

# 涂覆石墨烯的并行电介质纳米线中的模式分析

彭艳玲<sup>1</sup>, 薛文瑞<sup>1</sup>, 卫壮志<sup>1</sup>, 李昌勇<sup>2</sup>

<sup>1</sup>山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006;

<sup>2</sup>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, 山西 太原 030006

**摘要** 采用多极方法对涂覆石墨烯的并行电介质纳米线中的模式特性进行了解析分析, 详细研究了工作频率、电介质纳米线的几何结构参数和石墨烯的费米能对模式的有效折射率和传播长度的影响。结果表明, 通过改变工作频率和石墨烯的费米能可以便捷地调节模式特性。此外, 纳米线的半径或间距小于 50 nm 时, 对模式特性有调节作用; 然而, 当这两个参数继续增大时, 它们对模式特性的影响逐渐减小。对比显示多极方法的解析结果与有限元法的数值结果非常吻合。

**关键词** 光学器件; 波导; 石墨烯; 多极方法; 纳米线

中图分类号 O431

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0223002

## Analysis of Modes in Graphene-Coated Parallel Dielectric Nanowires

Peng Yanling<sup>1</sup>, Xue Wenrui<sup>1</sup>, Wei Zhuangzhi<sup>1</sup>, Li Changyong<sup>2</sup>

<sup>1</sup> College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;

<sup>2</sup> State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

**Abstract** Mode properties of parallel dielectric nanowires coated with graphene are analyzed by using the multipole method. The effects of the operating frequency, the geometrical parameters of the dielectric nanowires, and the Fermi energy of the graphene on the effective refractive index and the propagation length are investigated in detail. The results show that mode properties can be easily adjusted by changing the operating frequency and the Fermi energy of graphene. In addition, the radius or the spacing can be used to adjust mode properties within the range of 50 nm. However, the effects of the two parameters decrease gradually when their values continue to increase. The comparison shows that the analytical results of the multipole method are in good agreement with the numerical results of the finite element method.

**Key words** optical devices; waveguides; graphene; multipole method; nanowires

**OCIS codes** 230.7370; 240.6680; 350.5500

## 1 引 言

单层石墨烯是一种由碳原子以蜂巢晶格状方式排列而成的二维材料<sup>[1-2]</sup>。由于石墨烯具有独特的物理、化学和机械性能, 从而在微纳光子学器件<sup>[3]</sup>、太阳能电池<sup>[4-5]</sup>、超级电容<sup>[6]</sup>、超高灵敏度的气体传感器<sup>[7]</sup>、储氢材料<sup>[8]</sup>及天线<sup>[9]</sup>等方面具有非常广泛的应用前景。

在特定的条件下, 石墨烯的光学性质类似于贵重

金属, 可以支持表面等离子激元(SPPs)的传播。与贵金属支持的 SPPs 相比, 石墨烯支持的 SPPs 不仅能将电磁场能量束缚到更小的尺寸, 而且能通过施加电压或者化学掺杂等手段来灵活地调节其性质<sup>[10]</sup>。利用石墨烯的这些性质, 可以构建各种各样的表面等离子体波导<sup>[10-15]</sup>, 并在此基础上构建多种多样的微纳光子学器件<sup>[16-20]</sup>, 最终实现集成的光电芯片<sup>[21]</sup>。这一研究领域已经引起了众多研究人员的广泛关注。

2014 年, Gao 等<sup>[22]</sup>采用解析的方法分析了涂覆

收稿日期: 2017-06-30; 收到修改稿日期: 2017-10-18

基金项目: 国家自然科学基金(61378039, 61575115)、国家基础科学人才培养基金(J1103210)

作者简介: 彭艳玲(1992—), 女, 硕士研究生, 主要从事微纳波导器件方面的研究。E-mail: 1025927468@qq.com

导师简介: 薛文瑞(1967—), 男, 博士, 硕士生导师, 主要从事导波光、纳米光子学和表面等离子体学等方面的研究。

E-mail: wxue@sxu.edu.cn(通信联系人)

石墨烯材料的单根电介质纳米线的模式特性,对其模式进行了分类,并得到了模式的色散关系;他们的研究发现,高阶模式不会出现在半径很小的纳米线中,高掺杂的石墨烯有助于提高波导模式的传播长度。2015年,Zhu等<sup>[23]</sup>数值研究了涂覆石墨烯材料的并行电介质纳米线对的场增强效应和梯度力,并对其模式进行了分类;他们的研究表明,在纳米线对的狭缝区域,场增强非常明显,可产生较高的梯度力。据了解,到目前为止,对涂覆石墨烯的并行电介质纳米线的模式分析还停留在数值分析阶段,对模式的分类还停留在唯象的阶段,缺乏详细的解析解和物理解释。

本文拟利用多极方法对涂覆石墨烯的并行电介质纳米线的模式特性进行解析分析,详细研究了工作频率、电介质纳米线的几何结构参数和石墨烯的费米能对模式的有效折射率和传播长度的影响。把多极方法所得结果与有限元法(FEM)的数值结果进行对比来对多极方法进行验证。本文第2部分介绍结构模型。第3部分介绍计算方法。第4部分为结果和讨论。第5部分为结论。

## 2 结构模型

涂覆石墨烯的并行电介质纳米线的结构如图1所示,它是由两根并行的涂覆了单层石墨烯的电介质纳米线构成。电介质纳米线的半径均为 $\rho$ ,相对介电常数均为 $\epsilon_1$ ,圆心之间的距离为 $a$ ,纳米线间距为 $d$ 。整个结构嵌入在相对介电常数为 $\epsilon_2$ 的背景中,并假设 $\epsilon_1 = 3.0, \epsilon_2 = 1.0$ 。两纳米线上的极坐标系分别为 $(r_1, \varphi_1)$ 和 $(r_2, \varphi_2)$ 。

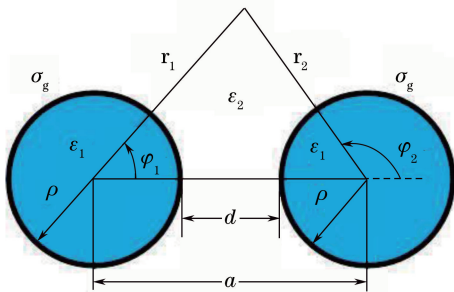


图1 涂覆石墨烯的并行电介质纳米线的横截面示意图

Fig. 1 Cross-section diagram of graphene-coated parallel dielectric nanowires

石墨烯的表面电导率 $\sigma_g$ 由带内跃迁和带间跃迁的贡献决定,并与费米能的大小密切相关<sup>[24]</sup>。根据Kubo公式可知,它的值主要取决于工作频率 $f$ 、载流子散射率 $\Gamma$ 、温度 $T$ 和费米能 $E_F$ <sup>[25]</sup>。在本研究中,假设载流子散射率 $\Gamma$ 取 $2 \times 10^{12}$  rad/s,温度

$T$ 取300 K。图2(a)和(b)分别描述了当石墨烯的费米能为0.4,0.5,0.6 eV时,石墨烯电导率的实部和虚部与工作频率之间的关系。随着工作频率的增大,石墨烯电导率的实部和虚部都在不断地减小。并且在此过程中,不同费米能对应的电导率实部有交叉现象。当工作频率小于40 THz时,电导率的实部随着费米能的增大而增大。当工作频率大于50 THz时,电导率的实部随着费米能的增大而减小。随着费米能的增大,石墨烯电导率的虚部增大。

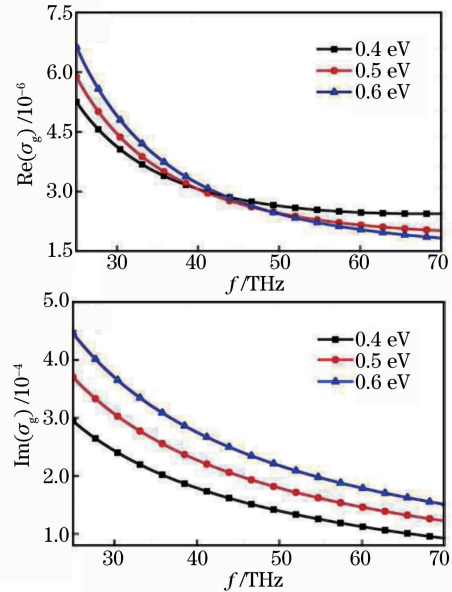


图2 当费米能分别为0.4,0.5,0.6 eV时,石墨烯电导率的(a)实部和(b)虚部与工作频率之间的关系

Fig. 2 (a) Real part and (b) imaginary part of the conductivity of graphene as functions of the operating frequency while the Fermi energies are 0.4, 0.5, 0.6 eV, respectively

## 3 计算方法

本研究采用多极展开的方法<sup>[26-31]</sup>对图1的结构所支持的模式进行分析。由于结构的对称性,该结构支持两类模式,分别为Ez-cos模式和Ez-sin模式<sup>[26]</sup>。这里对Ez-cos模式进行详细阐述,Ez-sin模式可用类似的方法得到。假设图1中左侧的纳米线为1号纳米线,右侧的纳米线为2号纳米线。

首先,以每根纳米线的轴心为坐标原点建立极坐标系,在每个极坐标中分别写出Ez-cos模式的纵向电场 $E_z$ 和纵向磁场 $H_z$ 的级数解。

在 $r_1 < \rho$ 区域:

$$\begin{cases} E_{z11} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n I_n(\lambda_1 r_1) \cos(n\varphi_1) \\ H_{z11} = \sum_{n=0}^{\infty} B_n I_n(\lambda_1 r_1) \sin(n\varphi_1) \end{cases}, \quad (1)$$

在  $r_1 > \rho$  区域:

$$\begin{cases} E_{z12} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n K_n(\lambda_2 r_1) \cos(n\varphi_1) \\ H_{z12} = \sum_{n=0}^{\infty} D_n K_n(\lambda_2 r_1) \sin(n\varphi_1) \end{cases}, \quad (2)$$

在  $r_2 < \rho$  区域:

$$\begin{cases} E_{z21} = \sum_{n=0}^{\infty} E_n I_n(\lambda_1 r_2) \cos(n\varphi_2) \\ H_{z21} = \sum_{n=0}^{\infty} F_n I_n(\lambda_1 r_2) \sin(n\varphi_2) \end{cases}, \quad (3)$$

在  $r_2 > \rho$  区域:

$$\begin{cases} E_{z22} = \sum_{n=0}^{\infty} G_n K_n(\lambda_2 r_2) \cos(n\varphi_2) \\ H_{z22} = \sum_{n=0}^{\infty} H_n K_n(\lambda_2 r_2) \sin(n\varphi_2) \end{cases}, \quad (4)$$

式中  $I_n$  和  $K_n$  为修正贝塞尔函数。  $A_n, B_n, C_n, D_n, E_n, F_n, G_n, H_n$  为待定系数。

其次,根据加法定理<sup>[26-30]</sup>,将 2 号纳米线外的电磁场变换到 1 号纳米线的坐标系中:

$$E_{z22} = \sum_{n=0}^{\infty} G_n (-1)^n \sum_{m=0}^{\infty} f_{mn} I_m(\lambda_2 r_1) \cos(n\varphi_1), \quad (5)$$

$$H_{z22} = \sum_{n=0}^{\infty} H_n (-1)^{n+1} \sum_{m=0}^{\infty} g_{mn} I_m(\lambda_2 r_1) \sin(n\varphi_1), \quad (6)$$

同理,也可将 1 号纳米线外的电磁场变换到 2 号纳米线的坐标系中:

$$E_{z12} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \sum_{m=0}^{\infty} f_{mn} I_m(\lambda_2 r_2) (-1)^m \cos(n\varphi_2), \quad (7)$$

$$H_{z12} = \sum_{n=0}^{\infty} D_n \sum_{m=0}^{\infty} g_{mn} I_m(\lambda_2 r_2) (-1)^{m+1} \sin(n\varphi_2), \quad (8)$$

式中  $f_{mn} = K_{n+m}(\lambda_2 a) + K_{n-m}(\lambda_2 a)$ ,  $g_{mn} = K_{n+m}(\lambda_2 a) - K_{n-m}(\lambda_2 a)$ ,  $\lambda_1 = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \epsilon_1 \mu_0}$ ,  $\lambda_2 = \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \epsilon_2 \mu_0}$ ,  $\beta$  为纵向传播常数,  $\omega$  为工作圆频率,  $\mu_0$  为真空磁导率。根据麦克斯韦方程组可由(1)~(8)式计算出其他的场分量。

最后,把涂覆在纳米线表面的单层石墨烯看成厚度为零的导体边界,利用场的切向边界条件( $i=1,2$  分别代表 1 号纳米线和 2 号纳米线),  $E_\varphi, H_\varphi$  分别为电场和磁场的  $\varphi$  向分量:

$$\begin{cases} E_{zi1} = E_{zi2} \\ E_{\varphi i1} = E_{\varphi i2} \\ H_{zi2} - H_{zi1} = -\sigma_g E_{\varphi i1} \\ H_{\varphi i2} - H_{\varphi i1} = \sigma_g E_{zi1} \end{cases}, \quad (9)$$

可以建立一个齐次线性代数方程组:

$$[A][x] = 0, \quad (10)$$

式中  $[A]$  为系数矩阵,  $[x]$  为(1)~(4)式中的待定系数组成的一个列矢量。假设  $M$  为(5)~(8)式及其他场分量中  $n$  和  $m$  的上限值,也就是说,把无穷项求和截断为  $M$  项求和<sup>[26-29]</sup>,则  $[A]$  为一个方阵,且这个方阵由  $8 \times 8$  个子方阵  $a(i, j)$  组成。每个子方阵  $a(i, j)$  中包含  $M \times M$  个矩阵元  $a_{m,n}(i, j)$ 。根据线性代数理论,齐次线性代数方程组(10)式有解的充分必要条件是该方阵的行列式  $\Delta = 0$ , 即:

$$\Delta = \begin{vmatrix} a(0,0) & a(0,1) & a(0,2) & a(0,3) & a(0,4) & a(0,5) & a(0,6) & a(0,7) \\ a(1,0) & a(1,1) & a(1,2) & a(1,3) & a(1,4) & a(1,5) & a(1,6) & a(1,7) \\ a(2,0) & a(2,1) & a(2,2) & a(2,3) & a(2,4) & a(2,5) & a(2,6) & a(2,7) \\ a(3,0) & a(3,1) & a(3,2) & a(3,3) & a(3,4) & a(3,5) & a(3,6) & a(3,7) \\ a(4,0) & a(4,1) & a(4,2) & a(4,3) & a(4,4) & a(4,5) & a(4,6) & a(4,7) \\ a(5,0) & a(5,1) & a(5,2) & a(5,3) & a(5,4) & a(5,5) & a(5,6) & a(5,7) \\ a(6,0) & a(6,1) & a(6,2) & a(6,3) & a(6,4) & a(6,5) & a(6,6) & a(6,7) \\ a(7,0) & a(7,1) & a(7,2) & a(7,3) & a(7,4) & a(7,5) & a(7,6) & a(7,7) \end{vmatrix} = 0, \quad (11)$$

通过求解(11)式就可以得到模式的色散关系,并通过(10)式得到对应的模式的场分布。

## 4 结果与讨论

对于如图 1 所示的结构,当工作频率  $f = 51.579$  THz, 纳米线半径  $\rho = 100$  nm, 间距  $d = 50$  nm, 费米能  $E_F = 0.5$  eV 时,利用多极方法,可得到 6 个最低阶模式<sup>[32]</sup>,如表 1 所示,它们的场分布如图 3 所示。

表 1 最低阶模式

Table 1 Lowest order modes

Mode order	Name	Property
0 <sup>th</sup>	Mode 1	Ez-cos mode
	Mode 2	Ez-cos mode
	Mode 3	Ez-cos mode
1 <sup>th</sup>	Mode 4	Ez-sin mode
	Mode 5	Ez-sin mode
	Mode 6	Ez-cos mode

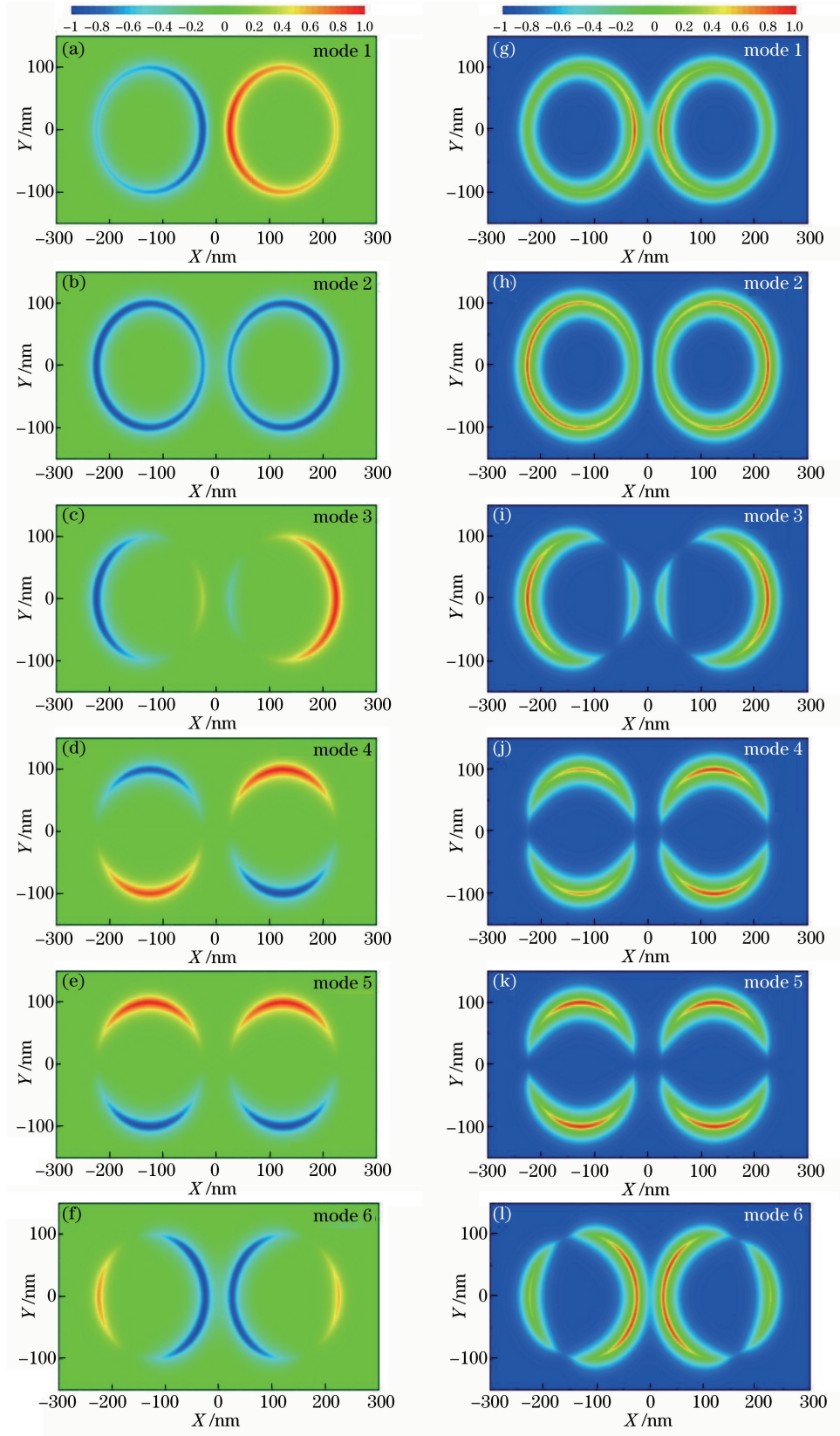


图 3  $f = 51.579$  THz,  $\rho = 100$  nm,  $d = 50$  nm,  $E_F = 0.5$  eV 时,最低阶的 6 个模式的场分布图。

(a)~(f)为纵向电场分布图;(g)~(l)为电场强度分布图

Fig. 3 Field distributions of the six lowest order modes when  $f = 51.579$  THz,  $\rho = 100$  nm,  $d = 50$  nm,  $E_F = 0.5$  eV.

(a)~(f) are the longitudinal electric field distributions; (g)~(l) are the electric field intensity distributions



图 3(a)~(f)为纵向电场分布,图 3 (g)~(l)为电场强度  $|E|$  的分布。按照纵向电场分布可以把模式分为两类:对称模式和反对称模式<sup>[33]</sup>。图 3(b)、(e)和(f)所示的模式是对称模式,其纵向电场分布是对称的,因而两纳米线之间的场存在排斥效应。图 3(a)、(c)和(d)所示的模式是反对称模式,纵向电场分布是反对称的,故两纳米线之间的场存在吸引效应。对于  $E_z\text{-cos}$  模式,如图 3(a)、(b)、(c)和(f)所示,由于其场分布集中在水平方向上,排斥(或者吸引)作用较强,所以两个纳米线上的电场向外围扩散(或者向中心汇聚)。由于  $E_z\text{-sin}$  模式的场集中在竖直方向上,如图 3(d)和(e)所示,两纳米线之间的排斥(或者吸引)作用很小,所以其场分布基本不变。计算表明,当纳米线间距变小, $E_z\text{-sin}$  模式的场分布也会出现类似  $E_z\text{-cos}$  模式中电场向外围扩散或者向中心汇聚的现象。

图 4 给出了当电介质纳米线的半径  $\rho = 100 \text{ nm}$ ,间距  $d = 50 \text{ nm}$  以及费米能  $E_F = 0.5 \text{ eV}$  时,有效折射率  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  和传播长度  $L_{\text{prop}}$  随工作频率的变化关系图。这里,有效折射率定义为  $\text{Re}(n_{\text{eff}}) = 2\pi\text{Re}(\beta)/\lambda_0$ ,传播长度定义为  $L_{\text{prop}} = \lambda_0/[4\pi\text{Im}(n_{\text{eff}})]$ 。 $\lambda_0$  为真空中的波长, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$  为有效折射率的虚部。图 4 中的实线为采用多极方法得到

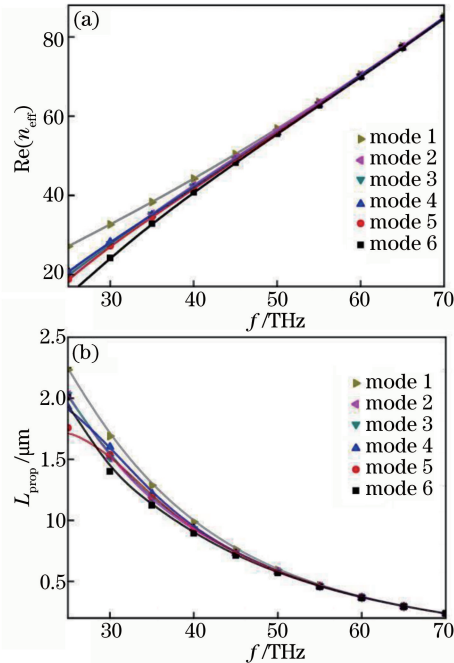


图 4  $\rho = 100 \text{ nm}$ ,  $d = 50 \text{ nm}$ ,  $E_F = 0.5 \text{ eV}$  时,  
(a)有效折射率和(b)传播长度随工作频率的变化关系图  
Fig. 4 Dependence of (a) effective refractive index and  
(b) propagation length on the operating frequency  
when  $\rho = 100 \text{ nm}$ ,  $d = 50 \text{ nm}$ ,  $E_F = 0.5 \text{ eV}$

的解析解结果,点为采用有限元方法得到的数值解结果。可以看出,二者吻合得非常好。由图 4 可知,随着工作频率  $f$  的增大,各个模式的有效折射率逐渐增大,而传播长度逐渐减小。在频率较低时,各个模式有效折射率间的差异和传播长度间的差异都较大,随着频率增大,这些差异在逐渐减小。此外,在工作频率从 25 THz 变化到 70 THz 的过程中,mode 1 的有效折射率和传播长度的值是 6 个模式中最大的。

借助于场分布,可以对这些现象给出解释。以 mode 1 为例,当其他参数固定不变,而工作频率分别 35 THz 和 55 THz 时,mode 1 的纵向电场的分布如图 5 所示。通过这两张图的对比可知,当工作频率为 35 THz 时,结构对场的约束性较弱,使得一部分场扩散到了纳米线的内部。这就表明场和石墨烯间的相互作用较弱,表现出了有效折射率较小、传播长度较长的现象。而当工作频率为 55 THz 时,结构对场的约束性较强,场被紧紧地束缚在石墨烯的表面。因此场和石墨烯间的相互作用较强,表现出了有效折射率较大、传播长度较短的现象。

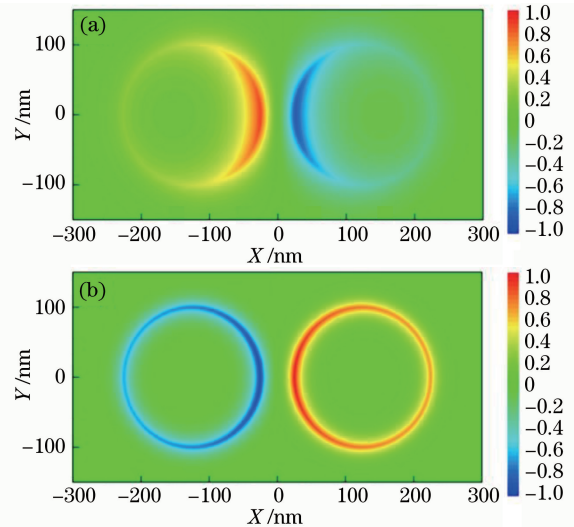


图 5 工作频率分别(a) 35 THz 和(b) 55 THz 时,  
mode 1 的纵向电场的分布图

Fig. 5 Distribution of the longitudinal electric field of mode 1 with the operating frequency of (a) 35 THz and (b) 55 THz

图 6 给出了当电介质纳米线的半径  $\rho = 100 \text{ nm}$ ,工作频率  $f = 51.579 \text{ THz}$  以及费米能  $E_F = 0.5 \text{ eV}$  时,有效折射率  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  和传播长度  $L_{\text{prop}}$  随间距  $d$  的变化关系图。图 6 中的实线为采用多极方法得到的解析解结果,点为采用有限元方法得到的数值解结果。可以看出,二者吻合得非常好。从图 6(a)中可以看出,随着间距  $d$  的增大,6 个低

阶模式的有效折射率都呈现单调减小的趋势。从图 6(b)中可看出,随着间距  $d$  的增大,各个模式的传播长度的变化情况不尽相同。mode 1 对于间距的变化很敏感,可调性也最大。当  $d$  增大时,mode 1 和 mode 4 的传播长度先增大然后逐渐减小。mode 1 和 mode 4 分别在间距为 13 nm 和 20 nm 时传播长度达到峰值。mode 2、mode 3 和 mode 5 的传播长度则保持一个相对稳定的值。mode 6 呈现缓慢增大的趋势,最终趋于一个相对稳定的值。

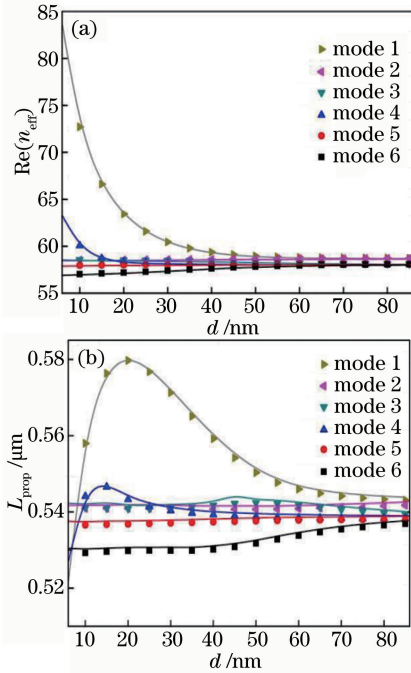


图 6  $f=51.579$  THz,  $\rho=100$  nm,  $E_F=0.5$  eV 时,  
(a)有效折射率和(b)传播长度随间距  $d$  的变化关系图  
Fig. 6 Dependence of (a) effective refractive index and (b) propagation length on the spacing  $d$  when  $f=51.579$  THz,  $\rho=100$  nm,  $E_F=0.5$  eV

借助于场分布,可以对这些现象给出解释。以 mode 1 为例,当其他参数固定不变,而间距  $d$  分别取 10, 20, 75 nm 时,mode 1 的纵向电场的分布如图 7 所示。当间距  $d=10$  nm 时,纵向电场主要集中于两条纳米线的对称中心处,两纳米线上场之间的吸引效应也非常强。但是由于两纳米线之间空间的限制,场扩展到空气中的部分较少,这就使得场与石墨烯间的相互作用较大,传播损耗较大,传播长度较小。如图 7(b)所示,当间距  $d=20$  nm 时,纵向电场主要集中于两条纳米线的对称中心处,两纳米线上的场之间的吸引效应较强。但由于两纳米线之间的间距较大,场扩展到了空气中的部分较多,导致场与石墨烯之间的相互作用较弱,传播损耗较小,传播长

度较长。当间距  $d=75$  nm 时,如图 7(c)所示,纵向电场均匀地连续分布在两个纳米线上,两纳米线上的场之间的吸引效应非常弱,也使得场与石墨烯间的相互作用非常强,损耗较大,传播长度较小。

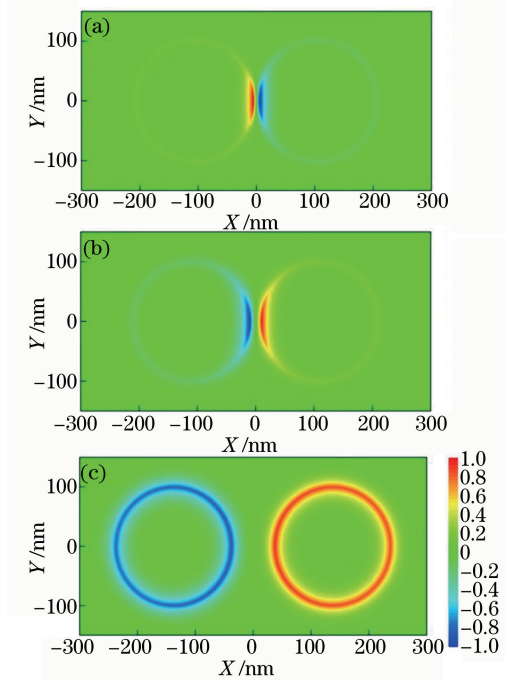


图 7 间距  $d$  分别 (a) 10 nm、(b) 20 nm 和 (c) 75 nm 时, mode 1 的纵向电场的分布图

Fig. 7 Distribution of the longitudinal electric field of mode 1 with the spacing  $d$  of (a) 10 nm, (b) 20 nm and (c) 75 nm

图 8 给出了当间距  $d=50$  nm, 工作频率  $f=51.579$  THz 以及费米能  $E_F=0.5$  eV 时,有效折射率  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  和传播长度  $L_{\text{prop}}$  随半径  $\rho$  的变化关系图。图 8 中的实线为采用多极方法得到的解析解结果,点为采用有限元方法得到的数值解结果。可以看出,二者吻合得非常好。由图 8(a)可知,随着半径  $\rho$  的增大,各个模式的有效折射率都在增大。当  $\rho < 50$  nm 时,有效折射率对半径的改变非常敏感,当  $\rho > 50$  nm 时,有效折射率随着半径的增大而缓慢增大,并趋于一个稳定的值。从图 8(b)可知,随着半径  $\rho$  的增大,mode 1 和 mode 2 的传播长度先减小,随后缓慢增大,在半径约为 35 nm 处存在最小值。同时,随着半径的增大,mode 3、mode 4、mode 5 和 mode 6 的传播长度总体呈现出增大的趋势,同时在半径为 35 nm 处有最大值。 $\rho < 40$  nm 时,这 6 个模式的传播长度对半径的变化非常敏感。

借助于场分布,可以对这些现象给出解释。以 mode 1 为例,当其他参数固定不变,而半径  $\rho$  分别为 30 nm 和 80 nm 时, mode 1 的纵向电场的分布

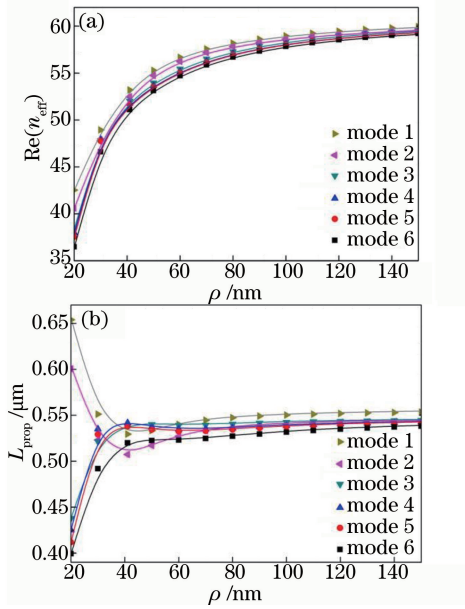


图 8  $d=50$  nm,  $f=51.579$  THz,  $E_F=0.5$  eV 时,  
(a)有效折射率和(b)传播长度随半径  $\rho$  的变化关系图  
Fig. 8 Dependence of (a) effective refractive index  
and (b) propagation length on radius  $\rho$  when  $d=50$  nm,  
 $f=51.579$  THz,  $E_F=0.5$  eV

如图 9 所示。对比图 9(a)和(b)可以发现,当纳米线的半径较小时,两电介质纳米线上的场的分布范围较小,场与石墨烯相互作用的范围较小,使得传播损耗较小,传播长度较大。当纳米线的半径较大时,两电介质纳米线上的场的分布范围及场与石墨烯相互作用的范围都较大,传播损耗较大,传播长度较小。

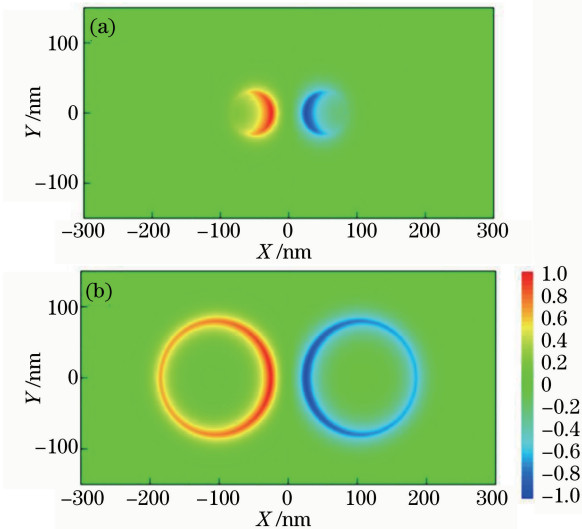


图 9 半径  $\rho$  分别 (a) 30 nm、(b) 80 nm 时,  
mode 1 的纵向电场的分布图

Fig. 9 Distribution of the longitudinal electric field of mode 1  
when  $\rho=(a)$  30 nm and (b) 80 nm, respectively

采用化学掺杂和施加偏置电压的方式可灵活地调控石墨烯的费米能。石墨烯这一独特的性质可以用来调节这种结构的传输特性<sup>[10]</sup>。图 10 给出了当纳米线的半径  $\rho=100$  nm, 间距  $d=50$  nm 以及工作频率  $f=51.579$  THz 时,有效折射率  $Re(n_{eff})$  和传播长度  $L_{prop}$  随费米能  $E_F$  的变化关系图。图 10 中的实线为采用多极方法得到的解析解结果,点为采用有限元方法得到的数值解结果。可以看出,二者吻合得非常好。由图 10 可知,随着费米能的增大,各个模式的有效折射率逐渐减小,传播长度逐渐增大。6 个模式的有效折射率之间的差异很小,传播长度间的差异也很小。

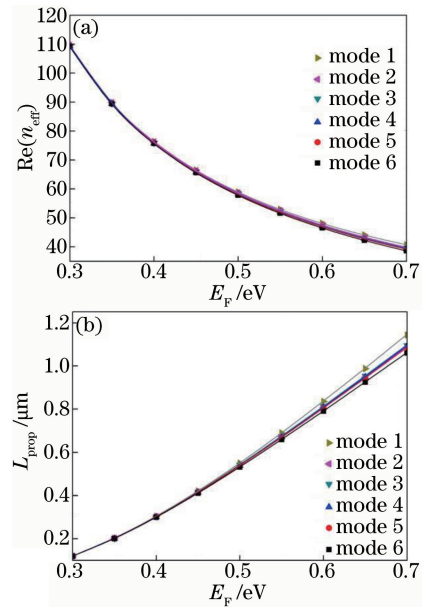


图 10  $\rho=100$  nm,  $d=50$  nm,  $f=51.579$  THz 时,  
(a)有效折射率和(b)传播长度随费米能  $E_F$  的变化关系图  
Fig. 10 Dependence of (a) effective refractive index and (b)  
propagation length on the Fermi energy  $E_F$   
when  $\rho=100$  nm,  $d=50$  nm,  $f=51.579$  THz

借助于场分布,可以对这些现象给出解释。以 mode 1 为例,当其他参数固定不变,石墨烯费米能分别为 0.4 eV 和 0.6 eV 时,mode 1 的纵向电场的分布如图 11 所示。对比图 11(a)和(b)可以发现,当石墨烯费米能较小时,结构对场的约束性非常强,场被紧紧地束缚在纳米线的表面。当石墨烯费米能较大时,结构对场的约束性比较弱。由于两根纳米线上的场相互吸引,场扩散到了两根纳米线之间的区域内。再结合图 2 可知,当石墨烯费米能较小时,石墨烯电导率的实部较大而虚部较小,传播损耗较大<sup>[2]</sup>。因此,当石墨烯费米能较小时,表现出了有效折射率较大而传播长度较小的现象。当石墨烯费米



能较大时,表现出了有效折射率较小而传播长度较大的现象。

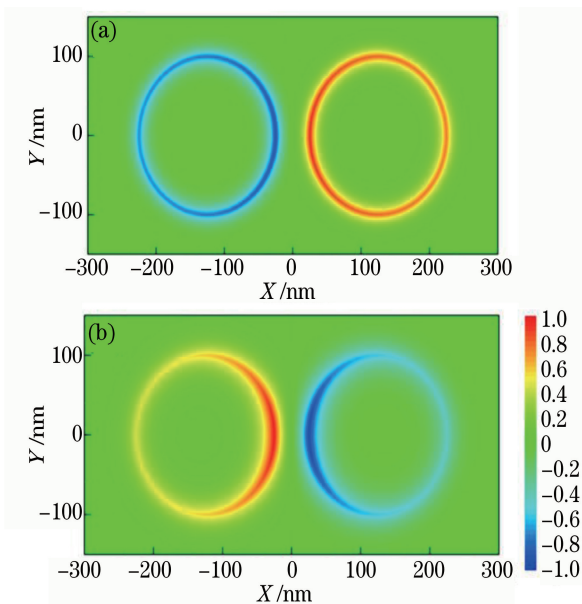


图 11 石墨烯费米能  $E_F$  分别(a) 0.4 eV 和(b) 0.6 eV 时, mode 1 的纵向电场的分布图

Fig. 11 Distributions of the longitudinal electric field of mode 1 with the Fermi energy  $E_F$  of (a) 0.4 eV and (b) 0.6 eV

## 5 结 论

采用多极展开的方法,对涂覆单层石墨烯的并行电介质纳米线所支持的模式特性进行了研究,分析了工作频率、纳米线几何结构参数和石墨烯的费米能对有效折射率和传播长度的影响。结果表明,随着工作频率的增大或费米能的减小,各个模式的有效折射率和传播长度是分别单调增大和单调减小的。由于工作频率和费米能对模式特性的影响较大,因此通过改变这两个参数可以方便快捷地调节模式特性。然而,结构的几何参数对模式特性的影响则呈现出不同的情况。随着两纳米线之间的间距增大,各个模式的有效折射率都随之减小,而传播长度的变化则不同。mode 1 和 mode 4 的传播长度都出现了峰值。mode 6 的传播长度为稍稍增大的趋势。其他模式的传播长度变化不大。当纳米线的半径增大时,虽然 6 个模式的有效折射率都为增大的趋势,但是 mode 1 和 mode 2 传播长度的变化趋势不同于其他模式传播长度的变化趋势。当纳米线的半径或间距小于 50 nm 时,几何参数对于有效折射率和传播长度的影响较大。但是,当这两个参数继续增大时,它们对模式特性的影响逐渐减小。在这些参数的变化过程中,mode 1 始终保持着最大的传

播长度,因此具有较大的应用价值。所得结果均得到了有限元法数值结果的验证。本工作可以给涂覆石墨烯的并行电介质纳米线的设计、制作和应用提供理论基础。

## 参 考 文 献

- [1] 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.
- [2] Vakil A, Engheta N. Transformation optics using graphene[J]. Science, 2011, 332(6035): 1291-1294.
- [3] Huang Z R, Wang L L, Sun B, *et al.* A mid-infrared fast-tunable graphene ring resonator based on guided-plasmonic wave resonance on a curved graphene surface[J]. Journal of Optics, 2014, 16 (10): 105004.
- [4] Wang X, Zhi L J, Müllen K. Transparent, conductive graphene electrodes for dye-sensitized solar cells[J]. Nano Letters, 2008, 8(1): 323-327.
- [5] 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.
- [6] Wang Y, Shi Z Q, Huang Y, *et al.* Supercapacitor devices based on graphene materials[J]. The Journal of Physical Chemistry C, 2009, 113 (30): 13103-13107.
- [7] Lu G H, Ocola L E, Chen J H. Gas detection using low-temperature reduced graphene oxide sheets[J]. Applied Physics Letters, 2009, 94(8): 083111.
- [8] Dimitrakakis G K, Tylianakis E, Froudakis G E. Pillared graphene: a new 3-D network nanostructure for enhanced hydrogen storage[J]. Nano Letters, 2008, 8(10): 3166-3170.
- [9] Geng L, Xie Y N, Yuan Y. Graphene-based antenna with reconfigurable radiation pattern in terahertz[J]. Laser & 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] 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.
- [11] Jablan M, Buljan H, Soljacic M. Plasmonics in graphene at infrared frequencies[J]. Physics Review



- B, 2009, 80(24): 245435.
- [12] Wang B, Zhang X, Yuan X C, *et al.* Optical coupling of surface plasmons between graphene sheets[J]. Applied Physics Letters, 2012, 100(13): 131111.
- [13] Christensen J, Manjavacas A, Thongrattanasiri S, *et al.* Graphene plasmon waveguiding and hybridization in individual and paired nanoribbons[J]. ACS Nano, 2012, 6(1): 431-440.
- [14] 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.
- [15] 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.
- [16] Zhu B F, Ren G B, Gao Y X, *et al.* Graphene-coated tapered nanowire infrared probe: a comparison with metal-coated probes [J]. Optics Express, 2014, 22(20): 24096-24103.
- [17] Bao Q L, Zhang H, Wang B, *et al.* Broadband graphene polarizer[J]. Nature Photonics, 2011, 5(7): 411-415.
- [18] Liu M, Yin X B, Ulin-Avila E, *et al.* A graphene-based broadband optical modulator[J]. Nature, 2011, 474(7349): 64-67.
- [19] Mueller T, Xia F, Freitag M, *et al.* Role of contacts in graphene transistors: a scanning photocurrent study[J]. Physics Review B, 2009, 79(24): 245430.
- [20] Bao Q L, Zhang H, Yang J X, *et al.* Graphene-polymer nanofiber membrane for ultrafast photonics [J]. Advanced Functional Materials, 2010, 20(5): 782-791.
- [21] Kim J T, Kim J, Choi H, *et al.* Graphene-based photonic devices for soft hybrid optoelectronic systems[J]. Nanotechnology, 2012, 23(34): 344005.
- [22] 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.
- [23] 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.
- [24] Sensale-Rodriguez B. Graphene-based optoelectronics [J]. Journal of Lightwave Technology, 2015, 33(5): 1100-1108.
- [25] 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.
- [26] Wijngaard W. Guided normal modes of two parallel circular dielectric rods[J]. Journal of the Optical Society of America, 1973, 63(8): 944-950.
- [27] 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.
- [28] 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.
- [29] 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.
- [30] White T P, Kuhlmeier 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.
- [31] Kuhlmeier 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.
- [32] Sun S L, Chen H T, Zheng W J, *et al.* Dispersion relation, propagation length and mode conversion of surface plasmon polaritons in silver double-nanowire systems[J]. Optics Express, 2013, 21(12): 14591-14605.
- [33] 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.