

FDTD 方法对固体浸没透镜的光场分析

张东玲^{1,2} 白永林² 冯晓强² 贺锋涛² 赵勃³ 侯洵^{1,2,3}

(1 河南大学物理与信息光电学院, 河南开封 475001)

(2 中国科学院西安光学精密机械研究所, 瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

(3 西安交通大学电子科学与技术系, 西安 710049)

摘要 采用二维时域有限差分(2D-FDTD)方法研究了高斯光束通过固体浸没透镜(SIL)的光场分布特性. 模拟结果表明, SIL的折射率越大, 底面出射的光斑越小, 但随离底面距离的增大光束很快展宽; 当只有入射角大于全反射临界角、具有高空间频率的部分高斯光束聚焦到 SIL底面金属膜中心的微孔时, 针对不同直径的微孔, 模拟了出射光场的分布, 发现微孔直径在某一特定值时, 出射光斑半径在距 SIL底面近半个波长范围内无明显改变, 该结果为增大 SIL和存储介质间距的方案提供了理论依据.

关键词 时域有限差分法; 固体浸没透镜; 近场光场; 隐失场

中图分类号 O438 **文献标识码** A

0 引言

在信息化社会的今天, 人们对信息量的需求与日俱增, 信息存储成为信息技术的关键环节之一, 而传统的光存储技术已经不能满足人类对信息的海量需求, 人们必须寻求其它的高密度光存储技术. 其中, 近场光存储以其能够突破瑞利衍射极限获得超高密度光数据存储这一独特优势, 逐渐成为高密度光存储技术的一个主要发展方向. 目前, 研究人员已经提出了多种近场存储方案, 如探针型近场(NSOM)存储、固体浸没透镜近场(SIL)存储^[1]、超分辨近场结构(Super-RENS)存储等. SIL作为提高光存储密度的一种有效途径, 近年来越来越受到人们的关注. SIL存储系统是将由高折射率材料制成的SIL插入到光学头的聚焦物镜下方来提高光学头

的有效数值孔径, 从而缩小读写光斑的大小, 提高存储密度. 由于SIL系统光学头的有效数值孔径很大, 采用标量光学方法对SIL进行光场理论分析显得不够准确, 需采用矢量的光学分析或数值解法. 时域有限差分法(FDTD)是求解电磁场问题的一种数值方法, 该方法直接从Maxwell方程导出, 适用于分析光通过SIL的光场分布.

1 SIL 二维模型的建立和 2D-FDTD

由于半球形SIL和通过光学头后的聚焦高斯光束的波振面都呈旋转对称分布, 因此只需计算SIL一个轴截面上的场强分布. 在不考虑从光盘表面反射回的光对透镜底面出射光场的影响的情况下, 可将半球形的SIL简化为如图1(a)所示的二维模型、略去和入射的偏振分量场及纵向场分量相垂直的电

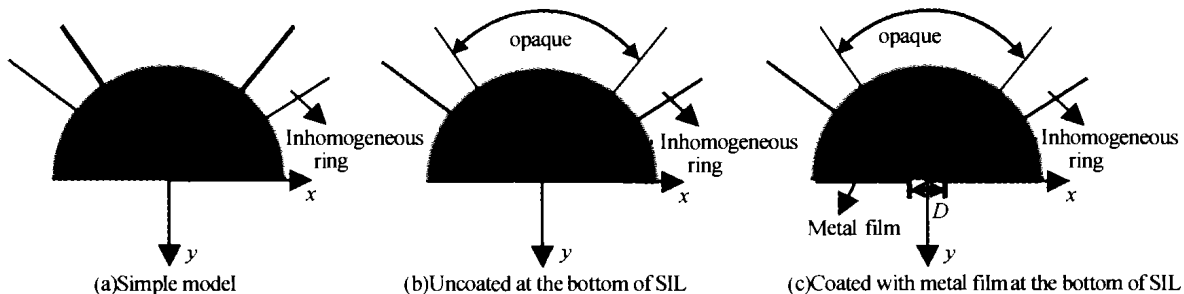


图1 计算模型
Fig. 1 The calculated models

场分量, 采用二维时域有限差分法(2D-FDTD)对其进行分析. 本文采用这种方法对图1的三种模型的光场进行了模拟及分析. 尽管这种模型与实际的三维空间模型存在着一定的差异, 但这种差异很

小^[2,3]. 假定波源模式为TE模, 则在无源区域, 直角坐标系中Maxwell方程可简化为^[4]

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = (\sigma + \epsilon \frac{\partial}{\partial t}) E_x \quad (1)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = -(\sigma + \epsilon \frac{\partial}{\partial t}) E_y \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} = (s + \mu \frac{\partial}{\partial t}) H_z \quad (3) \quad \text{变为 Yee 氏网格的差分式为}$$

$$E_x^{n+1}(i+1/2, j) = C_x(i+1/2, j) \left\{ \begin{array}{l} -D_x(i+1/2, j) E_x^n(i+1/2, j) \\ + [H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2)] / \Delta y \end{array} \right\} \quad (4)$$

$$E_y^{n+1}(i, j+1/2) = C_y(i, j+1/2) \left\{ \begin{array}{l} -D_y(i, j+1/2) E_y^n(i, j+1/2) \\ - [H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) - H_z^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2)] / \Delta x \end{array} \right\} \quad (5)$$

$$H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2) = C_z'(i+1/2, j+1/2) \left\{ \begin{array}{l} -D_z'(i+1/2, j+1/2) H_z^{n-1/2}(i-1/2, j+1/2) \\ + [E_x^n(i+1/2, j+1) - E_x^n(i+1/2, j)] / \Delta y - \\ [E_y^n(i+1, j+1/2) - E_y^n(i, j+1/2)] / \Delta x \end{array} \right\} \quad (6)$$

式(4)~(6)中

$$C_\eta(i, j) \left\{ \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left[\frac{\sigma_\eta(i, j)}{2} + \frac{\epsilon_\eta(i, j)}{\Delta t} \right] \right\}^{-1}$$

$$D_\eta(i, j) \left\{ \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left[\frac{\sigma_\eta(i, j)}{2} - \frac{\epsilon_\eta(i, j)}{\Delta t} \right] \right\}$$

$$C_\eta'(i, j) \left\{ \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left[\frac{s_\eta(i, j)}{2} + \frac{\mu_\eta(i, j)}{\Delta t} \right] \right\}^{-1}$$

$$D_\eta'(i, j) \left\{ \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left[\frac{s_\eta(i, j)}{2} - \frac{\mu_\eta(i, j)}{\Delta t} \right] \right\}$$

下标 η 为 x, y, z 中任一个. ϵ, μ, σ, s 分别为介质的电容率、磁导率、电导率和磁电阻率.

设波长为 630 nm 的激光通过光学头后沿半球形 SIL 轴线方向 (y 轴) 入射, 并聚焦到 SIL 底面中心位置. 每个 Yee 氏网格单元的空间步长 $\Delta x = \Delta y = 21 \text{ nm}$, 时间步 $\Delta t = \Delta x / (2c)$, 计算空间的网格数 $N_x = N_y = 400$. 高斯光源某一波振面在计算截面上是一段圆弧线, 设置的高斯光源的波振面弧线顶点在计算网格中的位置为 $(0, 5)$, 弧半径 $R(y) = 195 \times \Delta x$, 光斑半径 $w(y) = 92 \times \Delta x$, 其电场分量 $E_y = 0, E_x$ 的振幅沿光轴两侧的源弧线上呈指数衰减, 振幅最大值为 1 V/m . 则高斯光源的束腰半径 W_0 和束腰位置 z 可由下面两个关系式确定

$$z = R(y) \left[1 + \left(\frac{\lambda R(y)}{\pi w^2(y) n} \right)^2 \right]^{-1} \quad (7)$$

$$w_0^2 = w^2(y) \left[1 + \left(\frac{\pi w^2(y) n}{\lambda R(y)} \right)^2 \right]^{-1} \quad (8)$$

n 为光所在媒质的折射率, 这样设置的高斯光源的特性就可完全确定. 图 2 为所模拟的高斯光束在自由空间中传播的电场振幅分布图. 因为在可见光波长范围, 人眼对光的敏感程度远远超过磁场, 光与物质之间的相互作用可以由电场分量表示; 因此本文用电场分量模量的平方 $|E|^2$ 表示 SIL 的光场分布, 光斑半径则定为该处 $|E|^2$ 分布半峰值宽度的一半.

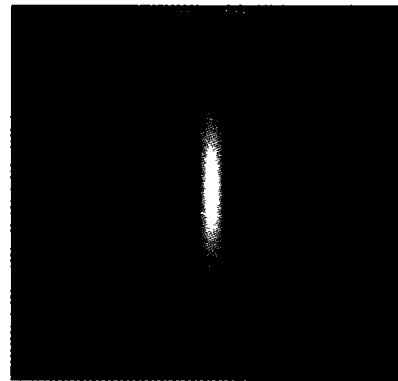


图 2 设置的高斯光源在自由空间中传播的电场振幅分布图

Fig. 2 The propagation of the set gauss beam in vacuum

2 结果与分析

图 3 是高斯光束经过折射率为 1.5、2.5 和 3.0 的 SIL 并会聚在其底面时的光场振幅分布图. 由于入射光和反射光的叠加, 光场在 SIL 内形成了稳定的驻波分布. SIL 折射率越大, 聚焦在底面的光斑半径越小. 且 SIL 折射率越大, 其底面出射光束的发散角也越大. 距 SIL 底面不同距离的截面上的光斑半径的变化如图 4 所示. 可以看出, 从 SIL 底面出射的光斑半径随着距透镜底面的距离的增大而增大; SIL 的折射率越大, 光斑增大得越快. 在距折射率为 3.0 的 SIL ($n_{\text{SIL}} = 3.0$) 底面约 147 nm 处的光斑半径约等于光通过 $n_{\text{SIL}} = 2.5$ 的 SIL 在相应位置处的光斑半径; 在距 SIL ($n_{\text{SIL}} = 3.0$) 底面约 210 nm 的

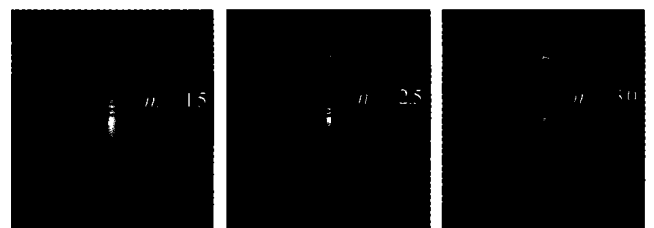


图 3 高斯光束通过不同折射率 SIL 的电场振幅分布图

Fig. 3 The electrical amplitude distribution of SIL with different refractive index

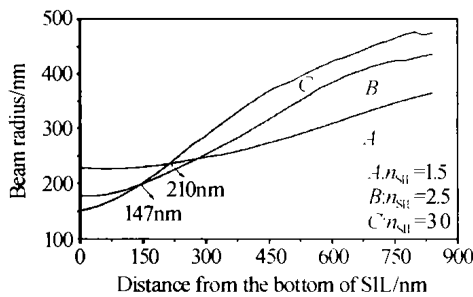


图4 距 SIL 底面不同距离处的光斑分布

Fig. 4 The beam radius at different distance from the bottom of SIL

位置处,其光斑已和光通过 $n_{\text{SIL}} = 1.5$ 的 SIL 在此距离处的光斑半径相当. 经计算表明在距离 SIL ($n_{\text{SIL}} = 3.0$) 底面约 300 nm 的位置处,光束的光斑半径已增大到该高斯光束在自由空间中传播时的束腰半径.

因此,采用高折射率的 SIL 的光学头,就必须将 SIL 与记录介质的间距控制在足够小的范围内才能获得超衍射极限尺寸的光斑. 但是在实际的 SIL 光存储系统中, SIL 底面和记录介质之间的近距离控制有一定难度,且两者距离很小时,高速运转的光盘很容易碰撞光学头而导致读写系统的损坏.

Grosjean 和 Courjon^[5] 研究指出,由倏逝波干涉产生的受限制光场,其电场模量的平方在一定范围内不随距离的变化而变化. 可将这一方案运用到高折射率 SIL 的存储系统中,以解决其近距离控制的难题. Grosjean 和 Courjon 研究结果表明,入射光角度越大,出射光斑越小. 在 SIL 存储系统中要保证

大的入射角,就必须除去高斯光束中心的低空间频率光场;而在衍射超分辨技术中,高斯光束中心被遮挡的部分越多,出射光中由旁瓣产生的噪声干扰也就越大^[6]. 基于上述两种因素的考虑,在模型 1(b) 中只遮挡了全反射临界角 θ_c 范围内的光束,让入射角大于 θ_c 的光 (inhomogeneous ring)^[7] 聚焦到 SIL 的底面中心.

图 5(a) 为大于 θ_c 范围内的光透过 $n_{\text{SIL}} = 3.0$ 的 SIL 后底面的出射光场强度分布. 由于只有空间频率较高的光透过 SIL,并且在 SIL 底面发生了全反射,因此形成的出射光场几乎都为隐失场. 从图 5(a) 中可以看出光场在 y 轴两侧呈多峰结构分布,而且强度关于 y 轴对称,但是在 y 轴上的强度是极小值. SIL 底面两侧折射率的突变,使出射光场发生了退极化^[8],产生了与入射光偏振方向垂直的电场分量 E_y ,该退极化分量 E_y 本质上为隐失场;且 SIL 的折射率较大,退极化分量在出射场中占很大比重;因此退极化分量 E_y 的分布在很大程度上决定着出射场的分布. 分别对 x, y 方向上的偏振分量进行计算,结果表明 x, y 分量场都是以 y 为对称轴的多峰结构分布. x 分量场在 y 轴上的强度最大,而 y 分量在 y 轴上强度分布几乎为零,两分量的最大峰值比 I_y/I_x 约为 1.25. 总之,由于隐失场的局域特性和退极化分量的存在使 $n_{\text{SIL}} = 3.0$ 的 SIL 的出射光场呈现了出如图 5(a) 所示的强度分布.

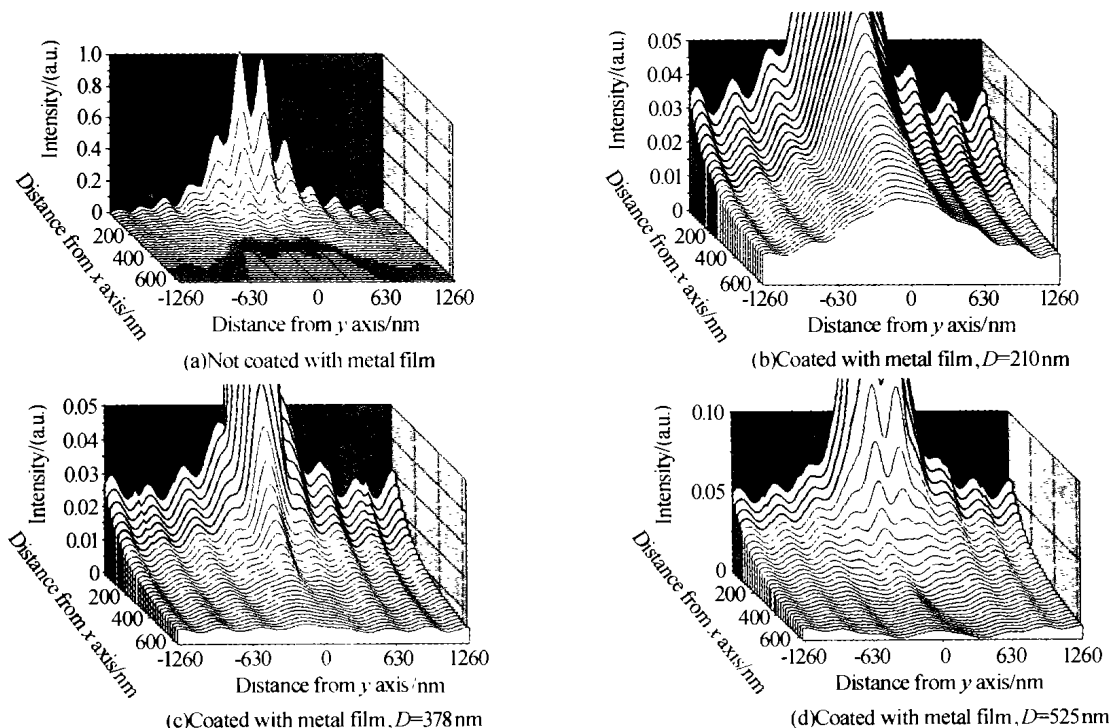


图5 只有大于全反射临界角的光束通过时 SIL 底面的光场分布

Fig. 5 The optical distribution at the bottom of SIL ($n_{\text{SIL}} = 3.0$) when only the marginal rays go through the SIL

因此不能直接将模型 1(b) 用于光存储. 可在 SIL 的底面镀上金属膜, 并在其底面中心位置开一个圆形通光微孔, 以限制其出射光场, 模型如图 1(c)^[9] 所示, D 为微孔的直径, 假定所镀的金属膜为理想导体, 即金属膜具有无限大电导率 ($\sigma \rightarrow \infty$).

图 5(b)、(c)、(d) 分别为通光微孔直径 D 等于 210 nm、378 nm 和 525 nm 时出射光场分布. 图 5(b)、(c)、(d) 中已经将靠近 SIL 底面的特别大的强度峰值削去. 图 (b) 和 (c) 场分布基本一致: 以 y 轴对称轴, 两侧有多峰结构分布; 在与 SIL 底面平行的一定位置处, y 轴上峰值最强; 光强沿 y 轴方向急剧衰减. 分析图 5(b)、(c) 知, SIL 底面镀的金属膜对入射的高空间频率光束起了很大的束缚作用, 使得入射光只能通过通光孔衍射出去. 衍射出去的光场在 y 轴上强度最大. 小孔同时也将电场能量衍射到了周围的旁瓣上去. 孔越小, 衍射效应越明显, 因此产生的旁瓣就越多, 且旁瓣的相对强度也越大. SIL 底面小孔衍射出去的光场仍为隐失场, 由于衍射所产生隐失场在 SIL 底面干涉, 使得 (b)、(c) 的场分布不同于 (a). 图 5(d) 的光场分布和图 5(a) 类似. 图 5(d) 通光孔过大, 光通过孔的衍射效应很小, 其光场仍由全反射所产生倏逝波的干涉产生的.

图 6 曲线 B、C、D 分别为微孔直径 $D = 210$ nm、294 nm 和 378 nm 时距 SIL 底面不同距离处光斑半径分布. 曲线 A 为光全部通过无镀膜的 SIL ($n_{\text{SIL}} = 3.0$) 时的光斑分布. 可以看出在距 SIL 底面一定距离处, 曲线 B、C、D 的光斑大小均小于曲线 A, 且随距离的变化趋势也较 A 缓慢. 曲线 D 在约 300 nm 的近距离范围内变化很小, 且值与相同位置处的曲线 A 相比也小得多. 也就是说存储介质和 SIL 底面间距在约 300 nm 的工作范围内, 光斑保持得很小且大小随间距的改变无明显变化. 采用这种模型可在缩小记录光斑的同时“拉大”SIL 与记录介质的间距. 另外, 它的透过率在 $1 \sim 10^{-2}$ 之间, 与一般光纤探针的透过率相比要高出 $10^3 \sim 10^4$ 个数量级. 这里选择合适的通光微孔是很关键的: 需考虑由于干涉和衍射双重效应产生的多峰结构分布的背景噪声的影响

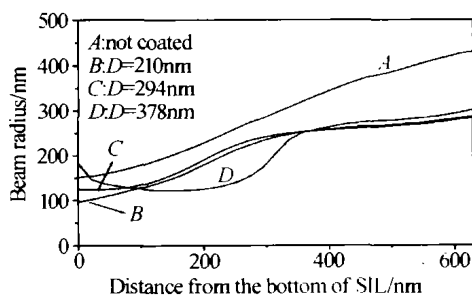


图 6 距 SIL 底面不同距离处的光斑半径变化
Fig. 6 The beam radius with varies D

响以及透光效率和出射光场的衰减情况等因素的影响. 通光微孔直径 D 过大, 超衍射效应很小, 出射中心没有峰值分布, 随距离的增加, 离 y 轴较远的峰值光强很快超过近轴的峰值光强, 达不到我们期望的目的; D 过小, 光强随距离的增加很快衰减, 由旁瓣产生的噪声干扰也会很大, 影响读写信号的质量. 考虑到上述因素, 经详细计算本文图 1(c) 模型的最佳通光微孔直径约为 378 nm.

3 结束语

本文采用 2D-FDTD 模拟了高斯光束通过不同模型 SIL 的光场分布. 得出 n_{SIL} 越大, 从 SIL 底面出射的光斑越小, 但其随离开 SIL 底面距离的增加增大得越快; 所以要得到较小光斑, 必须将 SIL 底面和记录介质保持在很近的范围内. 进而提出了在一定范围内增大 SIL 底面与存储介质间距、同时又能保持其高分辨率的理论模型, 并模拟了高空间频率光通过底面镀有金属膜、中心留有通光微孔的高折射率 SIL 的出射光场分布, 结果表明, 选择合适尺寸的通光微孔, SIL 底面出射的光斑会很小, 并且在距 SIL 底面近半个波长的范围内光斑大小无明显变化. 这对实际工作有一定的指导作用.

参考文献

- 1 Terris B D, Mamin H J, Rugar D. Near-field optical data storage using a solid immersion lens. *Appl Phys Lett*, 1994, **65**(4): 388 ~ 390
- 2 Guo F, Schlesinger T E, Stancil D D. Optical field study of near-field optical recording with a solid immersion lens. *Appl Opt*, 2000, **39**(2): 324 ~ 332
- 3 Judkins J B, Haggans C W, Ziolkowski R W. Two-dimensional finite-difference time-domain simulation for rewritable optical disk surface structure design. *Appl Opt*, 1996, **35**(14): 2477 ~ 2487
- 4 高本庆. 时域有限差分法 FDTD Method. 北京: 国防工业出版社, 1995. 5 ~ 9
Gao B Q. Finite-difference time-domain method FDTD Method. Beijing: National Defence Industry Press, 1995. 5 ~ 9
- 5 Grosjean T, Courfon D. Immaterial tip concept by light confinement. *Journal of Microscopy*, 2001, **202**(2): 273 ~ 278
- 6 王建岗, 金国藩, 何庆声, 等. 等宽圆环光瞳滤波器的超分辨性能研究. *光学技术*, 2002, **28**(5): 444 ~ 446
Wang J G, Jin G F, He Q S, et al. *Optical Technique*, 2002, **28**(5): 444 ~ 446
- 7 Mister T, Jo J, Hirota K. Roles of propagating and evanescent waves in solid immersion lens systems. *Appl Opt*, 1999, **38**(23): 5046 ~ 5057

- 8 刘秀梅,王佳. 用时域有限差分方法研究光纤微探针近场分布特性. 光学学报,2001,21(10):1234~1238
Liu X M, Wang J. *Acta Optica Sinica*, 2001,21(10):1234~1238
- 9 洪涛,王佳,孙立群,等. 近场光学虚拟光探针的数值分析. 光学学报,2002,22(12):1415~1420
Hong T, Wang J, Sun L Q, et al. *Acta Optica Sinica*, 2002,22(12):1415~1420

Analysis of the Optical Field of Solid Immersion Lens by FDTD

Zhang Dongling^{1,2}, Bai Yonglin², Feng Xiaoqiang², He Fengtao², Zhao Bo³, Hou Xun^{1,2,3}

1 College of Physics & Information Photoelectronics, Henan University, Kaifeng 475001

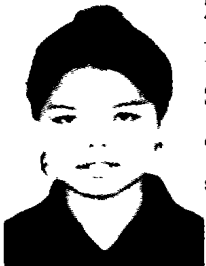
2 State Key Lab of Transient Optics and Technology, Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics, Academia Sinica, Xi'an 710068

3 Department of Electronic Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049

Received date:2003-07-07

Abstract Using two-dimensional finite-difference time-domain (FDTD) method, the optical fields of solid immersion lens are studied when illuminated by focusing gauss beam. The simulated results reveal that the higher the refractive index is, the smaller the beam radius on the bottom of the SIL will be, and transmitted beam expands quickly from the bottom of SIL. When only allows the total internal reflection beams focus on the small aperture, which is formed at the center of metal film coated on the bottom of SIL, the optical fields propagated from the aperture of different dimension is simulated. It turns out that the beam radius increases more slowly within half of the wavelength in specified aperture size, and which indicates that it is possible to increase the distance between the recording layer and SIL without decreasing the recording density.

Keywords Finite-difference time-domain method; Solid immersion lens; Near-field optical field; Evanescent field



Zhang Dongling was born in December 1978; She graduated from College of Physics & Information Photoelectronics of Henan University and received the B. S. degree in 2001. In September 2001, she began to work toward the M. S. degree in the same college, majoring in optics. Now she is engaged in the research of near-field optics and high-density optical data storage.