 \mu\text{m}$ 时基模的电场强度变化图. 当 $\lambda = 6.2 \mu\text{m}$ 时, 电场被紧紧地束缚于石墨烯层附近, 此时, 电场强度分布较弱, 波导对场的束缚能力最强, 损耗最大, 传播长度最小; 当 $\lambda = 7 \mu\text{m}$ 时, 场分布范围扩大, 强度变大, 场与石墨烯之间的作用减弱, 损耗变小, 传播长度增加;

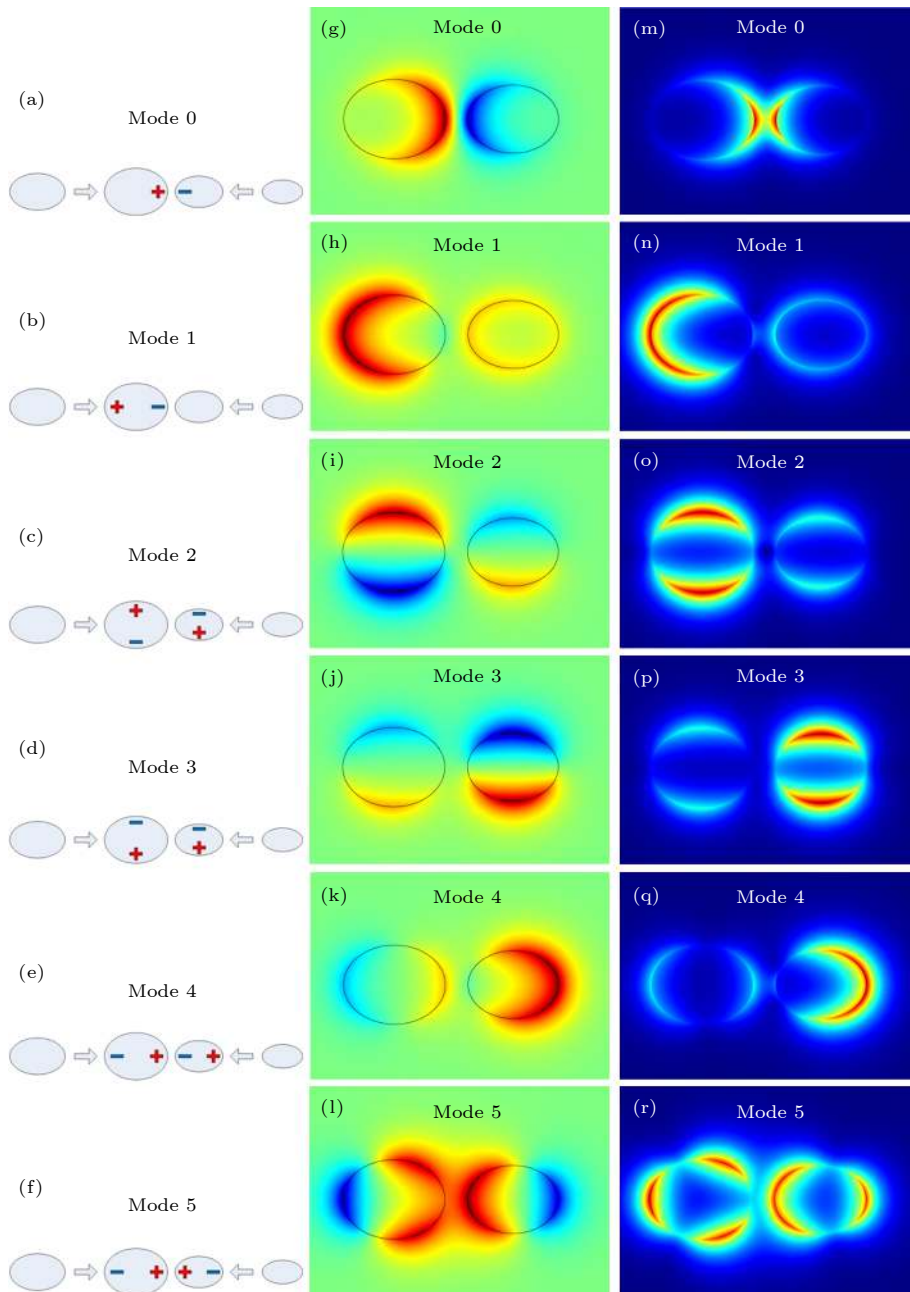


图 2 在 $E_f = 0.5 \text{ eV}$, $\lambda = 7 \mu\text{m}$, $a_1 = 90 \text{ nm}$, $b_1 = 70 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$, $d = 40 \text{ nm}$ 条件下, 6 个最低阶模式的模式合成图 (a)–(f), 电场的 z 分量分布图 (g)–(l) 和电场强度分布图 (m)–(r)

Fig. 2. $E_f = 0.5 \text{ eV}$, $\lambda = 7 \mu\text{m}$, $a_1 = 90 \text{ nm}$, $b_1 = 70 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$ and $d = 40 \text{ nm}$, pattern composition diagram (a)–(f), the z -component of electric field E_z (g)–(l) and the electric field distribution $|E|$ for the six lowest order modes (m)–(r).

当 $\lambda = 7.8 \mu\text{m}$ 时, 场与石墨烯之间的相互作用最弱, 场分布范围进一步扩大, 参数变化范围内, 场分布强度最大, 波导整体损耗最小, 传播长度最长. 本文所有曲线图中的实心点均为多极方法得到的结果, 实线均为有限元法得到的结果, 两种方法得到的结果完全一致, 验证了多极方法的正确性. 使用有限元法 (COMSOL 5.1) 进行数值模拟时, 也将石墨烯看作是具有表面电导率 σ_g 的无厚度界面.

根据欧姆定律, 设置界面处的面电流密度 $J_s = \sigma_g E$ 即可.

设置波导的结构参数为 $a_1 = 90 \text{ nm}$, $b_1 = 70 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$, $d = 20 \text{ nm}$, 改变石墨烯的费米能级 E_f , 有效折射率实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、传播长度 L_{prop} 及品质因数 FOM 随 E_f 在 $\lambda = 7 \mu\text{m}$ 处的变化关系如图 4(a),(b),(c) 所示. 当 E_f 从 0.44 eV 向 0.60 eV 变化过程中, 波导支持的 6 个

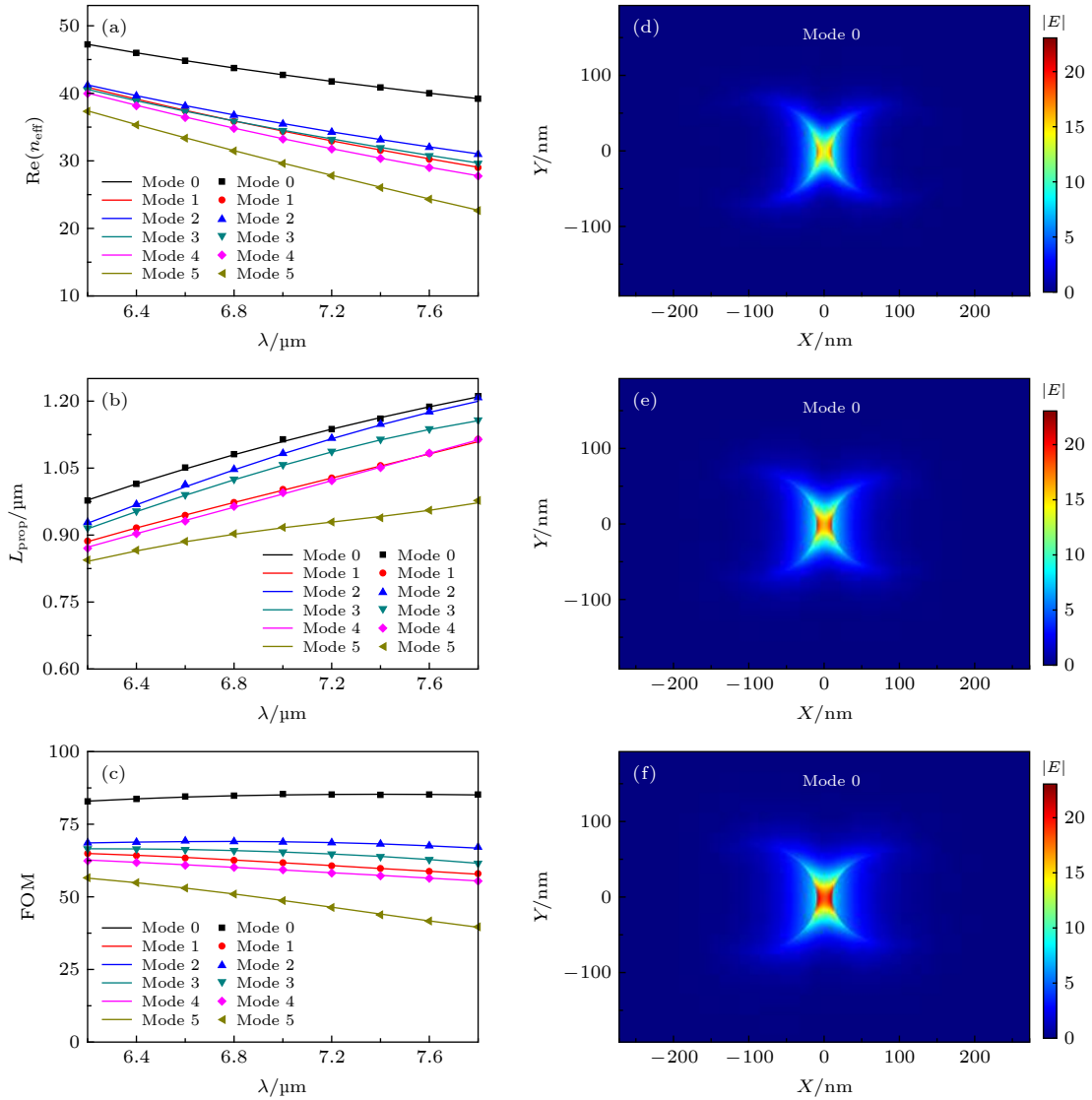


图 3 当 $E_f = 0.5 \text{ eV}$, $a_1 = 90 \text{ nm}$, $b_1 = 70 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$, $d = 20 \text{ nm}$ 时, (a) 有效折射率 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、(b) 传播长度 L_{prop} 、(c) 品质因数 FOM 随工作波长 λ 变化关系图; (d) $\lambda = 6.2 \mu\text{m}$, (e) $\lambda = 7 \mu\text{m}$, (f) $\lambda = 7.8 \mu\text{m}$ 时基模的电场强度变化图
 Fig. 3. The dependence of (a) the effective refractive index $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) the propagation length L_{prop} , (c) the quality factor FOM for the six lowest order modes on the wavelength λ at $E_f = 0.5 \text{ eV}$, $a_1 = 90 \text{ nm}$, $b_1 = 70 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$, $d = 20 \text{ nm}$. And the electric field distribution $|E|$ for (d) $\lambda = 6.2 \mu\text{m}$, (e) $\lambda = 7 \mu\text{m}$, (f) $\lambda = 7.8 \mu\text{m}$.

最低阶模式的有效折射率实部变小, 场与石墨烯之间的相互作用由强变弱, 波导对场的束缚能力逐渐变弱, 损耗减小, 传播长度增大; 至 0.60 eV 时, 场与石墨烯之间的作用最弱, 传播长度最大. 在石墨烯的费米能变化过程中, 各个模式的有效折射率实部及传播长度之间始终保持较为稳定的间距差; Mode 0 始终以较高的 FOM 优于其他模式.

令结构参数 $a_1 = 90 \text{ nm}$, $b_1 = 70 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$, 当 $E_f = 0.5 \text{ eV}$ 时, 有效折射率实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、传播长度 L_{prop} 及品质因数 FOM 在 $\lambda = 7 \mu\text{m}$ 处随两纳米线间距 d 的变化关系如图 5(a),

(b),(c) 所示. 逐渐增加两根纳米线之间的距离, Mode 0 和 Mode 2 的有效折射率实部下降, Mode 3 的有效折射率实部略有增加, Mode 1, Mode 4 的有效折射率实部并无明显变化; 当两纳米线间距由 15 nm 增至 35 nm 时, Mode 0 的传播长度达到最长, 继续增大两纳米线之间的距离, Mode 0 的传播长度减小; 随着两纳米线间距不断增大, Mode 2 的传播长度变小, Mode 5 的传播长度增加, 其他模式传播长度无明显改变. 结果表明, 增大两纳米线间距, Mode 0, Mode 2 的传输性能下降, Mode 5 的传输性能得以改善; 其余几个模式对纳米线间距这一参数变化并不敏感.

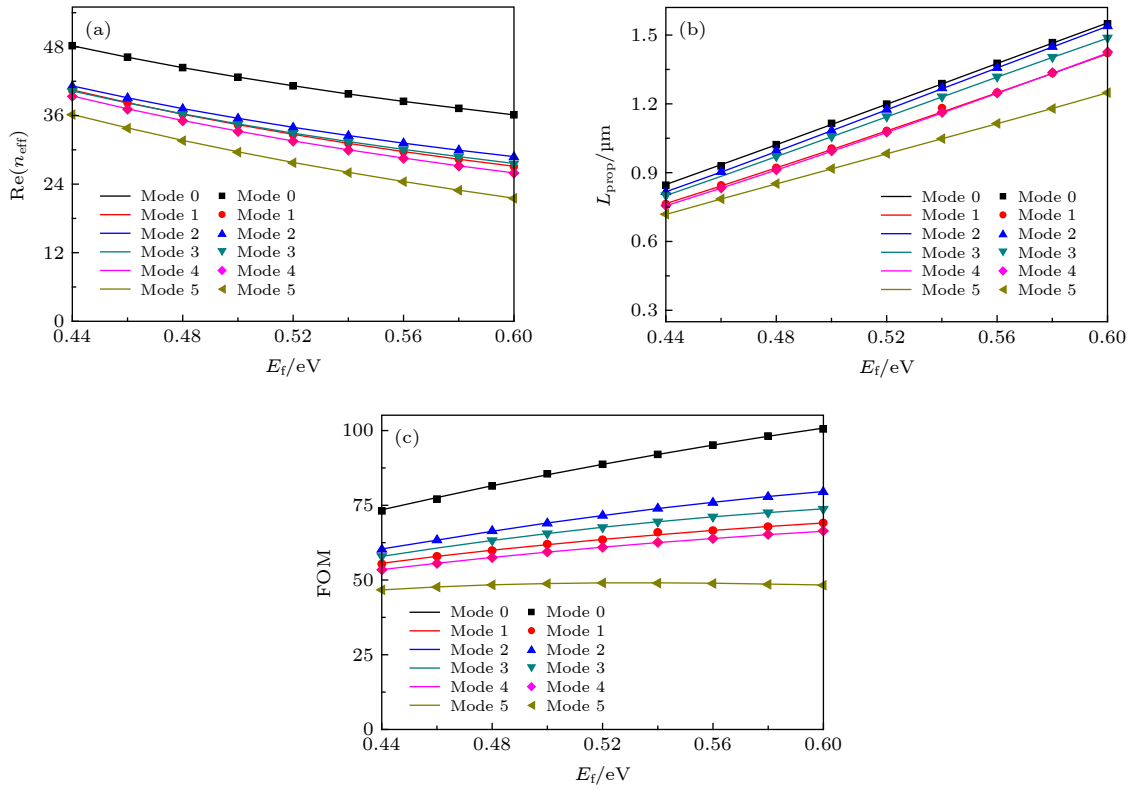


图 4 当 $\lambda = 7 \mu\text{m}$, $a_1 = 90 \text{ nm}$, $b_1 = 70 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$, $d = 20 \text{ nm}$ 时 (a) 有效折射率 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、(b) 传播长度 L_{prop} 和 (c) 品质因数 FOM 随石墨烯费米能 E_f 变化关系图

Fig. 4. The dependence of (a) the effective refractive index $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) the propagation length L_{prop} and (c) the quality factor FOM for the six lowest order modes on the graphene Fermi levels E_f at $\lambda = 7 \mu\text{m}$, $a_1 = 90 \text{ nm}$, $b_1 = 70 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$, $d = 20 \text{ nm}$.

以基模为例, 分析调节两纳米线距离时电场分布变化: 当 $d = 15 \text{ nm}$ 时, 电场在两纳米线靠近部分呈现反对称分布, 电场强度最大, 耦合作用较强, 传播损耗较大, 传播长度最小; 进一步增加纳米线间距至 35 nm 时, 电场强度变弱, 两纳米线之间的耦合作用减弱, 此时损耗变小, 传播长度增加; 当 $d = 55 \text{ nm}$ 时, 两纳米线之间的耦合作用最弱, 波导整体损耗增加, 传播长度下降, 两根纳米线上的场分布趋向于单根纳米线单独存在时的场分布; 可以推断, 若两纳米线之间的距离增大至某一特定数值, 两纳米线之间的耦合作用将完全消失, 此时, 两根纳米线上的场分布将呈现单根纳米线单独存在时的特点.

在 $\lambda = 7 \mu\text{m}$, $E_f = 0.5 \text{ eV}$ 时, 保持结构参数 $b_1 = 70 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$, $d = 30 \text{ nm}$ 不变, 有效折射率实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、传播长度 L_{prop} 及品质因数 FOM 随 a_1 的变化关系如图 6(a),(b),(c) 所示. 当 1 号纳米线的半长轴由 73 nm 增加至 97 nm 时, Mode 0 有效折射率实部略有下降, Mode 1 和

Mode 4 有效折射率实部基本保持不变, Mode 2 和 Mode 3 有效折射率实部缓慢上升; 随着 a_1 的逐渐增加, Mode 0, Mode 2, Mode 4 的传播长度基本保持不变, Mode 3 的传播长度缓慢增加, Mode 1 的传播长度略有减小; 在所选参数变换范围内, Mode 0 的品质因数最高, 性能最佳, 其余模式的 FOM 按照 Mode 2, Mode 3, Mode 1, Mode 4 的顺序降低.

在 $\lambda = 7 \mu\text{m}$, $E_f = 0.5 \text{ eV}$ 时, 保持结构参数 $a_1 = 90 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$, $d = 35 \text{ nm}$, 改变 1 号纳米线的半短轴长度 b_1 , 有效折射率实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、传播长度 L_{prop} 及品质因数 FOM 随 b_1 的变化关系如图 7(a),(b),(c) 所示. 逐渐将 1 号纳米线半短轴长度由 61 nm 增加至 85 nm , Mode 0, Mode 1, Mode 5 的有效折射率实部明显增加, Mode 2 的有效折射率实部略有下降, Mode 3 和 Mode 4 的有效折射率实部无明显变化; 同时, Mode 0 的传播长度基本不变, Mode 2, Mode 3, Mode 4 的传播长度略有下降, Mode 1 和 Mode 5 的传播长度缓慢增加; 在参数所选变化范围内, Mode 0 的传输性能最好.

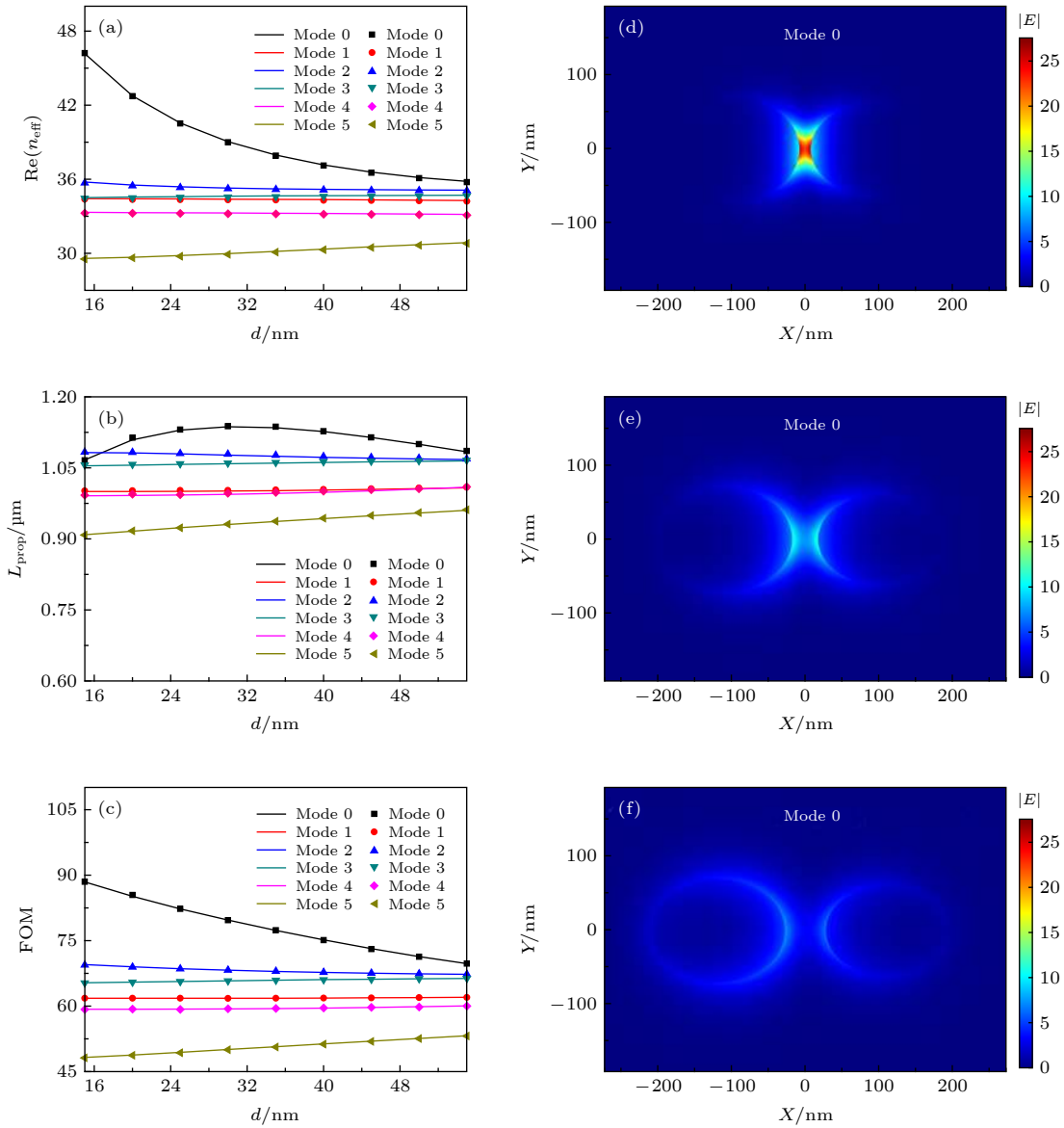


图 5 当 $\lambda = 7 \mu\text{m}$, $E_f = 0.5 \text{ eV}$, $a_1 = 90 \text{ nm}$, $b_1 = 70 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$ (a) 有效折射率 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) 传播长度 L_{prop} , (c) 品质因数 FOM 随两纳米线间距 d 变化关系图; (d) $d = 15 \text{ nm}$, (e) $d = 35 \text{ nm}$, (f) $d = 55 \text{ nm}$ 时基模的电场强度变化图
 Fig. 5. The dependence of (a) the effective refractive index $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) the propagation length L_{prop} , (c) the quality factor FOM for the six lowest order modes on the distance d between two nanowires at $\lambda = 7 \mu\text{m}$, $E_f = 0.5 \text{ eV}$, $a_1 = 90 \text{ nm}$, $b_1 = 70 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$; the electric field distribution $|E|$ for (d) $d = 15 \text{ nm}$, (e) $d = 35 \text{ nm}$, (f) $d = 55 \text{ nm}$.

3.3 与其他两种波导的比较分析

为了说明涂覆石墨烯的非对称椭圆电介质纳米并行线 (结构 1) 的传输性能的优越性, 以基模为例, 在两种条件下, 与涂覆石墨烯的单根椭圆电介质纳米线 (结构 2) 和涂覆石墨烯的对称椭圆电介质并行纳米线 (结构 3) 的传输性能进行了对比.

设置波导的费米能为 $E_f = 0.5 \text{ eV}$, 假设结构 1 的参数为 $a_1 = 90 \text{ nm}$, $b_1 = 85 \text{ nm}$, $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$, $d = 40 \text{ nm}$; 结构 2 的结构参数为 $a_2 = 80 \text{ nm}$, $b_2 = 60 \text{ nm}$; 结构 3 的参数为 $a_1 = a_2 =$

80 nm , $b_1 = b_2 = 60 \text{ nm}$, $d = 40 \text{ nm}$. 改变工作波长, 三种结构的有效折射率实部、传播长度及品质因数如图 8(a),(b),(c) 所示, 当工作波长由 $5.0 \mu\text{m}$ 增加至 $6.8 \mu\text{m}$ 时, 三种波导所支持的基模的有效折射率实部均减小, 传播长度及 FOM 增大. 可以看出, 本文所讨论的结构 1 的传输性能优于其他两种波导结构.

在上述结构参数下, 设置石墨烯的工作波长 $\lambda = 7 \mu\text{m}$, 改变石墨烯的费米能, 三种结构所支持的基模的有效折射率实部, 传播长度及品质因数变

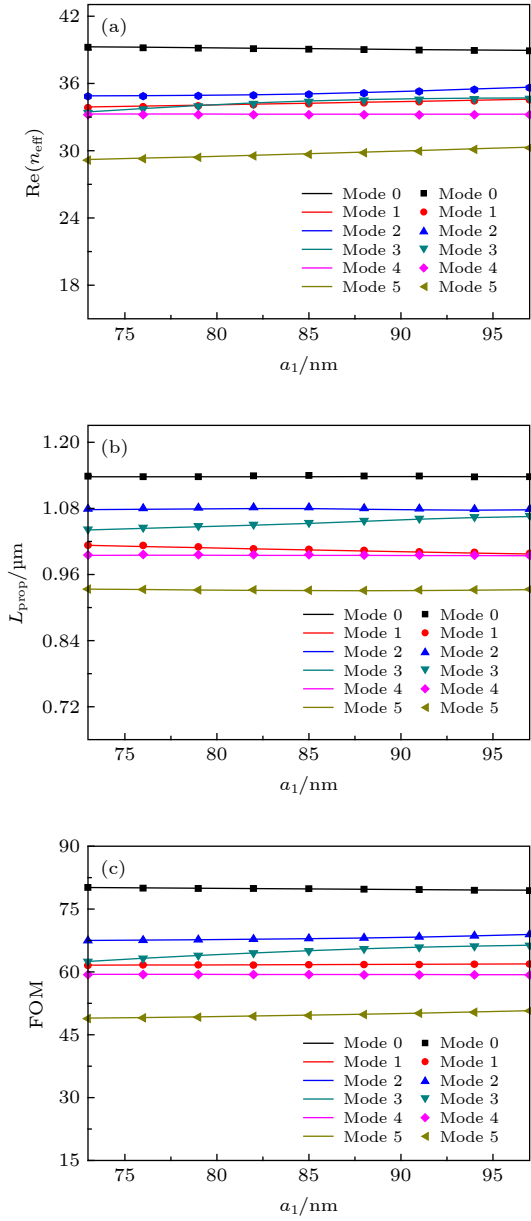


图6 当 $\lambda = 7 \mu m$, $E_f = 0.5 eV$, $b_1 = 70 nm$, $a_2 = 80 nm$, $b_2 = 60 nm$, $d = 30 nm$ 时, (a)有效折射率实部 $Re(n_{eff})$ 、(b)传播长度 L_{prop} 和(c)品质因数FOM随1号纳米线半长轴 a_1 变化关系图

Fig. 6. When $\lambda = 7 \mu m$, $E_f = 0.5 eV$, $b_1 = 70 nm$, $a_2 = 80 nm$, $b_2 = 60 nm$, $d = 30 nm$, the dependence of (a) the effective refractive index $Re(n_{eff})$, (b) the propagation length L_{prop} , and (c) the quality factor FOM for the six lowest order modes on the length of a_1 on the No.1 nanowire.

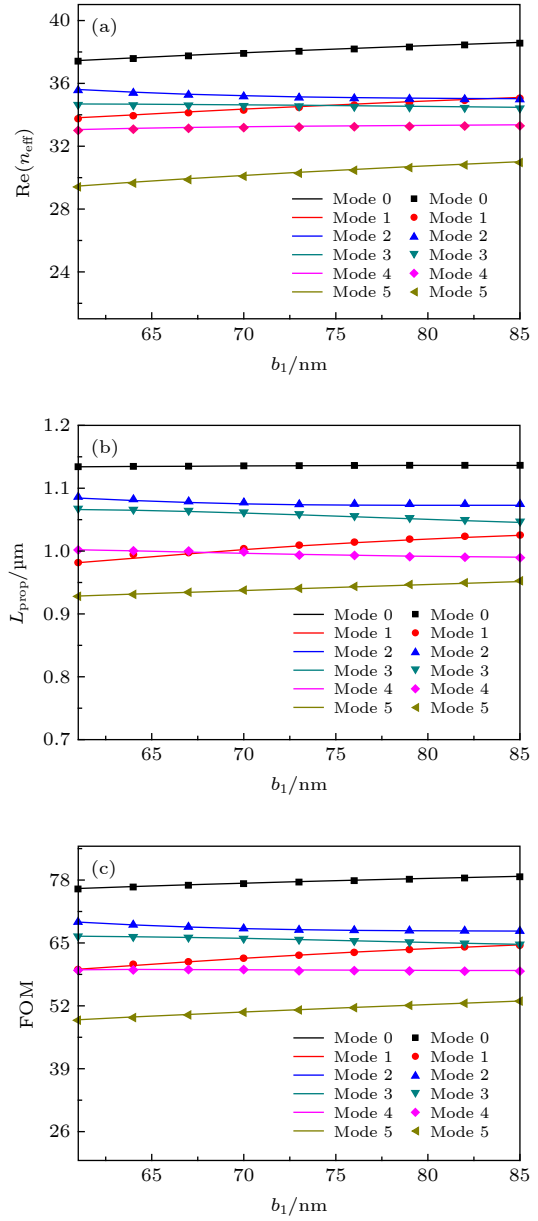


图7 当 $\lambda = 7 \mu m$, $E_f = 0.5 eV$, $a_1 = 90 nm$, $a_2 = 80 nm$, $b_2 = 60 nm$, $d = 35 nm$ 时, (a)有效折射率实部 $Re(n_{eff})$ 、(b)传播长度 L_{prop} 和(c)品质因数FOM随1号纳米线半短轴 b_1 变化关系图

Fig. 7. When $\lambda = 7 \mu m$, $E_f = 0.5 eV$, $a_1 = 90 nm$, $a_2 = 80 nm$, $b_2 = 60 nm$, $d = 35 nm$, the dependence of (a) the effective refractive index $Re(n_{eff})$, (b) the propagation length L_{prop} and (c) the quality factor FOM for the six lowest order modes on the length of b_1 on the No.1 nanowire.

化如图9(a),(b),(c)所示.可以看出,当石墨烯的费米能级由0.39 eV增加至0.53 eV时,三种波导所支持的基模的有效折射率实部都呈现下降趋势,传播长度及FOM都逐渐增大.可以看出,本文所讨论

的结构1的传输性能优于其他两种波导结构.

需要说明的是,如果在非弱耦合的条件下,(5)式—(10)式表示的场分布的线性叠加需要修正[44–46].本文结果仅在弱耦合的条件下成立.

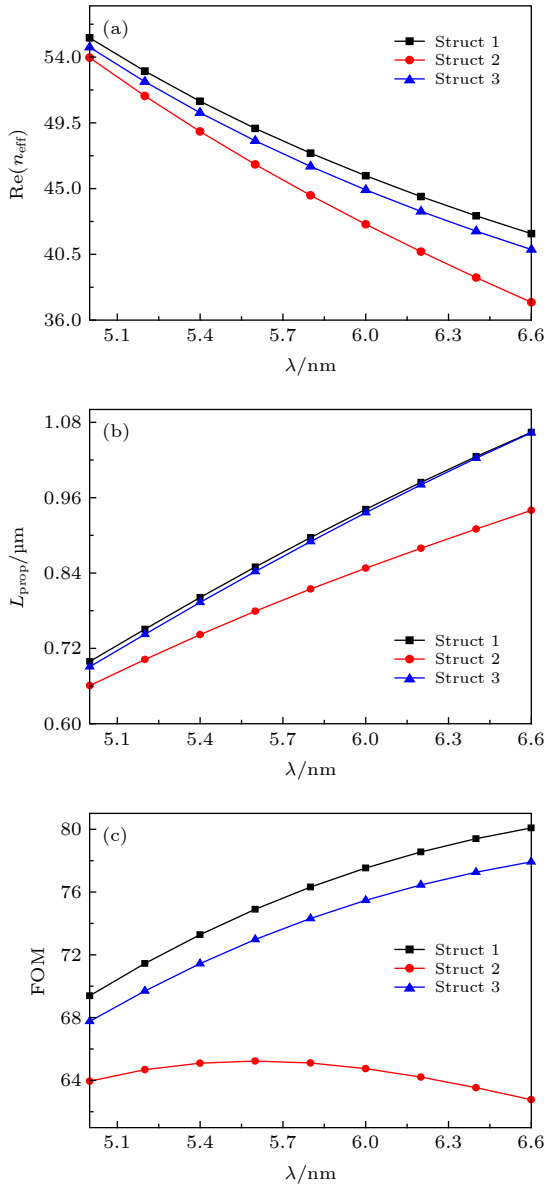


图 8 当 $E_f = 0.5$ eV 时, 三种波导结构所支持的基模的 (a) 有效折射率 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、(b) 传播长度 L_{prop} 和 (c) 品质因数 FOM 随波长 λ 变化的关系图

Fig. 8. When $E_f = 0.5$ eV, the dependence of (a) the effective refractive index $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) the propagation length L_{prop} and (c) the quality factor FOM of the fundamental mode supported by the three structures on the wavelength λ .

4 结 论

本文设计了一种涂覆石墨烯的非对称椭圆电介质纳米并行线光波导, 对其前 6 个模式进行了分类, 研究了波导的工作波长、石墨烯的费米能及结构参数与前 6 个模式性能之间的依赖关系. 结果表明: 改变波导的工作波长及石墨烯的费米能级, 波

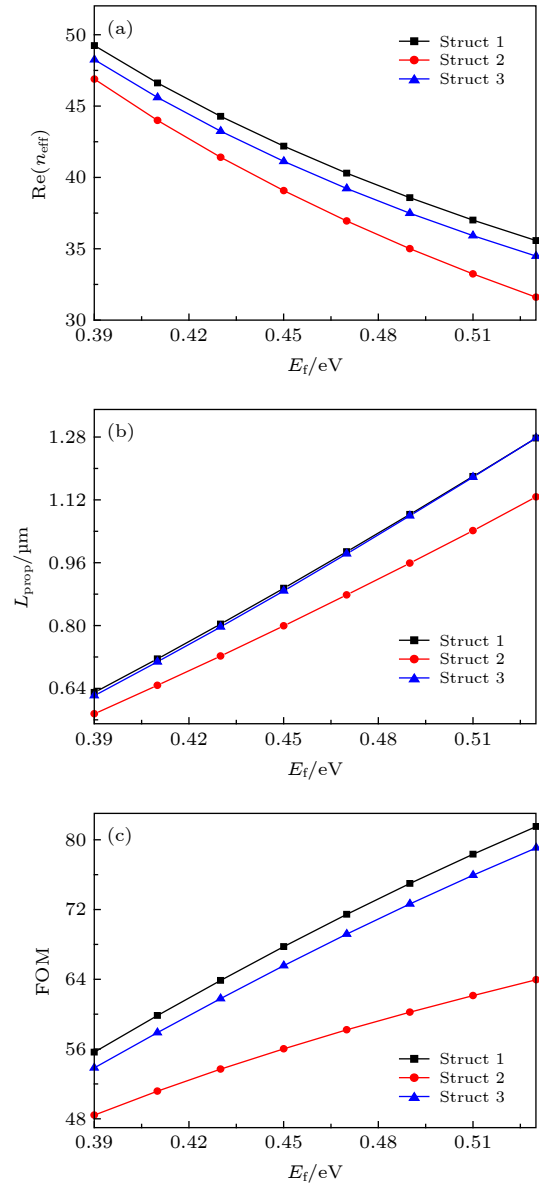


图 9 当 $\lambda = 7$ μm 时, 三种波导结构所支持的基模的 (a) 有效折射率 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 、(b) 传播长度 L_{prop} 和 (c) 品质因数 FOM 随石墨烯的费米能级变化的关系图

Fig. 9. When $\lambda = 7$ μm , the dependence of (a) the effective refractive index $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) the propagation length L_{prop} and (c) the quality factor FOM of the fundamental mode supported by the three structures on the Fermi levels.

导基模的传输性能有明显改善, 增大两纳米线间距时, Mode 0 的传输性能下降, Mode 5 的传输性能得以改善; 调节 1 号纳米线的结构参数时, 可对波导传输性能进行微调; 同时, 比较了在不同工作波长和费米能下三种结构的波导性能, 结果表明, 在特定条件下, 涂覆石墨烯的非对称椭圆电介质纳米并行线光波导的传输性能优于其他两种结构波导.

参考文献

- [1] Jablan M, Buljan H, Soljacic M 2009 *Phys.Rev. B* **80** 245435
- [2] Vakil A, Engheta N 2011 *Science* **332** 1291
- [3] Parvaei B, Saghai H R, Eldlio M 2018 *Opt. Quantum Electron.* **50** 303
- [4] Balci O, Polat E O, Kakenov N, Kocabas C 2015 *Nat. Commun.* **6** 6628
- [5] Cao M S, Wang X X, Zhang M, Cao W Q, Fang X Y, Yuan J 2020 *Adv. Mater.* **32** 1907156
- [6] Cao M S, Wang X X, Cao W Q, Fang X Y, Wen B, Yuan J 2018 *Small* **14** 1800987
- [7] Wen B, Cao M S, Lu M M, Cao W Q, Shi H L, Liu J, Wang X X, Jin H B, Fang X Y, Wang W Z, Yuan J 2014 *Adv. Mater.* **26** 3484
- [8] He X Q, Ning T G, Pei L, Zheng J J, Li J, Wen X D 2019 *Opt. Express* **27** 5961
- [9] Jia Y H, Gong P, Li S L, Ma W D, Fang X Y, Yang Y Y, Cao M S 2020 *Phys. Lett. A* **384** 126106
- [10] Fang X Y, Yu X X, Zheng H M, Jin H B, Wang L, Cao M S 2015 *Phys. Lett. A* **379** 2245
- [11] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [12] Dionne J A, Sweatlock L A, Atwater H A, Polman A 2005 *Phys. Rev. B* **72** 075405
- [13] Moreno E, Garcia-Vidal F J, Rodrigo S G, Martin-Moreno L, Bozhevolnyi S I 2006 *Opt. Lett.* **31** 3447
- [14] Chang D E, Sørensen A S, Hemmer P R, Lukin M D 2007 *Phy. Rev. B* **76** 035420
- [15] Dionne J A, Sweatlock L A, Atwater H A, Polman A 2006 *Phy. Rev. B* **73** 035407
- [16] Liu P H, Zhang X Z, Ma Z H, Cai W, Wang L, Xu J J 2013 *Opt. Express* **21** 32432
- [17] Peng Y L, Xue W R, Wei Z Z, Li C Y 2018 *Acta Opt. Sin.* **38** 0223002 (in Chinese) [彭艳玲, 薛文瑞, 卫壮志, 李昌勇 2018 光学学报 **38** 0223002]
- [18] Christensen J, Manjavacas A, Thongrattanasiri S, Koppens F H L, Abajo F J G D 2012 *ACS Nano* **6** 431
- [19] Bao Q L, Loh K P 2012 *ACS Nano* **6** 3677
- [20] Gao Y X, Ren G B, Zhu B F, Wang J, Jian S S 2014 *Opt. Lett.* **39** 5909
- [21] Gao Y X, Ren G B, Zhu B F, Liu H Q, Lian Y D, Jian S S 2014 *Opt. Express* **22** 24322
- [22] Liu J P, Zhai X, Wang L L, Li H J, Xie F, Lin Q 2016 *Plasmonics* **11** 703
- [23] Yang J F, Yang J J, Deng W, Mao F C, Huang M 2015 *Opt. Express* **23** 32289
- [24] Liu J P, Zhai X, Xie F, Wang L L, Xia S X, Li H J, Luo X, Shang X J 2017 *J. Lightwave Technol.* **35** 1971
- [25] Xing R, Jian S S 2017 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **29** 967
- [26] Xing R, Jian S S 2017 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **29** 1643
- [27] Huang Y X, Zhang L, Yin H, Zhang M, Su H, Li L I, Liang H W 2017 *Opt. Lett.* **42** 2078
- [28] Zhu B F, Ren G B, Yang Y, Gao Y X, Wu B L, Lian Y D, Wang J, Jian S S 2015 *Plasmonics* **10** 839
- [29] Wei Z Z, Xue W R, Peng Y L, Cheng X, Li C Y 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 108101 (in Chinese) [卫壮志, 薛文瑞, 彭艳玲, 程鑫, 李昌勇 2018 物理学报 **67** 108101]
- [30] Xing R, Jian S S 2016 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **28** 2779
- [31] Cheng X, Xue W R, Wei Z Z, Dong H Y, Li C Y 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 058101 (in Chinese) [程鑫, 薛文瑞, 卫壮志, 董慧莹, 李昌勇 2019 物理学报 **68** 058101]
- [32] Cheng X, Xue W R, Wei Z Z, Dong H Y, Li C Y 2019 *Opt. Commun.* **452** 467
- [33] Wijngaard W 1973 *J. Opt. Soc. Am.* **63** 944
- [34] White T P, Kuhlmeier B T, McPhedran R C, Maystre D, Renversez G, Sterke C M, Botten L C 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2322
- [35] Sun B, Chen M Y, Zhou J, Yu X Q, Zhang Y K, Yu R J 2010 *Acta Opt. Sin.* **30** 59 (in Chinese) [孙兵, 陈明阳, 周骏, 余学权, 张永康, 于荣金 2010 光学学报 **30** 59]
- [36] Sun B 2013 *Ph. D. Dissertation* (Zhenjiang: Jiangsu University) (in Chinese) [孙兵 2013 博士学位论文 (镇江: 江苏大学)]
- [37] Nikitin A Y, Guinea F, Garcia-Vidal F J, Martin-Moreno L 2011 *Phy. Rev. B* **84** 195446
- [38] Erricolo D, Carluccio G 2013 *ACM Trans. Math. Soft.* **40** 8
- [39] Lee W M 2011 *J. Sound Vib.* **330** 4915
- [40] Lee W M 2014 *Int. J. Mech. Sci.* **78** 203
- [41] Teng D, Wang K, Li Z, Zhao Y Z 2019 *Opt. Express* **27** 12458
- [42] He X Q, Ning T G, Lu S H, Zheng J J, Li J, Li R J, Pei L 2018 *Opt. Express* **26** 10109
- [43] Ye S, Wang Z X, Sun C R, Dong C B, Wei B Z, Wu B L, Jian S S 2018 *Opt. Express* **26** 23854
- [44] Xue Y, Ye F, Mihalache D, Panoiu N, Chen X 2014 *Laser Photonics Rev.* **8** L52
- [45] Ye F, Mihalache D, Hu B, Panoiu N 2011 *Opt. Lett.* **36** 1179
- [46] Ye F, Mihalache D, Hu B, Panoiu N C 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 106802

Mode characteristics of asymmetric graphene-coated elliptical dielectric nano-parallel wires waveguide*

Dong Hui-Ying¹⁾ Qin Xiao-Ru¹⁾ Xue Wen-Rui^{1)†} Cheng Xin¹⁾
Li Ning¹⁾ Li Chang-Yong²⁾³⁾

1) (*School of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

3) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 2 July 2020; revised manuscript received 9 September 2020)

Abstract

An asymmetric graphene-coated elliptical dielectric nano-parallel wires' waveguide is proposed. By using the multipole method, in the two elliptic cylindrical coordinate systems, firstly, the longitudinal component of the electric field and the magnetic field are expressed by Mathieu functions, then the corresponding angular and radial components are obtained by Maxwell's equations. The graphene is regarded as a zero-thickness interface with surface conductivity, and the boundary conditions are applied to these interfaces by the point-matching method. A linear algebraic equation system is obtained finally. The effective refractive indices and the field distributions of modes can be obtained by numerically solving the equation. The six lowest order modes supported by the proposed structure are classified, and the dependence of the characteristics of these modes, separately, on the working wavelength, the graphene Fermi energy and waveguide structure parameters are studied. The real part of the effective refractive index, the propagating length, and the quality factor are used to judge the performance of the waveguide. The results reveal that the characteristics of these modes can be greatly changed by altering the working wavelength of the waveguide, the Fermi energy of graphene, and the spacing between nanowires. When the length of the semi-major and the semi-minor axes of the nanowires are modified, the real part of the effective refractive index, the propagating length, and the quality factor can only be changed finely. At the same time, the results obtained by the multipole method are completely consistent with the results from the finite element method. By comparing the performances among the fundamental mode supported by the single graphene-coated elliptical dielectric nanowire, the symmetric graphene-coated elliptical dielectric nano-parallel wires, and the asymmetric graphene-coated elliptical dielectric nano-parallel wires by the means of the FEM based on commercial software (COMSOL), we find that the performances of the proposed waveguide in this paper are superior to those of the other two waveguides. This work can provide a theoretical basis for the design, fabrication, and application of asymmetric graphene-coated elliptical dielectric nano-parallel wires' waveguide. The proposed structure is expected to be used in the mode conversion and coupling in the future devices.

Keywords: graphene, nanowires, waveguides, multipole method

PACS: 81.05.ue, 81.07.Gf, 84.40.Az

DOI: 10.7498/aps.69.20201041

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61378039, 61575115) and the National Science Fund for Talent Training in Basic Science of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. J1103210).

† Corresponding author. E-mail: wrxue@sxu.edu.cn