

金属玻璃 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ 的 感生各向异性

陈 笃 行

(冶金工业部钢铁研究总院)

1983年9月5日收到

提 要

本文研究了金属玻璃 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ 的磁化感生各向异性、应变感生各向异性随成分和温度的变化。磁化感生各向异性常数 K_{um} 为正值, $x = 0.7$ 时为最大; 不可逆的应变感生各向异性常数 K_{ui} 为正值, $x = 0.5$ 时为最大; 可逆的应变感生各向异性常数 K_{ur} 除了 $x > 0.975$ 区均为负值, 在 $x = 0.7$ 时为最大; 感生各向异性常数在温度变化时与 M_s^2 成正比, α 在 3.4 和 7.5 之间随成分和退火工艺而变化。用短程有序模型解释了部分实验结果。

一、引 言

自 FeCoSiB 系金属玻璃可以表现优良的软磁性问世以来, 已对其密度、晶化温度、居里点、饱和磁化强度、饱和磁致伸缩常数、磁场退火感生和辊轧感生的磁各向异性等基本物性进行过全面的测定和研究^[1-5]。由于金属玻璃具有很高的屈服强度, 可以在室温下经受很大的张应力而不发生塑性形变。近年来, 又对 FeSiB 和添加其它元素的富 Co 的 FeCoSiB 基合金作了应力退火感生各向异性的研究^[6-11]。最近, Nielsen 等人发表了 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ ($x = 0-0.9$) 应力退火感生各向异性的系统结果^[12]。但是, 尚未见到在 $x = 0-1$ 的成分范围内, 同时研究 FeCoSiB 合金系的磁场退火和应力退火感生各向异性的工作。本文报道 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ ($x = 0-1$) 的磁化感生和应变感生各向异性常数随成分 x 和温度 T 的变化的研究结果。

二、实验方法

1. 合金的制备和基本物性

横截面约 $1.5 \times 0.02\text{mm}$ 的 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ ($x = 0, 0.1, 0.5, 0.7, 0.9, 1$) 金属玻璃带用单辊快淬法制备。经 X 射线衍射法检查, 淬火态合金是非晶态的。

图 1 给出合金的晶化温度 T_{cry} 、居里点 T_c 、淬火态室温饱和磁极化强度 $\mu_0 M_s$ 和饱和磁致伸缩常数 λ_s 。其中 T_{cry} 和 T_c 分别用升温速度为 $10^\circ\text{C}/\text{min}$ 的差热分析法和磁天平法测定, $\mu_0 M_s$ 和 λ_s 用直条样品的零位冲击法测定¹⁾。为计算 M_s 所需的样品横截面积用

1) 作者1981年在中国科学院物理研究所做的学位论文

质量-长度-密度法决定,而密度 ρ 按文献 [1,4] 所指出的 $\rho(x)$ 直线关系并假定 $\rho(0) = 7300$, $\rho(1) = 8400\text{kg/m}^3$ 得出.

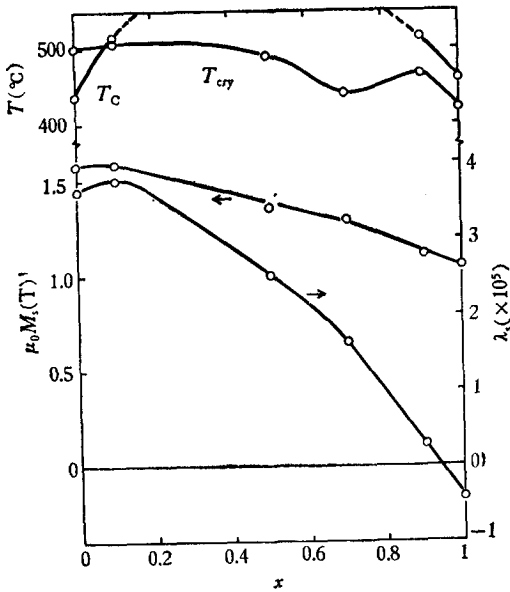


图 1

异性常数随成分的变化时,取 $T_a = 400^\circ\text{C}$ ($x = 0, 0.1, 0.5$) 和 350°C ($x = 0.7, 0.9, 1$), 在研究各向异性常数随温度的变化时,取 $T_a = 350^\circ\text{C}$. 这些 T_a 都低于 T_c , 因而只要在退火时施加足够大的横向磁场 H_t , 就可得到接近恒导磁的性能, 能用饱和磁化功法决定磁化感生各向异性常数 K_{um} . 在 T_c 以下不加磁场而加张力退火时,除了应变感生各向异性之外,还将同时得到磁化感生各向异性(通过磁弹性耦合引起磁化强度的取向分布). 为了区分出磁化感生和应变感生的贡献,在进行张力退火之前,先进行充分的横磁退火,而在张力退火时仍同时施加远大于磁弹性耦合有效场的横向磁场,使所加张力不引起自发磁化强度方向对于横向的显著偏离,因而保持原来的磁化感生各向异性基本不变. 为了进一步研究应变感生各向异性的变化规律,还要在施加、去除不同大小的张应力 σ_a 下进行一连串退火.

退火工艺如下:

- 1) 各次退火都施加横向磁场 $H_t = 80\text{kA/m}$;
- 2) 第一次退火不加张力,退火时间较长,对于 $T_a = 400^\circ\text{C}$ 和 350°C , 分别为 5—10min 和 20—60min;
- 3) 从第二次开始,根据需要进行施加、去除张力相间的退火,每次退火的时间对于 $T_a = 400^\circ\text{C}$ 和 350°C 分别为 5min 和 10min.

每次退火之后,在室温或室温— 200°C 测量饱和磁化强度 M_s 和 $M = M_s/2$ 时的磁场 $H_{1/2}$ (H_t 和 σ_a 均为零),按下式计算有效的各向异性常数 K :

$$K = \mu_0 M_s H_{1/2}. \quad (1)$$

在理想恒导磁情况下,此式即饱和磁化功. 因为实际磁化曲线并不很直, K 值只具有“有效”的意义.

2. 实验装置和实验方法

约 55cm 长的直条样品穿过卧式石英管无感电热丝炉中退火并用零位冲击法测量磁性. 在退火和测量中所需要的横向和纵向磁场分别用电磁铁和螺线管施加,它们在 17cm 的样品长度范围内分别均匀到 1% 和 2%; 所需的张力通过滑轮砝码系统施加.

样品在空气中等温退火. 每次退火时,在约 2min 内升到退火温度 T_a , 保温结束后以 $150\text{—}50^\circ\text{C}/\text{min}$ 的冷速从 T_a 降到 100°C , 然后以较慢速度冷却到室温.

为了避免可观的晶化,在研究各向

3. 感生各向异性常数的计算

图 2 示出 K 值随退火温度 T_a 的变化情况。如上所述, 图中 K^0 就是磁化感生各向异性常数 K_{um} ,

$$K_{\text{um}} = K^0. \quad (2)$$

按文献[13]所给出的结果, 估计第一次退火已使 K_{um} 达到该 T_a 下饱和值的 82—90% ($T_a = 400^\circ\text{C}$) 和 85—94% ($T_a = 350^\circ\text{C}$)。若假定从第二次退火开始 K_{um} 不再变化, 则对第 n 次加张力退火和随后的去张力退火有

$$K^n = K_{\text{um}} - K_{\text{us}}^n, \quad (3)$$

$$K^{n'} = K_{\text{um}} - K_{\text{us}}^{n'}, \quad (4)$$

式中用 K^n 和 $K^{n'}$ 分别表示第 n 次加张力退火和随后的去张力退火后的 K , K_{us}^n 和 $K_{\text{us}}^{n'}$ 是应变感生各向异性常数。因为磁化感生和应变感生的各向异性都是单

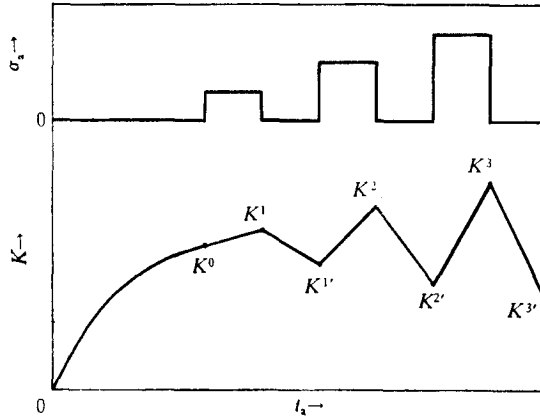


图 2 $H_a = 80\text{kA/m}$; $T_a = 350^\circ\text{C}$ 和 400°C

轴的, 主轴分别为磁场轴(横轴)和应力轴(纵轴), 按惯例, 单轴各向异性常数 $K_u > 0$ 时主轴为易磁化轴, 即 $K_{\text{us}} > 0$ 时横向为难磁化方向, 它对 K 的贡献应为负值, 故此二式中均取两个 K_u 之差。按 Nielsen^[7-9,11] 的观点, 将 K_{us}^n 分为可逆 (K_{usr}^n) 和不可逆 (K_{usi}^n) 两部分

$$K_{\text{us}}^n = K_{\text{usr}}^n + K_{\text{usi}}^n. \quad (5)$$

因为在随后去张力退火后 K_{usr}^n 消失, 所以

$$K_{\text{us}}^{n'} = K_{\text{usi}}^n. \quad (6)$$

把(5),(6)式代入(3),(4)式, 并解联立方程组(2)–(4)得

$$K_{\text{usi}}^n = K^0 - K^{n'}, \quad (7)$$

$$K_{\text{usr}}^n = K^{n'} - K^n. \quad (8)$$

(2), (5), (7), (8)式就是计算磁化感生各向异性常数 K_{um} 和各种应变感生各向异性常数 K_{us} , K_{usi} 和 K_{usr} 的公式。

三、实验结果

1. 感生各向异性常数随成分的变化

图 3(a)–(f) 给出 $x=0-1$ 六个样品所得到的 K_{usi} 和 K_{usr} 随 σ_a 的变化。因为很难保证在测量时样品不受力, 而很小的力就会导致 $H_{1/2}$ 测量值的可观偶然误差, 若假定这种力相当于最大为 $\pm 0.8\text{MPa}$ 的单轴应力, 则对于 λ_s 较大的 $x \leq 0.7$ 样品, 由磁弹性耦合有效场算出的 $H_{1/2}$ 误差范围将大于数据点的直径, 图 3(a)–3(d) 中在 $\sigma_a = 0$ 处画出了误差范围。考虑到这一误差后, 大部分样品的 K_{usi} 和 K_{usr} 均可用过零点的直线表示。例外的是

$x = 1$ 样品的 K_{usr} 在 $\sigma_a > 400\text{MPa}$ 时有饱和趋势; $x = 0$ 和 1 样品的 K_{usi} 是低于零点的水平线。后者的起因是第一次退火的时间过短(分别为 5min 和 20min), 使第二、三次退火时 K_{um} 仍继续增大。这样, 负的截距 $K_{usi}(0)$ 应归入 K_{um} , (2)式成为

$$K_{um} = K^0 - K_{usi}(0). \quad (9)$$

由此式和图 3(a)–(f) 中各直线, 得出 K_{um} 和 $\sigma_a = 300\text{MPa}$ 时的 K_{usi} 和 K_{usr} , 对 x 作图见图 4。由图 4 可见, K_{um} 和 K_{usi} 为正值单峰曲线, 峰位分别为 $x = 0.7$ 和 0.5; K_{usr} 在 $x < 0.975$ 为负值, $x = 0.7$ 处有负峰, $x > 0.975$ 为正值。

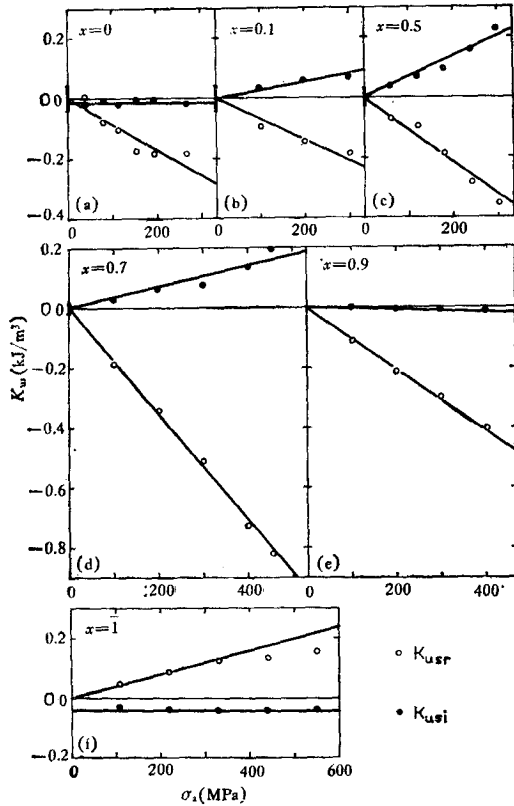


图 3 ○ 为 K_{usr} ; ● 为 K_{usi}

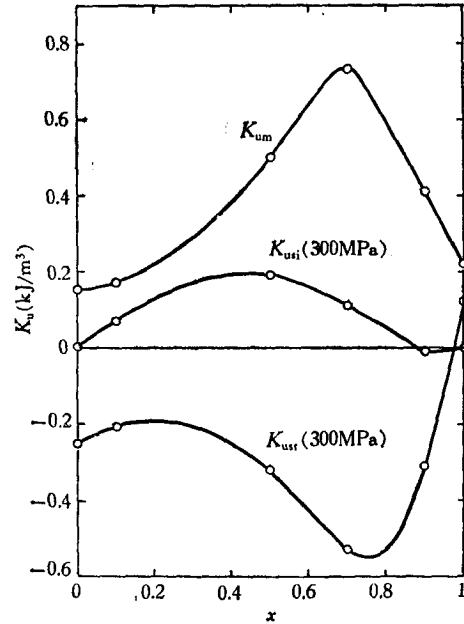


图 4 K_{um} 和 $\sigma_a = 300\text{MPa}$ 的 K_{usi} , K_{usr} 随 x 的变化

2. 感生各向异性常数随温度的变化

用另一组样品作了感生各向异性常数随温度变化的实验。对于 $x \geq 0.1$ 的样品, 测量了 $T_a = 350^\circ\text{C}$ 退火 60min 后的 $K^0 (=K_{um})$ 和 $\sigma_a = 240\text{MPa}$ 退火后的 K^1 和 $K^{1'}$; 对于 $x = 0$ 的样品, 测量了如上 K^0 之后, 进行 $T_a = 450^\circ\text{C} (> T_c)$, 时间为 5min, $\sigma_a = 240\text{MPa}$ 的横磁退火再测 $K^1 (= -K_{us})$ 。结果发现, 对所有 K 均存在 $K = kM_s^2$ 的关系。表 1 列出所得的室温 K^0 , K^1 和 $K^{1'}$ 以及相应的 α^0 , α^1 和 $\alpha^{1'}$ 。

表 1 合金的室温 K^0 , K^1 和 $K^{1'}$ 以及相应的 α^0 , α^1 和 $\alpha^{1'}$

x	0	0.1	0.5	0.7	0.9	1
$K^0(\text{J}/\text{m}^3)/\alpha^0$	55/4.3	260/3.4	440/4.5	755/4.8	390/4.5	255/5.0
$K^1(\text{J}/\text{m}^3)/\alpha^1$	160/7.5 ¹⁾	440/3.4	605/3.7	1115/3.9	640/3.9	145/6.1
$K^{1'}(\text{J}/\text{m}^3)/\alpha^{1'}$	—	—	—	540/4.6	415/4.1	255/5.8

1) 为 450°C, 5min, 240MPa 横磁退火的结果

四、结果讨论

1. 同已有结果的比较

1) 磁化感生各向异性随成分的变化

图 5(a) 中复制了图 4 的 K_{um} 曲线, 并与 Fujimori 等人^[2]对同一合金系用饱和磁化功测量的结果和 Miyazaki 等人^[3]对 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{77}\text{Si}_{10}\text{B}_{13}$ 用转矩法测量的结果做了比较. 可以看到, 本工作结果大致上居于后二者之间, 并且 $x \geq 0.7$ 时与转矩法结果几乎完全相同. 几条曲线之间的差别可能来自合金成分、制备工艺和退火温度的差别. 例如文献[3]用的退火工艺为 300°C 60min, 文献[2]用的是从 380°C 以 1.6°C/min 速度冷却, 而本工作是在 350 或 400°C 保温. 若把表 1 中 350°C 60min 退火的结果 K^0 以圆圈标在图 5(a) 中, 可以看到退火温度的不同可能引起一些变化, 但 $x = 0.5$ 比 0.7 处 K_{um} 低的情况不会改变.

2) 应变感生各向异性随成分的变化

关于应力退火感生各向异性的已有工作, 得出定量结果的多为 Nielsen 等人所做. 他们在退火时加的应力常为 630MPa, 并且未加横向磁场, 所得的是应力感生各向异性 K_{us} (包括磁弹性耦合引起的磁化感生分量). 把图 4 中 300MPa 的 K_{usi} 和 K_{usr} 按比例换算成 630MPa 者, 然后与 Nielsen 等人^[12] 400°C 60min 施加、去除 630MPa 张应力退火得出的 K_{usi} 和 K_{usr} 相比较, 见图 5(b) 和 5(c). 图中还引用了文献[8]对 $(\text{Fe}_{0.11}\text{Co}_{0.89})_{72}\text{Mo}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ 和 $\text{Co}_{73}\text{Mo}_2\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ 在 300—320°C 60min 630MPa 退火后所得到的应力感生各向异性常数 K_{us} , 以补充文献[12]所缺的 $x > 0.9$ 数据.

我们曾测定过 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ 的 T_c , 它们在 $x < 0.9$ 时处于 415°C 到 535°C 之间, 因而文献[12]在 400°C 进行张力退火时, 应有 K_{um} 对 K_{us} 的贡献. 我们未测定该合金系的 K_{um} , 只好将本结果的 K_{us} 变成 K_{usr} 再与[12]对比. 因为 $x < 0.9$ 时 $\lambda_s > 0$, 施加张力退火时 K_{um} 应为正值, 再去除张力退火, 由于 K_{usi} 也为正, M_s 仍处于纵向, 张力退火时得到的 K_{um} 将部分地被保留. 若假定此 K_{um} 与磁场退火所得到的相同, 并且去除张力退火后完全保留, 则 K_{usr} 应与 K_{usr} 完全相同, 这就说明了图 5(c) 中 K_{usr} 与文献[12]的 K_{usr} 基本一致的变化趋势; 因为去除张力退火后 K_{um} 保留, K_{usi} 应为 $K_{usi} + K_{um}$, 图 5(b) 中点划线给出这一结果, 而它与文献[12]的 K_{usi} 的差距也将较 K_{usi} 者为小. 考虑到成分、工艺的差别, 本结果与文献[12]的结果基本相符.

因为加 Mo 的合金 $T_c \approx 300^\circ\text{C}$, 在文献[8]所用的 T_a 下 $K_{um} \approx 0$, K_{us} 基本上是 K_{us} , 并且 K_{usi} 很小, 也可把 K_{us} 看作 K_{usr} , 因而画在图 5(c) 中. 可以看到, 除了本工作的

$|K_{usr}|$ 比文献[8]的大之外,变化趋势是一致的:在 $x \approx 0.975$ 处变化从负到正。

3) 感生各向异性常数随温度的变化

关于 FeCoSiB 系合金感生各向异性常数随温度的变化,以往工作很少。我们曾分别测量过两个近零磁致伸缩 CoFeSiB 基合金的 K_{um} 和 K_{us} 随温度的变化,发现 α 均为 3; 最近, Flanders 等人^[14]研究了一种近零磁致伸缩合金,发现对于 K_{um} 和 K_{us} 均有 $\alpha = 2.6 \pm 0.1$ 。本实验的 α 都比以上结果为高,并且关于 K_{um} (即 K^0)和 $K_{um} - K_{us}$ (即 K^1)的 α^0 和 α^1 也不一致,反映了 K_{um} 和 K_{us} 随温度的变化规律不同。

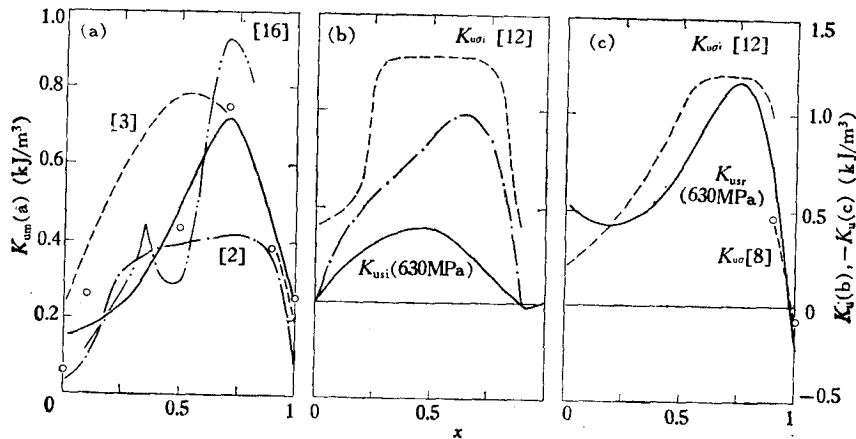


图5 本工作所得 $K_{um}(a)$, $K_{usi}(b)$ 和 $K_{usr}(c)$ 与文献结果的比较

2. 现有模型与本实验结果的比较

关于金属玻璃的磁化感生各向异性,目前多试图用磁性离子对的方向有序理论来解释^[3]。用这种理论, K_{um} 应在 $x = 0$ 和 1 处为零,而在 $x = 0.5$ 处最大。Becker^[15]曾提出金属玻璃中每个磁性原子具有局域的或正或负的单轴各向异性 K_a , 如果两类磁性原子 A 和 B 的 K_a 不相等,则可产生 $x \approx 0.6$ (精确值为 0.577) 处有极大值的 K_{um} 成分关系(x 为 K_a 较小的元素的原子百分比)。本工作所得 K_{um} 峰在 $x = 0.7$, 与两种理论模型的预言都不一致。有趣的是,晶态 $Fe_{1-x}Co_x$ 的 K_{um} 随 x 的变化也在 $x = 0.7$ 处出现峰值^[16], 并且除了 $x = 0.35-0.5$ 之间由于超点阵作用 K_{um} 偏低外,曲线(见图 5(a) 中双点划线)与本结果甚为一致。

关于应变感生各向异性随成分的变化,文献 [7-9,12] 提出,可用一个唯象的感生应力 σ_{in} 解释: K_{usr} 相应于张力退火后感生一个压应力 $\sigma_{in} (< 0)$ 产生的应力各向异性,因而 $\lambda_s > 0$ 的成分 $K_{usr} < 0$, $\lambda_s < 0$ 的成分 $K_{usr} > 0$ 。实际上,对于本合金系, λ_s 改变符号的 $x = 0.935$ (图 1), 而 K_{usr} 改变符号的 $x = 0.975$, 在 $0.935 < x < 0.975$ 范围内, K_{usr} 和 λ_s 符号的对应关系并不成立; 并且当 $\lambda_s = 0$ 时具有有限的 K_{usr} 值必然导致无限大的 σ_{in} , 它自然也远大于退火张应力 σ_a , 这也是不可能的。

关于各向异性常数随温度的变化,方向有序模型的结果是 $\alpha = 2$; 单离子晶场模型^[17]

得出在 $T < 0.6T_c(\text{K})$ 有 $\alpha = 3$, $T > 0.6T_c$ 有 $\alpha \rightarrow 2$; 本实验结果的 α^0 和 α^1 处于 3.4—7.5 之间, 如果把 K^1 分为 K_{um} 和 K_{us} , 则关于 K_{us} 的 α 可小于 2, 这样宽分布的 α 很难用现有模型解释.

3. 用短程有序解释几个实验现象

以上实验结果应该是金属玻璃的非晶态结构的反映. 磁各向异性是与原子磁矩相关的能量随磁矩取向的变化, 因而主要地应该考虑磁性离子近邻的情况, 即感生各向异性应与短程有序 (SRO) 直接相联系. 按照 Egami 的观点^[18], 金属玻璃中的短程有序, 有各向同性的成分短程有序 (CSRO) 和拓扑短程有序 (TSRO), 也有各向异性的成分短程有序和畸变短程有序 (DSRO). 这样, 在考虑感生各向异性的时候, 应从后两种 SRO 分析, 前两种 SRO 的作用是间接的; 在考虑感生各向异性与 M_s 的关系时, 则应从前后两种 SRO 之间的联系来分析.

金属玻璃感生各向异性的实验现象相当复杂, 我们只能对几个现象作些讨论.

1) 关于 $\alpha > 2$ 的解释

在研究晶态合金的感生各向异性时就已经知道, 磁退火造成的方向有序原子对所占最大总对数的比例小于 1%, 例如 $\text{Ni}_{50}\text{Fe}_{50}$ 合金在立方织构的长程有序态由于滑移感生的 $K_u > 20\text{kJ/m}^3$, 而磁退火感生的 $K_u \approx 0.2\text{kJ/m}^3$, 如果前者的 Ni-Ni 对全部取向, 则后者只有小于 1% 的 Ni-Ni 取向对^[19]. 对于金属玻璃, 应该也是如此. 方向有序模型的 $\alpha = 2$, 应该反映取向对的那些离子所贡献的各向异性与它们的体平均磁矩或分磁化强度之间的方次比例关系. 只要这些离子的交换作用较弱, 居里点较低, 在测量温度范围内, 它们的分磁化强度随温度的变化就比总磁化强度为快, 因而 K_u 与总磁化强度 M_s 的关系之方次 α 必然大于 2. 因为金属玻璃不可能达到完全的拓扑短程有序, 居里点总有涨落, 而退火中弛豫的原子总是激活能较低的一部分, 只要激活能低的原子 (比较松动的原子) 的 T_c 低, α 大就是完全可能的. 所以, 对于金属玻璃, α 是否等于 2 不应看作是否为离子对方向有序的判据. 实际上, 晶态合金的 α 也常大于 2, 说明其中结构也有一些涨落 (或缺陷), 只是非晶态的涨落是内禀性的并且特别大, 因而 α 可大幅度变化. 由此也可认为, 如果弛豫体的 T_c 接近于总的 T_c , 应有 $\alpha \approx 2$; 如果弛豫体的 T_c 大于总的 T_c , 应有 $\alpha < 2$. 前一种情况已直接测得过, 后一种情况目前尚无直接实验结果.

这样, 对于其它模型, α 值也不能作为模型是否成立的判据. 单离子晶场模型得出 $\alpha = 3$ 对于 λ_s 与实验相符, 可以作为模型成立的证明, 那是因为 λ_s 与 M_s 一样都是全部原子的总体性能, 用到 K_u 情况则不行. 下面关于 K_{us} 的分析将指出, DSRO 可能是 K_u 的一种起源.

2) $K_{usr} < 0$ 的解释

对于 $x < 0.975$ 有 $K_{usr} < 0$, 可以设想有一些几个磁性离子组成的畸变离子团, 周围被空位或类金属原子所隔离, 其长轴在张力退火时转向张力方向, 在 T_c 以下离子磁矩沿短轴取向的赝偶极相互作用能显然比沿长轴方向者为低, 因而感生难轴在纵向, $K_{usr} < 0$. 在随后去除张力退火后, 这些原子团又趋于平衡的混乱取向, 因而 K_{usr} 消失.

3) $K_{usi} > 0$ 的解释

假设有一些大的畸变原子团,其平均磁化强度与母体不同,在张力退火时长轴沿张力方向取向, T_c 以下磁化在纵向的静磁能较小,因而 $K_{usi} > 0$ 。这种大原子团的转向涉及较大的激活能,只有在张力下发生蠕变的过程中才能重排,去除张力退火时这种动力解除,成为“永久”的。

五、结 论

金属玻璃 $(Fe_{1-x}Co_x)_{78}Si_{10}B_{12}$ 的磁化感生各向异性常数 K_{um} 为正值, $x = 0.7$ 时最大;应变感生各向异性分为可逆和不可逆两部分;不可逆的应变感生各向异性常数 K_{usi} 为正值,在 $x = 0.5$ 时最大;可逆的应变感生各向异性常数 K_{usr} 在 $x < 0.975$ 时为负, $x > 0.975$ 时为正,在 $x = 0.7$ 时数值最大;感生各向异性常数随温度的变化有与 M_s^2 成正比的规律,不同 x 和不同的感生各向异性, α 在3.4和7.5之间。用短程有序可以定性地解释部分实验结果。

中国科学院物理研究所203组提供了样品、实验条件和 T_{cr} , T_c 等数据,潘孝硕教授关心并指导过本工作,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] H. Fujimori, M. Kikuchi, Y. Obi and T. Masumoto, *Sci Rep. RITU*, A26(1976), 36.
- [2] H. Fujimori, H. Morita, Y. Obi and S. Ohta, in *Amorphous Magnetism II*, eds. R. A. Levy and R. Hasegawa, Plenum Press, New York, (1977), 393.
- [3] T. Miyazaki and M. Takahashi, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 17(1978), 1755.
- [4] M. Goto, H. Tange and T. Tokunaga, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 18 (1979), 2023.
- [5] H. Morita, H. Fujimori and Y. Obi, *J. Magn. Magn. Mat.*, 15—18 (1980), 1359.
- [6] T. Mizoguchi, S. Hatta, H. Kato, H. Arai, K. Maeda and N. Akutsu, *IEEE Trans. Magn.*, Mag-16 (1980), 1147.
- [7] O. V. Nielsen and H. J. V. Nielsen, *J. Magn. Magn. Mat.*, 22(1980), 21.
- [8] O. V. Nielsen and H. J. V. Nielsen, *Solid State Comm.*, 35(1980), 281.
- [9] O. V. Nielsen, H. J. V. Nielsen, T. Masumoto and H. M. Kimura, *J. Magn. Magn. Mat.*, 24(1981), 88.
- [10] H. R. Hilzinger, *Proc. 4th Int. Conf. on Rapidly Quenched Metals (Sendai, 1981)*, (1982), 791.
- [11] O. V. Nielsen, *J. Magn. Magn. Mat.*, 36(1983), 81.
- [12] O. V. Nielsen, L. K. Hansen, A. Hernando and V. Madurga, *J. Magn. Magn. Mat.*, 36(1983), 73.
- [13] K. Y. Ho (何开元) P. J. Flanders and C. D. Graham, Jr., *J. Appl. Phys.*, 53 (1982), 2279.
- [14] P. J. Flanders and N. Morito, *Abstracts of 29th Conf. MMM*, (1983), 118.
- [15] J. J. Becker, *IEEE Trans. Magn.*, Mag-14 (1978), 938.
- [16] J. C. Slonczewski, in *Magnetism*, eds. G. T. Rado and H. Suhl, Academic Press, New York, 1 (1963), 232.
- [17] R. C. O'Handley, *Phys. Rev. B*, 18(1978), 930.
- [18] T. Egami, in *Amorphous Metallic Alloys*, ed. F. E. Luborsky, Butterworths, London, (1983), 100.
- [19] S. Chikazumi and C. D. Graham, Jr., in *Magnetism and Metallurgy*, eds. A. E. Berkowitz and E. Kneller, Academic Press, New York, (1969), 577.

INDUCED ANISOTROPY IN METALLIC GLASSES $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$

CHEN DU-XING

(Central Iron and Steel Research Institute, Beijing)

ABSTRACT

The variations of magnetization- and strain-induced anisotropy in metallic glasses $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ with composition and temperature have been studied. The magnetization- and the irreversible strain-induced anisotropy constants, K_{um} and K_{usi} , have positive values, the maximums of which occur at $x=0.7$ and 0.5 respectively. The reversible strain-induced anisotropy constant K_{usr} has a negative value except for $x>0.975$, the magnitude of which exhibits a maximum at $x=0.7$. As to the temperature dependence of K_{u} , a common relation $K_{\text{u}}(T)=kM_{\text{s}}^{\alpha}(T)$ is followed, in which α is a constant between 3.4 and 7.5 depending on the composition and the annealing condition used. Some of the experimental results are explained by using the concept of short range ordering.