

非晶态微观磁性的涨落和磁结构

林肇华

(福建师范大学物理系)

一、非晶态结构对微观磁性的影响

非晶态原子排列结构的长程无序性导致宏观物理量存在涨落分布。

在非晶态固体中,各处原子(或离子)的元磁矩大小即使在绝对零度下也是不等的。元磁矩大小的涨落分布可以通过核磁共振技术或 Mössbauer 谱学技术测量超精细场 H_{hf} 进行研究。图 1 示出了一些非晶态固体在远低于磁有序温度的超精细场分布 $P(H_{hf})$,它反映了绝对零度的固体中元磁矩大小的分布。

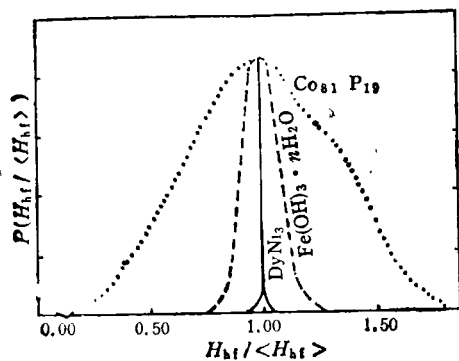


图 1 非晶态 $DyNi_3$ 合金中 $^{161}Dy^{3+}$, 非晶态 $Fe(OH)_3 \cdot nH_2O$ 中 $^{57}Fe^{2+}$, 以及非晶态 $Co_{81}P_{19}$ 合金中 $^{59}Co^{3+}$ 的超精细场分布

稀土原子或离子的元磁矩是 4f 未充满壳层电子贡献的。由于有外层 5d 和 6s 电子屏蔽,这些元磁矩大小受周围原子和电子的影响很小,因而涨落很小。如图 1 中,非晶态 $DyNi_3$ 合金中的 Dy 原子超精细场的分布曲线很窄。

3d 过渡金属原子或离子的元磁矩主要是 3d 未充满壳层电子贡献的。由于没有外层电子屏蔽,这些元磁矩大小易受周围原子和电子的

影响。非晶态 3d 过渡金属合金中,3d 电子并不完全局域,而且各处原子的近邻原子种类、数目和间距不同,因而 3d 原子元磁矩大小有一个很宽幅度的涨落分布,例如图 1 中,非晶态 $Co_{81}P_{19}$ 合金的 Co 原子的超精细场具有宽的分布。但是,对于非晶态 3d 过渡金属离子绝缘体,3d 电子基本上是局域的,元磁矩基本上是 Heisenberg 局域磁矩,受近邻离子的影响较小,涨落也较小,例如图 1 中,非晶态 $Fe(OH)_3 \cdot nH_2O$ 的 Fe^{3+} 离子的超精细场分布曲线比较窄。

非晶态固体中,元磁矩之间的交换作用也存在涨落分布。金属合金中的交换作用或者是巡游电子的直接交换作用,或者是 RKKY 间接交换作用。它们都被认为是各向同性的,相应的哈密顿量形式为

$$\mathcal{H} = - \sum A(r_{ij}) J_i \cdot J_j, \quad (1)$$

其中 J_i 和 J_j 分别表示第 i 和第 j 元磁矩的原子(或离子)电子的总角动量, A_{ij} 是它们之间的交换作用积分。离子性绝缘体中,元磁矩间的交换作用主要是通过非磁性离子的超交换作用。它不仅与元磁矩的间距有关,而且还与原子的键角有关。非晶态固体中各处原子的近邻原子类型、数目、间距和键角的不同,将使其元磁矩间的交换作用积分 A 的大小甚至符号都可能有所不同。

若非晶态固体中的元磁矩间交换耦合不都是正耦合 ($A > 0$, 即铁磁性耦合),而是负耦合 ($A < 0$, 即反铁磁性耦合),或者正负交换耦合都存在,那么可形成元磁矩之间不同的相对排列。这可能降低磁有序温度,甚至在非晶态固体中产生非共线的散磁性磁结

构。

如果用各处的局域分子场 H_m 来等效描述元磁矩受到的总的交换作用, 则非晶态固体中的局域分子场 H_m 不仅在大小上, 而且还可能在取向上存在一个分布。

直接测量 A 或 H_m 的分布是有困难的。对于铁磁性的非晶态固体, 可以根据磁化强度的温度曲线 $M(T)$ 形状推算出 H_m 的分布宽度^[4]。当然, 详细分析非晶态固体的超精细场分布 $P(H_{hf})$ 随温度的变化, 也可能给出更多的信息。不过, 在这个问题上最有效的研究可能是利用计算机进行模拟^[5]。

非晶态固体中, 各元磁矩处的局域库仑场是不一致的和无规分布的, 因而各处的局域各向异性的大小和取向是不同的、无规的。顺便指出, 晶体中由于其原子排列的长程有序性, 各处局域库仑场是一致的, 即所谓的晶场。晶场的各向异性导致了晶体宏观磁性的各向异性, 这就是磁晶各向异性。非晶态情况下不存在一致的局域库仑场。不过, 我们仍可借用晶体的晶场术语, 称这些局域库仑场为局域“晶场”。R. W. Cochrance 等人^[6]在无规密堆结构模型的基础上定义了每个原子处局域晶场的易轴。R. Harris 等人在处理各处局域各向异性影响时, 利用了下面简单的哈密顿量模型^[7]:

$$\mathcal{H} = - \sum_i D_i J_{iz}^2 - \sum_{ij} A(r_{ij}) \mathbf{J}_i \cdot \mathbf{J}_j, \quad (2)$$

其中第一项反映了各处局域晶场对元磁矩的各向异性的作用, D_i 是局域各向异性常数, J_{iz} 是 i 元磁矩的原子角动量 \mathbf{J}_i 沿该处局域各向异性易轴方向 z_i 的分量。非晶态固体中 z_i 取向是无规分布的。按照 D_i 的符号, 各处的局域各向异性理应可以是易轴的, 也可以是易平面的。但是, 实际上由于非晶态固体中局域晶场的低对称性, 即使 D_i 为负, 局域各向异性也只有一个易轴方向。

过渡金属磁性原子或离子由于其 3d 电子轨道的冻结效应, 元磁矩对总磁矩的贡献主要是自旋磁矩, 元磁矩受到的作用倾向于以交换作用为主。稀土原子或离子则不然, 其元磁矩

对总磁矩的贡献是包括 4f 电子的自旋磁矩和轨道磁矩的。非 S 态稀土元素的 4f 电子轨道-晶场耦合很强, 而元磁矩间交换作用因外层电子的屏蔽相对较弱, 因此非 S 态稀土元磁矩所受的作用是以局域晶场作用为主。

交换作用和局域晶场作用共同决定非晶态固体中元磁矩的取向分布。元磁矩的相对取向是很难测定的。不过, 总的讲来, 我们可以根据磁化曲线 $M(H)$ 以及平均元磁矩大小, 辨认出非晶态固体中元磁矩是平行的铁磁性排列, 还是非共线的散铁磁性排列。进一步的元磁矩取向分布, 可以根据非晶态固体的 Mössbauer 跃迁几率得出的 $\langle \sin^2 \theta \rangle$ 而得到^[8]。 θ 是 Mössbauer 实验中 γ 射线与元磁矩间的夹角。由中子衍射实验测定的平均自旋相干函数 $G(r) = \langle \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j \rangle$, 也包含有自旋(磁矩)的位置和取向分布的信息^[9]。

二、非晶态单磁网络磁结构

非晶态固体中的磁结构与晶态的类似, 可具有一个或几个磁网络。所谓的磁网络, 指的是固体中具有相同或类似的磁相互作用的一组元磁矩群。每一磁网络常常简单地是同种成分的原子网络。但是, 有时一个磁网络也可能包含两种或多种磁相互作用没有本质区别的原子, 例如非晶态 $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$ 合金的 Fe 和 Ni 的元磁矩可以认为是同属一个磁网络。

表 1 列出了四种可能的非晶态单磁网络磁结构。表中 \mathbf{J}_i 表示 i 原子角动量 \mathbf{J}_i 对热运动的统计平均值 (也可说是对时间的平均值)。 $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{J}_j$ 表示低于磁有序温度的某温度下距离为 r_{ij} 的原子角动量相干性, 它反映了角动量 (及元磁矩) 相对取向分布。 $\langle \mathbf{J}_i \cdot \mathbf{J}_j \rangle$ 是距离为 r_{ij} 的所有原子角动量对的相干性平均值, 也称为角动量相干函数, 记为 $G(r_{ij})$ 。它反映角动量对取向的径向分布。若 $G(r_{ij}) \equiv 0$, 则没有自发磁化现象, 因而也无磁畴存在。反之, 若 $G(r_{ij}) \neq 0$, 则有自发磁化现象和存在磁畴。由表 1 可见, 散反铁磁性的非晶态固体中元磁

表 1 非晶态单磁网络磁结构

类型	\bar{j}_i	$J_i \cdot J_j$	$\langle \bar{j}_i \cdot \bar{j}_j \rangle$	ψ^*	非晶态固体例子	
铁磁性 (ferromagnetism)	$\bar{j}_i \wedge \bar{j}_j \approx 0$	$= \bar{j}_i^2$	$= \bar{j}_i^2$	$= \phi_0$	A为主	TM-Me 合金, TM_1 - TM_2 合金 LuTe ₂ , LaFe ₂ , FeF ₂ , Gd ₄ Au, Y-Ni
		平行排列	自发磁化 净磁矩 $\neq 0$		D为主	—
反铁磁性 (antiferromagnetism)	$\bar{j}_i \wedge \bar{j}_j \approx 0$	$= \pm \bar{j}_i^2$	$= g \bar{j}_i^2$	$= \pm \phi_0$	—	
平行或反平行排列		$g = (-1, 1)$	自发磁化 净磁矩 $= 0$			
散铁磁性 (asperromagnetism)	$\bar{j}_i \wedge \bar{j}_j \approx 0$	$= (-\bar{j}_i^2, \bar{j}_i^2)$	$= (0, \bar{j}_i^2)$	$\frac{P(\psi)^{**}}{\sin \psi} = f(\psi)$	A为主	GdAg, GdAl ₂ , YFe ₃ (正负A不对称分布)
		空间分布	自发磁化 净磁矩 $\neq 0$		D为主	DyNi ₃ , TbAg, DyCu
散反铁磁性 (sperromagnetism)	$\bar{j}_i \wedge \bar{j}_j \approx 0$	$= (-\bar{j}_i^2, \bar{j}_i^2)$	$= 0$	$\frac{P(\psi)}{\sin \psi} = C$	A为主	Fe(OH) ₃ · nH ₂ O (负超交换作用) YFe ₃ (宽的正负A对称分布)
		空间分布	无自发磁化		D为主	一些非S态稀土合金

* ψ 表示元磁矩相对某空间方向夹角。
** $P(\psi)$ 是相对某空间方向夹角为 ψ 的元磁矩几率。

矩取向分布是各向同性的，所以没有自发磁化现象，不存在磁畴。铁磁性和散反铁磁性的非晶态固体中，元磁矩取向分布是各向异性的，因而有自发磁化和磁畴存在。迄今还没有观察到反铁磁性的非晶态固体。A. W. Simpson 指出^[10]，非晶态无序的原子排列结构决定了不可能把原子恒定地分成两个规则的原子群，因此非晶态固体不可能在大于几个原子间距的范围内建立起反铁磁性的磁有序结构。

图 2 示出了具有不同磁结构的非晶态固体的特征性磁化曲线。铁磁性非晶态固体在较低磁场下即完成了磁畴的技术磁化过程，达到饱和和磁化之后只有微弱的克服元磁矩热运动的顺磁磁化过程。磁化曲线在低磁场处存在一个急剧的拐点，如图 2 中的非晶态 YCo₃ 合金曲线。散铁磁性非晶态固体在低磁场范围主要是磁畴的技术磁化过程，而磁场较高时，则是克服交换作用和局域各向异性的元磁矩转向磁化过程。磁化曲线有较大的缓慢的拐弯膝点，物体饱和磁化比较困难，如图 2 中的非晶态 YFe₃ 和 DyNi₃ 合金曲线。散反铁磁性非晶态固体不存在磁畴，磁化只有元磁矩的转向过程，磁化曲线

物理

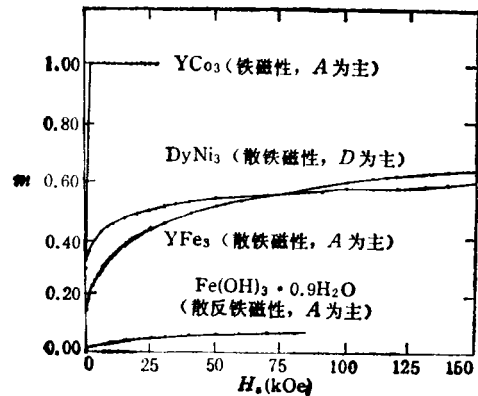


图 2 若干非晶态固体在 4.2K (远低于磁有序温度) 的典型的约化磁化曲线^[11]
 $m = 1$ 相应于所有元磁矩都平行排列状态

一开始就是非常缓慢地上升，约化磁化曲线最低，如图 2 中的非晶态 Fe(OH)₃ · 0.9 H₂O 曲线。

非晶态单磁网络磁结构系统的哈密顿量如 (2) 式所示。

对于 $|A| \gg |D|$ ，即交换作用为主的非晶态固体，根据交换作用的具体情况，元磁矩可以有三种排列状态：(1) 若 A 主要是正的，则具

有共线的铁磁性磁结构。大部分非晶态磁性材料,包括具有局域磁矩的非晶态合金(如 $Gd_4Au^{[11]}$),和非晶态离子性绝缘体(如 $FeF_2^{[12]}$)以及巡游电子型的非晶态金属和合金(如所有的过渡金属-类金属和过渡金属-过渡金属以及 $Y-Ni$ 等非晶态合金),都是铁磁性的。由于非晶态固体宏观上是各向同性的均匀连续系统,因而这些非晶态材料都是很好的软磁材料。顺便指出, FeF_2 是一个原子排列结构对磁结构有明显影响的典型例子^[12]。非晶态的 FeF_2 是铁磁性的,其居里温度 $T_c = 21K$,而晶态的 FeF_2 则是反铁磁性的,其奈耳温度 $T_N = 80K$ 。(2)若 A 是负的超交换作用积分,则非晶态固体可能出现散反铁磁性磁结构。这是因为非晶态情况下原子间距和键角各处是不同的,使得各元磁矩可能受到不同的负的超交换作用的共同作用。其微观机制与 $(Co_xZn_{1-x})Fe_2O_4$ 的完全一样,具有无规的斜自旋结构^[13]。一些非晶态聚合物中的富 Fe 原子团^[14]和铁锰球核^[15]业已证明具有散反铁磁性磁结构。此外,非晶态的 Fe 的氧化物^[16]以及许多含有过渡金属氧化物的玻璃^[17]也都可能是散反铁磁性系统。它们在 $T \sim 0K$ 时具有线性磁化曲线,并且 Curie-Weiss 曲线具有负的温度截距。(3)若非晶态固体中同时存在正的和负的交换耦合(如具有 RKKY 作用的金属和合金),则也将出现散磁性磁结构。对这类现象大多是利用正负交换作用呈对称性高斯分布的 Edwards-Anderson 模型进行讨论。当交换作用分布函数 $P(A)$ 相对 $A = 0$ 对称时,元磁矩将各向同性地无规分布在各个方向上,非晶态固体因而具有散反铁磁性磁结构。非晶态 YFe_3 合金也许是这样的固体。Mössbauer 谱研究表明,非晶态 YFe_3 合金即使在 70 kOe 的强磁场下仍保持非共线的元磁矩排列^[18]。同时,尽管每个 Fe 原子磁矩为 $1.7\mu_B$,但在 4.2K 温度和 10kOe 磁场下,仍只有相当于每 Fe 原子平均为 $0.5\mu_B$ 的磁化强度^[18]。这些实验事实表明,其元磁矩基本呈散反铁磁性排列。当交换作用分布 $P(A)$ 相对 $A = 0$ 是非对称时,非晶态固体将出现散铁磁性磁结

构。例如,非晶态 YFe_3 合金即使在高达 150 kOe 磁场下仍不能完全饱和磁化,但它具有自发磁化强度,磁冻结温度 $T_f = 90K$ 。此外,非晶态 $GdAg^{[19]}$ 和 $GdAl_2^{[20]}$ 合金也是这类散铁磁性物体,其交换作用具有宽的非对称分布。

对于 $|A| \leq |D|$,即局域晶场作用较强的非晶态固体,可能出现散磁性结构,其元磁矩沿着各处无规分布的局域易轴方向上。不过,即使各向异性大大超过交换作用,交换作用对于基态磁结构仍然起着重要作用。例如,小的然而正是正的交换作用,将使元磁矩取与近邻元磁矩较一致的易轴方向,从而非晶态固体中元磁矩都处于半球立体角内的各个方向上。随着交换作用 A 的增大,这个半球立体角将变窄而成为愈来愈小的立体锥角。必须指出,以局域各向异性为主的散铁磁性和以交换作用为主的散铁磁性是有所不同的。它具有如下特点:(1) Curie-Weiss 曲线具有正的温度截距;(2) 矫顽力非常高;(3) $T \sim 0K$ 的磁化曲线很容易达到半饱和磁化强度(见图 2 的非晶态 $DyNi_3$ 曲线),这相当于磁畴技术磁化过程完成,各磁畴净磁矩都平行于外场,而半球立体角内 $\overline{\mu \cos \varphi} = \frac{1}{2} \mu$;(4) 当磁化强度超过半饱

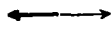
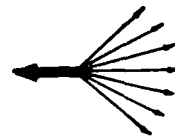

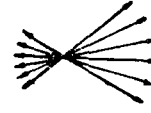

和磁化强度值后,随磁场的增大曲线变化将十分缓慢。此外,强的局域各向异性还可能与主要是负的交换作用结合,或者与宽的交换作用分布结合,产生散反铁磁性元磁矩排列。一些非 S 态稀土非晶态合金可能是属于这一类磁结构,它们要达到半饱和磁化状态需要相当于交换场数量级的磁化场。

三、非晶态双磁网络磁结构

具有两个不同磁网络的非晶态固体的有关哈密顿量一般可表达为

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & - \sum_i D_i J_{iz}^2 - \sum_j D_j J_{jz}^2 \\ & - \sum_{ii'} A_{ii'} J_i \cdot J_{i'} - \sum_{jj'} A_{jj'} J_j \cdot J_{j'} \end{aligned}$$

表 2 非晶态双磁网络磁结构

类 型	元磁矩取向分布示意图		非 晶 态 合 金
亚 铁 磁 性		D_j 弱	GdCo ₃ GdFe ₂
		D_i 强	DyCo ₃
散 亚 铁 磁 性		D_i 强	NdCo ₃
		D_i 强	TbFe ₂ Dy-Fe
		D_i 强	Nb-Fe

$$- \sum_{ii'} A_{ij} J_i \cdot J_j, \quad (3)$$

其中 i 和 i' 脚标表示同一个磁网络, j 和 j' 表示另一个磁网络. 对于稀土-过渡金属的非晶态合金, 考虑到过渡金属电子轨道晶场冻结效应, 以及通常过渡金属的 D 和稀土元磁矩间的 A 较弱可略, 则 (3) 式可以简化为

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & - \sum_i D_i J_{iz}^2 - \sum_{ii'} A_{ii'} S_i \cdot S_j \\ & - \sum_{ii'} A_{ij} S_i \cdot J_j, \end{aligned} \quad (4)$$

这里 i 和 j 分别表示过渡金属和稀土的磁网络, S_i 是过渡金属原子的总自旋角动量. 过渡金属元磁矩间的 $A_{ii'}$ 是主要的交换作用, 决定过渡金属磁网络的元磁矩排列状态. 而过渡金属与稀土元磁矩之间的 A_{ij} 和稀土局域各向异性 D_i 较弱, 它们共同决定稀土磁网络的元磁矩

排列.

表 2 示出非晶态固体可能有的双磁网络磁结构. 它们可以是亚铁磁性或某种散亚铁磁性 (sperimagnetism) 磁结构. 所谓散亚铁磁性磁结构, 指的是至少有一个磁网络元磁矩取向是非共线无规分布的、磁矩不彼此抵消的两个磁网络的磁结构. 由表 2 可见, 可以有四种散亚铁磁性磁结构¹⁾.

1) 表 2 列出的四种散亚铁磁性之中的 II 和 IV 两种磁结构, 国内有人把它们归于“散铁磁性”. 但是, 考虑到这四种磁结构在国际文献上一直统称为 sperimagnetism [参见 J. M. D. Coey, *J. Appl. Phys.*, **49-3**(1978), 1646; K. moorjani et al., *Magnetic Glasses*, Elsevier, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo, (1984)], 本文仍将此四种磁结构统一译为散亚铁磁性. 本文强调, 散铁磁性磁结构只具有一个磁网络; 散亚铁磁性磁结构则具有两个磁相互作用性质不同的, 其中至少有一磁网络的元磁矩是非共线分布的磁网络, 它们磁矩不彼此抵消.

对于 $|A_{ij}| > |A_{ij}| \gg |D_j|$ (即稀土原子局域各向异性很小从而可以忽略的非晶态合金), 具有什么样磁结构, 要视具体的 A_{ij} 和 A_{ij} 符号而定. 原则上可以是亚铁磁性的, 也可以是某种散亚铁磁性的. 由于 Co 元磁矩之间具有强而正的交换作用, 在稀土-Co 非晶态合金中 Co 磁网络元磁矩一般仍保持平行排列状态. 非晶态 GdCo₃ 合金中^[19], s 态的 Gd 原子元磁矩通过弱的 A_{Co-Gd} 交换作用而与 Co 元磁矩反平行耦合, 呈亚铁磁性磁结构, 其抵消点为 350K. Fe 原子元磁矩间的正交换作用较弱, 在非晶态稀土-Fe 合金中 Fe 磁网络的元磁矩可以呈散磁性排列状态. 但是在非晶态 GdFe₃ 合金中^[19, 10], Fe-Gd 的负交换作用有助于稳定 Fe 元磁矩间的铁磁性耦合, 从而使合金处于亚铁磁性的磁有序状态.

对于 $|A_{ij}| > |A_{ij}| \sim |D_j|$, (即稀土原子局域各向异性较强的非晶态合金), 稀土元磁矩的取向将由无规分布的局域各向异性 and 交换作用共同决定. 非 s 态稀土-过渡金属合金常常是这种情况. 这些合金中尽管交换作用性质基本没有变化, 然而根据洪德定则, 轻稀土和重稀土磁网络的净磁矩方向是相反的. 例如, 非晶态 NdCo₃ 合金中, 轻稀土 Nd 磁网络净磁矩和 Co 磁网络磁矩平行, 而非晶态 DyCo₃ 合金中重稀土 Dy 磁网络净磁矩则与 Co 的磁矩反平行. 由 ¹⁶¹Dy 的电四极矩作用可以明显看出原子局域晶场方向和 Dy 元磁矩之间存在强的相关性^[12]. 非晶状态下局域晶场的无规分布, 使得 Dy 元磁矩取向在一个立体锥角内无规分布, 如图 3(c) 所示. 这是一种类型的散亚铁磁性磁结构. 利用这样磁结构可定性地解释非晶态 DyCo₃ 合金的 Mössbauer 谱线和磁化强度具有抵消点等的实验事实^[12]. 非晶态 NdCo₃ 合金没有抵消现象, 它是另一类型的散亚铁磁性, 见图 3(a). 非晶态稀土-Ni 合金的磁结构大致类似于非晶态稀土-Co 合金, 其 Ni 磁网络的元磁矩也是彼此平行排列. 非晶态稀土-Fe 合金的情况则比较复杂. 例如非晶态 TbFe₃ 合金中, Fe 元磁矩和 Tb 元磁矩的

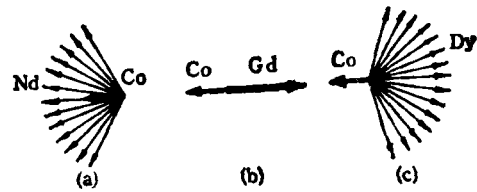


图3 非晶态 Nd-Co, Gd-Co 和 Dy-Co 合金的元磁矩取向分布示意图^[17, 19, 20]

取向似乎都是非共线的无规分布. Fe 磁网络元磁矩的这种非共线分布在非晶态 Nd-Fe 和 Dy-Fe 合金中也存在. 所以, 非晶态稀土-Fe 合金可能出现表 2 中另两种类型的散亚铁磁性磁结构.

非晶态固体原子排列结构的长程无序性对其微观磁性及磁结构的影响, 一直是一个令人感兴趣的研究课题, 因为只有正确了解非晶态固体内微观磁性涨落和其所特有的具体磁结构, 才可能正确理解和阐明它们的许多独特的物理行为如内禀磁性、技术磁性、低温电子输运现象等. 然而, 这方面的研究仍然是十分初步的, 有待于进一步深入.

[1] R. Arrese-Boggiano et al., *J. Physique*, **37**(1976), C6, 771.
 [2] J. M. D. Coey et al., *Nature*, **246**(1973), 476.
 [3] K. Raj et al., *AIP Conf. Proc.*, **31**(1976), 390.
 [4] K. Handrich, *Phys. Stat. Sol.*, **32**(1969), K55.
 [5] D. Sherrington et al., *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 1792.
 [6] R. W. Cochrance et al., *J. Non-Cryst. Sol.*, **15**(1974), 239.
 [7] R. Harris et al., *Phys. Rev. Lett.*, **31**(1973), 160.
 [8] D. W. Forrester et al., in *Amorphous Magnetism II*, eds. R. A. Levy and R. Hasegawa, Plenum, (1977), 135.
 [9] J. J. Rhyne, in: *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, eds. K. A. Gschneider and L. Eyring, North Holland, (1977), Chap. 16.
 [10] A. W. Simpson, *Wiss. Z. Tech. Univ. Dresden*, **28**(1974), 1027.
 [11] S. J. Poon et al., *Phys. Rev. B*, **18**(1977), 316.
 [12] F. J. Litterst, *J. Physique*, **36**(1975), L197.
 [13] G. A. Petitt et al., *Phys. Rev. B*, **4**(1971), 3912.
 [14] C. T. Meyer, *J. Physique*, **37**(1976), C6, 777.
 [15] J. M. D. Coey et al., *Physica*, **86-88** (1977), 823.
 [16] A. W. Simpson et al., *J. Appl. Phys.*, **42**(1971), 2181.
 [17] T. Egami et al., *J. Phys. C*, **5**(1972), L261.
 [18] J. J. Rhyne et al., *Phys. Rev. B*, **10**(1974), 4672.
 [19] P. Chaudheri et al., *IBM J. Res. Dev.*, **17**(1973), 66.
 [20] G. S. Cargill, *AIP Conf. Proc.*, **24**(1975), 564.