

深亚波长约束的表面等离子体纳米激光器研究*

黄洪 赵青[†] 焦蛟 梁高峰 黄小平

(电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

(2012年11月10日收到; 2013年2月27日收到修改稿)

本文提出了一种新颖的基于半导体纳米线/空气间隙/金属薄膜复合结构的表面等离子体纳米激光器, 并给出了理论研究和仿真分析. 这种结构通过金属界面的表面等离子体模式与高增益介质纳米线波导模式耦合, 从而使场增强效应得到显著提高. 同时通过数值仿真研究, 得到该混合波导结构的模式特性和增益阈值随空气槽宽度、纳米线半径的变化规律, 表明它可以实现对输出光场的深亚波长约束, 同时保持低损耗传输和高场强限制能力. 通过最优化选择, 最终得到纳米等离子体激光器的最优结构尺寸.

关键词: 表面等离子体, 混合等离子体波导, 纳米激光器

PACS: 52.40.Hf, 42.60.Da, 52.38.Kd

DOI: 10.7498/aps.62.135201

1 引言

自从50年前第一台激光器产生以来, 一些新的纳米技术把微型激光器提高到一个新的领域. 纳米激光领域是半导体激光器与纳米技术的有效结合. 基于氧化锌、硫化镉等半导体激光器的研究引起科学家广泛关注, 通过引入半导体纳米线或纳米阵列, 已经使微型纳米激光器达到衍射极限的水平^[1]. 但这种衍射极限也限制了半导体激光器的最小尺寸. 为了突破衍射极限的限制, 近年来兴起的基于表面等离子体技术的研究在克服这种限制方面取得了很大的进展, 并逐渐成为研究热点^[2-4]. 表面等离子体 (surface plasmons, SPS) 具有场增强、光场分布高度局域化等特点^[5,6]. 在适当的金属-介质组成的表面等离子体激元波导结构中^[7], 横向光场被限制在几十纳米甚至更小的范围内, 能突破衍射极限的限制, 因此利用 SPS 的这种特性, 可以致力于亚波长级别波导结构的研究, 使激光器件小型化和集成化. 同时它们满足低损耗传输和高场强限制能力的条件, 可以降低激光器的工作阈值^[8,9], 而这正是传统表面等离子体激元光波导无法克服

的问题.

Zhang 等研究发现在低折射率金属介质附近添加一个高折射率介质层, 可将光场限制在高折射率介质层和金属界面之间的低折射率介质中进行传输^[10]. Zheng 等在上述结构的基础上提出了一种耦合模式的纳米激光器, 该结构选取更低折射率的绝缘层 (空气) 来进一步提高介质狭缝中的场增强效应^[11]. 上述这些结构是基于平面多层结构, 加工工艺相对复杂, 对微纳操作的要求比较高. 本文在上述等离子体激光器的基础上, 提出了一种基于纳米线/空气间隙/金属薄膜结构的表面等离子体激光器, 通过引入边缘耦合结构, 并在低折射率空气中产生激光, 使场增强效应得到显著提高.

2 理论分析

表面等离子体激元是在金属与介质的界面处传播的表面电磁波的元激发. 理论分析知 SPS 波只能以 TM 模的形式在金属介质表面传播. 其色散方程为^[12]

$$k_{\text{SPP}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_d}{\epsilon + \epsilon_d}}, \quad (1)$$

式中 ϵ 为介质的介电常数, ϵ_d 为金属的介电常数,

* 国家重点基础研究发展计划 (973 计划) (批准号: 2011CB301805)、国家国际科技合作专项项目 (批准号: OS20122R0151) 和国家高技术研究发展计划 (863 计划) (批准号: 2011AA7022016, 2011AA8095044) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: xiao25hong@sina.com

ω/c 为光在空气中的波矢值.

SPs 的特征长度参数主要是其穿透深度和传输长度. 介质中的穿透深度 δ_d 为表面波强度衰减到原来的 $1/e$ 时的距离, 即

$$\delta_d = \frac{1}{\kappa_0} \left| \frac{\epsilon_d + \epsilon_r}{\epsilon_d^2} \right|^{1/2}, \quad (2)$$

其中 ϵ_r 为金属介电常数 ϵ 的实部. 其传输长度 δ_{spp} 与其波矢有关, 并由波矢虚部决定, 通过计算其色散关系可以得到

$$\begin{aligned} \delta_{spp} &= 1/2k''_{sp} \\ &= \lambda_0 \left(\frac{\epsilon_d + \epsilon_r}{\epsilon_d \epsilon_r} \right)^{3/2} \frac{(\epsilon_r)^2}{2\pi\epsilon_i}. \end{aligned} \quad (3)$$

可知, 要想获得比较大的传输长度, 金属介电常数的实部要大, 虚部要小, 即必须选择低损耗、低吸收系数的贵金属, 一般选用金和银, 本文选用银.

表面等离子体元被激发后在金属的近表面区域, 场强度相对于入射光电场被大大提高. 在金属 SPs 耦合发光中, 发光中心和金属结构体系的不同对其影响也不同 [13]. 本文所提出的表面等离子体纳米激光器, 对其照射激发光产生 SPs, 耦合进入半导体纳米线, 从而作激光器振荡.

3 物理模型

表面等离子体半导体纳米线激光器结构示意图如图 1 所示, 图 2 为所述的表面等离子体激光器的剖面图. 该纳米激光器由半导体纳米线、绝缘介质层、金属薄膜层、位于半导体纳米线下边缘和金属薄膜层之间的间隙区域及基底组成.

首先在硅片基底上镀一层厚度约为 100 nm 的 Ag 膜, 然后在银膜层表面蒸镀一层厚度为 h 的 MgF_2 膜层 [14], 再利用聚焦离子束技术 (focused ion beam, FIB) [15] 在该膜层表面刻蚀厚度与 MgF_2 膜层厚度相等的空气间隙槽, 槽的宽度为 w_g , 通过微纳操作在该空气槽口上沿其轴向放置一作为增益介质的 ZnO 半导体纳米线 [16], 纳米线为圆柱形、半径为 r , 其外柱面嵌于槽口上并与作为槽底的金属膜层之间保持一间隙, 以构成由纳米线/空气间隙/金属薄膜组成的表面等离子体激光器. 其中槽宽 w_g 、纳米线半径 r 及 MgF_2 膜层厚度 h 在一定的范围内变化, 使半导体纳米线底部与金属薄膜层上表层间的距离 s 保持在 1—5 nm 范围内; 其余包

层区域均为空气, 该波导的纵向长度 $L = 10 \mu m$.

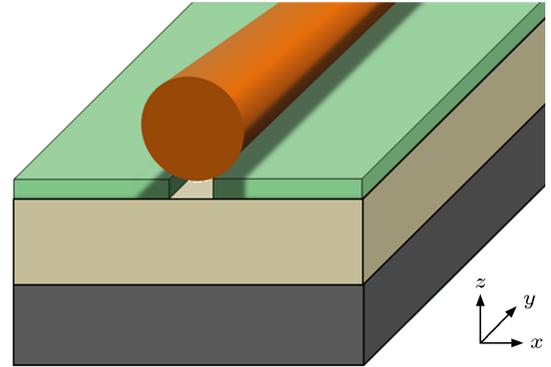


图 1 纳米等离子体激光器物理模型

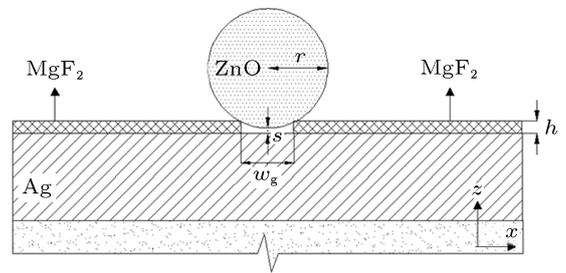


图 2 纳米等离子体激光器的二维剖面图

4 数值仿真及分析

4.1 基于该表面等离子体激光器的场强分布分析

该等离子体激光器对应的输出波长为 391 nm, ZnO, MgF_2 的介电常数分别为 6.0025, 1.92, Ag 的相对介电常数 ϵ 可用 Drude 模型来表示 [17,18], 计算得 $\epsilon = -4.49 + 0.2i$. 使用基于有限元法及多物理场耦合分析的 COMSOL 这款软件模拟该波导结构的模式特性, 内部用连续边界条件, 侧面使用散射边界条件进行本征模的求解. 使用模态分析找出混合波导结构的等效模式系数. 仿真结果如图 3 和图 4 所示.

图 3 为该激光器模型的三维仿真图, 图 4 对应图 3 中 $y-z$ 横截面的场强分布图. 由图可以看出, 在抽运光作用下, 在金属表面产生的 SPs 耦合进入 ZnO 纳米线, ZnO 纳米线既作为增益介质, 又是光学谐振腔, 使部分金属界面的 SPs 模式与高增益介质纳米线波导模式耦合 [19,20], 从而作为激光器振荡, 场强得到极大的增强后从纳米线两端面发射.

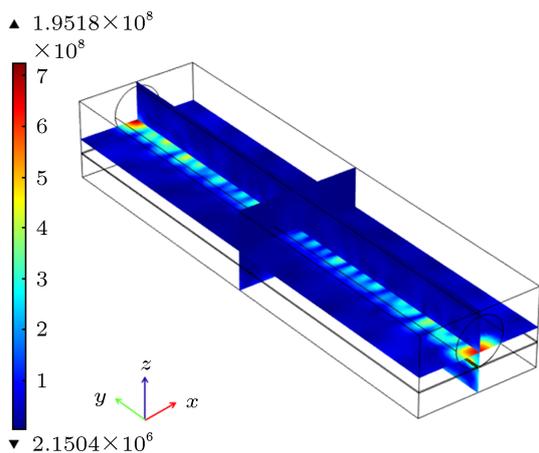


图3 激光器三维仿真图

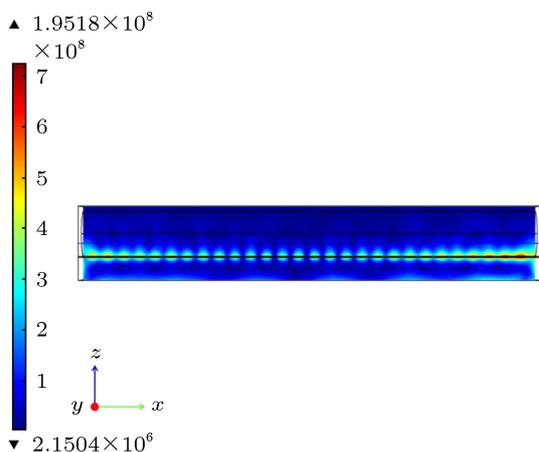


图4 激光器沿 y-z 横截面的场强分布图

图 5(a) 为二维模型中耦合后激发的光场分布, 主要分布于 ZnO 纳米线与金属薄膜表层之间的空气槽处, 并有一部分分别在左右方向上渗透进入氟化镁材料中; 图 5(b) 对应图 5(a) 中虚线处的光强分布, 其中 $r = 100 \text{ nm}$, $w_g = 50 \text{ nm}$, $h = 5 \text{ nm}$. 很显然, 在 ZnO 纳米线下面的空气槽处有很大的场增强效应, 实现能量约束及光场分布高度局域化.

保持 $r = 100 \text{ nm}$, $h = 5 \text{ nm}$ 不变, 分别固定空气槽的宽度 $w_g = 10 \text{ nm}$, $w_g = 30 \text{ nm}$, $w_g = 50 \text{ nm}$ 时, 纳米激光器沿图 5(a) 虚线处的电场强度变化如图 6 所示. 由图 6 可以看出, 随着 w_g 的增大, 即半导体纳米线底部距离金属薄膜上层越近时, 电场强度呈上升趋势, 表明它在 $w_g = 50 \text{ nm}$ 时有较大的场强, 可获得更密集的光模式, 具有很好的传输特性.

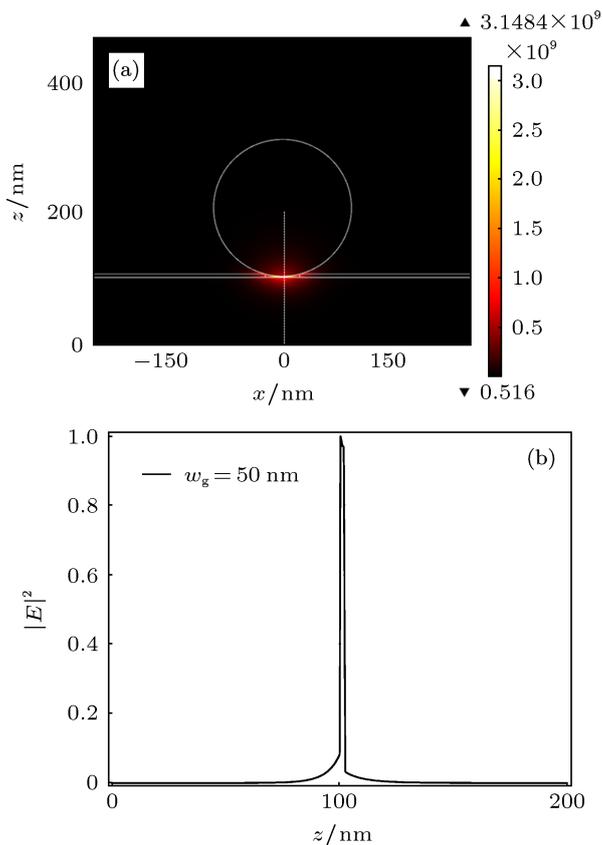


图5 二维模型场强分布图 (a) 模拟图; (b) 沿 (a) 图虚线处归一化光强分布

4.2 基于该表面等离子体激光器的模式特性分析

然后研究随着间隙处空气槽宽度 w_g 从 10—50 nm 变化时, 表面等离子体纳米激光器的模式特性和增益阈值, 它们是表征该激光器的重要指标. 其中有效折射率的实部 (n_{eff}) 和虚部 (α_{eff})、归一化有效模场面积 (A_{eff}/A_0) 以及模场限制因子 (Γ) 反映其模式特性, 它们的变化曲线分别如图 7 所示. 有效折射率的虚部表征模式的有效传输损耗, 有效模场面积计算公式如下:

$$A_{\text{eff}} = \left(\iint |E(x,y)|^2 dx dy \right)^2 / \iint |E(x,y)|^4 \times dx dy, \quad (4)$$

其中 $E(x,y)$ 表示等离子体波的电场强度, A_0 为衍射极限模场面积, 表达式为

$$A_0 = \lambda^4 / 4, \quad (5)$$

式中 λ 为激光器输出光的波长, 则归一化有效模场面积可表示为

$$A = A_{\text{eff}} / A_0. \quad (6)$$

限制因子 Γ 定义为 ZnO 增益介质纳米线中的电场能量与该模式波导的总电能之比, 表征增益介质纳米线的场强限制能力.

由图 7(a)—(d) 可以看出, 随间隙处宽度 w_g 的增加, 模式的有效折射率和有效传输损耗均呈先降后升的趋势. 归一化有效模场面积的大小表征该模式的模场约束能力, 当该值小于 1 时对应亚波长尺寸的约束, 当该值远小于 1 时对应深亚波长的光场约束, 图 7(c) 清晰显示, 当 w_g 从 10 nm 到 50 nm 的范围变化时, 其归一化模场面积依次减小, 且都小于 0.024, 可知该波导结构始终保持对光场的深亚波长约束. 随 w_g 的增加, 限制因子依次增加, 但在 $w_g = 50$ nm 时, 其场强限制能力最强.

由图 7(a)—(d) 还可以看出, 随着 ZnO 纳米线半径 r 的增加, 有效折射率、有效传输损耗和限制

因子均呈先增后减的趋势, 在 $w_g = 30$ nm 时, 其损耗最低. 同时, 随着半径 r 的增大, 纳米激光器有相对较大的有效模场面积.

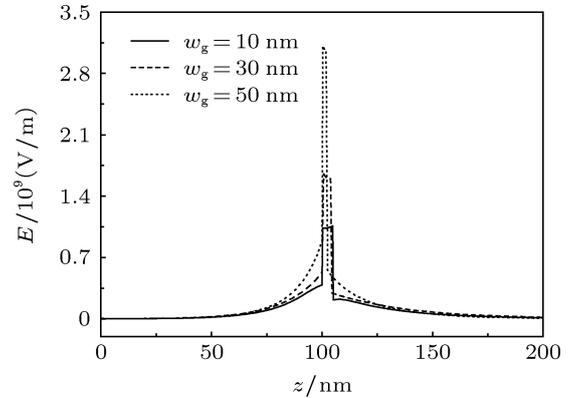


图 6 电场强度沿 Z 轴的变化

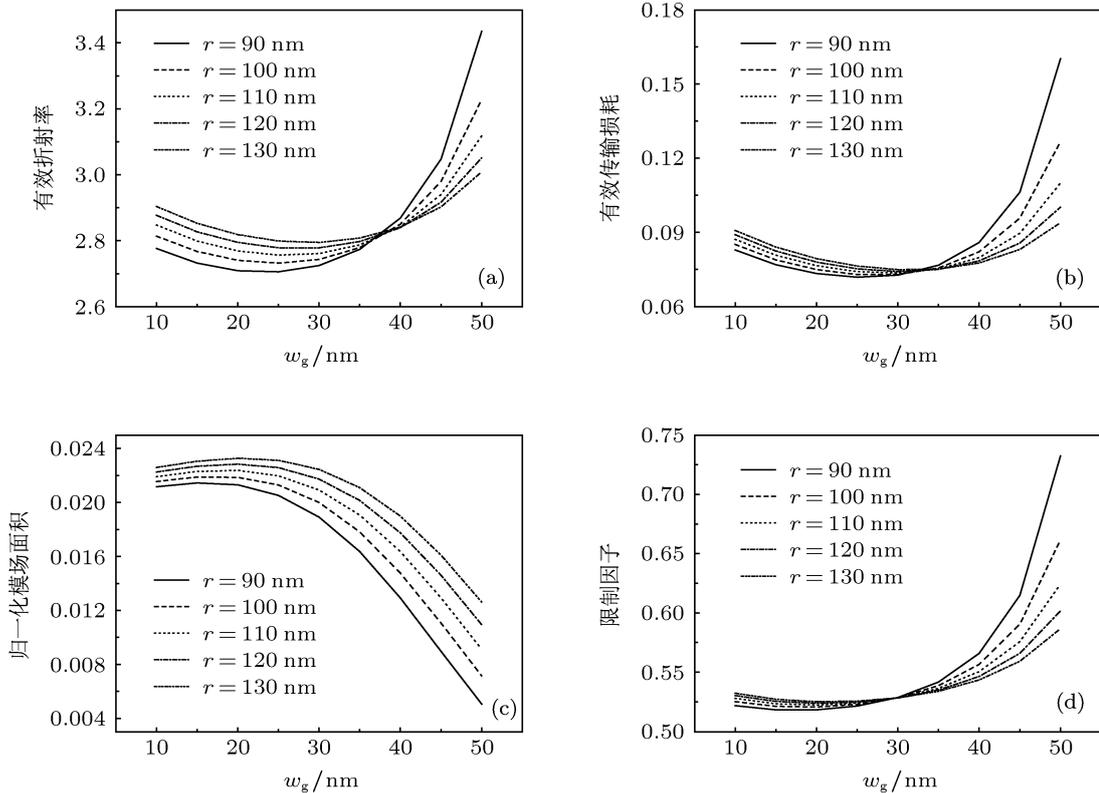


图 7 表面等离子体波模式特性随空气槽宽度的变化 (a) 有效折射率; (b) 有效传输损耗; (c) 归一化模场面积; (d) 限制因子

4.3 基于该表面等离子体激光器的增益阈值分析

增益阈值受半导体纳米线的长度 L 和端面反射率的影响, 在这里取该波导结构中纳米线的纵向长度 L 的值为 $10 \mu\text{m}$, 定义端面反射率

$R^{[21]}$ 为

$$R = (n_{\text{eff}} - 1)/(n_{\text{eff}} + 1). \quad (7)$$

激光器的增益阈值可表示为

$$g_{\text{th}} = (k_0 \alpha_{\text{eff}} + \ln(1/R)/L)/\Gamma \cdot (n_{\text{eff}}/n_{\text{wire}}), \quad (8)$$

其中, 真空中的波数 $k_0 = 2\pi/\lambda$, n_{wire} 为增益介质纳

米线的折射率, n_{eff} 为模式的有效折射率实部, n_{wire} 为增益介质纳米线的折射率, 比例因子 $n_{\text{eff}}/n_{\text{wire}}$ 为模式有效折射率的增强部分. 增益阈值随 w_g 的变化如图 8 所示.

由图 8 可知, 随间隙处宽度 w_g 的增加, 其增益阈值先减后增, 在 $w_g = 30 \text{ nm}$ 达到最低, 此时半径越小、阈值也越低, 其耦合效果达到最好. 则要实现激光器在低阈值条件下工作, 需要使空气槽宽度 w_g 和纳米线半径 r 取一个合适的值 (即 $w_g = 30 \text{ nm}$, $r = 90 \text{ nm}$), 当在抽运条件下达到增益介质纳米线的增益阈值时, 便可产生激光, 从而实现对输出光场的深亚波长约束的等离子体纳米激光器.

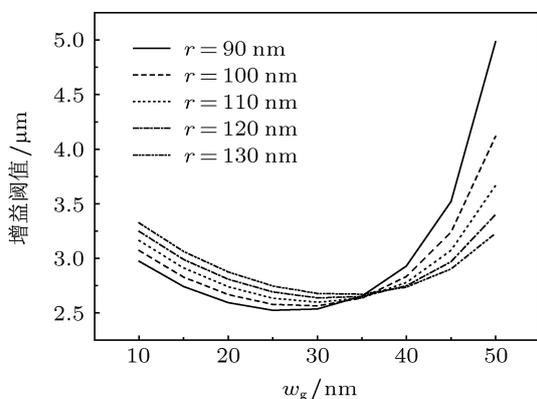


图 8 增益阈值随空气槽宽度的变化

5 实验过程与结果

整个实验的工艺流程, 主要包括等离子体纳米激光器的建立和发光性能测试. 根据上面设计的物理模型, 搭建实验测试平台对样品进行测试. 测试仪器为 Princeton Instruments 共焦拉曼光谱仪, 使用重复频率 5 kHz、波长 325 nm 纳秒激光器作为抽运源, 抽运光先通过一个 10 倍物镜聚焦耦合到一根多模光纤中, 多模光纤出射的光经过一透镜调整后进入显微镜光路中, 然后再经过一片半透半反分光片后通过显微镜物镜聚焦在样品台上. 将样品置于样品台上, 得到图 9 所示样品的发光斑, 使用光谱仪探测其出射的激光, 得到该样品的光谱图, 如图 10 所示, 其发射光波长主峰位为 385 nm 左右, 次峰位 550 nm 左右, 在抽运光能量为 2.5 mW 时半波宽为 14 nm. 且抽运光能量越高, 发射强度越大.

该实验测试得到激光的输出, 且结果与理论有很好的符合, 所以该等离子体纳米激光器的设计和实验方案具有很的好合理性和可行性.

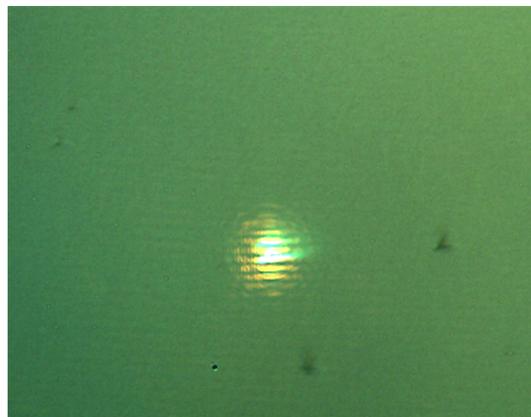


图 9 抽运光激发下样品的发光斑

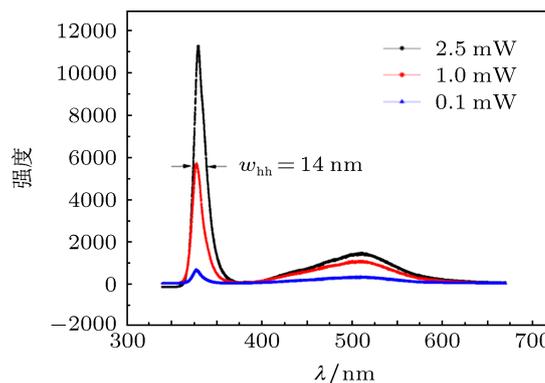


图 10 测试样品的光谱图

6 结论

本文通过理论分析和仿真设计, 提出了一种新颖的基于表面等离子体耦合波导结构的等离子体纳米激光器, 分析该混合波导结构的模式特性表明它可以实现对输出光场的深亚波长约束, 并保持较低的传输损耗和较高的场强效应. 同时研究了空气槽的宽度和纳米线的半径对该表面等离子体激光器特性的影响, 得到最优结构参数, 并在此基础上搭建实验测试平台对样品进行发光测试. 所提出的纳米激光器结构为发展新一代高效纳米激光器件提供理论和技术支持, 并对广泛应用于未来军事领域有一定的意义.

- [1] Duan X F, Huang Y, Agarwal R, Lieber C M 2003 *Nature* **421** 241
- [2] Sorger V J, Ye Z L, Oulton R F, Wang Y, Bartal G, Yin X B, Zhang X 2011 *Nature Communications* **2** 331
- [3] Oulton R F, Sorger V J, Zentgraf T, Ma R M, Gladden C, Dai L, Bartal G, Zhang X 2009 *Nature* **461** 629
- [4] Noginov M A, Zhu G, Belgrave A M, Bakker R, Shalaev V M, Nari-manov E E, Stout S, Herz E, Suteewong T, Winsner U 2009 *Nature* **460** 1110
- [5] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [6] Zijlstra P, Chon J W M, Gu M 2009 *Nature* **459** 410
- [7] Fujii M, Leuthold J, Freude W 2009 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **21** 362
- [8] Bian Y S, Zheng Z, Liu Y, Liu J, Zhu J S, Zhou T 2011 *Opt. Exp.* **19** 22417
- [9] Zhu L 2010 *IEEE photon. Technol. Lett.* **22** 535
- [10] Oulton R F, Sorger V J, Genor D A, Pile D F P, Zhang X 2008 *Nature Photon.* **2** 496
- [11] Bian Y S, Zheng Z, Liu Y, Zhu J S, Zhou T 2011 *IEEE photon. Technol. Lett.* **23** 884
- [12] Raether H 1986 *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (New York, London: Springer-Verlag) p8
- [13] Selvan S T, Hayakawa T, Nogami M 1999 *Phys. Chem. B* **103** 7064
- [14] Chen X, Zhao Q, Fang L, Wang C T, Luo X G 2011 *High Power Laser and Partical Beams* **23** 806 (in Chinese) [陈欣, 赵青, 方亮, 王长涛, 罗先刚 2011 强激光与粒子束 **23** 806]
- [15] Liang G F, Zhao Q, Chen X, Wang C T, Zhao Z Y, Luo X G 2012 *Acta Phys. Sin.* **10** 104203 (in Chinese) [梁高峰, 赵青, 陈欣, 王长涛, 赵泽宇, 罗先刚 2012 物理学报 **10** 104203]
- [16] Sun H B, Maeda M, Takada K, Chon J W M, Gu M, Kawata S 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 819
- [17] Taflove A, Hagness S C 2005 *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* (Boston London: Artech House) p354
- [18] Zhang Y Q, Ge D B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4573 (in Chinese) [张玉强, 葛德彪 2009 物理学报 **58** 4573]
- [19] Chen L, Li X, Wang G P, Li W, Chen S H, Xiao L, Gao D S 2012 *IEEE J. Lightwave Technol.* **30** 163
- [20] Chen L, Zhang T, Li X, Huang W P 2012 *Opt. Exp.* **20** 20535
- [21] Coldren L A, Corzine S W 1995 *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* Hoboken (New York: Wiley Interscience Publication)

Study of plasmonic nanolaser based on the deep subwavelength scale*

Huang Hong Zhao Qing[†] Jiao Jiao Liang Gao-Feng Huang Xiao-Ping

(University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 10 November 2012; revised manuscript received 27 February 2013)

Abstract

We have proposed a novel surface plasmonic nanolaser based on a nanowire/air gap/metal thin film hybrid structure to carry out theoretical research and simulation analysis. Opening an air groove in the MgF₂ insulating layer, then making a nanowire embedded on the top of the air slot but maintaining a gap between the nanowire and the metal layer, thereby we produce a coupled hybrid plasmonic waveguide and a significant field enhancement effect. This structure enables the realization of an air gap. By simulating the modal properties and the lasing threshold of the hybrid plasmonic mode under different geometric parameters, the capacity of subwavelength scale with low propagation loss and high field confinement is demonstrated. Finally we achieve the nanolaser's optimal structure size. Compared with the general diffraction limit laser, this structure can reduce the physical size of the device and the physical mode. The proposed nanolaser could be easily integrated with various nanophotonic devices, and it may become an appealing candidate for future active plasmonic systems.

Keywords: surface plasmon, hybrid plasmonic waveguides, nanolaser

PACS: 52.40.Hf, 42.60.Da, 52.38.Kd

DOI: 10.7498/aps.62.135201

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB301805), the International Cooperation Projects (Grant No. OS2012R0151), and the National High Technology Research and Development Program of China (Grant Nos. 2011AA7022016, 2011AA8095044).

[†] Corresponding author. E-mail: xiao25hong@sina.com