

# 光子扫描隧道显微镜的角谱传递函数

李志扬 刘 武

(华中师范大学物理系, 武汉 430079)

李贤芳

李兴教

(湖北第一机械学校, 武汉 430074) (华中理工大学固电系, 武汉 430074)

**摘 要** 用傅里叶角谱衍射理论推导了光子扫描隧道显微镜的标量和矢量角谱传递函数。计算表明, 光子扫描隧道显微镜的角谱传递函数鲜明地分成两个区, 即远场区和近场区。随着探针样品间距增大, 近场区内的角谱其振幅迅速衰减, 频率越高衰减越快, 而相位保持不变; 相反远场区内的角谱其振幅保持不变, 而相位非均匀线性增加, 频率越低增加越快。光子扫描隧道显微镜对近场角谱的采集能力是其突破瑞利衍射极限的关键。进一步根据角谱传递函数计算了不同样品的光子扫描隧道显微镜理论图像, 分析了探针与样品的间距、探针孔径大小、照明光入射角等对光子扫描隧道显微镜成像的影响。

**关键词** 光子扫描隧道显微镜, 角谱, 角谱传递函数。

## 1 引 言

受(电子)扫描隧道显微镜(Scanning Tunneling Microscope, STM)的启发, 光子扫描隧道显微镜(Photon Scanning Tunneling Microscope, PSTM)分别由 Reddick 和 Courjon 两个研究小组于 1989 年研制成功<sup>[1, 2]</sup>。光子扫描隧道显微镜可看作是扫描隧道显微镜的光学模拟, 同时它也是一种典型的近场光学显微镜。近场光学显微镜尽管构型各异, 但它们都采用一根探针在样品表面近场范围内逐点扫描, 收集样品的高空间频率信息, 从而突破了长期以来限制传统光学显微镜的瑞利衍射极限<sup>[3~9]</sup>。近场光学显微镜与传统光学显微镜的成像方式完全不同, 而且在近场光学显微镜中探针尺寸、探针-样品间距等都在亚波长量级, 在这一尺度下, 一些传统的光学原理, 如惠更斯-菲涅耳原理以及更严格一些的菲涅耳-基尔霍夫衍射公式都不成立, 因为它们都采用了远场近似, 忽略了隐失波<sup>[10, 11]</sup>。为了分析近场光学显微镜的成像过程, 近年来人们提出了各种微观理论和宏观理论<sup>[12~17]</sup>。其中微观理论把针尖和样品分解成一系列偶极子, 通过自洽求解这些偶极子的电磁发射与相互耦合, 确定总光波场。宏观理论则把光波场分解成一系列平面波、球面波、波导模式等, 而这些平面波、球面波、波导模式本身就是麦克斯韦方程组的解, 然后通过边界条件确定各子波的系数。

本文将用傅里叶角谱衍射理论, 推导光子扫描隧道显微镜的角谱传递函数, 进而分析光子扫描隧道显微镜的成像特点。这里有两点值得特别加以说明, 第一, 傅里叶角谱衍射理论是直接对不含时间的波动方程取傅里叶变换后推导出来的, 其中未做任何数学近似, 因而在

近场条件下仍然成立；第二，光学传递函数要求样品与系统互相独立，而在近场光学显微镜中，由于探针离样品非常近，光线会在探针与样品之间来回反射，也就是说，样品表面的光场有可能因为探针的存在，而受到严重干扰。但在光子扫描隧道显微镜中因为采用暗场照明，即全反射照明，由于隐失波衰减非常快，光线在探针与样品之间来回反射对样品表面光场的干扰并不十分严重，Carminati 曾对此进行了严格计算<sup>[18]</sup>。因此作为一种近似，在下面推导光子扫描隧道显微镜的角谱传递函数时忽略探针对样品表面光场的干扰。至于光子扫描隧道显微镜的仪器结构，读者可参阅有关文献或作者的其他论文<sup>[19, 20]</sup>。

## 2 角谱传递函数理论推导

光子扫描隧道显微镜的工作原理如图1所示。单色光束以大于临界角的入射角照射样品，

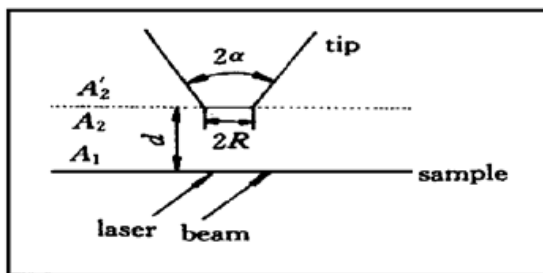


Fig. 1 Theoretical model of a PSTM

在样品表面建立起一个隐失波场。探针在样品表面近场范围内逐点扫描成像。可用两个参数来描述光子扫描隧道显微镜探针的成像特点，即通光孔径  $2R$  和收集角  $2\alpha$ ，假设只有落在立体角  $2\alpha$  内的光线才能被探测器接收和检测。同时为了保证系统的线性性，让光子扫描隧道显微镜工作于恒高模式，照明光源采用单色平行激光束。

在图 1 中记样品表面光场的傅里叶角谱为  $A_1(f_x, f_y)$ ，同时记紧靠针尖前面和后面的傅里叶角谱为  $A_2(f_x, f_y)$  和  $A_2'(f_x, f_y)$ 。它们分别与复振幅  $U_1(x, y)$ 、 $U_2(x, y)$  和  $U_2'(x, y)$  相对应。记扫描图像的傅里叶角谱为  $A_s(f_x, f_y)$ ，复振幅为  $U_s(x, y)$ 。对于表面起伏较大的真实样品， $A_1(f_x, f_y)$  与样品形貌、折射率分布、照明光场等之间并不存在一个简单的线性关系，因而类似于 Carminati<sup>[18]</sup> 的结果，本文讨论的角谱传递函数是指从  $A_1(f_x, f_y)$  到  $A_s(f_x, f_y)$  的传递关系。

首先讨论标量情况。从图 1 可以看出， $A_1(f_x, f_y)$  经过两步变为  $A_s(f_x, f_y)$ 。第一步  $A_1(f_x, f_y)$  经过探针-样品间隙变为  $A_2(f_x, f_y)$ ，记探针-样品的间距为  $d$ ，由自由空间角谱传递函数有

$$A_2(f_x, f_y) = \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} d \sqrt{1 - (N_x)^2 - (N_y)^2} \right] A_1(f_x, f_y) \quad (1)$$

第二步探针紧贴  $U_2(x, y)$  进行扫描成像， $A_2(f_x, f_y)$  变为  $A_s(f_x, f_y)$ 。当  $R \gg \lambda$  时，由熟知的传统扫描成像方程，在实空间和频率空间分别有

$$U_s(x, y) = U_2(x, y) \odot t_r(x, y) \quad (2)$$

$$A_s(f_x, f_y) = A_2(f_x, f_y) t_f(f_x, f_y) \quad (3)$$

式中  $t_r(x, y)$  为探针孔径的透过率函数， $t_f(f_x, f_y)$  为  $t_r(x, y)$  的傅里叶变换。(2) 式的卷积表示，扫描图像某一点  $(x, y)$  的光场复振幅为小孔扫描到  $(x, y)$  时，样品的光场复振幅分布与小孔的透过率函数的乘积的积分，它对应透过小孔的总光能量。因此(2) 式意味着透过小孔的所有光能量都被探测器收集探测到。当  $R \gg \lambda$ ，且探测器距小孔较近，接收角  $2\alpha$  又足够大时，这个条件一般比较容易满足。而在近场光学显微镜中， $R < \lambda$ ，此时小孔将引起剧烈的衍射，产生大量近场角谱，即隐失波。图 2 表示  $A_2(f_x, f_y)$  在一个特定空间频率  $(f_{y0}, f_{x0})$  处所对应的平面波  $\exp [ik(f_{x0}x + f_{y0}y)]$ ，经小孔衍射后，在紧靠小孔背面产生的光场复振幅分

布的角谱  $A_2'(f_x, f_y)$ 。为作图方便, 图 2 中只画出  $f_y = 0$  时的情况。此时只有  $f_x$  在  $(-1/\lambda, 1/\lambda)$  范围内的远场成份才能远距离传播, 而这些远场成份中又只有落在  $(-N, N)$  范围内的角谱才能被探测器收集到, 这里  $N = \sin \alpha/\lambda$ 。因此  $A_2(f_x, f_y)$  并没有被全部探测到。定义其探测效率因子  $C(f_x, f_y)$  为最后被探测器收集到的那部分能量与其总能量之比的平方根<sup>[21]</sup>, 根据这一定义有

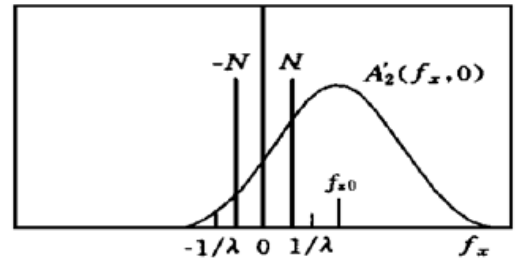


Fig. 2 The distribution of  $A_2'(f_x, 0)$

$$C(f_x, f_y) = \left[ \frac{\iint_{\Omega} |A_2'(f'_x - f_x, f'_y - f_y)|^2 df'_x df'_y}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |A_2'(f'_x, f'_y)|^2 df'_x df'_y} \right]^{1/2} \tag{4}$$

式中积分面积  $\Omega$  由立体角  $2\alpha$  确定。代入(3)式, 实际扫描图像的傅里叶角谱为

$$A_s(f_x, f_y) = A_2(f_x, f_y) C(f_x, f_y) t_F(f_x, f_y) \tag{5}$$

综合(1)式和(5)式, 可以写出光子扫描隧道显微镜的标量角谱传递函数  $T(f_x, f_y) = A_s(f_x, f_y)/A_1(f_x, f_y)$  为

$$T(f_x, f_y) = \exp \left[ i \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{1 - (\mathcal{N}_x)^2 - (\mathcal{N}_y)^2} \right] C(f_x, f_y) t_F(f_x, f_y) \tag{6}$$

把(6)式改写为  $T(f_x, f_y) = |T(f_x, f_y)| \exp [i\Phi(f_x, f_y)]$  的形式, 其中  $|T(f_x, f_y)|$  和  $\Phi(f_x, f_y)$  分别表示角谱传递函数的振幅和相位, 有

$$\Phi(f_x, f_y) = \begin{cases} \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{1 - (\mathcal{N}_x)^2 - (\mathcal{N}_y)^2} & (\mathcal{N}_x)^2 + (\mathcal{N}_y)^2 \leq 1 \\ 0 & (\mathcal{N}_x)^2 + (\mathcal{N}_y)^2 > 1 \end{cases} \tag{7}$$

根据标量基尔霍夫模型, 即假设圆孔内的光场就等于入射光场, 则  $t_r(x, y)$  可用圆函数表示, 因此

$$t_F(f_x, f_y) = \pi R^2 \left[ \frac{2J_1(2\pi R f_r)}{2\pi R f_r} \right] \tag{8}$$

式中  $f_r = \sqrt{f_x^2 + f_y^2}$ ,  $J_1(2\pi R f_r)$  为一阶贝塞尔函数。

当  $R < \lambda$  时, 由于边界条件限制, 小孔内的光波场不再等于入射光波场。标量基尔霍夫模型应换为矢量 Bethe-Bouwkamp 模型。在矢量情况下, 应分别考察光场复振幅矢量的每一个分量的传递情况。由于对每一个分量, 它们仍遵守不含时间的亥姆霍兹(Helmholtz)波动方程, 因此(1)式仍然成立。类似方法不难推得,  $x$ 、 $y$  分量的角谱传递函数  $T(f_x, f_y)_{x,y} = A_s(f_x, f_y)_{x,y}/A_1(f_x, f_y)_{x,y}$  分别为

$$T(f_x, f_y)_x = \exp \left[ i \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{1 - (\mathcal{N}_x)^2 - (\mathcal{N}_y)^2} \right] t_F(f_x, f_y)_x C(f_x, f_y)_x \tag{9a}$$

$$T(f_x, f_y)_y = \exp \left[ i \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{1 - (\mathcal{N}_x)^2 - (\mathcal{N}_y)^2} \right] t_F(f_x, f_y)_y C(f_x, f_y)_y \tag{9b}$$

式中  $t_F(f_x, f_y)_x$  和  $t_F(f_x, f_y)_y$  分别为  $t_r(x, y)$  的  $x$  和  $y$  分量的傅里叶变换。Bethe 和 Bouwkamp 曾对薄无穷大导电金属平面上的亚波长小孔严格求解了麦克斯韦方程组<sup>[22, 23]</sup>, 推

导了透过小孔的光场分布。设入射光波场的偏振方向沿  $x$  轴, 对它们的计算结果取傅里叶变换, 可以推出

$$t_F(f_x, f_y)_x = - \frac{16\pi R^3}{3\lambda} \left[ - \cos(Rf_r) \frac{3f_y^2}{R^2 f_r^4} + \sin(Rf_r) \frac{R^2 f_x^4 + 3f_y^2 + R^2 f_x^2 f_y^2}{R^3 f_r^5} \right] \quad (10a)$$

$$t_F(f_x, f_y)_y = - \frac{16\pi R^3}{3\lambda} \left[ \cos(Rf_r) \frac{3f_x f_y}{R^2 f_r^4} + \sin(Rf_r) \frac{f_x f_y (-3 + R^2 f_x^2 + R^2 f_y^2)}{R^3 f_r^5} \right] \quad (10b)$$

### 3 角谱传递函数的数值计算

按(6)式、(7)式计算了不同通光孔径和不同探针-样品的间距时的标量角谱传递函数, 如图3和图4所示。其中图3是振幅部分  $|T(f_x, 0)|$ , 图4是相位部分  $\Phi(f_x, 0)$ 。在计算中取

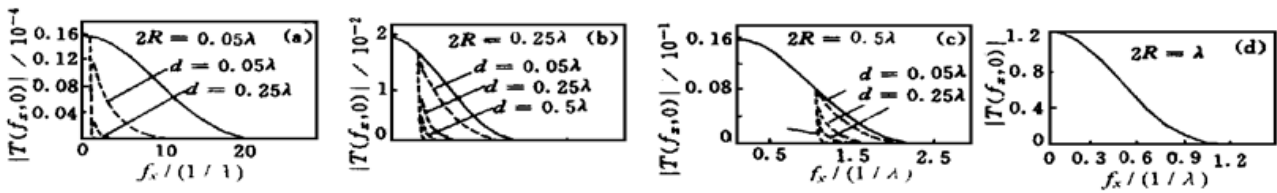


Fig. 3  $|T(f_x, 0)|$  for various tip aperture diameters and tip-sample distances

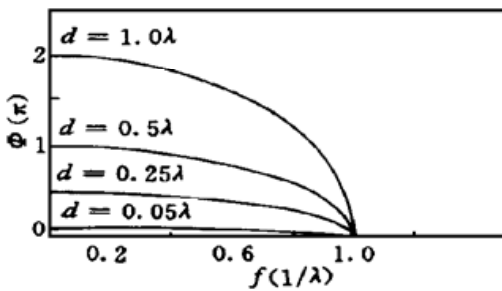


Fig. 4 The phase  $\Phi(f_x, 0)$  at different tip-sample distances

$N = 0.1/\lambda$ 。由于此时角谱传递函数完全对称, 图中只画出了频率为正的部分。图中实线表示探针-样品间距  $d = 0$  时的  $|T(f_x, 0)|$ , 从上到下的虚线分别表示  $d = 0.05\lambda, 0.25\lambda, 0.5\lambda$  和  $1.0\lambda$  时的  $|T(f_x, 0)|$ 。可以看出, 对物体的远场角谱, 由于  $f_x < 1/\lambda$ ,  $|T(f_x, 0)|$  不随探针-样品的间距而改变。而对近场角谱, 由于  $f_x > 1/\lambda$ ,  $|T(f_x, 0)|$  随探针-样品间距增大而剧烈衰减, 频率愈高衰减愈快。同时, 当  $d = 0$  时, 可以看出, 当频率超过某一频率之后,  $|T(f_x, 0)|$  可忽略不计, 定义此频率为截止频率  $f_{off}$ 。

由(6)式和(8)式,  $f_{off}$  可取为贝塞尔函数的第一零点, 即  $f_{off} = 1.22/2R$ 。对比图3(a)和图3(c), 可以看出, 如果  $2R$  减小一个数量级, 则截止频率  $f_{off}$  增大一个数量级, 同时  $|T(f_x, 0)|$  降低三个数量级。当针尖-样品间距增大时, 系统的截止频率迅速降低。从图4可以看出, 物体的远场角谱, 其相位  $\Phi(f_x, 0)$  随探针-样品间距增大而线性增加, 频率越低增加速率越高。近场角谱的相位  $\Phi(f_x, 0)$  始终保持不变。

综合图3和图4可以看出光子扫描隧道显微镜的标量角谱传递函数鲜明地分成两个区, 即远场区和近场区。随着探针-样品间距增大, 近场区内的角谱其振幅迅速衰减, 频率越高衰减越快, 而相位保持不变; 相反远场区内的角谱其振幅保持不变, 而相位非均匀线性增加, 频率越低增加越快。

按(9a)式和(10a)式计算了不同通光孔径  $2R$  和不同探针-样品间距  $d$  时  $x$  分量的角谱传递函数  $|T(f_x, 0)_x|$  (为了便于比较图中  $|T(f_x, 0)_x|$  已除以  $\beta R^4$ , 其中  $\beta = 16\pi/3\lambda$ ), 如图5所示。在计算中同样取  $N = 0.1/\lambda$ 。图中实线表示探针样品间距  $d = 0$  时的  $|T(f_x, 0)_x|$ , 虚线对应的探针-样品间距  $d$  见图中标注。对比图3同样可以看出, 物体的远场角谱, 其  $|T(f_x, 0)_x|$  不随探针-样品间距而改变。而近场角谱, 其  $|T(f_x, 0)_x|$  随探针-样品间距增大而剧烈衰减, 频率愈高衰减愈快。但此时对应  $d = 0$  时的截止频率  $f_{off}$  不能再取为贝塞尔函数的第一

零点, 而且在同样的探针孔径下,  $f_{\text{off}}$  比图 3 中的  $f_{\text{off}}$  增大了约 6 倍。这是因为根据 Bethe-Bouwkamp 的计算结果, 在小孔背后稍远处观察, 透过小孔的电磁场相当于一个偶极子点源发出的电磁场, 因此小孔的有效直径大为减小。对比图 5(a) 和图 5(c), 可以看出, 如果  $2R$  减小一个数量级, 则截止频率  $f_{\text{off}}$  增大一个数量级, 同时  $|T(f_x, 0)_x|$  降低四个数量级, 而图 3 中标量情况下的传递函数只降低三个数量级。

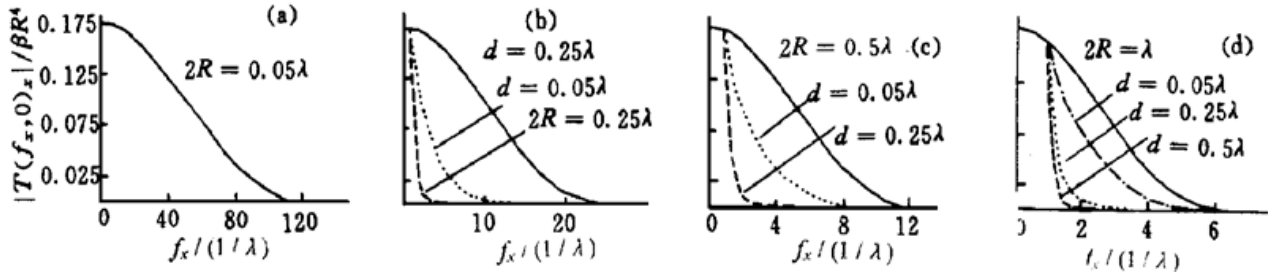


Fig. 5  $|T(f_x, 0)_x| / \beta R^4$  for various tip aperture diameters and tip-sample distances

## 4 成像理论计算

根据前面的讨论, 对光子扫描隧道显微镜, 知道了角谱传递函数  $T(f_x, f_y)$ , 由  $A_1(f_x, f_y)$  马上可以确定  $A_s(f_x, f_y)$ , 即  $A_s(f_x, f_y) = T(f_x, f_y) A_1(f_x, f_y)$ 。再对  $A_s(f_x, f_y)$  进行傅里叶反变换即可计算出光子扫描隧道显微镜图像的复振幅分布  $U_s(x, y)$ , 而光强分布  $I_s(x, y) = |U_s(x, y)|^2$ 。因此要计算光子扫描隧道显微镜的理论图像, 第一步需根据给定的样品和照明条件, 确定  $A_1(f_x, f_y)$ 。对于高度起伏和折射率变化的样品,  $A_1(f_x, f_y)$  的求解较为复杂, 但已有不少作者进行过讨论, 这里为了着重考察光子扫描隧道显微镜的成像特点, 取一个折射率均匀, 且表面平坦的简单薄样品, 并设其透过率函数的傅里叶变换为  $A_{\text{obj}}(f_x, f_y)$ 。如果采用单色平行激光束照明, 则照明光的傅里叶角谱为  $A_{\text{in}}(f_x, f_y) = \delta(f_x - f_{x, \text{in}}) \delta(f_y - f_{y, \text{in}})$ , 这里  $f_{x, \text{in}}$  和  $f_{y, \text{in}}$  对应平行于激光束的入射角。上述薄样品经平行激光束照明产生的角谱可以写为  $A_{\text{obj}}(f_x, f_y) \otimes A_{\text{in}}(f_x, f_y)$ 。在样品空气界面, 与每一频率的角谱对应的平面波将发生折射或全反射, 这样在标量情况下,

$$A_1(f_x, f_y) = T A_{\text{obj}}(f_x, f_y) \otimes A_{\text{in}}(f_x, f_y) \quad (11)$$

式中  $T$  为样品-空气界面的吸收系数。如果在界面不存在光线的吸收, 则角谱的振幅和相位也保持不变, 即  $T = 1$ 。

在矢量情况下, 由于电磁矢量的连续性边界条件的约束, 平行和垂直分量在样品-空气界面会发生不同的振幅和相位变化。如果只考虑一维情况, 取  $f_y = 0$ , 这要求单色平行照明激光束处于  $xz$  平面内, 且样品等值线沿  $y$  轴方向无限伸展, 则有

$$A_1(f_x, f_y)_x = T_x A_{\text{obj}}(f_x, f_y)_x \otimes A_{\text{in}}(f_x, f_y)_x \quad (12a)$$

$$A_1(f_x, f_y)_y = T_y A_{\text{obj}}(f_x, f_y)_y \otimes A_{\text{in}}(f_x, f_y)_y \quad (12b)$$

其中平行和垂直透射系数  $T_x$  和  $T_y$  由菲涅耳公式确定。

下面先讨论标量成像情况。图 6 至图 8 是对透过率呈矩形分布的物体(虚线)计算的光子扫描隧道显微镜图像的理论光强分布(实线)。物体沿  $y$  轴方向无限伸展。为了便于比较, 图中计算出的光强曲线都已根据所用探针通光孔径按比例放大, 探针通光孔径相同的曲线其放大倍率也相同。在计算中选取物体光强分布的周期分别为  $3\lambda$  和  $0.3\lambda$ , 这样前者有较丰富的远场角谱成份, 而后者主要为近场角谱。

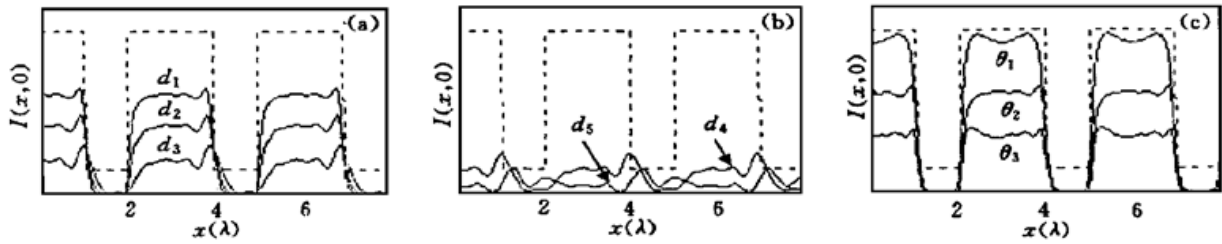


Fig. 6 Scalar PSTM image of a sample with rectangular transmission function (dashed line) at various tip-sample distances in (a), (b) and with different incident angles  $\theta$  of laser beam in (c). (a-b)  $d_1 = 0.05\lambda$ ,  $d_2 = 0.1\lambda$ ,  $d_3 = 0.2\lambda$ ,  $d_4 = 0.25\lambda$ , and  $d_5 = 0.5\lambda$ ,  $2R = 0.1\lambda$ ,  $\theta = 45^\circ$ ; (c)  $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 45^\circ$ ,  $\theta_3 = 90^\circ$

从图 6(a)、图 6(b) 可以看出, 随着探针-样品的间距  $d$  增加, 图像强度和对比度逐步降低, 当间距  $d$  大于  $0.25\lambda$  以后, 图像就已变得非常模糊。而且图像是不对称的, 在每个周期结构的左边沿, 图像较圆滑, 而在右边沿则存在尖峰。以上现象是因为当探针-样品的间距  $d$  增加时, 近场角谱的振幅迅速衰减, 而远场角谱的振幅始终不变, 因而随着间距  $d$  增加, 造成光子扫描隧道显微镜图像强度逐步下降, 并随着近场角谱的逐步散失而最后趋于稳定, 同时图像细节也逐步散失。另一方面远场角谱的位相随着间距  $d$  增加呈非均匀线性增加, 因而图像会越来越模糊。而图像的不对称性是由于采用  $45^\circ$  倾斜光照明引起的, 由(11)式  $A_1(f_x, f_y) = A_{obj}(f_x - f_{x, ill}, 0)$ , 也就是说斜入射时  $A_{obj}(f_x, 0)$  被平移了  $f_{x, ill}$ , 因而不呈偶对称。图 6(c) 更进一步反映了照明光入射角  $\theta$  对光子扫描隧道显微镜成像的影响。当正入射( $\theta = 0^\circ$ ) 时, 图像是严格对称的, 尽管由于近场角谱的衰减, 图像的边角已不如原始物体陡直。当倾斜照明时, 图像不再对称。

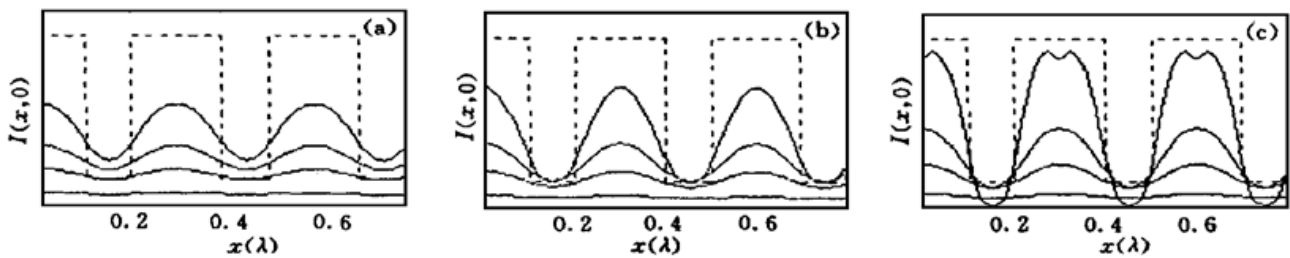


Fig. 7 Scalar PSTM image of a sample with rectangular transmission function (dashed line) at tip-sample distances (from top downwards)  $d = 0.0\lambda$ ,  $0.05\lambda$ ,  $0.1\lambda$ ,  $0.2\lambda$ , and with different tip aperture diameters. (a)  $2R = 0.3\lambda$ ; (b)  $2R = 0.2\lambda$ ; (c)  $2R = 0.1\lambda$

在图 7 中物体周期降为  $0.3\lambda$ , 同时又采用了  $45^\circ$  斜入射照明, 因而物体角谱只含有近场角谱。这样随着探针-样品的间距  $d$  增大, 图像强度和对比度迅速减小。但因为近场角谱的相位始终不变, 所以图像始终保持严格对称。图 8 进一步反映了入射照明角对周期为  $0.3\lambda$  的物体成像的影响。在图 8(a) 中, 当  $\theta$  增至  $45^\circ$  时图像的对比度明显增加, 在图 8(b)、图 8(c) 中图像的对比度也略有增加。这是由于物体的  $\pm 1$  级近场角谱起关键作用, 而倾斜照明使角谱同时向正(或负)方向平移,  $-1$ (或  $+1$ ) 级角谱衰减变慢, 在成像上占据主导地位的缘故。从图 7 和图 8 同时还可以看出, 探针通光孔径越小, 图像的对比度越高, 说明其成像能力越强。由于截止频率  $f_{off} = 1.22/2R$ , 它对应的空间分辨率为  $1.64R$ 。在图 8(a) 中,  $1.64R = 0.3\lambda$ , (即等于物体的周期大小), 正入射时图像的对比度基本消失。

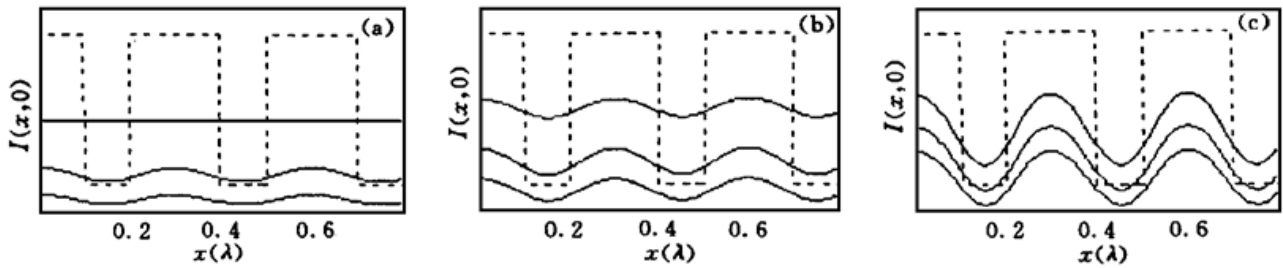


Fig. 8 Scalar PSTM image of a sample with rectangular transmission function (dashed line) at different incident angles of laser beam (from top downwards)  $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ , and with different tip aperture diameters. (a)  $2R = 0.366\lambda$ ; (b)  $2R = 0.3\lambda$ ; (c)  $2R = 0.1\lambda$

进一步采用矢量角谱传递函数分析图 6~ 图 8 中同样样品的成像情况。图 9(a)、图 9(b) 是采用 s 偏振光照明时(电场矢量垂直于入射平面), 图 6(a)、图 6(b) 中的样品在同样的探针-样品的间距时的矢量成像情况。图 9(c) 是  $d = 0$  且无探针时样品表面光场分布。从图 9(a)、图 9(b) 可以看出, 随着探针-样品的间距增加, 图像强度同样衰减很快。对比图 9(c), 图像的不对称是由于采用倾斜照明, 样品表面光场本身已不对称, 而不是由探针引入

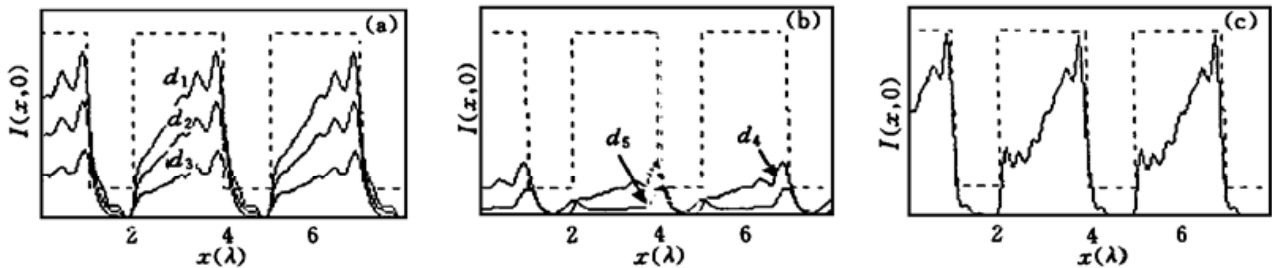


Fig. 9 Vector PSTM image of a sample with rectangular transmission function (dashed line) at various tip-sample distances in (a), (b):  $d_1 = 0.05\lambda, d_2 = 0.1\lambda, d_3 = 0.2\lambda, d_4 = 0.25\lambda$ , and  $d_5 = 0.5\lambda, 2R = 0.1\lambda, \theta = 45^\circ$ ; (c) The intensity distribution right above the sample surface when tip is absent

的。当探针-样品的间距很小时[如 9(a) 中  $d_1$ ], 理论图像与样品表面光场很相似, 这是由于矢量角谱传递函数的截止频率很高, 即分辨率很高的缘故。图 10 是采用 s 偏振光照明时, 图 7 和图 8 中的样品在同样的探针-样品的间距时的矢量成像情况, 图 10(c) 是  $d = 0$  且无探针时样品表面光场的分布。在图 10(a) 中探针孔径  $2R = 0.1\lambda$ , 对于  $2R = 0.15\lambda, 0.05\lambda$  时的计算结果这里没有画出, 因为它们非常相似。这说明由于探针的分辨率很高, 样品的低频角谱都

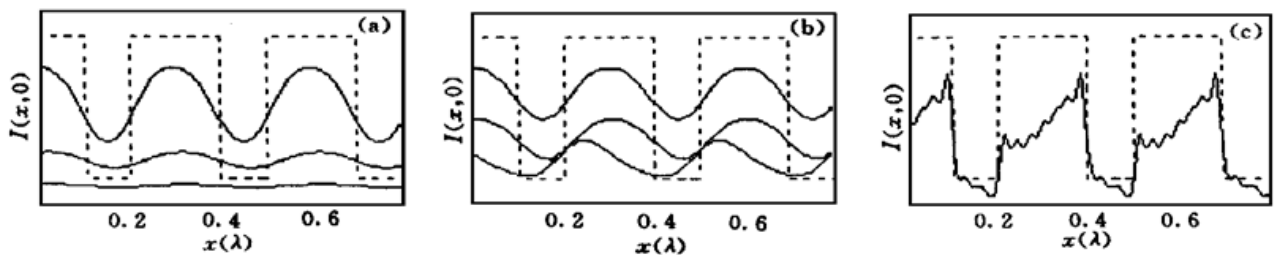


Fig. 10 Vector PSTM image of a sample with rectangular transmission function (dashed line) at various tip-sample distances in (a) and with different incident angles of laser beam in (b). (a). From top downwards:  $d = 0.05\lambda, 0.1\lambda, 0.2\lambda, \theta = 45^\circ, 2R = 0.2\lambda$ ; (b) From top downwards:  $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 2R = 0.366\lambda$ ; (c) The intensity distribution right above the sample surface when tip is absent

被三种不同孔径的探针采集到了,而样品的高频角谱在针尖样品间隙传递过程中损失掉了。图 10(b)是照明激光束入射角分别为  $0^\circ$ 、 $45^\circ$ 、 $90^\circ$ 时,与图 8(a)采用同样探针孔径和探针-样品的间距的矢量成像结果。对比图 8(a)和图 10(b)可以看出,当照明激光束入射角为  $0^\circ$ 时,前者中图像已只剩下基频,而在后者中仍然具有很高的对比度。当照明激光束入射角为  $45^\circ$ 或  $90^\circ$ 时,前者中图像始终对称,而在后者中图像中心开始偏移,这是因为(12)式中的菲涅耳系数引起样品表面光场的角谱的相位发生变化的缘故。

比较以上标量和矢量分析结果,可以发现两者的主要区别在于后者的有效探针孔径很小,分辨率更高,同时样品表面的近光场分布在标量和矢量时也相差很大。

综上所述,本文用傅里叶角谱衍射理论推导了光子扫描隧道显微镜的矢量和标量角谱传递函数。计算表明,光子扫描隧道显微镜的角谱传递函数鲜明地分成两个区,即远场区和近场区。随着探针-样品的间距增大,近场区内的角谱其振幅迅速衰减,频率越高衰减越快,而相位保持不变;相反远场区内的角谱其振幅保持不变,而相位非均匀线性增加,频率越低增加越快。光子扫描隧道显微镜对近场角谱的采集能力是其突破瑞利衍射极限的关键。同时用角谱传递函数计算了不同样品的光子扫描隧道显微镜理论图像,分析了探针样品间距、探针孔径大小、照明光入射角等对光子扫描隧道显微镜成像的影响。随着探针-样品间距增大,近场角谱振幅的衰减造成光子扫描隧道显微镜图像强度降低,而远场角谱相位的增加造成光子扫描隧道显微镜图像模糊,倾斜光照明引起光子扫描隧道显微镜图像的非对称性畸变。

### 参 考 文 献

- [1] Reddick R C, Warmack R J, Ferrel T L. New form of scanning optical microscopy. *Phys. Rev. (B)*, 1989, **39**(1) : 767~ 770
- [2] Courjon D, Sarayeddine K, Spajer M. Scanning tunneling optical microscopy. *Opt. Commun.*, 1989, **71**(1) : 23~ 28
- [3] Pohl D, Denk W, Lanz M. Optical stethoscope: Image record with resolution  $\lambda/20$ . *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **44**(7) : 651~ 653
- [4] Massey G A, Davis J A, Katnik S M *et al.*. Sub wavelength resolution far infrared microscopy. *Appl. Opt.*, 1985, **24**(10) : 1498~ 1501
- [5] Harootunian A, Betzig E, Isaacson M *et al.*. Super-resolution fluorescence near-field scanning optical microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 1986, **49**(11) : 674~ 676
- [6] Betzig E, Isaacson M, Lewis A. Collection mode near-field scanning optical microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **51**(25) : 2088~ 2090
- [7] Durig U, Pole D W, Rohner F. Near-field optical-scanning microscopy. *J. Appl. Phys.*, 1986, **59**(10) : 3318~ 3327
- [8] Inouye Y, Kawata S. near-field scanning optical microscope with a metallic probe tip. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(3) : 159~ 161
- [9] Zenhausern F, O'Boyle M P, Wickramasinghe H K. Apertureless near-field microscope. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **65**(13) : 1623~ 1625
- [10] Depasse F, Paesler M A, Courjon D C. Huygens-Fresnel principle in the near field. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(3) : 234~ 239
- [11] 波恩 M, 沃耳夫 E 著. 光学原理. 杨葭荪等译. 北京: 科学出版社, 1978. 496
- [12] Girard C, Courjon D. Model for scanning tunneling optical microscopy: A microscopic self-consistent approach. *Phys. Rev. (B)*, 1990, **42**(15) : 9340~ 9349
- [13] Labani B, Girard C, Courjon D. Optical interaction between a dielectric tip and a nanometric lattice: implication for near-field microscopy. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1990, **7**(6) : 936~ 943
- [14] Jang K, Jhe W. Nonglobal model for a near-field scanning optical microscope using diffraction of the optical near field. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(4) : 236~ 238
- [15] Bozhevolnyi S, Berntsen S, Bozhevolnaya S. Extension of the macroscopic model for reflection near-



- field microscopy: regularization and image formation. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1994, **11**(2) : 609~ 617
- [16] Girard C, Spajer M. Model for reflection near-field optical microscopy. *Appl. Opt.*, 1990, **29**(26) : 3726~ 3733
- [17] Garcia N. Theory for the apertureless near-field optical microscope: Image resolution. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, **66**(25) : 3399~ 3400
- [18] Carminati R, Greffet J J. Two dimensional numerical simulation of the photon scanning tunneling microscope: Concept of the transfer function. *Opt. Commun.*, 1995, **116**(6) : 316~ 321
- [19] 李志扬, 马 宁, 刘立民等. 光子扫描隧道显微镜突破性研制. 华中师范大学学报, 1992, **26**(4) : 50 ~ 52  
光子扫描隧道显微镜纵向特性研究. 华中师范大学学报, 1993, **27**(1) : 39~ 42  
光子扫描隧道显微镜光纤探针成形机理与制备方法研究. 华中师范大学学报, 1993. 自然科学专辑, 30 ~ 32
- [20] 李志扬, 马 宁, 刘立民等. 光子扫描隧道显微镜研制. 电子器件, 1994. **17**(3) : 149~ 153
- [21] Li Zhiyang, Liu Wu, Li Xingjiao. Fourier analysis of photon scanning tunneling microscope. *Proc. SPIE*, 1998, **3467** : 23~ 33
- [22] Bethe H A. Theory of diffraction by small holes. *Phys. Rev.*, 1944, **66**(7) : 163~ 182
- [23] Bouwkamp C J. Diffraction theory. *Rep. Phys.*, 1954, **27**(1) : 35~ 100

## Angular Spectrum Transfer Function of Photon Scanning Tunneling Microscope

Li Zhiyang      Liu Wu

(Department of Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079)

Li Xianfang

(Hubei First Mechanic School, Wuhan 430074)

Li Xingjiao

(Department of Solid State Electronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

(Received 23 January 1998; revised 13 July 1998)

**Abstract** Analytical expressions for scalar/vector angular spectrum transfer function ( scalar-/vector-ASTF ) of photon scanning tunneling microscope ( PSTM ) were derived using Fourier angular spectrum diffraction theorem. The numerical results show that the ASTF of a PSTM consists of two distinct components, the propagating component and evanescent component. For evanescent component, their amplitudes decrease dramatically, and the higher the frequency the faster the amplitudes decreasing, while the phases remain constant as tip-sample distance  $d$  increases. For propagating component, their phases increase linearly but not uniformly with  $d$ , and the lower the frequency the faster the phases increasing, while the amplitudes remain constant. It is the ability of a PSTM to collect evanescent component that makes it possible to break through the Rayleigh diffraction limit. Based on ASTF the influence of such parameters as tip-sample distance, tip aperture diameter and the incident angle of illuminating laser beam on PSTM image has been discussed.

**Key words** photon scanning tunneling microscope, angular spectrum, angular spectrum transfer function.