

带有增益介质包层的两个平行圆柱形纳米金属棒构成的表面等离子体光波导的数值模拟

秦小娟^{1,2} 郭亚楠² 薛文瑞²

(¹ 太原大学外语师范学院自然科学基础部, 山西 太原 030012)
(² 山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006)

摘要 设计了一种带有增益介质包层的两个平行圆柱形纳米金属棒构成的表面等离子体光波导, 基于频域有限差分法, 对这种波导所支持的基模的能流密度分布、有效折射率、传播长度和模式面积随几何结构参数和电磁参数的依赖关系进行了分析。结果表明, 沿纵向的能流主要分布在两个圆柱形金属棒所形成的中间区域。通过调节这种波导的几何参数及电磁参数, 可以调节模式的传播特性。在增益介质的辅助下, 传播距离明显增大。这种表面等离子体光波导可以用于光子器件集成领域和传感器领域。

关键词 表面等离子体光波导; 传输特性; 频域有限差分法; 增益介质包层

中图分类号 TN252 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.0310001

Numerical Simulation of a Surface Plasmonic Waveguide with Double Parallel Columniform Metallic Nanorods Coated with Gain Medium

Qin Xiaojuan^{1,2} Guo Yanan² Xue Wenrui²

(¹ Department of Natural Science, Normal College of Foreign Language, Taiyuan University, Taiyuan, Shanxi 030012, China)
(² College of Physics and Electronics Engineering, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China)

Abstract A kind of surface plasmonic waveguide with double parallel columniform metallic nanorods coated with the gain medium is introduced. The dependence of distribution of longitudinal energy flux density, effective index, propagation length and mode area of the fundamental mode with longer propagation length supported by this waveguide on geometrical parameters and electromagnetic parameters are analyzed using the finite-difference frequency-domain (FDFD) method. Results show that the longitudinal energy flux density distributes mainly in the middle area which is formed by the two columniform metallic rods. The propagation properties can be adjusted by changing the geometrical parameters and electromagnetic parameters. The propagation length can be extended obviously with the help of the gain medium. This kind of surface plasmonic waveguide can be applied in the field of photonic device integration and sensors.

Key words surface plasmonic waveguides; propagation properties; finite-difference frequency-domain method; gain medium coating

OCIS codes 240.6680; 230.7370; 350.5500

1 引言

近年来, 随着社会信息化进程的不断加快, 不仅

要求信息处理器的集成度越来越高, 而且要求信息处理的速度越来越快。现有的电子回路虽然可以达

收稿日期: 2010-06-25; 收到修改稿日期: 2010-11-09

基金项目: 山西省自然科学基金(2010011003-1)资助课题。

作者简介: 秦小娟(1970—), 女, 硕士研究生, 主要从事表面等离子体光波导等方面的研究。

E-mail: qinxiaojuan10@163.com

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

E-mail: wrxue@sxu.edu.cn(通信联系人)

到纳米量级,但存在固有的电阻电容(RC)延时效应,信息处理的速度难以进一步得到提高。现有的光学回路虽然具有巨大的信息处理能力,但由于衍射效应的存在,尺寸被限定在微米量级。为了克服电子技术和光学技术中存在的这些困难,纳米光子学应运而生^[1]。

在纳米光子学中,与表面等离子体激元(SPPs)相关的一些新的物理现象引起了广泛的关注。SPPs是发生在金属和电介质交界面上的一种集体电荷振荡形式,是光波与金属表面的自由电子相互耦合产生的一种电磁波。它在垂直于分界面的两个方向上均呈指数衰减,而沿分界面传播的距离可以达到几十微米^[2]。

基于 SPPs 的表面等离子体光波导(SPWs)被认为是纳米光子学中的一种重要的器件^[3]。它克服了传统光波导或光子晶体光波导中普遍存在的衍射极限,可以满足光子器件微型化和光集成芯片高密度化的要求。在过去的几年里,这种光波导成为了人们的研究热点^[4~6]。到目前为止,人们提出了具有多种几何结构的 SPWs^[7]。1997年, J. Takahara 等^[8]提出了几种基于纳米金属线和纳米金属管的 SPWs 结构,解析求解了由单根金属线构成的柱形 SPWs 的传输特性,并指出柱形 SPWs 可以用来导引直径为纳米量级的光束。2001年, U. Schroter 等^[9]研究了一种由一根纳米金属管构成的 SPWs,并对其传输特性进行了分析。2006年, F. I. Baida 等^[10]研究了一种由一根纳米金属线和一根纳米金属管构成的同轴 SPWs,并对其模式的截止波长特性进行了分析。2008年, P. F. Yang 等^[11]对这种结构的色散特性和模式变换问题进行了分析。2009年, 郭亚楠等^[12]研究了一种由 2 根并行的椭圆纳米金属棒构成的 SPWs,发现这种 SPWs 可以用来导引横向尺度为纳米量级的光束,但由于金属具有较大的

吸收损耗, SPPs 传播的距离仅仅能达到十几微米。

为了克服 SPPs 传输距离较短的困难,人们在 SPWs 中采用了增益介质来延长 SPPs 的传输距离^[13~17]。本文设计了一种带有增益介质包层的 2 个平行的圆柱形纳米金属棒构成的 SPWs。采用频域有限差分(FDFD)法对这种波导的传输特性进行分析,讨论这种波导的几何参数和电磁参数对其沿纵向的能量流、有效折射率、传播长度及模式面积的影响。

2 结构模型与计算方法

设计的 SPWs 的横截面如图 1 所示,它是由 2 根掩埋在电介质中的表面涂有增益介质的平行圆柱形纳米金属棒构成的。 $2c$ 为两棒的中心距离, r 为两棒的半径, dr 为增益介质厚度, ϵ_m , ϵ_g 和 ϵ_d 分别为金属、增益介质和包层电介质的介电常数。

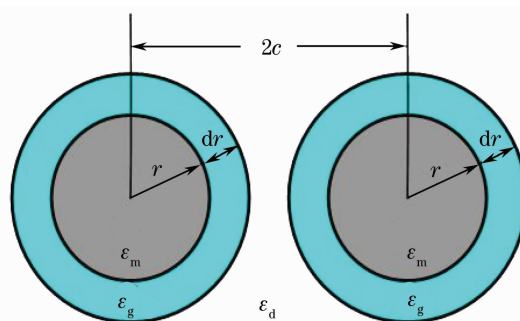


图 1 带有增益介质包层的 2 个平行的圆柱形纳米金属棒表面等离子体光波导的横截面示意图

Fig. 1 Cross section of the proposed SPWs with double parallel columniform metallic nanorods coated with gain medium

在实际制作中,这种光波导可以通过图 2 所示的原理图来获得。首先通过沉积和光刻的办法获得 4 根半圆形的带有增益介质包层的纳米金属棒,然后通过组合装配的办法获得完整的 SPWs。

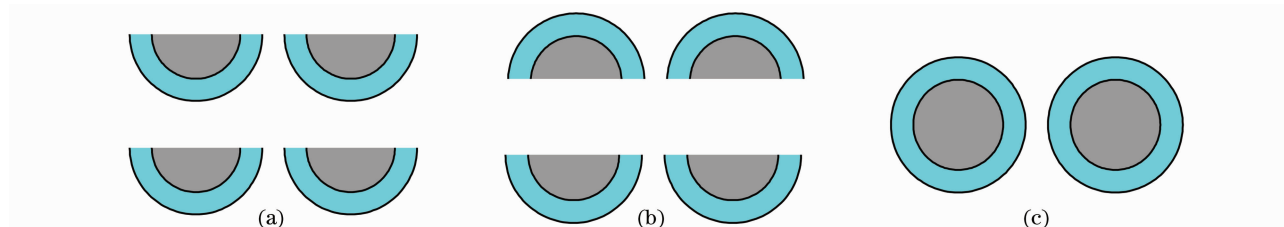


图 2 带有增益介质包层的 2 个平行的圆柱形纳米金属棒表面等离子体光波导的制作原理图。(a)获得 4 根半圆形的纳米金属棒,(b)把 4 根纳米金属棒组合,(c)通过装配获得完整的表面等离子体波导

Fig. 2 Schematic of fabricating the proposed SPW with double parallel columniform metallic nanorods coated with gain medium. (a) obtain four metallic nanorods with semicircular cross section, (b) combine these rods, (c) assemble them to a whole SPW

借助于全矢量的二维频域有限差分方法^[18~20]进行分析。这种方法是一种简单有效的数值计算方法,它从麦克斯韦方程出发,假设沿 z 方向的传播常数是 β ,每个场分量用 $\phi(x,y,z) = \phi(x,y)\exp(j\beta z)$ 来表示,这里 ϕ 代表任意场分量。依据二维 FDFD 方法原理,可以得到 2 个本征值方程

$$\begin{bmatrix} Q_{xx} & Q_{xy} \\ Q_{yx} & Q_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$\begin{bmatrix} P_{xx} & P_{xy} \\ P_{yx} & P_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中 Q_{ij} 和 P_{ij} 为系数矩阵元, E_x 和 E_y 分别为电场的 x 分量和 y 分量, H_x 和 H_y 分别为磁场的 x 分量和 y 分量。给定 SPWs 的几何参数、电磁参数和工作波长,通过解本征值(1)式就能够得到在该工作波长下的传播常数 β ,有效模折射率 n_{eff} 和每个模式在横截面内的磁场分布。这个本征值问题可以由 Arnoldi 算法^[21]来解决,该算法能够有效地处理大型复系数矩阵本征值问题。接着把传播常数 β 代入(2)式,解这个齐次线性方程组,就可以得到对应模式在横截面内的电场分布。

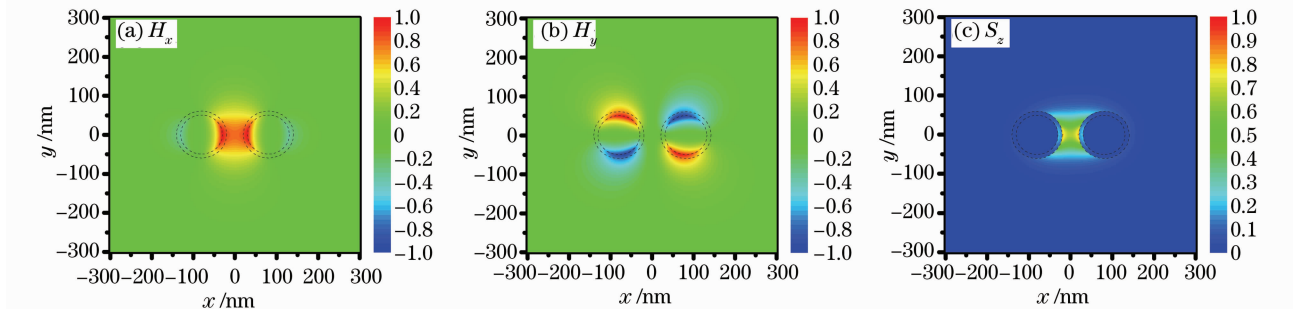


图 3 在 $r=50$ nm, $dr=10$ nm, $\epsilon_g=11.38-0.025j$ 和 $\lambda=1550$ nm 的条件下,基模的 H_x 场(a), H_y 场(b)和沿 z 轴的能量密度 S_z (c)在横截面上的分布图。虚线表示波导结构的轮廓

Fig. 3 Distributions of the field (a) H_x , (b) H_y and (c) S_z on the cross section when $r=50$ nm, $dr=10$ nm, $\epsilon_g=11.38-0.025j$ at $\lambda=1550$ nm. Dashed lines in (a), (b) and (c) indicate the outline of the structure

从图 3 可以看出,基模的 H_x 场分量关于 x 轴和 y 轴均为对称分布,而 H_y 场分量关于 x 轴和 y 轴均为反对称分布。沿 z 轴的能量密度 S_z 主要分布在 2 个圆柱形金属棒所形成的中间区域。

3.2 波导几何参数的影响

因为有效折射率 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$,传播距离 L_{prop} 和模式面积 A_m 是衡量表面等离子体光波导传播特性的几个较重要的物理量,所以下面考察如图 3 所示模式的 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, L_{prop} 和 A_m 随波导几何尺寸的变化关系。这里, $\text{Re}(n_{\text{eff}}) = \text{Re}(\beta)\lambda/(2\pi)$, $L_{\text{prop}} = 1/\text{Im}(\beta)$,将 A_m 定义为能量密度 S_z 从其最大值的 100%下降到 10%时所占据的面积。

采用 601×601 层的网格点来离散整个计算区域,其中的 20 层是用来截断网格的各向异性良匹配层。空间离散步长为 $\Delta x = \Delta y = 1.0$ nm。此 FDFD 代码已经在计算中空 SPWs^[22,23]和双椭圆纳米金属棒 SPWs^[12]的传输特性时使用过,其准确性已得到了验证。此次计算的结构和双椭圆纳米金属棒 SPWs 结构类似。计算中,取工作波长为 $\lambda = 1550$ nm,金属银、增益介质及电介质包层的介电常数分别为 $\epsilon_m = -125.7350 + 3.2330j$ ^[24], $\epsilon_g = 11.38 - 0.000j$, $11.38 - 0.025j$, $11.38 - 0.050j$ ^[15]和 $\epsilon_d = 2.0736$ 。

3 传输特性分析

3.1 模式特性

研究了如图 1 所示的带有增益介质包层的 2 个平行的圆柱形纳米金属棒 SPWs 所支持的导模的场分布情况,结果发现这种波导支持多种导模,但其中只有一种具有较长的传播距离,称其为基模。在 $r = 50$ nm, $dr = 10$ nm, $\epsilon_g = 11.38 - 0.025j$ 和 $\lambda = 1550$ nm 的条件下,基模的 H_x 场, H_y 场和沿 z 轴的能量密度 S_z 分布如图 3 所示。

图 4 分别给出了在 $\lambda = 1550$ nm, $r = 40, 50$ 和 60 nm 以及 $dr = 10$ nm, $\epsilon_g = 11.38 - 0.025j$ 的条件下, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, L_{prop} 和 A_m 随 c 的变化关系图。从图 4 可以看出,对于确定的 r , $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 随 c 的增大呈下降趋势,而 L_{prop} 和 A_m 随 c 的增大呈上升趋势。上述现象可以从图 3 所示的场分布情况得到解释:对于确定的 r ,在 c 较小的条件下,场的分布范围较小,场与金属表面的接触面积较大,场与金属银的相互作用较强,有效折射率就较大,传播距离也就较短;在 c 较大的条件下,场的分布范围较广,场与金属表面接触的面积较小,场与金属的相互作用较弱,有效折射率就较小,传播距离也就较长。

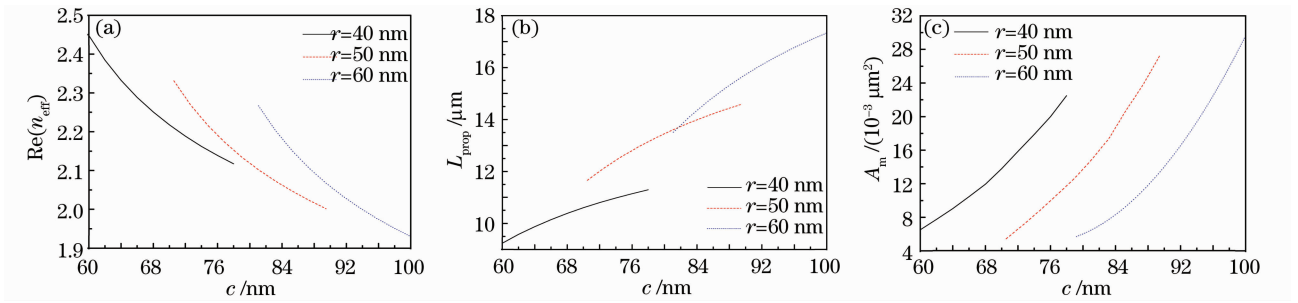


图 4 在 $\lambda=1550\text{ nm}$, $r=40, 50$ 和 60 nm 以及 $dr=10\text{ nm}$, $\epsilon_g=11.38-0.025j$ 的条件下,

(a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) L_{prop} 和 (c) A_m 随 c 的变化关系

Fig. 4 Dependence of (a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) L_{prop} and (c) A_m on c when $r=40, 50$ and 60 nm , $dr=10\text{ nm}$ and $\epsilon_g=11.38-0.025j$ at $\lambda=1550\text{ nm}$

为了搞清楚增益介质的厚度对波导传输特性的影响,计算了在 $\lambda=1550\text{ nm}$, 当 $r=50\text{ nm}$, dr 分别取 $10, 20$ 和 30 nm , 且 $\epsilon_g=11.38-0.025j$ 的条件下, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, L_{prop} 和 A_m 随 c 的变化关系, 结果如图 5

所示。从图 5 可以看出, 在 dr 确定的条件下, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 随 c 的增大而减小, 而 L_{prop} 和 A_m 随 c 的增大而增大, $dr=10\text{ nm}$ 所对应的曲线具有较大的传播距离。

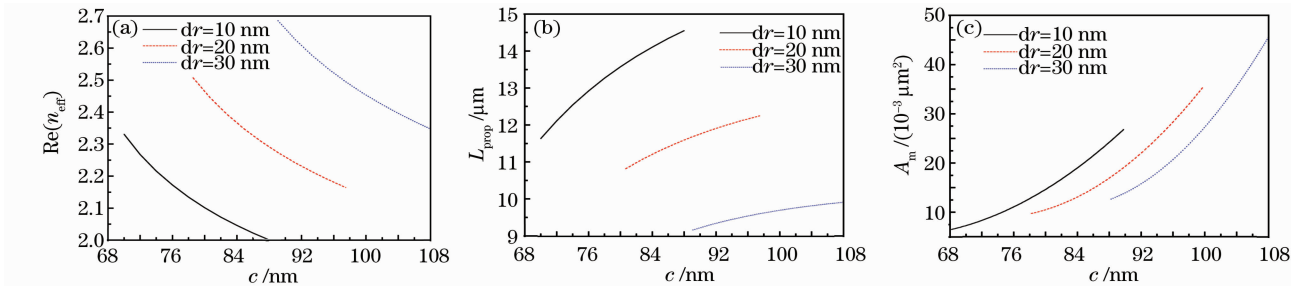


图 5 在 $\lambda=1550\text{ nm}$, 当 $r=50\text{ nm}$, dr 分别取 $10, 20$ 和 30 nm , 且 $\epsilon_g=11.38-0.025j$ 的条下, (a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$,

(b) L_{prop} 和 (c) A_m 随 c 的变化关系

Fig. 5 Dependence of (a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) L_{prop} and (c) A_m on c when $dr=10, 20$ and 30 nm , $r=50\text{ nm}$ and $\epsilon_g=11.38-0.025j$ at $\lambda=1550\text{ nm}$

为了解释图 5 所示的这种现象, 计算了在 $r=50\text{ nm}$, $dr=20\text{ nm}$, $\epsilon_g=11.38-0.025j$, $\lambda=1550\text{ nm}$ 的条件下, H_x 场、 H_y 场和沿 z 轴的能流密度 S_z 场分布, 结果如图 6 所示。从图 6 可以看出, 它们的场分布与图 3 类似, 场分布在两个圆柱形金属棒所形成的中间区域。对于确定的 dr , 在 c 较小的条件下,

场的分布范围较小, 场与金属表面的接触面积较大, 场与金属银的相互作用较强, 有效折射率就较大, 传播距离也就较短; 在 c 较大的条件下, 场的分布范围较广, 场与金属表面接触的面积较小, 场与金属的相互作用较弱, 有效折射率就较小, 传播距离也就较长。仔细观察还可以发现, 随着增益介质包层厚度

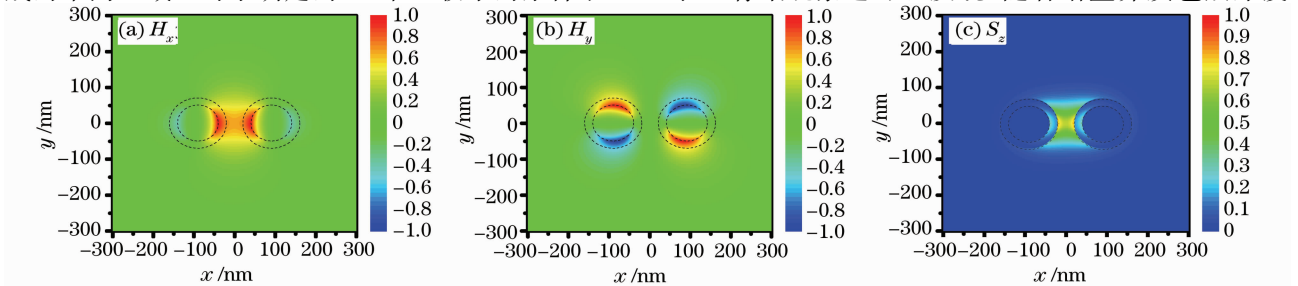


图 6 在 $r=50\text{ nm}$, $dr=20\text{ nm}$, $\epsilon_g=11.38-0.025j$, $\lambda=1550\text{ nm}$ 的条件下, 基模的 H_x 场 (a), H_y 场 (b) 和沿 z 轴的能流密度 S_z (c) 在横截面上的分布图。虚线表示波导结构的轮廓

Fig. 6 Distribution of the field of (a) H_x , (b) H_y and (c) S_z on the cross section when $r=50\text{ nm}$, $dr=20\text{ nm}$, $\epsilon_g=11.38-0.025j$ at $\lambda=1550\text{ nm}$. Dashed lines in (a), (b) and (c) indicate the outline of the structure

的增加,增益介质包层中场的分布也在增加。当 c 一定时,相对于 $dr=10$ nm 的情形(图 3)来说,在 $dr=20$ nm 的情况下(图 6),场与金属表面的相互作用增强了。进一步的计算表明,在 $dr=30$ nm 的情况下,场与金属表面的相互作用也更大。所以在图 5 中,当 c 一定且增益介质厚度增加时,场与金属间的相互作用增强,有效折射率增大,传播距离减小。

3.3 增益介质的影响

为了研究增益介质对波导的影响作用,在 $\lambda =$

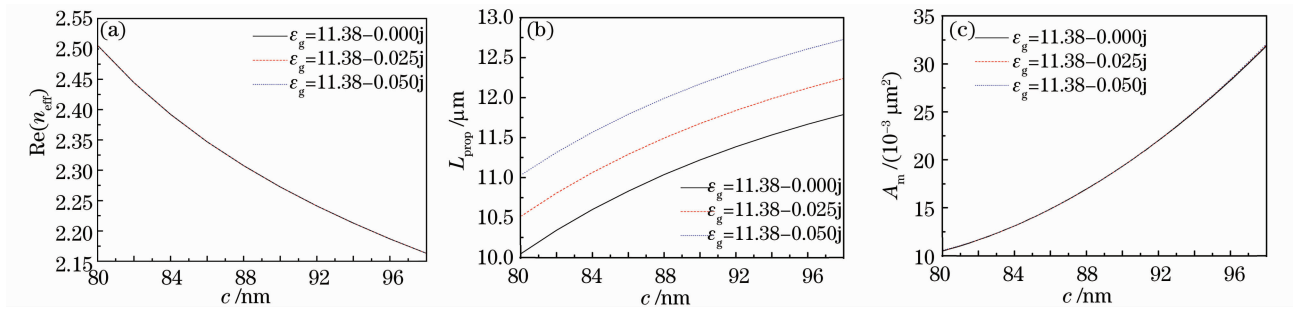


图 7 在不同 ϵ_g 的情况下(a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) L_{prop} 和(c) A_m 随 c 的变化关系

Fig. 7 Dependence of (a) $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, (b) L_{prop} and (c) A_m on c with different ϵ_g

从图 7 可以明显地看出,对于确定的 r 和 dr , $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 随 c 的增大呈下降趋势,而 L_{prop} 和 A_m 随 c 的增大呈上升趋势。在增益介质的作用下,传播距离明显增大。然而,对于不同的 ϵ_1 值,有效折射率和模式面积基本保持不变。上述现象可以从图 3 所示的场分布情况得到解释:对于确定的 r 和 dr ,在 c 较小的条件下,场的分布范围较小,场与金属表面的接触面积较大,场与金属银的相互作用较强,有效折射率就较大,传播距离也就较短;在 c 较大的条件下,场的分布范围较广,场与金属表面接触的面积较小,场与金属的相互作用较弱,有效折射率就较小,传播距离也就较长。增益介质的存在导致了传播距离的增加。

4 结 论

设计了一种带有增益介质包层的 2 个平行的圆柱形纳米金属棒构成的 SPWs。数值计算结果表明,能流密度主要分布在 2 个圆柱形金属棒所形成的中间区域。在工作波长为 $\lambda = 1550$ nm 的情况下,相对于 $r=50$ nm 的情形来说,在 r 较大情况下,场的分布范围较广,场与金属表面接触的面积较大,场与金属的相互作用较弱,有效折射率就较小,传播距离也就较长。而相对于 $dr=10$ nm 的情形来说,当增益介质厚度增大时,相应的场与金属间的相互

作用下, $\text{Re}(n_{\text{eff}})$, L_{prop} 和 A_m 对参数 c 及芯区增益介质的依赖关系如图 7 所示。假设 $\epsilon_g = \epsilon_R - j\epsilon_I$, 分别取 $\epsilon_g = 11.38 - 0.000j, 11.38 - 0.025j, 11.38 - 0.050j$, 由增益系数换算关系式 $\gamma = k_0 \epsilon_1 / \epsilon_R^{1/2}$ [14] 可知对应的增益系数分别为 $\gamma = 0$ ($\epsilon_g = 11.38 - 0.000j$), $\gamma = 300 \text{ cm}^{-1}$ ($\epsilon_g = 11.38 - 0.025j$) 以及 $\gamma = 600 \text{ cm}^{-1}$ ($\epsilon_g = 11.38 - 0.050j$)。

耦合作用增大,有效折射率增大,传播距离减小。在一定的几何参数及电磁参数下,在增益介质的作用下传播距离明显增大。通过调节波导的几何参数和电磁参数,可以调节模式的有效折射率、传播长度和模式面积。这种 SPWs 可以用于光子器件集成领域和传感器领域。

参 考 文 献

- 1 V. M. Shalaev, S. Kawata. Nanophotonics with Surface Plasmons [M]. Amsterdam: Elsevier, 2007
- 2 H. Raether. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings [M]. Berlin: Springer, 1988
- 3 W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics[J]. *Nature*, 2003, **424**(6950): 824~830
- 4 E. Ozbay. Plasmonics: merging photonics and electronics at nanoscale dimensions[J]. *Science*, 2006, **311**(5758): 189~193
- 5 S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux *et al.*. Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators [J]. *Nature*, 2006, **440**(7083): 508~511
- 6 S. A. Maier. Plasmonics: the promise of highly integrated optical devices [J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2006, **12**(6): 1671~1677
- 7 E. Feigenbaum, M. Orenstein. Modeling of complementary (void) plasmon waveguiding[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2007, **25**(9): 2547~2562
- 8 J. Takahara, S. Yamagishi, H. Taki *et al.*. Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(7): 475~477
- 9 U. Schroter, A. Dereux. Surface plasmon polaritons on metal cylinders with dielectric core[J]. *Phys. Rev. B*, 2001, **64**(12): 125420

- 10 F. I. Baida, A. Belkhir, D. Van Labeke. Subwavelength metallic coaxial waveguides in the optical range: role of the plasmonic modes[J]. *Phys. Rev. B*, 2006, **74**(20):205419
- 11 P. F. Yang, Y. Gu, Q. H. Gong. Surface plasmon polariton and mode transformation in a nanoscale lossy metallic cylindrical cable[J]. *Chin. Phys. B*, 2008, **17**(10): 3880~3893
- 12 Guo Yanan, Xue Wenrui, Zhang Wenmei. Propagation properties of a surface plasmonic waveguide with double elliptical metallic nanorods [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58**(6): 4168~4174
郭亚楠, 薛文瑞, 张文梅. 双椭圆纳米金属棒表面等离子体光波导传输特性分析[J]. *物理学报*, 2009, **58**(6): 4168~4174
- 13 M. P. Nezhad, K. Tetz, Y. Fainman. Gain assisted propagation of surface plasmon polaritons on planar metallic waveguides [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(17): 4072~4079
- 14 S. A. Maier. Gain-assisted propagation of electromagnetic energy in subwavelength surface plasmon polariton gap waveguides [J]. *Opt. Commun.*, 2006, **258**(2): 295~299
- 15 D. S. Citrin. Plasmon-polariton transport in metal-nanoparticle chains embedded in a gain medium [J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(1): 98~100
- 16 J. Grandier, G. C. des Francs, S. Massenet *et al.*. Gain assisted propagation in a plasmonic waveguide at telecom wavelength[J]. *Nano Lett.*, 2009, **9**(8): 2935~2939
- 17 G. C. des Francs, P. Bramant, J. Grandier *et al.*. Optical gain, spontaneous and stimulated emission of surface plasmon polaritons in confined plasmonic waveguide[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(16): 16327~16334
- 18 Z. Zhu, T. G. Brown. Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers[J]. *Opt. Express*, 2002, **10**(17): 853~864
- 19 S. Guo, F. Wu, S. Albin. Loss and dispersion analysis of microstructured optical fibers by finite-difference method [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(15): 3341~3352
- 20 C. Yu, H. C. Chang. Yee-mesh-based finite difference eigenmode solver with PML absorbing boundary conditions for optical waveguides and photonic crystal fibers [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(25): 6165~6177
- 21 <http://www.caam.rice.edu/software/ARPACK/>
- 22 Wenrui Xue, Ya-nan Guo, Peng Li *et al.*. Propagation properties of a surface plasmonic waveguide with double elliptical air cores [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(14): 10710~10720
- 23 Yanan Guo, Wenrui Xue, Rongcao Yang *et al.*. Numerical simulations of a surface plasmonic waveguide with three circular air cores[J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(14): 11822~11833
- 24 P. B. Johnson, R. W. Christy. Optical constants of the noble metals[J]. *Phys. Rev. B*, 1972, **6**(12): 4370~4379