

# 温度对微界面摩擦影响的研究\*

王亚珍<sup>1)2)†</sup> 黄平<sup>1)</sup> 龚中良<sup>1)</sup>

1) (华南理工大学机械与汽车工程学院, 广州 510640)

2) (广东工贸职业技术学院机械工程系, 广州 510510)

(2009 年 9 月 21 日收到; 2009 年 11 月 21 日收到修改稿)

以微观界面摩擦为研究对象, 分析了温度变化对材料摩擦性能的影响. 基于 Towle 剪切强度-温度经验公式和晶格热动力学理论, 推导出摩擦力与温度之间的理论计算公式. 理论分析表明: 当界面温度低于材料的德拜温度时, 摩擦力随着温度的增加而降低. 理论计算结果与原子力显微镜实验结果对比, 发现二者趋势一致, 表明本文提出的理论和方法可行.

关键词: 界面摩擦, 真实接触面积, 温度, 摩擦力

PACC: 6220P, 8140P

## 1. 引言

摩擦是日常生活中最熟悉的物理现象, 由于其在经济和生活方面的重要性, 一直以来都是科学家和工程师们的关注对象. 对于摩擦, 已经清楚其性能决定于很多因素, 如材料组成、力学特性、法向载荷、速度等. 尽管人们在该领域付出了巨大的努力, 但至今仍有很多问题尚未解决, 其中一个很重要的问题是: 温度是如何影响摩擦的<sup>[1]</sup>. 日常生活经验和长期以来的研究都表明, 摩擦本身是一热力耦合的复杂过程<sup>[2]</sup>, 一方面材料的力学特性对摩擦性能影响很大, 而另一方面, 材料的力学特性又受温度变化的影响<sup>[3]</sup>. 通过推导出材料力学特性与温度的关系, 再根据摩擦力及摩擦系数与材料力学特性之间的关系, 可以得到摩擦力随温度变化的规律.

Bowden 和 Tabor<sup>[4]</sup>最早提出摩擦力与摩擦界面真实接触面积成正比, 即摩擦力  $F_f$  可以表示为  $F_f = \tau A$ , 式中  $A$  为真实接触面积,  $\tau$  为黏着点的临界剪切强度, 定义为剪切单位面积界面所需的剪切力. 两个弹性固体之间的接触问题可以用 Hertz, JKR, DMT 模型等经典接触理论来描述<sup>[5, 6]</sup>, 通过这些模型可以计算出真实接触面积  $A$  的值, 该值取决于法向载荷  $F_n$ , 探针半径  $R$  以及材料力学常数如杨氏模量  $E$

和泊松比  $\nu$ . 首先在利用 Bowden 和 Tabor 理论研究摩擦的时候, 学者们通常将  $\tau$  处理为常数, 但事实上  $\tau$  在温度变化时会受到较大影响. Towle 等人<sup>[7]</sup>很早就提出了一个关于  $\tau$  与温度以及压强之间关系的经验公式, 该公式表明  $\tau$  的自然对数与约化温度成正比. 这个公式经过实验验证发现适用于大部分晶体材料, 而且在较广的温度变化范围内都是能够满足实验误差要求的. 其次, 计算杨氏模量采用的一般步骤是先计算由于结构变形而产生的微观电子能量的变化, 进而根据其经典弹性理论能量的关系导出形变能, 即可求出杨氏模量<sup>[8-10]</sup>. 对于杨氏模量  $E$  来说, 由于其本质上来源于材料微观原子之间的交互作用, 当温度变化时, 原子之间的振动状态也会发生改变, 从而改变原子间的相互平衡距离, 并最终影响到  $E$  的大小. 这样, 通过计算出温度变化对材料力学参数的影响, 可以间接得到温度变化对摩擦力的影响.

为便于与原子力显微镜 (AFM) 实验比较, 本文主要探讨了点接触干滑动摩擦情况. 基于 Hertz 接触理论, 同时结合 Towle 等人的研究成果和晶格热力学理论, 推导出摩擦力与温度等参数之间的理论关系式, 并将理论结果与超高真空 AFM 实验结果进行了对比, 以验证本文所提出理论的正确性.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 50675068, 50875087) 资助的课题.

† E-mail: yazhen.wang@mail.sc.cn.edu.cn

## 2. 单峰接触 Hertz 模型

根据 Coulomb 定律, 摩擦力与法向载荷  $F_n$  成正比, 即其关系可以表示为  $F_f = \mu F_n$ , 式中  $\mu$  定义为摩擦系数. 同时 Bowden 和 Tabor 的黏着理论则认为摩擦力与真实接触面积  $A$  成正比, 法向载荷  $F_n$  和真实接触面积  $A$  之间必然存在某种联系, 而微观接触理论则对二者的关系进行了探讨.

纳米摩擦实验中表面黏着的作用不可忽略, 在考虑界面接触机理时必须考虑其影响. 根据修正 Hertz 模型<sup>[11]</sup>, 当接触界面间存在黏着力  $F_{adh}$  时, 对于一个曲率半径为  $R$  的球体和一个光滑平面之间在法向载荷  $F_n$  作用下发生的接触, 其接触半径  $R_0$  为

$$R_0 = \left( \frac{3R(F_n + F_{adh})}{4E^*} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

式中  $E^*$  为接触系统杨氏模量, 为

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2}, \quad (2)$$

式中  $E$  和  $\nu$  分别对应探针和样品的杨氏模量和泊松比; 下标 1 和 2 分别代表两个接触物体.

这样, 根据 Bowden 理论, 摩擦力可以表示如下:

$$F_f = \tau \pi \left( \frac{3R(F_n + F_{adh})}{4E^*} \right)^{2/3}. \quad (3)$$

从(3)式中可以知道, 由于材料泊松比随温度变化很小, 当摩擦系统的温度发生变化时, 会发生明显改变的值为  $\tau$  和  $E^*$ . 温度的改变将导致  $\tau$  和  $E^*$  发生改变, 进而影响摩擦力.

## 3. 温度变化对材料力学特性的影响

### 3.1. 温度变化对剪切强度的影响

温度对材料的力学性能有较大影响. 当温度发生变化时, 材料的剪切强度  $\tau$  也将发生改变. Towle 通过分析发现<sup>[7]</sup>, 对于大部分晶体, 其剪切强度  $\tau$  和温度之间的关系满足如下经验公式:

$$\tau = \tau_0 \exp \left[ \frac{BT}{T_m(P)} \right], \quad (4)$$

式中  $\tau$  为温度  $T$ 、压强  $P$  下的剪切强度,  $T_m(P)$  为压强  $P$  下的熔点温度,  $\tau_0$  和  $B$  为材料特征参数, 它们分别为

$$\tau_0 = \frac{\pi(1-\nu)\tau_c^2}{4G}, \quad (5)$$

$$B = -\frac{32h^2N^{5/3}g^3}{9\pi k_B C^2(1-\nu)} \left( \frac{G}{\tau_c} \right) \left( \frac{V^{1/3}}{b} \right)^2. \quad (6)$$

式中,  $h$  为普朗克常数,  $k_B$  为波尔兹曼常数,  $N$  为阿伏加德罗常数,  $C$  为林德曼常数, 对于大部分金属该值约为 125,  $g$  为无因次比例常数, 其值  $\geq 1$ ,  $\tau_c$  为理想晶体材料的最大剪切应力,  $G$  为剪切模量, 对于大部分材料, 理论分析表明  $(G/\tau_c)$  的值在 15 左右, 最大不会超过 30,  $V$  为分子体积,  $b$  为伯格森矢量长度.

以材料铜为例,  $\tau_0 = 1 \text{ GPa}$ , 计算可得  $B = -4.6$ , 而常压下铜的熔点温度为 1358 K<sup>[12]</sup>. 以这些数据为基础, 可以得到铜试样剪切强度随温度的变化趋势如图 1 所示.

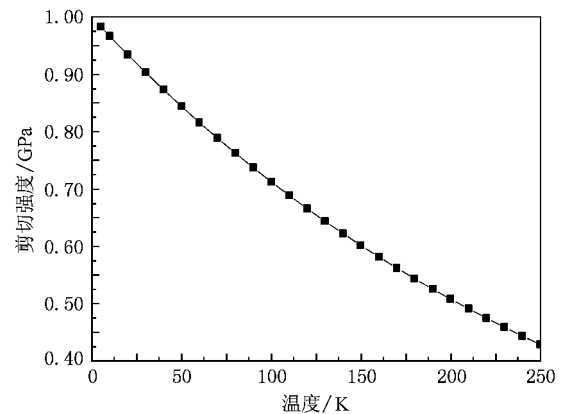


图 1 铜试样的微剪切强度随温度的变化趋势

### 3.2. 晶体热振动及其对微杨氏模量的影响

晶体中粒子的相互作用可分为吸引和排斥两大类. 粒子间距较大时, 吸引起主要作用; 间距较小时, 排斥起主要作用; 在某一适当的距离, 两种作用相抵, 使晶体结构处于稳定状态. 弹性模量  $E$  是度量材料弹性的重要指标, 其物理本质来源于材料原子间的相互弹性作用, 因此其大小就反映了原子间结合力的强弱. 以金属为例, 当其没有受到外力作用时, 原子处于平衡位置  $r_0$  处. 而当金属受到弹性压应力时, 要发生弹性压缩, 即原子间距离  $r < r_0$ . 由于当  $r$  小于  $r_0$  时斥力随  $r$  的变化要比引力的变化快的多, 因此斥力大于引力. 在压缩力的作用下, 斥力的增加量和外力平衡. 当外力去掉后, 由于原子间斥力的作用, 金属又恢复到形变前的形状和尺寸, 这就是压缩力作用下的弹性变形的本质. 同样的原理也可以解释拉伸力作用下的弹性变形, 只是后者

引力变化要比斥力变化更快.

为简化起见,仅考虑简单立方晶格的情况,假设沿三个方向上原子的间距都是  $r$ . 在弹性限度内可以采用质点弹簧模型,令弹簧的劲度系数为  $k$ ,沿拉伸方向弹簧的伸长量为  $\Delta l = x$ ,原长为  $r$ ,应变为  $\varepsilon = x/r$ . 依据胡克定律,力的大小  $f = kx$ ,横截面积  $S = r^2$ ,故应力  $\tau = kx/r^2$ . 代入上式可得杨氏模量与劲度系数的关系

$$E = k/r. \quad (7)$$

从上式可以看出,弹性模量  $E$  随温度  $T$  的变化规律可以通过求  $k$  和  $r$  与  $T$  的关系得到. 金属晶体原子之间的相互作用,可以用著名的 Lennard-Jones (L-J) 势描述<sup>[13,14]</sup>,如图 2 所示,其表达式为

$$u(r) = 4\varepsilon \left[ \left( \frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma}{r} \right)^6 \right]. \quad (8)$$

式中  $\varepsilon$  和  $\sigma$  为 L-J 常数.

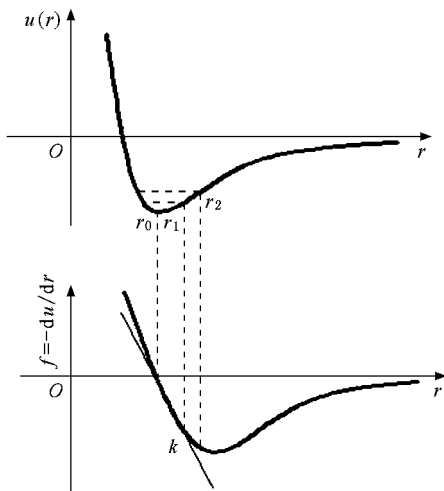


图 2 原子间的相互作用<sup>[12]</sup>

根据势能  $u(r)$  与中心距  $r$  之间的关系可以得出原子间的相互作用力关系:  $f(r) = -du(r)/dr$ ,如图 2 所示. 同理还可以推导出劲度系数  $k$  的表达式为  $k = d^2u/dr^2$ .

如图 3 所示,当温度为  $T_0$  时,在某一平衡距离  $r_0$  处,两原子间势能达到最小值,从而使得晶格处于稳定状态. 而当温度上升到  $T_1$  时,原子动能和势能都将增大,这意味着原子热振动振幅增加,此时原子之间的间距变为  $r_1$ ,即原子振动中心产生了大小为  $\delta$  的偏移. 此时原子间的相互作用势就因原子微振动由  $T_0$  时的  $u(r_0)$  变为  $u(r_1)$ ,即  $u(r_0 + \delta)$ . 由于是微振动,所以可以将  $u(r)$  在平衡点  $r_0$  附近按泰勒级数展开得到

$$u(r) = u(r_0) + \left( \frac{du}{dr} \right)_{r_0} \delta + \frac{1}{2} \left( \frac{d^2u}{dr^2} \right)_{r_0} \delta^2 + \dots + \frac{1}{n!} \left( \frac{d^n u}{dr^n} \right)_{r_0} \delta^n. \quad (9)$$

由温度变化所导致的晶体原子间距离的变化,可以通过原子的非线性振动加以说明. 对上式取到  $\delta^3$  项,则原子间的相互作用势能为

$$u(r) = u(r_0) + \left( \frac{du}{dr} \right)_{r_0} \delta + \frac{1}{2} \left( \frac{d^2u}{dr^2} \right)_{r_0} \delta^2 + \frac{1}{6} \left( \frac{d^3u}{dr^3} \right)_{r_0} \delta^3. \quad (10)$$

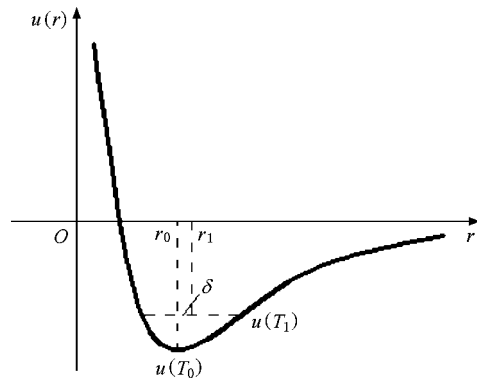


图 3 热振动振幅增加后,振动中心向右移动的示意图

令  $\left( \frac{d^2u}{dr^2} \right)_{r_0} = k_0$ ,  $\frac{1}{2} \left( \frac{d^3u}{dr^3} \right)_{r_0} = -q_0$ . 上式为原子偏离平衡位置后的位能表达式,令  $u(r_0) = 0$ ,即

$$u(r) = \frac{1}{2} k_0 \delta^2 - \frac{1}{3} q_0 \delta^3. \quad (11)$$

原子间相互作用力为

$$f = - \frac{dU(r)}{dr} = -k_0 \delta + q_0 \delta^2. \quad (12)$$

原子间相互作用力的平均值为

$$\bar{f}(r) = -k_0 \bar{\delta} + q_0 \bar{\delta}^2. \quad (13)$$

若忽略外力的作用,则合内力为零,即  $\bar{f}(r) = 0$ ,于是原子的平均位移为

$$\bar{\delta} = \frac{q_0}{k_0} \bar{\delta}^2. \quad (14)$$

根据经典统计物理学的原理,在热平衡状态下,分子能量按自由度均分定理成立,且每个自由度的能量都等于  $(1/2)k_B T$ <sup>[15]</sup>. 故原子动能为  $k_B T/2$ ,而谐振子的位能为  $k_0 \bar{\delta}^2/2$ ,所以

$$\bar{\delta}^2 = \frac{k_B T}{k_0}. \quad (15)$$

综合上两式,可得

$$\bar{\delta} = \frac{q_0 k_B T}{k_0^2}, \quad (16)$$

式中的系数  $k_B, k_0$  均为大于零的常数,随着温度的升高,原子偏离平衡位置的位移就逐渐增大.将  $k$  和  $r = r_0 + \delta$  的相关表达式代入(7)式,可得任意温度  $T$  时晶体的杨氏模量为

$$E|_T = 672\varepsilon \left[ 2\sigma^6 \left( a + \frac{q_0 k_B T}{k_0^2} \right)^{-9} - 13\sigma^{12} \left( a + \frac{q_0 k_B T}{k_0^2} \right)^{-15} \right]. \quad (17)$$

将铜试样的物理参数代入(17)式,其中  $a$  为晶格常数,可以得到铜试样的微弹性模量随温度的变化趋势如图4所示.可见,铜的微弹性模量随温度的升高近似直线地下降.

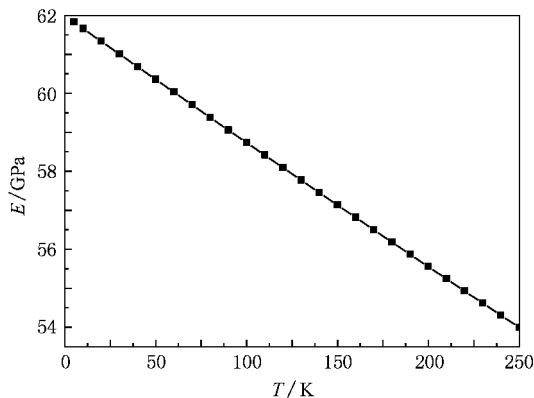


图4 铜试样的微弹性模量随温度的变化趋势

表1 三种金属的物理参数<sup>[15]</sup>

材料	$\tau_0$ /GPa	$-B$	$\nu$	$T_m$ /K	$\sigma/\text{\AA}$	$\varepsilon/\text{eV}$	$\alpha/\text{\AA}$
Cu	1	4.6	0.326	1356	2.277	0.415	3.6147
Ag	0.76	4	0.38	505	2.574	0.315	4.086
Au	4.7	3.7	0.42	1337	2.569	0.458	4.078

真实接触面积会有一定程度的增加.但是真实接触面积增加的幅度并不大,当界面温度从0 K增加到250 K时,三种材料的真实接触面积都只增加了不到10%.

由(19)式可以看出,对于探针-样品接触系统,摩擦系数  $\mu$  还与法向载荷  $F_n$  有关,这样纳米尺度单峰接触摩擦系数就不是一个定值,这里仅讨论温度效应对微摩擦力的影响.

从图6可以看出,随着温度的升高,摩擦力逐渐下降,温度较低时摩擦力下降很快;而当温度较高

## 4. 实验结果与分析

对于类似探针-平面接触的单峰接触情况,当温度变化时,材料的力学参数也将发生变化.当其他参数不变时,摩擦系统的真实接触面积  $A$  随温度  $T$  的变化规律为

$$A = \pi \left( \frac{3R(1-\nu^2)(F_n + F_{adh})}{2E|_T} \right)^{2/3}. \quad (18)$$

为简化起见,本文仅考虑同种材料接触的干滑动摩擦情况.将(17)和(18)式代入(3)式可得摩擦力  $F_f$  与温度的关系表达式为

$$F_f = \pi \tau_0 \exp \left[ \frac{BT}{T_m(P)} \right] \times \left( \frac{3R(1-\nu^2)(F_n + F_{adh})}{2E|_T} \right)^{2/3}. \quad (19)$$

对于通常的AFM实验,采用金属探针和试样进行实验的报道比较少,参考 Bennewitz 等<sup>[16,17]</sup>在超高真空环境下用覆盖铜原子的硅探针在铜(111)晶面测量微观摩擦力的实验数据(见表1),其中探针与试样的接触面为  $5 \times 5$  个原子,探针与试样晶面的典型黏着力在15 nN左右,另外假设法向外载为10 nN.以上述数据以及表1中数据为基础,对理想状况的铜、银、金三种材料的单峰接触进行了分析,结果如图5和6所示.

从图5中可以看出,当温度逐渐升高时,由于材料的弹性模量降低,从而导致探针-样品接触系统的

时,摩擦力下降逐渐趋于平缓.这种变化趋势与 Schirmeisen 等人<sup>[14]</sup>利用超高真空原子力显微镜进行的硅探针在硅(111)表面的扫描实验结果一致,同时也与 Sills 等人<sup>[18]</sup>利用硅探针在玻璃状聚合物表面时摩擦力的变化趋势相同.

Krylov 等人<sup>[19,20]</sup>通过理论推导和实验发现:随着温度的升高,摩擦力将越来越小.当达到某一临界温度  $T_c$  时,探针和界面之间的“黏-滑”现象将逐渐减弱,并最终消失,此时将出现所谓的“热润滑”现象,即对应着摩擦力非常小的场合<sup>[21]</sup>.从图6可

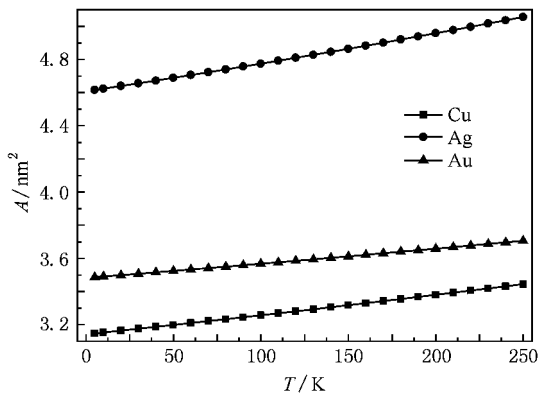


图 5 单峰接触真实接触面积与温度的关系

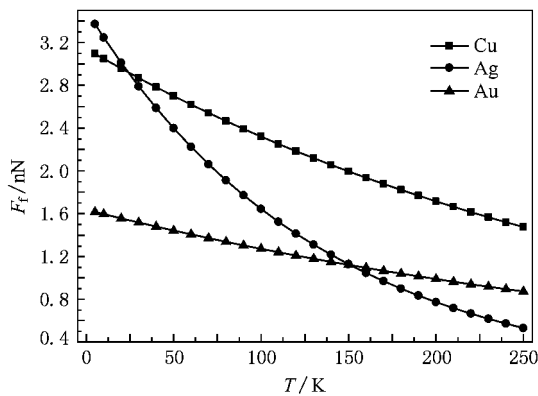


图 6 单峰接触摩擦力与温度的关系

可以看出,本文的理论结果与上述结论是一致的。

为进一步验证和探索其影响规律,我们利用改进的 AFM 进行了相关实验。本实验采用的 CSPM5500 扫描探针显微镜 配置了样品加热系统(结构示意图如图 7 所示),通过调节温度控制器,改变发热体的温度,进而可以改变合金样品台和样品的温度,由于样品台内内置的温度传感器距离表面很近,因此可以即时测量样品温度的变化。由于不具备冷却系统和真空隔离装置,目前仅可以实现扫描区域室温—150 °C 的温度控制。

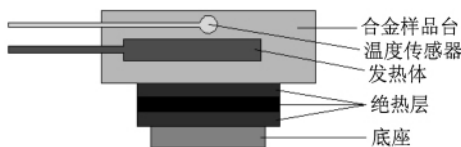


图 7 AFM 样品加热系统结构图

实验采用硅片试样进行温度对微观摩擦力的

影响实验。实验时加载电压 0.1 V,扫描范围为 500 nm,探针扫描速度为 2 μm/s,每一温度水平测量三组回路曲线,计算取摩擦力平均值,最后得到的实验结果如图 8 所示。从图中可以看出,随着温度的上升,摩擦力整体上呈下降趋势。

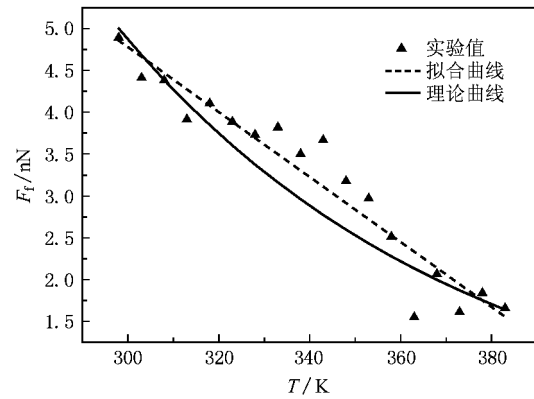


图 8 温度对摩擦力的影响

Bowden 理论认为摩擦力与真实接触面积成正比,即满足关系式  $F_f = \tau A$ ,本文的实验结果表明工况条件变化时  $\tau$  不是一个定值,尤其是在温度和载荷变化的情况下。因而通常在利用粘着理论分析摩擦力时假设  $\tau$  为定值是不太合理的,从实验结果可以发现:温度升高所引起的真实接触面积增大,而摩擦力反而下降,则表明纳米尺度材料力学特性受到了温度较大的影响,并进一步影响到了摩擦系统的摩擦性能。

### 5. 结 论

通过探讨温度变化对材料力学特性的影响表明:随着温度的逐渐增加,材料的剪切强度也越来越小,但是不同材料的下降速度并不一致,材料熔点温度低时其剪切强度值下降的更快。此外,材料的微观弹性模量随着温度的升高而逐渐降低,二者之间可以近似看作线性关系。

对于点接触情况,当温度逐渐升高时,由于材料的弹性模量降低,从而导致探针-样品接触系统的真实接触面积会有一定程度的增加,但是增加的幅度并不大,由于同时材料的剪切强度下降较快,从而导致摩擦力随着温度增加而逐渐下降。当温度较低时摩擦力下降很快,而当温度较高时,摩擦力下降逐渐趋于平缓。

- [1] Krim J 2002 *Surf. Sci.* **500** 741
- [2] Gong Z L, Huang P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2358 (in Chinese) [龚中良、黄平 2008 物理学报 **57** 2385]
- [3] Ringlein J, Robbins M O 2004 *Am. J. Phys.* **72** 884
- [4] Bowden F P, Tabor D 1964 *The Friction and Lubrication of Solid* (Oxford: Clarendon Press)
- [5] Gnecco E, Bennewitz R, Gyalog T 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1172
- [6] Sang Y, Dubé M, Grant M 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 174301
- [7] Towle L C, Riecker R E 1968 *Appl. Phys. Lett.* **13** 159
- [8] Tian S, Li XC, Li BS 1985 *Metal Physics Performance* (Beijing: Defense industry Publishing house) (in Chinese) [田蔚、李秀臣、李邦淑 1985 金属物理性能]
- [9] Brenner D W 1990 *Phys. Rev. B* **42** 9458
- [10] Yuan J H, Chen Y M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4180 (in Chinese) [袁剑辉、程玉民 2007 物理学报 **56** 4180]
- [11] Pethica J B, Oliver W C 1987 *Phys. Scr.* **T19** 62
- [12] Wang R 1992 *Metallic Material Physical Property* (Beijing: Metallurgical industry publishing house) (in Chinese) [王润 1992 金属材料物理性能 (北京:冶金工业出版社)]
- [13] Lennard-Jones, Cohesion J E 1931 *Proceedings of the Physical Society* **43** 461
- [14] Schirmeisen A, Jansen L, Hölscher H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 123108
- [15] Zhao KH, Luo WY 1998 *New Concept Physics: Calorifics* (Beijing: Higher Education Press) (in Chinese) [赵凯华、罗蔚茵 1998 新概念物理教程:热学 (北京:教育出版社)]
- [16] Bennewitz R, Gnecco E, Gyalog T 2001 *Tribol. Lett.* **10** 51
- [17] Bennewitz R, Gyalog T, Guggisberg M 1999 *Phys. Rev. B* **60** 11301
- [18] Sills S, Overney R M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 095501
- [19] Krylov S Yu, Jinesh K B, Valk H 2005 *Phys. Rev. E* **71** 065101
- [20] Jinesh K B 2008 *Phys. Rev. B* **78** 155440
- [21] Nieman G W, Weertman J R, Siegel R W 1991 *J. Mater. Res.* **6** 1012

## Study on the influence of temperature on interfacial micro-friction\*

Wang Ya-Zhen<sup>1)2)†</sup> Huang Ping<sup>1)</sup> Gong Zhong-Liang<sup>1)</sup>

1) (School of Mechanical and Automotive Engineering, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China)

2) (Guangdong College of Industry and Commerce, Guangzhou 510510, China)

(Received 21 September 2009; revised manuscript received 21 November 2009)

### Abstract

The influence of temperature on micro-friction at point contact was studied on the basis of analysis of micro interfacial friction. Based on Towle's experimental relationship between shear strength and temperature and the theory of thermal effect on mechanical properties of material, the relationship between the friction force and temperature is deduced. Theoretical analysis shows that the friction decreases as the temperature increases when the interfacial temperature is lower than the material's Debye temperature. Theoretical calculation and experimental results of atomic force microscopy show the same trend, indicating that the theory and the method presented in this paper is feasible.

**Keywords:** Interfacial friction, real contact area, temperature, friction force

**PACC:** 6220P, 8140P

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50675068, 50875087).

† E-mail: yazhen.wang@mail.scut.edu.cn