

近场显微干涉成像中的探测角度和偏振问题研究*

刘 诚¹ 闫长春¹ 高淑梅²

(¹ 徐州师范大学物理系, 徐州 221116)
(² 江南大学理学院, 无锡 214122)

摘要: 用偶极子耦合系统来模拟近场干涉测量中的探针-样品关系, 并利用各电场分量之间的组合方程组精确计算出其可能探测到的强度和相位像。结果显示, 近场干涉所测量到的近场像的分辨力和探测器的方位及参考光的偏振方向之间有较强的依赖关系, 随着探测器位置不同或者参考光偏振方向的变化, 同一样品在同一照明条件下所得到的图像也会发生明显的改变。在倏逝波照明的情况下, 近场像的精确度随着探测器相对于样品视角的增大而改善, 且在不同偏振方向的近场像中, 只有偏振方向垂直于样品表面的像能真实反映样品的细节分布, 且同时具有足够的强度分布。

关键词: 显微; 成像系统; 探针与隐失场相互作用; 扫描近场光学显微镜
中图分类号: O439, TH742 文献标识码: A

Detection-Angle and Polarization Dependences of the Interferometric Imaging with Near-Field Scanning Microscopy

Liu Cheng¹ Yan Changchun¹ Gao Shumei²

(¹ Department Physics, Xuzhou Normal University, Xuzhou 221009)
(² School of Science, Southen Yangtze University, Wuxi 214122)

Abstract: The interaction between the specimen and the scanning probe in the near-field interferometry was modeled with a coupled point-dipole system, and a set of equations of different electric field components were used to calculate the intensity and phase images of the specimen. It was found that, the resolution of the near-field images was strongly dependent on both the polarization direction of the reference light and the position of the far-field detector and vice versa. For a specimen under given illumination, its near-field images changed remarkably with the slight adjustment in the detector position or the polarization of the reference light. In the case of evanescent illumination, the resolution of differently polarized images increased with the view angle of the detector to the specimen, and highly accurate images could be realized only when the detector was placed at a large enough view angle. Among the images of differently polarized components, only the image polarized normally to the specimen surface indicated the specimen in details with enough intensity.

Key words: microscopy; imaging systems; interaction between evanescent field and probe; scanning near-field optical microscope

1 引 言

近场扫描光学显微镜利用扫描探针探测样品表面的倏逝波, 可以突破传统衍射理论中半波长极限的限制, 得到具有亚波长分辨力的光学图像。由于在光生物学等多种领域都有重要的应用价值, 所以在过去的十多年时间里近场光学显微镜技术得到

了大量的研究并取得重大进展^[1~6]。过去近场光学显微镜只用来探测近场光的强度, 因此其对光的偏振特性并不敏感。为了探测近场光的相位, 近来一种能够同时探测近场光强度和相位的近场干涉显微镜已经成功地实现^[7~10]。与一般的近场显微镜相比, 干涉显微镜的探测器所接收的不是散射光的强

* 江苏省教育厅重点基金(04KJD140196, 03KJA140138)资助课题。

作者简介: 刘 诚(1971~), 男, 江苏徐州人, 博士, 主要从事光学计量、近场光学、生物光学和光子晶体(负折射材料)等方面的研究。E-mail: liucheng96@hotmail.com

收稿日期: 2005-01-17; 收到修改稿日期: 2005-06-16

度而是散射光和参考光之间的干涉。所以根据光的干涉原理,对于一个给定的样品-探针系统,只要参考光的偏振方向不同,近场干涉显微镜就有可能得到完全不同的测量结果。本文将近场干涉仪中的样品和探针系统简化为由一系列偶极子所组成的耦合模型,然后用一个严格的数学方法计算出被测样品各偏振像的数值解。

2 基本原理

2.1 近场干涉显微镜及其模拟模型

图 1(a)给出了近场干涉显微镜的结构示意图。从光源引入的激光被分成两束,一束在三棱镜的底面发生全内反射时在界面的外侧形成倏逝波,棱镜底面上的样品被此倏逝波照明,另外一束被频移 Δ 后照射到光探测器的表面,作为参考光。扫描探针的针尖在近场范围内对样品表面进行扫描,将能反

映样品亚波长结构信息的倏逝波部分散射成传导波 $S_{\text{exp}}(i\varphi)$;此散射光被透镜汇聚到探测器表面并和参考光发生干涉;探测器将所探测到的干涉强度信号直接传输到锁相放大器进行测量。如果在横向扫描过程中,探针的针尖在垂直于样品表面的方向上以频率 $n\Omega$ ($n=1,2,\dots$) 振动,那么只要将锁相放大器的频率锁定在 $\Omega+\Delta$ 或者 $n\Omega+\Delta$ 上,近场散射光的相位 φ 和振幅 S 可以直接被锁相放大器测量^[11,12]。图 1(a)中所描述的近场干涉显微镜装置图可以用图 1(b)中的简化模型来进行研究^[13],其中样品及其细节特征用一个表面带有微小球状颗粒的薄膜来代替,扫描探针的针尖被简化成另外一个微小的球体。图中直角坐标系以扫描针尖为原点 o , z 轴垂直样品表面, xy 面为薄膜样品所在平面;探测器中心坐标到原点的距离为 D ,且相对于坐标轴 x 、 y 、 z 的方位角为 (α, β, θ) 。

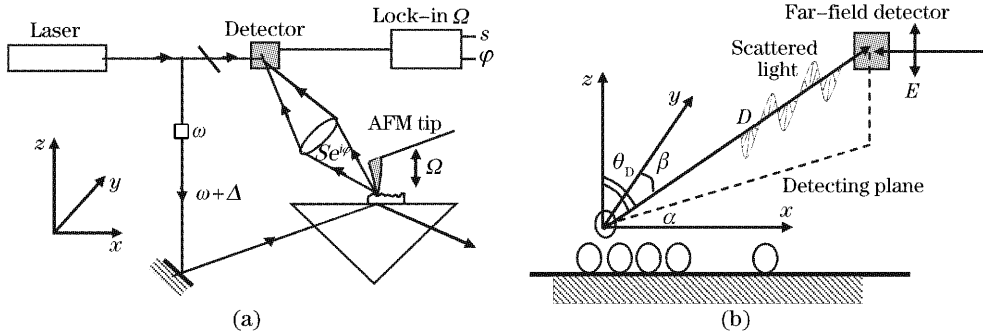


图 1 扫描近场光学干涉显微镜。(a)近场干涉显微镜的装置图,(b)模拟模型

Fig. 1 Scattering-type scanning near-field optical microscope. (a) Setup of the s-SNOM interferometer, (b) the simulation model

2.2 计算方法

如果图 1(b)中所有球体的半径都远小于光波波长,那么在光场的作用下它们彼此之间的相互作用可用一个相互耦合的点偶极子系统来描述。在一个频率为 ω 的单频率入射光照明下,在第 j 个小球处的电场强度为^[14~16]

$$\mathbf{E}(r_j, \omega) = \mathbf{E}^0(r_j, \omega) - i\mu_0\omega \sum_{i=1}^N [\mathbf{G}(r_j, r_i, \omega) \boldsymbol{\alpha}_i(\omega)] \mathbf{E}(r_i, \omega), \quad (1)$$

式中 μ_0 为真空的磁导率, N 为包括模拟探针的小球和模拟样品表面形状的所有小球的数目, $\mathbf{E}^0(r_j, \omega)$ 为当样品和探针都不存在时 r_j 处的电场强度,也就是入射光的电场强度, $\mathbf{G}(r, r')$ 为镜像格林函数,它描述源点在 r' 处时观测点 r 处的电场, $\boldsymbol{\alpha}_i(\omega)$ 是当所有小球都被认为是各向同性时,第 i 个小球的电导率张量。模拟探针的小球的电导率张量为

$$\boldsymbol{\alpha}_{\text{prob}}(\omega) = -i4\pi\epsilon_0 a_{\text{prob}}^3 [\epsilon(\omega) - 1] / [\epsilon(\omega) + 2] \mathbf{U},$$

其中 $\epsilon(\omega)$ 是探针材料的介电常量, a_{prob} 是小球的半径, \mathbf{U} 为单位张量。由于受到和其紧密接触的平面的影响,模拟样品表面的小球的电导率张量为

$$\boldsymbol{\alpha}_{\text{sur}}(\omega) = -i\alpha(\omega) \begin{bmatrix} 1 - \frac{\alpha(\omega)r^p(\omega)}{4\pi\epsilon_0(2\delta)^3} & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

δ 为表面小球的中心到其紧密接触的平板表面间的距离, $\epsilon_b(\omega)$ 为其接触平板的介电常量, $r^p(\omega)$ 是 p 偏振的反射系数,其表达式为

$$r^p(\omega) = [\epsilon_b(\omega) - 1] / [\epsilon_b(\omega) + 1],$$

$\alpha(\omega)$ 的表达式为

$$\alpha(\omega) = -i4\pi\epsilon_0 a_{\text{sur}}^3 [\epsilon_b(\omega) - 1] / [\epsilon_b(\omega) + 2],$$

a_{sur} 是模拟样品表面的小球半径。(1) 式可以简写为 $\boldsymbol{\xi} = \boldsymbol{\xi}^0 + \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\xi}$, 其中 $\boldsymbol{\xi}$ 和 $\boldsymbol{\xi}^0$ 分别是与 $\mathbf{E}(r_j, \omega)$ 和 $\mathbf{E}^0(r_j, \omega)$ 相对应的向量组, \mathbf{p} 是由 $\mathbf{G}(r_j, r_j, \omega) \cdot \boldsymbol{\alpha}_i(\omega)$ 所决定的张量。 $\boldsymbol{\xi}$ 的严格解因此可以表示为

$\xi = (U - p)^{-1} \cdot \xi^0$, 从而得到每个模拟小球(包括模拟探针针尖的小球)的感应电场的严格数值解, 由这些数值解利用(3)式, 可以很方便地计算出探测器位置处电场的振幅、相位及偏振情况。

$$\begin{bmatrix} E_x(r, \omega) \\ E_y(r, \omega) \\ E_z(r, \omega) \end{bmatrix} = -u_0 \omega^2 \sum_{j=1}^N \alpha_j(\omega) \cdot G(r, r_j, \omega) \cdot \begin{bmatrix} E_x(r_j, \omega) \\ E_y(r_j, \omega) \\ E_z(r_j, \omega) \end{bmatrix} \quad (3)$$

3 模拟结果

3.1 模拟参量

所模拟的样品如图 2(a)所示, 它是由排列在金

薄膜上的 25 个球形的金颗粒组成, 这些颗粒均匀地排列在 $140 \text{ nm} \times 140 \text{ nm}$ 的正方形上, 每个颗粒的半径为 10 nm , 颗粒表面之间的距离为 10 nm 。图 2(c)给出了样品的表面高度分布图。探针小球(材料假设为玻璃)的半径也为 10 nm , 它在距样品上表面 10 nm 进行常距离扫描, xy 面内的扫描步距假定为 2 nm , 且探测器随着探针在 xy 面内同步移动。光强探测器被放在距离样品 2 cm 的地方, 相对于样品的方位角为 (θ, α, β) 。探测器所在位置处的电场 E_x, E_y 和 E_z 的强度和相位被认为是近场干涉仪需要的测量结果。样品采用全内反射所产生的倏逝波照明, 因此在计算过程中我们假定样品小球处的入射电场为 $E^0 = (0, 0, 1)$, 入射光波长为 632.8 nm 。

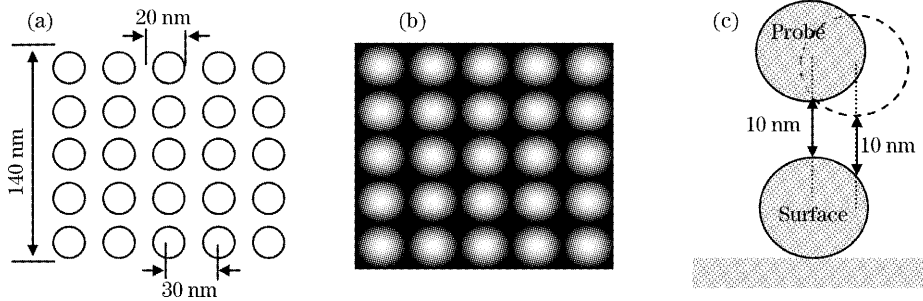


图 2 (a) 样品小球的分布, (b) 样品的表面形貌, (c) 探针和样品的位置关系

Fig. 2 (a) Distribution of the surface-spheres, (b) the morphology of the spheres, (c) geometric relation between the probe and the surface spheres

3.2 模拟结果

假定探测器和探针尖之间的距离为 2 cm , 探测器相对 x, y, z 轴的夹角为 $(85^\circ, 90^\circ, 5^\circ)$; 利用(3)式可以计算出此时样品的不同近场像偏振像。图 3(a)是样品的总强度像, 图 3(b)和图 3(c)分别是 x 方向偏振的强度像和相位像, 图 3(d)和图 3(e)分别是 y 方向偏振的强度像和相位像, 图 3(f)和图 3(g)分别是

z 方向偏振的强度像和相位。从这些像能够看出, 除了总强度像与样品的实际分布有一定的相似外, 其他的像和样品的实际分布之间都存在明显的差别。同时还能够看出, x 和 z 方向的偏振像有着几乎相同的强度和相位分布, 且相位像在 x 方向有更高的分辨力, 而在 y 方向所有的表面颗粒的像都粘在了一起; 相反, y 方向的偏振像在 y 方向有着更高的分辨力。由于所有的像都不能够很好地代表样品的表面实际分布特性, 所以在实际的测量中, 探测器不应该放在这个位置上。

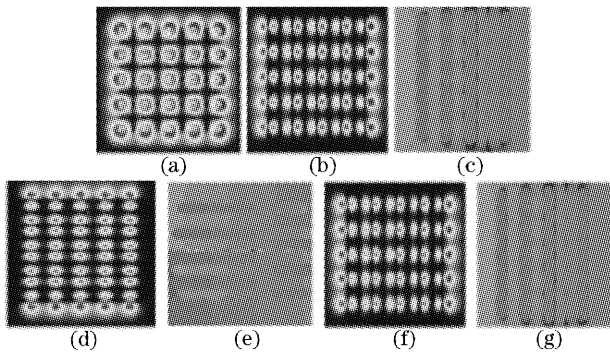


图 3 探测角度为 $(85^\circ, 90^\circ, 5^\circ)$ 时不同偏振方向的强度像和相位像

Fig. 3 Intensity and phase images with different polarizations obtained by a detector with angles of $(85^\circ, 90^\circ, 5^\circ)$

如果探测器仍放在样品 2 cm 处, 将其相对于 z 轴的夹角增加到 25° , 我们可以得到图 4 中的近场偏振像, 其中图 4(a)仍然是样品的总强度像, 图 4(b)~图 4(g) 分别为 x, y, z 方向偏振的强度像和相位像。和图 3 相比, 除了 z 和 x 方向的偏振像的分辨力有一些提高外, 图 4 中的其他像都没有明显的改善, 它们仍然不能很好地代表样品的实际表面分布。

进一步将探测器相对于 z 轴的夹角增加到 65° , 相应地我们得到图 5 中显示的偏振近场像。和图 4 及图 3 相比可以发现, y 方向的偏振像几乎没有发

生任何改变,而 x 和 z 方向的偏振像的分辨力,特别是强度像的分辨力有了明显的提高,但是和样品的实际表面分布特性相比仍然存在显著的差别。

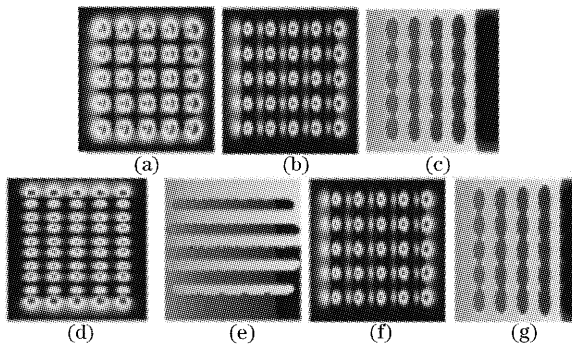


图 4 探测角度为 $(65^\circ, 90^\circ, 25^\circ)$ 时不同偏振方向的强度像和相位像

Fig. 4 Intensity and phase images with different polarizations obtained by a detector with angles of $(65^\circ, 90^\circ, 25^\circ)$

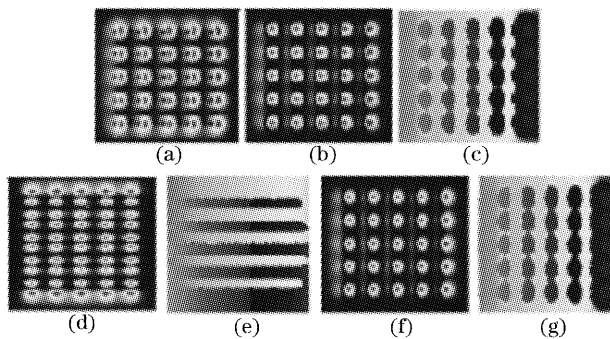


图 5 探测角度为 $(25^\circ, 90^\circ, 65^\circ)$ 时不同偏振方向的强度像和相位像

Fig. 5 Intensity and phase images with different polarizations obtained by a detector with angles of $(25^\circ, 90^\circ, 65^\circ)$

如果继续将探测器和样品之间的视角增加到 $(5^\circ, 90^\circ, 85^\circ)$,我们得到了图 6 中的偏振像。从中可以看出,除了样品在 y 方向的偏振像外,其他的图像都能较好地反映样品表面的分布细节特性,特别

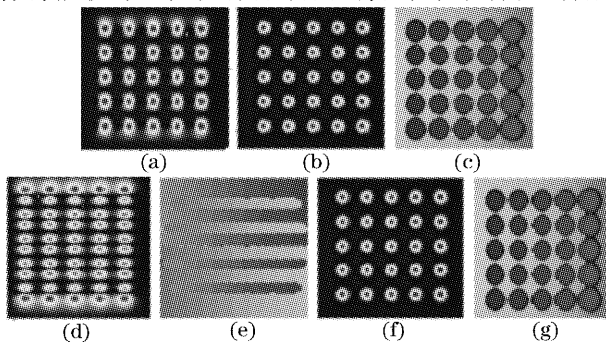


图 6 探测角度为 $(5^\circ, 90^\circ, 85^\circ)$ 不同偏振方向的强度及相位像

Fig. 6 Intensity and phase images with different polarizations obtained by a detector with view angle of $(5^\circ, 90^\circ, 85^\circ)$

是 x 和 z 方向的偏振相位像和样品的实际表面高度分布有着良好的相似性。

在以上分析中,探测器被固定在 $x-z$ 平面内,我们通过调整探测器相对于 z 轴的视角,来研究同一样品不同方向的偏振像之间的差别以及它们对探测角度的依赖。结果发现,不同方向的偏振像之间存在显著的差别,只有在探测器和 z 轴之间的视角足够大的时候, x 和 z 方向的偏振像才能很好的代表样品的实际表面分布特性。这和文献[9]中的结果一致。由于 z 方向偏振与 x 方向偏振始终具有形同的相位和强度分布,我们可以进一步推断:当样品和探测器之间有足够的视角时,图 1 中的探测平面内所有方向的偏振光都有近乎相同的强度和相位分布,并且可以很好地反映样品的实际表面特性。为了验证这一点,我们将探测器的位置移到视角大约为 $(45^\circ, 45^\circ, 85^\circ)$ 的位置上,并将计算所得的近场像在图 7 中给出。其中图 7(a)和图 7(b)为 x 方向偏振的强度像和相位像,图 7(c)和图 7(d)为 y 方向偏振的强度像和相位像,由于这两个偏振方向此时都不在探测平面内,因此都不能很好地反映样品的真实分布。图 7(e)和图 7(f)为 z 方向偏振的强度像和相位像,图 7(g)和图 7(h)为 $E_x + E_y$ 的强度像和相位像,由于 $E_x + E_y$ 和 E_z 的偏振方向都在探测平面内,所以它们的强度像和相位像与样品的真实分布之间有很好的相似性。

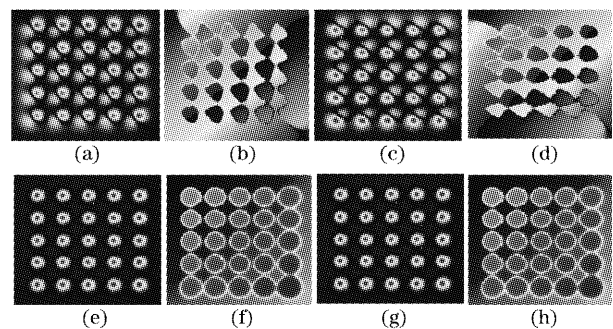


图 7 探测角度为 $(85^\circ, 45^\circ, 45^\circ)$ 时不同偏振方向的强度像和相位像

Fig. 7 Intensity and phase images with different polarizations detected with view-angle $(85^\circ, 45^\circ, 45^\circ)$

在以上的分析中,我们仅仅通过比较各偏振像和实际样品分布之间的相似性来对近场像进行分析,并没有讨论各个像的绝对强度问题。但根据干涉理论可知,若被探测光的强度比较大,那么就意味着测量结果将会有更高的准确性,所以有必要注意探测平面内各种偏振光之间的强度关系。图 8 中所给出的是

图 6(b)和图 6(f)的三维显示图,从中可以看出 z 方向偏振光的强度大约是 x 方向偏振强度的 100 倍左右。

这就意味着,在图 1(a)的条件下,将参考光保持在 z 方向振动将可以使干涉测量变得更加准确。

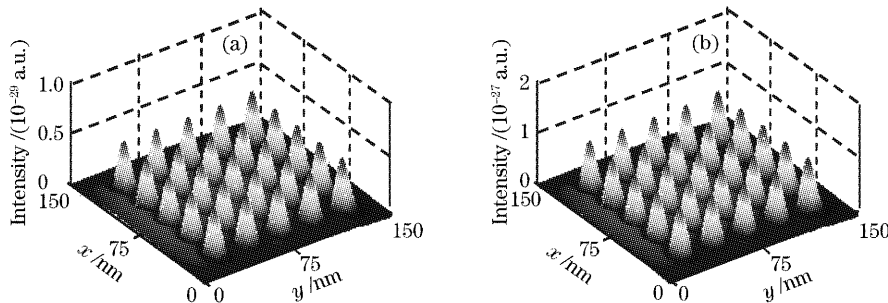


图 8 图 6(b)和图 6(f)的三维显示图

Fig. 8 Three-dimensional displays of Fig. 6(b) and Fig. 6(f)

4 结 论

利用耦合偶极子模型对扫描近场光学干涉仪的一些基本性质进行数字模拟分析,结果发现,对于一个给定的样品其各个不同的偏振像之间存在着非常显著的差别,甚至彼此完全不同。另外,所有近场偏振像的分辨力都强烈地依赖探测器的探测角度。在近场倏逝波的照明条件下,只有探测器和样品之间的夹角足够大而且参考光的偏振方向在探测平面内时,所得到的近场强度像和近场相位像才能比较好地反映样品的实际表面分布细节。需要指出的是没有讨论图 1(a)中的聚光透镜对系统的影响,而是讨论探针-样品的散射光直接被远场探测器接收的情况,理论上这相当于透镜孔径为无限小的极限情况,考虑到本文结论的根本原因在于偶极子辐射的空间不对称性,实际实验中的聚光透镜虽然将其孔径内的光汇聚到探测器表面,客观上对这种不对称性进行一个空间平均,但由于偶极子辐射本身并没有受到影响,所以本文的结论仍然有效。

参 考 文 献

- 1 J. A. Cline, M. Isaason. Probe-sample interaction in reflection near-field scanning optical microscopy[J]. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(22): 4869~4876
- 2 F. Zenhausern, M. P. O'Boyle, H. K. Wickramasinghe. Apertureless near-field optical microscopy[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **65**(13): 1623~1625
- 3 Wu Qinghua, Wang Guiying, Xu Zhizhan. Influence of polarization of the incident light on imaging of the RSNOM[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(5): 513~516 (in Chinese)
武清华,王桂英,徐至展. 入射光的偏振特性对反射式近场光学显微镜成像结果的影响[J]. *光学学报*, 2003, **23**(5): 513~516
- 4 Liu Xiumei, Wang Jia. Research on characterization of the near-field distribution of optical fiber probe by FDTD[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(10): 1234~1238 (in Chinese)

- 刘秀梅,王 佳. 用时阈有限差分方法研究光纤微探针近场分布特性[J]. *光学学报*, 2001, **21**(10): 1234~1238
- 5 Hong Tao, Wang Jia, Sun Liqun *et al.*. Numerical simulation analysis of near-field optical virtual probe [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(12): 1415~1420 (in Chinese)
- 洪 涛,王 佳,孙利群等. 近场光学虚拟光探针的数值分析[J]. *光学学报*, 2002, **22**(12): 1415~1420
- 6 Xu Tiejun, Wang Jia, Sun Liqun *et al.*. Aperture design of nano-aperture semiconductor laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(12): 1421~1425 (in Chinese)
- 徐铁军,王 佳,孙利群等. 纳米孔径激光器出射孔径设计[J]. *光学学报*, 2002, **22**(12): 1421~1425
- 7 P. L. Phillips, J. C. Knight, J. M. Pottage. Direct measurement of optical phase in the near field[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2000, **76**(5): 541~543
- 8 H. F. Hamann, A. Gallagher, D. J. Nesbitt. Enhanced sensitivity near-field scanning optical microscopy as high resolution[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1998, **73**(11): 1469~1471
- 9 R. Hillenbrand, F. Keilmann. Optical oscillation modes of plasmon particles observed in direct space by phase-contrast near-field microscopy[J]. *Appl. Phys. B*, 2001, **73**(3): 239~243
- 10 B. Knoll, F. Keilmann. Enhanced dielectric contrast in scattering-type scanning near-field optical microscopy[J]. *Opt. Commun.*, 2000, **182**(4): 321~328
- 11 Antonello Nesci, René Dändliker, Hans Peter Herzig. Quantitative amplitude and phase measurement by use of a heterodyne scanning near-field optical microscope [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(4): 208~210
- 12 R. Hillenbrand, F. Keilmann. Complex optical constants on subwavelength scale[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(14): 3029~3032
- 13 M. Xiao. Theoretical treatment for scattering near-field optical microscopy[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2001, **14**(11): 2977~2984
- 14 M. Xiao. On near-field scanning optical microscopy: Homogeneous and evanescent radiation[J]. *J. Modern Optics*, 1997, **44**(2): 327~344
- 15 M. Xiao, S. Bozhevolnyi, O. Keller. Numerical study of configurational resonances in near-field optical microscopy with a mesoscopic metallic probe[J]. *Appl. Phys. A*, 1996, **62**(1): 115~121
- 16 Tero Setälä, Matti Kaivola, Ari T. Friberg. Evanescent and propagating electromagnetic fields in scattering from point-dipole structures[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2001, **18**(3): 678~688