

# 表面等离子激元调制的亚波长束斑半导体激光器\*

宋国峰<sup>†</sup> 汪卫敏 蔡利康 郭宝山 王青 徐云 韦欣 刘运涛

(中国科学院半导体研究所纳米光电子实验室, 北京 100083)

(2009 年 9 月 29 日收到; 2009 年 11 月 13 日收到修改稿)

近场有源探针可以解决近场光学扫描显微镜等应用中对高亮度和高光功率的需求. 提出一种制备具有表面等离子激元结构的微纳束斑的半导体激光器的设计方案. 模拟分析表明, 此激光器在  $3.5 \mu\text{m}$  的远场仍然可以获得小于波长的束斑, 并且其输出功率密度与没有表面激元结构的激光器比较提高近 30 倍.

**关键词:** 表面等离子激元, 半导体激光器, 有源探针

**PACC:** 7865

## 1. 引 言

近场扫描显微镜(NSOM)<sup>[1]</sup>已经广泛用于生物学、材料科学、表面探测技术、信息存储等许多领域. 然而目前的 NSOM 系统有两个主要的问题. 首先, 主动照明方式的系统使用的是光纤探针, 其尖端透光量非常弱. 限制了其应用范围, 因此制备出高光输出功率探针是近场扫描显微镜研究的一个关键问题. 1999 年美国贝尔实验室的 Afshin Partovi 小组抛弃了传统的光纤探针, 在 980 nm 半导体激光器的基础上采用了微小孔径激光(very-small-aperture laser, VSAL)技术, 取得了近场存储的突破性进展, 其透光效率比普通光纤探针提高了  $10^4$  倍以上, 达 8%, 被认为是未来近场光学扫描显微技术的最有希望的探针<sup>[2]</sup>. 此后多个小组研究制备了这种微小孔径激光器, 并取得了长足的进步, 获得了高功率密度和特殊孔型的多种器件<sup>[3-7]</sup>. 但是利用有源探针还有所谓的“近场”问题, 利用微小孔径激光器作为近场光学探针, 要满足近场条件仍然需要激光器与被测或加工样品表面的距离精确控制在数百纳米尺度范围内, 而目前还没有很好的办法实现这种精确控制, 这增加了微小孔径激光器作为有源探针的应用难度<sup>[8]</sup>.

2002 年 Lezec 等<sup>[9]</sup>提到的利用表面等离子激元结构改变光场的设想为解决上述难题提供了可能

的方案, 即通过在微小孔径周围引入周期结构, 可以将其辐射场压缩成为很窄的光束. 其后开展了很多相关的理论和实验的研究工作<sup>[10-12]</sup>, 证明了获得高功率密度、小发散角的纳米尺度光源是可行的. 随着研究的深入, 人们普遍认为表面等离子激元是在具有纳米结构的金属表面使得光源束斑得到有效调制效应增强的本质. 这种利用表面激元调制光场的方法开辟了利用金属薄膜制备纳米器件的新途径. 然而我们的模拟计算表明<sup>[13]</sup>, 简单的纳米出光孔径不能直接获得理想小发散角的纳米光源, 因为远场光束受传播中表面激元结构的增强光相干的影响, 光束的空间分布并不象 Lezec 等假设的是线性的随角度分布; 而且即使在近场因为由具有纳米结构金属表面激发的表面等离子激元(SPPs)也能与金属样品在很小的范围内发生相互作用, 传播的电场也会发生变化, 尽管变化很小.

传统上近场光学显微镜从探针尖到样品的距离在 10—100 nm, 上述影响可以忽略, 但要在相对远到微米尺度的范围则这种影响不能忽略, 需要对纳米探针的输出光场进行调控才可能获得超分辨的亚波长有源探针. 实际上, 如果能设计探针在远大于波长的距离(即远场范围)实现超分辨则可以认为在远场突破衍射限制. 使器件与样品的距离不必严格控制在 10—100 nm 的距离内, 而是在远场即可进行亚波长数据的扫描, 将大大降低实验的难度, 从而使 VSAL 有源探针更趋于实用化的要求. 基

\* 国家自然科学基金(批准号:60876049, 60906028)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: sgf@semi.ac.cn

于这种思路 2007 年中国科学院半导体研究所首次在距离样品表面  $1.5 \mu\text{m}$  处获得亚波长束斑的实验结果<sup>[14]</sup>, 这为在远场实现超分辨的光学扫描显微成像提供了可能. 为进一步获得更远距离的超衍射极限的亚波长束斑, 我们进一步开展了 SPPs 调制的半导体激光器的设计工作, 在前面工作的基础上, 本文通过时域有限差分 (FDTD) 方法模拟分析, 获得了在金属表面上方  $3.5 \mu\text{m}$  处具有亚波长束斑的模拟计算结果.

## 2. 结构模型和模拟计算

为了模拟表面等离子激元结构对光场的调制作用, 首先对实际器件进行简化构筑一个金属纳米结构与亚波长光源的相互作用的简单模型, 如图 1 所示. 该模型主要分为上下两层, 下层为介质层, 选用  $\text{SiO}_2$  是因为这与真实激光器的情况相符; 上层为金膜层, 金膜上除了有一个宽度为  $300 \text{ nm}$  的狭缝外, 外侧还有周期性的凹槽光栅结构. 光栅的周期、宽度、深度等都是模拟计算时可以调节的参数, 目的就是要找出有关参数的最优值, 从而实现了对狭缝透射光场的限制作用. 入射光源沿  $x$  方向偏振, 沿  $z$

方向传播, 波长为  $650 \text{ nm}$ , 与实际的半导体激光器的输出波长一致, 以便后续制备实际器件.

首先考虑凹槽光栅的周期对透射光场的影响. 为计算方便凹槽宽度暂设为光栅周期的一半, 深度暂定为  $40 \text{ nm}$ . 如图 2 所示, 不同的光栅周期, 光场的汇聚程度并不相同. 图 2 中的  $H$  代表模拟计算时监测器位置与出光面之间的距离, 即光束聚焦高度在距离出光面不同位置的区域具有相同或相近的光功率时, 意味着狭缝透射的传输光场不再衍射发散, 而是产生了汇聚效果. 由此可见, 在周期为  $440 \text{ nm}$  附近, 光场的汇聚效果最为明显. 周期在  $340\text{—}380 \text{ nm}$  时, 光斑的峰 (FWHM) 较小, 均在  $400 \text{ nm}$  以下, 但聚焦高度都不到  $2 \mu\text{m}$ , 周期超过  $400 \text{ nm}$  时, 聚焦深度达到  $3 \mu\text{m}$  以上, 但 FWHM 开始明显增大. 综合考虑聚焦深度光斑特性以及场分布, 故选择  $440 \text{ nm}$  周期.

接下来模拟计算光栅宽度对光场的影响, 由前面的计算分析选取光栅周期为  $440 \text{ nm}$ , 光栅深度仍为  $40 \text{ nm}$ , 计算结果如图 3 所示. 由图 3 可知, 光栅宽度对光场汇聚的影响并不十分明显, 基本上在  $50\text{—}200 \text{ nm}$  的范围内都可以选择. 聚焦高度超过  $3 \mu\text{m}$  时, 光栅宽度最佳值可以选取  $100 \text{ nm}$ .

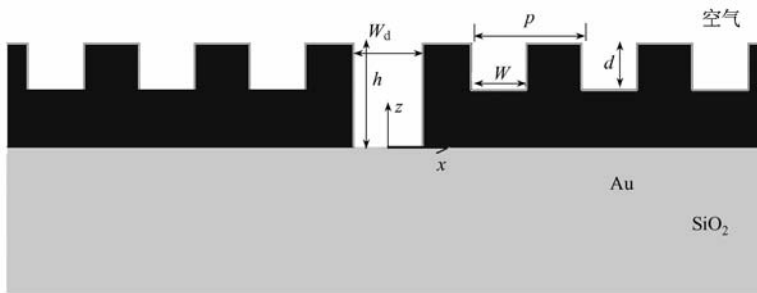


图 1 单面光栅二维模拟模型示意图. 入射光场由介质层入射, 沿  $z$  方向传播.  $w_d$  代表出光狭缝的宽度,  $h$  代表采用的金膜的厚度,  $p$  表示金膜上制备的光栅周期,  $d$  代表光栅的深度,  $w$  代表光栅槽宽

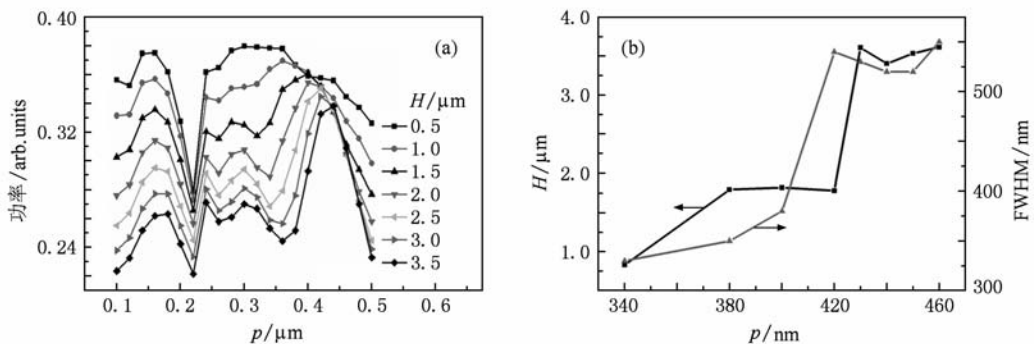


图 2 不同光栅周期下透射光的功率、聚焦高度和半峰全宽 (a) 功率 (光栅宽度为周期的一半, 深  $40 \text{ nm}$ ), (b) 聚焦高度和 FWHM

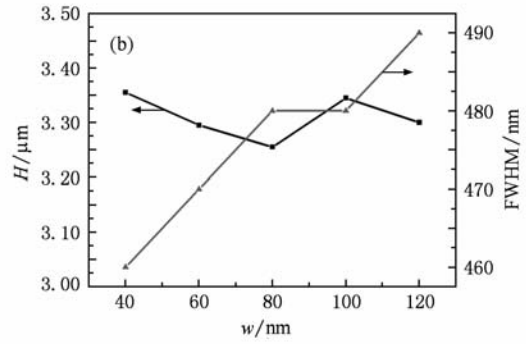
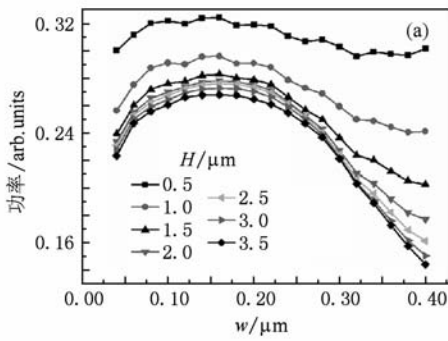


图3 不同光栅宽度下透射光的功率、半峰全宽和聚焦高度 (a) 功率(周期为 440 nm, 光栅深度为 40 nm), (b) 半峰全宽和聚焦高度

下面考虑光栅深度的影响, 此时光栅周期定为 440 nm, 光栅宽度为 100 nm. 如图 4 所示, 光栅深度对光场汇聚的影响还是比较大的, 在深为 30—40 nm 范围汇聚效果最为明显, 以后随着深度增加, 汇聚效果逐渐减弱, 光束则开始发散.

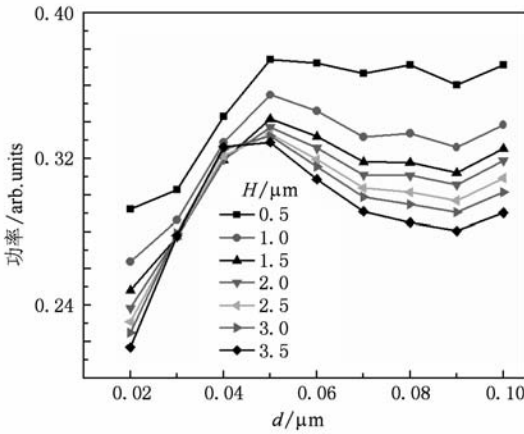


图4 不同光栅深度下的透射光功率 (周期为 440 nm, 光栅宽为 100 nm)

下面再来考虑金膜厚度的影响, 此时光栅周期定为 440 nm, 光栅宽度为 120 nm. 不同金膜厚度下的聚焦深度和光斑 FWHM 分布. 如图 5 所示, 金膜厚度对光场汇聚的影响还是比较大的, 金膜厚度  $h$  在 180—240 nm 时, 聚焦光斑的 FWHM 为 490 nm, 但相对的聚焦深度偏低, 大约在 3.3—3.4  $\mu\text{m}$  范围.

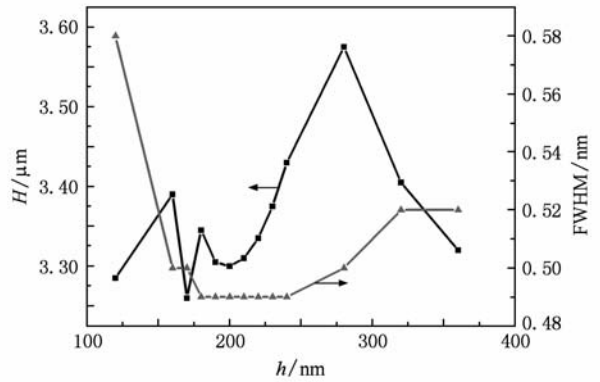


图5 不同金膜厚的聚焦高度和光束 FWHM (周期为 440 nm, 光栅宽度为 100 nm)

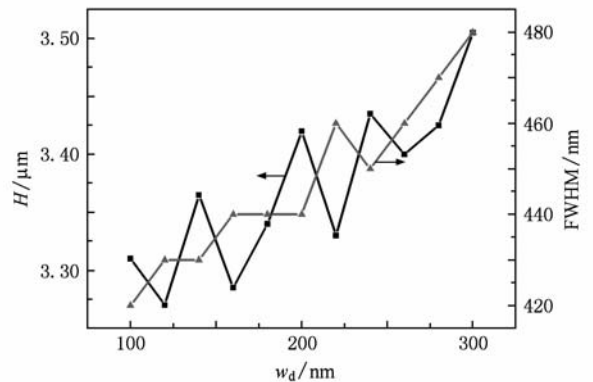


图6 不同出光孔径的聚焦高度和光束 FWHM (周期为 440 nm, 光栅宽度为 100 nm,  $w_d$  代表图 1 中出光缝的宽度)

对不同尺度的亚波长光源的作用效果也进行了模拟分析, 如图 6 所示. 对小于半波长的亚波长光源大致是一个周期性的变化和一个线性递增的直线的叠加, 但对总体影响不大, 需要对光源尺度精确控制时可以详细优化.

通过以上分析计算, 选定限制狭缝透射光场的光栅优化参数分别应为: 光栅周期  $p = 440 \text{ nm}$ , 光栅宽度  $w = 100 \text{ nm}$ , 光栅深度  $d = 40 \text{ nm}$ , 金膜厚度  $h = 240 \text{ nm}$ , 出光缝的宽度  $w_d = 240 \text{ nm}$ .

### 3. 计算结果与讨论

为了便于分析我们把上面计算的典型结果与普通狭缝透射情况的结果进行对比(见图7). 图7(a)为外光栅调制狭缝的透射光场,在远场区(这里的远场是相对于100 nm范围内的近场而言的)有一个明显的汇聚光斑. 图7(b)为图7(a)中光束强度的横向FWHM,可见光栅周期 $p = 440$  nm,光栅深度 $h = 40$  nm,光栅宽度 $w = 120$  nm时,聚焦光斑有最小FWHM,聚焦高度 $H = 3.42$   $\mu\text{m}$ . 并且光栅的汇聚作用有一个有效作用范围 $H_{\text{eff}}$ ,大概为

1—3.5  $\mu\text{m}$ ,此范围内光斑都在亚波长尺度,最小光斑约为450 nm. 作为对比,图7(c)和(d)给出了普通狭缝的透射情况. 可以看出,普通狭缝的透射场会弱很多,而且衍射效应明显,光束发散角约为 $66^\circ$ .

图7(e)中的功率值是在出光面以上3  $\mu\text{m}$ 左右处的监测值(分别对应图7(a)和(c)中3.3  $\mu\text{m}$ 线处的功率值),在外光栅的调制作用下,调制狭缝(modulated slit)的远场透射功率可以达到入射场的30%,而普通狭缝(normal slit)远场透射功率只有入射场的1%左右,这除了是由于外光栅的汇聚作用外,还因为光栅有一定的透射增强作用.

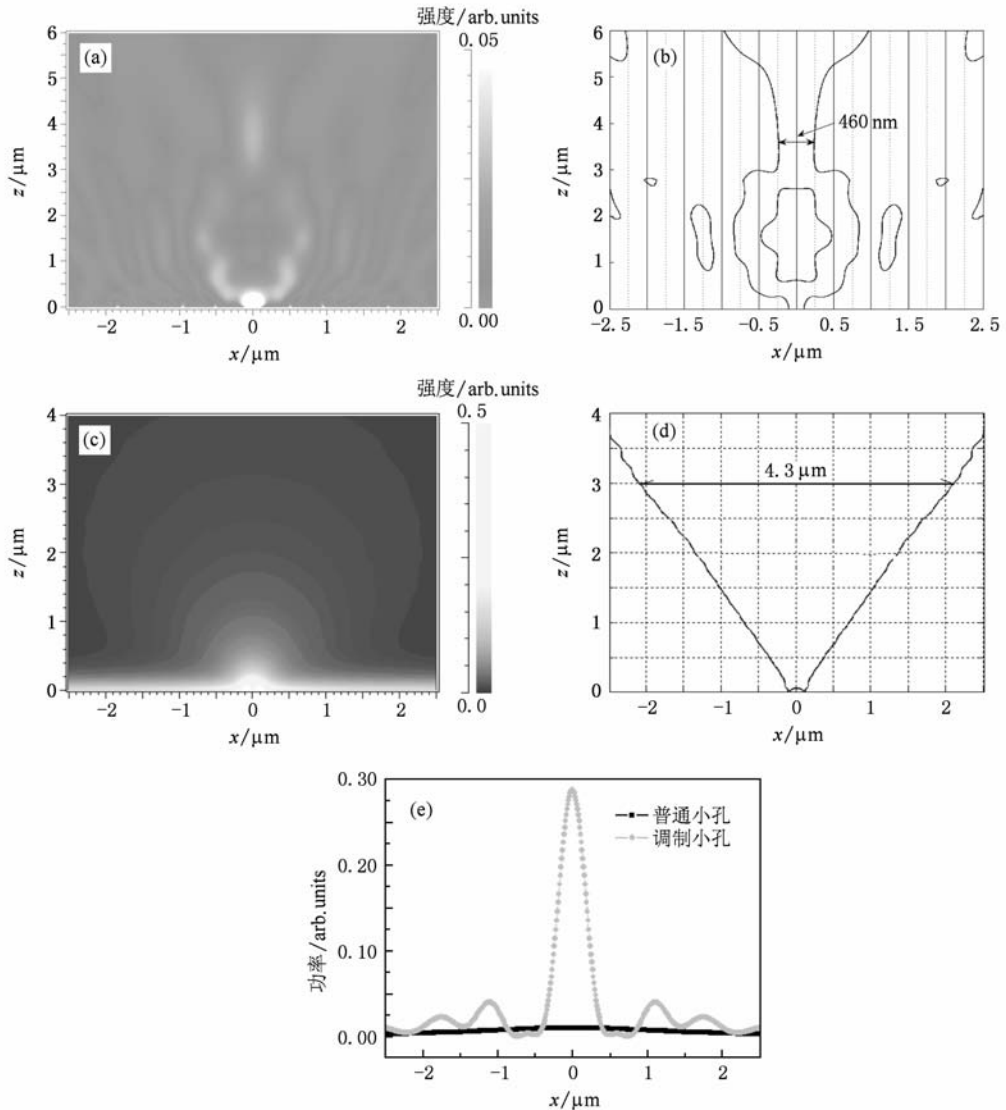


图7 调制小孔和普通小孔的透射场模拟计算结果比较 (a)调制小孔的透射场分布,(b)调制小孔的透射光束FWHM,(c)普通小孔的透射场分布,(d)普通小孔的透射场光束FWHM,(e)图(a),(c)中 $z$ 向3.3  $\mu\text{m}$ 线处的功率对比

## 4. 结 论

基于 SPPs 结构对光场的调制增强作用, 设计了具有纳米结构的半导体激光器. 计算表明, 这种微纳结构的半导体激光器的束斑在  $3.5 \mu\text{m}$  的远场仍

然小于入射光波长, 并且其输出功率密度比没有表面激元结构的激光器提高近 30 倍. 这为在远场实现高分辨的光学扫描显微成像提供了可能.

感谢教育部通信与光电子器件重点实验室的支持.

- [1] Betzig E, Trautman J K, Harris T D, Weiner J S, Kostelak R L 1999 *Science* **251** 1468
- [2] Partovi A, Peale D, Wuttig M, Murray C A, Zydzik G, Hopkins L, Baldwin K, Hobson W S, Wynn J, Lopata J, Dhar L, Chichester R, Yeh J H J 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 1515
- [3] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667
- [4] Ghaemi H F, Tineke T, Grupp D E, Ebbesen T W, Lezec H J 1998 *Phys. Rev. B* **58** 11
- [5] Chen F, Zhai J H, Stancil D D, Schlesinger T E 2001 *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** 1794
- [6] Chen F, Itagi A, Bain J A, Stancil D D, Schlesinger T E, Stebounova L, Walker G C, Akhremitchev B B 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 3245
- [7] Chen F, Stancil D D, Schlesinger T E 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 5871
- [8] Gan Q Q, Song G F, Yang G H, Xu Y, Gao J X, Li Y Z, Cao Q, Chen L H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **86** 121111
- [9] Lezec H J, Degiron A, Devaux E, Linke R A, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J, Ebbesen T W 2002 *Science* **297** 820
- [10] Martín-Moreno L, Garcia-Vidal F J, Lezec H J, Degiron A, Ebbesen T W 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 167401
- [11] García-Vidal F J, Lezec H J, Ebbesen T W, Martín-Moreno L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 213901
- [12] Gan Q, Song G, Xu Y, Gao J, Cao Q, Pan X, Zhong Y, Yang G, Zhu X, Chen L 2005 *Opt. Lett.* **30** 1470
- [13] Guo B S, Gan Q Q, Song G F, Gao J X, Chen L H 2007 *J. Lightwave Technol.* **25** 830
- [14] Guo B S, Song G F, Chen L H 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 021103

## Sub-wavelength beam lasers with surface plasmon structures\*

Song Guo-Feng<sup>†</sup> Wang Wei-Min Cai Li-Kang Guo Bao-Shan Wang Qing Xu Yun Wei Xin Liu Yun-Tao  
(Nano-Optoelectronics Laboratory, Institute of Semiconductor, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

(Received 29 September 2009; revised manuscript received 13 November 2009)

### Abstract

The simulation of a plasmonic very-small-aperture laser is demonstrated in this paper. It is an integration of the surface plasmon structure and very-small-aperture laser (VSAL). The numerical results demonstrate that the transmission field can be confined to a spot with subwavelength width in the far field ( $3.5 \mu\text{m}$  far from the emitting surface), and the output power density can be enhanced over 30 times of the normal VSAL. Such a device can be useful in the application of a high resolution far-field scanning optical microscope.

**Keywords:** surface plasmon, very-small-aperture lasers, laser probe

**PACC:** 7865

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60876049, 60906028).

<sup>†</sup> E-mail: sfg@semi.ac.cn