

# 原子力显微镜在轻敲模式下的动力学模型<sup>\*</sup>

樊康旗<sup>†</sup> 贾建援 朱应敏 刘小院

(西安电子科技大学机电工程学院, 西安 710071)

(2006 年 11 月 30 日收到, 2007 年 2 月 16 日收到修改稿)

基于 Hamaker 假设、Lennard-Jones 势能定律及经典弹性理论建立了一种新型的球体与平面黏着接触的弹性模型, 该模型显示黏着力在原子力显微镜 (AFM) 针尖趋近和撤离样品表面, 即加载和卸载的两个过程中存在黏着滞后现象, 表明了 AFM 在轻敲工作模式中存在能量耗散. 同时, 根据所建的黏着接触弹性模型, 建立了 AFM 在轻敲工作模式下的动力学模型, 研究了 AFM 在轻敲工作模式下的振动幅度、相位差及耗散功率随针尖与样品表面间距的变化规律, 仿真结果与现有的实验结果相一致.

关键词: 原子力显微镜, 黏着模型, 轻敲模式, 动力学模型

PACC: 0779

## 1. 引言

原子力显微镜 (atomic force microscopy, AFM) 作为微观领域的主要研究工具之一, 不仅可以在纳米级的范围内获取样品表面的形貌, 而且可以探测针尖与样品表面间的微小黏着力, 为研究样品表面的微观形貌和力学特性提供了新思路<sup>[1]</sup>. AFM 通常有三种工作模式<sup>[2-4]</sup>: 非接触模式 (non-contact mode, NC mode)、轻敲模式 (tapping mode) 和接触模式 (contact mode). 在非接触模式中, 由于 AFM 针尖与样品表面间距较大, AFM 的扫描能力受到很大的限制. 在接触模式中, 当 AFM 沿着样品表面扫描时, AFM 针尖与样品表面间的切向力将引起样品表面发生变形, 甚至导致软材料表面发生不可恢复的破坏. AFM 的轻敲工作模式不仅可以得到样品表面的原子级形貌, 而且可以克服接触模式导致样品表面变形或破坏的缺点, 在实际中得到了广泛应用.

AFM 的轻敲模式又称为间歇接触模式 (intermittent-contact mode, IC mode), 其基本原理是对 AFM 的微悬臂梁施加一频率接近或等于其共振频率的激励, 通过处理由黏着力导致的变化的振幅或相位信号来得到样品表面的形貌特征<sup>[5]</sup>. 在 AFM 的轻敲模式中, 不仅可获得样品表面的形貌像, 还可获

得微悬臂探针的相位像. 相位像通常比表面形貌像更清晰, 而且能给出样品表面在纳米尺度的更多信息, 如吸附力、摩擦力、黏滞力等, 成为 AFM 研究中的一个新热点<sup>[2-8]</sup>. 相位像实际上是扫描过程中压电陶瓷使微悬臂梁振动的激励信号的位相与微悬臂梁的实际振动信号的位相之间相位差的图像. 虽然许多实验<sup>[5-9]</sup>和分子动力学模拟方法<sup>[9]</sup>证实了在 AFM 的轻敲工作模式中存在黏着滞后和能量耗散现象, 但是现有的黏着接触理论, 如 JKR 理论<sup>[10]</sup>、DMT 理论<sup>[11]</sup>、MD 理论<sup>[12]</sup>等, 很难从理论上解释这些现象产生的机理, 限制了 AFM 在轻敲工作模式下的理论研究进展.

本文基于 Hamaker 假设<sup>[13]</sup>和 Lennard-Jones 势能定律<sup>[14]</sup>, 通过积分方法得到了球体与平面间的黏着力随间距的变化规律, 同时结合经典弹性理论建立了一种新型的球体与平面黏着接触的弹性模型, 旨在研究 AFM 在轻敲工作模式下的振动幅度、相位差及耗散功率随针尖与样品间距的变化规律.

## 2. Lennard-Jones 势能定律和 Hamaker 假设

### 2.1. Lennard-Jones 势能定律

在微观世界中, 两原子间的相互作用 (黏着能)

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号: 30476019) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: kqfan@mail.xidian.edu.cn

由 Lennard-Jones 势能定律描述为<sup>[14]</sup>

$$W(l) = 4\varepsilon \left[ \left( \frac{\sigma}{l} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma}{l} \right)^6 \right], \quad (1)$$

式中,  $\varepsilon$  为势阱参数;  $\sigma$  为零势能间距;  $l$  为两原子间距.

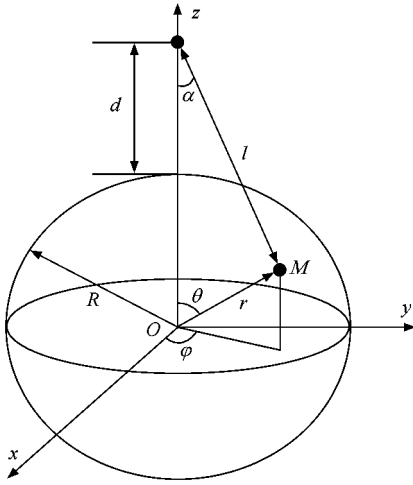


图1 原子与球体间的相互作用

两原子间的黏着力可通过对 Lennard-Jones 势能求导得到

$$F(l) = - \frac{dW(l)}{dl} = \frac{12B}{l^{13}} - \frac{6A}{l^7}, \quad (2)$$

式中,  $A = 4\varepsilon\sigma^6$  为引力系数,  $B = 4\varepsilon\sigma^{12}$  为斥力系数, 且  $B = A\sigma^6$ . 由(2)式可得两原子间的平衡间距为  $l_0 = (2)^{1/6}\sigma$ .

## 2.2. Hamaker 假设

由于物质在微观世界具有离散性, 为了采用连续方法计算两物体间的相互作用, Hamaker 提出了三个假设为采用连续方法解决微观物质世界的离散问题奠定了理论基础. Hamaker 的三个假设为<sup>[13]</sup>

- 1) 可加性假设: 任何两个物体间的作用力由构成两个物体的原子对之间的作用力累加求和得到;
- 2) 连续介质假设: 每个原子所占体积为  $dV$ , 作用力的累加求和可以通过对相互作用的两物体进行体积分得到, 并且任何物体均由数字密度为  $\rho$  的  $dV$  连续构成;
- 3) 均质材料假设: 数字密度和相互作用力系数对整个物体保持不变.

根据 Hamaker 假设, 数字密度分别为  $\rho_1$  和  $\rho_2$  的两物体间的黏着力可通过对该两个物体进行体积分得到

$$F = \rho_1 \rho_2 \int_{V_2} \int_{V_1} F(l) dV_1 dV_2. \quad (3)$$

## 3. 黏着接触弹性模型的建立

根据现有文献<sup>[3-4]</sup>中采用的方法, 本文将 AFM 针尖和样品表面分别等效为球体和平面. 由于弹性球体与弹性平面的接触可以等效为刚性球体与弹性平面或弹性球体与刚性平面的接触, 同时考虑到 AFM 针尖通常由硅(Si)和氮化硅( $\text{Si}_3\text{N}_4$ )等硬度较高的材料制成, 所以本文将 AFM 针尖与样品表面的接触简化为刚性球体与弹性平面的接触.

### 3.1. 原子-球体相互作用力

原子与球体的黏着作用如图1所示,  $R$  为球体的半径;  $d$  为原子与球体的间距;  $l$  为原子与球体上任意一点  $M$  的间距. 在图1坐标系中存在如下关系:

$$l = \sqrt{(d+R)^2 + r^2 - 2r(d+R)\cos\theta}, \quad (4)$$

$$\cos\alpha = \frac{R+d-r\cos\theta}{l}. \quad (5)$$

由对称性可知  $F_x = F_y = 0$ ,  $F_z = F\cos\alpha$ . 根据 Hamaker 假设, 原子与数字密度为  $\rho_s$  的球体间的黏着力为

$$\begin{aligned} F_{\text{as}}(d) &= \rho_s \int_{V_s} F(l) dV_s \\ &= F_{\text{as1}}(d) - F_{\text{as2}}(d), \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $F_{\text{as1}}(d)$  和  $F_{\text{as2}}(d)$  分别为

$$\begin{aligned} F_{\text{as1}}(d) &= 12B\rho_s \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^R \frac{r^2 \sin\theta \cos\varphi}{l^{13}} dr d\theta d\varphi \\ &= \frac{16\pi B\rho_s R^3 (d+R) [d^2 + 2R(d+R)]}{5d^{10} (d+2R)^0} \\ &\quad \times [5d^4 + 4R(d+R)(5d^2 + 8R(d+R))], \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} F_{\text{as2}}(d) &= 6A\rho_s \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^R \frac{r^2 \sin\theta \cos\alpha}{l^7} dr d\theta d\varphi \\ &= \frac{8\pi A\rho_s R^3 (d+R)}{d^4 (d+2R)^0}. \end{aligned} \quad (8)$$

### 3.2. 球体-平面相互作用力

球体与平面的黏着作用如图2所示,  $h_0$  为刚性球体与弹性平面的名义间距;  $\alpha(r)$  为弹性平面在半径为  $r$  处的变形量;  $h(r)$  为刚性球体与弹性平面在半径为  $r$  处的实际间距,

$$h(r) = h_0 + z(r). \quad (9)$$

球体与平面上半径为  $r$  的任意一点  $K$  的间距为

$$d(r) = \sqrt{[R + h(r)]^2 + r^2} - R. \quad (10)$$

同时在图 2 坐标系中存在如下关系:

$$\cos\beta = \frac{R + h(r)}{d(r) + R}. \quad (11)$$

由球体与平面的对称性,并根据 Hamaker 假设可得球体与平面上  $[r, r + dr]$  环形区域的黏着力为

$$F_a(d) = F_{a1}(d) - F_{a2}(d), \quad (12)$$

式中  $d$  由 (10) 式给出;  $F_{a1}(d)$  和  $F_{a2}(d)$  分别为

$$F_{a1}(d) = \rho_p \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \int_r^{r+dr} F_{a1}(d) \cos\beta r dr dz d\varphi, \quad (13)$$

$$F_{a2}(d) = \rho_p \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \int_r^{r+dr} F_{a2}(d) \cos\beta r dr dz d\varphi, \quad (14)$$

式中  $\rho_p$  为平面的数字密度. (13) (14) 式的积分结果很冗长,由于篇幅所限,其结果在此省略.当  $dr \rightarrow 0$  时,可得球体与平面上任意一点的黏着力,即黏着分布力  $F_d(d)$  为(同时注意到  $F_d(d)$ ,  $F_{d1}(d)$ ,  $F_{d2}(d)$  已转变为以  $h(r)$  为变量的函数)

$$\begin{aligned} F_d(h) &= F_{d1}(h) - F_{d2}(h) \\ &= \lim_{dr \rightarrow 0} \frac{1}{2\pi r dr} F_a(d) \\ &= \lim_{dr \rightarrow 0} \frac{1}{2\pi r dr} [F_{a1}(d) - F_{a2}(d)], \quad (15) \end{aligned}$$

式中,  $F_{d1}(h)$ ,  $F_{d2}(h)$  分别为

$$\begin{aligned} F_{d1}(h) &= \frac{2HR^3 r_N^6}{45\pi(h^2 + 2hR + r^2)^3} [15h^6 + 15r^6 \\ &+ 90h^5 R + 108r^4 R^2 + 216r^2 R^4 + 128R^6 \\ &+ 9h^4(5r^2 + 32R^2) + 12h^3(15r^2 R + 46R^3) \\ &+ 9h^2(5r^4 + 44r^2 R^2 + 72R^4) \\ &+ 18h(5r^4 R + 24r^2 R^3 + 24R^5)], \quad (16) \end{aligned}$$

$$F_{d2}(h) = \frac{4HR^3}{3\pi(h^2 + 2hR + r^2)^3}, \quad (17)$$

式中,  $r_N$  为晶体中两原子的最近间距<sup>[15]</sup>, 对面心、体心和金刚石晶体,  $r_N$  分别为  $a\sqrt{2}/2$ ,  $a\sqrt{3}/2$  和  $a\sqrt{3}/4$  ( $a$  为晶体的晶格常数);  $H$  为 Hamaker 常数<sup>[13]</sup>,

$$H = \pi^2 A \rho_s \rho_p. \quad (18)$$

### 3.3. 球体-平面黏着接触弹性模型

将球体和平面原子间的相互作用力等效为球体与平面间的黏着分布力.对于球体-平面弹性接触模型,黏着力分布具有轴对称性,由弹性理论<sup>[16]</sup>可得分布作用力  $F_d(h)$  引起平面上任意一点(该点与  $Z$

轴的间距为  $\widehat{r}$ ) 的变形量为

$$\begin{aligned} z(\widehat{r}) &= \frac{1}{\pi E} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{F_d(h)}{\sqrt{r^2 + r^2 - 2r\widehat{r}\cos\theta}} r d\theta dr \\ &= \frac{4}{\pi E} \int_0^\infty \frac{r \cdot F_d(h)}{\widehat{r} + r} k\left(\frac{2\sqrt{r\widehat{r}}}{\widehat{r} + r}\right) dr. \quad (19) \end{aligned}$$

球体与平面间的总黏着力为

$$F = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty F_d(h) r dr d\theta, \quad (20)$$

式中,  $k(x)$  为模  $x = 2\sqrt{r\widehat{r}}/(\widehat{r} + r)$  的第一类完全椭圆积分;  $h = h(r)$  由 (9) 式给出;  $E$  为球体与平面的接触模量.

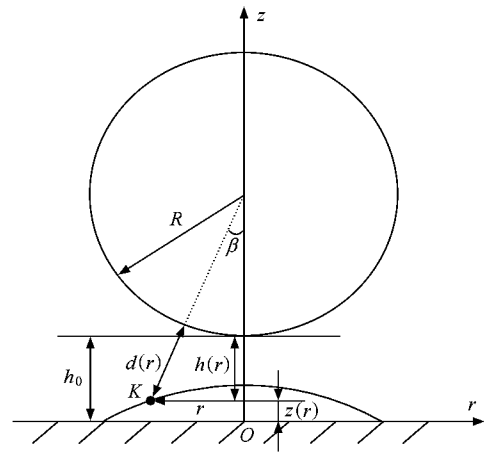


图 2 刚性球体与弹性平面的黏着接触

基于 Hamaker 假设,由 (9) (15) (19) 式确定的黏着接触弹性模型,结合了经典弹性理论和 Lennard-Jones 势能定律,同时考虑了平面的变形效应和球体与平面间的黏着力,可以处理黏着力为引力和斥力时的多种问题.当球体与平面间距  $h(r) > l_0$  时,黏着力为引力 ( $F_d(h) < 0$ ),平面上相应的点(该点的径向坐标为  $r$ )被拉伸 ( $z(r) < 0$ );当间距  $h(r) < l_0$  时,黏着力为斥力 ( $F_d(h) > 0$ ),平面上相应点被压缩 ( $z(r) > 0$ ).

在 AFM 针尖的加载和卸载过程中,采用文献 [17] 中给出的自洽迭代算法求解由 (9) (15) (19) 式确定的黏着接触弹性模型.由于黏着力随间距的增大而急剧减小,所以在实际的仿真计算中将 (19) 式和 (20) 式的积分区域取为  $[0, R/2]$ ,计算中发现当积分上限继续增大时,模拟精度几乎没有改变.为了与现有的黏着理论相对比,并研究 AFM 在轻敲模式中的黏着滞后现象,图 3 和图 5 中采用的模拟参数为  $R = 100 \text{ nm}$ ,  $E = 4.5 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ ,  $\gamma = 0.25 \text{ J/m}^2$ ,  $\epsilon$

$= 0.35 \text{ nm}$  相应的 Tabor 数  $\lambda = 0.51$ .

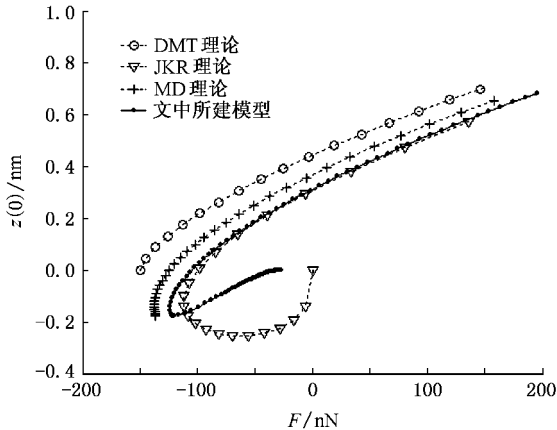


图 3 变形量随黏着力变化曲线

#### 4. AFM 在轻敲模式下的能量耗散

在 AFM 的轻敲模式中, 相位像通常比表面形貌像更清晰, 而且能给出样品表面在纳米尺度的更多信息, 这是由于相位像与 AFM 的黏着耗散能量密切相关. Cleveland 等<sup>[5,6]</sup>根据能量守恒原理给出了 AFM 微悬臂梁的激励信号与 AFM 针尖实际振动信号之间的相位差  $\theta$  与由黏着作用导致的耗散能量  $E$  之间的关系为

$$\sin(\theta) = \frac{\omega}{\omega_0} \frac{A(\omega)}{A_0} + \frac{QE}{\pi k A_0 A(\omega)}, \quad (21)$$

式中,  $\omega$  和  $\omega_0$  分别为微悬臂梁的激励频率和共振频率;  $Q$  和  $k$  分别为微悬臂梁的品质因数和力常数;  $A_0$  和  $A$  分别为自由振幅和轻敲振幅. 当  $\omega = \omega_0$  时,  $A_0$  与激励信号振幅  $A_d$  间的关系为

$$A_0 = Q A_d. \quad (22)$$

在 AFM 轻敲模式的实验中, 当采用的激励信号的频率等于微悬臂梁的共振频率时 (21) 式可简化为

$$\sin(\theta) = \frac{A(\omega_0)}{A_0} + \frac{QE}{\pi k A_0 A(\omega_0)}. \quad (23)$$

由 (21) 式和 (23) 式可见, 为了建立 AFM 在轻敲模式下的动力学模型, 首先需要建立能描述 AFM 在轻敲模式下耗散能量的黏着模型.

图 3 为 DMT 理论、JKR 理论、MD 理论和本文所建的黏着接触模型 (加载过程) 给出的平面变形量随黏着力的变化规律. 由图 3 可见, 黏着模型与 JKR 理论、MD 理论给出的变化规律基本相同, 证实了本文所建的黏着模型在研究黏着接触问题中的有效性.

现有的黏着接触理论, 如 JKR 理论、DMT 理论和 MD 理论等, 虽然都可以给出球体和平面的变形量随黏着力变化规律, 但是三者给出的最大黏着力并不相同; 虽然 Tabor 通过引入 Tabor 数  $\lambda$ <sup>[18]</sup> 解释了该矛盾的来源, 但是三者不能给出黏着力随间距的变化规律, 也不能解释 AFM 在加载和卸载过程中的黏着滞后和能量耗散的产生机理. 图 4 为 Tamayo 等<sup>[6]</sup>在实验中得到的当 AFM 针尖在石墨表面加载和卸载时黏着力随间距的变化曲线. 由图 4 可见, 卸载过程的黏着力曲线相比加载过程存在明显的滞后.

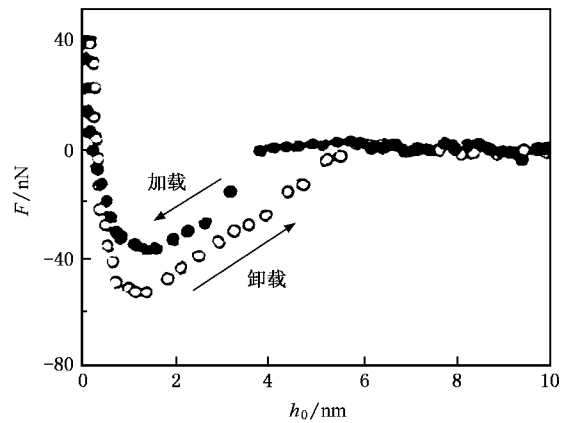


图 4 实验得到的加载和卸载过程中黏着力随间距的变化曲线<sup>[6]</sup>

图 5 为黏着模型给出的在 AFM 针尖加载和卸载过程中, 黏着力随名义间距的变化曲线. 黏着力由 (20) 式给出. 由于图 5 中给出的是理想球体与理想平面间的黏着力随间距的变化规律, 而实验中使用的 AFM 针尖与样品并非理想的球体和平面, 存在一定的粗糙度, 导致图 4 和图 5 中的坐标存在较大差异, 而与文中模拟条件相似的分子动力学方法<sup>[9]</sup>给出的坐标值与图 5 中给出的坐标值基本一致. 同时, 图 4 中给出的实验结果是在相对湿度为 35% 的空气中得到的, AFM 针尖与样品间的准确黏着能很难确定, 所以模拟中采用的黏着能只是为了反映黏着力随间距的变化规律及 AFM 针尖在加载和卸载过程中所存在的黏着滞后现象, 故图 4 与图 5 给出的黏着力大小并不一致, 但是模拟结果和实验结果所反映的黏着力随间距的变化规律基本一致. 所以, 文中所建的黏着模型可以反映出黏着力在 AFM 针尖加载和卸载过程中的滞后现象, 而黏着滞后现象表明 AFM 在轻敲工作模式中将耗散能量.

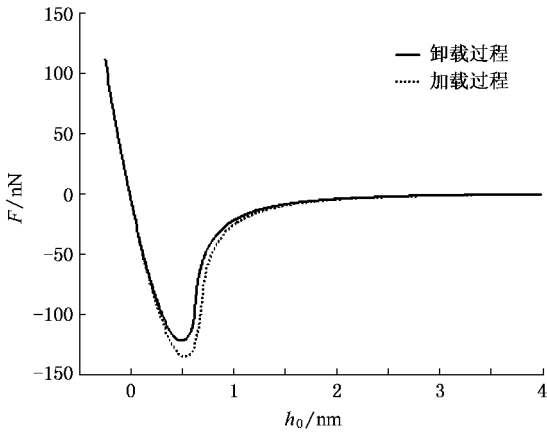


图5 加载和卸载过程中黏着力随间距的变化曲线

由于针尖与样品间存在的黏着作用(主要是 van der Waals 引力)会引起样品表面发生拉伸变形,而黏着作用引起的拉伸变形将导致针尖与样品在 AFM 的加载过程中“突跳”接触,在卸载过程中“突跳”分离,从而导致黏着滞后现象的产生<sup>[19]</sup>.在 AFM 的轻敲模式中,针尖与样品间的作用力可能是多种力的耦合,如黏着力、表面张力、静电力等.但在本文的模拟中,AFM 针尖与样品间的相互作用力由(20)式给出,即本文主要考虑由黏着力引起的耗散能量.

## 5. AFM 轻敲模式下的动力学模型

AFM 在样品表面以轻敲模式扫描的简化模型如图 6 所示,针尖的动力学模型可由二阶微分方程描述为

$$m\ddot{z} + \frac{m\omega_0}{Q}\dot{z} + k(z - z_d) = F, \quad (24)$$

式中,  $m$  为 AFM 的等效质量;  $F$  为 AFM 针尖与样品间的黏着力,由(20)式得到;  $z_d$  为微悬臂梁的激励信号,即

$$z_d = h_0 + A_d \cos(\omega t). \quad (25)$$

在 AFM 的轻敲模式中,微悬臂梁激励信号的频率  $\omega$  通常等于其共振频率  $\omega_0$ <sup>[5-8]</sup>,并且使响应信号与激励信号之间的初始相位相差  $90^\circ$ .采用四阶龙格-库塔算法求解(24)式,模拟中采用的参数为<sup>[7]</sup>力常数  $k = 3 \text{ N/m}$ ;共振频率  $\omega_0 = 455 \text{ kHz}$ ;自由振幅  $A_0 = 40 \text{ nm}$ ;品质因数  $Q = 135$ .模拟结果表明(24)式的解,即 AFM 针尖的运动可表示为如下的谐振运动:

$$z = z_0 + A \cos(\omega t - \theta), \quad (26)$$

式中,  $z_0$  为 AFM 针尖发生谐振时的中心位置,可通过数值求解(24)式得到.

耗散功率与相位差  $\theta$  间的关系为<sup>[5]</sup>

$$P = \frac{1}{2} \frac{k\omega_0}{Q} [A_0 A \sin(\theta) - A^2]. \quad (27)$$

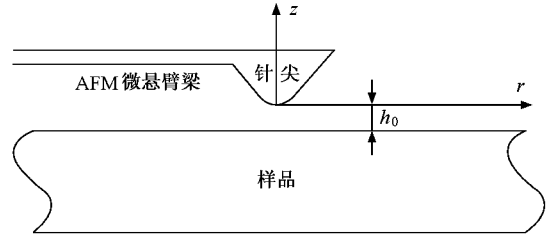


图6 AFM 在样品表面以轻敲模式扫描的简化模型

图 7 给出了在轻敲模式下,AFM 针尖的振幅、相位差及耗散功率随针尖与样品表面名义间距  $h_0$  的变化曲线.当  $h_0$  较大时,AFM 针尖与样品间的黏着力很小,AFM 的耗散能量主要是由周围环境的阻尼产生,所以其振幅保持恒定,相位差为  $90^\circ$ (等于初始相位差),耗散功率很小.随着  $h_0$  的减小(小于  $8 \text{ nm}$ ),黏着引力迅速增加,AFM 针尖的振幅迅速减小,响应信号与激励信号间的相位差逐渐增大,同时由黏着力导致的耗散功率也迅速增加.随着  $h_0$  的进一步减小,针尖的振幅、耗散功率及响应信号与激励信号间的相位差都有一小的“突跳”(如图 7 中虚线与各曲线相交处),表明 AFM 针尖与样品间的黏着力由引力转变为斥力,而该“突跳”现象已被许多实

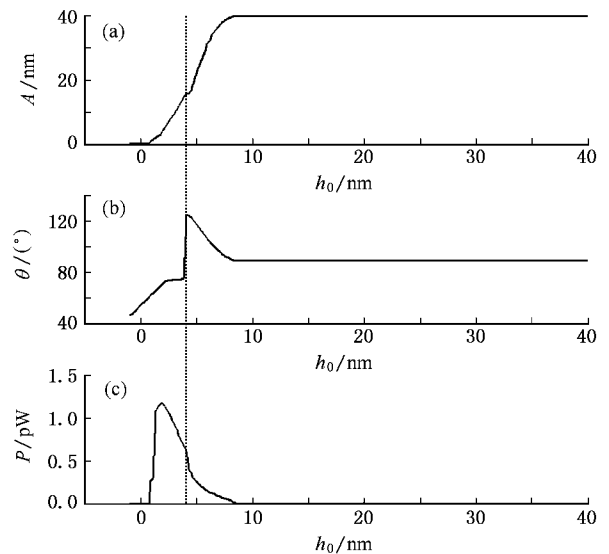


图7 AFM 针尖的振幅、相位差及耗散功率随针尖与样品表面间距的变化曲线

验所证实<sup>[3-8]</sup>. 当 AFM 针尖与样品间的黏着力进入斥力区域后, 响应信号与激励信号间的相位差小于  $90^\circ$ , 振幅也逐渐减小, 但是针尖与样品间的斥力导致耗散功率在达到最大值后开始迅速减小.

图 8 和图 9 分别为 Anczykowski 等<sup>[7]</sup>和 Martinez 等<sup>[8]</sup>使用 AFM 以轻敲模式分别在聚亚安酯和硅表面扫描中得到的轻敲振幅、相位差及耗散功率随针尖与样品表面名义间距的变化曲线. 由图 7, 图 8 和图 9 可见, 轻敲振幅、相位差及耗散功率随间距的变化规律与文中所建模型给出的变化规律基本相同: 当针尖与样品表面间距较大时, 黏着力很小, 轻敲振幅几乎保持恒定, 相位差约等于  $90^\circ$  (初始相位差),

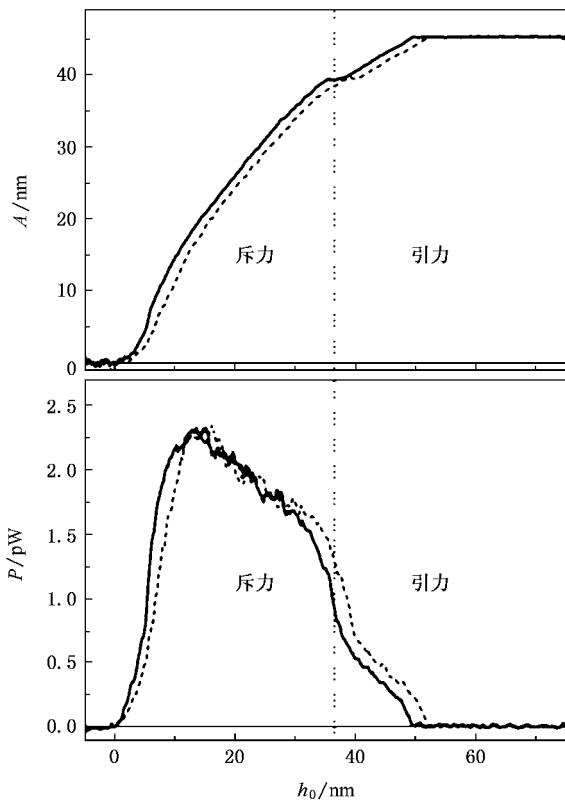


图 8 AFM 在轻敲模式中的振幅和耗散功率随针尖与样品间名义间距的变化曲线<sup>[7]</sup>

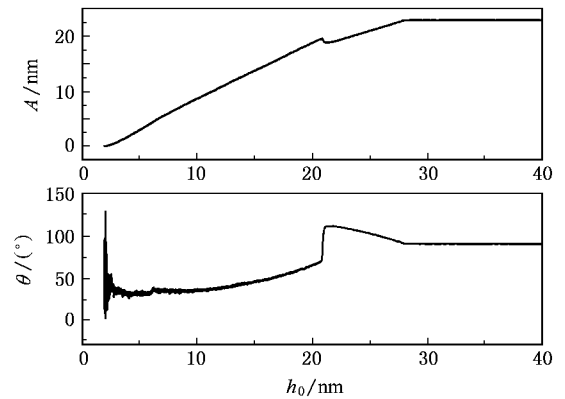


图 9 AFM 在轻敲模式中的振幅和相位差随针尖与样品间名义间距的变化曲线<sup>[8]</sup>

耗散功率很小; 当黏着力为引力时, 随着针尖与样品表面名义间距的减小, 轻敲振幅逐渐减小, 相位差逐渐增大, 耗散功率也逐渐增大; 当黏着力为斥力时, 随着针尖与样品表面名义间距的减小, 轻敲振幅继续减小, 相位差减小到小于  $90^\circ$ , 耗散功率在达到最大值后开始减小; 在引力与斥力的过渡点, 轻敲振幅、相位差及耗散功率存在‘突跳’转变.

## 6. 结 论

本文基于 Hamaker 假设、Lennard-Jones 势能定律和经典弹性理论建立了一种新型的球体与平面黏着接触的弹性模型. 该模型不仅可以给出平面变形量随黏着力的变化规律, 还可以描述 AFM 在轻敲工作模式下的黏着滞后和能量耗散现象. 根据文中给出的黏着接触弹性模型, 本文建立了 AFM 在轻敲工作模式下的动力学模型, 由该模型得到的轻敲振幅、相位差和耗散功率随针尖与样品表面名义间距的变化规律与现有的实验结果相一致, 证实了本文所建的黏着接触弹性模型和 AFM 在轻敲工作模式下的动力学模型的正确性.

- [ 1 ] Zhang X J, Meng Y G, Wen S Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 728 [in Chinese] 张向军、孟永钢、温诗铸 2004 物理学报 **53** 728 ]
- [ 2 ] Wang X P, Liu L, Hu H L, Zhang K 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1008 [in Chinese] 王晓平、刘磊、胡海龙、张琨 2004 物理学报 **53** 1008 ]
- [ 3 ] Paulo A S, Garcia R 2001 *Surf. Sci.* **471** 71
- [ 4 ] Dubourg F, Aime J P 2000 *Surf. Sci.* **466** 137

- [ 5 ] Cleveland J P, Anczykowski B, Schmid A E, Elings V B 1998 *Appl. Phys. Lett.* **72** 2613
- [ 6 ] Tamayo J, Garcia R 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 2926
- [ 7 ] Anczykowski B, Gotsmann B, Fuchs H, Cleveland J P, Elings V B 1999 *Appl. Surf. Sci.* **140** 376
- [ 8 ] Martinez N F, Garcia R 2006 *Nanotechnolog* **17** 167
- [ 9 ] Landman U, Luedtke W D, Nancy A B 1990 *Science* **248** 454

- [ 10 ] Johnson K L , Kendall K , Roberts A D 1971 *Proc. R. Soc. London A* **324** 301
- [ 11 ] Derjaguin B V , Muller V M , Toprov Yu P J 1975 *J. Colloid Interface Sci.* **53** 314
- [ 12 ] Maugis D , Gauthier M B 1994 *J. Adhesion Sci. Technol.* **8** 1311
- [ 13 ] Hamaker H C 1937 *Physica* **10** 1058
- [ 14 ] Muller V M , Yushchenko V S , Derjaguin B V 1980 *J. Colloid Interface Sci.* **77** 91
- [ 15 ] Yu N , Polycarpou A A 2004 *J. Colloid Interface Sci.* **278** 428
- [ 16 ] Johnson K L 1985 *Contact mechanics* ( Cambridge : Cambridge University Press ) p46
- [ 17 ] James Q F 2000 *Colloids Surf.* **172** 175
- [ 18 ] Tabor D 1977 *J. Colloid Interface Sci.* **58** 2
- [ 19 ] Attard P 2000 *J. Phys. Chem.* **104** 10635

## Dynamic model of atomic force microscopy in tapping-mode \*

Fan Kang-Qi<sup>†</sup> Jia Jian-Yuan Zhu Ying-Min Liu Xiao-Yuan

( School of Electro-Mechanical Engineering , Xidian University , Xi ' an 710071 , China )

( Received 30 November 2006 ; revised manuscript received 16 February 2007 )

### Abstract

The theoretical model about energy dissipation of atomic force microscopy ( AFM ) in tapping-mode has great significance for the investigation of the dynamic response of AFM tip influenced by the adhesive force. Based on the Hamaker hypotheses and the Lennard-Jones potential and elastic theory , a novel elastic model is established for adhesive contact between a sphere and a plane. The model shows that the variation of the adhesive force with the distance in the loading process is different from that in the unloading process , i. e. , an adhesive hysteresis , which is the indication of energy dissipation of AFM , is engendered in the tapping-mode. On the basis of the adhesive model , the dynamic model of AFM in tapping-mode is established to investigate the variations of the amplitude , phase shift and energy dissipation with the distance between AFM tip and the sample surface. The results obtained by the dynamic model are in agreement with the experimental results available.

**Keywords** : atomic force microscopy , adhesive model , tapping-mode , dynamic model

**PACC** : 0779

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10476019 ).

<sup>†</sup> E-mail : kqfan@mail.xidian.edu.cn