

非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 合金的 磁性、电性和晶化

沈保根 詹文山 赵见高

(中国科学院物理研究所)

陈 金 昌

(北京师范学院物理系)

1985 年 8 月 19 日收到

提 要

本文研究了部分 B 元素替代 Fe 对非晶态 FeZr 基合金磁性、电性和晶化的影响,并与非晶态 FeB 合金作了比较. 解释了样品中每个 FeZr 原子的平均磁矩 $\bar{\mu}_{\text{FeZr}}$ 和居里温度 T_c 随 B 含量 x 的增加而增加的原因,讨论了在不同的温区样品中可能存在的散射机制对电阻率的贡献以及影响晶化温度的因素.

一、引 言

Ohnuma 等人^[1]曾从应用的角度对非晶态 FeZrB 合金的磁化强度、居里温度和晶化温度等作了仔细的测量和研究. 我们也研究过 Zr 元素对 FeB 基非晶态合金磁性的影响^[2], 计算出在非晶态 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Zr}_x)_{84.5}\text{B}_{15.5}$ 合金中 Fe 具有 $2.02 \mu_B$, 而 Zr 原子具有 $-3.48 \mu_B$ 与 Fe 原子磁矩成反铁磁耦合; 居里温度 T_c 随 Zr 含量的增加以 $dT_c/dx = -20.1\text{K/at}\% \text{Zr}$ 的速度下降. 在非晶态 FeZr 合金中,低温区呈现出类自旋玻璃的现象^[3],在居里温度以下出现典型的因瓦特性^[4,5]以及低温电阻率反常^[6,7]等性质,引起人们的很大兴趣. 这些合金的磁性和 Mössbauer 谱等方面的工作也已有详细报道. 另一方面,非晶态 FeB 合金的磁性、电性和热稳定性等已被广泛地研究. 本文研究非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 合金的磁性、电性和热稳定性,并与非晶态 $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$ 合金的结果作比较,讨论用适量的 B 替代 Fe 对非晶态 FeZr 基合金磁矩、居里温度、电阻率的温度关系和晶化温度等性能的影响.

二、实 验

非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ ($x = 0, 4, 10, 16$) 合金是用真空单辊急冷装置在氩气氛中制备的,薄带厚度为 $20-30 \mu\text{m}$, 宽为 $1-2 \text{mm}$. X 射线衍射鉴定样品为非晶态结构.

用提拉样品磁强计测量了 1.5K 下样品的磁化曲线以及 $X = 0$ 样品在磁场 $H = 45$

Oe 下的热磁曲线。测量过程用 HP-85 微处理机自动控制,磁矩的测量精度为 3×10^{-4} cmu, 温度用碳电阻测量,控温精度为 ± 0.2 K, 测量磁化曲线使用的超导场为 0—65 KOe.

样品在 $H = 12$ KOe 磁场下的磁化强度与温度的关系是用 MB-2 型磁天平测量得到的,测量温区为 77—1150 K, 升温速率为 10 K/min, 测量的相对精度为 1%.

样品的居里温度 T_c 是由磁天平测量的热磁曲线以及弱场磁化率与温度关系的 Hopkinson 效应来确定的。后者采用交流互感桥法测量^[8], 交变磁场强度约为 0.75 Oe, 温度用镍铬-镍硅电偶测量, 用纯 Ni 样品的居里温度来校准测温精度, 其误差为 ± 1 K. 为了防止样品的氧化, 测量是在氩气氛下进行的。

用四端引线法测定样品的电阻率与温度的关系。高低温区的测量范围分别为 4.2—300 K 及 300—950 K, 相应的测温电偶分别是金铁-镍铬及镍铬-镍硅。升温速率在 300 K 以下时为 0.5—1 K/min, 在 300 K 以上时为 2 K/min. 实验过程中, 样品通有约 3mA 电流, 用数字电压表检测电压, 分辨率为 $0.2 \mu\text{V}$. 为抵消接触电势的影响, 所有实验点都采用正反向电流下的电压读数取平均值。高温测量在氩气中进行。

用 CDR-1 型差动热分析仪 (DSC) 测量了样品的比热曲线, 升温速率为 10 K/min. 用比热曲线的晶化放热峰开始上升处确定为样品的晶化温度, 并测量了 $X = 0$ 样品的表观晶化激活能。

三、结果与讨论

1. 磁性

(1) 磁矩 非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 合金在 1.5 K 下测量的磁化曲线表明, 样品的高场磁化率不是一个常数, 因此, 用高场磁化曲线外推到 $H = 0$ 时得到的自发磁化强度会有较大的误差。我们用 $H = 60$ kOe 时样品的饱和磁化强度 $\sigma_s(1.5)$ 近似地代替自发磁化强度 $\sigma(0)$ 来计算样品的磁矩。样品中每个原子的平均磁矩 $\bar{\mu}$ 可表示为

$$\bar{\mu} = \frac{\sigma(0)M}{N\mu_B}, \quad (1)$$

其中 M 为分子量, N 为阿伏伽德罗数, μ_B 为玻尔磁子。由 (1) 式计算出的平均磁矩 $\bar{\mu}$ 与 B 含量 X 的关系示于图 1. 由于 B 对磁性没有贡献, 则得到样品中每个 FeZr 原子的平均磁矩 $\bar{\mu}_{\text{FeZr}}$ 从 $X = 0$ 时的 $1.48 \mu_B$ 增加到 $X = 16$ 时的 $1.67 \mu_B$, 如图 1 和表 1 所示。对非晶态 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Zr}_x)_{84.5}\text{B}_{15.5}$ 合金的研究表明, 合金中的每个 FeZr 原子的平均磁矩随 Zr 含量的增加而下降, 其原因之一是由于 Fe 和 Zr 原子的磁矩成反平行耦合^[2]。对非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ ($X \leq 16$) 合金来说, 这种反平行耦合的因素也是存在的, 但由于这一系列中 Zr 原子的含量不变, Fe 原子的比例随 X 增加而下降, 如果只考虑这种反平行耦合的因素, 则会得出 $\bar{\mu}_{\text{FeZr}}$ 随 B 含量 X 的增加而下降的结论, 显然这与实验结果是矛盾的 (见图 1). 在非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 合金中, 随 B 含量的减少, 平均每个 Fe 原子的磁矩下降, 这与非晶态 FeCoZr 和 FeNiZr 合金中富 Fe 区的结果^[9,10]相类似, 而非晶态 $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$ 合金^[11]中 $\bar{\mu}_{\text{Fe}}$ 随 B 含量的变化相反, 如图 1 所示。Hiroyoshi 等人^[3]认为在非晶态 FeZr 合金中存在着贫 Fe 和富 Fe 两种 Fe 原子自旋团, 它们的磁矩分别是平行和反平行排列的。我

表 1 非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 合金的每个 FeZr 原子的平均磁矩、居里温度和晶化温度

x	$\bar{\mu}_{\text{FeZr}}$ (μ_{B})	T_c' (K)	T_c (K)	$T_{\text{cr}}^{\text{D}1)}$ (K)	$T_{\text{cr}}^{\text{M}1)}$ (K)	$T_{\text{cr}}^{\text{R}2)}$ (K)
0	1.48	281	232	770	770	753
4	1.53	341	300	843	850	835
10	1.60	383	349	847	/	/
16	1.67	415	397	829	/	/

1) 升温速率 10 K/min; 2) 升温速率 2 K/min.

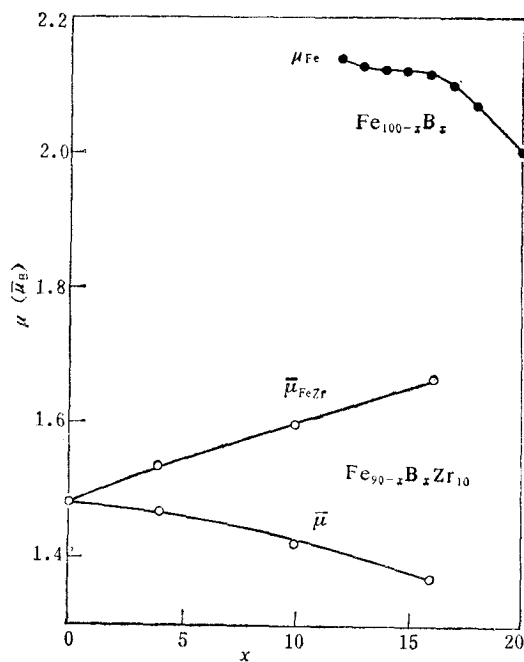
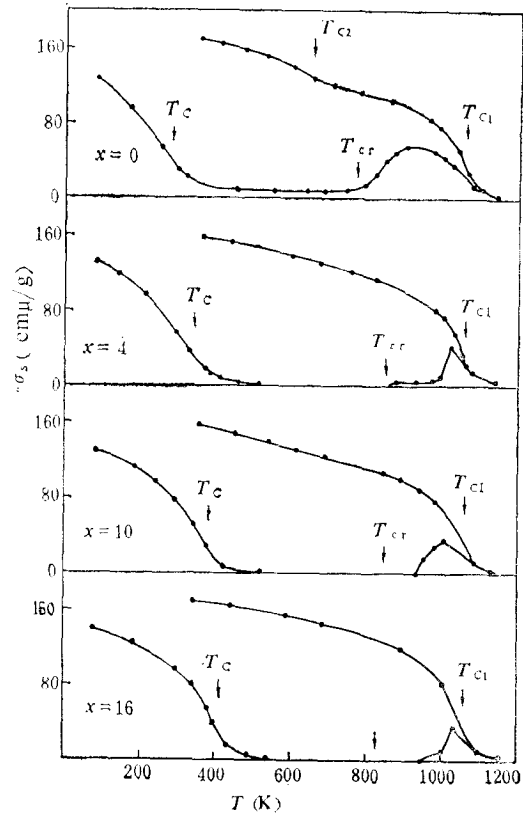
图 1 原子的平均磁矩 $\bar{\mu}$ 或 $\bar{\mu}_{\text{Fe}}$ 与 B 含量 x 的关系● 为 $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$; ○ 为 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 

图 2

们认为,这两种原子团与晶态 FeNi 因合金中存在的体心立方和面心立方两种原胞是相似的。正是由于这种自旋反平行排列的富 Fe 的原子团的存在,使每个 Fe 原子的平均磁矩下降。用这种观点可解释非晶态 FeCoZr 合金中平均磁矩随成分的变化^[10]。在非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 合金中每个 Fe 原子的平均磁矩随 x 的减少而下降也可认为是这种富 Fe 的原子团的存在所致。

(2) 居里温度 图 2 表示非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 合金在 12 kOe 磁场下的磁化强度 σ_s 与温度 T 的关系。根据平均分子场理论,在 $T \leq T_c$ 附近,自发磁化强度的平方与温度近似成线性关系。对非晶态 FeBZr 合金,我们用饱和磁化强度近似地代替自发磁化强度,作 σ_s^2 与 T 曲线于图 3。从图 3 可以看出,在 $T < T_c$ 附近, σ_s^2 与 T 成线性关系,由此而推出样品

的居里温度 T'_C 列于表 1. 同时,我们也测量了弱场下样品的居里温度 T_C , 数值示于表 1 和图 4. $X = 0$ 的样品, $T_C = 232\text{K}$, 这与 Krishnan^[12]和 Hiroyoshi^[13] 等报道的结果一致.

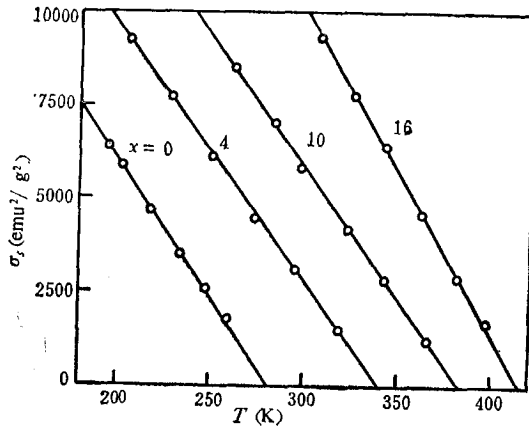


图 3 非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 合金在 $T < T_C$ 附近的 σ_s 与温度 T 的关系

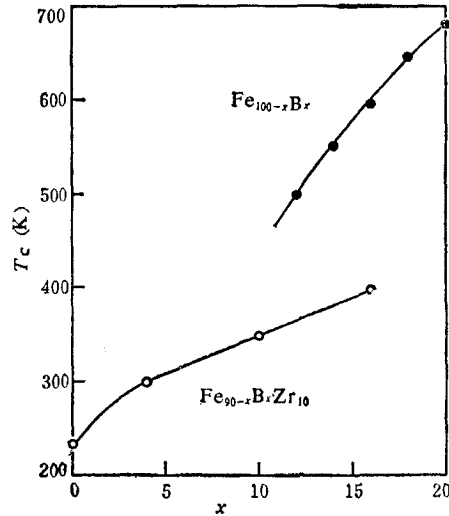


图 4 居里温度 T_C 与 B 含量 x 的关系
● 为 $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$ ^[14]; ○ 为 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$

从表 1 可以看出, 由饱和场下得到的居里温度要比弱场下得到的结果高得多, 这是由于非晶态合金中磁场的作用使磁短程序的影响比晶态合金表现得更为明显. 从表 1 可见, T'_C 与 T_C 的差值, 大致随 B 含量的增加而变小, 这与其他非晶态合金的实验结果是一致的. 一般来说, 有这样的经验规律, 磁化强度较高的非晶态合金, 两者相差较小, 反之则大.

由图 4 可见, 非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 合金的 T_C 随 B 含量 x 的增加而明显增加, 由 $X = 4$ 增加到 $X = 16$ 时, T_C 的递增率 $dT_C/dX \approx 8\text{K/at}\% \text{B}$. 为作比较, 图 4 中也给出了非晶态 $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$ 合金的 T_C 与 X 的关系^[14]. 由图 4 可见, 这两个非晶态合金系列 T_C 随 B 含量的变化趋势相似, 但非晶态 Fe B Zr 合金的 T_C 要比 Fe B 合金低得多, 这说明 Zr 的作用大大削弱了 Fe-Fe 原子对的交换作用, 同时 Fe 和 Zr 原子间存在着的反铁磁耦合也会使 T_C 下降^[2]. Kaneyoshi^[15] 从理论上研究了 B 原子在非晶态 Fe B 合金中的作用, 他们认为, 在非晶态 Fe B 合金中, 最近邻 Fe-Fe 原子间存在着直接交换作用, 次近邻 Fe-Fe 原子间存在着间接交换作用, 考虑到这种间接交换作用对 T_C 的影响, 计算出非晶态 $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$ ($X < 30$) 合金的 T_C 随 X 的增加而增加的结果, 理论计算和实验结果符合得很好, 说明在非晶态 Fe B 合金中, T_C 随 X 的增加而增加主要是由于 B 的作用影响了次近邻 Fe-Fe 原子间的间接交换作用的结果. 对非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 合金来说, 随着 B 含量的增加, 虽然会削弱 Fe-Fe 对的数目和交换作用, 但这种影响显然不是主要的, T_C 随 X 的增加而增加也可引用与 Fe B 合金同样的解释, 即 B 含量影响了 Fe-Fe 次近邻间接交换作用的结果. 事实上, 径向分布函数第一峰位置也很少受 B 原子含量变化的影响^[16], 而主要影响第二峰位置, 这也说明 B 的含量主要影响次近邻的 Fe-Fe 间接交换作用. 但由图 4 可见, 非晶态 $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$ 合金 T_C 随 X 的递增率为 $dT_C/dX = 20-27\text{K/at}\% \text{B}$, 这比非晶态 Fe B Zr 合金

快得多,即 Zr 的作用不仅使 T_c 整个下降,同时又使 T_c 随 B 含量的递增率减少,这说明 Zr 的作用也影响了 Fe-Fe 次近邻的间接交换作用。

(3) 类自旋玻璃特性 图 5 表示 $H = 45 \text{ Oe}$ 磁场下非晶态 $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_{10}$ 合金的磁化强度 σ 与温度 T 的关系。从图 5 可以看出, σ 与 T 的关系在两端出现急剧变化。高温端的下降对应于样品的居里温度 ($T_c = 232 \text{ K}$), 表示样品由铁磁性到顺磁性的转变; 低温端的上升是由自旋冻结引起的, 随温度的增加, 样品由自旋玻璃态到铁磁态转变, 其转变温度 $T_f = 15 \text{ K}$ 。Shirakawa 等人^[4,5]曾报道非晶态 $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_{10}$ 合金呈现出典型的因瓦特性。这一非晶态合金中类自旋玻璃与因瓦效应共存, 这与非晶态 Fe-Cr-B 合金的结果是相似的^[17]。这种现象与样品中存在的结构和磁的不均匀性有关。许多实验结果表明, 在铁磁非晶态合金中, 由于结构的涨落存在着一些磁性原子或自旋团与周围的磁性原子或自旋团之间形成弱耦合, 而处于顺磁状态。非晶态 $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_{10}$ 合金的 Mössbauer 谱的测量结果也证明了有弱内场部分存在^[18]。这种弱耦合的原子或自旋团的存在是非晶态 $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_{10}$ 合金中出现因瓦效应和类自旋玻璃的原因。

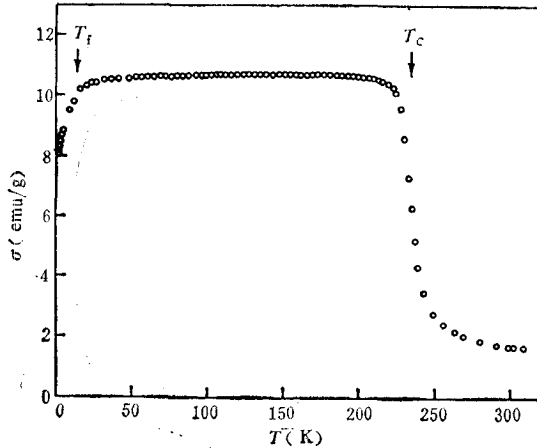
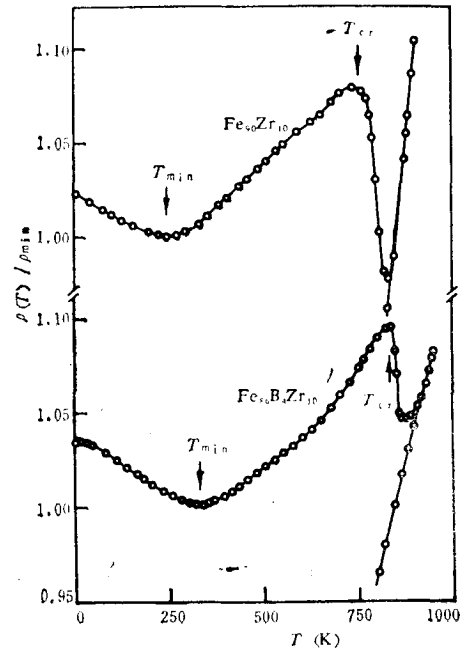


图 5

图 6 非晶态 $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_{10}$ 和 $\text{Fe}_{90}\text{B}_4\text{Zr}_{10}$ 合金的约化电阻率 $\rho(T)/\rho_{\min}$ 与温度 T 的关系

2. 电阻率与温度的关系

图 6 表示 $X = 0$ 和 4 两个样品的约化电阻率 $\rho(T)/\rho_{\min}$ 与温度 T 的关系, 其中 ρ_{\min} 为电阻率的极小值。由图 6 可见, $X = 0$ 和 4 的样品分别在 248.5 K 和 332.4 K 时出现电阻率极小值, 即电阻率极小出现在居里温度附近。但电阻率极小值的温度 T_{\min} 和居里温度 T_c 的值有一偏差, 对这两个样品, $\Delta T = T_{\min} - T_c$ 的值分别为 16.5 K 和 32.4 K, 即当 B 替代 Fe, ΔT 增大。这一现象与非晶态 FeCoZr 合金的结果一致^[7]。 T_{\min} 和 T_c 值很接近的现象, 这意味着当 $T < T_c$ 时, 电阻率 ρ 的值不仅包括电子-声子散射的贡献, 而且也包括磁的贡献。对这种现象, Shirakawa 等人^[19]认为是由于相干交换散射的贡

献。以前的许多研究结果表明^[20-24], 在 Fe 基非晶态合金中, 添加元素周期表中 Fe 左边的 3d, 4d, 5d 过渡金属元素, 往往需要考虑局域自旋涨落的影响, 这种影响有时是相当大的。即电子-声子的散射对电阻率的贡献为正温度系数, 而局域自旋涨落对电阻率的贡献为负温度系数, 两者共同的作用使电阻率温度系数明显变小或为负值。我们认为, 对于非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 合金, 也需考虑局域自旋涨落的影响, 这就是说, 在 $T < T_{\min}$ 时, 电阻率的负温度系数也与局域自旋涨落有关。但在 $T_d < T < T_{\min}$ 的温区, 这两个样品的电阻率随温度的变化呈 $-\ln T$ 的变化规律, 如图 7 所示, 其中 T_d 为电阻率偏离 $-\ln T$ 关系的温度。对这一实验结果用现有的理论模型都不能作出较好的解释, 这可能是几种散射同时共存的结果, 这是一个十分复杂的问题, 还需作进一步研究。

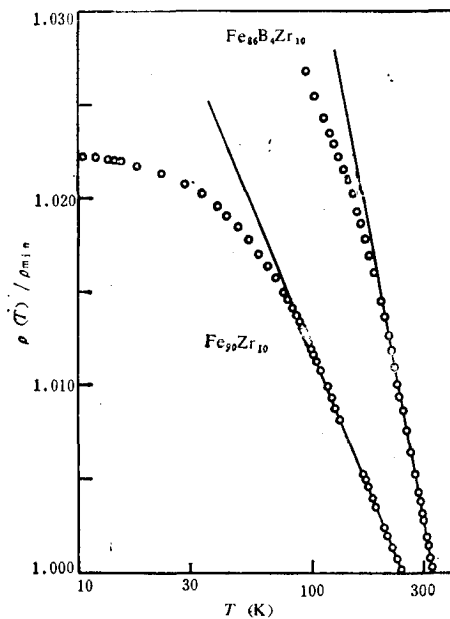


图 7 非晶态 $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_{10}$ 和 $\text{Fe}_{88}\text{B}_2\text{Zr}_{10}$ 合金在 $T < T_{\min}$ 时电阻率的 $-\ln T$ 关系

由图 6 可见, 这两个非晶态合金都在 600K 左右电阻率的温度关系出现明显转折, 如果将转折点的温度记为 T_R , 则在 $T_{\min} < T < T_R$ 时, 电阻率与温度基本上是一次方关系, 如图 8 所示, 且电阻率的温度系数 $\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}$ 均大于

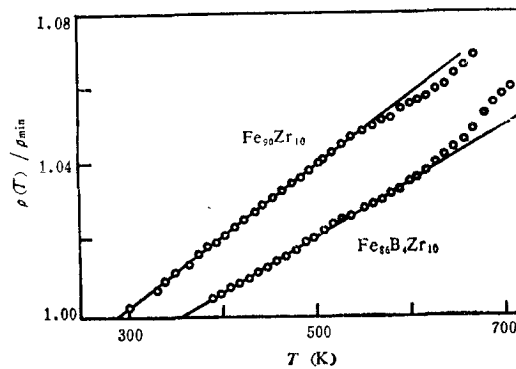


图 8 非晶态 $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_{10}$ 和 $\text{Fe}_{88}\text{B}_2\text{Zr}_{10}$ 合金在 $T > T_{\min}$ 温区的约化电阻率 $\rho(T)/\rho_{\min}$ 与温度 T 的关系

零, $X = 0$ 和 4 样品在 $T_{\min} < T < T_R$ 温区的 α 值分别为 $1.838 \times 10^{-4} \text{K}^{-1}$ 和 $1.427 \times 10^{-4} \text{K}^{-1}$, 这两个数值与非晶态 Fe B 和 FeCoSi B 合金的值接近^[20], 而 Fe B 和 Fe Co Si B 合金的电阻率主要是电子-声子散射的贡献。当 $T > T_c$ 后, 磁散射(例如局域自旋涨落引起的散射)对电阻率的贡献可以忽略^[25], 电子-声子对电阻率的贡献应是主要的。按照推广的 Ziman 理论, 电子-声子相互作用的散射所导致的电阻率随温度的变化, 在 $T \ll \theta_D$ 时为 T^2 关系, 在 $T \geq \theta_D$ 时为线性关系, 其中 θ_D 为德拜温度。对 $X = 0$ 的样品, 已由比热测定 $\theta_D = 251 \pm 5 \text{K}$ ^[6]。由于 θ_D 主要取决于基体成分, 因此对 $X = 4$ 的样品, θ_D 也应与 250 K 接近。对这两个非晶态合金, 在 $T \geq \theta_D$ 时, 电阻率与温度为很好的线性关系, 这与推广的 Ziman 理论的描述相符。由上述分析可知, 在 $T_{\min} < T < T_R$ 温区, 这两个样品的电阻率主要是电子-声子散射的贡献。在 $T_R < T < T_{cr}$ 温区 (T_{cr} 为晶化温度), 电阻率随温度又明显变化, 这一变化可能是由于高温时的结构弛豫引起的。

3. 晶化和晶化温度

非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 合金的晶化温度 T_{cr} 的数值列于表 1, 其中 T_{cr}^D , T_{cr}^M 和 T_{cr}^R 分别表示由 DSC 测量、热磁测量 (图 2) 和电阻率温度关系的测量 (图 6) 得到的数值。由表 1 可见, 对 $X = 0$ 和 4 的样品, 三种实验方法得到的 T_{cr} 值很好地相符。但 $X = 10$ 和 16 的样品, T_{cr}^D 分别为 847 K 和 829 K, 从图 2 的热磁曲线可见, 在样品开始晶化时, 热磁曲线没有任何变化。当 $T > T_{cr}$ 后, 磁化强度开始上升, 其温度分别为 930 K 和 950 K (如图 2 所示), 这与 T_{cr}^D 有很大的差别, 说明这两个样品晶化开始时析出的结晶相为非磁性相。

对 $X = 0$ 的样品, 由图 2 可见, 在 $T \approx 840$ K 和 920 K 处, 热磁曲线出现两个拐点, 分别对应于 DSC 曲线的两个晶化放热峰 T_{cm1} 和 T_{cm2} 。由降温的热磁曲线可以看出, 样品完全晶化后, 出现两个晶态铁磁相, 其居里温度 $T_{c1} \approx 1060$ K 的铁磁相与 αFe 的居里温度接近, 而 $T_{c2} \approx 650$ K (如图 2 中箭头 T_{c2} 所示) 的铁磁相与 Fe_2Zr 的居里温度相近。将样品在 700°C 退火 1 h 以后, X 射线衍射分析结果表明, 样品的稳定相为 $\alpha\text{Fe} + \text{Fe}_2\text{Zr}$, 这与热磁测量很好地符合。

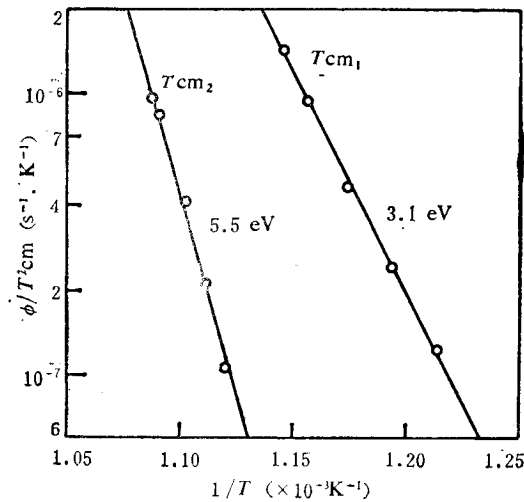


图 9 非晶态 $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_{10}$ 合金的 $\ln(\phi/T_{cm}^2)$ 与 $1/T_{cm}$ 的关系

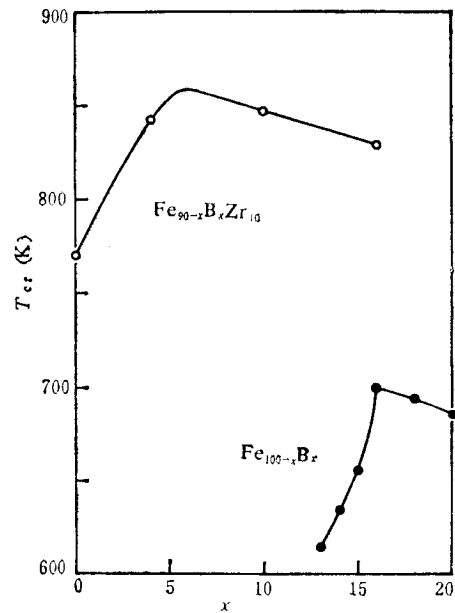


图 10
● 为 $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$ [22]; ○ 为 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$

对 $X = 0$ 的样品, 用 DSC 测量了不同升温速率下的比热曲线, 每条曲线均出现两个晶化放热峰, 我们取晶化放热峰温度 T_{cm1} 和 T_{cm2} 作 $\ln(\phi/T_{cm}^2)$ 与 $1/T_{cm}$ 的曲线, 如图 9 所示, 其中 ϕ 为升温速率。由图 9 直线的斜率得到样品的 T_{cm1} 和 T_{cm2} 所对应的表观晶化激活能分别为 3.1 eV 和 5.5 eV。这比非晶态 $\text{Fe}_{87}\text{B}_{13}$ 合金的数值高 [26], 说明 Zr 的作用使样品的热稳定性得到改善。

由 DSC 测量得出的非晶态 $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ 合金的晶化温度 T_{cr} 与 B 含量 x 的关系示于图 10. 由图 10 可见, T_{cr} 随 B 含量的增加首先增加, 约在 $x = 6$ 时达到极大, 然后下降, 这与非晶态 $\text{Fe}_{100-x}\text{B}_x$ 合金中 T_{cr} 随 x 的变化^[26]趋势相似, 但 Fe B 合金 T_{cr} 的极大值约在 $x = 16$ 处. 由图 10 可见, 与 Fe B 合金相比, 非晶态 Fe B Zr 合金的 T_{cr} 要高得多, 这是 Zr 替代 Fe 的结果. 许多实验结果表明^[26], 在 Fe 基非晶态合金中, 添加元素周期表中 Fe 列左边的过渡金属元素, 晶化温度显著升高. 经验规律得到, 晶化温度的变化是与合金元素的平均外层电子浓度 e/a 有关的. 一般来说, 随 e/a 的增加, T_{cr} 下降. Naka 等人^[27] 认为, T_{cr} 随 e/a 的减少而增加是由于类金属原子的 s-p 杂化轨道和过渡金属的 s-p-d 轨道的耦合强度随 d 电子浓度的减少而增强, 从而产生更为稳定的结构. 对非晶态 Fe B Zr 合金, 一方面可以认为由于 Zr 的外层电子数 ($e/a=4$) 要比 Fe ($e/a=8$) 的少, 因此 Fe B Zr 的晶化温度要比 Fe B 高. 另一方面, B 的外层电子数 $e/a = 3$, 当少量 B 替代 Fe 时 T_{cr} 增加, 这是合理的. 但由图 8 可见, 当 $x \geq 6$ 时, T_{cr} 随 x 的增加而下降, 这与上述规律明显不符, 说明 e/a 不是影响稳定性的唯一因素. 对 Fe B 非晶态合金, 在 $x \approx 16$ 时晶化温度发生转折, 这是与样品中的结构变化有关的^[14, 26]. 非晶态 Fe B Zr 合金 T_{cr} 在 $x \approx 6$ 时发生的变化, 可能也与其结构变化有关.

参 考 文 献

- [1] S. Ohnuma *et al.*, *Sci. Rep. RITU*, **A29** (1981), 254.
- [2] 詹文山、沈保根、赵见高, 物理学报, **34**(1985), 1613.
- [3] H. Hiroyoshi *et al.*, *Phys. Lett.*, **85A**(1981), 242.
- [4] K. Shirakawa *et al.*, *IEEE Trans. On magnetics*, **MAG-16** (1980), 910.
- [5] H. Fujimori *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 7792.
- [6] Y. Obi *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 2304.
- [7] 沈保根、詹文山、赵见高、郑晓年, 科学通报, **31** (1986), 218.
- [8] 詹文山、沈保根、赵见高, 物理 **14** (1985), 418.
- [9] S. Ohnuma *et al.*, *IEEE Trans. on magnetics*, **MAG-16** (1980), 1129.
- [10] Shen Bao-gen (沈保根), Zhan Wen-shan (詹文山), Zhao Jian-gao (赵见高), Zheng Xiao-nian (郑晓年), *Chinese Physics Letters*, **2** (1985), 75.
- [11] R. Hasegawa and R. Ray, *J. Appl. Phys.*, **49** (1978), 4174.
- [12] R. Krishnan *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **55** (1984), 1823.
- [13] H. Hiroyoshi and K. Fukamichi, *J. Appl. Phys.*, **53** (1982), 2226.
- [14] Zhao Jian-gao (赵见高), Shen Bao-gen (沈保根), Zhan Wen-shan (詹文山) and Chen Jin-chang (陈金昌), *J. Magn. Magn. Mat.*, **50** (1985), 119.
- [15] T. Kancayoshi, in *Rapidly Quenched Metals*, 4th Int. conf., eds. T. Masumoto and K. Suzuki, The Japan Institute of Metals, (1982), p. 1087.
- [16] M. Takahashi and M. Koshimura, *libid.*, p. 1061.
- [17] 詹文山、沈保根、赵见高、郭慧群, 低温物理, **7** (1985), 41.
- [18] M. Ghafari *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods*, **199** (1982), 197.
- [19] K. Shirakawa *et al.*, *J. Phys. F*, **14** (1984), 1491.
- [20] 詹文山、沈保根、赵见高、陈金昌, 物理学报, **35** (1986), 583.
- [21] 詹文山、沈保根、郭慧群, 低温物理, **5** (1983), 91.
- [22] 沈保根、詹文山、章志英、吴宗麟, 金属学报, **20** (1984), B164.
- [23] 沈保根、詹文山、赵见高、王秉明, 低温物理, **7** (1985), 225.
- [24] 陈金昌、詹文山、沈保根、赵见高、乐观, 物理学报, **35** (1986), 25.
- [25] 陈金昌、沈保根、詹文山、赵见高, 物理学报, **35** (1986),
- [26] 沈保根、詹文山、赵见高、陈金昌、潘孝硕, 金属学报, **22** (1986), 待发表.
- [27] M. Naka *et al.*, in *Rapidly Quenched Metals*, 2nd Int. Conf., eds. N. J. Grant and B. C. Giessen, MIT Press, Cambridge, MA, (1976), p. 273.

**MAGNETIC PROPERTIES, ELECTRICAL RESISTIVITY
AND CRYSTALLIZATION BEHAVIOR OF
AMORPHOUS $\text{Fe}_{90-x}\text{B}_x\text{Zr}_{10}$ ALLOYS**

SHEN BAO-GEN ZHAN WEN-SHAN ZHAO JIAN-GAO

(Institute of Physics, Academia Sinica)

CHEN JIN-CHANG

(Department of Physics, Beijing Teacher's College)

ABSTRACT

The effects of B content on the magnetic and electrical properties and crystallization behavior of amorphous alloys based on FeZr are studied in this paper, and compared with amorphous FeB alloys. The reasons of the average magnetic moment per FeZr atoms, $\bar{\mu}_{\text{FeZr}}$ and Curie temperatures T_c increase with increasing B content are explained. Finally, the scattering mechanisms of electrical resistivity at various temperatures and effects of B or Zr element on the crystallization temperature in these alloys are discussed.