

介质加载石墨烯等离子体波导传输特性

王清晨, 宋 梁

上海理工大学光电信息与计算机工程学院, 上海 200093

摘要 设计了一种介质加载石墨烯等离子体波导,研究了不同结构尺寸的波导模场分布及传输特性。仿真结果表明,当石墨烯的化学势为 0.7 eV、波导脊宽度和脊高度均为 1000 nm 时,介质加载石墨烯等离子体波导的模式宽度达到最小值 1.55 μm ,传播长度达到 43.47 mm。该介质加载石墨烯等离子体波导不仅可以满足波导设计的要求,也为纳米器件的长距离传输提供了可能。

关键词 表面光学; 石墨烯; 等离子体波导; 传输特性; 介质加载

中图分类号 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP54.112401

Propagation Characteristics of Dielectric-Loaded Graphene Plasma Waveguides

Wang Qingchen, Song Liang

School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai Science and Technology, Shanghai 200093, China

Abstract A dielectric-loaded graphene plasma waveguide is proposed and the mode field distributions and propagation characteristics of the waveguides with different sizes are studied. The simulation results show that, when the chemical potential of graphene is 0.7 eV, and the ridge width and the ridge height are both 1000 nm, the mode width of dielectric-loaded graphene plasma waveguide reaches the minimum value of 1.55 μm and the propagation length reaches 43.47 mm. This dielectric-loaded graphene plasma waveguide not only can meet the requirement of waveguide design, but also provides a possibility of long-distance transmission for nano-devices.

Key words optics at surfaces; graphene; plasma waveguide; transmission characteristics; dielectric loaded

OCIS codes 240.5420; 240.6680

1 引 言

表面等离子体激元(SPPs)^[1]的导波结构能够突破传统光电子器件的衍射极限,为实现光子器件尺寸超小化提供了可能性。目前,基于 SPPs 的波导有:贵金属纳米带波导^[2-4]、三角楔金属波导^[5-6]、V 型槽金属波导^[7-8]、介质-金属-介质波导,这些波导均通过增大金属的吸收损耗来实现场的横向约束,但牺牲了电磁波在波导中的传输性能。为了进一步平衡模场的约束性与传播长度间的关系,Holmgaard 等^[9]提出了一种介质加载等离子体波导结构,提高了传播长度;随后又提出了一种长程介质加载等离子体波导结构^[10],该结构不仅能够实现光场的约束性,而且其传输长度达到了毫米数量级,但是这种结构的损耗仍较大,这是由于波导材料的电导率很大,因此在选择波导材料时应首先考虑低损耗材料。

石墨烯^[11]作为一种常用于红外和太赫兹波段的单原子层厚的纳米材料,支持表面电磁波的传播。当石墨烯具有非常低的化学势时,单层石墨烯表现出半导体性质,能够支持横电(TE)波;当石墨烯高度掺杂时,

收稿日期: 2017-05-19; **收到修改稿日期:** 2017-06-02

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(61378035)

作者简介: 王清晨(1990—),女,硕士研究生,主要从事光通信与光波导方面的研究。E-mail: 549254754@qq.com

导师简介: 宋 梁(1980—),男,博士,教授,主要从事电子通信网络、信号处理与控制、智慧城市应用等方面的研究。

E-mail: 1511825693@qq.com

其性质类似于金属薄膜,可以支持横磁(TM)极化的 SPPs^[12]。与贵金属相比,石墨烯的优点在于其损耗相当小,而且能够满足模场的约束性^[11,13-14]。

本文基于石墨烯独特的光学性质,设计了介质加载石墨烯等离子体波导结构,使用 Matlab 对石墨烯的光学参数进行计算,利用 Comsol 多物理场仿真软件分析波导几何参数对基模的影响,得出几何参数与基模电场的变化关系,并分析了该结构的传输性能随介质脊尺寸的变化规律。

2 模型结构

图 1 所示为传统介质加载等离子体波导结构示意图,由基底、缓冲层、金膜、脊以及包覆层组成。折射率 n_s 为 1.340 的聚合物构成基层,聚甲基丙烯酸酯 (PMMA) 缓冲层夹于基底和金膜之间,其折射率 n_b 为 1.493;在 PMMA 表面镀层金膜,宽度为 2000 nm,折射率 n_g 为 $0.550 + 11.500i$;介质脊是由苯并环丁烯 (BCB) 组成,折射率 n_r 为 1.535,脊宽度为 w 、脊高度为 h ;脊周围包覆层是折射率 n_a 为 1 的空气。

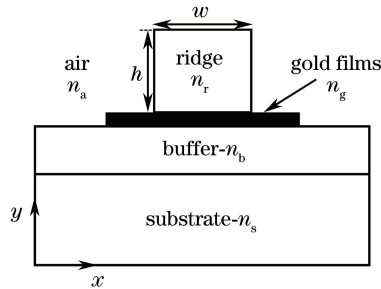


图 1 传统介质加载等离子体波导结构

Fig. 1 Structure of traditional dielectric-loaded plasma waveguide

采用厚度为 15 nm 的 Au 膜,得到基模的归一化电场分布(图 2),及传输长度随模型尺寸的变化关系(图 3)。由图 2,3 可知,金膜组成的波导能够实现场的约束性,但是传播距离很短,远远小于 1 mm。对该结构进行改进,在保持其他参数不变的情况下,用同等宽度、厚度为 1 nm 的单层石墨烯替代金,对介质加载石墨烯等离子体波导作进一步的分析。

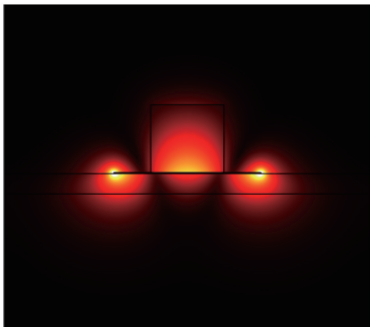


图 2 基模归一化电场分布($w=h=1000$ nm)

Fig. 2 Normalized electric field distribution of fundamental mode ($w=h=1000$ nm)

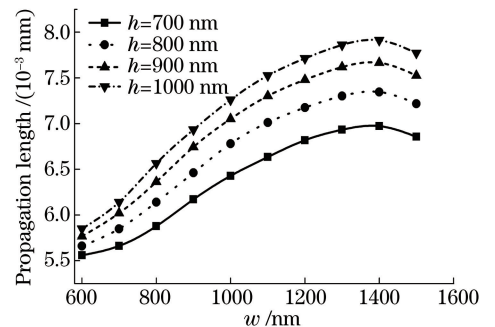


图 3 在不同脊高度下,传播距离随脊宽度的变化曲线

Fig. 3 Propagation length versus ridge width under different ridge heights

3 介质加载石墨烯等离子体波导

3.1 石墨烯特性分析

单层石墨烯具有有效电子质量小、载流子迁移率高、可调性等特点^[15]。常通过外加驱动电压改变石墨烯的化学势,从而改变其电导率^[16]。石墨烯的电导率 σ_g 表达式^[10]为

$$\sigma_g = \frac{ie^2}{\pi \hbar} \frac{u}{\omega + i\tau^{-1}} + \frac{e^2}{4 \hbar} \left[1 + \frac{i}{\pi} \ln \frac{\hbar(\omega + i\tau^{-1}) - 2u}{\hbar(\omega + i\tau^{-1}) + 2u} \right], \quad (1)$$

式中 u 为化学势; τ 为弛豫时间, 这里取为 0.5 ps ; ω 为入射光的角频率; \hbar 为约化普朗克常数; e 为电荷量。石墨烯电导率又与面内介电常数 ϵ_g 有关^[13], 即

$$\epsilon_g = 1 + \frac{i\sigma_g}{\epsilon_0\omega t}, \quad (2)$$

式中单层石墨烯的厚度 $t=1 \text{ nm}$, ϵ_0 为真空介电常数。

通过 Matlab 计算出, 当波长 λ_0 为 $1.55 \mu\text{m}$ 时, 石墨烯折射率、介电常数与化学势之间的关系曲线分别如图 4, 5 所示。

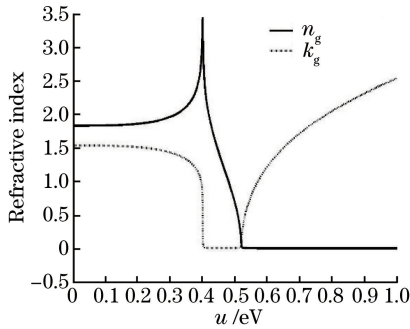


图 4 石墨烯折射率随化学势的变化曲线

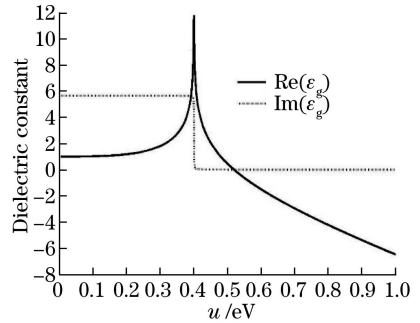


图 5 石墨烯介电常数随化学势的变化曲线

Fig. 4 Graphene refractive index versus chemical potential

Fig. 5 Graphene dielectric constant versus chemical potential

由图 4 可知, 当 $u < 0.4 \text{ eV}$ 时, 随着石墨烯化学势的增加, 其折射率的实部逐渐增加, 虚部逐渐减小; 当 $u = 0.4 \text{ eV}$ 时, 实部增加到极大值, 虚部减小到极小值; 当 $u > 0.51 \text{ eV}$ 时, 实部趋于平稳, 而虚部逐渐增加。由图 5 可知, 当 $u < 0.51 \text{ eV}$ 时, 石墨烯介电函数的实部大于零, 石墨烯表现为介质性质; 而当 $u > 0.51 \text{ eV}$ 时, 石墨烯带间跃迁占主导, 石墨烯介电函数的实部由正值变为负值, 石墨烯材料特性由介质转变为金属, 此时可以把单层石墨烯看作金属薄膜, 支持 TM 偏振的 SPPs 模。

3.2 数值仿真分析

3.2.1 几何尺寸对基模模场的影响

考虑到 SPPs 只能在金属和介质界面激发, 设置石墨烯的化学势 u 为 0.7 eV 。为寻找该波导结构支持的 SPPs 模式, 需要解 Helmholtz 方程。对于复杂的二维结构, 获得解析解相对困难。采用 Comsol 多物理场仿真软件, 在波动光学频域节点下选取模式并进行计算仿真, 分析波导几何参数对基模的影响, 得出基模电场变化关系。

当几何尺寸 w, h 的值变化时, 波导基模的归一化电场分布如图 6 所示。当 w 增加时, 模式场更多集中在脊中区域; 当 w 小于阈值时, 随着 h 的不断增大, 石墨烯和电场的相互作用逐渐增强(表现为图 6 中的深褐色区域不断增大), 导致石墨烯的损耗增大, 传播长度减小。反之, 当 w 大于此阈值时, 石墨烯的吸收损耗随着 h 的增加而减小(表现为图 6 中的深褐色区域不断减小)。

3.2.2 传输参数与脊尺寸间的关系

研究了基模的有效折射率 n_{eff} 、传播长度 L_p 、模式宽度与几何尺寸 w, h 的关系, 结果如图 7, 8 所示。其中

$$n_{\text{eff}} = k/k_0, \quad (5)$$

式中 k_0 为自由空间的波数, k 为电磁波在导波中的波数。 n_{eff} 通常为复值, 实部 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 表示场的约束性, 虚部 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$, 表示导模在波导中的归一化衰减常数。传播长度表达式为

$$L_p = \lambda_0 / [4\pi \text{Im}(n_{\text{eff}})]. \quad (6)$$

由图 7 可知, 当脊高度保持不变时, 随着介质脊宽度的减小, 模式有效折射率减小, 这是由于约束在脊区域中场的部分减小。当脊宽度小于一定值时, 其有效折射率实部小于 1.34 , 即低于基底折射率, 此时模场辐射到基底和缓冲层区域, 模式衰减常数逐渐减小, 使得传播长度增大。这是因为波导在光子模式下, 传播损耗主要来自于衬底的辐射损耗。

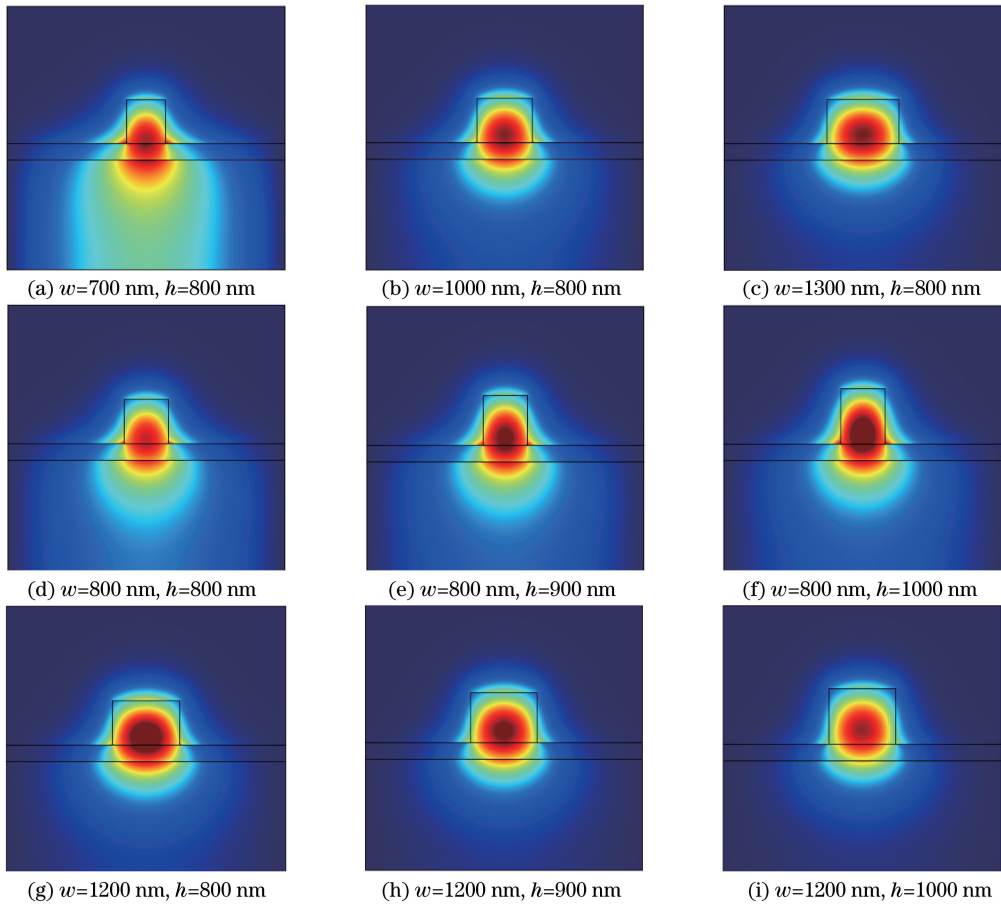
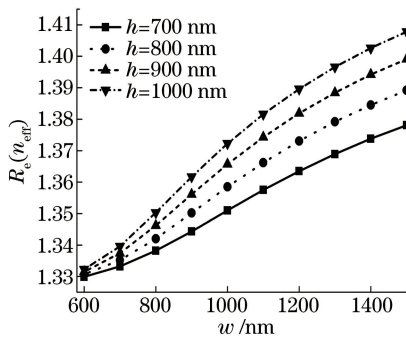
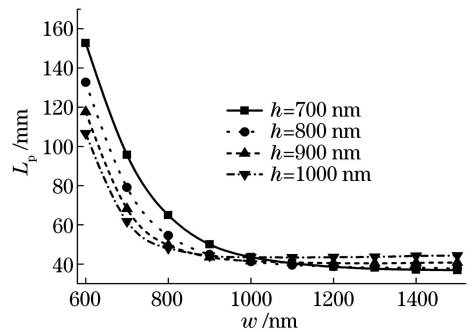


图 6 不同尺寸的波导基模归一化电场分布

Fig. 6 Normalized electric field distributions of fundamental mode for waveguides with different sizes

图 7 基模有效折射率实部随 w 、 h 的变化曲线Fig. 7 Real part of effective refractive index of fundamental mode versus w and h 图 8 基模传播长度随 w 、 h 的变化曲线Fig. 8 Propagation length of fundamental mode versus w and h

由图 8 可知,当光通信波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 时,模式的传播长度随着脊宽度的增加而逐渐减小,这是由于脊宽度的增加使得场的约束性增强,与图 6 所示结论吻合。脊宽度越大,有效模式折射率越大,传播长度越小,这通常适用于脊高度固定不变的情况。然而,当 w 为 $600 \sim 1000 \text{ nm}$ 时, $h=700 \text{ nm}$ 下的波导传播长度大于 $h=1000 \text{ nm}$ 下的波导传播长度;反之,当 w 为 $1000 \sim 1500 \text{ nm}$ 时, $h=700 \text{ nm}$ 下的传播长度小于 $h=1000 \text{ nm}$ 下的传播长度。这是由于石墨烯和模场的相互作用强度变化引起了石墨烯欧姆损耗的改变,因此传播长度也发生相应的变化。

3.2.3 几何尺寸对基模模式宽度的影响

在 SPPs 波导结构设计中,器件尺寸直接决定了器件集成度的高低,元器件的尺寸越小越有利于器件集

成。器件尺寸的主要评价指标是模式宽度和模式面积,它们都与电磁场截面大小有关。模式宽度是指电场的模值衰减到最大电场值的 $1/e$ 处所对应的宽度。

图 9 所示为模式宽度随波导脊宽度的变化曲线,可以看出,随着脊宽度的增加,模式宽度先减小后增大,这是由于当脊宽度增加到一定值时,介质脊对模场的约束作用减弱,模式宽度增大。而且每一条曲线都对应这个最小值点,其代表脊宽度的侧向模式约束最佳,因此选择脊宽度为 $900\sim 1000\text{ nm}$,同时又结合模式有效折射率、传播长度变化曲线,可知当 $w=h=1000\text{ nm}$ 时,介质加载石墨烯等离子波导既可以满足场的约束性要求又可以实现长距离传输,传输距离可以达到 43.47 mm 。

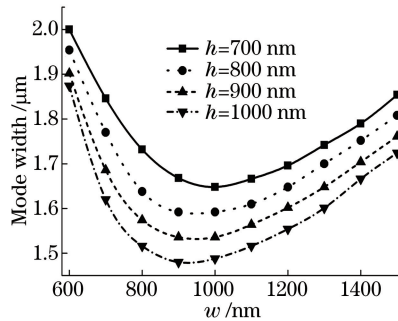


图 9 模式宽度随 w, h 的变化关系曲线

Fig. 9 Mode width versus w and h

4 结 论

在传统介质加载等离子体波导结构的基础上,设计了一种介质加载石墨烯等离子体波导,在石墨烯的化学势为 0.7 eV 时,对其 TM 模式的电场分布进行分析,得到有效模式折射率、传播长度及模式宽度随介质脊尺寸的变化关系曲线图。结果显示,当脊宽度和高度都为 1000 nm 时,波导既可以满足场的约束性要求,又具有较长的传播长度。相比传统介质加载等离子体波导,介质加载石墨烯波导结构不仅提高了波导的传输距离,还可以实现场的约束性。

参 考 文 献

- [1] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-825.
- [2] Berini P. Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width: Bound modes of asymmetric structures[J]. Physical Review B, 2000, 61(15): 10484-10503.
- [3] Berini P. Plasmon-polariton modes guided by a metal film of finite width[J]. Optics Letters, 1999, 24(15): 1011-1013.
- [4] Berini P. Plasmon-polariton modes guided by a metal film of finite width bounded by different dielectrics[J]. Optics Express, 2000, 7(10): 329-335.
- [5] Pile D F P, Ogawa T, Gramotnev D K. Theoretical and experimental investigation of strongly localized plasmons on triangular metal wedges for subwavelength waveguiding[J]. Applied Physics Letters, 2005, 87(6): 210-212.
- [6] Boltasseva A, Volkov V S, Nielsen R B. Triangular metal wedges for subwavelength plasmon-polariton guiding at telecom wavelengths[J]. Optics Express, 2008, 16(8): 5252-5254.
- [7] Pile D F P, Gramotnev D K. Channel plasmon-polariton in a triangular groove on a metal surface[J]. Optics Letters, 2004, 29(10): 1069-1071.
- [8] Bozhevolnyi S I. Effective-index modeling of channel plasmon polaritons[J]. Optics Express, 2006, 14(20): 9467-9476.
- [9] Holmgaard T, Bozhevolnyi S I. Theoretical analysis of dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides[J]. Physical Review B, 2007, 75(24): 245405.
- [10] Holmgaard T, Gosciński J, Bozhevolnyi S I. Long-range dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides[J].

Optics Express, 2010, 18(22): 23009-23015.

- [11] Jablan M, Buljan H, Soljačić M. Plasmonics in graphene at infrared frequencies[J]. Physical Review B, 2009, 80(24): 245435 .
- [12] Ooi K J A, Chu H S, Ang L K. Mid-infrared active graphene nanoribbon plasmonic waveguide devices[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2013, 30(12): 3111-3116.
- [13] Mikhailov S A, Ziegler K. New electromagnetic mode in graphene[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(1): 016803.
- [14] Sun Y, Bian Y, Zhao X. Low-loss graphene plasmonic waveguide based on a high-index dielectric wedge for tight optical confinement[C]. Lasers and Electro-Optics Frontiers in Optics, 2013: 14381182.
- [15] Geim A K, Novoselov K S. The rise of graphene[J]. Nature Material, 2007, 6: 183-191.
- [16] Gosciniak J, Tan D T H. Graphene-based waveguide integrated dielectric-loaded plasmonic electro-absorption modulators[J]. Nanotechnology, 2013, 24(18): 185202.