

文章编号: 0258-7025(2003)07-0619-05

二维非线性时域有限差分法分析微孔 激光器出射光的近场特性

焦小瑾, 鲁拥华, 明海

(中国科学技术大学物理系, 安徽 合肥 230026)

摘要 微孔激光器(VSAL)作为应用于近场光存储系统中的一种新型光源,它的出射光斑的近场特性对于近场光存储是十分重要的。运用二维非线性时域有限差分法(2D-NL-FDTD)分析 VSAL 出射端即微孔金属膜的近场光学性质,模拟计算了不同参数的微孔金属膜的光强近场分布,对所得结果加以分析,从光学性质的角度,讨论其在近场光存储中的应用,并给出反映其近场光学特性的相关数据。

关键词 信息光学;近场光存储;二维非线性时域有限差分法;微孔激光器

中图分类号 O 438;TP 333.4 **文献标识码** A

Near-field Analysis of the Output Light of the VSAL for Near-filed Optical Storage with 2D-NL-FDTD Method

JIAO Xiao-jin, LU Yong-hua, MING Hai

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, China)

Abstract The very small aperture laser (VSAL) is a important light source used in the near-field optical storage system. So it is necessary for studying the near-field property of VSAL's output light. As the output region of the VSAL, the optical characters and the intensity distribution in the near-field of the metal film with micro-aperture have been numerical simulated using two dimension nonlinear FDTD (2D-NL-FDTD) method. Through analyzing the results from the viewpoint of the optics, the possible application in the near-field optical recording have been discussed, and some data indicating the near-field optical characters of the output light have been given.

Key words information optics; near-field optical storage; 2D-NL-FDTD method; VSAL

1 引言

近场光存储作为未来超高密度信息存储的一种有效途径,已经得到越来越多研究者的重视^[1]。高质量近场光源是一个重要研究方向。Partovi 等在 1999 年首次提出了使用微孔激光器(VSAL)作为近场光源进行近场光存储的设想,并证明在小孔直径相当的情况下,VSAL 的输出光功率比锥形镀膜光纤探针提高了 10^4 倍^[2]。同年,Shinada 等提出了微孔垂直直面板发射激光器(VCSEL)的设计,有效降低了 VCSEL 的阈值^[3]。接着运用有限元法(FEA)分

析了微孔 VCSEL 出射光斑的近场光学性质^[4]。Shinada 等的工作是 VSAL 的一个应用实例。它充分揭示了 VSAL 用于近场光存储的优势和潜力,并说明作为近场光源,VSAL 近场区域内光斑的特性及环境变量对其的影响仍需要系统细致的研究。时域有限差分法(FDTD)凭借其精确、直观、易移植等鲜明优点^[5],已成为近场光存储领域主要的研究方法。由 Justin B. Judkins 和 Richard W. Ziolkowski 提出的非线性时域有限差分法(NL-FDTD)^[6]突破了常规 FDTD 法不能精确处理非线性电磁问题的限制,本文运用二维非线性时域有限

收稿日期:2002-04-03;收到修改稿日期:2002-05-10

基金项目:国家自然科学基金(19974042)和国家重大基础研究项目 No. 973(G1999033002)资助。

作者简介:焦小瑾(1977—),男,甘肃兰州人,中国科学技术大学物理系博士研究生,主要从事近场光信息存储和相关器件方面的研究。E-mail: puma@mail.ustc.edu.cn

差分法(2D-NL-FDTD)对 VSAL 出射端即微孔金属膜区域二维模型进行了精确模拟。

2 原理和方法

图 1(b)为 VSAL 经典结构。将研究过程简化为:平行偏振光垂直照射无限大的微孔金属膜。得到简化理论模型如图 1(a)所示。

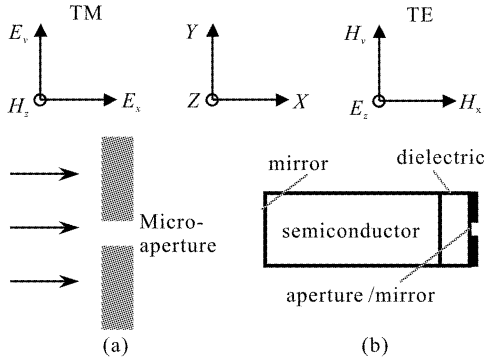


图 1 VSAL 的简化模型(a)和经典结构(b)

Fig. 1 Theoretic model (a) and structure (b) of the VSAL

常规的 FDTD 只能将金属近似为理想导体 ($\delta = \infty$), 但是该近似对于研究厚度远小于波长的金属薄膜是不合适的。NL-FDTD 通过引入 Lorentz 线性色散模型, 使模拟介质信息中包含了金属膜具有的色散关系, 从而实现精确模拟^[6]。其 TE 模式迭代式如下所示

$$\begin{aligned}
 H_x(i, j) &= H_x(i, j) + \\
 &\quad CD \times [E_z(i, j) - E_z(i, j + 1)] \\
 H_y(i, j) &= H_y(i, j) + \\
 &\quad CD \times [E_z(i + 1, j) - E_z(i, j)] \\
 E_z(i, j) &= E_z(i, j) + \frac{(c \times \epsilon_0 \times \Delta t)}{\epsilon} \times \\
 &\quad \{ [H_y(i, j) - H_y(i, j) + \\
 &\quad H_x(i, j - 1) - H_x(i, j)] / \\
 &\quad \Delta s - J(i, j) \} \\
 J_z(i, j) &= \frac{1 - \Gamma}{\frac{1}{\Delta t} + \frac{\Gamma}{2}} \times J_z(i, j) + \frac{\omega_0^2}{\frac{1}{\Delta t} + \frac{\Gamma}{2}} \times \\
 &\quad \left[\frac{\chi_0 \times E_z(i, j)}{c} - P_z(i, j) \right] \\
 P_z(i, j) &= P_z(i, j) + \Delta t \times J_z(i, j)
 \end{aligned}$$

式中 E_z 为电场 z 分量, H_x, H_y 为磁场 x, y 分量, P_z, J_z 为极化强度和极化电流密度的 z 分量。 ϵ 和 χ_0 为介电常数和极化率, ω_0 为共振频率, Γ 为阻尼系数,

$\Delta s, \Delta t$ 分别为网格常数和时间间隔。

$$\begin{cases}
 CA = \frac{1 - 0.5\sigma \times \Delta t}{1 + 0.5\sigma \times \Delta t} \\
 CB = \frac{\epsilon_0}{2\epsilon + \sigma \times \Delta t} \\
 CD = \frac{1}{2}
 \end{cases}$$

式中 σ 为电导率。

TM 模式下可有类似结果。计算采用二维正方形网格和二阶 Chebyshev 吸收边界条件, 参数如表 1 所示。

表 1 2D-NL-FDTD 计算参数

Table 1 The physical quantity used in the simulation		
Phys. Quantity	Symbol	Value
Wavelength	λ	980 nm
Velocity (vacuum)	c	3×10^8 m
Grid unit	Δs	6.53 nm
Time unit	Δt	1.1×10^{-17} s
Refraction index	n_{Au}	$0.175 - j4.91$

计算网格数为 600×600 , 即模拟的空间为 $3920 \text{ nm} \times 3920 \text{ nm}$ 。坐标系如图 2 所示, Au 膜左表面始终位于模拟空间的中心(网格 300)处, 光源距金属膜左表面 $50 \times \Delta s$, 约为 327 nm。

3 结果和分析

在相同介质中, 光强与电场模平方 $|E|^2$ 成正比, 本文均采用 $|E|^2$ 分布来表述光强相对分布, 并以 Y 向光强分布的半高宽(FWHM)作为光斑尺寸。

当 TM 平行光垂直照射孔径为 100 nm 的 Au 膜, 在厚度分别为 30 nm, 50 nm 时, 膜后 Δs (6.53 nm) 处的光强 Y 向分布如图 2 所示。由曲线可知: 1) 孔径中心光强小于边缘, 在靠近孔径边界处有很大的增强, 这是因为在 TM 偏振光照射下, 金属层会产生局域表面等离子体增强效应^[7]。2) 在不同膜厚的情况下, 光强分布曲线的线形十分相似, FWHM 也近似相等, 均为 105 nm, 近似等于孔径大小(100 nm), 从而得到了突破衍射极限的光斑。但是观察远离孔径中心的部分, 30 nm 厚 Au 膜对应的光强更强, 这是符合物理事实的。理想导体是不存在的, 不同的金属都具有一定的穿透深度, 当金属厚度远小于波长时, 光可以部分透过。厚度越小, 光的透过率越大。但此时光斑质量并不一定能够得到改善, 因为背景噪声也相应变强, 信噪比反而有可能

降低。不过对于 TM 模式, 由于增强效应, 使得在两种厚度下, 噪声的变化可以忽略不计, 因此对光斑大小(FWHM)的影响不大。出于降低噪声的考虑, 选择厚度 50 nm 的情况进行研究。后面可以看到, 在 TE 模式下金属膜的厚度对光斑会有很大影响。

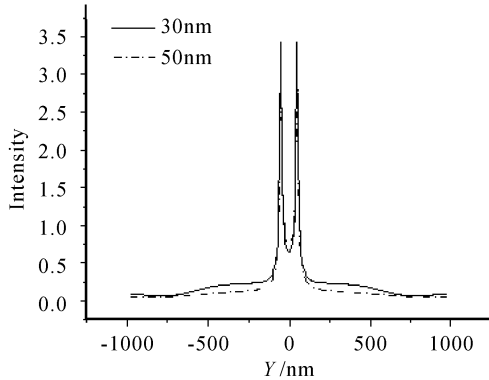


图 2 TM 模平行光垂直照射孔径 100 nm Au 膜, 厚度 30 nm 和 50 nm 时膜后 Δs 处光强沿 Y 的分布

Fig. 2 Intensity profile along Y of the output through the 100 nm wide aperture of the Au film with different thickness (30 nm, 50 nm) for TM mode

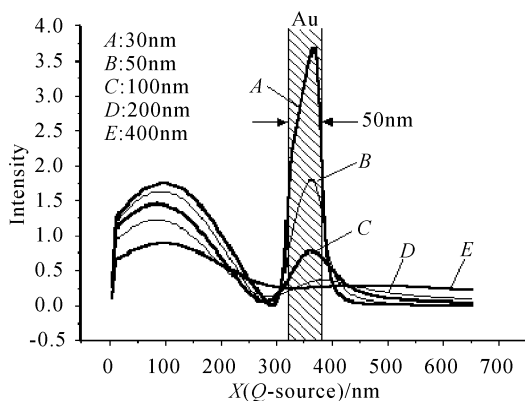


图 3 TM 模式平行光照射 50 nm 厚 Au 膜, 不同孔径时, 在微孔中心沿 X 方向的平均光强分布

Fig. 3 Intensity profile along X through 50 nm thickness Au film at different aperture for TM mode

图 3 是 TM 膜平行光垂直照射不同孔径, 厚度为 50 nm 的 Au 膜时, 在微孔中心沿光传播方向 (X) 的平均光强分布曲线。可以看出: 1) 光场在微孔附近区域都有不同程度的增强。随着金属微孔直径的增大, 增强幅度减小。2) 金属孔径越小, 膜后光强的衰减越快。光强分布曲线的极大点随着孔径的减小向左微移。这种微移规律与 Shinada 的计算结果相吻合, 其原因在文献[7]中已给予解释, 是由孔径的变化引起的边界条件(在本文中是空气和金

膜)的变化造成的。分别定义光强增大和衰减到最大光强一半时经过的距离为增强和衰减距离, 则对于不同孔径 30 nm, 50 nm, 100 nm, 200 nm 和 400 nm, 增强距离为: 45 nm, 46 nm, 47 nm, 71 nm 和大于 150 nm; 衰减距离分别为: 20 nm, 26 nm, 52 nm, 118 nm 和大于 200 nm。因此输出光的功率越强, 光强的衰减也越快。

为考察该衰减对出射光斑形貌及系统信噪比的影响, 比较 TM 模式下, 膜后不同距离 $3\Delta s$, $5\Delta s$, $7\Delta s$ 处光强沿 Y 方向的分布曲线, 如图 4 所示。

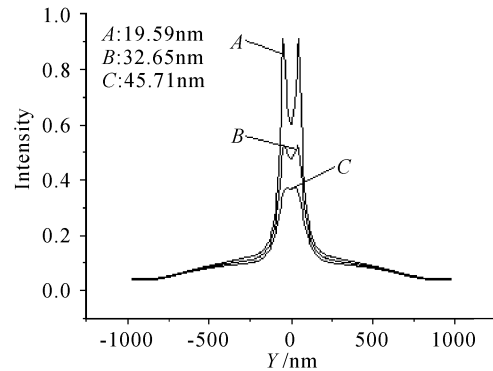


图 4 TM 模式平行光垂直照射厚 50 nm, 孔径 100 nm 的 Au 膜, 膜后不同距离处, 光强沿 Y 方向的分布

Fig. 4 Intensity profile along Y at different distance away from Au film of the output through the 100 nm wide aperture of the Au film with 50 nm thickness (TM mode)

可以看到: 1) 随着膜后距离的增加, 光斑在孔径边界处增强很快衰减, 当膜后距离达到 45.71 nm 时, 光斑中心光强最强, 向两侧递减。这是由于金属局域表面等离子体增强效应随距离增大剧烈衰减。当到达一定距离时, 孔径中心光强大于孔径边缘, 导致光斑形貌发生变化。2) 在膜后不同距离处, 透过金属层的光强即背景噪声近似相同。因为透过金属层的光场仍为传播波, 在真空中传播不会衰减, 不影响系统的信噪比。

综合图 3, 4 的分析结果可知, 必须考虑记录材料的阈值, 保证光斑光强高于其阈值, 同时要保证系统的操作精度, 选择可以操作的衰减距离。一般采用 100 nm 孔径比较适宜。

TE 模式下, 其他计算条件与图 2 相同, 计算结果如图 5 所示。

在该种模式的平行光照射下, 膜后光强 Y 向分布不同于 TM 模式, 没有增强的现象, 孔径中心光强最大, 向两侧递减。这是因为对于 TE 模式的入

射光,金属膜是没有局域表面等离子体增强效应的^[7]。可以看到该模式下光强比相同条件下的 TM 模式要小一个量级。因此,在这种情况下,膜厚度造成的背景噪声的变化,对光斑影响就不能忽略了。从图中可以看出,50 nm 厚 Au 膜的光斑大小(FWHM)约为 124 nm,而 30 nm 厚 Au 膜的光斑大小(FWHM)约为 130 nm。由此表明,虽然厚度小的金属膜光透过率大,但是背景噪声也相应增大,影响了对比度,光斑尺寸反而增大,光斑质量并不好。

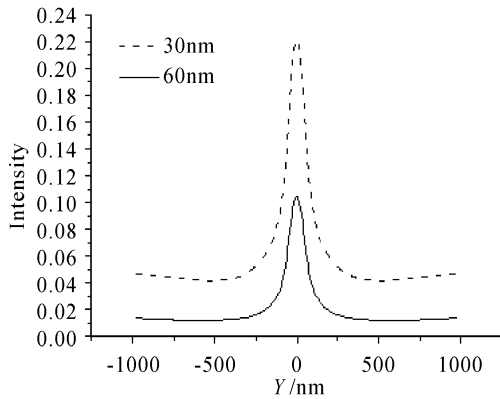


图 5 TE 模式平行光垂直照射孔径为 100 nm 的 Au 膜,分别在 30 nm 和 50 nm 厚度时,膜后 Δs (6.53 nm) 处光强沿 Y 方向的分布

Fig. 5 Intensity profile along Y of the output through 100 nm wide aperture of the Au film with different thickness (30 nm, 50 nm) for TE mode

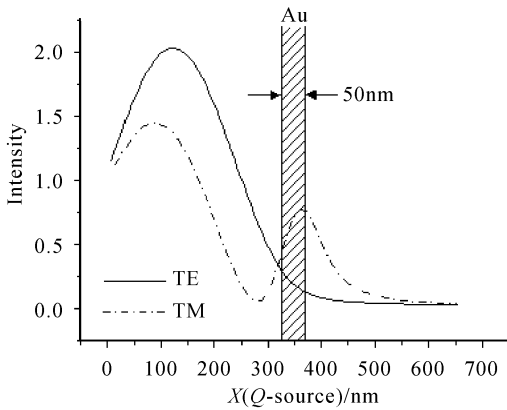


图 6 平行光照射厚 50 nm,孔径尺寸 100 nm 的 Au 膜,在 TM 和 TE 模式下光强沿 X 分布的比较

Fig. 6 Intensity profile along X through 50 nm thickness Au film at 100 nm wide aperture for TM and TE mode

TE 模式下,光强在膜后沿传播方向上的衰减情况类似于 TM 模式。为了反映两者的差别,将两种模式下光强轴向分布加以比较,得到图 6 结果。

看到在两种模式下,光强在膜后都迅速衰减,

TM 模式下衰减幅度大。由于局域表面等离子体增强造成微孔中心光强变大,膜后近场区域内 TM 光强比 TE 光强高一个数量级,但是到达远场时,两种模式光强近似相等。

同样考察 TE 模式下,膜后 $3\Delta s$ (19.59 nm), $5\Delta s$ (32.65 nm), $7\Delta s$ (45.71 nm) 处,光强沿 Y 方向分布曲线。如图 7 所示。

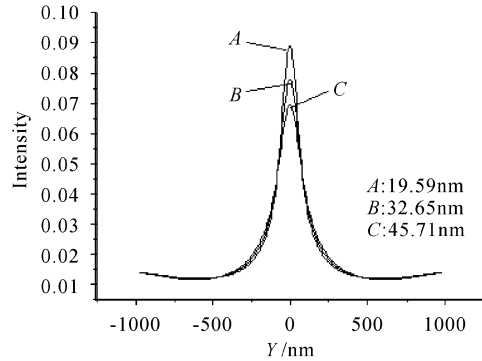


图 7 TE 模式平行光垂直照射厚 50 nm 孔径 100 nm Au 膜,在膜后不同距离处光强沿 Y 的分布

Fig. 7 Intensity profile along Y at different distance of the output through the 100 nm wide aperture of the Au film with 50 nm thickness for TE mode

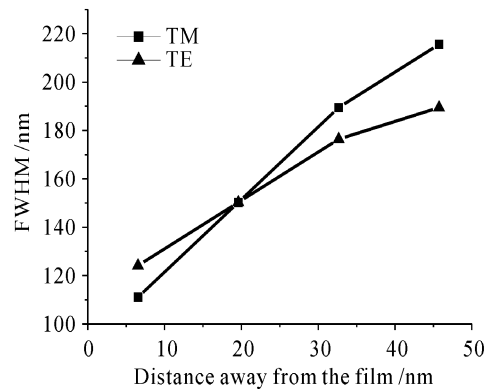


图 8 在 TM, TE 模式下光斑大小(FWHM)与膜后距离的关系(厚 50 nm,孔径 100 nm)

Fig. 8 Spot size (FWHM) as a function of the distance away from the film for TM and TE mode (thickness=50 nm, aperture=100 nm)

由图可知,由于没有局域表面等离子体增强效应,光斑光强衰减幅度不大,光斑形貌不发生变化,始终是孔径中心光强最大。同样,膜后透过光强近似相同。但是此时,孔径区域光强与背景光强属于同一量级,光强的衰减会使光斑难以分辨,对存储材料的要求很高。

为了直观地考察光斑尺寸与孔径尺寸和膜后距

离的关系,通过分别对不同孔径尺寸(30 nm, 50 nm, 100 nm, 200 nm 和 400 nm)的 Au 膜在 50 nm 膜厚情况下的模拟计算,得到不同膜后距离(Δs , $3\Delta s$, $5\Delta s$, $7\Delta s$)处的光强分布曲线。固定孔径尺寸为 100 nm,分析所得结果如图 8 所示。

可以看到,光斑大小随膜后距离的增大而增大,且增加幅度越来越小。当距离大于 $3\Delta s$ (约 20 nm)时,TE 模式下的光斑尺寸小于 TM 模式。

图 9 是固定膜后距离 Δs ,改变孔径大小所得到的分析结果。由该图知道光斑大小随孔径尺寸的增大而增大,但是增加幅度越来越小。当微孔直径大于 130 nm 时,TE 模光斑尺寸小于 TM 模光斑。

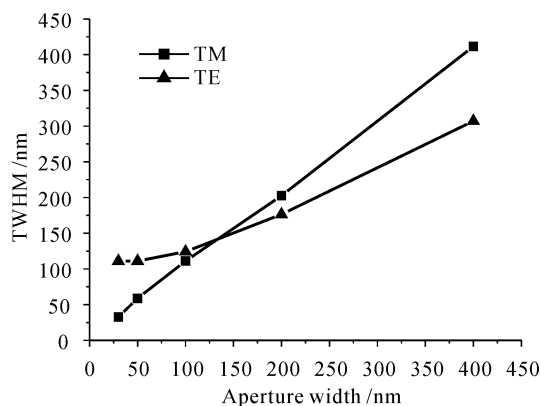


图 9 在 TM 和 TE 模式下光斑大小(FWHM)与孔径尺寸的关系(厚 50 nm,距离 6.53 nm)

Fig. 9 Spot size (FWHM) as a function of the aperture width for TM and TE mode (thickness = 50 nm, distance = 6.53 nm)

4 结 论

NL-FDTD 法可以用来精确模拟光在贵金属(如本文中 Au)中传播的光学特性。本文针对 VSAL 出射光斑的特性,将 VSAL 出射端简化为一无限大金属屏,用线偏振平行光照射模拟出射光斑。通过运用 2D-NL-FDTD 对该简化模型进行精确的模拟分析,给出了 TM 和 TE 两种模式下,电场分量模平方 $|E|^2$ 的近场分布,并针对其在近场光存储方面的应用进行了讨论分析。

计算结果表明,出射光斑尺寸在 TM 和 TE 两种模式下,均随着孔径尺寸的减小而减小,随着膜后距离的增大而增大。由于 TM 模式下存在局域表面等离子增强效应,所以膜后近场区域内光强衰减

幅度远大于 TE 模式,且孔径尺寸愈小,光强衰减愈快,这种迅速衰减会对近场光存储带来困难,所以要综合考虑各方面因素,选择适中的孔径尺寸。对于膜后距离的选择,存储材料的记录阈值是重要的影响因素,光斑光强要高于存储阈值才可以有效存储。在 TM 模式下,当孔径为 100 nm,膜后 6.53 nm 处可计算得到近似于孔径大小的光斑尺寸 105 nm。当金属膜厚度为 50 nm 时,TE 模式下的出射光斑尺寸在孔径大于 130 nm 或膜后距离大于 20 nm 时,小于 TM 模式下的出射光斑。但是,在 TM 模式下,由于金属存在局域表面等离子增强效应,使得其出射强度比 TE 模式高一个数量级。正是由于这一点,当膜后距离增大时,不影响系统对 TM 光斑分辨,但是 TE 光斑由于与背景光强强度在同一量级,难于分辨。所以出于对近场光存储实际情况的考虑,TM 模式的光源更适于作为近场光存储系统的光学头。

本文只是对 VSAL 出射端的简化模型进行了研究,为了得到更加完善的结果,需要将激光谐振腔和增益介质加入到物理模型中,来考虑激光不同模式对光斑近场特性的影响。这是我们的后续工作。

参 考 文 献

- 1 M. Ohtsu. Near-Field Nano/Atom Optics and Technology [M]. Springer, Japan, 1998
- 2 Afshin Partovi, David Peale, Matthias Wuttig *et al.*. High-power laser light source for near-field optics and its application to high-density optical data storage [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **75**(11):1515~1517
- 3 S. Shinada, F. Koyama, N. Nishiyama *et al.*. Fabrication of micro-aperture surface emitting laser for near field optical data storage [J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1999, **38**(Part 2, No. 11B):L1327~L1329
- 4 S. Shinada, F. Koyama, K. Suzuki *et al.*. Near-field analysis of micro-aperture surface emitting laser for high density optical data storage [J]. *Opt. Rev.*, 1999, **6**(6): 486~488
- 5 Wang Changqing, Zhu Xili. Electromagnetic Calculation with the Finite Difference Time Domain Method [M]. Beijing: Peking University Press, 1994 (in Chinese)
- 6 Justin B. Judkins, Richard W. Ziolkowski. Finite-difference time-domain modeling of nonperfectly conducting metallic thin-film gratings [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1995, **12**(9):1974~1983
- 7 V. M. Agranovich, D. L. Mills. Surface Polaritons-Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces [M]. Amsterdam: North-Holland, 1982