

溅射氧化铁薄膜矫顽力的研究

余梅 尤广建 周增均
(北京大学物理系)

罗惠临

(Department of Electrical Engineering and Computer Sciences, University of California,
San Diego, La Jolla, CA 92093, USA)

1986年6月2日收到

提 要

本文报道了有关溅射氧化铁薄膜磁性能的系统研究,特别着重于矫顽力的温度依赖关系和矫顽力随不同氧化铁相的变化。从理论分析与实验测量结果的对比中,给出了形状各向异性、磁晶各向异性及应力各向异性各自对 Fe_3O_4 薄膜、 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 薄膜及二者混合相薄膜的贡献,并且得到了 Fe_3O_4 薄膜和 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 薄膜的磁晶各向异性常数 K_1 的温度依赖关系曲线。

一、引 言

近年来氧化铁薄膜的研究引起了国内外极大的兴趣,这是因为它具有很大的潜力,可能被做成为一种高密度的磁记录介质^[1-3]。然而能作为高密度磁记录介质用的 γ 相 Fe_2O_3 薄膜,是不易直接生成的,通常是由 Fe_3O_4 薄膜经过氧化热处理转化成 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ^[6,7]。由于薄膜的生成条件和转化条件的不同,制成纯的 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 是困难的,经常出现的是混合相^[7]。因此,如何鉴别氧化铁薄膜的纯相和混合相,具有极大的实际价值。系统研究各种氧化铁薄膜的磁性能,可以了解在氧化热处理过程中氧化铁薄膜相的变化情况。通过这种相变过程中磁性能的研究,还可以使我们认识到一些规律,从而有助于探讨氧化铁薄膜的相变机理。

本文报道了有关氧化铁薄膜的系统研究,给出了氧化铁薄膜在不同热处理条件下测得的磁性能数据。本文概述了鉴别氧化铁薄膜不同相的方法,着重研究了矫顽力与温度的依赖关系,并从机理上探讨了不同类型的各向异性对矫顽力的贡献。

二、实验与结果

Fe_3O_4 薄膜是用铁靶(纯度 99.9%) 射频溅射制备的^[7],然后在不同温度下经空气氧化热处理转变成 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 或混合相。用 X 射线衍射技术测量薄膜的衍射曲线,进行相分析。磁性能数据是由两台振动样品磁强计分别测得的。用 PAR-VSM 测低温部分 (77-300K),用 DMS-VSM 测高温部分 (300-500 K)。

表 1 不同氧化铁薄膜室温下磁性能的实验数据

薄膜的相	Fe_3O_4	$\text{Fe}_3\text{O}_4 + \gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$				$\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$	$\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3 + \alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$	$\text{Fe}_3\text{O}_4 + \text{Fe}$
		室温	200°C/1h	240°C/1h	280°C/1h			
$M_s(\text{emu}/\text{cm}^3)$	446	420	380	368	356	341	208	497
$M_r(\text{emu}/\text{cm}^3)$	178	273	262	305	295	272	158	249
SQ	0.40	0.65	0.69	0.83	0.83	0.80	0.76	0.50
$H_c(\text{Oe})$	271	320	312	245	233	269	273	318

表 1 列出了在室温测得的不同相氧化铁薄膜的磁性能数据。这组数据主要表明在室温下氧化铁薄膜的磁性能与 Fe_3O_4 到 $\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$ 相转变过程的关系。从表 1 中可以看到: 饱和磁化强度 M_s 是递减的, 相转变完成 M_s 下降 24%; 矩形比 SQ 是上升的, 相转变完成 SQ 上升一倍; 然而矫顽力 H_c 却不是单调变化, 出现上升下降再上升的情形。在表 1 中的后两列, 给出了 $\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$ 和 $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ 混合相薄膜与 Fe_3O_4 和 Fe 混合相薄膜的磁性能数据。含有 $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$ 相的 $\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$ 薄膜, M_s 下降明显, 而 SQ 和 H_c 变化不大; 含有 Fe 相的 Fe_3O_4 薄膜, M_s 上升非常大, H_c 也增加。

图 1 是实测的 Fe_3O_4 薄膜和 $\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$ 薄膜的饱和磁化强度 M_s 随温度 T 变化的曲线。图 2 是不同相氧化铁薄膜矫顽力 H_c 的温度依赖关系曲线。其中曲线 a 是 Fe_3O_4 薄膜的; 曲线 b 和 c 分别是经过 250°C 和 300°C 氧化 1h 的两个薄膜的, 代表两种比例的混合相样品; 曲线 d 是 $\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$ 薄膜的。图 3 是氧化铁薄膜在 250°C 分别氧化 1h(○), 18 h(●), 180 h(△) 和 1000 h(⊙) 的四个样品的 $H_c - T$ 曲线。

三、讨 论

1. X 射线衍射曲线的相分析

鉴别氧化铁薄膜不同相的最简便的方法是用 X 射线衍射技术。我们的实验用 $\text{CrK}\alpha$ 辐射, 波长 $\lambda = 2.291 \text{ \AA}$ 。由于我们用玻璃做基板, 溅射的氧化铁薄膜是沿 (111) 方向择优取向的。 Fe_3O_4 薄膜的 X 射线衍射曲线在 $27.3^\circ, 56.4^\circ, 90.2^\circ$ 和 141.6° 出现四个明显的峰, 分别属于 (111)、(222)、(333) 和 (444) 的衍射峰。如果薄膜含有铁, 则在 69.3° 出现一个峰, 是 $\alpha - \text{Fe}$ 相 (110) 的衍射峰。如果薄膜含有 $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$,

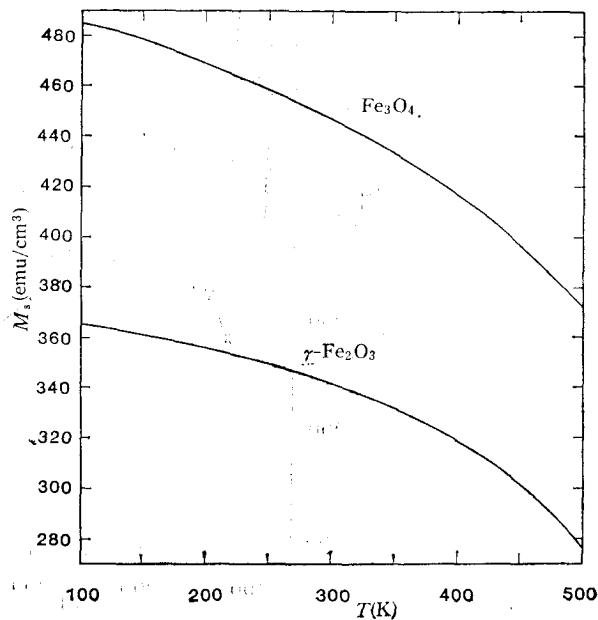


图 1

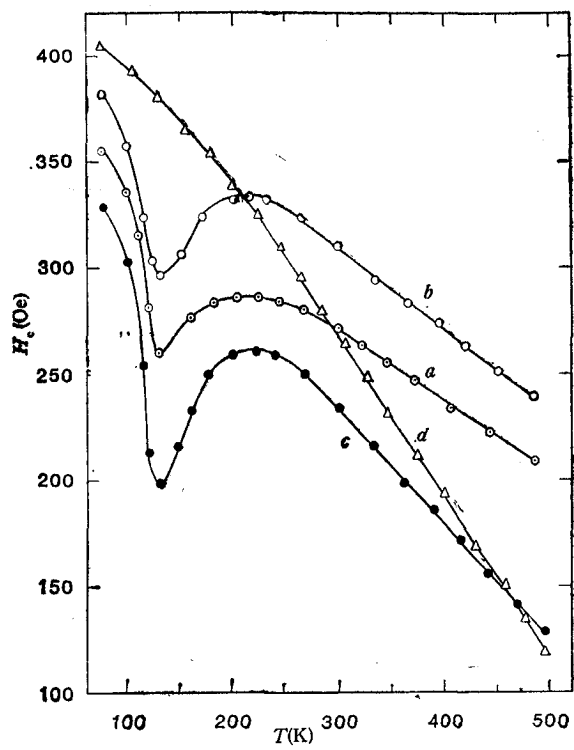


图 2

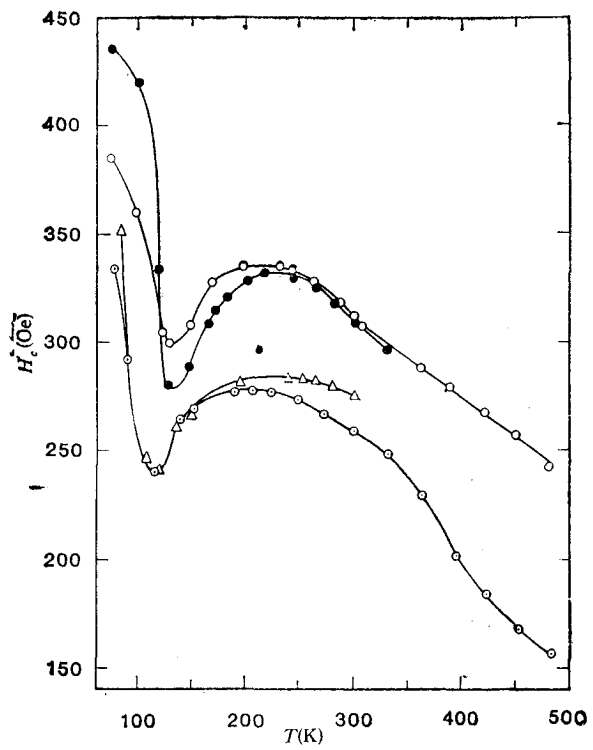


图 3

相, 在 $50-65^\circ$ 之间出现四个峰, 最高的峰位于 60.4° , 是 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 相 (006) 的衍射峰. 所以, 用 X 射线衍射技术鉴别氧化铁薄膜是否含有 Fe 相或 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 相是很方便的. 但是要区分 Fe_3O_4 和 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 两相却比较困难, 因为二者结构相同, 衍射峰重合在一起. 我们用最慢的速度扫描, 发现 Fe_3O_4 相与 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 相的峰值位置稍有偏离. 偏离最大的是 (444) 的衍射峰, Fe_3O_4 相位于 141.60° , 而 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 相位于 143.50° , 二者混合相薄膜的 (444) 峰出现在这两个度数之间. 表 2 列出的各个薄膜的晶格常数 a_0 值, 就是由测量的 (444) 峰的角度计算出来的.

2. 存在 Fe_3O_4 相的一个明显证据

用 X 射线衍射技术区分 Fe_3O_4 相和 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 相虽然可能, 但受到测量精度的很大限制. 我们能够确信 Fe_3O_4 薄膜是否完全转化为 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 相, 是另有可靠的根据.

从图 2 可以看到, Fe_3O_4 薄膜的 H_c-T 曲线(曲线 *a*) 在低温部分矫顽力随温度升高而急剧减小, 到 130 K 出现一个极小值, 在 220 K 附近出现一个极大值, 然后随温度升高而线性下降. 这现象与在单畴 Fe_3O_4 粉末颗粒上观察的结果相似^[8]. 这个现象可以由 Verwey 温度 (块状 Fe_3O_4 是 119 K)^[9] 得到很好的解释. 当温度上升经过 Verwey 温度时, Fe_3O_4 晶体八面体位置中, Fe^{2+} 和 Fe^{3+} 的离子分布从有序转变成无序, 导致晶体结构从正方晶系转变到立方晶系. 这一转变, 使 Fe_3O_4 晶体的磁晶各向异性常数 k_1 从 10^6 erg/cm³ 下降了一个数量级, 所以从 77 K 到 130 K H_c 急剧下降. 在 130 K H_c 出现的极小值, 也是由磁晶各向异性常数 K_1 决定的. 因为在这个温度附近, K_1 值由正变为负, 存在一个 $K_1 = 0$ 的点. 磁晶各向异性对矫顽力的贡献为零, 使得矫顽力有一个极小值.

从图 2 和图 3 还可以看到, 氧化铁薄膜没有完全转变为 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 相的样品, 它们的 H_c-T 曲线都和 Fe_3O_4 的相似, 在 130 K 附近有一个明显的极小值; 而完全转变为 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 的薄膜, 其 H_c-T 曲线几乎是一条直线, 见图 2 曲线 *d*. 这就提供了一个 Fe_3O_4 相存在的证据. 因此, 测量 130 K 附近的矫顽力是否出现一个极小值, 就成为鉴别 Fe_3O_4 相是否存在的一个可靠而又灵敏的方法. 按照这种方法分析我们的氧化铁薄膜的实验结果, 发现如下规律. 薄膜厚度为 2000 Å, 在 340—350°C 空气中氧化 1h, Fe_3O_4 到 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 的相转变可以完成. 如果温度低于 300°C 氧化处理, 即使延长处理时间, 也不可能全部转化为 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, 如图 3 所示. 如果温度高于 350°C 处理, 或者在 300°C 以上处理时间较长, 都会出现 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 相. 对于较厚的样品, 有时会出现 Fe_3O_4 , $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 和 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 的混合相.

3. Fe_3O_4 薄膜的矫顽力温度依赖关系

为了进一步认识 Fe_3O_4 薄膜的 H_c-T 曲线的规律, 我们研究了影响矫顽力的各种机制. 对于矫顽力的贡献, 一般说来是由于三种各向异性, 即形状各向异性、磁晶各向异性和应力各向异性. 按照这种观点, 矫顽力可以表示为

$$H_c = H_c(\alpha) + H_c(\beta) + H_c(\gamma). \quad (1)$$

这里 $H_c(\alpha)$, $H_c(\beta)$ 和 $H_c(\gamma)$ 依次代表形状、磁晶和应力各向异性的贡献. 对于单相 Fe_3O_4 薄膜, 应力各向异性较小, 对矫顽力的贡献可以忽略. 因此, 单相 Fe_3O_4 薄膜的矫顽力可以写成通常的形式

$$H_c = \alpha M_s + \beta \frac{|K_1|}{M_s} \quad (2)$$

这里 α 和 β 是比例常数。因为 $T = 130$ K 时, $K_1 = 0$, 由这个温度的实验数据求得

$$\alpha = 0.54.$$

有了这个 α 值和实验的 M_s-T 曲线(图 1), 就得到了形状各向异性对矫顽力的贡献 $H_c(\alpha)$

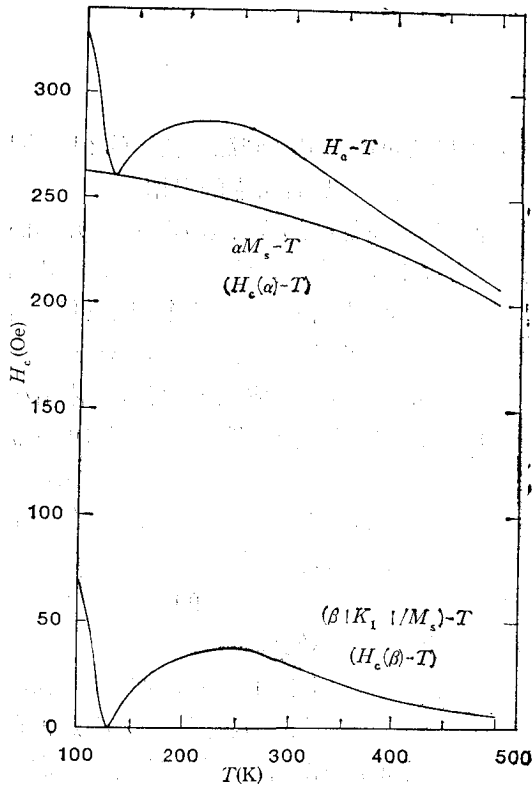


图 4

随温度变化的关系(图 4)。从(2)式中减去第一项, 就得到磁晶各向异性对矫顽力的贡献 $H_c(\beta)$, 从而得到 $H_c(\beta)-T$ 曲线(图 4)。从图 4 给出的三条曲线可以清楚地看到, 对于 Fe_3O_4 薄膜来说, 对矫顽力的贡献主要来自形状各向异性(80—100%); 然而矫顽力随温度变化的规律, 却主要是由磁晶各向异性决定的。

从图 4 的 $H_c(\beta)-T$ 曲线看到, 除在 130 K 出现极小值以外, 在 240 K 附近出现极大值, 这显然是由磁晶各向异性常数 K_1 决定的。我们选用 Bickford 等人的结果, 在 240 K 附近 Fe_3O_4 的 K_1-T 曲线的极值,

$$K_1 = -12.5 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3 \text{ [10]}$$

做为标准, 由图 4 的 $H_c(\beta)-T$ 曲线计算出适合 Fe_3O_4 薄膜的 K_1-T 曲线, 示于图 5。做为比较, 在图 5 中也示出了 Bickford 等人的结果(虚线)。可以看到, 在低温部分两条曲线重合很好; 在高温部分我们得到的 $|K_1|$ 值稍小。

4. $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 薄膜的矫顽力温度依赖关系

从图 2 看到, $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 的 H_c-T 曲线(曲线 d) 几乎是一条直线, 这与 Eagle 和 Mallinson^[11] 对颗粒的块状 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 样品所得的结果是一致的。但是, 我们从薄膜样品所得到的这条线的斜率却比颗粒样品的斜率大很多。我们用纯 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 粉末也做了一块块状样品, 得到的 H_c-T 曲线的斜率与 Eagle 和 Mallinson 的结果相同。这说明二者斜率不同不是测量的原因, 而是反映了薄膜本身的特点(诸如晶粒大小、择优取向等等)。

考虑到在立方各向异性的情形, $|K_1| \propto M_s^3$, (2) 式可以改写为

$$H_c = \alpha M_s + \beta' M_s^2, \quad (3)$$

比例常数改写为 β' 。我们选取 300 K 和 400 K 的实验值, 解联立方程得到 $\alpha = 0.35$, $\beta' = 24 \times 10^{-22} \text{ Oe}^{-3}$ 。由这两个系数和 M_s-T 曲线(图 1), 得到了 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 薄膜的 $H_c(\alpha)-T$ 和 $H_c(\beta)-T$ 两条曲线, 示于图 6。它们分别代表形状各向异性与磁晶各向异性对矫顽

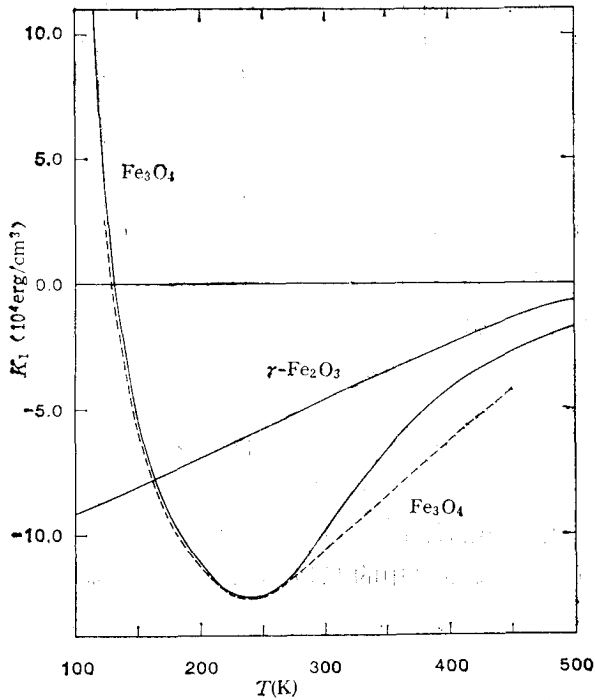


图 5

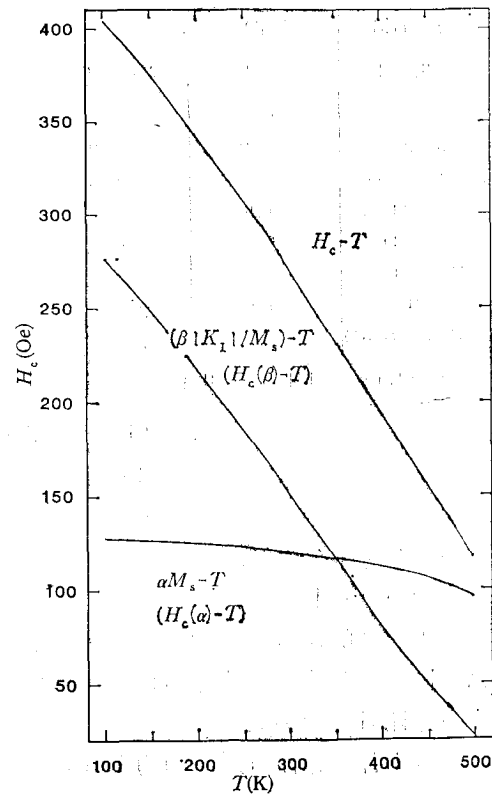


图 6

力的贡献随温度的变化关系。这两条曲线相加得到的 H_c-T 理论曲线(图 6) 与实验结果符合得很好。从图 6 可以看到, 与 Fe_3O_4 薄膜不同, 对于 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 薄膜来说, 形状各向异性与磁晶各向异性对矫顽力的贡献不分上下。磁晶各向异性在低温部分贡献大, 在高温部分则小于形状各向异性的贡献。然而矫顽力随温度变化的规律, 仍然主要决定于磁晶各向异性。以 Bate^[12] 给出的室温下 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 的 K_1 值 ($-4.64 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$) 为标准, 由图 5 的 $H_c(\beta)-T$ 曲线计算出适合 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 薄膜的 K_1-T 曲线, 示于图 5。

5. 应力感生各向异性

从表 1 中看到, 在从 Fe_3O_4 到 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 的相转变过程中, 室温矫顽力的变化, 经过上升下降再上升的过程。这种现象可以由应力感生各向异性得到合理的解释。氧化铁薄膜在氧化过程中, 如果形成均匀连续的固熔体, 内应力不会很大。但是实际的氧化过程, 往往产生 Fe_3O_4 和 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 的混合相。由于各自的晶格常数不同, 晶格内部产生畸变, 从而产生内应力。这种应力各向异性是氧化过程中矫顽力变化的主要原因。

Fe_3O_4 和 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 两相的固熔体可以表示为 $(1-x)\text{Fe}_3\text{O}_4 \cdot x\text{Fe}_{8/3}\text{O}_4$ 。作为一级近似, 它们的晶格常数 a_0 , 磁晶各向异性常数 K_1 和磁致伸缩系数 λ_s , 可以分别表示为:

表 2 不同氧化铁薄膜室温下磁性能的理论计算数据

薄膜的相	Fe ₃ O ₄	Fe ₃ O ₄ + γ -Fe ₂ O ₃				γ -Fe ₂ O ₃
		室温	200°C/1h	240°C/1h	280°C/1h	
x	0	0.256	0.642	0.821	0.911	1
$a_0(\text{Å})$	8.406	8.392	8.370	8.360	8.355	8.350
$K_1(10^4 \text{ erg/cm}^3)$	-9.78	-8.46	-6.48	-5.56	-5.10	-4.64
$H_c(\alpha)(\text{Oe})$	241.0	209.9	158.9	141.2	130.2	119.4
$H_c(\beta)(\text{Oe})$	30.0	60.9	107.1	128.6	139.3	150.0
$H_c(\gamma)(\text{Oe})$	0	+49.2	+46.0	-24.8	-36.5	-0.4
$\lambda_s(10^{-6})$	+41.0 ¹⁾	+27.43	+6.97	-2.51	-7.28	-12.0 ²⁾
$\sigma(10^8 \text{ dyn/cm}^2)$	/	2.51	8.36	12.12	5.95	0.11

1) 引自文献 [13], 2) 引自文献 [14].

$$\begin{aligned}
 a_0 &= (1-x)a_0(\text{Fe}_3\text{O}_4) + xa_0(\text{Fe}_{8/3}\text{O}_4), \\
 K_1 &= (1-x)K_1(\text{Fe}_3\text{O}_4) + xK_1(\text{Fe}_{8/3}\text{O}_4), \\
 \lambda_s &= (1-x)\lambda_s(\text{Fe}_3\text{O}_4) + x\lambda_s(\text{Fe}_{8/3}\text{O}_4).
 \end{aligned} \quad (4)$$

这里 x 是 $\text{Fe}_{8/3}\text{O}_4$ 所占的比, 是由晶格常数 a_0 反推出来的. 按照 (4) 式计算出各个薄膜的 K_1 值和 λ_s 值列于表 2, 其中 Fe_3O_4 和 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 单相的 λ_s 值分别选自文献 [13] 和 [14]. (一并列入表 2 的还有相应的 x 值和 a_0 值.) 表 2 中给出的各个薄膜的 $H_c(\alpha)$ 值和 $H_c(\beta)$ 值, 也是按照类似的关系计算的; 与实验的 H_c 值之差就是表 2 中的 $H_c(\gamma)$ 值. 后者代表应力各向异性对矫顽力的贡献.

应力各向异性对矫顽力的贡献表示为

$$H_c(\gamma) = \frac{3\lambda_s\sigma}{M_s}. \quad (5)$$

这里 σ 代表应力的大小. (5) 式可改写为

$$\sigma = \frac{M_s H_c(\gamma)}{3\lambda_s}. \quad (6)$$

将各个薄膜的数据代入 (6) 式, 算出相应的 σ 值也列于表 2. 从表 2 中可以看到, 当出现 Fe_3O_4 和 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 混合相时, 应力各向异性对矫顽力的贡献不能忽略. $H_c(\gamma)$ 值有正有负, 是由磁致伸缩系数 λ_s 的正负决定的; $H_c(\gamma)$ 的大小则是由 λ_s 与 σ 共同影响的. 氧化温度从 200°C 增至 280°C, σ 值增大; 温度从 280°C 再升高, σ 值减小. 这说明随着氧化温度升高, 更多的 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 相生成, 随之应力增加; 但超过 280°C, 主要成分是 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 了, 温度升高 Fe_3O_4 相应减少, 随之应力也减小. 从计算可知, 当 $x = 0.774$, $\lambda_s \approx 0$. 从表 2 列出的四个混合相样品中, 最接近这个值的是 280°C/1 h 样品, $x = 0.821$, 相比于其它样品, $|\lambda_s|$ 值最小, 因而 $|H_c(\gamma)|$ 值也最小. 对比其它混合相样品, 这个样品的应力 σ 虽然较大, 但由于 $|\lambda_s|$ 值更小, 所以应力各向异性较小, 矩形比主要由磁晶各向异性决定. 这些结果很好地说明了表 1 中 280°C/1 h 样品 SQ 值较大 (0.83) 的原因.

四、结 论

从我们对于氧化铁薄膜矫顽力温度依赖关系的研究中, 找到一种鉴别存在 Fe_3O_4 相

的可靠而又灵敏的方法。我们得到的不同氧化条件下氧化铁薄膜的磁性能数据, 对于了解氧化铁薄膜的相转变过程是有意义的。从理论分析与实验结果的对比中, 我们认识到三种各向异性对于不同相氧化铁薄膜矫顽力的贡献。单相 Fe_3O_4 薄膜, 形状各向异性贡献是主要的; 单相 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 薄膜, 磁晶各向异性贡献显著增大; 混合相薄膜, 不能忽略应力各向异性的贡献。矫顽力随温度变化的规律, 则主要是由磁晶各向异性决定的。

参 考 文 献

- [1] 杨正、郑沛, 磁记录材料, **3**(1)(1985), 107.
- [2] 沈德芳、莫中义、夏诚忠, 磁记录材料, **3**(1)(1985), 100.
- [3] S. Hattori, Y. Ishii, M. Shinohard & T. Nakagawa, *IEEE Trans.*, **MAG-15** (1979), 1549.
- [4] O. Ishii & I. Hatakeyama, *J. Appl. Phys.*, **55**(1984), 2269.
- [5] G. L. Chen, J. M. Sivertsen, & J. H. Judy, *IEEE Trans.*, **MAG-20** (1984), 827.
- [6] J. K. Lin, J. M. Sivertsen & J. H. Judy, *J. Appl. Phys.*, **57**(1985), 4000.
- [7] Zeng-Jun Zhou, Yu Mei, Lie Chen & H. L. Luo. *IEEE Trans.*, **MAG-22** (1986), 597.
- [8] D. B. Bonstrom, A. H. Morrish & L. A. K. Watt, *J. Appl. Phys.*, **32**(1961), 272S.
- [9] E. J. W. Verwey & E. L. Heilmann, *J. Chem. Phys.*, **15**(1947), 174.
- [10] L. R. Bickford, Jr., J. M. Brownlow & R. F. Penoyer, *Proc. Inst. Elec. Engrs. (London)* 104B Suppl. (1957), 238.
- [11] D. F. Eagle & J. C. Mallinson, *J. Appl. Phys.*, **38**(1967), 995.
- [12] G. Bate, *Recording Materials*, in "Ferromagnetic Materials", Ed. E. P. Wohlfarth, North-Holland, New York, (1980), Vol. 2, p. 381.
- [13] F. Brailsford, *Magnetic Materials*, John Wiley & Sons New York, (1960), p. 169.
- [14] P. J. Flanders, *IEEE Trans.*, **MAG-12**(1976), 770.

STUDY ON THE COERCIVITY OF RF SPUTTERED IRON OXIDE THIN FILMS

YU MEI YOU GUANG-JIAN ZHOU ZENG-JUN

(Department of Physics, Peking University)

LUO HUI-LIN (H. L. LUO)

(Department of Electrical Engineering and Computer Sciences,
University of California, San Diego, La Jolla, CA 92093, USA)

ABSTRACT

The study on magnetic properties of RF sputtered iron oxide thin films was carried out systematically. More specifically, the temperature dependence (77—500 K) of the coercivity and the variation of coercivity with different iron oxide phases such as the as-sputtered Fe_3O_4 , partially transformed $\text{Fe}_3\text{O}_4/(\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3)$, and $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, were investigated.

Comparing the theoretical analyses with the experimental results, the contributions to the coercivity from shape anisotropy, magnetocrystalline anisotropy, and stress-induced magnetic anisotropy were obtained separately. And the first-order crystalline anisotropy constant K_1 vs. temperature for Fe_3O_4 and $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ films was derived from $M_s(T)$ and $H_c(T)$ over the temperature range of 100—500 K.