

Tabor 数、粘着数与微尺度粘着弹性接触理论*

赵亚溥^{1,2} 王立森¹ 孙克豪¹

¹ 中国科学院力学研究所非线性力学国家重点实验室(LNM), 北京 100080

² 清华大学摩擦学国家重点实验室, 北京 100084

摘 要 微电子机械系统(MEMS)等领域的飞速发展, 促使我们迈进了一个表面效应在许多现象中占主导地位的研究领域. 本文重点介绍在 MEMS 中经常遇到的微尺度粘着弹性接触的相关理论. 通过对两个无量纲数——Tabor 数 μ (及其相应形式) 和粘着数 θ 的分析, 以及考虑它们对于粘着力影响, 指出了粘着弹性接触理论中所隐含的尺度效应, 随着特征尺度的减小, 粘着弹性接触中的表面效应愈加明显.

关键词 MEMS, 尺度效应, 表面效应, 微尺度粘着接触, Tabor 数, 粘着数, 晶片键合

1 前 言

微电子机械系统(Micro-Electro-Mechanical Systems, MEMS)和微光学电子机械系统(Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems, MOEMS)十年来得到了蓬勃的发展, 不但使我们深入到以前未曾涉足的、利用特征尺度为微米量级的微型转换元件进行传感和致动的领域, 而且还使我们迈进一个表面效应在许多现象中占主导地位的研究领域^[1,2]. 随着器件特征尺度的减小, 表面积和体积之比将增大, 面积力和体积力之比也将同样增大. 因此, 在微米尺度上原来在宏观尺度上可以忽略的表面力将变得很重要, 有时甚至将成为主导因素, 这就是所谓由尺度效应所引起的“表面效应”^[3,4].

目前国际上微机械(系统)的研究主要有三条技术路线, 即美国的硅微加工技术、德国的 LIGA 技术和日本的精密加工技术. 在微机械和微系统领域一般认为影响比较大的、有轰动效应的成果有三项, 即微静电马达、DMD 数字微镜和微加速度计, 这三项技术均是美国人所取得的. 在近年逐步引起人们重视的微光学电子机械系统(MOEMS)方面, 一些影响较大的成果也是由美国人完成的. 成功经验表明, 未来的微机械和微系统的发展之路是以硅微加工技术为主, 辅之其它特殊技术. 由于 MEMS 具有广阔的应用前景, 同时又是科学上的发展前沿, 可能孕育着重大的科学突破, 因此世界上各主要发达国家均斥巨资予以研究和开发. 在相关基础研究方

收稿日期: 2000-01-05, 修回日期: 2000-04-14

* “国家重点基础研究发展规划(973)”项目——“集成微光机电系统研究”(课题编号: G1999033103)、国家杰出青年基金 B 类——“微电子机械系统的微尺度力学检测和计算机辅助设计”(批准号: 19928205)和香港科技大学“种子经费”共同资助项目

面,最近美国由国家科学基金工程委员会发起并实施了关于微机械的研究计划“在一个晶片上的XYZ”(项目号为NSF99-68),集中在微电子技术的非电学应用和微尺度非电学工艺的探索,在固体力学和材料工程(M&M)中,XYZ相关的现象包括MEMS和纳米力学等[5].

室温下晶片直接键合的机制涉及到分子(或原子)间的短程引力[6,7],如van der Waals力等,图1为光滑的硅片表面之间不同表面力的作用情况[8].MEMS中包含有大量的微尺度接触问题,一个很好的例子就是微马达中所涉及的纳米摩擦等问题[9].因此,微尺度接触问题是MEMS中的一类典型问题.

传统的Hertz(1881)接触理论考虑两个弹性体在外力作用下相互接触时,并没有考虑两个物体之间表面力的影响.而当研究对象特征尺度减小到一定范围时,将出现很多传统宏观接触理论所无法解释的现象,如零外载下接触面上塑性屈服,以及接触过程中的突跳(jumping into or out of contact)现象等[10],究其原因就是两物体间表面力的作用.研究表明,表面能和由其派生的表面力是决定固体表面粘着、接触、变形等行为的关键因素.对于发生在固体界面上原子、分子尺度范围内的粘着、接触、变形等微观现象,传统的连续介质力学方法已不足以处理此类问题,必须要发展新的理论.将由表面力(或表面能)所引起的粘着与经典接触力学相结合,构成了微尺度粘着接触理论.

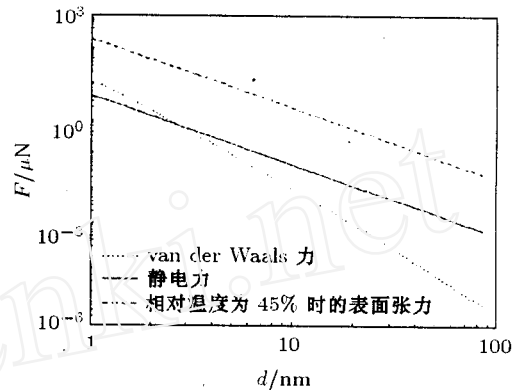


图1 微机构中每平方微米上作用的几种引力比较情况

2 相关理论模型

两固体相互粘着接触而构成界面后,其Dupré粘着能为[11]

$$\Delta\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_{12} \quad (1)$$

式中 γ_1 和 γ_2 分别为两固体表面的自由能, γ_{12} 为界面能.Lennard-Jones定律给出了距离为 h 的两表面之间单位面积上的作用力为[12]

$$\sigma(h) = \frac{8\Delta\gamma}{3\varepsilon} \left[\left(\frac{\varepsilon}{h} \right)^3 - \left(\frac{\varepsilon}{h} \right)^9 \right] \quad (2)$$

其中 ε 为分子或原子平衡间距.

2.1 Bradley (1932) 理论和 DMT 理论

考虑两个半径分别为 R_1 和 R_2 的刚性球的接触,Bradley理论给出它们之间的粘着力为

$$F_0 = 2\pi R\Delta\gamma \quad (3)$$

其中 $R = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$ 为等效半径.Bradley是利用两个球体之间的作用势得到这个结论的[13].可以将原子之间的力考虑成为表面之间的力,使用抛物面来近似表示球体表面,于是得到表面之间的间隙为 $h = r^2 / 2R$,用 $\sigma(h)$ 表示单位面积上的作用力,则得到球体之间的作用力为

$$F = \int_0^\infty 2\pi r \sigma(h) dr = 2\pi R \int_0^\infty \sigma(h) dh$$

将 (2) 代入到上式, 并设两个球体之间的间隙为 h_0 , 得到球体之间的作用力为 [14]

$$F(h_0) = 2\pi R\Delta\gamma \left[\frac{4}{3} \left(\frac{\varepsilon}{h_0} \right)^2 - \frac{1}{3} \left(\frac{\varepsilon}{h_0} \right)^8 \right] \quad (4)$$

令 $h_0 = \varepsilon$ 便得到 (3) 式. (4) 式一般被称为 Bradley 方程 [15].

考虑两个弹性固体球面之间的接触, 设两球半径分别为 R_1, R_2 , 杨氏模量分别为 E_1, E_2 , 泊松比分别为 ν_1, ν_2 . 在载荷 P 的作用下, 由 Hertz 接触理论得到接触区域的半径 a 满足 [16]

$$a^3 = RP/K \quad (5)$$

式中 $K = \frac{4}{3} [(1-\nu_1^2)/E_1 + (1-\nu_2^2)/E_2]$. 弹性压缩量为 $\delta = a^2/R$. 但在实际的观测之中却发现, 在外载较小时, 物体之间的接触面积远大于利用 Hertz 接触理论预测的结果, 并且在载荷逐渐减小到零时接触面积趋于保持为恒定的值. 这就表明在固体之间有表面吸引力的作用, 此作用在载荷减小到零的过程中变得非常重要. Derjaguin, Muller 和 Toprov (1975) 应用 Bradley 关系式 (3) 给出了考虑接触表面粘着力时的修正的 Hertz 关系 [17]

$$\frac{a^3 K}{R} = p + 2\pi R\Delta\gamma, \quad \delta = a^2/R \quad (6)$$

(6) 式一般被称为 DMT 理论 [6,17]. 从 (6) 式可以看出, 当无外力作用时, 在表面力作用下将产生半径为 $a_0 = (2\pi R^2\Delta\gamma/K)^{1/3}$ 的接触圆域.

2.2 JKR 理论

Johnson, Kendall 和 Roberts [15] 利用表面能对 Hertz 接触理论进行修正得到的表面力为 $F = 3\pi R\Delta\gamma/2$.

为了确定粘着力对接触性质的影响, Johnson 等 [15] 应用 Griffith 能量方法, 设接触区域为半径为 a 的圆, 所具有的表面能是 $U_S = -\pi a^2\Delta\gamma$, 考虑系统的总能量 U_T 作为接触面积 A 的函数. 当 $dU_T/dA = 0$ 时达到平衡状态. 这样得到修正之后的 Hertz 接触理论为 [15].

$$\frac{a^3 K}{R} = P + 3\pi R\Delta\gamma + \sqrt{6\pi\Delta\gamma RP + (3\pi\Delta\gamma R)^2} \quad (7)$$

相应弹性压缩量为 $\delta = a^2/R - (8\pi a\Delta\gamma/3K)^{1/2}$, 当外载荷为零时, 由粘着力所产生的接触圆域的半径为 $a_0 = (6\pi R^2\Delta\gamma/K)^{1/3}$. 从 (7) 式可以看出载荷 P 的最小值, 也就是使表面分开 (pull-off) 的最大力 F_{\max} 为

$$F_{\max} = -P = \frac{3}{2}\pi\Delta\gamma R \quad (8)$$

从 (8) 式可以看出 F_{\max} 并不依赖于弹性模量 E , 因此两个结果 (3) 和 (8) 都适用于刚性球体接触, 但两者之间系数并不相同. 如何解释上述分歧引起了很多学者的关注.

3 引入 Tabor 数对上面矛盾的分析

事实上, Bradley 理论和 JKR 理论之间的不一致是在引入无量纲数——Tabor^[1] 数之后才得到正确解释的. 图 2 给出了考虑 van der Waals 力作用时的弹性接触模型.

1) David Tabor, 1913 年生. 1963 年选为英国皇家学会会员 (FRS), 1969~1981 年任剑桥大学 Cavendish 实验室固体物理和化学部 (PCS) 主任.

为简便起见, 考虑球体和半平面的弹性接触问题. 球和平面之间的吸引力主要集中在第一对原子层, 这样它们可以被看作是纯粹的表面力, 在这种情况下接触作用被虚拟化为弹性可伸展的线头将两表面缝合在一起. 如果 ϵ 为原子平衡间距, 当线伸展到大于 ϵ 时, 将导致其突然的断开. 通过光学显微镜观测接触区如图 3 所示, 紧邻接触区外的拉力使得产生了高度量阶为 [18]

$$h = (R\Delta\gamma^2/E^2)^{1/3} \quad (9)$$

的颈伸, 通过这一高度与原子平衡间距 ϵ 之比, Tabor 引入了现在被称为“Tabor 数”的无量纲参数 [18]

$$\mu = (R\Delta\gamma^2/E^2\epsilon^3)^{1/3} \quad (10)$$

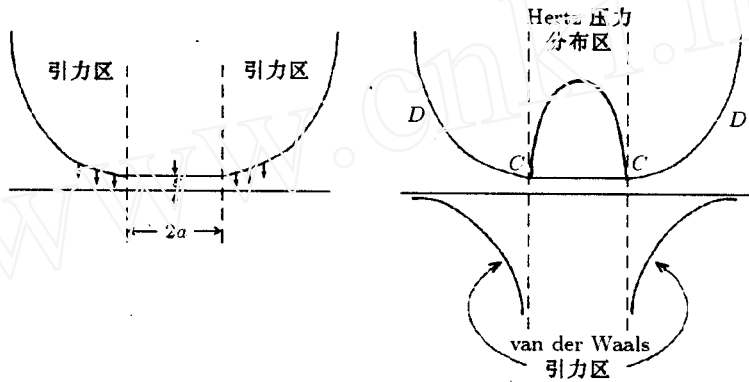


图 2 考虑 van der Waals 力作用时的接触模型

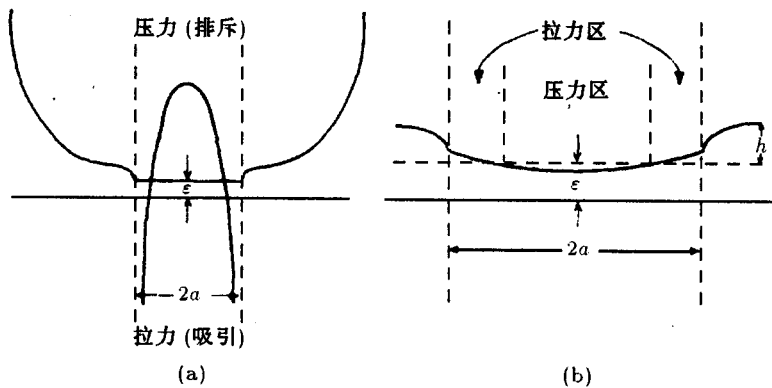


图 3 在表面力下所产生的颈伸示意图

该无量纲数¹⁾ 可以理解为由粘着引起的弹性变形与表面力的有效作用范围之比, 在量级上反应弹性变形能与表面能的比值. 式中 E^* 为等效弹性模量, 它满足关系式

$$1/E^* = (1 - \nu_1^2)/E_1 + (1 - \nu_2^2)/E_2$$

Johnson^[19] 指出: 当 Tabor 数 μ 很小 (< 0.1) 时, Bradley 解非常接近实际情况; 而当 $\mu > 5$ 时, JKR 理论和实验符合得较好.

1) 当考虑两个不同的弹性体的接触时表达式中的 E 用 $E^* = 1/[(1 - \nu_1^2)/E_1 + (1 - \nu_2^2)/E_2]$ 替代.

Maugis^[11] 引入了一个和 Tabor 数完全等价的无量纲数 $\lambda = 2\sigma_0(9R/16\pi\Delta\gamma E^*)^{1/3}$, 其中 $\sigma_0 = \frac{16}{9\sqrt{3}} \frac{\Delta\gamma}{\epsilon}$, 可见 $\lambda = 1.16\mu$. 通过应用 Dugdale 模型, Maugis 将接触区域划分为两部分, 如图 4 所示.

图 4 中 $r < a$ 的圆域为外力和表面力联合作用下的实际接触区域; 而环域 $a < r < c$ 为 Maugis 应用 Dugdale 模型分析时, 两表面逐渐分开距离从零到 0.971ϵ 的范围, 此距离将使得利用 Dugdale 模型时的表面作用力与利用 Lennard-Jones 势时力的最大值相一致.

由 Maugis-Dugdale 模型得到的接触区域和 λ 数之间的无量纲关系为^[19]

$$\frac{1}{2}\lambda\bar{a}^2[(m^2 - 2)\arccos(1/m) + \sqrt{m^2 - 1}] + \frac{4}{3}\lambda^2\bar{a}[\sqrt{m^2 - 1}\arccos(1/m) - m + 1] = 1 \quad (11)$$

式中 $\bar{a}/a = (4E^*/3\pi\Delta\gamma R^2)^{1/3}$, $\bar{c}/c = (4E^*/3\pi\Delta\gamma R^2)^{1/3}$, $m = c/a$. λ 数、载荷和接触区域的关系为

$$\bar{P} = \bar{a}^3 - \lambda\bar{a}^2[\sqrt{m^2 - 1} + m^2\arccos(1/m)] \quad (12)$$

式中 $\bar{P} = P/\pi\Delta\gamma R$. 图 5 给出了不同 λ 值下载荷与接触区域的变化关系. 从图中可以明显地看出, 考虑粘着作用时的接触区域要大于经典的 Hertz 理论的预测值; 载荷确定时, 相对接触面积随 λ 的减小而增大, 也就是粘着效应更加明显. 零载荷甚至负载荷下还对应一定的接触区域. 图 5 的结果说明, 当 $\lambda > 5$ 时, 计算值和 JKR 预测值接近.

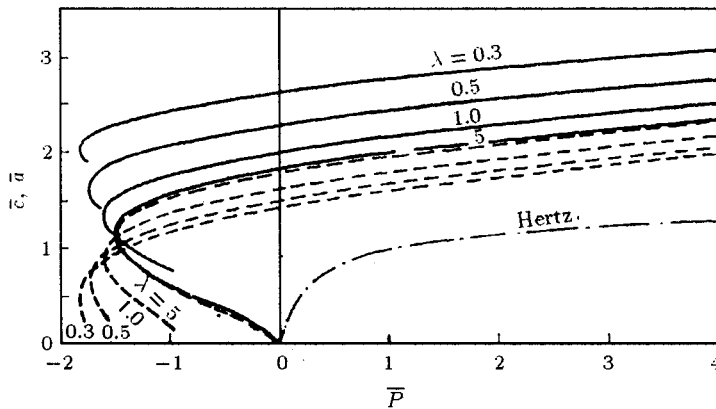


图 5 由 Maugis-Dugdale 理论得到的不同 λ 值下的接触半径 (\bar{a}, \bar{c})- 载荷 (\bar{P}) 曲线
---, \bar{a} ; —, \bar{c} ; 当 $\lambda > 5$ 时趋于 JKR 的结果

Tabor 数 μ 在量级上表征的是弹性变形能与表面能之比, 随着 μ 的减小表面效应将愈加明显, 粘着效应相应增大. 反之随着 μ 增大, 弹性变形能将逐渐占据主导地位, 表面力相对较小, 当 μ 很大时表面效应达到可以忽略的程度, 就退化为传统的 Hertz 接触理论. 图 6 明显地给出了随着 Tabor 数的不同, 粘着力由 Bradley 解过渡到 JKR 理论解的曲线^[20].

Johnson 和 Greenwood^[20] 利用 Maugis-Dugale 理论绘制了弹性接触的粘着作用分布图, 如图 7 所示. 通过大量观察发现^[21], 原子力显微镜实验一般都处在 Maugis 区域中.

通过分析 Tabor 数的定义式 (10), 可知对于两个确定的材料及其表面, E^* , $\Delta\gamma$ 均确定, 分子间平衡间距 ϵ 也是确定的, 因此 Tabor 数 μ 和特征尺度 R 之间存在如下标度关系

$$\mu \propto R^{1/3} \quad (13)$$

(13) 式表明, 图 2 中对于给定的材料和表面 (E^* 和 $\Delta\gamma$ 确定), 实际的决定因素是特征尺度 R . R 越小, 零载荷下的接触面积越大, 显示出的表面粘着效应就越强, 因此表现出很明显的尺度效应.

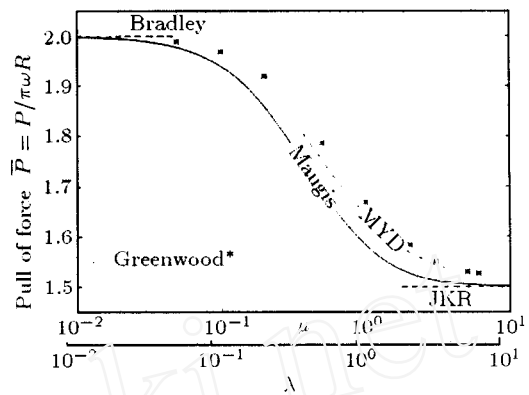


图 5 随着 Tabor 数的不同, 分开力 (pull of force) 的变化曲线

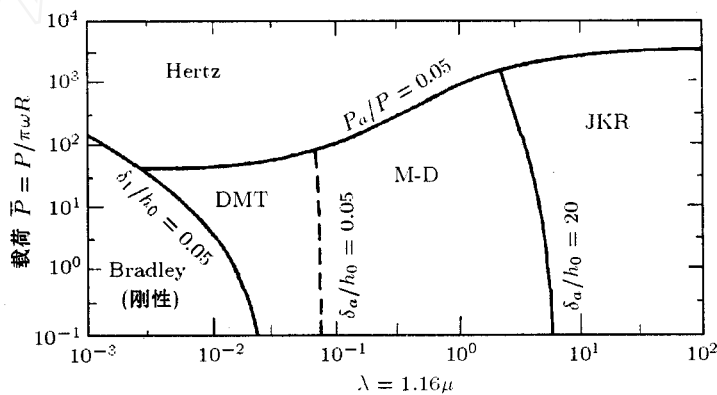


图 7 各种粘着弹性接触理论适用范围

Tabor 数 μ 作为表征粘着效应的参数还可以用来反映接触的突跳现象. 当以硬探针向金属基片靠近时, 在相距 0.4nm 时, 探针开始出现不稳定, 金属基片将在极短的时间内向上跳起, 进而在两个表面形成粘着. Greenwood 的数值计算表明^[14]: 在 $\mu \geq 1$ 时, “力 - 趋近曲线 (force-approach curve)” 将变为 S 型 (S-shaped), 这时突跳接触将明显地发生, 当 μ 很小时, 可以认为没有能量损失, 载荷将是光滑并且为完全可逆的, 对于 μ 值很大时, 将会有突跳和能耗. 一般情况下, 在 $\mu < 1$ 时, 随着接触间距的增大, 表面间的作用力将稳定地减小到零.

对于 Tabor 数, 目前在所发表的文献中还没有一个统一的形式, 为查阅方便本文附录中列出了几种不同形式 μ 的表述方法.

4 粘着数 θ 与晶片键合

由于实际表面之间存在一定的表面形貌 (粗糙度, 如图 8(b) 所示)^[22], 它们对粘着的影响也很大, 在高点凸出处的实际接触面积比表观面积小得多, 加载时在较低的凹凸不平间形成的粘着在卸载时被较高的凹凸不平间的压缩推开. 这样由于粗糙度的不同, 同样的接触情况仍会

有很大的差异. 为了讨论表面粗糙度对粘着的影响, 考虑如图 8(a) 所示的两个晶片之间的键合^[6,7], 很显然, 如果固体表面能大并且材料容易变形, 则界面间的键合 (bonding) 就容易. 所以判别是否发生键合的判据应该与 $\Delta\gamma/E$ 有关 (该比值具有长度量纲), 当 $\Delta\gamma/E$ 大时, 说明粘着力比之弹性力要大, 容易发生键合. 另一方面, 如果表面光滑 (粗糙峰的均方根 σ 很小) 并且粗糙波长 λ 很大, 则材料也容易变形. 因此可以将 $\Delta\gamma, E, \lambda, \sigma$ 组合成一个无量纲数 $\frac{\Delta\gamma}{E} \frac{\lambda}{\sigma^2}$, 此无量纲数决定了固体间键合或粘着的程度. 考虑表面粗糙峰为曲率半径为 R 的球冠 (spherical cap) 形状, 其高度满足如下 Gauss 分布

$$\varphi(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma^2}\right) \quad (14)$$

Fuller 和 Tabor 引入了另一个无量纲数 —— 粘着数 (adhesion parameter)^[23]

$$\theta = \frac{E\sigma^{3/2}}{R^{1/2}\Delta\gamma} \quad (15)$$

不难看出 $\frac{\Delta\gamma}{E} \frac{\lambda}{\sigma^2}$ 实际上是 θ 的另外一种形式的改写 (令 $R = \frac{\lambda^2}{\sigma}$).

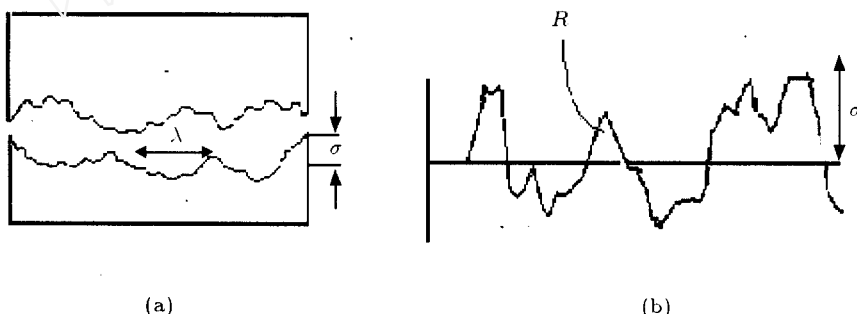


图 8 键合面尺寸及粗糙峰局部放大图

通过分析无量纲数 θ 的表达式 (15) 可以看到, 分母是对半径为 R 的球冠的粘着力度的度量, 分子表征的是将此球向弹性模量为 E 的固体中压入 σ 深所要的弹性力. 显然, 这个无量纲数表征了高的凹凸不平间使表面分离的压缩力与较低的凹凸不平间使表面连接的粘着力相互作用的统计平均效果. 当粘着数 θ 很小时, 粘着很大, 当表面粗糙度增加时粘着数增大, 高的凹凸不平间将推开表面而使粘着降低.

Gui 等人的理论和实验结果表明^[6,7]: 当 $\theta \leq 1$ 时为晶片的键合区域; 当 $1 < \theta < 12$ 时为晶片间的粘着区域; 而当 $\theta > 12$ 时为非键合区域. 因此, 可以用粘着数来指导晶片键合的工艺设计.

进一步考察 (15) 表达式中的各项, 可知在固体材料和表面能确定的情况下, 还是由两个与尺寸相关的量 σ 和 R 决定了参数 θ 的大小, 进而也就决定了粘着力的相对大小. 可以看出 $\theta \propto \sigma^{3/2}/R^{1/2}$. $\sigma^{3/2}/R^{1/2}$ 越大, 表面之间的不均匀程度越大, 高的凹凸不平间将表面推开的趋势越大, 粘着力降到较低值, 此时对应的 θ 值较大, 对于弹性固体, 当 θ 超过 10 时, 粘着力将很小. 由于 $\sigma^{3/2}/R^{1/2}$ 具有长度的量纲, 不妨令其为 R^σ , 它是表面相对粗糙程度的一个度量, 对于固定的固体 E 和 $\Delta\gamma$ 确定, R^σ 决定了 θ 的大小, 也就决定了粘着力的大小.

5 结 论

从上面的分析可以得出如下结论, Tabor 数 μ 和粘着数 θ 是表征微尺度粘着弹性接触问题所涉及到的两个非常重要的无量纲量. μ 在量级上是弹性变形能和表面能之比, 当 μ 较小时 (如小于 0.1), 也就是弹性变形可以忽略, 此时 Bradley 理论^[11] 给出了很好的近似; 当 μ 大于 1 时, Greenwood 的计算表明^[14], 两接触体之间的“力 - 趋近”曲线变为 S 型, 将导致突跳接触或脱离. 当 μ 大于或等于 3 时, JKR 理论 (1971) 则给出很好的近似. 传统的 Hertz 接触理论可以看作是 μ 趋于无穷大的极限情况. 事实上, 在材料和表面确定的情况下, Tabor 数 μ 所反映的就是“尺度效应”.

粘着数 θ 是考虑接触面的表面形貌 (粗糙峰符合 Gauss 分布) 的影响时, 而引入的一个在量级上反映弹性变形能和表面能之比的无量纲数. θ 数可以用来划分固体界面间的粘着、键合或非键合的几种接触情况.

通过本文的分析, 支持了文献 [24] 所指出的材料的内部分子 (原子) 间距 ϵ 是微机械中一个重要的特征尺度的论点^[25].

由于篇幅所限, 本文未涉及微尺度粘着塑性接触理论, 关于该部分内容将另文专门讨论.

参 考 文 献

- 1 Ho C M, Tai Y C. Micro-electro-mechanical systems (MEMS) and fluid flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1998, 30: 579~612 中译文. 微电子机械系统和流体流动, 力学进展, 1998, 28(2): 250~272
- 2 赵亚涛. 微型飞行器中的关键力学和智能材料问题. 中国科学基金, 2000, 14(1): 11~14
- 3 赵亚涛. 智能微系统力学中的几个问题. 石家庄铁道学院学报, 1999, 12(2): 13~18
- 4 赵亚涛. MEMS 中几个重要的力学问题. 见: 集成微光机电系统研究研讨会论文集, 1999 年 3 月, 上海. 上海冶金所, 1999. 129~132
- 5 Chong K P, Davis D C. 信息技术时代的工程力学与材料研究. 力学进展, 1999, 29(4): 482~485
- 6 Gui C, et al. The surface adhesion parameter: A measure for wafer bonding. Proc of MEMS'99, Orlando, Florida, Jan. 17~21, 1999, 290~295
- 7 Gui C, et al. The effect of surface roughness on direct wafer bonding. *Journal of Applied Physics*, 1999, 85: 7448~7454
- 8 Maboudian R. Surface processes in MEMS technology. *Surface Science Reports*, 1998, 30: 207~269
- 9 温诗铸. 纳米摩擦学. 北京: 清华大学出版社, 1998
- 10 Landman U, et al. Atomistic mechanisms and dynamics of adhesion, nanoindentation, and fracture. *Science*, 1990, 248: 454~461
- 11 Maugis D. Adhesion of sphere: The JKR-DMT transition using a Dugdale model. *J Colloid Interface Sci*, 1992, 150(1): 243~269
- 12 Muller V M, Yushchenko V S, Derjaguin B V. On the influence of molecular forces on the deformation of an elastic sphere and its sticking to a rigid plane. *J Colloid Interface Sci*, 1980, 77(1): 91~101
- 13 Bradley R S. The cohesive force between solid surfaces and the surface energy of solids. *Phil Mag*, 1932, 13: 853~862
- 14 Greenwood J A. Adhesion of elastic spheres. *Proc R Soc Lond*, 1997, A453: 1277~1297
- 15 Johnson K L, Kendall K, Roberts A D. Surface energy and the contact of elastic solids. *Proc R Soc Lond*, 1971, A324: 301~313
- 16 Landau LD, Lifshitz EM. Theory of Elasticity, 3rd English edition. Pergamon Press, 1986
- 17 Derjaguin B V, Muller V M, Toprov Yu P J. Effect of contact deformation on the adhesion of particles. *J Colloid Interface Sci*, 1975, 53(2): 314~326
- 18 Tabor D. Surface forces and surface interactions. *J Colloid Interface Sci*, 1977, 58(1): 2~13
- 19 Johnson K L. Adhesion and friction between a smooth elastic spherical asperity and a plane surface. *Proc R Soc Lond*, 1997, A453: 163~179
- 20 Johnson K L, Greenwood J A. An adhesion map for contact of elastic spheres. *Journal of Colloid and Interface Science*, 1997, 192: 326~333
- 21 Cappella B, Dietler G. Force-distance curves by atomic force microscopy. *Surface Science Reports*, 1999, 34: 1~104
- 22 Roy Chowdhury SK, Pollock HM. Adhesion between metal surfaces: The effect of surface roughness. *Wear*, 1981, 66: 307~321

- 23 Fuller KNG, Tabor D. The effect of surface roughness on the adhesion of elastic solids. *Proc R Soc Lond*, 1975, A345: 327
- 24 张立刚. MEMS 发展的重要性. 见: 集成微光机电系统研究研讨会论文集, 1999 年 3 月, 上海. 上海冶金所, 1999. 3~5
- 25 赵亚溥. 介观机械工程. 中国科学基金 (待发表)

附 录

几种不同表述形式的 Tabor 数

$$\begin{aligned} \mu &= (R\Delta\gamma^2/E^2\varepsilon^3)^{1/3} && \text{(原始形式的 Tabor 数)} \\ \mu &= (R\Delta\gamma^2/E^*2\varepsilon^3)^{1/3} && \text{(形式同 Tabor 数 } \mu, \text{ Pashley 等人 1984 年使用)} \\ \mu' &= \frac{32}{3\pi}(2R\Delta\gamma^2/\pi E^{*2}\varepsilon^3)^{1/3} && \text{(Muller V. M. 等, Pashley, } \mu' = 2.3205\mu) \\ \lambda &= 2\sigma_0(9R/16\pi\Delta\gamma E^{*2})^{1/3} && \text{(Maugis, } \lambda = 1.1570\mu) \\ \sigma &= \frac{\Delta\gamma}{2E^*}(R/\varepsilon^3)^{1/3} && \text{(Attard 和 Parker, } \sigma = 0.5(\mu)^{3/2}) \end{aligned}$$

TABOR NUMBER, ADHESION PARAMETER AND ELASTIC THEORY OF MICROSCALE ADHESIVE CONTACT

Zhao Yapu^{1,2} Wang Lisen¹ Sun Kehao¹

¹LNM, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

²State Key Laboratory of Tribology, Tsinghua University, Beijing 100084, China

Abstract The rapid development of micro-electro-mechanical systems (MEMS) and some other related fields allows us to venture into a research area in which the surface effects dominate most of the phenomena. This paper introduces the microscale elastic theory of adhesive contact, which is often encountered in MEMS fabrication. By analyzing two dimensionless parameters, Tabor number and adhesion parameter, and their influence on adhesive forces, we point out the scale effect that is implicit in the existing adhesive elastic contact theory and the surface effect in the adhesive elastic contact becomes more and more important with the decrease of the characteristic scale.

Keywords MEMS, scale effect, surface effect, microscale adhesive contact, Tabor number, adhesion parameter, wafer bonding