

三维光场限制的混合表面等离子体纳米激光器

冯丹丹,李志全,岳 中,刘同磊,白兰迪

燕山大学电气工程学院,河北 秦皇岛 066004

摘要 设计了一种带圆角的金属脊和低折射率空气隙的新型混合表面等离子体波导结构。基于有限元法建立数学模型,在工作波长为 489 nm 的可见光波段研究了该波导的电场分布、归一化模式面积、传输距离、品质因子和珀塞尔因子随金属脊曲率半径的变化情况。结果表明,调整结构参数可使波导实现超深亚波长的光场限制,同时获得较大的 SPPs 辐射增强倍数。在最优几何参数(纳米线半径为 95 nm,金属脊曲率半径为 20 nm)下,波导有效模式面积为 $0.0037\lambda^2$,品质因子为 268,珀塞尔因子为 65,增益阈值为 $0.2768 \mu\text{m}^{-1}$,其表征激光增强值为 69800。该激光器谐振腔具有超强的局域能力和激光增强能力,可以实现超深亚波长的低阈值激励。

关键词 激光器;表面等离子体;纳米激光器;波导

中图分类号 TN252

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.1001005

Hybrid Surface Plasmonic Nanolaser with Three Dimensional Optical Field Confinement

Feng Dandan, Li Zhiquan, Yue Zhong, Liu Tonglei, Bai Landi

School of Electrical Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China

Abstract A novel hybrid surface plasmon waveguide structure with rounded metal ridge and low refractive index air gaps is designed. The changes of electric field distribution, normalized mode area, transmission distance, quality factor and Purcell factor with radius of metal ridge curvature are studied at operating wavelength of 489 nm. The results show that the waveguide can achieve a larger radiation enhancement factor while ultra-deep subwavelength optical field can be limited by adjustment of structure parameters. The optimal geometric parameters are as follows: nanowire radius and curvature radius are 95 nm and 20 nm, respectively. Under the optimal parameters, effective mode area is $0.0037\lambda^2$, quality factor is 268, Purcell factor is 65 and gain threshold is $0.2768 \mu\text{m}^{-1}$. The value of the laser enhancement is calculated as 69800. Resonant cavity of the laser has superior local ability and laser enhancement ability, and can realize low threshold excitation of ultra-deep subwavelength.

Key words lasers; surface plasmons; nanolaser; waveguide

OCIS codes 140.3945; 050.6624; 240.6680

1 引 言

随着微纳光学的迅速发展,表面等离子体技术受到了越来越多的关注。表面等离子体激元(SPPs)^[1]是介质金属分界面激发的电磁场与金属表面自由电子相互作用而形成的一种电磁表面波,具有高度局域化和近场增强的特性,因此可以突破传统光学器件的衍射极限,使之向微型化、高度集成化方向更进一步发展。基于 SPPs 的表面等离子体波导能够实现对光场的限制和纳米级的传输,很多学者提出了不同的表面等离子体波导结构,如金属纳米线波导^[2-4]、金属缝波导^[5]、金属槽波导^[6-8]、金属-绝缘体-金属波导^[9-10]和金属楔形波导^[11-12]。然而,这些波导由于金属材料的存在引起了较大的欧姆损耗,无法同时实现良好的光场约束和

收稿日期: 2017-05-04; 收到修改稿日期: 2017-06-19

基金项目: 河北省自然科学基金(F2017203316)

作者简介: 冯丹丹(1992—),女,硕士研究生,主要从事表面光学方面的研究。E-mail: fdd315120@163.com

导师简介: 李志全(1954—),男,博士,教授,主要从事集成光学、光纤传感及非线性光电检测等方面的研究。

E-mail: lzq54@ysu.edu.cn(通信联系人)

低损耗的传输。为此,人们提出了混合表面等离子体波导(HPWs)^[13],这种混合波导通过不同区域的介质折射率差,可以将光限制在低折射率的窄空间内,从而降低传输损耗,这对包括激光器在内的传统光学器件是一个重大的突破。

由于衍射极限的存在,传统半导体激光器的尺寸必须在半个波长以上。近 10 年来,各种基于混合表面等离子体波导的激光器被提出。Bergman 等^[14]根据 SPPs 受激辐射放大原理最先提出了纳米粒子 SPPs 激光器,并由 Norginov 等^[15]通过实验进行了验证;Oulton 等^[16]提出的纳米线 SPPs 激光器在光电集成方面具有一定的潜力;Hill 等^[17]制作出金属绝缘体金属(MIM)结构的 SPPs 激光器,通过电抽运激发出激光;Nezhad 等^[18]制备的圆柱形金属腔面纳米激光器能够在室温下通过光抽运发射激光。这种等离子体激光一般不选蓝光和紫外波段,而是选择波长较大的可见光和红外波段,实际应用有一定的意义^[19]。但这些成果都只限于二维平面结构,不能很好地描述三维光场的约束能力。

本文将低折射率的纳米级间隙和楔形金属相结合,提出一种新型的混合表面等离子体波导结构,并将其应用于纳米激光器中。基于有限元法,利用 COMSOL Multiphysics 软件在工作波长为 489 nm 的可见光波段对该结构进行三维数值仿真。该激光器结构具有良好的谐振腔特性,能够保持较低的增益阈值,在最优参数下具有较小的模式体积和辐射增强效应,在超小型高密度等离子体器件和光子集成电路方面极具潜力。

2 结构设计

本文所设计的波导结构示意图如图 1 所示。以硫化镉(CdS)半导体纳米线作为增益介质(CdS 的半径为 r),考虑到实验的可行性以及运算效率,将纳米线的长度 L 设置为 $30\ \mu\text{m}$ 。氟化镁(MgF_2)作为缓冲层对称涂覆在银膜上,以减小传输损耗,其宽度 w_2 固定为 $125\ \text{nm}$,高度为 h_2 。由于表面等离子激元纳米结构的尺寸非常小,而等离子激元生成金属的损耗却极大,因此必须选择金、银等相对介电常数虚部较小的材料,本文选择金属银(Ag)。银质脊的尖角 $2\alpha=90^\circ$,考虑到制作工艺和尖角部分的局域效应,对金属脊尖角进行圆角处理。圆角的曲率半径为 r_c ,金属脊宽度 a 为 $120\ \text{nm}$,高度 $h=a/(2\tan\alpha)+r_c(1-1/\sin\alpha)$,CdS 纳米线与金属脊之间的空气(Air)间隙宽度 d 固定为 $5\ \text{nm}$ 。Ag 的介电常数由 Drude 模型表示^[20],计算得 $\epsilon_m=-9.2+0.3i$ 。 MgF_2 、CdS 和 Air 对应的介电常数分别为 $1.96, 5.76, 1.00$ 。

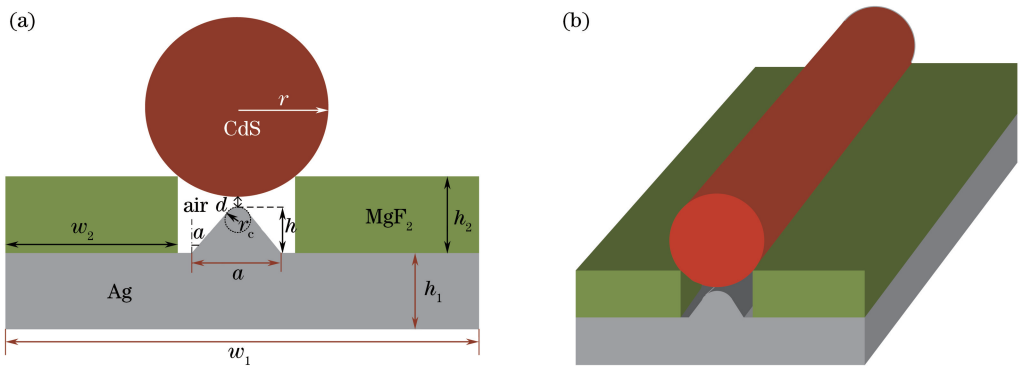


图 1 波导结构图。(a)波导的二维剖面图;(b)波导的三维图

Fig. 1 Geometry of waveguide. (a) Two dimensional profile of waveguide; (b) three dimensional geometry of waveguide

3 波导特性

基于有限元法,在 COMSOL Multiphysic 软件中搭建二维数学模型,调整参数进行数值仿真。波导结构的二维模型电场分布见图 2,图 2(a)为该结构基模在 r 为 $90\ \text{nm}$ 、 r_c 为 $5\ \text{nm}$ 的归一化电场分布图。由图 2(a)可知,电场主要集中在金属脊圆角和纳米线中间的空气间隙处,能量局域效应显著,表明该结构产生的混合表面等离子体模式对二维模场具有较好的限制能力和增强效应。图 2(b)和(c)分别为沿图(a)水平和垂直虚线的归一化电场分布。

通过归一化模式面积(A_{NSF})、传输长度(L_{SPP})、品质因子(F_M)和珀塞尔因子(F_P)4 个参数研究该波导

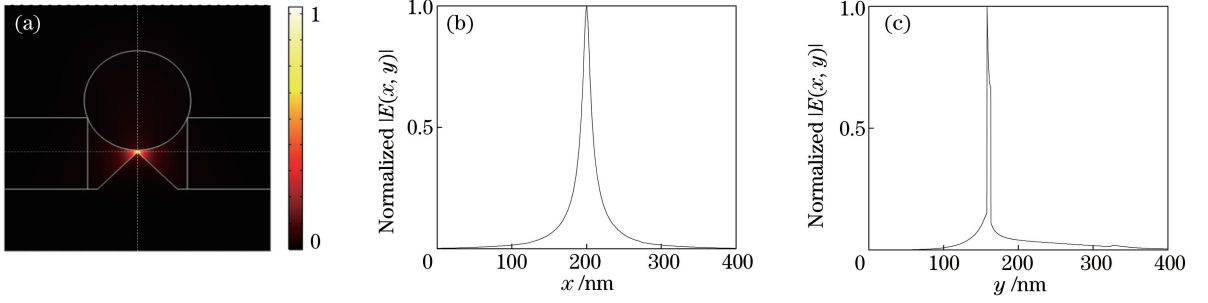


图 2 波导结构的二维模型电场分布图。(a)基模的归一化电场分布图($r=90\text{ nm}$, $r_c=5\text{ nm}$);
(b)沿图(a)中水平虚线的归一化电场分布图;(c)沿图(a)中竖直虚线的归一化电场分布图

Fig. 2 Electric field distribution of two-dimensional model for waveguide structure. (a) Normalized electric field distribution of the fundamental mode ($r=90\text{ nm}$, $r_c=5\text{ nm}$); (b) normalized electric field distribution along horizontal dashed line in Fig. (a); (c) normalized electric field distribution along vertical dashed line in Fig. (a)

的主要性能。 A_{NSF} 代表一个结构对二维光场的约束能力,其值越小,对光场的约束就越强,表达式为^[13]

$$A_{\text{NSF}} = A_m / A_0, \quad (1)$$

$$A_0 = \lambda^2 / 4, \quad (2)$$

$$A_m = \left(\iint_{A_\infty} |E|^2 dA \right)^2 / \left(\iint_{A_\infty} |E|^4 dA \right), \quad (3)$$

式中 A_0 为自由空间的衍射极限面积, A_m 为有效模场面积, λ 为真空中的波长。 L_{SPP} 定义为电磁场强度 E 下降为初始值的 $1/e$ 时SPPs传播的距离,决定表面等离子体光子器件的尺寸,计算公式为^[20]

$$L_{\text{SPP}} = \lambda / [4\pi \text{Im}(n_{\text{eff}})], \quad (4)$$

式中 n_{eff} 为SPPs的有效折射率, $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 为 n_{eff} 的虚部,其数值可由公式在COMSOL Multiphysics中直接求出。 F_M 是评价波导综合性能的一个重要参数, F_M 的值越大,则波导的综合性能越好,表达式为^[20]

$$F_M = L_{\text{SPP}} / A_{\text{NSF}}. \quad (5)$$

对于二维波导结构而言,可以通过改变电磁场的态密度来控制自发辐射。 F_P 是描述波导内表面等离子体激元增强的物理量, F_P 越大,内量子效率提高得越大,自发辐射也越强烈,即光与物质之间的相互作用越强,激光就越容易产生。这也是将该波导应用于激光器的理论支持之一。 F_P 的数学表达式为^[21]

$$F_P = \frac{3\text{Re}(n_{\text{eff}})}{4\pi} \frac{(\lambda/n)^2}{A_m}, \quad (6)$$

式中 $\text{Re}(n_{\text{eff}})$ 为 n_{eff} 的实部, n 为氟化镁层的折射率。

图3为波导结构的 A_{NSF} 、 L_{SPP} 、 F_M 和 F_P 随 r_c 的变化。由图3(a)可以看出,随着 r_c 的增大,金属和纳米线之间的耦合作用减弱,模式的归一化呈增加趋势。但在研究范围内, A_{NSF} 始终小于0.02,说明该结构在尺寸上可以实现超深亚波长约束。由图3(b)可知, L_{SPP} 随 r_c 的增加而增大; r_c 不变, L_{SPP} 随 r 的增加而增大;表明增大 r_c 和 r 都可以增大 L_{SPP} 。图3(c)和(d)中,随着 r_c 的增加, f_{FM} 和 f_{PF} 都逐渐减小,故不利于提高波导性能,不能为提高传输距离而任意增加曲率半径 r_c 。基于混合表面等离子体纳米激光器的应用,在 A_{NSF} 范围内完全满足深亚波长约束,当 r 为95 nm、 r_c 为20 nm时, A_m 为 $0.0037\lambda^2$, L_{SPP} 为4008 nm, F_M 为268, F_P 为65,此时波导结构性能良好。

4 基于所设计结构的纳米激光器特性

为了表征纳米激光器性能的优劣,在设计该混合表面等离子体纳米激光器的过程中,需要研究表征激光器性能的重要参数。其中,光学谐振腔是基于CdS纳米线产生表面等离子体模式的法布里-珀罗(FP)谐振腔;品质因数 Q 是衡量谐振腔性能的重要参数, Q 越大,它对光子的储存时间越长。其表达式为^[22]

$$Q = 2\pi f E_\xi / E_\delta, \quad (7)$$

$$E_\xi = N_0 h f V, \quad (8)$$

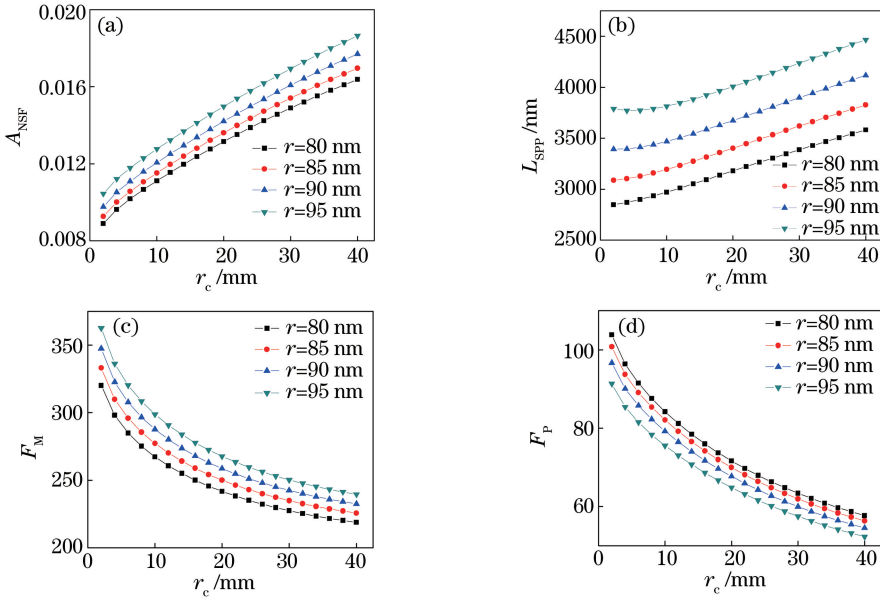


图 3 波导结构的 A_{NSF} 、 L_{SPP} 、 F_M 和 F_P 随 r_c 的变化。(a) A_{NSF} ；(b) L_{SPP} ；(c) F_M ；(d) F_P

Fig. 3 Variation of A_{NSF} 、 L_{SPP} 、 F_M and F_P in waveguide structure with r_c . (a) A_{NSF} ；(b) L_{SPP} ；(c) F_M ；(d) F_P

$$P = -\frac{dE_\xi}{dt} = -\frac{dN}{dt} \cdot hfV = \frac{N_0}{\tau_R} \exp\left(\frac{-t}{\tau_R}\right) \cdot hfV, \quad (9)$$

$$\tau_R = L/(\delta \cdot c), \quad (10)$$

式中 f 为腔内光场的频率； E_ξ 为腔内存储的总能量； E_δ 为单位时间内损耗的能量； N_0 为 $t=0$ 时刻光子数密度； h 为普朗克常量； V 为谐振腔体积； N 为谐振腔内光子数密度； τ_R 为谐振腔的时间常数； δ 为腔内损耗，只考虑谐振腔镜面损耗，不考虑谐振腔的其他损耗； L 为谐振腔的长度， c 为真空下的光速。

增益阈值 (g_{th}) 是激光器实现激射的最小增益值， g_{th} 越小，需要提供给激光器的增益就越少，其工作品质就越高。 g_{th} 表达式为^[23]

$$g_{\text{th}} = \frac{k_0 \alpha_{\text{eff}} + [\ln(1/R)/L]}{\Gamma [\text{Re}(n_{\text{eff}})/n_{\text{wire}}]}, \quad (11)$$

$$R = [\text{Re}(n_{\text{eff}}) - 1]/[\text{Re}(n_{\text{eff}}) + 1], \quad (12)$$

$$\Gamma = \frac{\int_{A_a} |E(\rho)|^2 d\rho}{E_{\text{all}}}, \quad (13)$$

式中 R 为端面反射率； k_0 为真空中的波数； α_{eff} 为模式的有效传输损耗； n_{wire} 为增益介质的折射率； E_{all} 为纳米线的总电能； Γ 为限制因子， A_a 为增益介质区域的面积； ρ 为电荷密度。限制因子 Γ 和模式的复折射率可以从 COMSOL Multiphysics 中直接求出，模式的有效传输损耗 α_{eff} 可直接用模式的复折射率虚部 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 表示。

有效模式体积 V_{eff} 可以反映谐振腔的性能优劣，同时也是评判激光器的激光性能和光局域化限制的一个重要参数。其值越小，表明谐振腔对模式的局域性越强。对 FP 腔而言，激光模式的三维限制空间的大小可以用激光模式的总能量和最大能量来表示。 V_{eff} 的表达式为^[19]

$$V_{\text{eff}} = \left[\iiint W(r) d^3r \right] / \max[W(r)], \quad (14)$$

$$W(r) = \frac{1}{2} \left\{ \mu_0 |\mathbf{H}(r)|^2 + \frac{d[\boldsymbol{\varepsilon}(r)\boldsymbol{\omega}]}{d\boldsymbol{\omega}} |\mathbf{E}(r)|^2 \right\}, \quad (15)$$

式中 $W(r)$ 为电磁场强度； $\max[W(r)]$ 为场能量峰值； μ_0 为介质磁导率； $\boldsymbol{\varepsilon}(r)$ 为介电常数矢量； $\boldsymbol{\omega}$ 为角频率； $\mathbf{H}(r)$ 为磁场场强分布矢量； $\mathbf{E}(r)$ 为电场场强分布矢量。

在 COMSOL Multiphysics 软件的三维环境下建立仿真模型，选择电磁场中的频域模块，设计网格采用

规则的四面体单元,设置内部为连续边界条件,侧面采用散射边界条件,通过对纳米线的任一端施加入射场来进行激光器的仿真分析。激光器的仿真结果见图 4,其中图 4(a)为激光器基模的三维仿真图,图 4(b)为激光器 x - z 横截面的场强分布图。从图 4 可以清楚地看出,在抽运光的作用下,金属受激表面产生电子,与外来光子共振产生表面等离子体激元。同时,CdS 纳米线作为增益介质,其中的原子受到激发后形成粒子数反转。金属介质界面的 SPPs 模式与增益介质的纳米线模式相互重叠并发生耦合,而纳米线作为所设计的 FP 谐振腔,当混合模式进入 CdS 纳米线时沿纳米线方向传播,光在振荡过程中被极大放大后在谐振腔的两端面发射。从图 4(b)可以看出,横向上基模呈现出明暗相间的光斑,波峰的地方会形成一个亮点,即驻波谐振能量最大的地方;波谷的地方则是对应的暗点,但电场能量不为 0。而表征腔内纵向稳定场分布的纵模序数 $q = (2n_{\text{wire}}L)/\lambda = 2.94 \times 10^5$ 。由基模和纵模可知,FP 谐振腔内存在稳定的谐振模式,使大部分光场能量脱离了高损耗的金属,减小了传输过程中损耗,同时达到较长的传输长度。

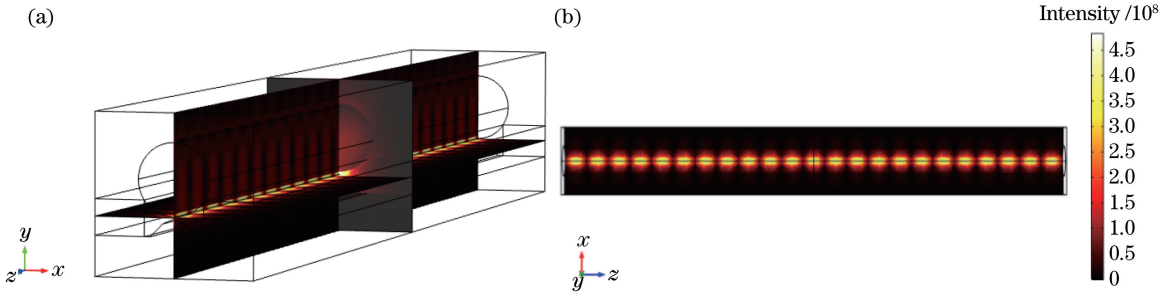


图 4 激光器的仿真结果。(a)三维仿真结果;(b) x - z 横截面的场强分布图

Fig. 4 Simulation result of the nanolaser. (a) 3D simulation result of nanolaser; (b) field intensity distribution of x - z cross section

激光器的品质因数 Q 和增益阈值随金属脊曲率半径 r_c 的变化情况见图 5。由图 5(a)可知,激光器的 Q 随 r_c 的增大呈上升趋势, Q 增大,则激光器对光场的限制能力增加。固定 r_c 不变, Q 随着纳米线半径 r 的增大而变大。图 5(b)中的增益阈值随 r_c 的增加呈下降趋势,即容易产生激光,同时再令 r_c 保持不变,则增益阈值随着纳米线半径 r 的增大而减小,最小值可达到 $0.2419 \mu\text{m}^{-1}$ 。选取 r 为 95 nm , r_c 为 20 nm 时的品质因数和激光器增益阈值作为激光器的最佳性能参数,此时的品质因数为 349 ,端面反射率为 0.336 ,增益阈值为 $0.2768 \mu\text{m}^{-1}$ 。

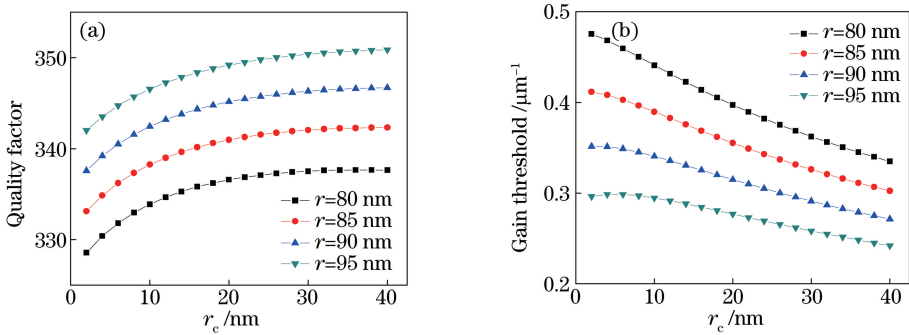


图 5 激光器的增益阈值、品质因数随 r_c 的变化。(a)品质因数 Q ;(b)增益阈值 g_{th}

Fig. 5 Variation of gain threshold and quality factor of the laser with different r_c . (a) Quality factor Q ; (b) gain threshold g_{th}

在最佳参数 r 为 95 nm , r_c 为 20 nm 时激光器的有效模式体积 V_{eff} 随 r_c 的变化见图 6。由图 6 可知,激光器的有效模式体积随着 r_c 的变化始终保持在 10^{-2} 量级内,说明此时谐振腔内的光场局域性极好,完全可以实现超深亚波长的限制。而对于三维限制的光场而言,一定程度上 F_p 值与 Q/V_{eff} 值成正比,其值越大,自发辐射越激烈。在最优尺寸下可以得到 Q 为 349 , V_{eff} 为 0.005 , Q/V_{eff} 的值为 69800 ,此时光与物质的作用很强,为纳米激光器实现低阈值激光提供了依据。

在 $r = 95 \text{ nm}$, $r_c = 20 \text{ nm}$ 时纳米激光器的发射光谱见图 7,其中 $|\mathbf{E}|$ 的观察位置为激光器的空气间隙处。由图 7 可知,激光器的发射波长为 490 nm 时,电场强度的增强倍数 $|\mathbf{E}|/|\mathbf{E}_m|$ 最大,约 3600 倍。

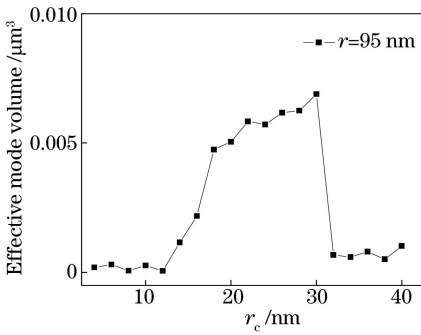


图 6 有效模式体积 V_{eff} 随 r_c 的变化

Fig. 6 Change of effective mode volume V_{eff} with r_c

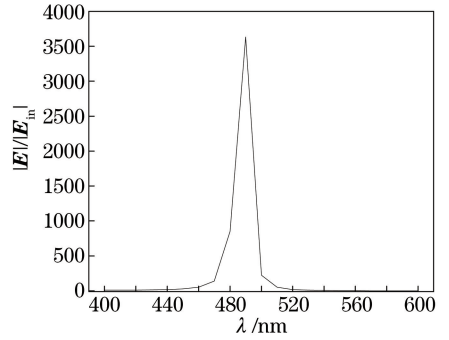


图 7 激光器的发射光谱图

Fig. 7 Emission spectrum of nanolaser

5 结 论

提出一种新颖的基于混合表面等离子体的纳米激光器。基于有限元法,利用 COMSOL Multiphysics 软件建立三维数学模型,分析了波导的模式特性随 r_c 变化情况。仿真结果表明,该结构的有效模场面积始终保持在 10^{-2} 量级,具有超深亚波长的约束能力,珀塞尔因子最大值可达 104,自发辐射作用很强。等离子体激光器的电场分布和特性参数研究结果表明,该激光器具有较高的品质因数和较低的增益阈值,最优参数下的 Q/V_{eff} 值达到 69800,可以实现低阈值下的亚波长激射。由基模和纵模反映出谐振腔内具有稳定的激光模式。

参 考 文 献

- [1] Heeres R W, Kouwenhoven L P, Zwiller V. Quantum interference in plasmonic circuits[J]. Nature Nanotechnology, 2013, 8(10): 719-722.
- [2] Manjavacas A, García de Abajo F J. Robust plasmon waveguides in strongly interacting nanowire arrays[J]. Nano Letters, 2009, 9(4): 1285-1289.
- [3] Zhang Z X, Hu M L, Chan K T, *et al.* Plasmonic waveguiding in a hexagonally ordered metal wire array[J]. Optics Letters, 2010, 35(23): 3901-3903.
- [4] Zou C L, Sun F W, Xiao Y F, *et al.* Plasmon modes of silver nanowire on a silica substrate[J]. Applied Physics Letters, 2010, 97(18): 183102.
- [5] Wang Jicheng, Jiang Yalan, Wang Yueke, *et al.* Directional couplers based on MIM plasmonic waveguide structures [J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(2): 0217001.
王继成, 蒋亚兰, 王跃科, 等. 基于 MIM 结构等离子体波导定向耦合器[J]. 中国激光, 2015, 42(2): 0217001.
- [6] Veronis G, Fan S H. Guided subwavelength plasmonic mode supported by a slot in a thin metal film[J]. Optics Letters, 2005, 30(24): 3359-3361.
- [7] Dionne J A, Sweatlock L A, Atwater H A, *et al.* Plasmon slot waveguides: Towards chip-scale propagation with subwavelength-scale localization[J]. Physical Review B, 2006, 73(3): 035407.
- [8] Ly-Gagnon D S, Kocabas S E, Miller D A B. Characteristic impedance model for plasmonic metal slot waveguides[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2008, 14(6): 1473-1478.
- [9] Liu L, Han Z H, He S L. Novel surface plasmon waveguide for high integration[J]. Optics Express, 2005, 13(17): 6645-6650.
- [10] Han Z H, Elezzabi A Y, Van V. Experimental realization of subwavelength plasmonic slot waveguides on a silicon platform[J]. Optics Letters, 2010, 35(4): 502-504.
- [11] Bozhevolnyi S I, Volkov V S, Devaux E, *et al.* Channel plasmon-polariton guiding by subwavelength metal grooves[J]. Physical Review Letters, 2005, 95(4): 046802.
- [12] Fu Y L, Hu X Y, Lu C C, *et al.* All-optical logic gates based on nanoscale plasmonic slot waveguides[J]. Nano Letters, 2012, 12(11): 5784-5790.
- [13] Li Zhiquan, Peng Tao, Zhang Ming, *et al.* Nanolaser based on hybrid plasmonic waveguide[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(10): 1001005.

- 李志全, 彭涛, 张明, 等. 基于混合表面等离子体波导的纳米激光器[J]. 中国激光, 2016, 43(10): 1001005.
- [14] Bergman D J, Stockman M I. Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: Quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems[J]. Physical Review Letters, 2003, 90(2): 027402.
- [15] Noginov M A, Zhu G, Belgrave A M, *et al.* Demonstration of a spaser-based nanolaser[J]. Nature, 2009, 460(7259): 1110-1112.
- [16] Oulton R F, Sorger V J, Zentgraf T, *et al.* Plasmon lasers at deep subwave-length scale[J]. Nature, 2009, 461(7264): 629-632.
- [17] Hill M T, Marell M, Leong E S P, *et al.* Lasing in metal-insulator-metal sub-wavelength plasmonic waveguides[J]. Optics Express, 2009, 17(13): 11107-11112.
- [18] Nezhad M P, Simic A, Bondarenko O, *et al.* Room temperature operation of subwavelength metallo-dielectric lasers [J]. Nature Photonics, 2009, 4(6): 395-399.
- [19] Sun W Z, Gu Z Y, Xiao S M, *et al.* Three-dimensional light confinement in a PT-symmetric nanocavity[J]. RSC Advances, 2016, 6(7): 5792-5796.
- [20] Huang H, Zhao Q, Hong K, *et al.* Optical and electrical properties of N-doped ZnO heterojunction photodiode[J]. Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures, 2014, 57(3): 113-117.
- [21] Mu J, Chen L, Li X, *et al.* Hybrid nano ridge plasmonic polaritons waveguides[J]. Applied Physics Letters, 2013, 103(13): 131107.
- [22] Lu Q J, Zou C L, Chen D, *et al.* Extreme light confinement and low loss in triangle hybrid plasmonic waveguide[J]. Optics Communications, 2014, 319(9): 141-146.
- [23] Wei Biao, Sheng Xinzhi. The principle and application of the laser[M]. Chongqing: Chongqing University Press, 2007. 魏彪, 盛新志. 激光原理及应用[M]. 重庆: 重庆大学出版社, 2007.
- [24] Liu J T, Xu B Z, Zhang J, *et al.* Gain-assisted indented plasmonic waveguide for low-threshold nanolaser applications [J]. Chinese Physics B, 2012, 21(10): 107303.