

双介质加载石墨烯表面等离子激元波导的理论分析

李 勇 张惠芳 范天馨 何 英 王 燕 白丽华

上海大学理学院物理系, 上海 200444

摘要 在介质加载石墨烯等离子激元波导的基础上设计了一种由两个高折射率介质条形成的双介质加载石墨烯表面等离子激元波导(DDLGSPPW)。采用有效折射率法和有限元法研究在 DDLGSPPW 中石墨烯表面等离子激元(GSPP)模的有效折射率随入射波长、介质条 2 的宽度、高度以及介电常数的变化规律。结果表明,通过改变 DDLGSPPW 的介质条 2 的参数来改变 GSPP 模的有效折射率和模式数目,并调节 GSPP 模在两个介质条中场分布情况,表现出的性质和四层介质平板波导的性质很相似。DDLGSPPW 的这种性质使其有望在集成光学器件中产生新的应用价值。

关键词 表面光学; 等离子激元; 波导; 有限元法; 有效折射率法; 石墨烯

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.0724001

Theoretical Analysis of Double Dielectric Loaded Graphene Surface Plasmon Polariton

Li Yong Zhang Huifang Fan Tianxin He Ying Wang Yan Bai Lihua

Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China

Abstract Based on the dielectric loaded graphene plasmon waveguide the double dielectric loaded graphene surface plasmon polariton waveguides (DDLGSPPW) is proposed using two refractive index dielectrics. The change rule of effective refractive indices of graphene surface plasmon polariton (GSPP) modes versus incident wavelength, width, height and dielectric constant of dielectric 2 in DDLGSPPW are studied, using the effective index method and the finite element method. The results show that the characters of the obtained and the four layer dielectric slab waveguide are similar, through changing the effective refractive indices and the modulus with the parameter of dielectric 2, and adjusting the distribution of the two dielectrics mode. The characters of DDLGSPPW may have new application value in the integrated optical devices.

Key words optics at surfaces; plasmons; waveguide; finite element method; effective index method; graphene

OCIS codes 240.6680; 250.5403; 230.7370

1 引 言

表面等离子激元(SPP)是沿两个介质的分界面传播的电磁波,在偏离分界面时,其振幅随距离的增加按指数衰减^[1-2]。SPP有许多潜在的应用价值,如亚波长光学,数据存储,光传感器、超分辨率成像、波长分束器、光吸收器等^[3-4],尤其是在亚波长范围,即在纳米技术中需要实现高集成的光路中,SPP为限制和控制电磁波提供了一个很有前途的方法^[5]。

石墨烯即单层石墨片,是碳晶体家族中的一位新成员,具有独特的单原子层的二维晶体结构,集多种优异特性于一身,如超高的载流子迁移率、电导率、热导率、透光性、强度等^[6-11]。

收稿日期: 2016-02-02; **收到修改稿日期:** 2016-03-08

基金项目: 国家自然科学基金(11204170)

作者简介: 李 勇(1990—),男,硕士研究生,主要从事石墨烯表面等离子激元波导方面的研究。

E-mail: liyong7895@foxmail.com

导师简介: 张惠芳(1967—),女,博士,副研究员,主要从事固体中电磁感应光透明、超材料界面的表面等离子激元性质理论方面的研究。E-mail: hfzhang1967@shu.edu.cn(通信联系人)

目前,石墨烯表面等离子激元(GSPP)已经成为物理领域中的一个研究热点^[12-14]。和贵金属相比,GSPP 具有很多的优点,如低损耗、长传播距离^[13]、深亚波长、高局域性等^[15-16]。另外,GSPP 还具有动态可调性,即可通过改变门电压或者化学掺杂来调节石墨烯的表面电导率,从而控制 GSPP,此性质大大推动了可调谐等离子激元器件^[17]的发展。GSPP 波导引起了众多科学家的关注,多种基于 GSPP 的波导已经在理论上提出,并通过实验验证^[11,17-19]。既有采用真实的石墨烯纳米带设计成的波导^[12,18,20],又有采用通过在石墨烯片上加载偏电压形成虚拟纳米带设计的波导^[17,19,21],还有利用不同介质对 SPP 的束缚不同^[22-23]或者通过在石墨烯表面加载不同偏置电压改变电导率从而改变对石墨烯表面等离子激元的束缚等^[24]设计的波导。

本文根据文献^[23],在介质加载石墨烯等离子波导(DLGPPW)波导的基础上,设计一种由两个高折射率介质条紧挨在一起形成的双介质加载石墨烯表面等离子激元波导(DDLGSPPW)。分别采用有效折射率法(EIM)和有限元法(FEM)讨论在 DDLGSPPW 中 GSPP 模的有效折射率随入射波长、介质条 2 宽度、高度及相对介电常数的变化规律。研究发现可通过改变 DDLGSPPW 的介质条 2 的参数来改变 GSPP 模的有效折射率和模式数目,并调节 GSPP 模在两个介质条中场分布情况,这和四层介质平板波导的性质很相似。DDLGSPPW 的这种性质使其有望在集成光学器件中有潜在的应用价值。

2 理论模型

DDLGSPPW 的几何结构如图 1(a)所示。宽度为 w_1 ,高度为 d_{21} 的介质条 1 堆叠在单层石墨烯上,介质条 1 的相对介电常数为 ϵ_{r21} ;宽度为 w_2 ,高度为 d_{22} 的介质条 2 并排紧靠在介质条 1 旁边,其相对介电常数为 ϵ_{r22} ;介质 4 为基底,其相对介电常数为 ϵ_{r4} ,占据 $y < 0$ 的半无限空间;覆盖层为空气。由于介质条 1 和 2 的折射率都大于空气的折射率,与石墨烯-空气界面相比,在石墨烯-介质界面会导致较高的折射率,因而 GSPP 模将被限制在介质条 1 和 2 中,这种性质和导模在四层介质平板波导中传播很相似。

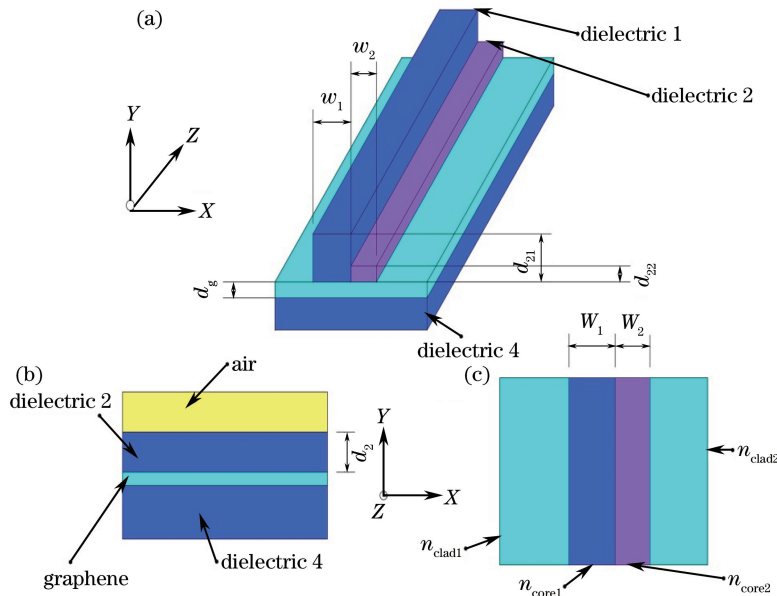


图 1 (a) 双介质加载石墨烯等离子激元波导的结构示意图;

(b) 等效四层石墨烯等离子激元结构; (c) 等效四层平板波导结构

Fig. 1 (a) Schematic of the double dielectric loaded graphene surface plasmon polariton waveguide;

(b) equivalent four-layer structure of graphene plasmon structure; (c) equivalent four-layer planar waveguide structure

采用有效折射率法和有限元法来分析 DDLGSPPW 中 GSPP 模的性质。对于有效折射率法,如图 1(c)所示,介质条 1 和 2 分别充当四层平板波导的两个纤芯层,其折射率分别为 n_{core1} 、 n_{core2} 。 n_{core1} 和 n_{core2} 的值取决于介质条 1 和 2 的高度以及相对介电常数等,且等于图 1(b)中四层界面结构中 GSPP 模的有效模指数,其值可通过色散关系来求得^[25];

$$\exp(-2k_{s2}d_2) = \frac{1 + \frac{\epsilon_{r2}k_{s1}}{\epsilon_{r1}k_{s2}} \left(1 + \frac{\epsilon_{r2}k_{s3}}{\epsilon_{r3}k_{s2}}\right) \left(1 + \frac{\epsilon_{r3}k_{s4}}{\epsilon_{r4}k_{s3}}\right) + \left(1 - \frac{\epsilon_{r2}k_{s3}}{\epsilon_{r3}k_{s2}}\right) \left(1 - \frac{\epsilon_{r3}k_{s4}}{\epsilon_{r4}k_{s3}}\right) \exp(-2k_{s3}d_g)}{1 - \frac{\epsilon_{r2}k_{s1}}{\epsilon_{r1}k_{s2}} \left(1 - \frac{\epsilon_{r2}k_{s3}}{\epsilon_{r3}k_{s2}}\right) \left(1 + \frac{\epsilon_{r3}k_{s4}}{\epsilon_{r4}k_{s3}}\right) + \left(1 + \frac{\epsilon_{r2}k_{s3}}{\epsilon_{r3}k_{s2}}\right) \left(1 - \frac{\epsilon_{r3}k_{s4}}{\epsilon_{r4}k_{s3}}\right) \exp(-2k_{s3}d_g)}, \quad (1)$$

式中 $k_{s1} = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_{r1}}$, 类似可得 k_{s2} 、 k_{s3} 、 k_{s4} ; 其中 k_{s1} 、 k_{s2} 、 k_{s3} 、 k_{s4} 分别为图 1(b) 层结构中 SPP 在四个介质中的衰减常数。 β 为四层界面结构中沿石墨烯表面 GSPP 的波矢分量; k_0 为真空中波数, $k_0 = \omega/c$; ϵ_{r1} 、 ϵ_{r4} 分别为空气、介质 4 的介电常数, ϵ_{r3} 为石墨烯的等效介电常数; d_g 为石墨烯层的厚度, d_2 和 ϵ_{r2} 分别为图 1(b) 四层界面结构中介质 2 的高度和介电常数。

在所研究的频率范围内, 石墨烯表面只能支持横磁(TM)模, 即相当于在等效介质平板波导中的横电(TE)模, 四层等效介质平板波导 TE 模的本征方程为^[26]

$$\tan(k_{w1}\omega_1) - \left(\frac{p_0}{k_{w1}} + \frac{p_2}{k_{w1}}\right) \left/ \left(1 - \frac{p_0 p_2}{k_{w1}^2}\right) \right. = 0, \quad (2)$$

式中 $P_2 = k_{w2} \tan[\arctan(p_2/k_{w2}) - k_{w2}\omega_2]$, $k_{w1} = k_0 \sqrt{(n_{\text{core1}}^2 - n_{\text{eff}}^2)}$, $k_{w2} = k_0 \sqrt{(n_{\text{core2}}^2 - n_{\text{eff}}^2)}$, $p_0 = k_0 \sqrt{(n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{clad1}}^2)}$, $p_2 = k_0 \sqrt{(n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{clad2}}^2)}$, ω_1 、 ω_2 分别为介质条 1 和 2 的宽度, n_{eff} 为 GSPP 模在 DDLGSPPW 中有效折射率。

可根据 $n = \beta/k_0$ 来分别求覆盖层和纤芯层的折射率 n_{clad1} 、 n_{core1} 、 n_{core2} 、 n_{clad2} 。其中 β 可通过求解(1)式获得, 由于(1)式很复杂, 且含有许多参数, 所以只能求出 β 的数值解。另外, 需要说明的是, 当求解 n_{clad1} 、 n_{clad2} 时, 相当于介质 2 的厚度为零, 则 $n_{\text{clad1}} = n_{\text{clad2}} = n_{\text{clad}}$ 。把所得到 n_{clad1} 、 n_{core1} 、 n_{core2} 、 n_{clad2} 的数值解带入(2)式, 便能求得 DDLGSPPW 的有效折射率 n_{eff} 的数值解。由此可见, n_{eff} 取决于 DDLGSPPW 的结构参数, 如 ϵ_{r21} 、 ϵ_{r22} 、 ϵ_{r3} 、 ϵ_{r4} 、 d_{21} 、 d_{22} 、 ω_1 和 ω_2 等。导波模的截止条件为 $\text{Re}(n_{\text{eff}}) = \text{Re}(n_{\text{clad}})$ 。 n_{eff} 的实部对应于 GSPP 模在 DDLGSPPW 中的波长 $\lambda_{\text{GSPP}} = \lambda_0 / \text{Re}(n_{\text{eff}})$, λ_0 为真空中波长, n_{eff} 的虚部对应于传播损耗, 决定传播长度 $L = \lambda_0 / [2\pi \text{Im}(n_{\text{eff}})]$ ^[23]。

对于有限元法, 使用软件 Comsol 对所设计的波导进行建模仿真, 并将所得结果与 EIM 结果进行对比。

在模拟计算中, 介质条 1 和基底的相对介电常数为 3.92, 石墨烯的厚度为 0.5 nm, $\epsilon_{r3} = 2.5 + i\sigma(\omega)/\omega\epsilon_0 d_g$ ^[23], $\sigma(\omega)$ 为石墨烯电导率, 可通过无序相位近似推导出^[27]:

$$\sigma(\omega) = \frac{i2e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})} \ln \left[2 \cos h \left(\frac{E_F}{2k_B T} \right) \right] + \frac{e^2}{4\hbar} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left(\frac{\hbar \omega - 2E_F}{2k_B T} \right) - \frac{i}{2\pi} \ln \frac{(\hbar \omega + i\hbar \tau^{-1} + 2E_F)^2}{(\hbar \omega + i\hbar \tau^{-1} - 2E_F)^2 + 4(k_B T)^2} \right], \quad (3)$$

式中 $T = 300$ K, k_B 是玻尔兹曼常数, ω 为角频率, E_F 为费米能级, $\tau = \mu E_F / (eV_F^2)$ 是载流子弛豫时间, μ 为电子迁移率, $V_F = 10^6$ m/s 为费米速度。仿真中选择的费米能级和载流子迁移率分别为 0.5 eV, 10000 cm²/(V·s)。

3 结果和讨论

在 DDLGSPPW 中, 分别用 EIM 和 FEM 两种方法来讨论波长、介质条 2 的宽度、高度及相对介电常数的变化对 GSPP 模的影响。

3.1 DDLGSPPW 中 GSPP 模的有效折射率随波长的变化

讨论在 $\omega_1 = 200$ nm, $\omega_2 = 100$ nm, $d_{21} = 30$ nm, $d_{22} = 20$ nm, $\epsilon_{r22} = 3.92$ 条件下, DDLGSPPW 中 GSPP 模的有效折射率 n_{eff} 随波长的变化情况, 如图 2 所示。图 2(a) 和 (b) 分别对应于 GSPP 模的有效折射率 n_{eff} 的实部和虚部随波长的变化情况。图 2(a) 和 (b) 中对应颜色及线型曲线代表意义相同, 图中实线表示 EIM 的计算结果, 虚线表示 FEM 的模拟结果, 点画线表示纤芯层的折射率 n_{core} 和覆盖层的折射率 n_{clad} , 箭头表示模式的阶数。由图 2(a) 可知, 随着波长的增大, $\text{Re}(n_{\text{core1}})$, $\text{Re}(n_{\text{core2}})$, $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 以及 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 都有减小的趋势。1st 模位于 $\text{Re}(n_{\text{core1}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 之间, 其余高阶模介于 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 之间。随着波长的增大, 高阶模逐渐消失, 然而 1st 模却没有截止波长, 当波长较大时, 1st 模的有效折射率小于 n_{core2} , 介于

$Re(n_{core2})$ 和 $Re(n_{clad})$ 之间。由图 2 可知, GSPP 模的有效折射率实部的 EIM 计算结果和 FEM 的模拟结果呈现相同的变化趋势, 当远离截止波长时, EIM 的计算结果和 FEM 的模拟结果吻合的很好, 而当接近截止波长时, EIM 的计算结果和 FEM 的模拟结果的偏差变大。

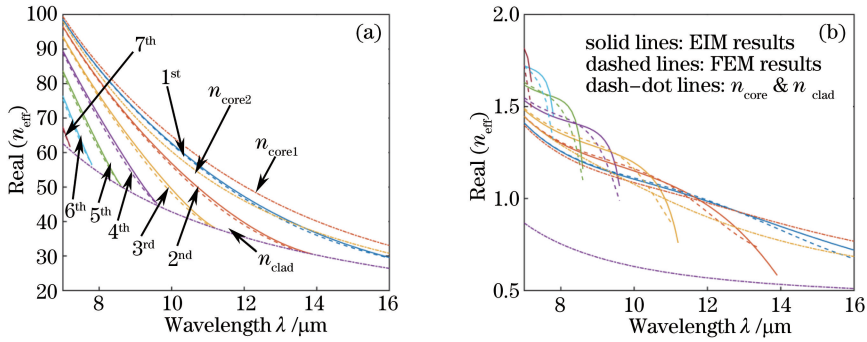


图 2 有效折射率(a) 实部和(b) 虚部随波长的变化

Fig. 2 (a) Real part and (b) imaginary part of the effective refractive index versus the wavelength

图 3(a)和(b)分别为 $\lambda=8 \mu\text{m}$ 和 $\lambda=10 \mu\text{m}$ 时 3^{rd} 模的场分布图。对比图 3(a)和(b)可以发现, 3^{rd} 模在介质条 1 和 2 中都为振荡模, 因为此时 $Re(n_{eff})$ 介于 $Re(n_{core2})$ 和 $Re(n_{clad})$ 之间。当 $\lambda=8 \mu\text{m}$ 时, GSPP 模式场被紧紧束缚在波导结构中, 介质条拐角处的场很小, 此时 FEM 与 EIM 偏差很小。而当 $\lambda=10 \mu\text{m}$ 时, 接近截止波长, 波导对 GSPP 模式的侧向束缚变弱, 介质条拐角处的场增强不能被忽略, 又因为 EIM 并不适用于拐角处的场强, 所以结果有较大偏差。

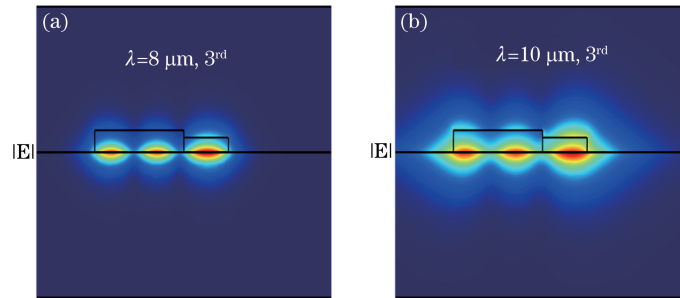


图 3 (a) $\lambda=8 \mu\text{m}$ 和(b) $\lambda=10 \mu\text{m}$ 时 3^{rd} 模的模场分布图

Fig. 3 Mode field distribution of the 3^{rd} mode when (a) $\lambda=8 \mu\text{m}$ and (b) $\lambda=10 \mu\text{m}$

3.2 DDLGSPPW 中 GSPP 模的有效折射率随介质条 2 的宽度的变化

研究在 DDLGSPPW 中, 当固定波长 $\lambda=8 \mu\text{m}$, $d_{21}=30 \text{ nm}$, $d_{22}=20 \text{ nm}$, $w_1=200 \text{ nm}$, $\epsilon_{r22}=3.92$ 时, 介质条 2 的宽度 w_2 对 GSPP 模的有效折射率的影响。图 4(a)和(b)分别对应 GSPP 模的有效折射率实部和虚部随介质条 2 的宽度 w_2 的变化情况。从图 4(a)可以看出, 随着 w_2 的增加, $Re(n_{core1})$, $Re(n_{core2})$ 和

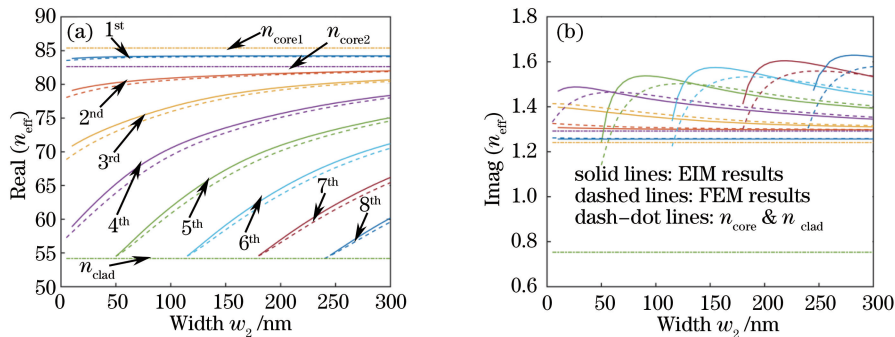


图 4 DDLGSPPW 中 GSPP 模有效折射率的(a) 实部和(b) 虚部随介质条 2 的宽度的变化

Fig. 4 (a) Real part and (b) imaginary part of the effective refractive index of the GSPP mode in DDLGSPPW versus the width of dielectric 2

$\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 保持不变, 但各阶模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 增大。1st 模介于 $\text{Re}(n_{\text{core1}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 之间, 高阶模介于 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 之间。当 w_2 较小时, 1st 模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 缓慢增加, 而高阶模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 增加较快。当 w_2 较大时, 1st 模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 基本不变, 并且一直都在 $\text{Re}(n_{\text{core1}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 之间, 高阶模的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 增加变缓, 但始终介于 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 之间。另外, 需要强调的是, 随着 w_2 的增加, 高阶模的模式数量也随之增加。总体上, EIM 的计算结果和 FEM 的模拟结果趋势相同, 当接近截止宽度时偏差变大, 远离截止宽度时偏差变小。

图 5(a)和(b)分别给出了 $w_2 = 20 \text{ nm}$ 和 $w_2 = 200 \text{ nm}$ 时 1st 模的场分布图, 图 5(c)和(d)分别为 $w_2 = 20 \text{ nm}$ 和 $w_2 = 100 \text{ nm}$ 时的 4th 模的场分布图。通过对比图 5(a)和(b)可以发现 1st 模在介质条 1 中为振荡模。当 w_2 较小时, n_{eff} 受到 n_{clad} 的影响较大, 即 w_2 会较大影响 n_{eff} 。而当 w_2 较大时, n_{eff} 受 n_{clad} 的影响变小, 随之 w_2 对 n_{eff} 影响也会变小。然而当 w_2 更大时, 此时的波导如同等效不对称三层波导。对比图 5(c)和(d), 发现在接近截止宽度时, 波导对模式场的侧向限制变弱, 模式场在介质条拐角处的场增强, 由于 EIM 并不适用于拐角处的场强, 所以结果偏差变大。对比图 5(a)和(c)可以发现, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 介于 $\text{Re}(n_{\text{core1}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 时, 模式场只在介质条 1 中为振荡模, 而 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 介于 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 之间时, 模式场在介质条 1 和 2 中都为振荡模。

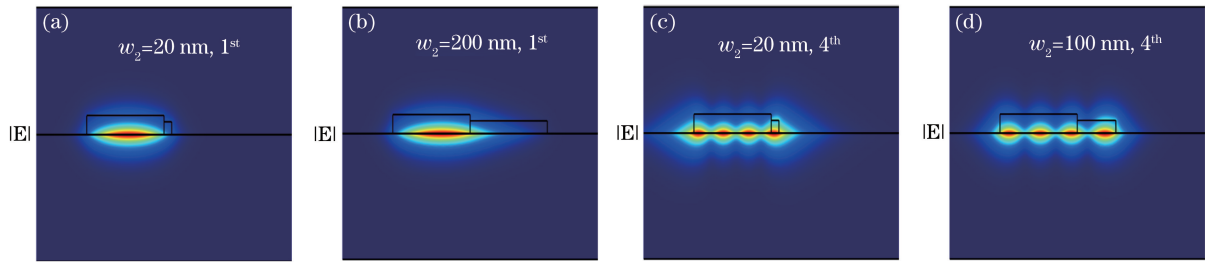


图 5 (a) $w_2 = 20 \text{ nm}$ 和(b) $w_2 = 200 \text{ nm}$ 时 1st 模场分布图; (c) $w_2 = 20 \text{ nm}$ 和(d) $w_2 = 100 \text{ nm}$ 时 4th 模场分布图

Fig. 5 Mode field distribution of the 1st mode when (a) $w_2 = 20 \text{ nm}$ and (b) $w_2 = 200 \text{ nm}$; mode field distribution of the 4th mode when (c) $w_2 = 20 \text{ nm}$ and (d) $w_2 = 100 \text{ nm}$

3.3 DDLGSPW 中 GSPP 模的有效折射率随介质条 2 高度 d_{22} 的变化

从(1)式可以看出, 在 DDLGSPW 中, 介质条 2 高度的变化会直接影响 n_{core2} 的以及 GSPP 模的有效折射率 n_{eff} 的大小, 进而影响介质条对 GSPP 的侧向限制, 从而改变波导模式的场分布。在 $\lambda = 8 \mu\text{m}$, $w_1 = 200 \text{ nm}$, $w_2 = 100 \text{ nm}$, $d_{21} = 30 \text{ nm}$, $\epsilon_{r22} = 3.92$ 条件下, 图 6(a)和(b)分别表示 GSPP 模的有效折射率的实部和虚部随介质条 2 高度 d_{22} 的变化情况。由图 6 可知, 随着介质条 2 高度的增大, $\text{Re}(n_{\text{clad}})$, $\text{Re}(n_{\text{core1}})$ 保持不变, 但 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 和各阶模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 具有增大的趋势。当 $d_{22} < 30 \text{ nm}$ 时, $\text{Re}(n_{\text{core2}}) < \text{Re}(n_{\text{core1}})$, 随着 d_{22} 的增大, $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 迅速增大, GSPP 各阶模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 也随着 d_{22} 的增大而增大, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 介于 $\text{Re}(n_{\text{core1}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 之间的模式个数逐渐减少, 然而介于 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 之

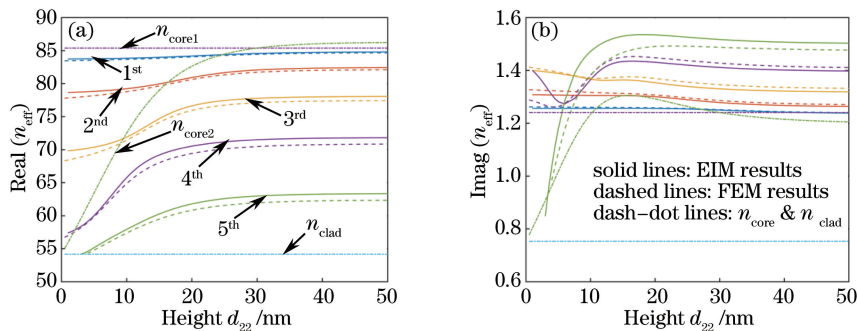


图 6 DDLGSPW 中 GSPP 模有效折射率(a) 实部和(b) 虚部随介质条 2 高度的变化

Fig. 6 (a) Real part and (b) imaginary part of the effective refractive index of the GSPP mode in DDLGSPW versus the height of dielectric 2

间的模式个数反而增加。当 $d_{22} > 30$ nm 时, $\text{Re}(n_{\text{core2}}) > \text{Re}(n_{\text{core1}})$, 并且随着 d_{22} 的增加, $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 和 GSPP 各阶模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 也缓慢增大而趋于定值, 此时各阶模都介于 $\text{Re}(n_{\text{core1}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 之间, 而介于 $\text{Re}(n_{\text{core1}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 之间的模式为零。从图中还可以发现, EIM 的计算结果和 FEM 的模拟结果趋势相同, 当接近截止条件时偏差变大, 远离时偏差变小。

图 7(a)和(b)分别为 $d_{22} = 20$ nm 和 $d_{22} = 40$ nm 时 1st模的场分布图。当 $d_{22} = 20$ nm 时, 如图 7(a)所示, 对于 1st模而言, $\text{Re}(n_{\text{core2}}) < \text{Re}(n_{\text{eff}}) < \text{Re}(n_{\text{core1}})$, 此时 1st模的场束缚在介质条 1 中且为振荡模。当 $d_{22} = 40$ nm 时, 如图 7(b)所示, 对于 1st模有 $\text{Re}(n_{\text{clad}}) < \text{Re}(n_{\text{eff}}) < \text{Re}(n_{\text{core1}}) < \text{Re}(n_{\text{core2}})$, 1st模同时在介质条 1 和介质条 2 中为振荡模。图 7(c)和(d)分别为 $d_{22} = 2$ nm 和 $d_{22} = 20$ nm 时 4th模的场分布, 当 $d_{22} = 2$ nm 时, 对于 4th模有 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 介于 $\text{Re}(n_{\text{core1}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 之间, 模式场只在介质条 1 中为振荡模, 当 $d_{22} = 20$ nm 时, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 介于 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 之间, 模式场在介质条 1 和 2 中都为振荡模, 同时还可以发现当介质拐角处场强增大且不能忽略时, EIM 不适用于拐角处的场, EIM 的计算结果和 FEM 的模拟结果偏差变大。

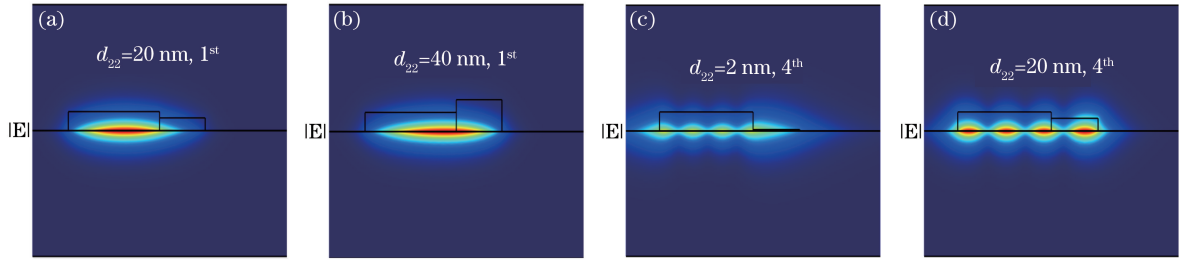


图 7 (a) $d_{22} = 20$ nm 和(b) $d_{22} = 40$ nm 时 1st模场分布; (c) $d_{22} = 2$ nm 和(d) $d_{22} = 20$ nm 时 4th模场分布

Fig. 7 Mode field distribution of the 1st mode when (a) $d_{22} = 20$ nm and (b) $d_{22} = 40$ nm; mode field distribution of the 4th mode when (c) $d_{22} = 2$ nm and (d) $d_{22} = 20$ nm

3.4 DDLGSPPW 中 GSPP 模的有效折射率随介质条 2 介电常数的变化

在 $\omega_1 = 200$ nm, $\omega_2 = 100$ nm, $d_{21} = 30$ nm, $d_{22} = 20$ nm, $\lambda = 8$ μm 条件下, 图 8(a)和(b)分别表示 GSPP 模的有效折射率 n_{eff} 实部和虚部随 ϵ_{r22} 的变化情况。从图中可以看出随着介质条 2 的介电常数 ϵ_{r22} 的增大, $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 、 $\text{Re}(n_{\text{core1}})$ 保持不变, 但 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 和各阶模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 呈现增大的趋势。对于各阶模, 当 $\text{Re}(n_{\text{eff}}) > \text{Re}(n_{\text{core2}})$ 时, 随着 ϵ_{r22} 的增大, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 缓慢增大, 当 $\text{Re}(n_{\text{eff}}) < \text{Re}(n_{\text{core2}})$ 时, 随着 ϵ_{r22} 的增大, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 的增大变快。随着 ϵ_{r22} 的增大, $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 近似线性增大, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 介于 $\text{Re}(n_{\text{core1}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 之间的模式个数逐渐减少, 然而介于 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 之间的模式个数增加, 并且模式总数增加。从图中依然可以发现, EIM 的计算结果和 FEM 的模拟结果趋势相同, 当接近截止条件时模拟结果偏差变大, 远离时结果偏差变小。

在 $\omega_1 = 200$ nm, $\omega_2 = 100$ nm, $d_{21} = 30$ nm, $d_{22} = 20$ nm, $\lambda = 8$ μm 条件下, 图 9(a)和(b)分别对应

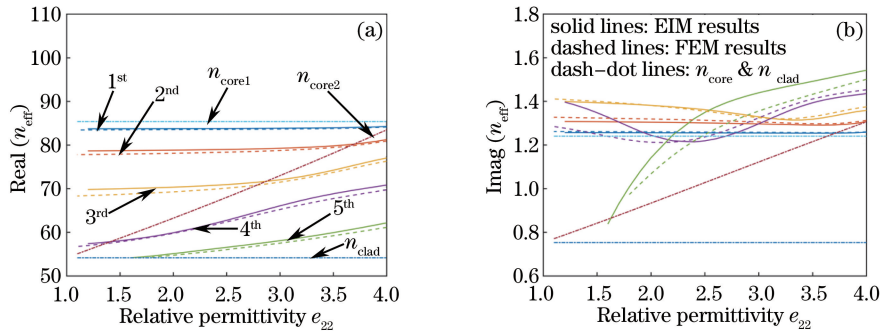


图 8 DDLGSPPW 中 GSPP 模有效折射率(a) 实部和(b) 虚部随介质 2 的介电常数的变化

Fig. 8 (a) Real part and (b) imaginary part of the effective refractive index of the GSPP mode in DDLGSPPW versus the relative permittivity of dielectric 2

于 $\epsilon_{r22} = 1.1$ 和 $\epsilon_{r22} = 3$ 时的 4th 模的场分布图。由图 9 可知, GSPP 模场在介质条拐角处, 场强增大且不能忽略, EIM 不适用于拐角处的场, 因此 EIM 计算结果与 FEM 的模拟结果偏差变大。还可以观察到 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 介于 $\text{Re}(n_{\text{core1}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 时, 模式场只在介质 1 中为振荡模, 而 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 介于 $\text{Re}(n_{\text{core2}})$ 和 $\text{Re}(n_{\text{clad}})$ 之间时, 模式场在介质 1 和 2 中都为振荡模。

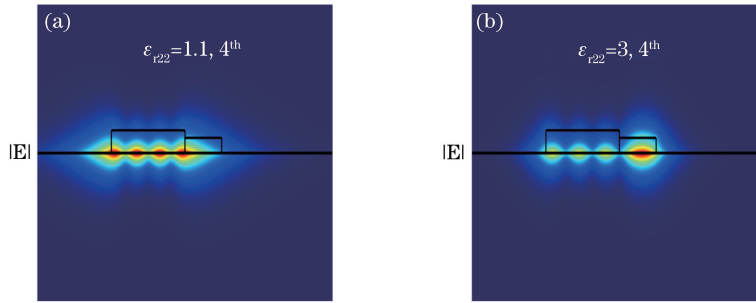


图 9 (a) $\epsilon_{r22} = 1.1$ 和 (b) $\epsilon_{r22} = 3$ 时 4th 模场分布

Fig. 9 Mode field distribution of the 4th mode when (a) $\epsilon_{r22} = 1.1$ and (b) $\epsilon_{r22} = 3$

4 结 论

在文献[23]的基础上, 设计了由两个高折射率介质条紧挨在一起形成的双介质加载石墨烯表面等离子激元波导。分别采用有效折射率法和有限元法研究了 DDLGSPPW 中石墨烯表面等离子激元模的有效折射率随入射波长、介质条 2 宽度、高度以及相对介电常数的变化情况。结果发现, 在 DDLGSPPW 中, 所选的波导结构参数下, 当远离截止条件时, EIM 的计算结果和 FEM 的模拟结果吻合的很好, 当接近截止条件时, 结果偏差变大, 但总体上 EIM 和 FEM 有着相同的变化趋势。也就是说 EIM 法可以对 DDLGSPPW 中 GSPP 模的特性给出合理的定性分析, 这对理解波导的性质和简化建模仿真有很大帮助。与此同时, EIM 的计算结果 FEM 模拟结果表明, 通过适当改变双介质加载石墨烯等离子激元波导的参数, 如宽度、高度、介电常数等, 可以改变介质条 1 和 2 中 GSPP 模的模式数目和有效折射率, 这和四层介质平板波导的性质非常相似。双介质加载石墨烯等离子激元波导的这种性质, 使其有望在集成光学器件如低损耗表面等离子波导滤波器中发挥应用价值。

参 考 文 献

- Zayats A V, Smolyaninov I I, Maradudin A A. Nano-optics of surface plasmon polaritons[J]. Physics Reports, 2005, 408(3): 131-314.
- Zhang Xu, Wu Yu, Tong Xuan, *et al.*. Study of surface plasmon polariton waveguide of silver nanowire[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(1): 0124001.
张 旭, 吴 禹, 仝 旋, 等. 银纳米线表面等离子体激元导光的研究[J]. 光学学报, 2016, 36(1): 0124001.
- Pitarke J M, Silkin V M, Chulkov E V, *et al.*. Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons[J]. Reports on Progress in Physics, 2007, 70(1): 1.
- Chen Jiajia, Sheng Pengchi, Yang Junfeng, *et al.*. Study on slow light of surface plasmon waveguide with low loss[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(11): 112401.
陈佳佳, 盛朋驰, 杨骏风, 等. 低损耗表面等离子体波导慢光传输的研究[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(11): 112401.
- Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-830.
- Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, *et al.*. Electric field effect in atomically thin carbon films[J]. Science, 2004, 306(5696): 666-669.
- Zhang Y, Tan Y W, Stormer H L, *et al.*. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene[J]. Nature, 2005, 438(7065): 201-204.
- Geim A K, Novoselov K S. The rise of graphene[J]. Nature Materials, 2007, 6(3): 183-191.
- Nair R R, Blake P, Grigorenko A N, *et al.*. Fine structure constant defines visual transparency of graphene[J]. Science,

- 2008, 320(5881): 1308.
- 10 Bonaccorso F, Sun Z, Hasan T, *et al.*. Graphene photonics and optoelectronics[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(9): 611-622.
 - 11 Christensen J, Manjavacas A, Thongrattanasiri S, *et al.*. Graphene plasmon waveguiding and hybridization in individual and paired nanoribbons[J]. *ACS Nano*, 2011, 6(1): 431-440.
 - 12 Grigorenko A N, Polini M, Novoselov K S. Graphene plasmonics[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(11): 749-758.
 - 13 Bao Q, Loh K P. Graphene photonics, plasmonics, and broadband optoelectronic devices[J]. *ACS Nano*, 2012, 6(5): 3677-3694.
 - 14 Zhai Li, Xue Wenrui, Yang Rongcao, *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.
 - 15 Jablan M, Buljan H, Soljacic M. Plasmonics in graphene at infrared frequencies[J]. *Physical Review B*, 2009, 80(24): 245435.
 - 16 Koppens F H L, Chang D E, Garcia de Abajo F J. Graphene plasmonics: A platform for strong light-matter interactions [J]. *Nano Letters*, 2011, 11(8): 3370-3377.
 - 17 Vakil A, Engheta N. Transformation optics using graphene[J]. *Science*, 2011, 332(6035): 1291-1294.
 - 18 Nikitin A Y, Guinea F, García-Vidal F J, *et al.*. Edge and waveguide terahertz surface plasmon modes in graphene microribbons[J]. *Physical Review B*, 2011, 84(16): 161407.
 - 19 Forati E, Hanson G W. Surface plasmon polaritons on soft-boundary graphene nanoribbons and their application in switching/demultiplexing[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(13): 133104.
 - 20 He S, Zhang X, He Y. 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.
 - 21 Vakil A, Engheta N. One-atom-thick reflectors for surface plasmon polariton surface waves on graphene[J]. *Optics Communications*, 2012, 285(16): 3428-3430.
 - 22 Sun Y, Zheng Z, Cheng J, *et al.*. Graphene surface plasmon waveguides incorporating high-index dielectric ridges for single mode transmission[J]. *Optics Communications*, 2014, 328: 124-128.
 - 23 Xu W, Zhu Z H, Liu K, *et al.*. Dielectric loaded graphene plasmon waveguide[J]. *Optics Express*, 2015, 23(4): 5147-5153.
 - 24 Zheng J, Yu L, He S, *et al.*. Tunable pattern-free graphene nanoplasmonic waveguides on trenched silicon substrate[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5.
 - 25 Xu H J, Lu W B, Zhu W, *et al.*. Efficient manipulation of surface plasmon polariton waves in graphene[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100(24): 243110.
 - 26 Cao Zhuangqi. Guided wave optics[M]. Beijing: Science Press, 2007: 40-44.
曹庄琪. 导波光学[M]. 北京: 科学出版社, 2007: 40-44.
 - 27 Falkovsky L A, Pershoguba S S. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer[J]. *Physical Review B*, 2007, 76(15): 153410.