

铁基非晶合金磁致伸缩的温度效应

何正明 赵妙余 张玲芬 汪晓光

中国科学技术大学物理系, 合肥, 230026

1989年3月28日收到

本文研究了 $Fe_{80-x}Cu_xSi_3B_{15}$, $(Fe_{1-x}Co_x)_{82}Cu_{0.4}Si_{4.4}B_{13.2}$ 两系列非晶合金的磁致伸缩系数 λ_s 随温度 T 的变化关系, 温度范围分别为室温至非晶态居里点和室温至晶态居里点. 分析了 Fe 基非晶合金随温度变化所产生的结构变化, 并讨论了其磁致伸缩的单离子微观机制.

PACC: 7550K

一、引 言

非晶合金因其长程无序而缺乏磁晶各向异性, 然而大量实验表明非晶合金的磁致伸缩与相似成分的晶态比较一般并不小. 非晶合金的技术特性, 主要取决于材料磁致伸缩的大小, 因此磁致伸缩效应在实际中受到广泛的重视, 具有零饱和磁致伸缩 λ_s 的非晶材料在工业上用于磁头, 开关电源中的磁放大器等, 高磁致伸缩材料用于超声发生器的接收器, 力、加速度、速度等传感器, 因此研究非晶材料的磁致伸缩, 以及进一步研究其温度效应, 讨论磁致伸缩的微观机制有着重要意义. 本文测定了两系列非晶合金的 λ_s-T 曲线, 从而得到材料在升温过程中的结构变化, 及磁致伸缩的微观机制.

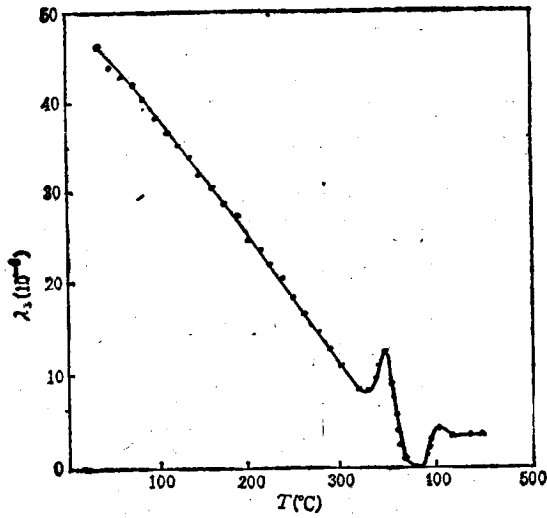
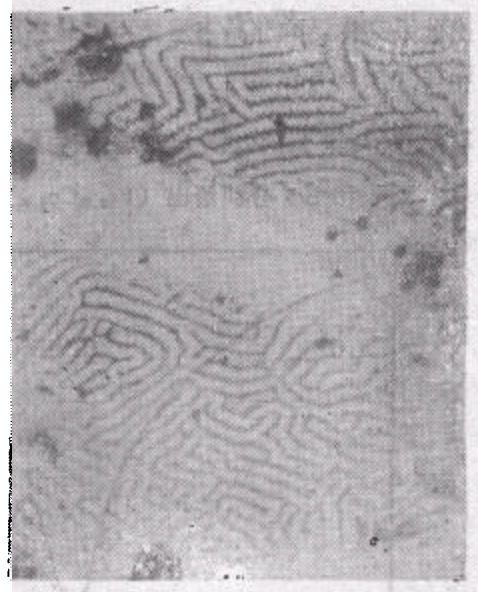
二、实验方法

采用急冷法制备了 $Fe_{80-x}Cu_xSi_3B_{15}$ 和 $(Fe_{1-x}Co_x)_{82}Cu_{0.4}Si_{4.4}B_{13.2}$ 两系列非晶条带, 样品宽 1—2 mm, 厚 20—40 μm , 经 X 射线分析鉴定为单相非晶合金. 用干涉法原理自制高温磁致伸缩仪测定了 λ_s-T 曲线. 用感应法测得 σ_s-T 曲线.

三、实验结果与讨论

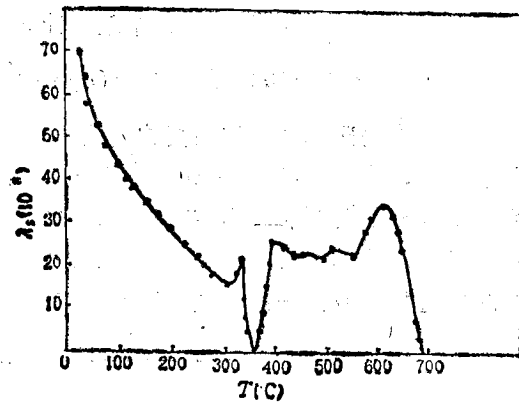
1. λ_s-T 曲线的分析

当 $x = 0.5$ 时, $Fe_{80-x}Cu_xSi_3B_{15}$ 的 λ_s-T 曲线由图 1 给出. 实验结果与 O'Handley 等人所报道的基本一致^[1], 所不同的是我们发现在 $T = 330^\circ\text{C}$ 附近出现了一个明显的小峰, 这被认为与非晶条带中存在较大感生各向异性有关. 用粉纹法, 观察到大量的迷宫畴存在(见图 2), 这表明存在着垂直带面的磁矩分量. 由于被测样品较短, 长度为 10 mm 左

图1 $\text{Fe}_{79.5}\text{Cu}_{0.5}\text{Si}_3\text{B}_{15}$ 的 λ_1 - T 曲线图2 $\text{Fe}_{79.5}\text{Cu}_{0.5}\text{Si}_3\text{B}_{15}$ 的粉纹磁畴底片曝光时间6s;相片曝光时间1s;放大倍数 $\times 250$

右,即使磁化场达 $80 \times 10^3 \text{ A/m}$ 以上也不能使这部分磁矩完全转向外场,随着温度的增加,热扰动能的增加,使 σ_1 在小范围内形成小峰。同时也观察到沿带轴方向和垂直带轴方向加场测量的结果,其小峰的大小不同,前者明显地小于后者。因此可以认为小峰的存在与非晶带的各向异性能有关,也可能存在着其它结构上的原因,有待进一步研究。

图3给出 $(\text{Fe}_{0.98}\text{Co}_{0.02})_{82}\text{Cu}_{0.4}\text{Si}_{4.4}\text{B}_{13.2}$ 样品的 λ_1 - T 曲线,从这曲线不仅得到样品室温下的 λ_1 值及 λ_1 随 T 的变化关系。同时发现当 T 大于非晶态居里点后 λ_1 又开始上升,在一段温度范围内保持不变(只有小的涨落),然后又上升到一个极大值,这两个极值对应着非晶样品的两次晶化过程,因此 λ_1 - T 曲线也反应了整个晶化的全过程。从而得到非晶态居里点,晶态居里点及两次晶化温度。表1列

图3 $(\text{Fe}_{0.98}\text{Co}_{0.02})_{82}\text{Cu}_{0.4}\text{Si}_{4.4}\text{B}_{13.2}$ 磁致伸缩系数 λ_1 随 T 的变化关系表1 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{82}\text{Cu}_{0.4}\text{Si}_{4.4}\text{B}_{13.2}$ 居里点随 Co 含量的变化关系

样品 x 含量	0	0.01	0.02	0.05	0.10	0.15
居里点						
非晶态居里点 T_c (°C)	330	355	360	440	480	500
晶态居里点 T_{xc} (°C)	650	660	680	720	780	800

出此系列样品的非晶态居里点和晶态居里点。说明 Co 含量的增加将增强原子间的交换作用导致居里温度 T_c 的升高。

2. 从 $\ln \lambda_s(T) - \ln \sigma_s(T)$ 曲线分析 Fe 基非晶合金磁致伸缩的单离子机制

图 4 和图 5 分别给出 $(\text{Fe}_{0.99}\text{Co}_{0.01})_{82}\text{Cu}_{0.4}\text{Si}_{4.4}\text{B}_{13.2}$ 样品的 σ_s-T 和 λ_s-T 曲线并画出

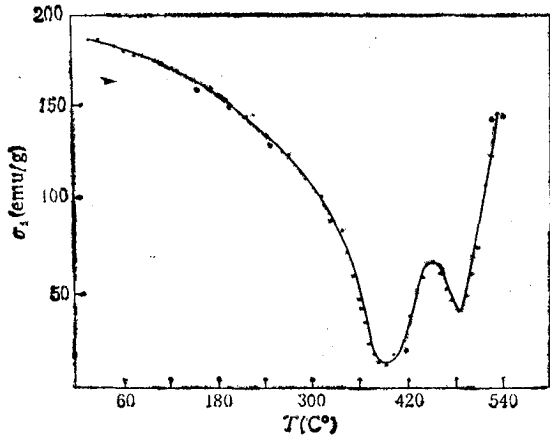


图 4 $(\text{Fe}_{0.99}\text{Co}_{0.01})_{82}\text{Cu}_{0.4}\text{Si}_{4.4}\text{B}_{13.2}$ 样品的 σ_s-T 曲线

$\ln \lambda_s(T) - \ln \lambda_s(T)$ 曲线 (如图 6 所示)。发现在 $T < 270^\circ\text{C}$ 左右 ($T/T_c < 0.7$) 其图形的斜率为 3, 在 $T > 270^\circ\text{C}$ 左右 ($T/T_c > 0.7$) 其斜率为 2, 这一结果与单离子模型的理论结果相符。Callen 和 Callen 的磁性各向异性理论指出^[2,3]由局域自旋磁弹性哈密顿量所得到的和磁致伸缩相联系的平均应变与自旋相关函数 $\langle s_i \cdot s_j \rangle$, $\langle s_i^z, s_j^z \rangle \sim Y_l^0(s_i, s_j)$, $\langle s_i^z \rangle^2 \sim Y_l^0(s_i)$ 有关。其中 Y_l^0 为 l 阶 ($m=0$) 的球谐函数。其中 $\langle s_i \cdot s_j \rangle$ 对应各向同性的体磁致伸缩, 而 $\langle s_i^z, s_j^z \rangle$, $\langle s_i^z \rangle^2$

分别对应双离子和单离子机制所产生的线性磁致伸缩。 $l=0, 2, 4$ 分别表示各向同性、单轴对称和立方对称的情况, 由单离子理论计算^[4,5]得 $\lambda(T)/\lambda(0) = \langle Y_l^0(s_i) \rangle_T / \langle Y_l^0(s_i) \rangle_0 = I_{l+\frac{1}{2}}(\alpha) / I_{\frac{1}{2}}(\alpha) = I_{l+\frac{1}{2}}(\alpha)$, 其中 $I_{l+\frac{1}{2}}(\alpha) = \int_{-1}^1 P_l^0(x) e^{\alpha x} dx$ 称为双曲贝塞耳函数。由此函数所观察到的磁化强度随温度的关系为 $I_{\frac{1}{2}} = \sigma(T)/\sigma(0) = m(T)$ 。可以证明, 在低温极限时, $\lambda(T)/\lambda(0) \sim m(T)^{l(l+1)/2}$ 。对于单轴对称的非晶合金材料 $l=2$, 因此 $\lambda(T)/\lambda(0) \sim [m(T)]^3$ 。而在高温时, $\lambda(T)/\lambda(0) \sim [m(T)]^l = [m(T)]^2$, 推得 $\lambda(T)/\lambda(0) \sim [\sigma(T)/\sigma(0)]^2$ 。故相应的 $\ln \lambda(T)/\lambda(0) \sim \ln \sigma_s(T)/\sigma_s(0)$ 的斜率分别为 3 和 2, 我们的实验结果与其一致。这说明 Fe 基非晶磁致伸缩主要来源于单离子微观机制。

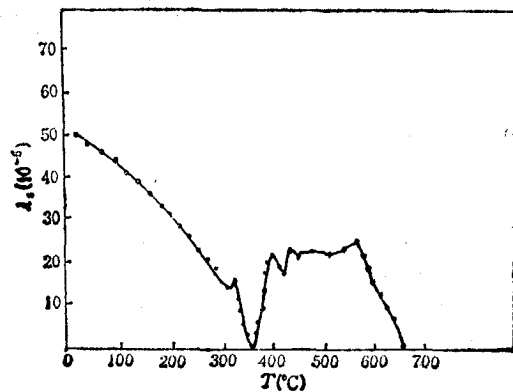


图 5 $(\text{Fe}_{0.99}\text{Co}_{0.01})_{82}\text{Cu}_{0.4}\text{Si}_{4.4}\text{B}_{13.2}$ 样品的 λ_s-T 曲线

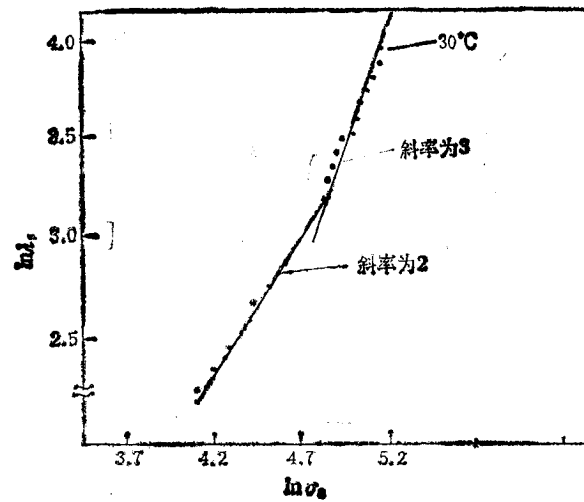


图6 $(\text{Fe}_{0.99}\text{Co}_{0.01})_{82}\text{Cu}_{0.4}\text{Si}_{4.4}\text{B}_{13.1}$ 样品的 $\ln\lambda_s(T)-\ln\sigma_s(T)$ 曲线

四、结 论

Fe 基非晶合金的 λ_s-T 曲线表明,样品随温度变化而产生的磁结构的变化,从非晶到晶态经过了两次磁相变化,从 $\ln\lambda_s(T)-\ln\sigma_s(T)$ 的变化关系表明存在 Fe 基非晶磁致伸缩的单离子微观机制。

本文中 $(\text{Fe}_{0.99}\text{Co}_{0.01})_{82}\text{Cu}_{0.4}\text{Si}_{4.4}\text{B}_{13.1}$ 样品的 $\sigma_s(T)-T$ 曲线由卢国荣老师提供,特此致谢。

- [1] R. C. O'Handley, *Phys. Rev.*, **B18**(1978), 930.
- [2] E. R. Callen and H. B. Callen, *Phys. Rev.*, **B129**(1963), 578.
- [3] R. C. O'Handley and C. P. Chou, *J. Appl. Phys.*, **49**(1978), 1659.
- [4] H. Tange, K. Inoue, Y. Tanaka, *J. Magn. Magn. Mat.*, **72**(1988), 181.
- [5] M. Vasquez, E. Ascasibar, A. Hernando and O. V. Nielsen, *J. Magn. Magn. Mat.*, **66**(1987), 37.

EFFECTS OF TEMPERATURE ON SATURATION MAGNETOSTRICTION IN IRON-RICH AMORPHOUS ALLOYS

HE ZHENG-MING ZHAO MIAO-YU ZHANG LING-FEN WANG XIAO-GUANG

Department of Physics, University of Science & Technology of China, Hefei, 230026

(Received 28 March 1989)

ABSTRACT

This paper studied the temperature dependence of saturation magnetostriction λ_s in both systems $\text{Fe}_{80-x}\text{Cu}_x\text{Si}_3\text{Bi}_{15}$ and $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{82}\text{Cu}_{0.4}\text{Si}_{1.4}\text{B}_{13.2}$. The range of temperature is respectively from room temperature to the Curie temperature of amorphous state and to that of the crystal-line state. The structural changes following the temperature variation are analyzed, and the single-ion microscopic mechanism of magnetostriction is discussed.

PACC: 7550K