

文章编号: 0258-7025(2003)09-0803-06

# 近场光学的二维相互作用与光栅分辨

张娟娜, 郭奇志, 谭维翰

(上海大学物理系, 上海 200436)

**摘要** 首先推导出平面波入射到无限长柱体上时二维散射场的分布, 给出了探测样品为柱状体时的相互作用方程, 继而将其应用到两个并列柱体样品及简单光栅(由四个柱体样品并列)的分辨率计算中。结果表明, 在二维场分布中同样存在最佳分辨, 近场与远场的相抵仍然在起作用。

**关键词** 应用光学; 二维相互作用; 光栅分辨; 近场与远场相抵

**中图分类号** O 431.1; O 439 **文献标识码** A

## Two-dimensional Interaction and Grating Resolution of Near-field Optics

ZHANG Juan-na, GUO Qi-zhi, TAN Wei-han

(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200436, China)

**Abstract** In this paper, the distribution of two-dimensional scattering field of infinite cylinder illuminated by a plane-wave is derived, the interaction equation between cylinder-samples and sphere-probe is obtained, and the resolution of two parallel cylinder samples and simple grating is calculated. The result shows that the best resolution exists in the case of two-dimension field, and the offset of far-field component to near-field component still plays a role.

**Key words** applied optics; two-dimensional interaction; grating resolution; the offset of far-field component to near-field component

## 1 引 言

近年来,随着科学与技术向低维与介观尺度的发展,在光学领域中出现了一个新型交叉学科——近场光学。近场光学对传统的光学分辨极限产生了革命性的突破,于是诞生了具有高分辨率的显微镜——近场光学显微镜(NSOM—Near-field Scanning Optical Microscope 或称 SNOM)<sup>[1~8]</sup>,它已被广泛地应用于生命科学、凝聚态物理、化学、材料科学及信息产业等领域。围绕 SNOM 的使用以及这方面实验和设计逐年增多,对近场光学的理论研究迫在眉睫。问题是影响 SNOM 的因素太多,如探针的尺度、探针靠近样品的距离等,这中间最关键的是如何处理探针-样品的相互作用。文献[9]从样品散射三维场分布入手,将样品看成具有一定半径的小球,直接从 Mie 的散射理论出发,建立与探针尖的相互作用方程,在此基础上分析了有一定大小

的球体的分辨,并得出了一些重要结果:其中偶极辐射的近场与远场的相抵在分辨中起着关键的作用,入射场的偏振也对分辨产生影响。球形质点具有三维分布的散射场,而实际样品的结构当然是很复杂的,不一定是球形,从实际应用来看,具有二维散射场分布的柱形物体例如光栅型的场分布也是很有代表性的,且有应用价值。故本文主要研究二维物体的散射,将样品视作柱体,进而分析研究近场光学的二维相互作用与光栅分辨。

## 2 理论模型

### 2.1 平面波入射到柱体上时散射场的分布

如图 1(a)所示,设平面波沿  $x$  方向入射到柱体上,若取电场为  $y$  方向偏振,即  $\vec{E} = \vec{e}_y E_y^i = \vec{e}_y e^{ikx - i\omega t} = \vec{E}^i e^{-i\omega t}$ ,则  $H_z^i \neq 0$ ,而  $H_x^i = H_y^i = 0$ ,对

收稿日期:2002-04-23; 收到修改稿日期:2002-06-12

作者简介:张娟娜(1978—),女,山西交城人,上海大学物理系光学专业 2000 级硕士研究生,研究方向为近场光学。E-mail:juannazh@163.com

于无源空间( $\vec{J} = 0, \rho = 0$ )有  $\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ , 由此

可得:  $H_z^i = \sqrt{\epsilon/\mu} e^{ikx - i\omega t}$ . 设无限长圆柱体半径为  $a$ , 并令  $H_z = \sqrt{\epsilon/\mu} u$ , 则圆柱体外、内的场满足的方程为

$$\left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \alpha_i^2 \right] u = 0 \quad (1)$$

其中  $\alpha_i = \omega \sqrt{\epsilon_i \mu_i}$  ( $i = 1, 2$ ), 若柱外为真空, 柱内介质折射率为  $n$ , 则有  $\alpha_1 = k = \omega/c, \alpha_2 = kn$ , 这样, 入射波  $u_i$ , 散射波  $u_s$ , 柱内的波  $u_2$  分别为<sup>[10]</sup>

$$u_i = e^{ikx} = e^{ikr \cos \varphi} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\varphi + \frac{\pi}{2})} J_m(kr)$$

$$u_s = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_m H_m^{(2)}(kr) e^{im(\varphi + \frac{\pi}{2})}$$

$$u_2 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m J_m(knr) e^{im(\varphi + \frac{\pi}{2})} \quad (2)$$

当  $r = a$  时, 应满足边界条件

$$\begin{cases} H_z^i + H_z^s = H_z^2 \\ \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial}{\partial r} (H_z^i + H_z^s) = \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial r} H_z^2 \end{cases} \quad (3)$$

由此解出

$$b_m = \frac{\frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial}{\partial r} J_m(knr) J_m(kr) - J_m(knr) \frac{\partial}{\partial r} J_m(kr)}{J_m(knr) \frac{\partial}{\partial r} H_m^{(2)}(kr) - \frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial}{\partial r} J_m(knr) H_m^{(2)}(kr)} \Bigg|_{r=a} = \frac{\frac{J_m(kr)}{H_m^{(2)}(kr)} \frac{n}{\epsilon_r} \frac{\partial}{\partial(knr)} \ln J_m(knr) - \frac{\partial}{\partial(kr)} \ln J_m(kr)}{\frac{\partial}{\partial(kr)} \ln H_m^{(2)}(kr) - \frac{n}{\epsilon_r} \frac{\partial}{\partial(knr)} \ln J_m(knr)} \Bigg|_{r=a} \quad (4)$$

取  $\mu \approx \mu_0$  时,  $\epsilon_r = n^2$ . 当  $a$  很小即  $ka, nka$  都很小时, 贝塞尔函数可取近似式, 当  $z \ll 1, m$  为整数, 且  $m \neq 0$  时,

$$J_m(z) = (-1)^m J_{-m}(z) \approx \frac{z^m}{m! 2^m}, H_m^{(2)} = (-1)^m H_{-m}^{(2)}(z) \approx \frac{(m-1)! 2^m i}{\pi z^m}, \text{ 则}$$

$$b_m = b_{-m} \approx -\frac{i}{\pi m!(m-1)!} \left(\frac{ka}{2}\right)^{2m} \frac{\left(\frac{1}{n}\right) \left(\frac{1}{nka}\right) \left(-\frac{1}{ka}\right)}{\left(-\frac{1}{ka}\right) \left(-\frac{1}{n}\right) \left(\frac{1}{nka}\right)} = -\frac{i}{\pi m!(m-1)!} \left(\frac{ka}{2}\right)^{2m} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \quad (5)$$

当  $m = 0$  时,  $J_0(z) \approx 1 - \frac{z^2}{4}, H_0^{(2)} \approx 1 - \frac{z^2}{4} - i \frac{2}{\pi} \ln z$ , 则

$$b_0 \approx \frac{\left(\frac{ka}{2}\right)^3 (n^2 - 1)}{-i \frac{2}{\pi} \frac{1}{ka}} = -i\pi \left(\frac{ka}{2}\right)^4 (n^2 - 1) \quad (6)$$

略去  $(ka)^4$  及以上次幂的项, 即将  $b_0, b_2, b_3, \dots$  等项略去, 只保留  $b_1 = b_{-1} = -\frac{i}{\pi} \left(\frac{ka}{2}\right)^2 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}$  的项, 则有

$$H_z^s = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} u \approx \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} b_1 H_1^{(2)}(kr) [e^{i(\varphi + \frac{\pi}{2})} - e^{-i(\varphi + \frac{\pi}{2})}] = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} 2b_1 i \sin\left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right) H_1^{(2)}(kr) \quad (7)$$

其中

$$H_1^{(2)}(kr) = \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{-i(kr - \frac{3\pi}{4})} \left[ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{\left(\frac{1}{2} + 1\right)_n \left(\frac{1}{2} - 1\right)_n}{n! (2ikr)^n} \right] \quad (8)$$

继而由  $ik \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \vec{E}^s = -\nabla \times \vec{H}^s = \frac{1}{r} \frac{\partial H_z^s}{\partial \varphi} \vec{e}_r - \frac{\partial H_z^s}{\partial r} \vec{e}_\varphi$  得出

$$\begin{aligned} \vec{E}^s &= \frac{(-i)}{\sqrt{\epsilon/\mu}} \left[ \frac{1}{kr} \frac{\partial H_z^s}{\partial \varphi} \vec{e}_r - \frac{\partial H_z^s}{\partial(kr)} \vec{e}_\varphi \right] = -2b_1 \left[ \frac{H_1^{(2)}(kr)}{kr} \sin \varphi \vec{e}_r + \cos \varphi \frac{\partial H_1^{(2)}(kr)}{\partial(kr)} \vec{e}_\varphi \right] = \\ &-2b_1 \left\{ \left[ \frac{H_1^{(2)}(kr)}{kr} - \frac{\partial H_1^{(2)}(kr)}{\partial(kr)} \right] \sin \varphi \vec{e}_r + (\sin \varphi \vec{e}_r + \cos \varphi \vec{e}_\varphi) \frac{\partial H_1^{(2)}(kr)}{\partial(kr)} \right\} = \\ &-2b_1 \left\{ \left[ \frac{H_1^{(2)}(kr)}{kr} - \frac{\partial H_1^{(2)}(kr)}{\partial(kr)} \right] \sin \varphi \vec{e}_r + \vec{e}_y \frac{\partial H_1^{(2)}(kr)}{\partial(kr)} \right\} = \end{aligned}$$

$$-2b_1 \left\{ \left[ \frac{H_1^{(2)}(kr)}{kr} - \frac{\partial H_1^{(2)}(kr)}{\partial(kr)} \right] e^{-ikr} \vec{e}_r \vec{e}_r + (\vec{e}_x \vec{e}_x + \vec{e}_y \vec{e}_y) \frac{\partial H_1^{(2)}(kr)}{\partial(kr)} e^{-ikr} \right\} \cdot \vec{E}^i \quad (9)$$

式中  $\vec{e}_x \vec{e}_x + \vec{e}_y \vec{e}_y$  为单位并矢, 可用  $\vec{U}$  来表示,  $\vec{E}^i = \vec{e}_y e^{ikr}$  为归一化的电矢量入射波, 若定义并矢

$$\vec{D} = -2b_1 e^{-ikr} \left\{ \left[ \frac{H_1^{(2)}(kr)}{kr} - \frac{\partial H_1^{(2)}(kr)}{\partial(kr)} \right] \vec{e}_r \vec{e}_r + \frac{\partial H_1^{(2)}(kr)}{\partial(kr)} \vec{U} \right\} \quad (10)$$

由递推公式  $\frac{d}{dz} H_1^{(2)}(z) = -\frac{H_1^{(2)}(z)}{z} + H_0^{(2)}(z)$ , 可将  $\vec{D}$  写为

$$\vec{D} = \frac{2i}{\pi} \left( \frac{ka}{2} \right)^2 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} e^{-ikr} \left\{ \left[ \frac{2H_1^{(2)}(kr)}{kr} - H_0^{(2)}(kr) \right] \vec{e}_r \vec{e}_r + \left[ -\frac{H_1^{(2)}(kr)}{kr} + H_0^{(2)}(kr) \right] \vec{U} \right\} \quad (11)$$

令

$$f = \frac{2i}{\pi} \left( \frac{ka}{2} \right)^2 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} e^{-ikr} \left[ -\frac{H_1^{(2)}(kr)}{kr} + H_0^{(2)}(kr) \right]$$

$$g = \frac{2i}{\pi} \left( \frac{ka}{2} \right)^2 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} e^{-ikr} \left[ \frac{2H_1^{(2)}(kr)}{kr} - H_0^{(2)}(kr) \right]$$

式中  $H_0^{(2)}, H_1^{(2)}$  分别为零阶和一阶的第三类贝塞尔函数。

则散射波的电场为

$$\vec{E}^s = \vec{D} \cdot \vec{E}^i = [g(kr) \vec{e}_r \vec{e}_r + f(kr) \vec{U}] \cdot \vec{E}^i \quad (12)$$

### 2.2 相互作用方程的建立

图 1(b) 给出计算 SNOM 分辨本领的简化模型。A, B 为被探测样品, C 为探针球。设入射的单体波在空间  $\vec{r}_j$  处的振动为  $\vec{E}^{(0)}(\vec{r}_j, \omega)$ , 则在  $\vec{r}_j$  处的局域场  $\vec{E}(\vec{r}_j, \omega)$  应是入射场  $\vec{E}^{(0)}(\vec{r}_j, \omega)$  与感生场之和, 即

$$\vec{E}(\vec{r}_j, \omega) = \vec{E}^{(0)}(\vec{r}_j, \omega) + \sum_i \vec{D}(\vec{r}_{ji}) \cdot \vec{E}(\vec{r}_i, \omega) \quad (13)$$

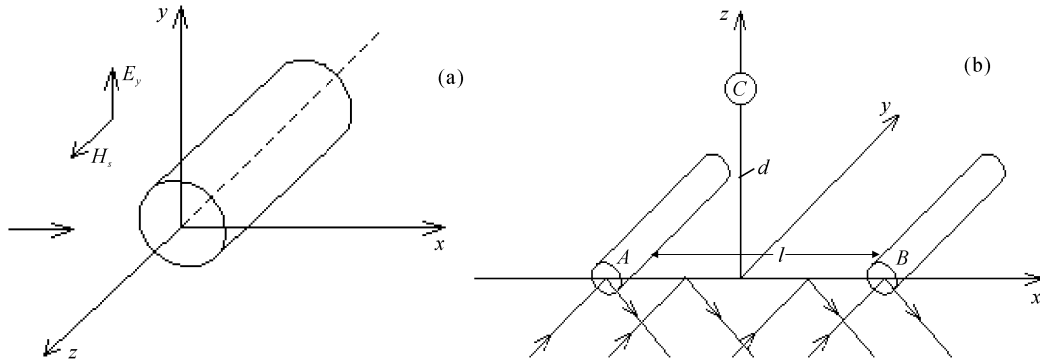


图 1 (a) 圆柱体的散射示意图; (b) 双圆柱体的分辨计算示意图

Fig. 1 (a) Scattering by a cylinder; (b) Schematic diagram of resolution calculation of two cylinders

## 3 数值分析

### 3.1 两柱体样品的分辨

如图 1(b) 所示, 柱状银制样品 A, B 间距为  $l$ , 其轴平行于  $y$  方向。采用内全反射式照明,  $P$  偏振的平面电磁波由  $X-Z$  平面入射到玻璃衬底下, 发生全反射, 在界面上有沿  $x$  方向传播、随  $z$  方向指数衰减的隐失场, 其偏振方向为  $z$  方向。隐失场照明样品 A, B。玻璃探针 C 为小球, 到衬底的距离为  $d$ , 沿  $x$  轴方向扫描, 进行近场探测。首先, 参照 (13) 式列出探针与样品间的相互作用方程, 式中下标 1, 2, 3 分别表示样品 A, B 和探针 C

$$\begin{cases} \vec{E}_1 = \vec{E}_1^0 + \vec{D}_{12} \cdot \vec{E}_2 + \vec{D}_{13} \cdot \vec{E}_3 \\ \vec{E}_2 = \vec{E}_2^0 + \vec{D}_{21} \cdot \vec{E}_1 + \vec{D}_{23} \cdot \vec{E}_3 \\ \vec{E}_3 = \vec{E}_3^0 + \vec{D}_{31} \cdot \vec{E}_1 + \vec{D}_{32} \cdot \vec{E}_2 \end{cases} \quad (14)$$

这里,  $\vec{D}_{13}, \vec{D}_{23}$  是指探针(小球)对样品的作用,其取值参照文献[9]为

$$\vec{D}_{ij} = a^3 \frac{n_j^2 - 1}{n_j^2 + 2} \left[ \left( \frac{4\pi^2}{\lambda^2 r_{ij}} + \frac{i2\pi}{\lambda r_{ij}^2} - \frac{1}{r_{ij}^3} \right) \vec{U} - \left( \frac{4\pi^2}{\lambda^2 r_{ij}} + \frac{i6\pi}{\lambda r_{ij}^2} - \frac{3}{r_{ij}^3} \right) \vec{e}_r \vec{e}_r \right] = f_{ij} \vec{U} + g_{ij} \vec{e}_r \vec{e}_r \quad (15)$$

式中

$$\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j, r_{ij} = |\vec{r}_{ij}|, \vec{e}_r = \frac{\vec{r}_{ij}}{r_{ij}} = \alpha_{ij} \vec{i} + \beta_{ij} \vec{k}$$

$$f_{ij} = a^3 \frac{n_j^2 - 1}{n_j^2 + 2} \left( \frac{4\pi^2}{\lambda^2 r_{ij}} + \frac{i2\pi}{\lambda r_{ij}^2} - \frac{1}{r_{ij}^3} \right), g_{ij} = -a^3 \frac{n_j^2 - 1}{n_j^2 + 2} \left( \frac{4\pi^2}{\lambda^2 r_{ij}} + \frac{i6\pi}{\lambda r_{ij}^2} - \frac{3}{r_{ij}^3} \right) \quad (16)$$

而  $\vec{D}_{12}, \vec{D}_{21}, \vec{D}_{31}, \vec{D}_{32}$  的取值由(11)式可知为下面的形式

$$\vec{D}_{ij} = \frac{2i}{\pi} \left( \frac{ka}{2} \right)^2 \frac{n_j^2 - 1}{n_j^2 + 1} e^{ikr} \left\{ \left[ \frac{2H_1^{(2)}(kr_{ij})}{kr_{ij}} - H_0^{(2)}(kr_{ij}) \right] \vec{e}_r \vec{e}_r + \left[ -\frac{H_1^{(2)}(kr_{ij})}{kr_{ij}} + H_0^{(2)}(kr_{ij}) \right] \vec{U} \right\} = g_{ij} \vec{e}_r \vec{e}_r + f_{ij} \vec{U} \quad (17)$$

式中

$$f_{ij} = \frac{2\pi i a^2}{\lambda^2} \frac{n_j^2 - 1}{n_j^2 + 1} e^{-ikr} \left[ -\frac{H_1^{(2)}(2\pi r_{ij}/\lambda)}{2\pi r_{ij}/\lambda} + H_0^{(2)}(2\pi r_{ij}/\lambda) \right]$$

$$g_{ij} = \frac{2\pi i a^2}{\lambda^2} \frac{n_j^2 - 1}{n_j^2 + 1} e^{-ikr} \left[ \frac{2H_1^{(2)}(2\pi r_{ij}/\lambda)}{2\pi r_{ij}/\lambda} - H_0^{(2)}(2\pi r_{ij}/\lambda) \right] \quad (18)$$

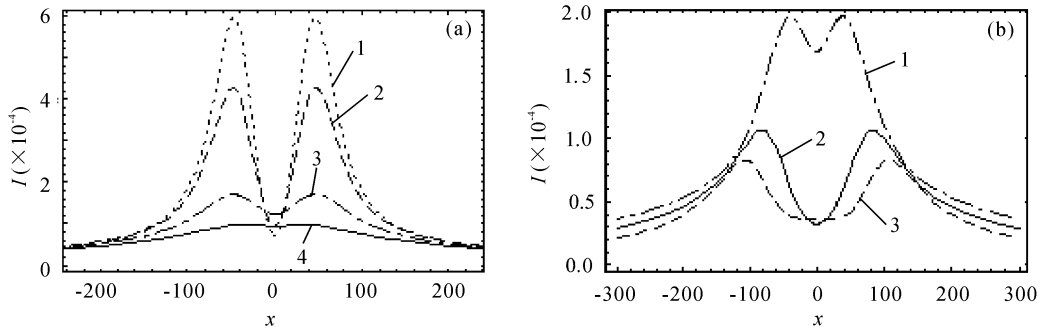


图 2 (a) 探针到样品距离  $d$  不同时扫描光强随  $x$  的分布曲线

曲线 1, 2, 3, 4 分别为  $d = 45$  nm, 50 nm, 70 nm, 90 nm 的变化曲线(样品间距  $l = 80$  nm, 圆柱体半径  $a = 20$  nm)

(b) 样品间距  $l$  不同时扫描光强随  $x$  的分布曲线

曲线 1, 2, 3 分别为  $l = 70$  nm, 130 nm, 180 nm 时的变化曲线( $d = 70$  nm,  $a = 20$  nm)

Fig. 2 (a) Optical intensity  $I$  vs the scanning position along  $x$  direction

The curves 1, 2, 3, 4 corresponding to  $d = 45$  nm, 50 nm, 70 nm, 90 nm, respectively

(the distance between the two samples  $l = 80$  nm, the radius of the cylinder sample  $a = 20$  nm)

(b) Optical intensity  $I$  vs the scanning position along  $x$  direction

The curves 1, 2, 3 corresponding to  $l = 70$  nm, 130 nm, 180 nm, respectively ( $d = 70$  nm,  $a = 20$  nm)

将具体参数代入方程(14),解六元方程组,这是进行数值计算的数学模型。计算中,取归一化的入射光场  $E_A^{(0)} = E_B^{(0)} = 1$ ,探针  $C$  距离界面稍远,但隐失场背景仍影响 SNOM 的成像,故而在远离样品  $A, B$  距  $C$  为  $(n+1/2)\lambda$  处置一探针  $D$  以消去这个亮背景,且不影响探针  $C$  与样品  $A, B$  的相互作用。这样,可以认为  $C$  处初始条件为  $E_C^{(0)} = 0$ 。另外,玻璃、银的折射率分别为  $n = 1.59, n_{Ag} = 0.06 + i4.0$ ,柱体  $A, B, C$  的底面半径均为  $a = 20$  nm。将上面的参数代入(12)式,进行数值计算,得到如下结果:图 2 (a)为样品  $A, B$  间距  $l$  为 80 nm 情况下,改变探针到衬底的距离  $d$  得到的扫描光强分布图。从图中可以

看出,当  $d$  为 45 nm, 50 nm 时都可以很好地分辨两个样品,70 nm 时刚好可以分辨,当  $d$  继续增加到 90 nm 时,已完全不能分辨,可见探针到衬底的距离越近,分辨情况越好。图 2(b)为探针到衬底的距离  $d$  取定为 70 nm 的情况下,改变样品  $A, B$  间距  $l$  得到的扫描光强分布图。从图中可以看出,当  $l$  为 130 nm 时可以很好地分辨两个样品,当样品间距  $l$  减小和增大时分辨情况均变差。为了进一步弄清分辨率随样品间距的变化情况,做了光强极大值  $I_m$  随样品  $A, B$  间距  $l$  的变化曲线,如图 3 曲线 I。从图中可以看出,在间距  $l$  近似为 60 nm 处,极大光强  $I_m$  急剧下降,出现一个极小值,而后,随着  $l$  的增大,  $I_m$  振

荡起伏,不过振荡的幅度逐渐减小,趋于稳定。这个稳定极限值的出现是当两柱体拉得很开时,相当于其间没有相互作用,探测到的是单个柱体的光强。为了与文献[9]球体样品进行比较,在图 3 曲线 II 中绘出两个球体间的极大光强随  $l$  增大的变化情况曲线(参数在图注中给出)。比较图 3 曲线 I, II 可见,圆柱样品的衰减速度较两球体的光强衰减速度明显地慢,这是因为,圆柱体的散射为柱面波,振幅在比较远处按  $1/\sqrt{kr}$ (见(8)式中  $\sqrt{2/(\pi kr)}$  因子)衰减,二球体的散射波在远处看来为球面波,振幅按  $1/kr$  衰减。了解了极大光强  $I_m$  的变化情况,然后做了中心光强  $I_0$  ( $x=0$  处的光强)随样品间距  $l$  的变化情况,如图 4 曲线 I 所示。在  $l$  约为 140 nm 的地方出现一个极小值,当间距  $l \rightarrow \infty$  时,意味着两样品柱体对中心光强的贡献很小,所以  $I_0$  值趋于零,那么在极小与零之间出现一个极大值就不难理解了。这个变化情况还可以用解析方法来验证。样品 A, B 与  $x$  轴相交处以及探针 C 与  $z$  轴相交处坐标分别为  $\vec{r}_1 = (-l/2, 0, 0), \vec{r}_2 = (l/2, 0, 0), \vec{r}_3 = (0, 0, d)$ , 这时,  $\alpha_{12} = -\alpha_{21} = -1, \gamma_{12} = \gamma_{21} = 0, \alpha_{13} = -\alpha_{31} = d_{32} = -a_{23}, \gamma_{13} = \gamma_{23} = -\gamma_{31} = -\gamma_{32}, f_{12} = f_{21}, g_{12} = g_{21}, f_{13} = f_{32}, g_{13} = g_{23}, f_{31} = f_{32}, g_{31} = g_{32}$ , 解得中心处场强  $E_{3x} = 0, E_{3z} \neq 0$ , 所以  $I_0 = |E_{3z}|^2$ , 而

$$E_{3x} = \frac{G}{H} = \frac{2(f_{31} + g_{31}\gamma_{31}^2)}{(1 - f_{12})} \quad (19)$$

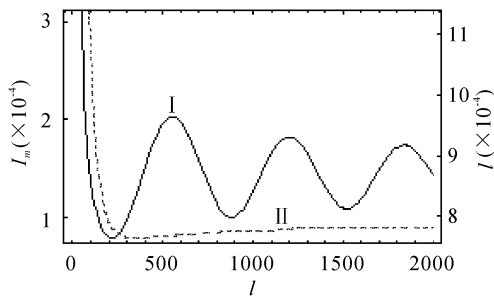


图 3 曲线 I: 样品为柱体时扫描极大光强  $I_m$  随样品间距  $l$  的变化曲线  
 $d = 70 \text{ nm}, a = 20 \text{ nm}$ , 纵坐标为左方数据  
 曲线 II: 样品为小球时, 扫描极大光强  $I_m$  随样品间距  $l$  的变化曲线  
 $d = 70 \text{ nm}, a = 20 \text{ nm}$ , 纵坐标为右方数据  
 Fig. 3 I: Maximum optical intensity  $I_m$  vs the distance  $l$  between two cylinder samples  
 $d = 70 \text{ nm}, a = 20 \text{ nm}$ , y-axis; left datas  
 II: Maximum optical intensity  $I_m$  vs the distance  $l$  between two sphere samples  
 $d = 70 \text{ nm}, a = 20 \text{ nm}$ , y-axis; right datas

式中  $f_{31}, g_{31}, f_{12}$  由(18)式给出。计算结果表明  $E_{3z}$  的变化主要依赖于分子  $G$  的变化, 因为分母的模量  $|1 - f_{12}|$  随间距  $l$  的变化较小。那么, 只要研究分子的变化情况就可以了。对  $|G|$  取极小值, 可算得  $l_m = 144.5 \text{ nm}$ , 也就是图 4 曲线 I 中的极小点。这个极小点正是文献[9]指出的近场与远场相抵的地方, 文献[9]是三维场分布的计算结果, 现在二维场分布又出现了, 可见, 这个现象在近场显微观察中带有普遍性。而且这个极点的位置  $l_m$  也是与探针到样品距离  $d$  有关的。图 4 曲线 II 中  $l_m$  绘出随  $d$  的变化曲线。图 5 为对比强度  $I_m/I_0$  的值随间距  $l$  的变化情况, 在 134 nm 附近即  $b$  点出现第一个极大值即远场与近场相抵的地方, 随后下降, 再尔后又上升。这条

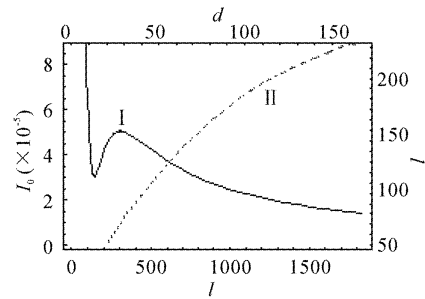


图 4 曲线 I: 中心光强(探针置于轴上,  $x=0$ ) 随样品间距  $l$  的变化曲线 ( $d = 70 \text{ nm}, a = 20 \text{ nm}$ )  
 横坐标为下方数据, 纵坐标为左方数据  
 曲线 II: 中心光强取极小时, 样品间距  $l_m$  随  $d$  的变化曲线 ( $a = 20 \text{ nm}$ )  
 横坐标为上方数据, 纵坐标为右方数据

Fig. 4 I: Center optical intensity  $I_0$  (at  $x = 0$ ) vs the distance  $l$  between two cylinder samples ( $d = 70 \text{ nm}, a = 20 \text{ nm}$ ); II: distance  $l_m$  between the two cylinder samples in the case of the minimum optical intensity at  $x = 0$  vs the distance  $d$  between the probe and the two samples ( $a = 20 \text{ nm}$ )

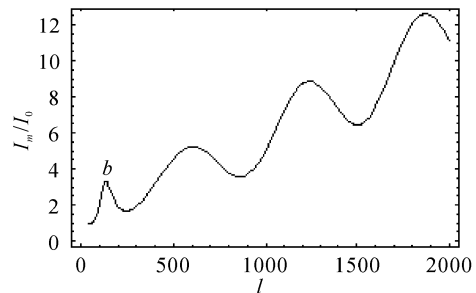


图 5 对比强度  $I_m/I_0$  随样品间距  $l$  的变化曲线 ( $d = 70 \text{ nm}, a = 20 \text{ nm}$ )  
 Fig. 5 Relative intensity  $I_m/I_0$  vs the distance  $l$  between two cylinder samples ( $d = 70 \text{ nm}, a = 20 \text{ nm}$ )

曲线的起伏主要是  $I_m$  即图 3 曲线 I 的起伏引起的。 $b$  点位置的  $l = 134$  nm, 与图 4 曲线 I 中的极小值很接近。下面来分析分辨率的问题, 若将分辨极限取在  $I_m/I_0 = 1.4$ , 参看图 5 及其参数并结合计算, 可得出当  $d = 70$  nm 时最小可分辨点处为  $l \approx 80$  nm 处, 也就是说, 两样品柱体间的距离若再小于这个数值, 将被认为不能分辨。之后, 值得注意的就是近场内的最佳分辨点  $b$ , 此处  $I_m/I_0 \gg 1.4$ , 它的存在为探测提供了很好的条件。

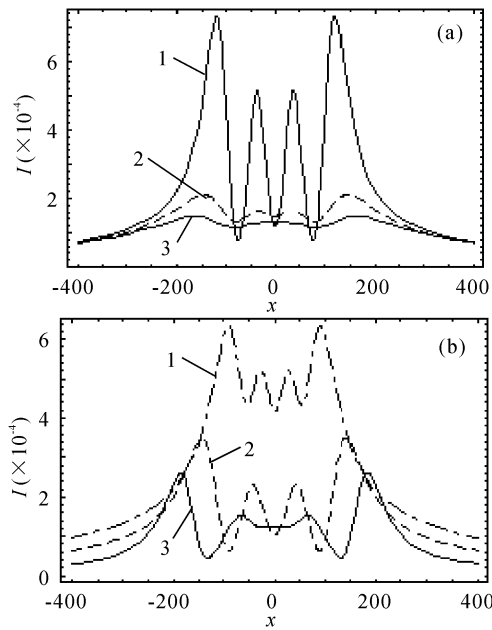


图 6 (a) 探针到样品距离  $d$  不同时的扫描光强分布图  
曲线 1, 2, 3 分别为  $d = 40$  nm,  $50$  nm,  $90$  nm 时的  
变化曲线 ( $l = 70$  nm,  $a = 20$  nm)  
(b) 样品间距  $l$  不同时的扫描光强分布图  
曲线 1, 2, 3 分别为  $l = 50$  nm,  $78$  nm,  $110$  nm 时的  
变化曲线 ( $d = 50$  nm,  $a = 20$  nm)

Fig. 6 (a) Optical intensity probed  $I$  vs the scanning position along  $x$  direction

The curves 1, 2, 3 corresponding to  $d = 40$  nm,  $50$  nm,  $90$  nm, respectively ( $l = 70$  nm,  $a = 20$  nm)

(b) Optical intensity probed  $I$  vs the scanning position along  $x$  direction

The curves 1, 2, 3 corresponding to  $l = 50$  nm,  $78$  nm,  $110$  nm, respectively ( $d = 50$  nm,  $a = 20$  nm)

### 3.2 由四个柱体并列构成的“简单光栅”的分辨

研究了两柱体样品的分辨, 再来看一下由四个柱体并列构成的“简单光栅”的分辨情况。如图 6 (a) 为取定样品间距为  $70$  nm 时, 探针高度不同时的扫描光强分布图。很明显, 探针高度对光栅的分辨影响很大。图 6 (b) 为取定探针高度为  $50$  nm 时,

随样品间距变化得到的扫描光强曲线图, 可以看出, 并不是间距越大越易分辨, 而是中间存在最佳分辨即  $l = 78$  nm 的位置。而且当间距  $l$  更大时, 还有更复杂的情况, 这可能是简单光栅 (即四个并列柱体) 的边缘效应引起的。

## 4 结 论

在文献[9]的基础上进一步研究了近场光学显微镜的分辨情况。首先, 采用解析方法推导出平面波入射到无限长柱体上时散射场的分布情况, 并得到当样品为柱状体时的相互作用方程, 继而将其应用到了两个并列柱体样品及简单光栅 (由四个柱体样品并列) 的分辨率计算中。结果表明, 在二维场分布中同样存在最佳分辨, 也就是说近场与远场的相抵仍然在起作用, 当然比三维情形要复杂些。可见, 这个现象在近场显微观察中带有普遍性。

### 参 考 文 献

- 1 D. W. Pohl, W. Denk, M. Lanz. Optical stethoscopy: image recording with resolution  $\lambda/20$  [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **44**(7):651~653
- 2 A. Harootuniana, E. Betzige, M. Isaacsonm *et al.*. Super-resolution fluorescence near-field scanning optical microscopy [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1986, **49**(11):674~676
- 3 R. C. Reddick, R. J. Warmack, T. L. Ferrel. New form of scanning optical microscopy [J]. *Phys. Rev. B*, 1989, **39**(1):767~770
- 4 E. Betzig, J. K. Trautman. Near-field optics: microscopy, spectroscopy, and surface modification beyond the diffraction limit [J]. *Science*, 1992, **257**(5067):189~195
- 5 D. Courjon, C. Bainier. Near field microscopy and near field optics [J]. *Rep. Prog. Phys.*, 1994, **57**(10):989~1028
- 6 H. Bielefeldt, I. Horsch, G. Krausch *et al.*. Reflection-scanning near-field optical microscopy and spectroscopy of opaque samples [J]. *Appl. Phys. A*, 1994, **59**(2):103~108
- 7 U. Durig, D. W. Pohl, F. Rohner. Near-field optical scanning microscopy [J]. *J. Appl. Phys.*, 1986, **59**(10):3318~3327
- 8 P. Torok, C. J. R. Sheppard, P. Varga. Study of evanescent waves for transmission near-field optical microscopy [J]. *Journal of Modern Optics*, 1996, **43**(6):1167~1183
- 9 Ge Huanyong, Guo Qizhi, Tan Weihai. Resolution of internal total reflection scanning near-field optical microscope [J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **B11**(2):111~116
- 10 D. S. Jones. Theory of Electromagnetism [M]. Oxford: Pergamon Press, 1994. 450