

点衍射干涉术在扫描力显微镜中的应用

牟旭东 卓永模 杨甬英 徐 敏

(浙江大学光学与科学仪器系, 杭州 310027)

摘 要 目前在扫描力显微镜中经常用到的氮化硅三角形探针本身可以作为一个基于点微射干涉的微干涉元件。本文讨论了一种根据这一原理设计的用于扫描力显微镜的干涉光探针, 它利用微探针表面几何反射波与后向点衍射波之间的干涉来检测微探针的形变, 其纵向分辨率达到 0.01 nm。

关键词 扫描力显微镜, 点衍射干涉, 微探针。

1 引 言

扫描力显微镜^[1]是通过测量样品与微探针之间的作用力来获取样品的表面微观结构信息。它的工作模式可分为接触模式和非接触模式。在接触模式^[2]下, 通过测量微探针的静态形变来决定相互作用力的大小, 这种工作模式能够达到原子量级的横向分辨率, 但在实际工作中常常会破坏样品表面, 尤其是对于一些较薄软的样品。在非接触模式下, 微探针在它的谐振频率附近以 5 nm 左右的振幅振动, 当微探针逼近样品表面到约为 10 nm 的距离时, 表面附近的力梯度使微探针的谐振频率发生变化, 从而改变微探针的振幅。通过测量微探针振幅的变化, 可以获取样品的表面信息。非接触模式用于范德尔斯力^[3]、静电力^[4]、磁力^[5]的测量。

微探针形变测量方法一般采用光学或电学方法。其中光学方法最为普遍, 常用的有光杠杆法^[6]以及各种光干涉法。目前商用的各类扫描力显微镜一般采用光杠杆法, 它的结构简单, 调整方便, 但是用这种方法探测到的样品表面形貌, 是微探针与样品之间纵向力和切向力共同作用的结果, 因此精度较低。而各种光干涉法测得的仅仅是微探针与样品之间纵向力所引起的微探针形变, 测得的只是样品的表面起伏, 因此较光杠杆法有较高的精度^[7]。为达到测量精度, 尽可能地避免大气漂移和外界振动的影响, 各种光干涉法往往采用共路或准共路设计, 最为典型的是利用 Nomarski 原理制成的干涉光探针^[8]和利用衍射光栅分光的双通道干涉光探针^[9], 形成干涉信号的两束光分别从微探针的头部和尾部反射, 以及利用双焦透镜制成的双焦干涉光探针^[10], 其参考光从微探针附近的一个参考面上反射, 测量光则会聚在探针上。这些测量方法已被证实具有较高的测量精度。但是这些方法对于光学元件的质量要求较高, 系统较为复杂。

本文介绍一种新型的干涉光探针, 它的干涉信号直接由扫描力显微镜所使用的微探针表面的几何反射波与后向点衍射波形成, 是一种完全共路的干涉探测方法, 信号非常稳定, 具

有极强的抗干扰能力。两路光之间的初始位相差通过调节光斑位置来调整, 无需参考表面。所用的光学元件都是常见和便宜的, 与前面提到的几种干涉光探针相比, 结构更为简单紧凑, 更为稳定可靠。如果用扫描力显微镜作为高密度表面的读写装置, 此系统非常容易实现小型化。

2 仪器测量原理

图 1 所示为本文作者设计的扫描力显微镜, 其工作模式为非接触式。锁相放大器的内部振荡电路输出接近于微探针谐振频率的交流信号, 驱动一个压电叠堆, 而微探针固定在压电叠堆上。He-Ne 激光器 $0.663 \mu\text{m}$ 的激光经准直扩束后, 通过一个 10 倍显微物镜聚焦到氮化硅微探针上。微探针表面的几何反射光和后向点衍射光之间的干涉信号变化反映了微探针的振动。为了避免从样品表面的反射光的影响, 样品必须稍稍倾斜放置。几何反射光和后向点衍射光经过半反半透镜和聚焦透镜后重新会聚到硅光电二极管 (PIN) 上。光电信号经前置放大后输入锁相放大器, 获得交流信号的幅值。通过调节微探针的位置, 可使几何反射波与后向点衍射波之间的初始位相差为 $(n + 1/2)/\pi$, 这样在小振幅的情况下, 获得的信号幅值与微探针的振幅成正比变化。锁相放大器的输出经 A/D 转换后输入计算机, 可以得到微探针的振幅。当微探针与样品表面的距离约为 10 nm 时, 样品表面的力梯度将使微探针的谐振频率发生变化, 从而改变微探针的振幅。样品与微探针的距离越近, 微探针的振幅越小, 可以利用四象限压电陶瓷 (PZT) 控制样品的移动使得样品与微探针之间的距离保持恒值。整台仪器的数据采集和控制系统都是数字化的。Z 向伺服采用数字式的比例-积分-微分控制器 (PID) 反馈控制。

与其它类型的扫描力显微镜相比, 由于巧妙利用了微探针作为点衍射元件, 整台仪器的结构非常紧凑, 而且两束相干光都来自微探针的表面, 几乎完全隔绝了大气漂移、外界振动等因素带来的影响。另外, 几何反射光和后向点衍射光之间的光程差很小, 因此这种干涉系统对于激光源的相干性要求不高, 完全可用自准直的激光二极管代替图 1 中所用的 He-Ne 激光器, 可望使这台仪器小型化到一般商用的利用光杠杆法探测微探针形变的扫描力显微镜的程度。

3 点衍射干涉探测原理

实验中所使用的微探针是氮化硅微探针, 其形状和光斑在微探针上的位置如图 2 所示。微探针的外边长为 $100 \mu\text{m}$, 内边长为 $80 \mu\text{m}$, 谐振频率为 72 kHz , 品质因子为 80, 弹性系数为 0.8 N/m 。根据基尔霍夫衍射理论, 位于 O 点的球面波经微探针表面几何反射后在 P 点的场强可由下式决定:

$$U(P) = \iint_{rs} \frac{\exp[ik(r+s)]}{rs} [\cos(n, r) + \cos(n, s)] ds \quad (1)$$

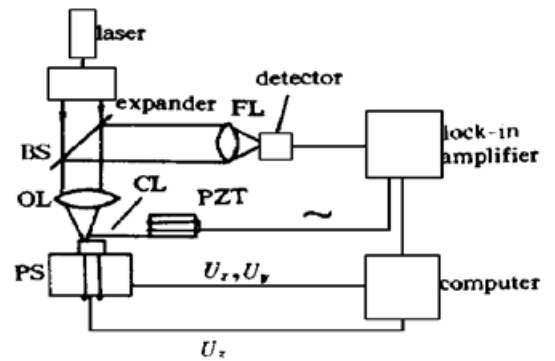


Fig. 1 Schematic drawing of the setup used for the experiment. BS: nonpolarized beamsplitter, OL: 10 times object lens, CL: cantilever, FL: focus lens, PS: piezoscanner. U_x, U_y controls the x, y scanner, U_z is applied on the PZT to control the tip-sample distance.

r 、 s 、 n 的物理意义如图 3 所示。对于在扫描力显微镜中所使用的微探针, 当光斑位置如图 3 所示时, (1) 式应写为

$$U(P) = \iiint_{S_1} \frac{\exp [ik(r+s)]}{rs} [\cos(n, r) + \cos(n, s)] ds \quad (2)$$

S_1 对应于整个光斑的面积, S_2 对应于在微探针的空的内三角形一个尖端小面积上没有光反射的部分。其中第一项对应于几何反射波的作用。第二项积分的区域很小, 可以看成由点 C 发出的球面波, 而且是负值的点衍射波。由以上分析可知, 微探针表面的反射光可以看成是分别由几何反射点与后向点衍射两个点源发出的光的合成, 如图 4 所示。

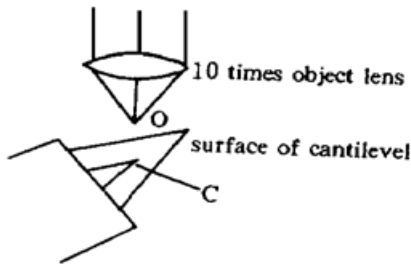


Fig. 2 The position of the beam on the cantilever is as shown. C is the internal vertex of the cantilever

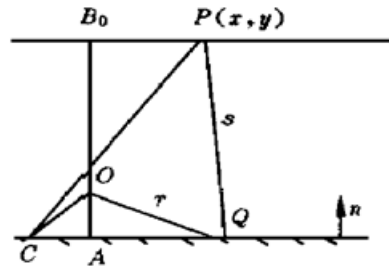


Fig. 3 Cross sectional drawing of Fig. 2. O : focus point of the object lens, r , s : the length of OQ , PQ respectively, Q : an arbitrary point on the scope of the light beam

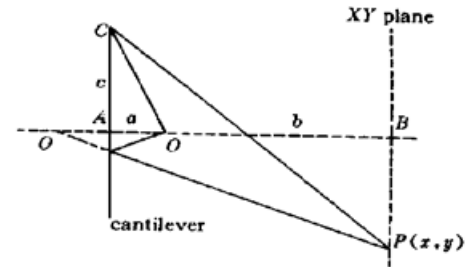


Fig. 4 The diagram of the interference. O : focus point of the object lens, O' : image point of O , C : internal vertex of the cantilever. a , b , c represent the length of OA , OB , AC respectively. xy plane: observing plane

因为观察面在较远处, b 远大于 λ , 根据菲涅耳近似, 在 $x-y$ 平面上 P 点衍射光强度分布可以用下式表示:

$$U(P) = \exp [ik(2a + b)] \exp [ik(x^2 + y^2)/2(2a + b)] - A \exp [ik(a^2 + c^2)]^{1/2} \exp [ik(a + b)] \exp \{ik[(x - c)^2 + y^2]/2(a + b)\} \quad (3)$$

式中 A 为 S_2 与 S_1 面积之比。如果 b 远远大于 a , 上式经整理后可以得到:

$$U(P) = \exp [ik(2a + b)] \exp [ik(x^2 + y^2)/2(2a + b)] \times \left\{ 1 - A \exp [ik(\sqrt{a^2 + c^2} - a)] \exp [ik(c^2 - 2cx)/2(a + b)] \right\} \quad (4)$$

因此, 在观察平面上光强分布可表示为:

$$I(P) = 1 + A^2 - 2A \cos \left\{ k \left[\sqrt{a^2 + c^2} - a + (c^2 - 2cx)/2(a + b) \right] \right\} \quad (5)$$

当微探针振动时, 由于将微探针置于焦点附近, $a \approx 0$, 因此

$$\frac{d}{da} \left[\sqrt{a^2 + c^2} - a \right] = \frac{a}{\sqrt{a^2 + c^2}} - 1 \approx -1 \quad (6)$$

即衍射波面仿佛是从点 C 发出的球面波, 其运动速度与微探针的运动速度相同, 而几何反射波面的运动速度是微探针运动速度的两倍, 这两束光之间的干涉反映了微探针的运动。

干涉条纹宽度为 $(a + b)\lambda/c$, 在设计系统中, 相对于 $(a + b)$, c 很小, 条纹宽度总能满足大于四倍 PIN 接收面宽度的要求。通过调节微探针的位置, 使 $x = 0$ 处干涉信号的初始位相 ϕ

为

$$\phi = k(c + c^2)/2(a + b) \approx (n + 1/2)\pi \quad (7)$$

其中 n 是整数。在这种情况下光电信号对微探针的振动最为敏感。

干涉条纹的衬比(度)为 $2A(1 + A^2)$ 。通过改变光斑在微探针表面上的位置, 可使 S_2 与 S_1 面积之比 A 在 0.65 左右, 从而保证干涉信号的衬比(度)在 0.9 以上, 并且具有足够的信号强度。初始位置相与衬比度的调节都依赖于光斑在微探针上的位置, 但由于初始位相对于位置的变化极为灵敏, 所以总能通过调整使衬比度在 0.9 以上, 同时又满足初始位相的要求。

一般的光学干涉系统总是可以表示为两个相干光束叠加的结果, 而根据以上证明, 这种点衍射干涉系统却表示成为两个相干光束相减的结果, 这是因为根据巴俾涅原理, 透射与反射屏正好互补的原因。如果微探针表面有一小点的反射率为 1, 其面积为 E , 而其余部分的反射率为 E_1 , 通过类似的推导, 可以得到

$$I(P) = E^2 + E_1^2 + 2EE_1 \cos \left\{ k \left[\sqrt{a^2 + c^2} - a + (c^2 - 2cx)/2(a + b) \right] \right\} \quad (8)$$

这是两光束相干叠加的结果。

4 实验结果与讨论

利用这台仪器对一些样品进行了检测, 其结果如图 5 与图 6 所示。图 5 为超光滑玻璃的表面, 整个扫描范围为 $80 \times 80 \text{ nm}^2$, 从图上可以明显看到表面加工的方向, 在这一区域内平均粗糙度 $Ra = 5.82 \text{ nm}$, 均方根粗糙度 $Rq = 6.23 \text{ nm}$ 。图 6 为液晶薄膜的表面, 扫描范围为 $1500 \times 1500 \text{ nm}^2$, 液晶表面有大小约为 100 nm 的颗粒, 这是液晶表面分子重定向的结果。



Fig. 5 Surface of a super smooth glass

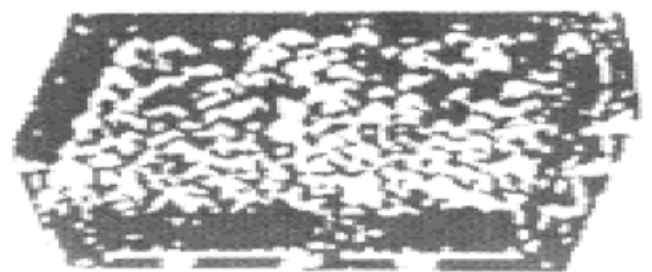


Fig. 6 Surface of liquid crystal

0.01 nm 的纵向分辨率是这样得到的。用于 Z 向伺服的压电晶体的灵敏度为 5 nm/v , 用 16 位的 D/A 转换器来控制伺服电压的大小。如果伺服电压的范围太大, 相当于 Z 向伺服的步长太大, 当利用 PID 反馈伺服系统使探针逼近样品表面以使光电信号降低到预设的电压时, 可以看到光电信号在预设电压附近振荡, 这是因为通过 D/A 转换器输出的 Z 向伺服电压每一位的变化都会使光电信号产生可检测到的变化。实验中发现, 当 Z 向伺服的压电晶体的步长为 0.01 nm 时, 伺服系统能很好地工作。由此可认为, 整台仪器的纵向分辨率小于 0.01 nm 。

由于设计的这一光学系统是一种完全共路的干涉仪, 隔绝了大气漂移和外界振动的影响, 信号异常稳定。影响测量精度的噪声主要来源于以下四个方面: 激光噪声、光电转换噪声、电路噪声和由于热噪声引起的微探针振动。前三项噪声在经过锁相放大器之后, 绝大部分被滤去。第四项由于与微探针的谐振频率一致, 难以通过锁相放大器滤去。其幅值为^[11]:

$$\Delta S_{th} = \sqrt{4kQBT/\omega_0 C} \approx 0.01 \text{ nm} \quad (9)$$

式中 Q 为微探针品质因子, ω_0 为微探针谐振频率, B 为锁相放大器带宽, 为 10 Hz, C 为微探针弹性系数。

由于没有用标准的钠米线宽的样品进行比对, 所以未对这台仪器进行精度分析。并且, 由于这一系统对激光的相干性要求不高, 可用激光二极管来代替目前所采用的 He-Ne 激光器。

一般用于扫描力显微镜的干涉光探针往往采用这样的布局: 测量光聚焦在探针上, 而参考光则从微探针附近的一个参考面上反射。由于采用的光学元件较多, 导致光强损失较大。并且干涉信号的大小与两路光之间的光强匹配和初始位相差有关, 需设计初始位相的调节机构, 要较多地调整才能取得较好的光电信号。对于本文作者设计的光探针, 其调整方法非常简便, 将微探针置于显微物镜附近, 这时在聚焦透镜前用纸屏观察, 可以看到微探针的放大的倒立实像, 这时适当地调节微探针的位置, 即可取得较好的光电信号。

感谢激光大学光学与科学仪器系薄膜研究所的顾培夫教授提供了样品, 曹斌同志设计了伺服反馈系统。

参 考 文 献

- [1] G. Binnig, C. F. Quate, Ch. Gerber. Surface studies by scanning tunneling microscope. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, **49**(1) ·57~ 60
- [2] G. Binnig, C. F. Quate. Atomic force microscope. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **56**(9) ·930~ 933
- [3] Y. Martin, C. C. Williams, H. K. Wickramasinghe. Atomic force microscopy-force mapping and profile on a sub 10 nm scale. *J. App. Phys.*, 1987, **61**(2) ·4723~ 4729
- [4] W. H. Huang, A. M. Baro, J. J. Sanz. Electrostatic and contact forces in force microscopy. *J. Vac. Sci. Technol.*, 1991, **B9**(2) ·1323~ 1328
- [5] C. Philip, D. Hobbs, W. David Abraham *et al.*. Magnetic force microscopy with 25 nm resolution. *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **55**(22) ·2357~ 2359
- [6] G. Meyer, N. M. Amer. Erratum: Novel optical approach to atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **53**(6) ·1045~ 1049
- [7] Minoru Sasaki, Kazuhiro Hane, Shigeru Okuma. Shape of the cantilever deflection for the atomic force microscope in force curve measurement. *Rev. Sci. Instrum.*, 1994, **65**(6) ·1930~ 1935
- [8] C. Schonberger, S. F. Alvarado. Force microscope detected by the principle of Normaski. *Rev. Sci. Instrum.*, 1989, **60**(3) ·3131~ 3136
- [9] S. Watanabe, K. Hane, T. Goto. Force microscopy using a twin path interferometer. *J. Vac. Sci. Technol.*, 1992, **B10**(1) ·1~ 5
- [10] 卓永模, 杨雨英, 牟旭东 等. 双焦干涉术在扫描力显微镜中的应用. *仪器仪表学报*, 1996, **17**(1) ·314~ 319
- [11] Zzzu. Durig, J. K. Gimzewsk, D. W. Pohl *et al.*. Noise induced by thermal drift in scanning force microscope. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **57**(6) ·2403~ 2407

Application of Point Diffraction Interferometer in Scanning Force Microscope

Mou Xudong Zhuo Yongmo Yang Yongying Xu Ming

(Department of Optical and Scientific Instrument, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

(Received 2 May 1997; revised 3 July 1997)

Abstract A new optical interferometer suitable for using in the scanning force microscope is presented. The cantilever itself is used as a micro interferometer element. The deflection of the cantilever is detected by the interference between the geometrical reflected wave and the backward diffracted wave. This interferometer has a simple structure, fewer optical components, low cost, and common light path. 0.01 nm vertical resolution is obtained by this instrument.

Key words scanning force microscopy, point diffraction inteferometer, cantilever.