

硅油基底表面铁薄膜的生长机理及表面有序结构^{*}

张永炬^{1)†} 余森江^{2)‡} 葛洪良²⁾ 邬良能²⁾ 崔玉建²⁾

1) 台州学院物理系, 临海 317000)

2) 中国计量学院物理系, 杭州 310018)

3) 浙江大学物理系, 杭州 310027)

(2005 年 11 月 6 日收到, 2006 年 3 月 17 日收到修改稿)

利用直流溅射方法在液体基底(硅油)表面成功制备出金属铁薄膜系统, 研究了其生长机理及特征的表面有序结构. 实验发现铁薄膜的生长过程与液相基底表面非磁性金属薄膜的情况类似, 基本服从二阶段生长模型. 连续铁薄膜中可观测到尺寸巨大的圆盘形有序结构, 其生长演化与溅射功率、沉积时间和真空环境中的生长时间等实验条件密切相关. 实验证明, 此类有序结构是在薄膜内应力作用下, 铁原子及原子团簇在液体表面自由扩散迁移, 并最终在硅油基底表面某些区域成核凝聚所致. 在较大溅射功率和沉积时间条件下, 圆盘外部区域的铁薄膜中形成周期分布的波纹褶皱, 其波长约为 $10 \mu\text{m}$, 波峰基本与圆盘的边界平行. 进一步研究表明: 在沉积过程中, 由于沉积铁原子的局域能量作用, 导致硅油的表面层结构发生改变而形成一聚合物层, 在随后的冷却过程中, 聚合物层的强烈收缩使铁薄膜处于很大的压应力场中, 促使薄膜起皱形成波纹结构.

关键词: 液体基底, 铁薄膜, 生长机理, 有序结构

PACC: 6860, 6890

1. 引 言

基底特性对薄膜的生长机理、微观结构、表面形貌及物理特性等均有着重要影响. 由于生长在固体表面的薄膜系统具有固定的形状、稳定的微观结构和物理特性, 且可利用基底特性对薄膜的物理参数进行有效控制等优点, 因而人们通常采用各类固体表面作为薄膜的基底^[1,2]. 此类薄膜在理论和实验研究上均已取得了丰硕成果, 并广泛应用于实际生活中. 生长在聚合物软基底表面的各类薄膜最近也引起了人们极大的关注, 并逐渐成为当今科学研究的热点之一^[3,4]. 由于聚合物具有热膨胀系数大、柔韧性好等特点, 人们可以通过控制基底温度、薄膜厚度等实验参数对此类薄膜进行微加工处理, 使其自发产生纳米尺度的特征结构并得到实际应用. 最近十年, 浙江大学的一个实验小组开始采用液体表面作为薄膜的基底, 成功制备出多种金属薄膜系统^[5-11], 并发现了此类薄膜系统的许多奇特物理现象. 由于固液两相界面的结合非常微弱, 固体薄膜与

液体基底之间的切向作用能几乎为 0, 金属原子、原子团簇、分枝状凝聚体乃至整块薄膜均能在液体表面自由扩散迁移, 因而此类薄膜往往具有特征的微观结构和丰富的物理特性. 比如, 与固体基底表面的情况相比, 金属团簇在液体表面作线扩散的同时还伴有随机旋转^[5,6]; 金属薄膜的扩散凝聚时间可达几十小时^[5-11]; 所形成的分枝状凝聚体^[5,6]、枝晶结构^[12]等可达几十微米到上百微米, 比固体基底的相应值^[13]要大好几个数量级; 在连续薄膜中可形成菊花状褶皱^[7]、平行的正弦形裂纹^[8]和准周期分布的矩形畴块^[9-11]等新颖的有序结构和自组织形貌.

本文报道了磁控直流溅射法沉积在硅油基底表面金属铁薄膜系统的生长机理及特征的表面有序结构. 实验结果表明: 薄膜生长早期首先形成铁分枝状凝聚体, 其生长机理与采用热蒸发方法制备的金属薄膜^[5,6,8-11]类似; 在一定的实验条件下, 连续铁薄膜中形成由铁原子及原子团簇凝聚产生的尺寸巨大的圆盘形有序结构; 在较大溅射功率和沉积时间条件下, 还可在圆盘结构外部的铁薄膜中观测到周期分布的波纹褶皱. 圆盘结构和波纹褶皱的尺度分别

^{*} 国家自然科学基金(批准号 20571067)和浙江省教育厅科研项目(批准号 20040288)资助的课题.

[†] E-mail: xdzj@tzc.edu.cn

可达几百微米和 $10\ \mu\text{m}$, 因此实验中可非常方便地采用光学显微镜观察其形貌并拍摄照片. 简单系统中自发产生复杂的自组织有序图案是当今科学研究的热点之一^[14,15], 硅油表面铁薄膜中圆盘结构和波纹褶皱的形成是一种典型的自组织生长过程. 因而我们相信, 此类准自由支撑的薄膜系统将为人们提供一个研究固液相互作用和薄膜自组织现象的极好的物理平台, 并且随着制备和研究手段的进一步发展, 必将呈现出广阔的应用前景.

2. 实验方法

铁薄膜样品用直流磁控溅射方法在室温下制备而成. 实验之前, 先将一小滴纯净的硅油(DOW CORNING 705, 室温下其蒸汽压小于 $10^{-8}\ \text{Pa}$) 均匀涂抹在表面磨砂的载玻片上, 其面积约为 $25\ \text{mm} \times 18\ \text{mm}$, 硅油的厚度约为 $0.5\ \text{mm}$ (事实上, 硅油基底在 $0.2\text{--}0.8\ \text{mm}$ 的厚度范围内, 铁薄膜的生长机理及表面形貌等均不会发生明显变化), 以此作为薄膜生长的液体基底. 然后将液体基底放入真空腔内的溅射源上方, 液面朝下, 靶基距约 $90\ \text{mm}$. 实验所采用的溅射源是纯度为 99.9% 的纯铁圆盘, 直径为 $60\ \text{mm}$. 待液体基底和溅射源准备好之后, 将真空腔的本底真空度抽到低于 $4 \times 10^{-4}\ \text{Pa}$, 然后充入纯度为 99.99% 的纯氩气, 并将氩气压力稳定在 $0.8\ \text{Pa}$ 时开始溅射镀膜. 实验中, 加在电磁靶上的励磁电压和励磁电流固定在 $17.5\ \text{V}$ 和 $2\ \text{A}$; 直流溅射功率在 $10\text{--}120\ \text{W}$ 之间变化; 薄膜沉积时间由电脑精确控制, 在 $5\text{--}720\ \text{s}$ 之间变化. 沉积完成之后, 让样品在真空腔中保留时间间隔 Δt , 然后向真空腔中缓慢充入空气, 打开真空腔取出样品, 用光学显微镜(Leica DMLM)和与之匹配的 CCD 照相机(Leica DC 300)对薄膜的表面形貌进行观察, 拍摄照片并作分析研究. 实验中使用的光学显微镜的放大倍数为 $100\text{--}1000$ 倍.

3. 实验结果与讨论

图 1 所示为硅油基底表面铁薄膜生长早期的典型形貌, 图中较亮和较暗区域分别代表铁薄膜和未被薄膜覆盖的硅油基底. 我们发现在硅油表面出现分枝状结构的铁凝聚体, 其形貌与 Diffusion-Limited Aggregation (DLA)^[16], Cluster-Cluster Aggregation

(CCA)^[17], Deposition-Diffusion Aggregation (DDA)^[18] 等计算机模拟结果及固体^[13]、液体^[5,6] 表面金属薄膜的实验结果和自然界中自发形成的分形结构^[19] 都极为相似. 生长过程可用一个二阶段生长模型^[5,6] 来描述.

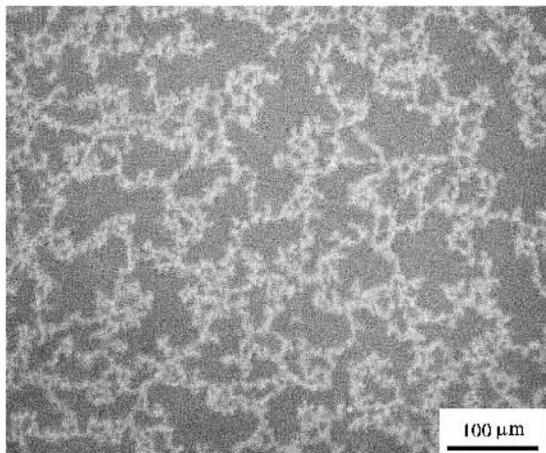


图 1 硅油基底表面铁分枝状凝聚体的典型形貌 ($P = 20\ \text{W}$, $t = 30\ \text{s}$, $\Delta t = 0.5\ \text{h}$)

首先, 沉积在硅油表面的铁原子凝聚成准圆形团簇. 随后, 准圆形团簇受到液体分子的作用而做无规扩散运动, 当两个团簇相遇时, 它们并不形成更大的团簇, 而是相互粘连形成分枝状结构的凝聚体. 实验测得铁凝聚体的分枝宽度 d (即准圆形团簇的直径) 约为 $0.34\ \mu\text{m}$, 该值比硅油表面的金、银等薄膜的分枝宽度要小得多, 说明铁团簇中包含较少的原子数, 也就具有较大的扩散系数^[5,6]. 当铁薄膜样品从真空腔中取出时, 通常已经形成分枝状凝聚体或网状结构, 因而实验中很难直接观测到铁团簇的凝聚过程. 实验结果还表明, 分枝宽度 d 几乎不随溅射功率和薄膜厚度的改变而改变, 说明铁团簇的直径具有饱和性. 这一现象与传统的成核理论^[20]、DDA 模型^[18] 和硅油表面银薄膜的实验结果^[5,6] 有很大区别, 而与熔融玻璃表面金薄膜的实验结果^[21] 类似. 迄今为止, 有关团簇饱和直径的理论尚不成熟, 其潜在的物理机理仍有待进一步研究.

随着沉积时间 t (对应于薄膜的厚度) 的增加, 硅油基底表面铁薄膜的沉积量逐渐增多, 分枝状凝聚体相互连接形成网状结构, 网状结构逐渐变得细密形成疏松状薄膜结构, 最后形成致密平整的连续薄膜. 这一过程与硅油表面非磁性金属薄膜的情况类似^[5-7,9-11], 说明铁原子及原子团簇之间的磁相互作用对其成膜机理影响不大. 在连续的铁薄膜中通

常可观测到尺寸巨大的椭圆形或圆形结构(简称圆盘)如图2.实验证明圆盘的内部和外部区域均为铁薄膜,也就是说,铁薄膜分离出了两种结构:连续的铁薄膜和镶嵌在其中的圆盘.在光学显微镜下,圆盘内外区域的薄膜均十分均匀而平整,其边界非常平滑而清晰,同时圆盘内部薄膜更明亮而致密,说明圆盘内外薄膜的密度和结构存在显著差异.

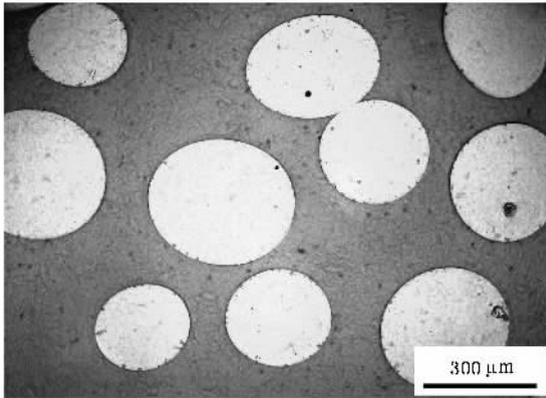


图2 连续铁薄膜中圆盘形结构的典型形貌 ($P = 60 \text{ W}$, $t = 300 \text{ s}$, $\Delta t = 0.5 \text{ h}$)

实验中我们发现,圆盘的形与溅射功率 P 和沉积时间 t 密切相关.当 $P < 30 \text{ W}$ 或 $P \geq 80 \text{ W}$ 时,在 $t = 5 \sim 720 \text{ s}$ 的实验范围内,铁薄膜中均未能形成圆盘结构.而在 $P = 30 \sim 80 \text{ W}$ 范围内,只要选择适当的沉积时间,铁薄膜中可观测到各种尺寸和形状的圆盘.并且随着功率 P 的增加,样品中出现圆盘所需的最小沉积时间 t_m 逐步减小.例如, $P = 30 \text{ W}$ 时 t_m 约为 480 s ,而当 P 增加到 70 W , t_m 快速衰减至约 15 s .实验发现圆盘的尺寸分布范围非常大,最小的只有几微米,而最大的可达上千微米.为此我们考察了单个样品中圆盘的尺寸分布,结果如图3(a)所示.由图可知,尺寸较大和较小的圆盘个数都很少,绝大部分的圆盘集中在 $150 \sim 400 \mu\text{m}$ 的范围内,这一规律基本服从高斯分布.对于该样品而言,圆盘平均尺寸约为 $270 \mu\text{m}$.随着功率 P 和沉积时间 t 的增加,圆盘尺寸没有明显变化,但样品中圆盘的数量(即数密度)随之显著增加;并且圆盘边界变得更加锐利,内外薄膜的明暗对比显得更强.为了进一步理解圆盘的结构特征,我们研究了圆盘的长轴(定义为 X)与短轴(定义为 Y)之比(X/Y 值代表椭圆偏离正圆的程度),其分布情况如图3(b)所示.由图可知,圆盘的数量随着 X/Y 值的增加而急剧下降,超过80%的圆盘具有的 X/Y 值小于1.4,因而其看上去

大多接近圆形结构.在某些情况下,圆盘的 X/Y 值较大(实验中观测到的最大值可超过2),此时圆盘在外形上显得比较狭长.

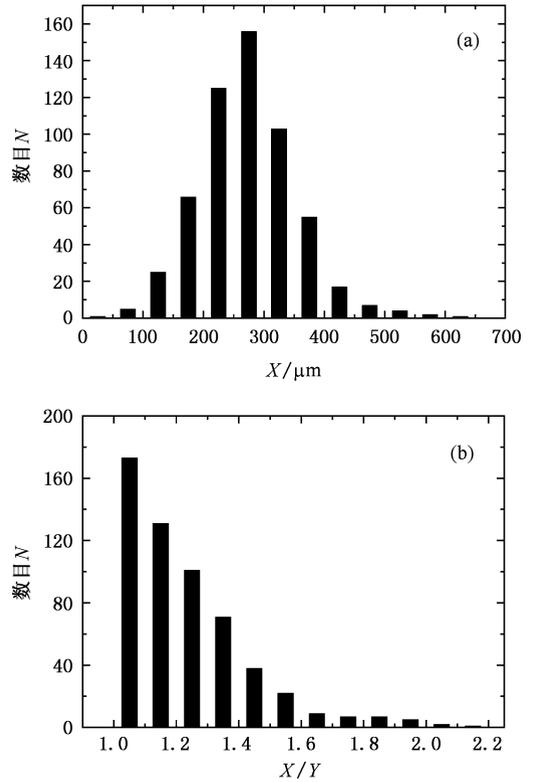


图3 (a)圆盘结构尺寸的分布情况(统计测量的是圆盘的长轴 X)(b)圆盘结构长轴与短轴比值 X/Y 的分布情况 ($P = 60 \text{ W}$, $t = 300 \text{ s}$, $\Delta t = 0.5 \text{ h}$)

规则表面形貌的出现往往与薄膜内部的特征相互作用及有序微观结构有关,为此我们测定了系统的晶态结构及磁相互作用. X 射线衍射实验表明此类铁薄膜呈现非晶态结构,而磁粉纹实验表明圆盘周围不显磁场.这些实验结果说明铁薄膜中形成的圆盘既不是单个晶粒,也不是单个磁畴.另一方面,类似的圆盘结构在硅油表面的铜薄膜中也能被观测到,证明此类结构与铁原子及原子团簇之间的磁相互作用无关.已有的研究结果^[7-11]表明,沉积在液体基底表面的金属薄膜通常存在很强的残余内应力,促使薄膜表面呈现独特的表面形貌.我们认为,铁薄膜中出现的圆盘结构是由于铁原子及原子团簇在薄膜内应力作用下的自组织生长而产生.由于液体基底表面金属薄膜的特殊成膜机理,此类薄膜的微结构较为疏松,铁原子及原子团簇有较大的运动空间;同时,固体薄膜与液体基底之间的切向相互作用非常微弱^[5-11],铁原子及原子团簇能在液体表面自由

扩散和凝聚,导致薄膜物质在某些区域自发迁移和重组,使薄膜表面自由能趋于极小,最终形成边界清晰的圆盘结构。

沉积原子的动能随着溅射功率 P 的增加而增加,能量较高的铁原子及原子团簇在液体表面具有更大的扩散迁移性,也更容易凝聚成核形成有序结构;另一方面,随着沉积时间 t 的增加,薄膜沉积量随之增加,即有更多的铁原子及原子团簇在液体表面扩散迁移,促使更多的有序结构凝聚产生。因而,实验发现随着功率 P 和沉积时间 t 的增加,圆盘的数量密度显著增加,且圆盘内外薄膜物质的密度差异变大(表现为光学显微镜下内外薄膜的明暗对比加剧)。实验还证明所有圆盘均是在真空环境中形成的,一旦将样品取出并暴露在大气气氛中,圆盘的生长立刻停止。为了研究此类结构的生长过程,我们设计了一组改变样品在真空腔中放置时间 Δt 的系列实验,结果如图 4。随着 Δt 的增加,圆盘尺寸明显增大,但其边界逐渐变得模糊,说明圆盘内外薄膜物质的密度差异逐渐变小。我们认为,在沉积过程中,当薄膜厚度超过某一临界值(约 10 nm),铁原子及原子团簇开始在某些区域成核,并迅速凝聚产生圆盘结构。沉积完成之后,随着薄膜内应力的逐渐释放,圆盘内的薄膜物质缓慢地向外扩散,使得圆盘尺寸变大而边界变模糊。在圆盘的生长过程中,如果两个圆盘彼此接触,它们会相互碰撞并产生挤压,最终可极大地改变圆盘的规则外形。圆盘结构在真空环境中的生长时间一般在 10^0 — 10^1 h 的数量级,证明生长在硅油基底表面的铁薄膜中,铁原子及原子团簇有一个很长的弛豫时间。这一结论与沉积在液体基底表面的其他金属薄膜类似^[5-11],而与沉积在固体基底表面的薄膜则相差很大^[13](其弛豫时间一般只有几秒钟,相比要小好几个数量级)。

在较大溅射功率和沉积时间条件下(约在 $60 \leq P < 80$ W 和 $t \geq 360$ s 范围内),在样品中观测到圆盘的同时还可观测到薄膜的褶皱现象,如图 5。我们发现在连续铁薄膜中形成了周期起伏的波纹结构,波峰(或波谷)大致与圆盘的边界平行,而圆盘内部薄膜依然保持均匀而平整。实验测得波纹的波长(两波峰之间的距离)和振幅(波峰到波谷之间的距离)分别在 $10 \mu\text{m}$ 和 $1 \mu\text{m}$ 的数量级,并且均随着溅射功率 P 和沉积时间 t 的增加而增加,但随着真空中放置时间 Δt 的增加而逐渐减小并最终消失。波纹褶皱一般出现在聚合物基底表面的金属薄膜中,

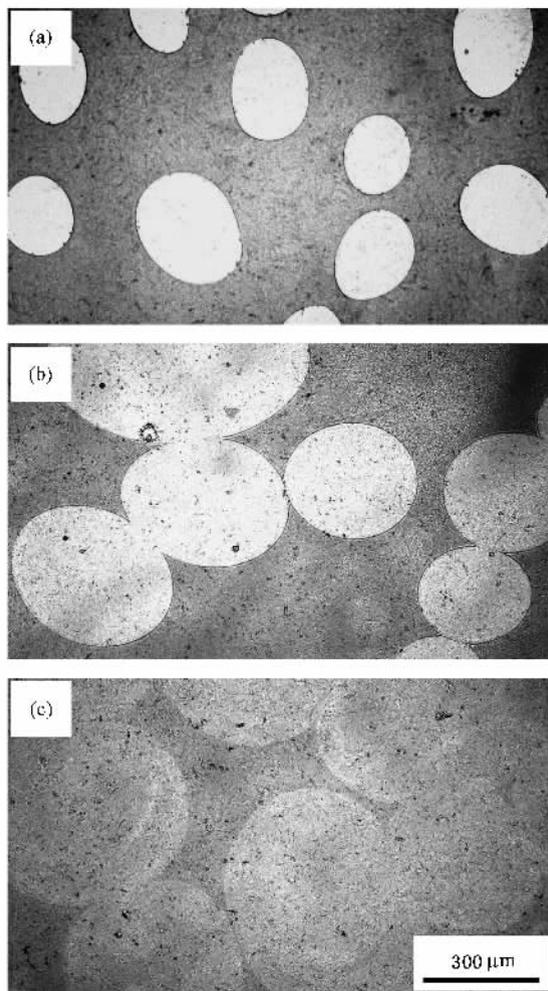


图 4 圆盘结构在真空环境中的生长演化规律 (a) $\Delta t = 0.5$ h, (b) $\Delta t = 2.5$ h (c) $\Delta t = 10$ h; $P = 60$ W, $t = 240$ s, 所有照片面积均为 $1400 \mu\text{m} \times 800 \mu\text{m}$

为了释放由于薄膜与基底热膨胀系数不同而产生的压应力,薄膜起皱形成整体无序,但局域有序的波纹^[4]。在薄膜边界附近,波纹呈现出很好的有序性和周期性,因而人们往往在薄膜中人为加入特定形状的边界以形成各种模式的有序波纹结构^[3]。由于固相与液相界面的结合很弱,热蒸发生长在液体表面的金属薄膜可自由扩散迁移,因而薄膜中未曾观测到类似的波纹褶皱^[5,6,8-11]。

一般地,薄膜应力与沉积粒子的动能、温度及基底特性等密切相关^[8-11,22]。我们通过大量的实验研究,揭示了铁薄膜中此类波纹褶皱的形成机理。在沉积过程中,硅油基底由于受到溅射源的辐射和沉积原子的碰撞作用而微微升温并受热膨胀^[7]。同时,硅油的表面层结构发生改变(由于溅射原子的能量较高,硅油的一部分有机键在沉积过程中被高能铁

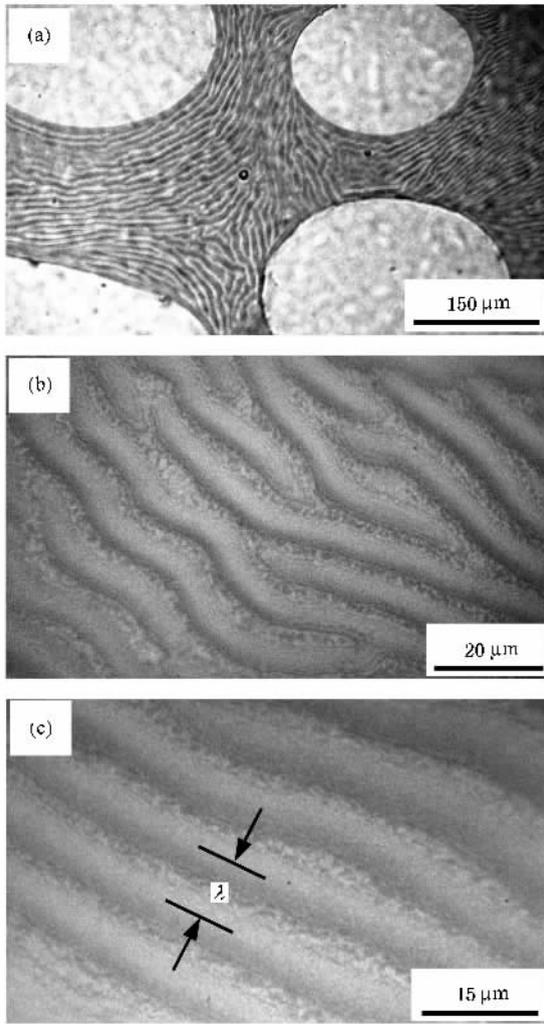


图5 在较大溅射功率和沉积时间条件下,连续铁薄膜中形成的周期性波纹褶皱 ($P = 70 \text{ W}$, $t = 360 \text{ s}$, $\Delta t = 0.5 \text{ h}$)

原子切断^[23])而形成厚度在微米量级的聚合物层^[3].薄膜沉积完成之后,系统逐渐冷却,聚合物层的强烈收缩使铁薄膜处于很大的压应力场中^[3,4,23].如果此时将样品从真空腔中取出,压应力会立刻释放而形成波纹褶皱.如果样品在真空腔中保留较长时间,压应力将在真空环境中缓慢释放,最终不能促使薄膜起皱.由于圆盘结构由薄膜物质凝聚产生,内部区域比较致密,因而也具有较大硬度和弹性模量.其一方面限制了褶皱不能在圆盘内部产生,另一方面成了约束波纹结构的边界条件,促使铁薄膜中的波纹基本与圆盘边界保持平行^[24].应当指出,只有溅射功率比较大,铁原子才具有足够的能量切断硅油的有机键;只有沉积时间比较长,硅油表面才能形成一定厚度的聚合物层.因而实验中只在溅射功率和沉积时间都比较大的样品中观测到波纹结构.

为了对波纹的结构参量作进一步的讨论,我们将此类铁薄膜系统看成为一层很薄而坚硬的金属薄膜覆盖到比较厚的均匀的聚合物弹性体基底上^[3,4].当环境温度 T 低于薄膜沉积温度 T_D 时,由于热膨胀系数不同在铁薄膜中产生的力可表示成^[25]

$$F_l \approx \frac{w(\alpha_p - \alpha_l)(T_D - T)}{[(1 - \nu_l)h_l E_l + (1 - \nu_p)h_p E_p]} \quad (1)$$

其中 w 是聚合物层的宽度(m), α 是热膨胀系数(K^{-1}), ν 是泊松率(无单位), h 是厚度(m), E 是杨氏模量(Pa),下标 l 和 p 分别代表铁薄膜和聚合物基底.金属薄膜和聚合物层的热膨胀系数相差很大, α_p 和 α_l 分别在 $1 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ 和 $1 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ 的数量级,即 $\alpha_p \approx 100 \alpha_l$ ^[3,4].由于 $h_p \gg h_l$, $(1 - \nu_l)h_l E_l \gg (1 - \nu_p)h_p E_p$.当系统温度改变 ΔT ($\Delta T = T_D - T$),铁薄膜将处于一压应力场中,该压应力为

$$\sigma_l = \frac{F_l}{wh_l} \approx \frac{E_l(\alpha_p - \alpha_l)\Delta T}{1 - \nu_l} \quad (2)$$

薄膜压应力随着温度的降低而逐渐增加,当压应力超过某一临界值时,铁薄膜开始起皱形成波纹结构.为了最大限度地释放薄膜系统的应力能,波纹褶皱的波峰(或波谷)延伸方向基本与薄膜中局部的最大压应力方向垂直^[3,4,23,24].薄膜临界压应力 σ_{crit} 和波纹的波长 λ 可分别为^[26]

$$\sigma_{\text{crit}} \approx 0.52 \left(\frac{E_l}{1 - \nu_l^2} \right)^{1/3} \left(\frac{E_p}{1 - \nu_p^2} \right)^{2/3}, \quad (3)$$

和

$$\begin{aligned} \lambda &\approx 4.36 h_l \left[\frac{E_l(1 - \nu_p^2)}{E_p(1 - \nu_l^2)} \right]^{1/3} \\ &\approx 4.36 h_l \left(\frac{E_l}{E_p} \right)^{1/3}. \end{aligned} \quad (4)$$

对于本文研究的铁薄膜系统,有 $E_l \approx 200 \text{ GPa}$, $E_p \approx 20 \text{ MPa}$,可得 $\lambda \approx 90 h_l$.实验测得图5所示薄膜的厚度值约为 100 nm ,即得 $\lambda \approx 9 \mu\text{m}$,与实验结果基本符合.应当指出以上分析研究只是定性或半定量的,由于对聚合物层的具体结构和力学性能了解不多,我们还无法给出更加详细的定量计算.

4. 结 论

采用直流磁控溅射的方法,在液体(硅油)基底表面成功制备了铁薄膜系统,研究了其形成机理及特征的表面有序结构,所得的主要结论如下:

(1) 铁薄膜生长早期形成分枝状结构的凝聚体,

其形成过程可用二阶段生长模型描述,随着薄膜厚度的增加,分枝状凝聚体连接形成网状结构,最终形成连续致密的铁薄膜,这一过程与液体表面的非磁性金属薄膜基本相同,说明铁原子及原子团簇之间的磁相互作用对其成膜机理影响不大。

(2)连续铁薄膜中可形成巨大的圆盘结构,其尺寸基本服从高斯分布,平均尺寸在几百微米数量级,且长轴与短轴之比大多接近 1。圆盘结构是铁原子及原子团簇在硅油表面自由扩散迁移并成核凝聚所致,其一般在沉积过程中形成,并在真空环境中继续

生长,生长时间在几个小时数量级,说明铁原子及原子团簇在液体表面具有很长的弛豫时间。

(3)在较大溅射功率和沉积时间条件下,连续铁薄膜中形成周期分布的波纹褶皱,波长在 $10\ \mu\text{m}$ 数量级。实验表明硅油的表面层结构在沉积过程中发生改变而形成一聚合物层,聚合物的强烈收缩促使铁薄膜起皱形成周期性波纹。

致谢:本文作者感谢浙江大学叶高翔教授、唐孝威院士、焦正宽教授和叶全林博士的有益讨论和实验帮助。

- [1] Lewis B , Anderson J C 1978 *Nucleation and Growth of Thin Films* (New York :Academic)
- [2] Zhang Z Y , Lagally M G 1997 *Science* **276** 377
- [3] Bowden N , Brittain S , Evans A G , Hutchinson J W , Whitesides G M 1998 *Nature* **393** 146
- [4] Yoo P J , Lee H H 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 154502
- [5] Ye G X , Michely T H , Weidenhof V , Friedrich I , Wuttig M 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 622
- [6] Yang B , Luo M B , Tao X M , Feng C M , Ye G X 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1523 (in Chinese) [杨波、罗孟波、陶向明、冯春木、叶高翔 1999 物理学报 **48** 1523]
- [7] Feng C M , Ge H L , Tong M R , Ye G X , Jiao Z K 1999 *Thin Solid Films* **342** 30
- [8] Cai P G , Yu S J , Ye Q L , Jin J S , Ye G X 2003 *Phys. Lett. A* **312** 119
- [9] Yu S J , Zhang Y J , Ye Q L , Cai P G , Tang X W , Ye G X 2003 *Phys. Rev. B* **68** 193403
- [10] Xia A G , Yang B , Jin J S , Zhang Y W , Tang F , Ye G X 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 302 (in Chinese) [夏阿根、杨波、金进生、张亦文、汤凡、叶高翔 2005 物理学报 **54** 302]
- [11] Zhang Y J , Yu S J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4867 (in Chinese) [张永炬、余森江 2005 物理学报 **54** 4867]
- [12] Voigt M , Dorsfeld S , Volz A , Sokolowski M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 026103
- [13] Bardotti L , Jensen P , Treilleux M , Hoareau A , Cabaud B 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4694
- [14] Tang Z , Kotov N A , Giersig M 2002 *Science* **297** 237
- [15] Kessler M A , Werner B T 2003 *Science* **299** 380
- [16] Witten T A , Sander L M 1981 *Phys. Rev. Lett.* **47** 1400
- [17] Meakin P 1983 *Phys. Rev. Lett.* **51** 1119
- [18] Jensen P , Barabasi A L , Larralde H , Havlin S , Stanley H E 1994 *Phys. Rev. B* **50** 15316
- [19] Zhang J Z 1995 *Fractal* (Beijing : Tsinghua University Press) (in Chinese) [张济忠 1995 分形 (北京 : 清华大学出版社)]
- [20] Venables J A , Spiller G D T , Hanbucken M 1984 *Rep. Prog. Phys.* **47** 399
- [21] Jin J S , Ye G X , Qian C J , Zhai G Q , Ye Q L , Jiao Z K 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 544 (in Chinese) [金进生、叶高翔、钱昌吉、翟国庆、叶全林、焦正宽 2001 物理学报 **50** 544]
- [22] Shao S Y , Fan Z X , Shao J D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3312 (in Chinese) [邵淑英、范正修、邵建达 2005 物理学报 **54** 3312]
- [23] Chua D B H , Ng H T , Li S F Y 2000 *Appl. Phys. Lett.* **76** 721
- [24] Huck W T S , Bowden N , Onck P , Pardoen T , Hutchinson J W , Whitesides G M 2000 *Langmuir* **16** 3497
- [25] Ohring M 1992 *The Material Science of Thin Films* (San Diego : Academic)
- [26] Allen H G 1969 *Analysis and Design of Structural Sandwich Panels* (New York : Pergamon)

Growth mechanism and ordered structures of iron films sputter-deposited on silicone oil surfaces^{*}

Zhang Yong-Ju^{1,3)†} Yu Sen-Jiang^{2,3)} Ge Hong-Liang²⁾ Wu Liang-Neng²⁾ Cui Yu-Jian²⁾

1) (*Department of physics , Taizhou University , Linhai 317000*)

2) (*Department of physics , China Jiliang University , Hangzhou 310018*)

3) (*Department of physics , Zhejiang University , Hangzhou 310027*)

(Received 6 November 2005 ; revised manuscript received 17 March 2006)

Abstract

A series of iron films has been successfully fabricated by deposition on silicone oil surfaces using the DC-magnetron sputtering method , and the growth mechanism and ordered surface morphologies have been systematically studied. It is found that the growth mechanism of the iron films is similar to that of nonmagnetic films on liquid substrates in accordance with a two-stage growth model. Large disk-shaped patterns (disks) are observed in the continuous films and their growth behaviors are mainly related to the sputtering power , deposition time and growth duration in vacuum. The experiment indicates that the disks may result from the spontaneous , free organization and gathering of the iron atoms and atomic clusters driven by the internal stress. If the sputtering power and deposition time are comparatively large , wavy buckles with a nearly uniform wavelength of about 10 μm are observed in the continuous films , generally aligning parallel to the boundaries of the disks. Further analysis shows that the top surface of the silicone oil is modified to form a soft polymer layer during deposition. Subsequent cooling of the system creates compressive stress in the iron film , which is relieved by buckling to form the wavy structures.

Keywords : liquid substrate , iron film , growth mechanism , ordered structure

PACC : 6860 , 6890

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 20571067) and Scientific Research Foundation of Education Department of Zhejiang Province , China (Grant No. 20040288).

[†] E-mail : xdzjy@tzc.edu.cn