

涂覆石墨烯的三根电介质纳米线波导的模式特性

卫壮志¹, 薛文瑞^{1*}, 彭艳玲¹, 程鑫¹, 李昌勇^{2,3}

¹山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006;

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

³山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

摘要 采用多极方法, 通过改变工作频率、中间纳米线半径、中间纳米线高度、水平方向上纳米线之间的距离以及石墨烯的费米能, 对涂覆石墨烯的三根轴心非共面的电介质纳米线波导所支持的 5 种低阶模的有效折射率实部和传播长度进行分析。当工作频率从 30 THz 增加到 40 THz 时, 有效折射率实部增大, 传播长度减小。当中间纳米线的半径从 20 nm 增加到 55 nm 时, 有效折射率的实部增大, 传播长度变化各不相同。当中间纳米线的高度从 0 增加到 100 nm 时, 有效折射率的实部减小, 除了模式 5 外, 其他模式的传播长度都增大。当水平方向上纳米线之间的距离从 160 nm 增加到 200 nm, 石墨烯的费米能从 0.4 eV 增加到 0.8 eV 时, 有效折射率的实部减小, 传播长度增大。

关键词 表面光学; 表面等离子体; 石墨烯; 波导; 多极方法; 模式

中图分类号 O431

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201939.0124001

Mode Characteristics of Waveguides Based on Three Graphene-Coated Dielectric Nanowires

Wei Zhuangzhi¹, Xue Wenrui^{1*}, Peng Yanling¹, Cheng Xin¹, Li Changyong^{2,3}

¹College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;

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

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

Abstract We propose a waveguide based on three graphene-coated dielectric nanowires with a non-coplanar axis using the multipole method, and analyze the real part of effective refractive index and propagation length of five supported low-order modes by changing the operating frequency, radius and height of the central nanowires, the horizontal space between the nanowires, and the Fermi energy of graphene. When the operating frequency increases from 30 THz to 40 THz, the real part of the effective refractive index increases, whereas the propagation length decreases. When the radius of the central nanowire increases from 20 nm to 55 nm, the real part of effective refractive index increases; however, the corresponding propagation length varies. When the height of the central nanowire increases from 0 to 100 nm, the real part of effective refractive index decreases, whereas the propagation length increases, except for that of mode 5. When the horizontal space between the nanowires increases from 160 nm to 200 nm or the Fermi energy increases from 0.4 eV to 0.8 eV, the propagation length increases, whereas the real part of the effective refractive index decreases.

Key words optics at surfaces; surface plasmons; graphene; waveguides; multipole method; modes

OCIS codes 240.6680; 230.7370; 030.4070

1 引 言

石墨烯是一种重要的电子^[1-2]和光子学材

料^[3-4]。作为二维单层原子材料^[5], 石墨烯具有若干区别于传统材料的优越特性, 包括可调的表面电导率^[6]、极强的中远红外-太赫兹波段电磁波耦合能

收稿日期: 2018-07-17; 修回日期: 2018-08-08; 录用日期: 2018-08-28

基金项目: 国家自然科学基金(61178013, 61172045)、国家基础科学人才培养基金(J1103210)

* E-mail: wrxue@sxu.edu.cn

力^[7]等,同时具有显著的场效应,被认为是电子学器件中硅材料的理想代替者,在太阳能电池^[8]、天线^[9]等方面具有广泛的应用。

表面等离子激元(SPPs)^[10]具有独特的色散和传输特性。石墨烯的表面支持 SPPs 的传输,可以用石墨烯代替传统金属作为表面等离子体的传输载体^[11]。与传统金属波导相比,基于石墨烯的表面等离子体波导具有额外的优越性,包括红外到太赫兹波段的工作区域和高度电可调以及更强的电磁波场局域。因此,基于石墨烯的表面等离子体波导在纳米光子学领域具有广阔的应用前景^[12-14]。

基于平面石墨烯的纳米带结构可以支持边缘模式和波导模式^[15]。当石墨烯涂覆在纳米线上时,由于具有无边缘几何形状,只能传播波导模式,因此可以明显降低由石墨烯边缘引起的损耗^[16]。目前,涂覆石墨烯的电介质纳米线波导成为研究热点之一。已有的研究表明:涂覆单层石墨烯的单根纳米线波导中石墨烯有助于提高模式的传播长度^[17];涂覆双层石墨烯的单根纳米线波导对模式具有较强的约束性,可以减小有效模式面积,增大传播长度^[18];涂覆多层石墨烯的单根纳米线波导的场限制强于具有相同外半径的涂覆单层石墨烯的纳米线波导^[19];在涂覆单层石墨烯的纳米并行线之间的狭缝区域,场的增强效应非常明显,可产生较高的梯度力^[20];在涂覆双层石墨烯的纳米并行线波导的狭缝区域,可以得到更高的场增强^[21]。

本课题组曾经对基于涂覆石墨烯的三根轴心共面的电介质纳米线波导进行研究,在这种结构中,三根电介质纳米线的轴心共面,是一种特殊的情况^[22]。现将其推广到更加普遍的情形,即非共面的情形。通过改变工作频率、中间纳米线半径、中间纳米线高度、水平方向上两根纳米线之间的距离以及石墨烯的费米能,对模式的有效折射率实部和传播长度进行详细分析。这种波导在模分复用方面具有潜在的应用前景^[23-25],与单根结构相比,本文提出的结构在相邻的两根纳米线之间形成缝隙,可以利用这个缝隙来导引 SPPs 的传输;和双根结构相比,本文结构的优势是增加了一条缝隙,更加有利于其在模分复用方面的应用。利用石墨烯 SPPs 来传输和控制电磁波就是利用了其亚波长的特性,这可为全光集成芯片的实现提供依据^[26]。

2 理论模型

涂覆石墨烯的三根轴心非共面电介质纳米线波

导的结构如图 1 所示,该波导是由三根半径分别为 ρ_0 、 ρ_1 和 ρ_2 且轴心非共面的涂覆了单层石墨烯的电介质纳米线组成。假设该结构左右对称,且取 $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm。纳米线 0 和纳米线 1 的圆心(在 x 轴上)到原点的距离均为 a ,纳米线 2 的圆心(在 y 轴上)到原点的距离为 b 。电介质纳米线的相对介电常数为 ϵ_1 ,整个结构镶嵌在相对介电常数为 ϵ_2 的电介质中,并假设 $\epsilon_1 = 2, \epsilon_2 = 1$ 。将石墨烯看成厚度为零的导体介质,其电导率 $\sigma_g = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}$,其中 σ_{intra} 和 σ_{inter} 分别为带内和带间电导率,它们可以由库珀公式^[27]得到。

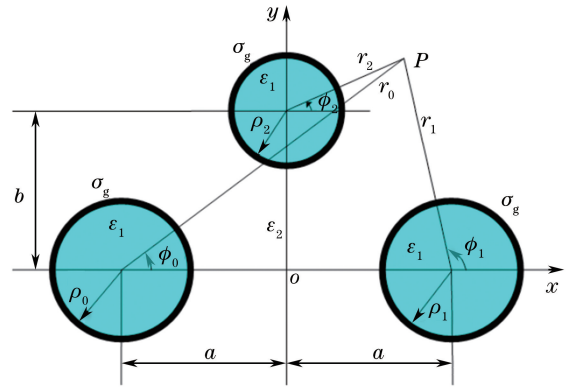


图 1 涂覆石墨烯的三根轴心非共面电介质纳米线波导的横截面示意图,其中电介质纳米线外侧黑色的圆环为石墨烯

Fig. 1 Cross section of waveguides based on three graphene-coated dielectric nanowires with non-coplanar axis. The black rings on the outside of the dielectric nanowires are graphene

3 计算方法

采用多极方法(MM)^[28-33]对图 1 所示结构支持的模式进行分析。假设波导结构中的模式在 z 方向上传播,以三根电介质纳米线的轴心为原点,分别建立极坐标系 (r_0, ϕ_0) 、 (r_1, ϕ_1) 和 (r_2, ϕ_2) 。三根纳米线在各自的坐标系中,其 z 方向的电场和磁场分量如下:

纳米线 0 内部的电场分量 E_{z01} 和磁场分量 H_{z01} 分别为

$$\begin{cases} E_{z01} = \sum_{n=0}^{\infty} [A_n \cos(n\phi_0) + A'_n \sin(n\phi_0)] I_n(\lambda_1 r_0) \\ H_{z01} = \sum_{n=0}^{\infty} [B_n \cos(n\phi_0) + B'_n \sin(n\phi_0)] I_n(\lambda_1 r_0) \end{cases}, \quad (1)$$

纳米线 0 外部的电场分量 E_{z02} 和磁场分量 H_{z02} 分别为

$$\begin{cases} E_{z02} = \sum_{n=0}^{\infty} [C_n \cos(n\phi_0) + C'_n \sin(n\phi_0)] K_n(\lambda_2 r_0) \\ H_{z02} = \sum_{n=0}^{\infty} [D_n \cos(n\phi_0) + D'_n \sin(n\phi_0)] K_n(\lambda_2 r_0) \end{cases}, \quad (2)$$

纳米线 1 内部的电场分量 E_{z11} 和磁场分量 H_{z11} 分别为

$$\begin{cases} E_{z11} = \sum_{n=0}^{\infty} [E_n \cos(n\phi_1) + E'_n \sin(n\phi_1)] I_n(\lambda_1 r_1) \\ H_{z11} = \sum_{n=0}^{\infty} [F_n \cos(n\phi_1) + F'_n \sin(n\phi_1)] I_n(\lambda_1 r_1) \end{cases}, \quad (3)$$

纳米线 1 外部的电场分量 E_{z12} 和磁场分量 H_{z12} 分别为

$$\begin{cases} E_{z12} = \sum_{n=0}^{\infty} [G_n \cos(n\phi_1) + G'_n \sin(n\phi_1)] K_n(\lambda_2 r_1) \\ H_{z12} = \sum_{n=0}^{\infty} [H_n \cos(n\phi_1) + H'_n \sin(n\phi_1)] K_n(\lambda_2 r_1) \end{cases}, \quad (4)$$

纳米线 2 内部的电场分量 E_{z21} 和磁场分量 H_{z21} 分别为

$$\begin{cases} E_{z21} = \sum_{n=0}^{\infty} [P_n \cos(n\phi_2) + P'_n \sin(n\phi_2)] I_n(\lambda_1 r_2) \\ H_{z21} = \sum_{n=0}^{\infty} [Q_n \cos(n\phi_2) + Q'_n \sin(n\phi_2)] I_n(\lambda_1 r_2) \end{cases}, \quad (5)$$

纳米线 2 外部的电场分量 E_{z22} 和磁场分量 H_{z22} 分别为

$$\begin{cases} E_{z22} = \sum_{n=0}^{\infty} [R_n \cos(n\phi_2) + R'_n \sin(n\phi_2)] K_n(\lambda_2 r_2) \\ H_{z22} = \sum_{n=0}^{\infty} [S_n \cos(n\phi_2) + S'_n \sin(n\phi_2)] K_n(\lambda_2 r_2) \end{cases}, \quad (6)$$

式中: I_n 和 K_n 为修正的贝塞尔函数; $A_n, A'_n, B_n, B'_n, C_n, C'_n, D_n, D'_n, E_n, E'_n, F_n, F'_n, G_n, G'_n, H_n, H'_n, P_n, P'_n, Q_n, Q'_n, R_n, R'_n, S_n$ 和 S'_n 均为待定系数; $\lambda_1 = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \epsilon_1 \mu_0}$, $\lambda_2 = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \epsilon_2 \mu_0}$, 其中 β 为传播常数, μ_0 为真空的磁导率, ω 为角频率。利用加法定理^[28], 将纳米线 1 与纳米线 2 的外电场 E_{z12}, E_{z22} 和外磁场 H_{z12}, H_{z22} 分别变换到纳米线 0

的坐标系中, 可以得到纳米线 0 的外电场 $E_z|_{0 \text{ outer}}$ 和外磁场 $H_z|_{0 \text{ outer}}$ 。同理可以得到纳米线 1 的外电场 $E_z|_{1 \text{ outer}}$ 和外磁场 $H_z|_{1 \text{ outer}}$ 及纳米线 2 的外电场 $E_z|_{2 \text{ outer}}$ 和外磁场 $H_z|_{2 \text{ outer}}$ 。根据 Maxwell 方程组可由纳米线外的 z 方向的电磁场计算出其他场分量。把单层石墨烯看成厚度为零的导体边界, 其切向边界条件为

$$\begin{cases} E_z|_{i \text{ inner}} = E_z|_{i \text{ outer}} \\ H_z|_{i \text{ outer}} - H_z|_{i \text{ inner}} = -\sigma_g E_\phi|_{i \text{ inner}} \\ E_\phi|_{i \text{ inner}} = E_\phi|_{i \text{ outer}} \\ H_\phi|_{i \text{ outer}} - H_\phi|_{i \text{ inner}} = \sigma_g E_z|_{i \text{ inner}} \end{cases}, \quad (7)$$

式中: $i=0, 1$ 和 2 分别表示纳米线 0、纳米线 1 和纳米线 2。利用(7)式可以建立一个齐次线性代数方程组:

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{X} = \mathbf{0}, \quad (8)$$

式中: \mathbf{X} 为(1)~(6)式的待定系数组成的一个列矢量, 假设 M 为(1)~(6)式及其他场分量中 n 的上限值, 也就是说, 把无穷项求和截断为 M 项求和, 则 \mathbf{A} 为一个方阵, 且这个方阵由 24×24 个子方阵 $\mathbf{a}(i, j)$ 组成, 每个子方阵 $\mathbf{a}(i, j)$ 中包含 $M \times M$ 个矩阵元 $a_{mn}(i, j)$, 其中 $i=0, 1, \dots, 23; j=0, 1, \dots, 23; m=0, 1, \dots, M; n=0, 1, \dots, M$ 。例如:

$$a_{mn}(0, 0) = I_n(\lambda_1 \rho_0) \delta_{mn}, \quad (9)$$

$$a_{mn}(1, 1) = I_n(\lambda_1 \rho_0) \delta_{mn}, \quad (10)$$

$$a_{mn}(2, 2) = \left[j \frac{\sigma_g \mu_0 \omega}{\lambda_1} I'_n(\lambda_1 \rho_0) - I_n(\lambda_1 \rho_0) \right] \delta_{mn}, \quad (11)$$

式中: δ_{mn} 为克罗尼克符号。

根据线性代数理论, 齐次线性代数方程组[(8)式]有解的充分必要条件是方阵 \mathbf{A} 的行列式为 0, 即

$$\begin{vmatrix} a(0, 0) & a(1, 0) & \cdots & a(23, 0) \\ a(0, 1) & a(1, 1) & \cdots & a(23, 1) \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ a(0, 23) & a(1, 23) & \cdots & a(23, 23) \end{vmatrix} = 0. \quad (12)$$

通过求解(12)式, 就可以得到模式的有效折射率的实部 $\text{Re } n_{\text{eff}}$ 和有效折射率的虚部 $\text{Im } n_{\text{eff}}$, 以及对对应模式的场分布。进一步可以得到传播长度 $L_{\text{prop}} = \frac{c}{4\pi f \text{Im } n_{\text{eff}}}$, 其中 c 为光速, f 为工作频率。

4 结果与讨论

1) 确定最低阶模式。对于如图 1 所示的结构, 当频率 $f = 35 \text{ THz}$, 半径 $\rho_0 = \rho_1 = 100 \text{ nm}$, $\rho_2 =$

50 nm, 间距 $a = 175$ nm, 高度 $b = 60$ nm, 费米能 $E_F = 0.5$ eV 时, 利用多极方法可以得到 5 个最低阶模式, 依次命名为模式 1、模式 2、模式 3、模式 4 和模式 5 (mode 1、mode 2、mode 3、mode 4 和 mode 5), 如图 2 所示。这 5 个最低阶模式可由三根纳米线单独存在时所支持的两个最低阶模式(文献[22]

中图 3 所示的 #0 模式和 #1 模式) 组合而成, 见图 2(a)~(d)。为了表述方便, 采用符号“+”和“-”分别表示正、负表面电荷^[20]。可以看出, 模式 1 是由 #0、#0 和 #0 组成; 模式 2 是由 #0、#1 和 #0 组成; 模式 3 是由 #1、#0 和 #1 组成; 模式 4 和模式 5 均是由 #1、#1 和 #1 组成。

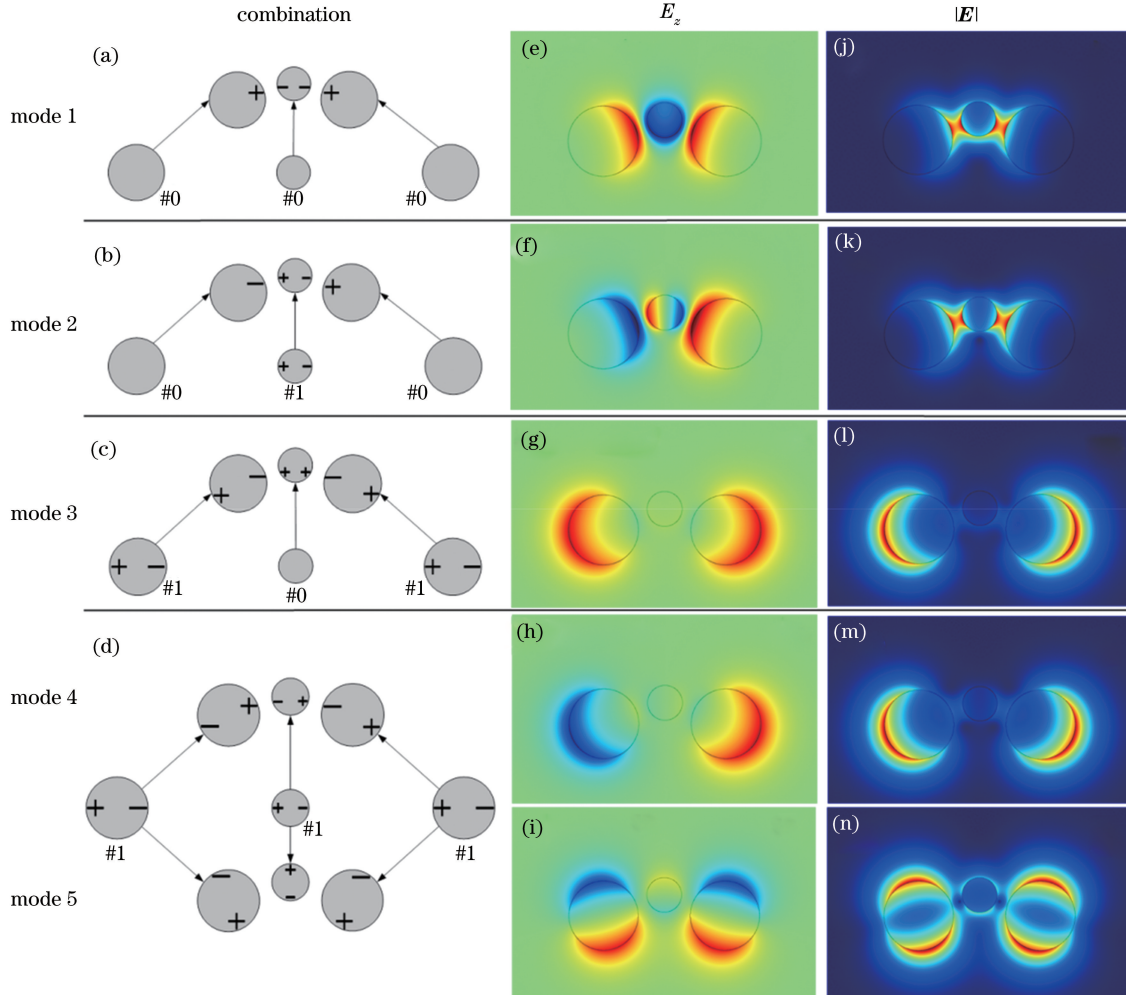


图 2 当工作频率 $f = 35$ THz, 纳米线半径 $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm, $\rho_2 = 50$ nm, 间距 $a = 175$ nm, 高度 $b = 60$ nm, 以及费米能 $E_F = 0.5$ eV 时, 5 种模式的场分布

Fig. 2 Field distributions of five modes at $f = 35$ THz, $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm, $\rho_2 = 50$ nm, $a = 175$ nm, $b = 60$ nm, and $E_F = 0.5$ eV

2) 研究工作频率 f 对波导的模式特性的影响。图 3 所示为当 $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm, $\rho_2 = 50$ nm, $a = 175$ nm, $b = 60$ nm, $E_F = 0.5$ eV 时, 各个模式的有效折射率的实部 $\text{Re } n_{\text{eff}}$ 和传播长度 L_{prop} 随工作频率 f 变化的关系。其中, 曲线是采用有限元方法 (FEM) 得到的数值解, 数据点是采用多极方法得到的半解析解, 下文中均采用这种标注方法。由图 3 可以看出, 两种方法所得到的结果基本吻合, 但还是存在微小的差异。这主要是因为多极方法把无穷项求和截断为 M 项求和, 这一处理会带来一定的误

差。计算结果表明, 随着 M 的增加, 误差逐渐减小, 但计算量却逐渐增大。为了兼顾精度和计算量, 取 $M = 5$ 。当频率由 30 THz 增大到 40 THz 时, 各个模式的有效折射率的实部逐渐增大, 而传播长度逐渐减小。在变化的过程中, 模式 1 的有效折射率的实部和传播长度明显大于其他模式的值, 高阶模式的传播长度会出现交叉现象。当频率较低时, 模式 1 与其他模式的传播长度差值较大, 随着频率增大, 差值逐渐减小。此外, 模式 3 和模式 4 的有效折射率的实部和传播长度基本相同。

图 4 所示为其他参数不变,工作频率 f 分别为 31 THz 和 39 THz 时模式 1 的电场分布。通过对比可以看出,当频率为 31 THz 时,石墨烯表面的电场强度相对较弱,这是由于电场与石墨烯之间的相互作用较弱,波导对模式的束缚性较小,导

致有效折射率的实部较小,传播长度较大;当频率为 39 THz 时,石墨烯表面的电场强度增强,这主要是因为场与石墨烯之间的相互作用增强,波导对模式的束缚增大,导致有效折射率的实部增大,传播长度减小。

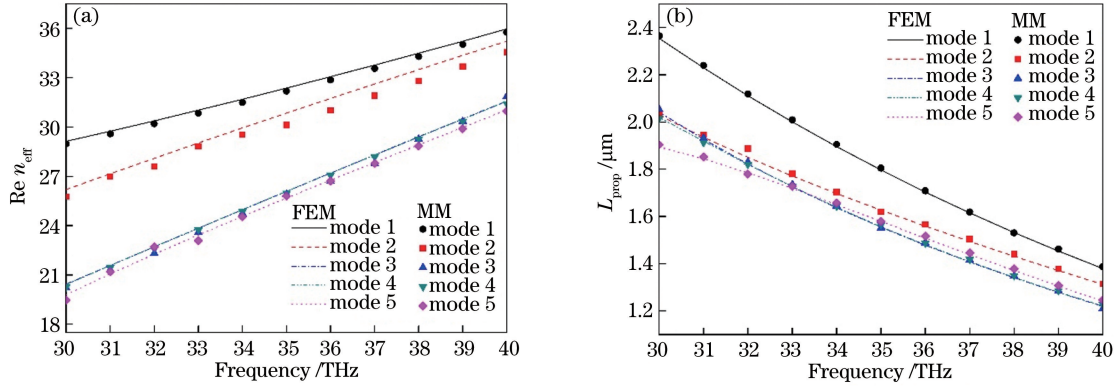


图 3 (a)有效折射率的实部和(b)传播长度随工作频率 f 的变化关系

Fig. 3 Dependency of (a) real part of the effective refractive index and (b) propagation length on the operating frequency f

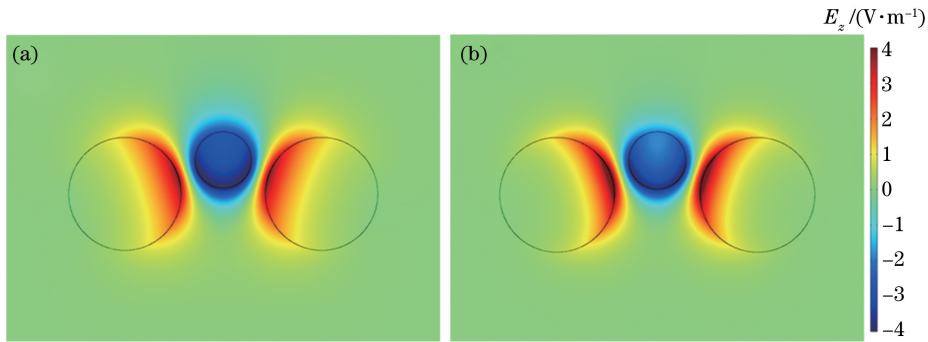


图 4 当 $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm, $\rho_2 = 50$ nm, $a = 175$ nm, $b = 60$ nm, $E_F = 0.5$ eV, 工作频率分别为 (a) 31 THz 和 (b) 39 THz 时,模式 1 的电场分布

Fig. 4 Distributions of electric field of mode 1 when the operating frequency f is (a) 31 THz and (b) 39 THz at $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm, $\rho_2 = 50$ nm, $a = 175$ nm, $b = 60$ nm, and $E_F = 0.5$ eV

3) 研究纳米线 2 的半径 ρ_2 对波导的模式特性的影响。图 5 所示为当 $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm, $f =$

35 THz, $a = 175$ nm, $b = 60$ nm, $E_F = 0.5$ eV 时,各个模式的有效折射率的实部 $\text{Re } n_{\text{eff}}$ 和传播长度

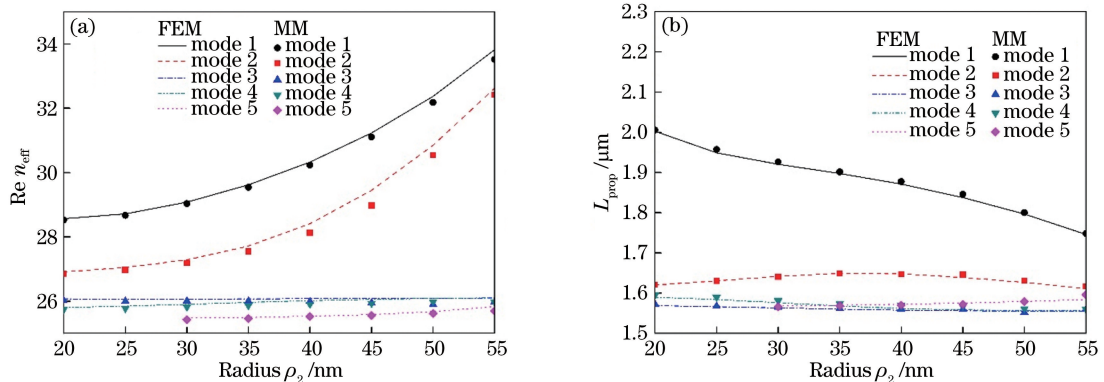


图 5 (a)有效折射率的实部和(b)传播长度随半径 ρ_2 的变化关系

Fig. 5 Dependency of (a) real part of the effective refractive index and (b) propagation length on the radius ρ_2

L_{prop} 随半径 ρ_2 变化的关系。当半径由 20 nm 增大到 55 nm 时, 模式 1 和模式 2 的有效折射率的实部增大, 并且变化幅度较大。而其他模式的有效折射率的实部均缓慢增大。模式 1 和模式 4 的传播长度随半径的增大而减小, 模式 2 的传播长度先增大后减小, 但变化幅度较小。模式 5 的传播长度随半径的增大而缓慢增大。此外, 模式 3 的传播长度基本不受半径变化的影响。在变化的过程中, 模式 1 的有效折射率实部和传播长度始终最大。

图 6 所示为其他参数不变, 半径 ρ_2 分别为 25 nm 和 55 nm 时模式 1 的电场分布。通过对比可以看出, 当纳米线 2 的半径为 25 nm 时, 场和石墨烯的接触面积相对较小, 石墨烯表面的电场强度相对较弱, 这主要是因为场与石墨烯之间的相互作用比较弱, 波导对模式的束缚较小, 导致有效折射率的实部比较小, 传播长度比较大; 当半径为 55 nm 时, 场和石墨烯的接触面积增大, 石墨烯表面的电场

强度增强, 这是由于场与石墨烯之间的相互作用增强, 波导对模式的束缚性增大, 导致有效折射率的实部增大, 传播长度减小。

4) 研究高度 b 对波导的模式特性的影响。图 7 所示为当 $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm, $\rho_2 = 50$ nm, $f = 35$ THz, $a = 175$ nm, $E_F = 0.5$ eV 时, 各个模式的有效折射率的实部 $Re n_{eff}$ 和传播长度 L_{prop} 随高度 b 变化的关系。当高度为 0 时, 所对应的结构为文献 [22] 的研究结构。当高度由 0 增大到 100 nm 时, 5 种模式的有效折射率的实部都减小, 其中模式 1 和模式 2 变化明显, 其值明显大于其他模式, 而模式 5 变化缓慢。除模式 5 的传播长度稍微减小外, 其他模式的传播长度都在增大, 并且模式 1 和模式 2 变化明显。模式 3 和模式 4 的有效折射率实部和传播长度基本不受高度变化的影响, 并且这两个模式的值基本相同。在变化的过程中, 模式 1 的有效折射率实部和传播长度始终最大。

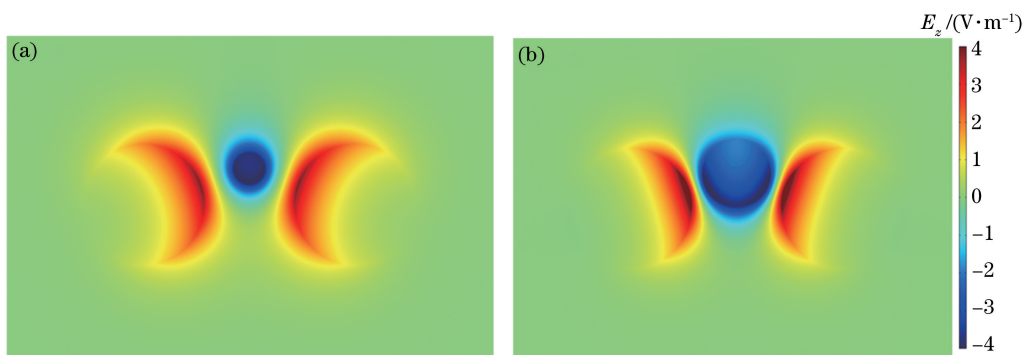


图 6 当 $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm, $f = 35$ THz, $a = 175$ nm, $b = 60$ nm, $E_F = 0.5$ eV, 纳米线 2 的半径分别为 (a) 25 nm 和 (b) 55 nm 时, 模式 1 的电场分布

Fig. 6 Distributions of electric field of mode 1 when the radius ρ_2 of the nanowire 2 is (a) 25 nm and (b) 55 nm at $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm, $f = 35$ THz, $a = 175$ nm, $b = 60$ nm, and $E_F = 0.5$ eV

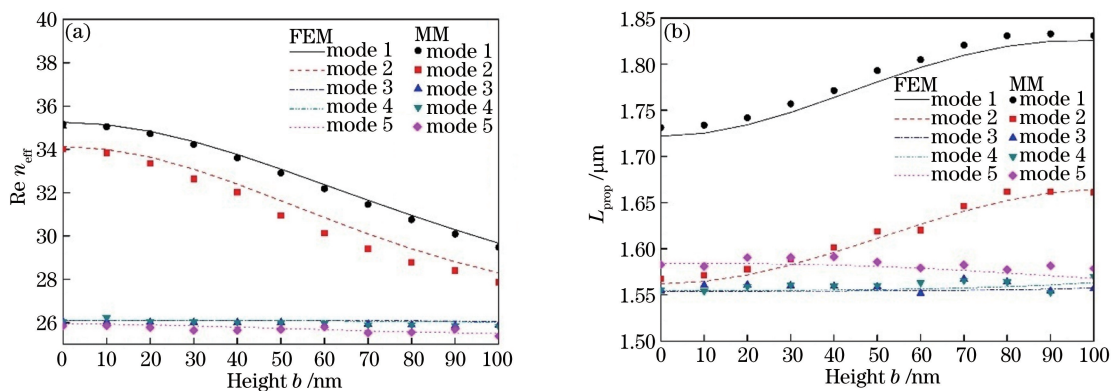


图 7 (a) 有效折射率的实部和 (b) 传播长度随高度 b 的变化关系

Fig. 7 Dependency of (a) real part of effective refractive index and (b) propagation length on height b

图 8 所示为其他参数不变, 高度 b 分别为 10 nm 和 100 nm 时模式 1 的电场分布。通过对比

可以看出, 当高度为 10 nm 时, 石墨烯表面的电场强度相对较强, 这是由于场与石墨烯之间的相互作用

用比较强,波导对模式的束缚性大,导致有效折射率的实部比较大,传播长度比较小;当高度为 100 nm 时,石墨烯表面的电场强度减弱,这是由于场与石墨烯之间的相互作用减弱,波导对模式的束缚性减小,导致有效折射率的实部减小,传播长度增大。

5) 研究间距 a 对波导的模式特性的影响。图 9 所示为当 $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm, $\rho_2 = 50$ nm, $f = 35$ THz, $b = 60$ nm, $E_F = 0.5$ eV 时,各个模式的有效折射率的实部 $\text{Re } n_{\text{eff}}$ 和传播长度 L_{prop} 随间距 a 变化的关系。当间距由 160 nm 增大到 200 nm 时,

5 种模式的有效折射率实部均减小,传播长度均增大并最终都趋于稳定。其中模式 1 和模式 2 的变化幅度比其他模式大,并且二者的有效折射率实部明显大于其他模式。相比较而言,模式 5 的有效折射率实部和传播长度的变化比较平缓,而模式 3 和模式 4 的有效折射率实部和传播长度基本不受间距变化的影响,并且这两个模式的值基本相同。在变化的过程中,模式 1 的有效折射率实部和传播长度始终最大,并且模式 2~5 的传播长度出现了交叉现象。

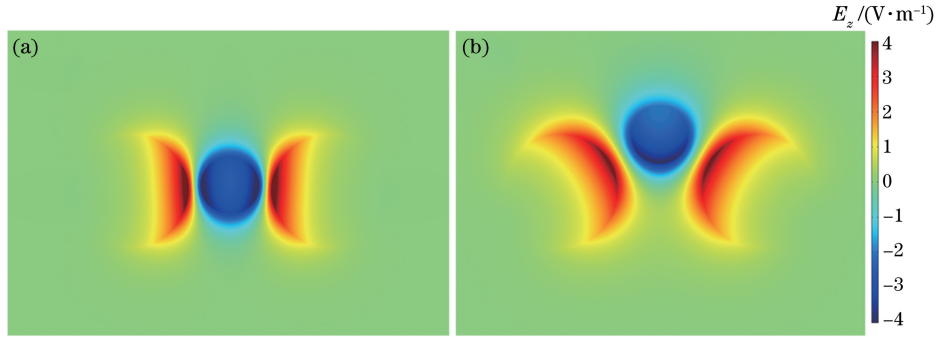


图 8 当 $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm, $\rho_2 = 50$ nm, $f = 35$ THz, $a = 175$ nm, $E_F = 0.5$ eV, 高度分别为 (a) 10 nm 和 (b) 100 nm 时,模式 1 的电场分布

Fig. 8 Distributions of electric field of mode 1 when the height b is (a) 10 nm and (b) 100 nm at $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm, $\rho_2 = 50$ nm, $f = 35$ THz, $a = 175$ nm, and $E_F = 0.5$ eV

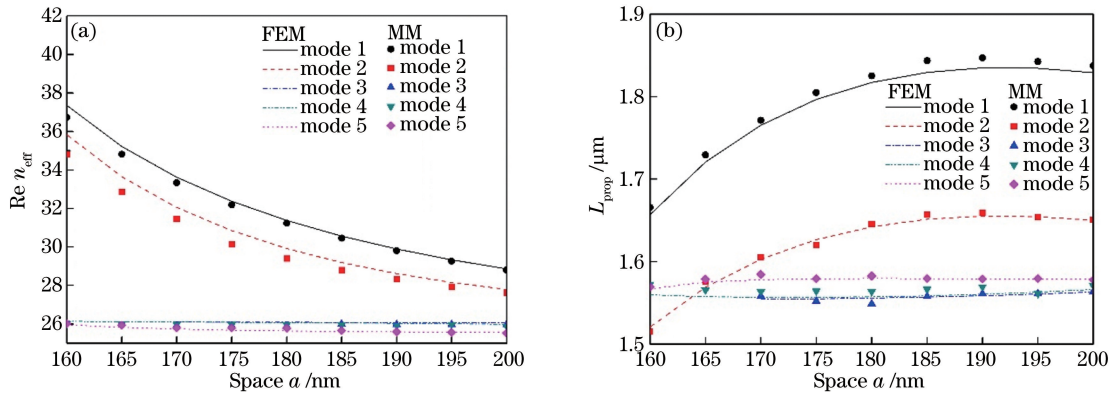


图 9 (a)有效折射率的实部和(b)传播长度随间距 a 的变化关系

Fig. 9 Dependency of (a) real part of effective refractive index and (b) propagation length on space a

图 10 所示为其他参数不变,间距 a 分别为 160 nm 和 195 nm 时模式 1 的电场分布。通过对比可以看出,当间距为 160 nm 时,水平方向上两根纳米线之间的距离较小,场的耦合作用较大,波导对场的束缚性相对较强,场分布比较集中,导致有效折射率的实部比较大,传播长度比较小;当间距为 195 nm 时,水平方向上两根纳米线之间的距离比较大,场的耦合作用减弱,波导对场的束缚性减弱,场分布比较散,导致传播损耗降低,有效折射率实部变

小,传播长度变大。

6) 研究石墨烯的费米能 E_F 对波导的模式特性的影响。图 11 所示为当 $\rho_0 = \rho_1 = 100$ nm, $\rho_2 = 50$ nm, $f = 35$ THz, $a = 175$ nm, $b = 60$ nm 时,各个模式的有效折射率的实部 $\text{Re } n_{\text{eff}}$ 和传播长度 L_{prop} 随费米能 E_F 变化的关系。当费米能由 0.4 eV 增大到 0.8 eV 时,各个模式的有效折射率的实部均逐渐减小,而传播长度均逐渐增大,其中模式 3 和模式 4 的有效折射率实部基本相同。当频率较低时,模式

1 与其他模式的传播长度差值较小,随着频率增大,差值在逐渐增大。在变化的过程中,模式 1 的有效折射率实部和传播长度始终最大。

图 12 所示为其他参数不变,费米能 E_F 分别为 0.4 eV 和 0.8 eV 时模式 1 的电场分布。通过对比可以看出,当石墨烯费米能为 0.4 eV 时,石墨烯表

面的电场强度比较大,它们之间的相互作用较强,结构对模式的束缚性较强,导致有效折射率实部比较大,传播长度比较小;当石墨烯费米能为 0.8 eV 时,石墨烯表面的电场强度减小,场与石墨烯之间的相互作用减弱,结构对模式的束缚性减弱,导致有效折射率实部减小,传播长度增大。

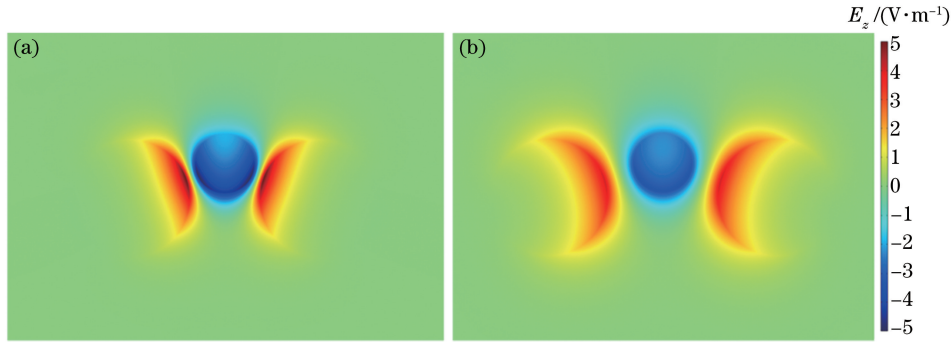


图 10 当 $\rho_0 = \rho_1 = 100 \text{ nm}$, $\rho_2 = 50 \text{ nm}$, $f = 35 \text{ THz}$, $b = 60 \text{ nm}$, $E_F = 0.5 \text{ eV}$, 间距分别为 (a) 160 nm 和 (b) 195 nm 时,模式 1 的电场分布

Fig. 10 Distributions of electric field of mode 1 when the space a is (a) 160 nm and (b) 195 nm at $\rho_0 = \rho_1 = 100 \text{ nm}$, $\rho_2 = 50 \text{ nm}$, $f = 35 \text{ THz}$, $b = 60 \text{ nm}$, and $E_F = 0.5 \text{ eV}$

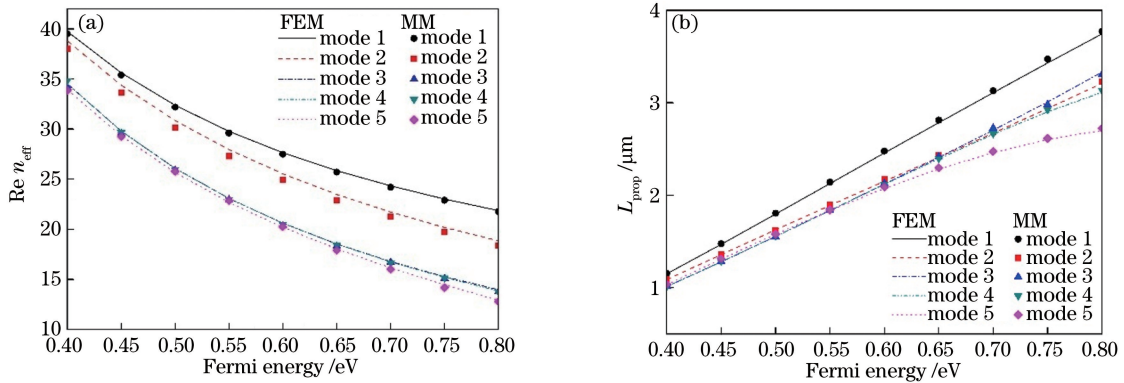


图 11 (a)有效折射率的实部和(b)传播长度随费米能 E_F 的变化关系

Fig. 11 Dependency of (a) real part of effective refractive index and (b) propagation length on Fermi energy E_F

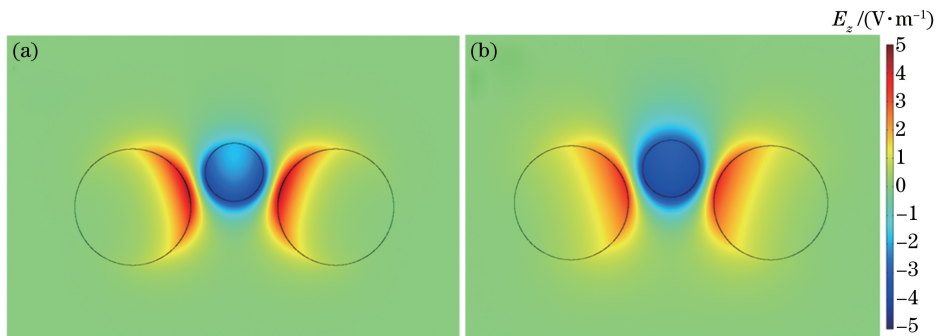


图 12 当 $\rho_0 = \rho_1 = 100 \text{ nm}$, $\rho_2 = 50 \text{ nm}$, $f = 35 \text{ THz}$, $a = 175 \text{ nm}$, $b = 60 \text{ nm}$, 费米能分别为 (a) 0.4 eV 和 (b) 0.8 eV 时,模式 1 的电场分布

Fig. 12 Distributions of electric field of mode 1 when the Fermi energy E_F is (a) 0.4 eV and (b) 0.8 eV at $\rho_0 = \rho_1 = 100 \text{ nm}$, $\rho_2 = 50 \text{ nm}$, $f = 35 \text{ THz}$, $a = 175 \text{ nm}$, and $b = 60 \text{ nm}$

5 结构对比

以模式 1 为例,对文献[22]的结构和本文所提结构中模式 1 的传播长度进行比较,结果如图 13 所示。从图 13 可以看出,当中间纳米线的圆心到原点的距离 b 为 60 nm,其他参数一样时,通过改变工作频率、中间纳米线的半径、水平方向上两根纳米线之间的距离和石墨烯的费米能,可以明显看出三根轴心非共面纳米波导中模式 1 的传播

长度较长。

以图 13(b)为例,图 14 给出了当中间纳米线半径 $\rho_2 = 40$ nm 时,轴心共面波导与轴心非共面波导的电场分布。通过对比可以看出,共面结构中石墨烯表面的电场强度比较大,它们之间的相互作用较强,结构对模式的束缚性较强,导致传播长度比较小;非共面结构中石墨烯表面的电场强度较小,场与石墨烯之间的相互作用减弱,结构对模式的束缚性减弱,传播长度较大。

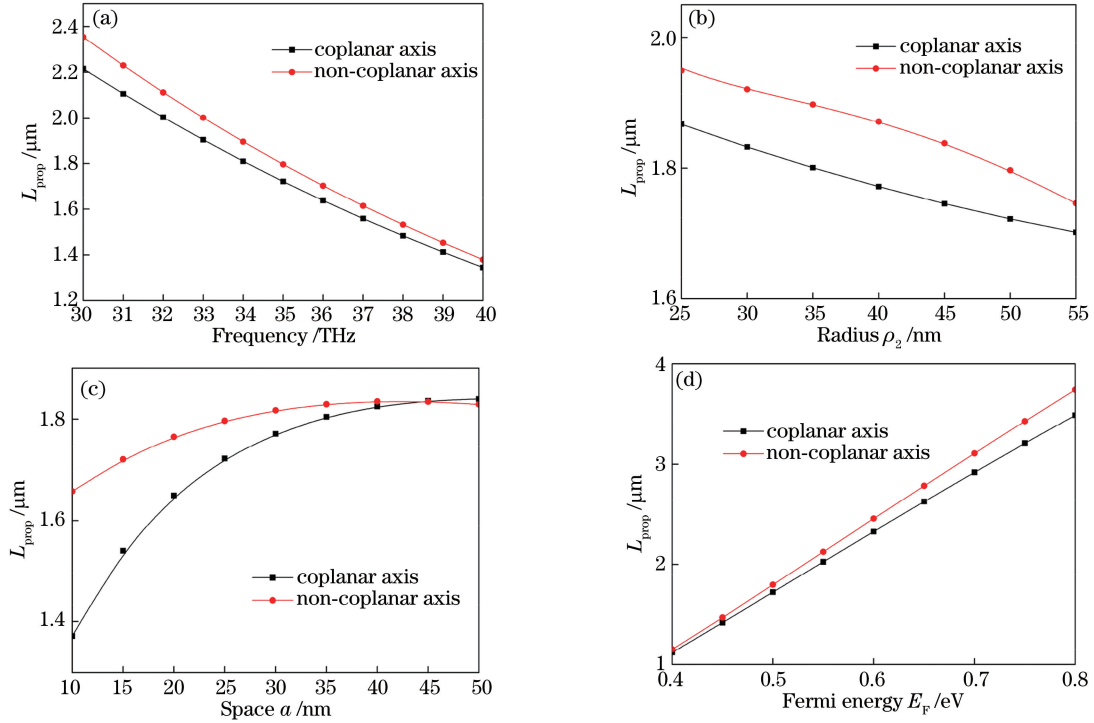


图 13 轴心共面波导与轴心非共面波导的模式 1 的传播长度比较。(a) 频率;(b) 中间纳米线的半径;(c) 水平方向上两根纳米线的距离;(d) 费米能

Fig. 13 Comparison of propagation length of mode 1 of the waveguide with coplanar axis and the waveguide with non-coplanar axis. (a) Frequency; (b) radius of the middle nanowire; (c) distance between two nanowires in the horizontal direction; (d) Fermi energy

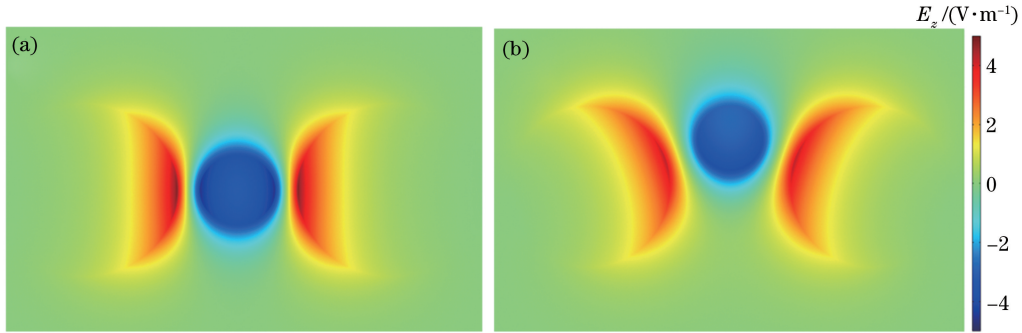


图 14 当 $\rho_2 = 40$ nm 时,(a)轴心共面波导与(b)轴心非共面波导的电场分布

Fig. 14 Electric field distribution of (a) waveguide with coplanar axis and (b) waveguide with non-coplanar axis when $\rho_2 = 40$ nm

6 结 论

研究了一种涂覆石墨烯的三根轴心非共面的电介质纳米线波导,通过改变工作频率、中间纳米线半径、中间纳米线高度、水平方向上两纳米线之间的距离以及石墨烯的费米能,采用多极方法对这种波导所支持的5种低阶模的有效折射率实部和传播长度进行分析。结果表明:当频率增大时,有效折射率实部增大,传播长度减小。当中间纳米线半径增大时,有效折射率实部增大;模式1和模式4的传播长度随半径的增大而减小,模式2的传播长度先增大后减小,但变化幅度较小,模式5的传播长度随半径的增大而缓慢增大,模式3的传播长度基本不受半径变化的影响。当高度增大时,模式1、模式2和模式5的有效折射率实部减小;模式1和模式2的传播长度增大,模式5的传播长度减小,模式3和模式4基本不受高度变化的影响,并且这两个模式的传播长度基本相同。当间距增大时,有效折射率实部均减小,传播长度均增大并最终趋于稳定,其中模式1和模式2的变化幅度较大,模式5的变化平缓,而模式3和模式4基本不受间距变化的影响。当费米能增大时,有效折射率实部逐渐减小,而传播长度逐渐增大。通过与三根轴心共面纳米波导相比较,所提结构中模式1的传播长度较大。本研究结果可为电介质纳米线波导在模分复用方面的应用提供参考。

参 考 文 献

- [1] Liao L, Lin Y C, Bao M Q, *et al.* High-speed graphene transistors with a self-aligned nanowire gate [J]. *Nature*, 2010, 467(7313): 305-308.
- [2] Lin Y M, Dimitrakopoulos C, Jenkins K A, *et al.* 100-GHz transistors from wafer-scale epitaxial graphene[J]. *Science*, 2010, 327(5966): 662.
- [3] Bonaccorso F, Sun Z, Hasan T, *et al.* Graphene photonics and optoelectronics[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(9): 611-622.
- [4] Loh K P, Bao Q L, Eda G, *et al.* Graphene oxide as a chemically tunable platform for optical applications [J]. *Nature Chemistry*, 2010, 2(12): 1015-1024.
- [5] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, *et al.* Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene[J]. *Nature*, 2005, 438(7065): 197-200.
- [6] Wang F, Zhang Y B, Tian C S, *et al.* Gate-variable optical transitions in graphene [J]. *Science*, 2008, 320(5873): 206-209.
- [7] Ju L, Geng B S, Horng J, *et al.* Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials [J]. *Nature Nanotechnology*, 2011, 6(10): 630-634.
- [8] Tian Z H, Si C F, Qu W S, *et al.* High-performance organic photovoltaics using solution-processed graphene oxide [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(4): 0416001.
田正浩, 司长峰, 屈文山, 等. 基于溶液加工氧化石墨烯的高性能有机太阳能电池 [J]. *光学学报*, 2017, 37(4): 0416001.
- [9] Geng L, Xie Y N, Yuan Y. Graphene-based antenna with reconfigurable radiation pattern in terahertz [J]. *Laser and Optoelectronics Progress*, 2017, 54(3): 031602.
耿莉, 谢亚楠, 原媛. 基于石墨烯的太赫兹方向图可重构天线 [J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(3): 031602.
- [10] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics [J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 824-830.
- [11] Xu W, Zhu Z H, Liu K, *et al.* Dielectric loaded graphene plasmon waveguide [J]. *Optics Express*, 2015, 23(4): 5147-5153.
- [12] Lao J E, Tao J, Wang Q J, *et al.* Tunable graphene-based plasmonic waveguides: nano modulators and nano attenuators [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, 8(4): 569-574.
- [13] 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.
- [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] He S L, Zhang X Z, He Y R. Graphene nano-ribbon waveguides of record-small mode area and ultra-high effective refractive indices for future VLSI [J]. *Optics Express*, 2013, 21(25): 30664-30673.
- [16] Yan H G, Low T, Zhu W J, *et al.* Damping pathways of mid-infrared plasmons in graphene nanostructures [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(5): 394-399.
- [17] 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.
- [18] Yang J F, Yang J J, Deng W, *et al.* Transmission properties and molecular sensing application of CGPW [J]. *Optics Express*, 2015, 23(25): 32289-32299.
- [19] Xing R, Jian S S. Numerical analysis on tunable multilayer nanoring waveguide [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2017, 29(12): 967-970.

- [20] 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.
- [21] Xing R, Jian S S. Numerical analysis on the multilayer nanoring waveguide pair [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2016, 28(24): 2779-2782.
- [22] Wei Z Z, Xue W R, Peng Y L, *et al.* Modes characteristics analysis of THz waveguides based on three graphene-coated dielectric nanowires [J]. *Acta Physica Sinica*, 2018, 67(10): 108101.
卫壮志, 薛文瑞, 彭艳玲, 等. 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 [J]. *物理学报*, 2018, 67(10): 108101.
- [23] Luo L W, Ophir N, Chen C P, *et al.* WDM-compatible mode-division multiplexing on a silicon chip[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3069.
- [24] Yang H B, Qiu M, Li Q. Identification and control of multiple leaky plasmon modes in silver nanowires [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2016, 10(2): 278-286.
- [25] Wu X R, Huang C R, Xu K, *et al.* Mode-division multiplexing for silicon photonic network-on-chip[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2017, 35(15): 3223-3228.
- [26] Bao Q L, Loh K P. Graphene photonics, plasmonics, and broadband optoelectronic devices [J]. *ACS Nano*, 2012, 6(5): 3677-3694.
- [27] Nikitin A Y, Guinea F, García-Vidal F J, *et al.* Fields radiated by a nanoemitter in a graphene sheet [J]. *Physical Review B*, 2011, 84(19): 195446.
- [28] Wijngaard W. Guided normal modes of two parallel circular dielectric rods [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1973, 63(8): 944-950.
- [29] Wijngaard W. Some normal modes of an infinite hexagonal array of identical circular dielectric rods [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1974, 64(8): 1136-1144.
- [30] Huang H S, Chang H C. Analysis of equilateral three-core fibers by circular harmonics expansion method[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1990, 8(6): 945-952.
- [31] Lo K M, McPhedran R C, Bassett I M, *et al.* An electromagnetic theory of dielectric waveguides with multiple embedded cylinders [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1994, 12(3): 396-410.
- [32] White T P, Kuhlmeiy B T, McPhedran R C, *et al.* Multipole method for microstructured optical fibers I Formulation [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2002, 19(10): 2322-2330.
- [33] Kuhlmeiy B T, White T P, Renversez G, *et al.* Multipole method for microstructured optical fibers II Implementation and results [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2002, 19(10): 2331-2340.