

非晶 Nd-Fe 薄膜的磁性

吕曼祺

中国科学院国际材料物理中心, 快速凝固非平衡合金国家实验室, 沈阳 110015

M. Reissner W. Steiner A. Wagendristel

维也纳技术大学应用物理研究所, 维也纳 A-1040

1992年9月3日收到

在用闪蒸法制备的非晶 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ 薄膜中 Nd 的原子磁矩呈散铁磁性排列, 其有效磁矩随 Nd 含量增加而减小. 磁有序温度 T_c 的值与外场和测量方法有关, 表明了具有不同磁有序温度的磁性原子团的存在. 交换交互作用, 而不是自发磁化强度, 明显地受制备条件的影响.

PACC: 7550K; 7570

一、引 言

非晶稀土(RE)-过渡族金属(TM)合金薄膜已经引起人们的广泛兴趣. 一方面它有潜在的工业应用前景, 另一方面其成分不受晶态化学比的限制而可以在很宽的范围内变化, 对学科研究十分有利. 一般而言, 在 RE-TM 合金中 RE 和 TM 原子的自旋呈反平行交换耦合, 即交换能 $J_{\text{RE-TM}}$ 是负的. 按洪德法则, 轻稀土(LRE)的总量子数 $J=L-S$, 从而在 LRE-TM 合金中它们的原子磁矩平行排列; 在重稀土中 $J=L+S$, 导致了原子磁矩的反平行排列. 这两类元素组合的不同磁特性使人们有可能通过调整组合元素获得在很宽的范围内变化的磁性能, 如居里温度、饱和磁化强度等. 人们已研究了若干非晶 RE-TM 合金膜, 如 Gd-Co, Tb-Fe 等等. 它们具有宏观单轴磁各向异性和垂直或平行于膜面的易磁化轴. 而非晶 Nd-Fe 膜, 因其磁特性适合于用于磁光存贮技术受到重视^[1-5]. 此外, 业已发现非晶 RE-TM 膜的磁性不仅与合金系有关, 也与制备条件密切相关. 现已报道的 Nd-Fe 膜的磁性分别来自双源蒸发、溅射和熔体淬冷制备的样品, 数据比较分散. 本文报道用闪蒸法制备的非晶 Nd-Fe 薄膜的磁性. 这种制备方法较之其他方法具有更好的成分均匀性, 对此我们已在关于非晶 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ 膜的热稳定性的文章中作了讨论^[6]. 非晶 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ 膜的穆斯堡尔谱测量已用 ^{57}Fe 源完成, 将另文报道. 本文只提及其部分结果.

二、实 验

闪蒸法(flash evaporation)的原理和方法文献[6]已作了叙述. 蒸镀用 Balzers BA350U 超高真空蒸镀仪, 工作压力为 $3-5 \times 10^{-6} \text{Pa}$, Ta 加热舟温度为 1600°C , 衬底用液 N_2 冷却的铜板, 上面涂有可在三氯甲烷中熔解的特种涂料 Movitar, 膜厚为 200nm. 蒸

镀后在室温取下衬底铜板,在三氯甲烷中溶下薄膜并反复清洗数次.薄膜的成分由原子吸收光谱确定.非晶结构则通过X射线和电子衍射及薄膜电阻的温度依赖性测量来确定.

磁化强度测量用液He冷却的振动磁强计(princeton applied research),测量温度为4.2—300 K,磁场由超导NbTi线圈提供,最高可达6.7 T.校准用99.99%的纯Ni圆柱($\mu = 6.16\mu_B$).样品室温度用GaAs二极管测量,其误差在 $4.2 < T < 50$ K时为0.5 K,在 $50 < T < 300$ K时为1 K.

三、结果与讨论

1. 薄膜的结构

分别用X射线衍射、TEM电子衍射和蒸镀后从77 K至650 K的电阻温度效应的原位测量来研究非晶 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ ($x=0.06-0.80$)膜的热稳定性,结果表明:在77 K所有的膜都是非晶态,而在室温时只有 $0.19 < x < 0.50$ 的膜保持其非晶态,在此范围之外的膜在室温均已部分晶化,虽然 $x=0.19$ 的样品的晶化极其轻微.晶化不是在某一确定的温度,而是在一个从 T_a 到 T_c 的温度区间完成, T_a 、 T_c 分别为晶化起始温度和结束温度.图1和图2分别给出X射线衍射结果和 T_a 、 T_c 随成分的变化.

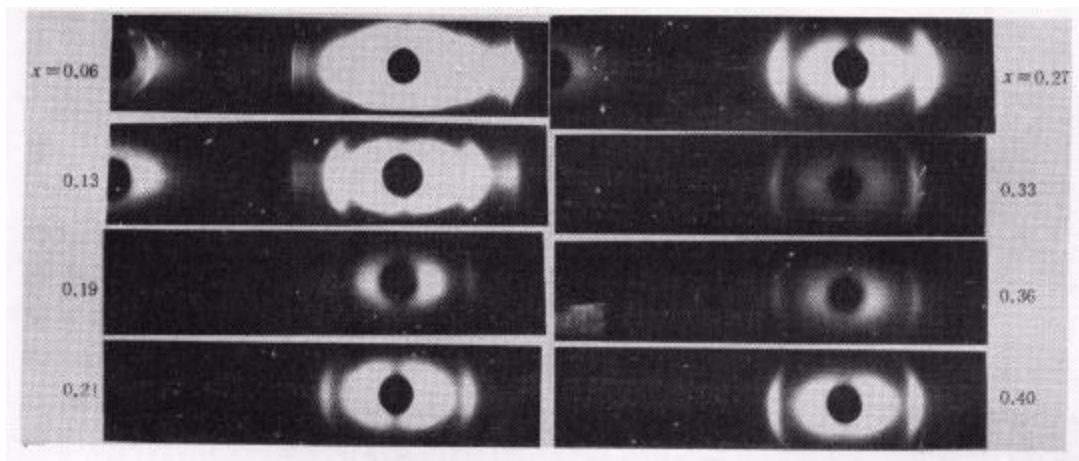


图1 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ 薄膜的X射线衍射图

2. Nd 和 Fe 原子的有效磁矩

测量了 $x=0.06, 0.13, 0.19, 0.21, 0.27, 0.33$ 和 0.40 的样品的磁性,它们之中只有 $x \geq 0.21$ 的样品呈完全的非晶态.

图3给出4.2 K的磁化曲线,显然高场磁化率是很小的.因而可以认为在高场时样品已达到磁饱和.当外推到 $H \rightarrow 0$ 时就得到了它们在4.2 K时的自发磁化强度 $\sigma_s(4.2, 0)$,表1给出高场磁化率和 σ_s 的值.

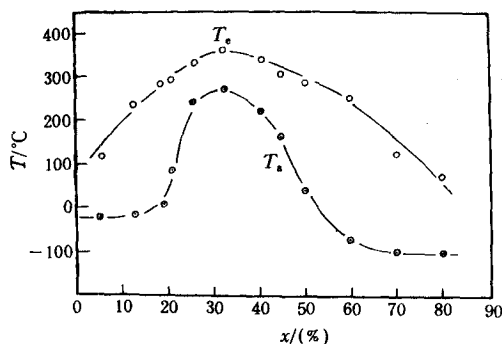


图2 晶化温度与成分的关系 T_a 为晶化起始温度;
 T_e 为晶化结束温度

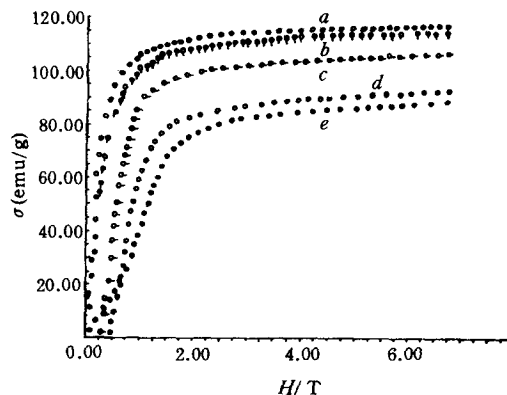


图3 非晶 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ 薄膜磁化强度随外磁场的变化
(4.2 K)

a 为 $x = 0.19$; b 为 $x = 0.21$; c 为 $x = 0.27$; d 为
 $x = 0.33$; e 为 $x = 0.40$

表1 非晶 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ 薄膜 4.2 K 的高场磁化率和自发磁化强度

x	0.06	0.13	0.19	0.21	0.27	0.33	0.40
$\chi/10^{-4}(\text{emu/g})$	0.149	0.299	0.299	0.373	0.896	1.269	1.343
$\sigma_s/(\text{emu/g})$	157.5	134.0	111.0	108.5	100.0	83.5	78.0

由于 Nd 和 Fe 磁矩的负的交流耦合,使原子磁矩平行排列,合金的有效磁矩 $\bar{\mu}_a$ 可以表示为

$$\bar{\mu}_a = \chi\bar{\mu}_{\text{Nd}} + (1 - \chi)\bar{\mu}_{\text{Fe}},$$

$\bar{\mu}_{\text{Nd}}$ 和 $\bar{\mu}_{\text{Fe}}$ 分别为 Nd 和 Fe 原子的平均有效磁矩。

图4给出由磁化强度测量得到的 $\bar{\mu}_a$ 随 x 的变化,用符号“○”表示. 由于在 $x < 0.19$ 的样品中已有不可逆晶化发生,所以只采用 $x > 0.19$ 的样品,即完全非晶样品的数据,外推到 $x = 0$ (曲线 a) 即求得非晶纯 Fe 原子有效磁矩 $\bar{\mu}_{\text{Fe}}(4.2, 0) = 1.61\mu_B$, 非晶纯 Fe 只是一种由外推得到的假想状态,实际上很难得到非晶纯 Fe, 按 Wright^[7] 的实验结果, 15nm 厚的纯 Fe 膜的晶化温度为 4 K, 随膜厚增加晶化温度还要下降。

为了估计 Nd 原子的有效磁矩 $\bar{\mu}_{\text{Nd}}$, 图4中给出按不同情况计算的曲线, b 表示 Nd 与 Fe 原子磁矩按铁磁性排列, c 表示 Nd 原子磁矩完全无序排列, d 则表示 Nd 与 Fe 的磁矩反向排列。自由 Nd 原子的磁矩 $\mu_{\text{Nd}} = 3.27\mu_B$ 。

在非晶 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ 薄膜的穆斯堡尔谱研究中发现平均的精细场 $\bar{H}_{\text{hf}}$ 不随 Nd 含量明显改变

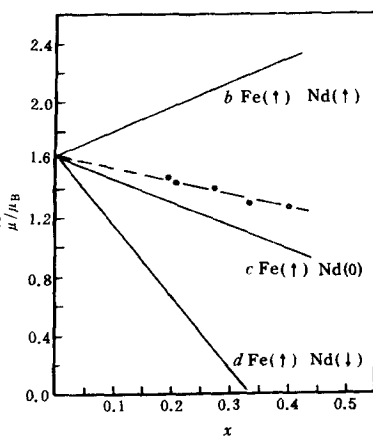


图4 有效磁矩与成分的关系 (4.2 K)

($x=0.27, 0.33, 0.40$ 时 $\bar{H}_{\text{ht}}$ (74.5 K)分别为18.4, 19.1和18.9 T),因而在计算中假定 Fe 原子的有效磁矩 $\bar{\mu}_{\text{Fe}}=1.61\mu_{\text{B}}$ 在所研究的成分范围内不随 x 值而改变,由于实测值介于曲线 b, c 之间,可知 Nd 的原子磁矩既非共线排列,亦非完全无序排列,而是处于一种所谓的散铁磁结构(sperimagnet),即分布在夹角为 2θ 的扇面内,总的有效磁矩平行于 Fe 磁矩或外磁场,如图5所示.这种结构首先在非晶 RE-TM₃合金中观察到^[8].



图5 Nd 原子
的散铁磁结构
示意图

从图4可以求出与各 x 值相应的 $\bar{\mu}_{\text{Nd}}$. 以归一化的形式示于图6,随 Nd 含量增加而减小. 对于图5所示的磁结构,有

$$\bar{\mu}_{\text{Nd}} = 1/2\mu_{\text{Nd}}(1 + \cos\theta).$$

计算出的 2θ 值示于图6. 当 x 从0.19增至0.40时, 2θ 从191°增至215°. 与 $\bar{\mu}_{\text{Nd}}$ 随 x 的变化一样,这反映了随 Nd 含量的增高非共线的局域各向异性作用在增强. 本项研究中在 $H=6.7$ T 测得的磁化强度与文献[1]在 $H=1.8$ T 测得的磁化强度一致,反映了用闪蒸法制备的样品比用双源蒸镀的样品有更强的各向异性.

这里导出的 $\bar{\mu}_{\text{Fe}}=1.61\mu_{\text{B}}$ 低于 Tailor ($1.8\mu_{\text{B}}$)^[1]和 Dai($2.1\mu_{\text{B}}$)^[2]的结果. 这种差别与制备方法(如旋淬、溅射、双源、闪蒸等)和成膜条件(如背衬温度、成膜速率、膜的厚度、杂质和气体含量等)有关. 他们分别用双源电子束蒸发法在室温下成膜,膜厚为500nm,和用双源蒸镀法膜厚为300—700nm. 本文则在77 K 成膜,膜厚为200nm. 用不同方法制备的样品会有不同的近程有序结构,这已在非晶 Gd-Co 和 Ho-Co 系中得到证实^[9]. 由电子衍射得到的蒸镀和溅射样品近程序的相关函数有差别. 近程有序结构的差异包括近程有序区的大小,Fe 原子周围原子分布情况的不同等等,而这些都影响到 $\bar{\mu}_{\text{Fe}}$ 的值. 样品中非磁性杂质的多少也会有影响. Felsch 已经证明,非晶 Fe 中的微量非磁性杂质使 $\bar{\mu}_{\text{Fe}}$ 增加^[10,11].

从我们的实验结果看,样品的非晶化程度对 $\bar{\mu}_{\text{Fe}}$ 值有显著影响,如果用低 x 值的样品即已部分晶化的样品的数据外推,会得到较高的 $\bar{\mu}_{\text{Fe}}$ 值. 这不难理解,因为如果用晶态的样品,外推应当得到晶体 Fe 的有效磁矩 $2.22\mu_{\text{B}}$. 另外,从穆斯堡尔谱测量得到的结果表明,即使样品有很微量的晶化, $\bar{\mu}_{\text{Fe}}$ 值也会显著提高. 如果按照 Wright^[7]对非晶纯 Fe 原子的有效磁矩的估计, $\bar{\mu}_{\text{Fe}}$ (amor.) 应为相应晶态值的0.2—0.6,即0.44—1.32 μ_{B} ,那么本文的结果与之更接近. 实际上,我们由穆斯堡尔谱测量得到的 $\bar{\mu}_{\text{Fe}}=1.30\mu_{\text{B}}$,与文献[8]的估计一致. 由磁化强度数据外推得到的结果比这一结果高,一方面穆斯堡尔谱测量结果是在74.5 K 测得的,这一结果在4.2K 时应有较高的值,另外,可能是在 x 小于0.19的非晶膜中 $\bar{\mu}_{\text{Fe}}$ 与成分有关,因而从 $x>0.19$ 的数据外推导致误差. 在 RE-TM 合金中 TM 有效磁矩的减小在非晶 GdCo₂, TbFe₂ 和 Y_xNi_{1-x} 合金中也观察到,人们曾用 RE 的 S 电子向 TM 的 3d 轨道转移(朗道转移)^[12]和 TM 的 3d 轨道被 RE 的 5d 和 6s(Y 的 4d 和 5s)电子杂化引起局

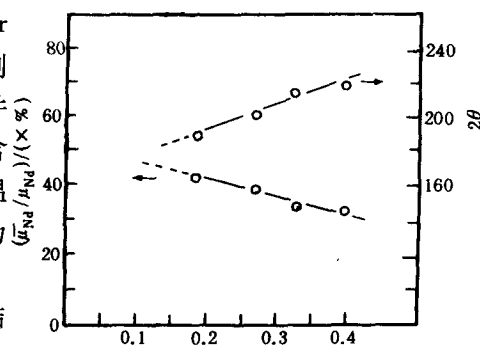


图6 Nd 原子的有效磁矩及分布角 2θ 与成分的关系

部态密度的混乱导致磁性降低^[13]来解释.

3. 居里温度

由于磁测量在4.2—300 K 进行,所以只测量了 $x = 0.27, 0.33$ 和 0.40 的非晶 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ 膜的磁有序温度. Lorentz 电子显微镜观察和穆斯堡尔谱测量表明,这些样品在室温下是非铁磁性的,只有静电交互作用(图7),而 $x = 0.21$ 的样品在室温下已是磁有序状态(图8),其他样品不再是完全的非晶结构.

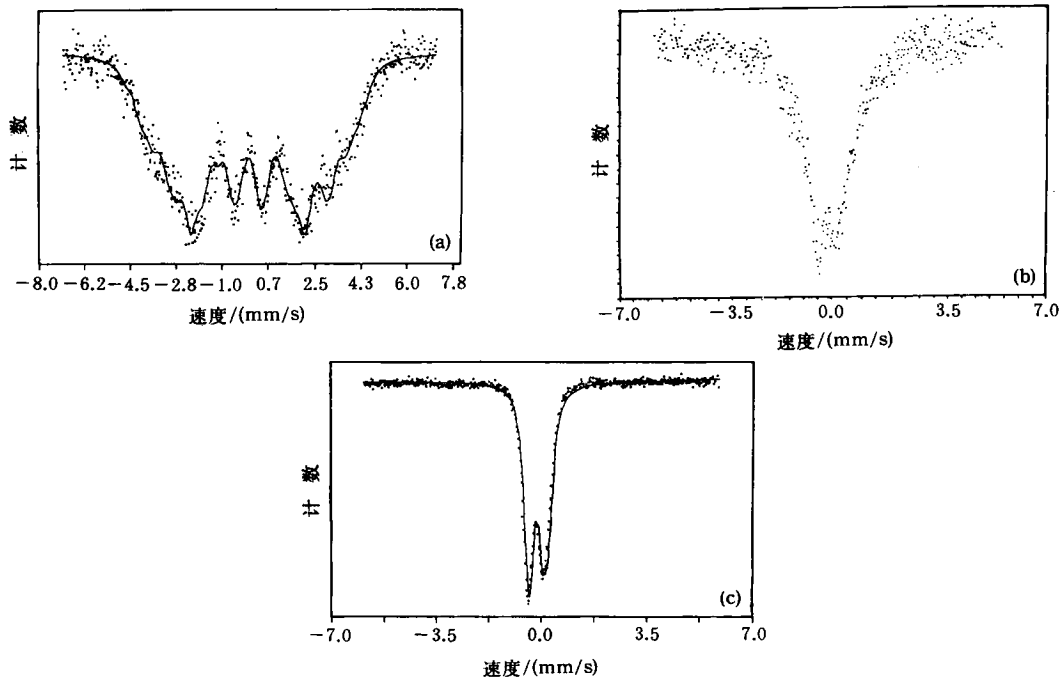


图7 非晶 $\text{Nd}_{0.27}\text{Fe}_{0.73}$ 薄膜的穆斯堡尔谱

(a) 74.5 K (b) 260 K (c) 300 K



图8 $\text{Nd}_{0.21}\text{Fe}_{0.79}$ 在室温下的磁畴 $\times 600$

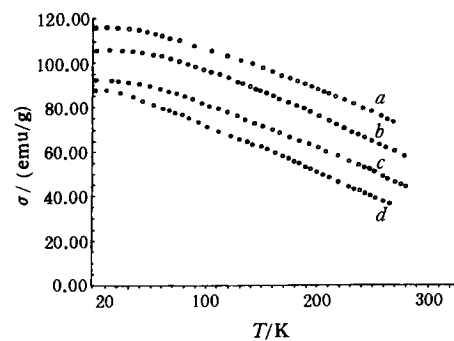


图9 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ 磁化强度与温度的关系

$H = 6.7 \text{ T}$; a 为 $x = 0.19$; b 为 $x = 0.27$;
 c 为 $x = 0.33$; d 为 $x = 0.40$

1) 磁有序温度受外磁场的强烈影响 当外场为 6.7 T 时,三种样品的磁化强度 $\sigma(T)$ 都随温度升高而单调地下降. 直到 270 K 其 σ 值仍约为 $\sigma(4.2 \text{ K})$ 的二分之一,没有表示磁

有序-无序转变的陡降出现(图9). 在零场下使样品冷却到4.2 K, 当外场 $H=0.3\text{ T}$ 时, $\sigma(T)$ 首先随温度上升迅速上升达到极大值 $\sigma_{\max}$, 尔后又随温度升高而降低, 270 K 的 σ 值仍超过 $\sigma_{\max}$ 的 $1/3$, 仍没有陡降出现(图10). 当样品在磁场中重新冷却时, $\sigma(T)$ 单调上升, 不再有极大值出现. 而当样品从室温的磁无序状态在无外场存在时冷却到4.2 K, 然后在 $H=10^{-3}-10^{-2}\text{ T}$ 条件下测量磁化强度的温度依赖性时, 则在某确定的温度观察到 $\sigma(T)$ 的陡降, 相应于从磁有序向磁无序的转变(图11).

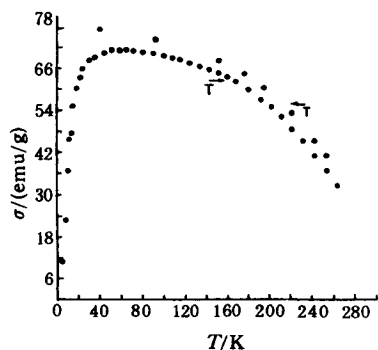


图10 $\text{Nd}_{0.27}\text{Fe}_{0.73}$ 磁化强度与温度的关系 $H=0.3\text{ T}$

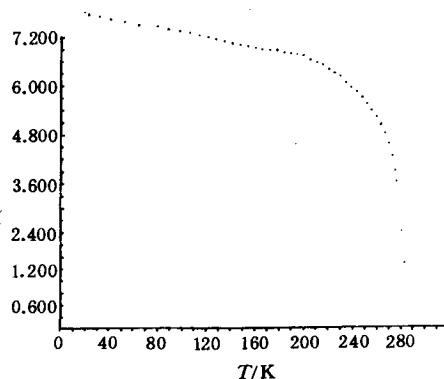


图11 $\text{Nd}_{0.27}\text{Fe}_{0.73}$ 磁化强度与温度的关系 $H \rightarrow 0$

2) 用不同方法得到的 T_c . 当用 Arrott 图测定居里温度时, 可以看到在不同温度的 σ^2-H/σ 图上只有在高 H/σ 时才呈线性关系(图12). 在 H/σ 值小时发生弯曲, 这反映了强的磁不均匀性. 由该图的线性部分外推得到的 $\sigma^2(\sigma/H \rightarrow 0)$ 值对温度 T 作图求得的 T_c 值, 反映的是高场时的磁有序转变温度.

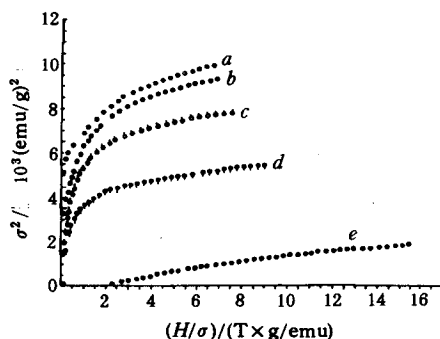


图12 $\text{Nd}_{0.33}\text{Fe}_{0.67}$ 在不同温度下的 σ^2-H/σ 关系图

a 为4.2 K; b 为24.5 K;
 c 为69.0 K; d 为143.0 K;
 e 为271.6 K

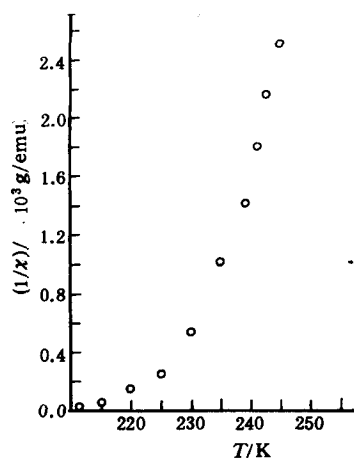


图13 $\text{Nd}_{0.33}\text{Fe}_{0.67}$ 的磁化率倒数 $1/\chi$ 与温度的关系

由磁化率 χ 测量作出其倒数随温度的变化图(图13)在 $1/\chi \rightarrow 0$ 时求出的 T_c 值, 和由穆斯堡尔谱测量导出的 T_c 值(另文发表), 均与由 $H \rightarrow 0$ 时由 $\sigma-T$ 图求出的 T_c 值十分接近(见表2).

表2 不同方法得到的 T_c /K

x	0.27	0.33	0.40
$\sigma^2(0, T) - T(\sigma^2 \rightarrow 0)$	342	300	281
$\sigma - T(H \rightarrow 0)$	278	228	208
$1/\chi - T(1/\chi \rightarrow 0)$	268	228	208
穆斯堡尔谱	273	236	213

3) T_c 与测量和求值方法有关的原因 表2中后三种测量都指出在室温下这些样品都是顺磁的, Lorentz 电子显微镜观察也证实这一点, 但 Arrott 图却得出 $x=0.27$ 的样品 T_c 高于室温. 这种情况已有报道. Pickart 等人^[14,15]发现: 用中子极化测量, Arrott 图和磁化强度陡降测得的非晶 NdFe_2 的 T_c 值从300至370 K 不等.

在零场中冷却后在 $\sigma-T$ 图上低温出现的极大值表明了这些合金的强的磁各向异性. 由于在高温时畴的取向易于调整, 所以在场中重新冷却时不再有极大值出现(图10). T_c 值与外场有关, 说明在这种合金系中作为第二类相变的磁有序转变远没有相应晶态材料那样确定, 亦即在 T_c 温度以上还会有磁的近程序存在. 这一点已为中子衍射直接证实^[4,14]. 和通常的晶态铁磁材料相反, 在非晶 RE-Fe_2 合金中, 在磁有序转变温度没有相关长度的突变, 由此推论出在合金中存在着居里温度不同的磁化原子团或称亚畴. 亚畴比通常的畴小两个数量级, 但明显大于原子间距, 在 NdFe_2 中约为5—6nm, 在 TbFe_2 中约为10nm, 它的大小受外场影响. 在非晶 GdFe_2 中, 中子小角衍射证实没有这种亚畴存在. 由于在这种合金中 Gd 原子磁矩是共线排列的, 不呈现散铁磁性, 因而亚畴的出现来源于强的局域各向异性. 按照这种模型, 在亚畴内部稀土原子大部分共线排列而各亚畴之间没有共同取向. Fe 原子的各向异性则可以忽略. 把这一模型用于本文讨论的非晶 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ 的情况, 在低场时 Arrott 图曲线明显地弯向低磁化强度方向, 表明了样品有磁不均匀性即亚畴的存在. 而由 Arrott 图的线性部分外推导出 T_c 值, 表明了高场条件下的磁有序转变温度. 由于在高场下有较大的相关长度即较大的亚畴尺寸, 为了使这种磁有序消失需要较高的热能亦即较高的温度, 因而得到的 T_c 高于用其他方法如 $\sigma(H \rightarrow 0)-T$ 图, $1/\chi-T$ 图和穆斯堡尔谱测量求出的 T_c 值.

在关于非晶 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ 膜的电阻温度效应和热稳定性的讨论中文献[6]已经指出, 即使用闪蒸法制备的样品比用其他方法有更好的成分均匀性, 仍存在着微观的化学不均匀性, 导致成分不同的原子团的存在, 它们的磁交互作用会有差异, 因而 T_c 值也不同, 这也增大了磁有序温度的分布.

4) 不同作者的 T_c 值 图14给出不同作者用不同方法制备非晶 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ 样品的 T_c 值, 显然有很大的分散性. 除样品中的杂质和气体含量不尽相同会有影响以外, 首先是因为不同的制备方法使样品有不同的近程序结构^[9], 同时也与测量方法有关. 非晶程度也会有显著影响. 为了证实这一点, 把 $x=0.33$ 的样品在高真空下和不同温度退火1h. 当退火温度低于晶化起始温度 T_i 时(图2), 退火处理对 T_c 没有影响, 当退火温度接近或高于 T_i 时会使 T_c 明显升高, 例如在300℃退火后居里温度由230 K 提高到325 K. 这时样品肯定已有部分晶化, 但由于在磁化曲线上没有其他的临界转变, 而且这一 T_c 值仍远低于晶态

NdFe_2 的 $T_c = 578 \text{ K}$ ^[15], 因而样品的主要部分仍是非晶的, 这说明少量的晶化引起了 T_c 的明显提高.

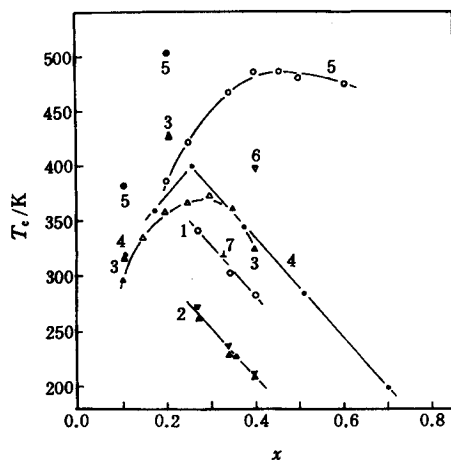


图14 居里温度与成分的关系

数据来源: 1为 Arrott 图(○), 本工作;

2为 MB 测量(▽), σ - T 测量(△), 本工作;

3为 μ - T 测量, 溅射^[3];

4为 Arrott 图, 双源电子束^[1];

5为 Arrott 图, 旋淬^[17];

6为 Arrott 图, 溅射^[5];

7为 Arrott 图^[4];

○, △为晶体; ●, ▲为非晶体

前已述及本工作与 Tailor 得到的磁化强度基本一致, 而 T_c 值有较大差异, 这反映了交换相互作用受制备条件的强烈影响, 而自发磁化强度却不受这种影响.

至于所有作者得到的非晶 Nd-Fe 合金膜的 T_c 均低于相应晶态合金的 T_c 值, 可以由交换相互作用及配位数的显著差异, 在非晶状态下缺乏磁性亚晶格适配, 随机各向异性以及结构决定的交换能涨落都引起临界温度下降来解释^[16].

四、结 论

用闪蒸法制备的非晶 $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ 薄膜具有散铁磁性的磁结构, 即 Fe 原子磁矩按铁磁性排列而 Nd 原子磁矩分布在一个张角 2θ 的扇面上. Nd 原子的有效磁矩随 Nd 含量增加而减小, 同时 2θ 角增大. Fe 原子的有效磁矩为 $1.61\mu_B$. 磁有序温度与求值方法和外场有关. $1/\chi$ - T 图, $\sigma(H \rightarrow 0)$ - T 图及穆斯堡尔谱测量得到的 T_c 一致并与 Lorentz 电子显微镜观察结果相符, 而 Arrott 图则导出较高的 T_c 值.

合金中存在有磁的不均匀性, 铁磁-顺磁转变会在一个温度区间内发生, 这表明了合金中存在有居里温度不同的磁性原子团. 用闪蒸法制备的样品比双源蒸镀的样品有更高的局域各向异性. 它们的居里温度即交换相互作用, 而不是自发磁化强度, 受制备条件的强烈影响.

- [1] R. C. Tailor, T. R. McGuire, J. M. D. Coey, A. Gunglee, *J. Appl. Phys.*, **49**(1978), 2885.
- [2] D. S. Dai, R. Y. Fang, *J. Appl. Phys.*, **57**(1985), 3589.
- [3] K. Fukamichi, K. Shirakawa and Y. Satoh, *J. Magn. Magn. Mat.*, **54-57**(1986), 231.
- [4] J. S. Pickart, *Phys. Lett.*, **95A**(1983), 397.
- [5] T. Susuki, *J. Magn. Magn. Mat.*, **54-57**(1986), 1407.
- [6] 吕曼祺, A. Wagendristel, *物理学报*, **42**(1993), 840.
- [7] J. G. Wright, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-12**(1976), 95.
- [8] K. Moorjani and J. M. D. Coey, *Magnetic Glasses*(Elsevier, Amsterdam, 1984), p. 283.
- [9] S. S. Nandra and P. J. Grundy, *J. Phys. F*, **7**(1977), 207.
- [10] L. J. Tao, *Sol. State Commun.*, **13**(1973), 1491.
- [11] W. Felsch, *Z. Phys.*, **219**(1969), 280.
- [12] W. Felsch, *Z. Angew. Phys. ica*, **29**(1970), 217.
- [13] K. Moorjani and J. M. D. Coey, *Magnetic Glasses*(Elsevier, Amsterdam, 1984), p. 270.

- [14] J. S. Pickart and S. Hasanain, *J. Magn. Magn. Mat.*, **58**(1986),83.
- [15] C. Maer, F. Hartmann-Boutron, Y. Gros, Y. Berthier and J. L. Buevoz, *J. Phys.*, **42**(1981),605.
- [16] K. Handrich and S. Kobe, *Amorphe Ferro-und Ferrimagnetika* (Akademie Verlag, Berlin, 1980),p.132.
- [17] T. Miyazaki, X. B. Yang and K. Takakura, *J. Magn. Magn. Mat.*, **60**(1986),211.

MAGNETIC PROPERTIES OF AMORPHOUS $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ FILMS

LÜ MAN-QI

*State Key Laboratory of Rapidly Solidified and Non-equilibrium Alloys, International Centre for Materials Physics,
Academia Sinica, Shenyang 110015*

M. REISSNER W. STEINER A. WAGENDRISTEL

Institute for Applied Physics, Technical University Vienna, A-1040, Vienna, Austria

(Received 3 September 1992)

ABSTRACT

The magnetic properties are reported for amorphous $\text{Nd}_x\text{Fe}_{1-x}$ films prepared by flash evaporation at 77K. The result indicates that Nd is nearly random distributed with a small net moment parallel to the Fe moments which possesses a ferromagnetic alignment. The distribution angle of the Nd-atomic moments increases slightly with increasing x . The ordering temperature T_c is dependent on applied field and the values of T_c from Arrott-plot or other evaluation methods are different. This can be attributed to existence of clusters with different T_c in the film. The exchange interaction, but not the spontaneous magnetisation, is strongly influenced by the preparation conditions.

PACC: 7550K, 7570