

加入增益介质的表面等离子体激元耦合 共振波导传输特性理论研究*

沈云^{1)†} 范定寰¹⁾ 傅继武¹⁾ 于国萍²⁾

1) (南昌大学物理学系, 南昌 330031)

2) (武汉大学物理科学与技术学院, 武汉 430072)

(2010年12月22日收到; 2011年1月17日收到修改稿)

将增益介质加入金属环构成的表面等离子体激元耦合共振波导, 利用传输矩阵及时域有限差分方法研究了不同增益系数下该耦合共振波导的透射谱线、色散关系以及群折射率. 结果表明, 增益介质共振频率附近的反常色散及正常色散变化能有效影响由共振波导几何结构决定的色散关系曲线, 且具有相反的效果, 分别使其变得平坦和陡峭, 从而放大和缩小由共振波导几何结构决定的群折射率. 另外, 增益系数随外加抽运光改变的特点使得加入增益介质的耦合共振波导具有传输性能可灵活调节特性. 文章的研究对促进耦合共振波导在高密度光学集成中的广泛应用具有积极意义.

关键词: 增益介质, 耦合共振波导, 表面等离子体激元, 群折射率

PACS: 73.20.Mf, 42.70.Hj, 42.82.Et

1. 引言

耦合共振光波导 (CROWs)^[1,2] 是通过相邻共振腔之间的耦合来传输光波的新型波导. 因其具有独特和可控的色散特性, 能显著减慢光速, 在光脉冲延迟、光学存储、增强非线性效应等方面有潜在应用而受到广泛的关注^[3,4]. 但在 CROWs 的应用中, 由于材料的吸收、弯曲损耗^[5] 等, 整个波导的损耗会随着共振腔个数的增加而增加^[3], 尤其对于较小半径的环形共振腔, 这种情况尤其严重, 从而限制了其在高密度光学集成中的应用^[6]. 一方面, 为了减少器件尺寸, 提高光学集成, 与金属表面电磁波模式相关的表面等离子体激元 (SPPs) 被提出作为集成光子器件的构成部分, 其具有突破衍射极限和局部场增强效应特性, 能在纳米尺度上对光进行操作, 被认为是目前最有希望的纳米集成光子器件的信息载体^[7-9]. 另一方面, 为了降低损耗, 提高传输长度, 增益介质被用作损耗补偿加入波导中^[5]. 基于此, 文献[2]结合 SPPs 的优点, 将增益介质加入

金属环构成的微纳尺度 CROWs^[6], 利用传输矩阵 (TMM) 及时域有限差分 (FDTD) 方法研究了增益介质对金属环构成的 SPPs CROW 传输特性的影响. 其结果表明, 增益介质在增益系数小于 0 的情况下, 即具有增益效应时, 不仅能有效减少传输损耗, 而且由于其反常色散的存在, 增益介质的加入能显著地使整个波导的色散关系曲线变得平坦, 使波导内光传播的群速度变慢. 本文基于文献[2]的研究方法及结果, 进一步研究了增益介质在增益系数大于 0 的情况下, 其正常色散对波导色散关系及群速度的影响. 研究发现, 与加入无增益效应的普通介质 (增益系数等于 0) 相比, 所加入增益介质的增益系数大于 0 和小于 0 对整个波导的透射率、色散关系及群速度都具有截然相反的影响.

2. 结构设计及结构参数

SPPs CROW 如图 1 所示, 填充增益介质、宽度为 w 的金属狭缝构成输入/输出波导及内半径为 r 的金属环并组成有限长 CROW. 环与环、输入/输出波导与环之间的距离分别为 g_0, g_1 , 其对应的耦合

* 国家自然科学基金 (批准号: 60967003) 和江西省自然科学基金 (批准号: 2010GQW0044) 资助的课题.

† E-mail: shenyunoptics@gmail.com

系数和透射系数分别为 k_0, k_1 和 t_0, t_1 . 金属的介电常数为 ϵ_m , 增益介质的介电常数为 ϵ_d 并用 Lorentz 模型来描述^[10]: $\epsilon_d = \epsilon_\infty^d + A \cdot \omega_0^2 / (\omega_0^2 - \omega^2 - j\gamma_d\omega)$, 其中 $\epsilon_\infty^d, \omega_0$, 和 γ_d 分别为线性介电常数, 共振频率和弛豫常数, A 为 Lorentz 振荡强度, 即增益系数, $A > 0$ 及 $A < 0$ 分别对应于增益介质的正常色散及反常色散模式, $A = 0$ 则对应于一般无色散介质情况. 本文结构参数的选择与文献[2]一致, 增益介质为具有超快 (< 200 fs) 增益恢复, 嵌入半导体材料的量子点, 其 $\epsilon_\infty^d \approx 11.30, \omega_0 = 0.80$ eV (1550 nm), $\gamma_d = 0.02 \omega_0$ ^[11-13]. 金属设置为 Ag, 其介电常数在近红外波段满足 Drude 模型: $\epsilon_m = \epsilon_\infty^m - \omega_p^2 / (\omega^2 + j\gamma_m\omega)$, 其中 $(\epsilon_\infty^m, \omega_p, \gamma_m) = (1, 7.75$ eV, 0.08267 eV)^[14]. 其他结构参数分别为: $w = 20$ nm, $r = 260$ nm, $g_1 = 16$ nm, $g_0 = 12$ nm. 上述参数所对应的单个金属环共振频率为 $\Omega = 193.5$ THz (1550 nm), 即该 SPPs CROW 结构工作在光通信 1550 nm 波段. 当金属环个数设定 $N = 4$ 时, 其从输入波导至输出

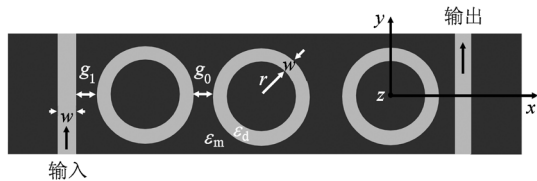


图1 SPPs CROW 结构

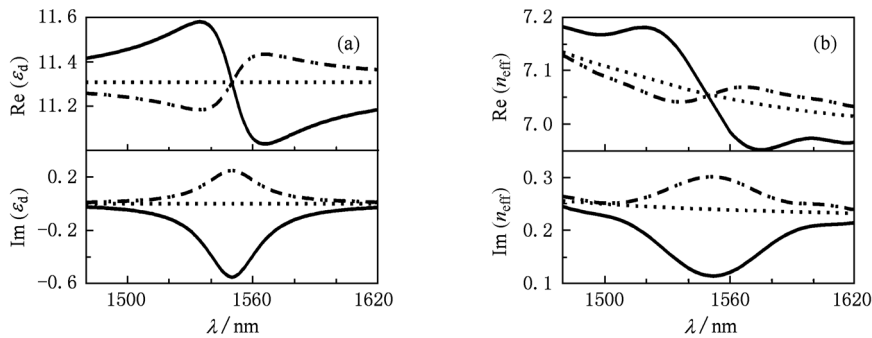


图2 不同增益强度 $A = -0.011$ (实线), 0 (点线), 0.005 (点划线) 时 (a) ϵ_d 和 (b) n_{eff} 的实部(上端)和虚部(下端)

结构参数 $g_1 = 16$ nm, $g_0 = 12$ nm 在 1550nm 附近所对应的透射系数及耦合系数分别为 $t_0 \approx 0.626, t_1 \approx 0.610$ 以及 $k_0 = -0.780i, k_1 = -0.792i$.

3. 模拟及讨论

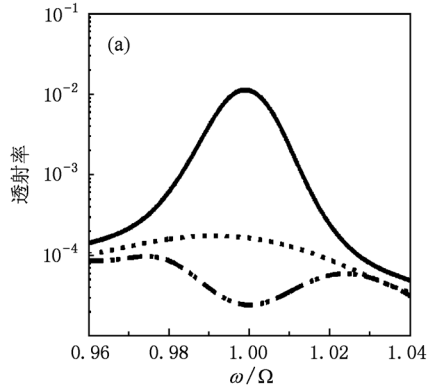
增益强度 $A = -0.011, 0, 0.005$ 的透射谱线可

波导的总传播距离为 $2.32 \mu\text{m}$ (沿 x 方向).

对不同增益系数 A , 由 Lorentz 模型计算所得增益介质的介电常数如图 2(a) 所示, 其所对应的通过 FDTD 计算并由环内场强分布周期导出的单个金属环的等效折射率如图 2(b) 所示. 图 2 中, $A = 0$ (点线) 表征普通介质 ($\epsilon_d = \epsilon_\infty^d$, 无增益效应) 情况下的介电常数 ϵ_d 和其对应的等效折射率 n_{eff} ^[15,16], $A = -0.011$ (实线) 和 0.005 (点划线) 分别描述增益介质反常色散和正常色散情况下的 ϵ_d 和 n_{eff} . 从图 2(a) 可看出, 在共振频率 1550 nm 附近, 反常色散 ($A = -0.011$) 和正常色散 ($A = 0.005$) 所对应 ϵ_d 的实部曲线斜率相反. 相应的, 所对应图 2(b) 中 n_{eff} 等效折射率实部在共振频率附近以 $A = 0$ 所对应点线为参照作趋势相反的变化, 这意味着当通过调节增益介质色散来调节其所在共振波导的色散关系及群折射率时, 增益介质的反常色散和正常色散变化对共振波导色散关系及群折射率的影响有完全不同的影响. 同时, $A = -0.011$ 和 $A = 0.005$ 所对应 ϵ_d 的虚部损耗系数 (图 2(a) 下端) 取值正负相反, 其相应折射率虚部损耗 (图 2(b) 下端) 则由在共振频率附近对应极大损耗变为对应极小损耗, 这表明增益系数小于 0 和大于 0 对波导损耗有截然相反的影响. 另外, 计算中发现, 增益系数绝对值越大, 相应曲线在共振频率附近变化越剧烈.

由 TMM 方法计算得出, 结果如图 3(a) 所示. 从图 3(a) 可看出, 当 A 从 0.005 变到 0 再变到 -0.011 时, SPPs CROW 的透射率依次增大, 共振频率 Ω (1550 nm) 所对应的透射率则由谷值 2.4×10^{-5} 变为 1.6×10^{-4} , 再变为峰值 1.1×10^{-2} , 这种变化表明, 与加入无增益效应的普通介质 (点线, 增益系数等于 0) 相比, 所加入增益介质的增益系数大于 0 (点划线) 和小于 0 (实线) 对整个波导的透射率具

有截然相反的影响,这是由于其损耗系数(图 2(a) 下端) 分别对应负值和正值造成的. 图 3(b)–(d) 为增益强度为(b) -0.011 , (c) 0 , (d) 0.005 时的磁



场强度 $|H_z|^2$ 分布,可以看出,当增益强度变化时,其传播距离做相应的变化,并与图 3(a) 中的透射率有一一对应关系.

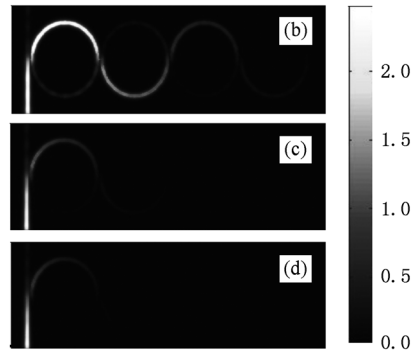


图 3 (a)不同增益强度 $A = -0.011$ (实线), 0 (点线), 和 0.005 (点划线) 的透射谱线. (b)–(d) 分别对应为增益强度为 $-0.011, 0, 0.005$ 时的场强分布

不同增益强度 $A = -0.011, 0$, 和 0.005 时的色散关系如图 4 所示. 比较图 4 中的曲线可看出,相对于一般无色散介质即仅由共振波导几何结构决定的色散关系曲线($A = 0$, 点线), 增益介质在有增益作用时($A < 0$, 反常色散, 实线) 对应更平坦的色散关系曲线, 而在 $A > 0$ (正常色散) 时, 其色散关系曲线(点划线) 反而较一般普通介质色散关系曲线($A = 0$, 点线) 陡峭, 亦即: 增益介质共振频率附近的反常色散及正常色散变化能有效影响由共振波导几何结构决定的色散关系曲线, 且具有相反的效果, 分别使其变得平坦及陡峭.

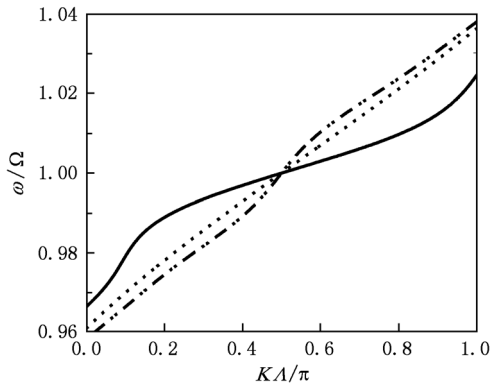


图 4 不同增益强度 $A = -0.011$ (实线), 0 (点线), 和 0.005 (点划线) 时的色散关系

群折射率 $n_g = c/v_g = dK/d\omega$, 与色散关系曲线有密切对应关系. 其中 c 为真空中的光速, v_g 为群速度, K 为波导的波矢. 不同增益强度 $A = -0.011, 0$,

和 0.005 的群折射率如图 5(a) 所示. 从图中可以看出, 增益介质反常色散($A < 0$, 图 5(a), 实线) 比一般无色散普通介质($A = 0$, 图 5(a), 点线) 能得到更大的群折射率. 其中填充一般无色散介质($A = 0$) 而由几何结构决定的群折射率在 $K\Lambda/\pi = 0.5$ 附近达到最大值 18 (图 5(a), 点线), 填充增益介质且为反常色散时($A < 0$), 最大折射率可达到 45 ($A = -0.011$, 图 5(a), 实线). 而对于正常色散($A > 0$, 图 5(a), 点划线), 其 $K\Lambda/\pi = 0.5$ 附近群折射率反而小于 18, 且由对应最大群折射率值变为对应最小群折射率值. 由此可见, 增益介质共振频率附近的反常色散及正常色散变化有放大及缩小由共振波导几何结构决定的群折射率的效应存在, 且具有相反的效果. 为进一步说明上述分析, 我们用 FDTD 模拟了不同增益强度下入射脉冲在该 4 环结构 SPPs CROW (总长度 $2.32 \mu\text{m}$) 中的时间演进过程, 结果如图 5(b) 所示, 实线、点线、点划线分别对应增益强度 $A = -0.011, 0, 0.005$ 时入射脉冲(虚线) 的时间演进轨迹. 计算中所用入射脉冲为 180 fs 半宽 (FWHM) 的 1550nm TM- 偏振(磁场方向平行于 z 轴) 高斯脉冲. 输入输出观测点分别位于输入输出波导中线 $y = -80 \text{ nm}$ 和 80 nm 处, 光强由磁场强度 $|H_z|^2$ 代表. 从图 5(b) 可以看出, 当增益强度 $A = -0.011$, 输入(点线) 输出(实线, 放大 20 倍) 之间有 360 fs 的延迟, 其对应群折射率为 $n_g = 46$, 与由 TMM 计算的结果图 5(a) 有很好的吻合. 增益强度 $A = 0$ 时, 输入(点线) 输出(点线, 放大 2000 倍) 延迟

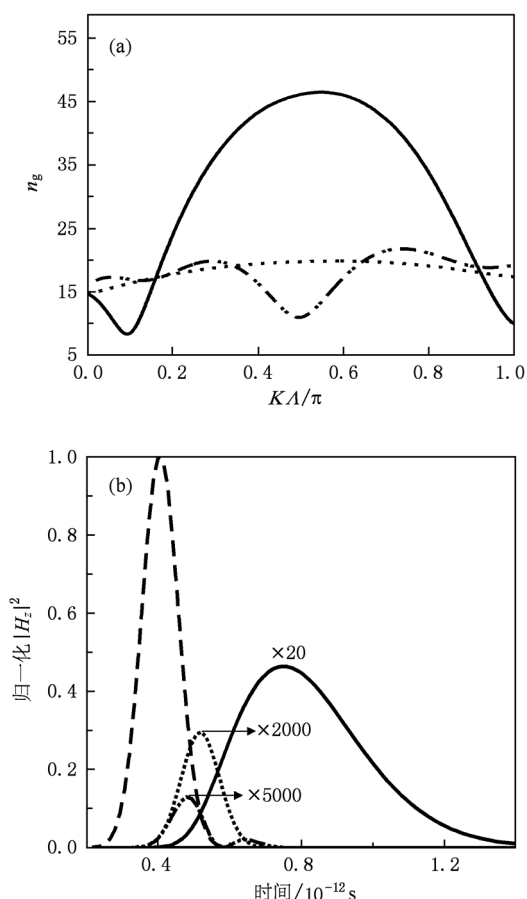


图5 不同增益强度 $A = -0.011$ (实线), 0 (点线), 和 0.005 (点划线) 的 (a) 群折射率及 (b) 输入脉冲 (虚线) 通过 4 环结构 SPPs CROW 的时间演进轨迹. 图 (b) 中所给出的整数为放大倍数

120 fs, 其对应群折射率为 $n_g = 16$, $A = 0.005$ (点划线, 放大 5000 倍) 延迟 80 fs, 对应群折射率为 $n_g = 10$, 进一步说明增益介质共振频率附近的反常色散及正常色散变化对由共振波导几何结构决定的群折射率的效应且具有相反的影响效果. 另外, 可由此通过外加电场或光强泵浦增益介质来实时调节增益强度 A , 可相应的在该 SPPs CROW 结构中得到可调谐群折射率及对应的传播延迟时间^[11,17].

4. 结 论

结合 SPPs 的优点, 将增益介质加入金属环构成的微纳尺度的 CROWs, 利用 TMM 及 FDTD 研究了增益介质对金属环构成的 SPPs CROW 传输特性的影响. 结果表明, 增益介质具有增益效应时, 不仅能有效减少传输损耗增强透射, 而且由于增益介质反常色散的存在, 使得由共振波导几何结构决定的色散关系曲线变得平坦, 从而放大由几何结构决定的群折射率, 更进一步地减慢光速. 其正常色散的变化则有相反的效果. 由此通过外加电场或光强抽运增益介质来实时调节增益强度 A 则可使 SPPs CROW 具有传输性能可灵活调节的特性, 这种特性在同步器、时分复用、平衡器、逻辑门等方面都有广泛的应用, 有待更进一步的研究. 本文针对加入增益介质的微纳尺度 CROW 传输特性的研究对促进 CROWs 在高密度光学集成中的应用具有积极意义.

[1] Yariv A, Xu Y, Lee R K, Scherer A 1999 *Opt. Lett.* **24** 711
 [2] Shen Y, Wang G P 2009 *Opt. Express* **17** 12807
 [3] Poon J K S, Scheuer J, Xu Y, Yariv A 2004 *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 1665
 [4] Paloczi G T, Huang Y, Yariv A 2003 *Opt. Express* **11** 2666
 [5] Mookherjea S 2006 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18** 715
 [6] Wang B, Wang G P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 133106
 [7] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
 [8] Ozbay E 2006 *Science* **311** 189
 [9] Liu B C, Lu Z X, Yu L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1180 (in Chinese) [刘炳灿、逯志欣、于丽 2010 物理学报 **59** 1180]
 [10] Govyadinov A A, Podolskiy V A 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 191103
 [11] Schneider S, Borri P, Langbein W, Woggon U, Selin R L, Ouang D, Bimberg D 2005 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17** 2014
 [12] Klimov V I, Mikhailovsky A A, Xu S, Malko A, Hollingsworth J A, Leatherdale C A, Eisler H J, Bawendi M G 2000 *Science* **290** 314
 [13] Ribeiro G M, Maltez R L, Bernussi A A, Ugate D, de Carvalho W 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 6548
 [14] Palik E D 1985 *Handbook of Optical Constants of Solids* (London: Academic Press)
 [15] Kaminow I P, Mammel W L, Weber H P 1974 *Appl. Opt.* **13** 396
 [16] Shen Y, Wang G P 2008 *Opt. Express* **16** 8421
 [17] Yeh P, Yariv A, Hong C S 1977 *J. Opt. Soc. Am.* **67** 423

Theoretical research on optical properties of gain-assisted plasmonic coupled resonator optical waveguides *

Shen Yun^{1)†} Fan Ding-Huan¹⁾ Fu Ji-Wu¹⁾ Yu Guo-Ping²⁾

1) (*Department of Physics, Nanchang University, Nanchang 330031, China*)

2) (*Department of Physics, Wuhan University, Wuhan 430072, China*)

(Received 22 December 2010; revised manuscript received 17 January 2011)

Abstract

Active materials are proposed to fill into plasmonic coupled resonator optical waveguide constructed with metal rings. Optical properties including transmission, dispersion relation and group index of the waveguide are illustrated by performing the transfer matrix method analysis and the finite difference time domain simulation. The results show that the anomalous and the normal dispersions of the active material near the resonance frequency will help to flatten or slope the dispersion relation produced by the geometric structure, leading to an amplified or attenuated group index of the waveguide. Additionally, we can real-time tune the optical properties of the waveguide by electrically or optically pumping the active material. Our results verify a feasible way for the application of such a waveguide in high density integration of optical circuits.

Keywords: active materials, coupled resonator optical waveguides, plasmonic, group index

PACS: 73. 20. Mf, 42. 70. Hj, 42. 82. Et

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60967003) and the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China (Grant No. 2010GQW0044).

† E-mail: shenyunoptics@gmail.com