

FeCo 基纳米晶合金高温交换耦合作用机理*

杨 静¹⁾ 王 治^{1)†} 贾芸芸¹⁾ 韩叶梅¹⁾

(天津大学理学院, 天津 300072)

(2010 年 1 月 29 日收到; 2010 年 3 月 10 日收到修改稿)

研究了 500 和 600°C 真空退火后的纳米晶 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 合金初始磁导率随温度的变化规律, 发现较高温 (600°C) 退火的 FeCo 基纳米晶合金, 在非晶相居里温度以上较宽温度范围内磁导率没有明显的衰减, 这是在双相纳米晶合金中观察到的一种新现象, 其磁特性不同于 Fe 基纳米晶合金. 为了探明这种现象的起源, 估算了与剩余非晶相同成分的非晶合金的居里温度及纳米晶粒间发生交换耦合作用的参数. 结果显示, 双相纳米晶合金晶粒间发生完全交换耦合穿透作用时, 晶粒间非晶层的表观居里温度可大幅提高到与晶化相居里点相同的温度 (即 $T_c^d = T_c^c$), 并计算得到 α -FeCo 晶粒间发生完全交换耦合穿透作用的临界厚度 (Λ_c) 大于 α -Fe 晶粒的 Λ_c , 解释了高温下 FeCo 基纳米晶合金磁导率明显高于 Fe 基纳米晶合金的原因.

关键词: 交换耦合作用, 非晶相居里温度, 交换耦合穿透深度

PACC: 7530E, 7550K, 7530C

1. 引 言

商品牌号为 FINEMET 的 Fe 基纳米晶合金自从 1988 年被 Yoshizawa 等人发现以来, 由于其高饱和磁感应强度、高磁导率和低矫顽力等优点, 受到各国科学家的广泛关注^[1-3]. 但由于 Fe 基合金在高温 ($>300^\circ\text{C}$) 下磁导率快速衰减^[4,5] 限制了它在高温环境的应用. 1998 年 Willard 等人^[6] 在 NANOPERM 中加入 Co 制成 FeCo 基纳米晶合金, 虽然室温下磁导率相对 Fe 基合金有所下降, 但是它的高温软磁性能明显优于 Fe 基合金, 表明 Co 的加入可以明显提高合金的高温软磁性能^[7-9]. 受此启发, 在 FINEMET 型合金中加入 Co 制成 FeCo 基纳米晶合金, 研究其高温磁性 (尤其是温度高于非晶相居里温度) 也引起了人们的极大的兴趣^[10].

Suzuki 等人的双相纳米晶合金交换耦合作用模型认为 Fe 基 (FeCo 基) 纳米晶合金室温下优良软磁性能是由于均匀分布的 α -Fe (α -FeCo) 晶粒通过铁磁性的非晶基体发生交换耦合作用, 使晶化相的磁晶各向异性有效的平均掉^[11,12]. 但是近期研究发现, FeCo 基纳米晶合金在非晶相居里温度 (T_c^d) 以上较宽温度范围内下磁导率没有明显衰减, 这与 Fe 基

纳米晶合金不同, 是一种新的物理现象. Fe 基纳米晶合金在非晶相居里温度附近的拖尾现象, Hernando 等^[13] 和 Gao 等人^[14] 认为是因为 α -Fe 晶粒间的交换耦合作用场穿透中间的非晶层, 使纳米晶合金的居里温度升高引起的. 但是对于高温下具有较高磁导率的 FeCo 基纳米晶合金在温度远高于非晶相居里温度之上, 保持高磁导率的微观机理尚不十分清楚, 所以探明这一问题的物理本质对于开发新型高温纳米晶软磁材料有很好的理论和实际意义. 本文以 500 和 600°C 真空退火 60 min 的 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 纳米晶合金为例, 分析了 FeCo 基纳米晶合金高温下磁导率的演变规律及优良软磁性能产生的可能原因, 初步探索了高温下纳米晶粒间交换耦合作用的微观机理并解释了 FeCo 基纳米晶合金高温软磁性能优于 Fe 基纳米晶合金的内在原因.

2. 实验方法

用单辊熔体急冷法制备出宽约 4 mm, 厚约 25 μm 的非晶 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 合金薄带. 将 3 m 长的薄带卷成内径约为 16 mm, 外径约为 20 mm 的环状样品, 在 500°C 真空条件下退火 60 min 使其

* 国家自然科学基金 (批准号: 50871073) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zhiwang@tju.edu.cn

纳米晶化. 然后将试样放到通有高纯氩气保护的加热炉内, 采用 HP4194A 阻抗分析仪在线测试 10 kHz 条件下初始磁导率 μ_i 随温度的变化. 微观结构分别分析采用日本理学 D/max-2500/PC 型 X 射线衍射仪(辐射源为 $\text{CuK}\alpha$, 衍射采样角度为 $40^\circ\text{--}50^\circ$) 和 FEI NANOSEM 430 型场发射扫描电子显微镜(最小分辨率为 1 nm).

3. 实验结果与讨论

3.1. 实验结果

图 1 为 500 和 600 $^\circ\text{C}$ 退火 60 min 后 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 纳米晶合金的 $\mu_i\text{-}T$ 曲线, 从图中可以看出, 两种样品的 $\mu_i\text{-}T$ 曲线在非晶相居里温度(约 450 $^\circ\text{C}$) 附近都没有出现尖锐的霍普金森峰, 这表明在这一温度区间(500—600 $^\circ\text{C}$) 退火后形成了双相纳米晶结构^[5]. 与淬态样品相比^[15], 磁导率随温度升高下降缓慢, 但 500 $^\circ\text{C}$ 较低温退火后样品的初始磁导率(μ_i) 在非晶相的居里温度附近仍以较快速度下降到零(对应 470 $^\circ\text{C}$), 而随后在继续升温到接近 600 $^\circ\text{C}$ 时, 磁导率又开始上升, 680 $^\circ\text{C}$ 左右由于硬磁相的出现或晶化相的顺磁性转变使磁导率下降. 而经 600 $^\circ\text{C}$ 高温退火的样品, 初始磁导率随温度升高单调缓慢下降, 直到 700 $^\circ\text{C}$ 左右 μ_i 才快速下降到几乎为零.

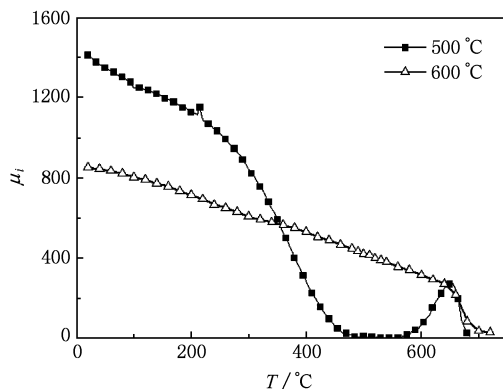


图 1 500 和 600 $^\circ\text{C}$ 退火 60 min 后 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 纳米晶合金的 $\mu_i\text{-}T$ 曲线

3.2. 讨 论

500 $^\circ\text{C}$ 退火的样品在 470 $^\circ\text{C}$ 附近磁导率下降到零是由于铁磁性的剩余非晶相发生了顺磁性转变,

晶化相相邻晶粒间的交换作用被顺磁性的非晶基体阻断, 使磁导率下降到零. 由 Suzuki 等的双相纳米晶合金有效各向异性模型^[16],

$$\langle K \rangle = \frac{1}{\phi} (1 - V_{\text{am}})^4 D^6 \times \left(\frac{1}{\sqrt{A_{\text{cr}}}} + \frac{(1 - V_{\text{am}})^{-1/3} - 1}{\sqrt{A_{\text{am}}}} \right)^6, \quad (1)$$

可知, 高温时剩余非晶相的交换劲度 A_{am} 要远小于晶体相的交换劲度 A_{cr} , 此时剩余非晶相的交换劲度 A_{am} 成为影响交换耦合作用强弱的主要参数. 当温度 T 高于剩余非晶相居里温度 T_{c}^{am} 时, 剩余非晶相由铁磁性向顺磁性转变, 则 A_{am} 减小到零, 有效各向异性 $\langle K \rangle$ 将变得无穷大, 磁导率将会下降到零. 但图 1 中经 600 $^\circ\text{C}$ 退火的样品在 470 $^\circ\text{C}$ 附近磁导率并没有出现快速下降到零, 而是保持较高值, 这种现象不能用 Suzuki 的双相纳米晶合金有效各向异性模型来解释. 产生上述现象可能的原因有:

1) 随温度的升高, 晶化相不断析出, 剩余非晶相的成分发生了变化, 使它的居里温度升高, 即在我们测量的温度范围内(20—700 $^\circ\text{C}$), 剩余非晶相仍为铁磁性, 相邻晶粒之间通过铁磁性的非晶基体发生交换耦合作用, 使磁导率保持较高的值.

2) 随温度的升高, 非晶相不断晶化, 晶化相体积分数的升高必然会使中间非晶层变薄, 晶粒之间的强分子场可能会穿透剩余非晶层, 两相邻晶粒直接发生作用, 使磁导率在非晶相居里温度之上保持较高的值.

3.3. 实验验证上述现象产生的原因

3.3.1. 高温下磁导率变化的主要原因

$\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 合金 500 $^\circ\text{C}$ 等温退火 60min 后, 形成了纳米晶相与剩余非晶相两相共存的双相纳米晶结构, Ohnuma 等人^[17] 用三维原子探针(3DAP)精确的测量了其晶化相和剩余非晶相的主要成分, 分别为 $\text{Fe}_{42}\text{Co}_{42}\text{Si}_9\text{B}_4\text{Nb}_2$ 和 $\text{Fe}_{39}\text{Co}_{39}\text{Si}_8\text{B}_{10}\text{Nb}_4$.

假设与剩余非晶相同成分的非晶合金 $\text{Fe}_{39}\text{Co}_{39}\text{Si}_8\text{B}_{10}\text{Nb}_4$ 中全部的 Co 原子用 Fe 原子替代, 全部 Si 原子被 B 原子替代形成了 $\text{Fe}_{78}\text{B}_{18}\text{Nb}_4$, 其居里温度约为 220 $^\circ\text{C}$ ^[18], 考虑到 Si 的影响, $\text{Fe}_{82}\text{B}_{18-x}\text{Si}_x$ ($0 < x < 10$) 合金中 Si 含量 x 由 0 增加到 8, 非晶合金的居里温度提高 43 $^\circ\text{C}$ 左右^[19], 根据文献[15], 用 Co 部分替代的 Fe 后, 形成 $\text{Fe}:\text{Co} = 1:1$ 的 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}$

$\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 合金时,合金中非晶相的居里温度将增加 100°C 左右,所以可以估算出与剩余非晶相具有相同成分的非晶 $\text{Fe}_{39}\text{Co}_{39}\text{Si}_8\text{B}_{10}\text{Nb}_4$ 合金的居里温度约为 363°C .

由于淬态 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 合金的居里温度约为 470°C 左右^[20],可知随着晶化相的析出剩余非晶相的成分虽然发生了变化,但是,其居里温度并没有升高,反而有所下降,这与 Fe 基合金的情况相似^[21],只是其居里温度下降的幅度比 Fe 基合金小.这说明在温度上升到 360°C 以上时,FeCo 基纳米晶合金的剩余非晶相首先发生顺磁性转变,于是磁导率开始快速下降,但是和淬态非晶合金相比,非晶相居里温度附近磁导率下降的速度明显缓慢^[22],这可能与铁磁性的 $\alpha\text{-FeCo}$ 晶粒间的铁磁交换作用有关^[23,24],但由于晶化相的体积分数较小,剩余非晶相的磁性转变起到了主要作用,相邻晶粒间的相互作用被顺磁性的非晶层阻断,磁导率下降到几乎为零.当温度上升到 600°C 后,合金中的剩余非晶相继续晶化,晶化相体积分数增加,剩余非晶层变薄,相邻晶粒间的强交换耦合作用可能穿透了剩余非晶层而发生了直接相互作用,导致磁晶各向异性可以有效的平均掉,双相纳米晶合金磁导率开始升高.

3.3.2. 晶粒间发生明显交换耦合穿透作用的临界值

根据 Hernando 等关于 Fe 基纳米晶合金居里温度增强效应理论^[21],定义纳米晶合金中非晶相居里温度为 $\mu_i\text{-}T$ 曲线中磁导率第一次下降到零的温度值 (T_c^A), $\mu_i\text{-}T$ 曲线中高温处磁导率第二次下降到零的点定义为纳米晶合金中晶化相的居里温度 (T_c^C),与剩余非晶相同成分的非晶合金居里温度定义为 T_c^{A*} , $\alpha\text{-FeCo}$ 晶粒间的距离和交换耦合穿透深度分别用 Λ 和 L 表示(如图 2 所示),由于交换耦合穿透作用使双相纳米晶合金中穿透层的非晶相居里温度比相同成分非晶合金的居里温度高^[25],即 $T_c^A > T_c^{A*}$. Hernando 等人认为 T_c^A 的增加,是由于在 $z=0$ 到 $z=L$ 及 $z=A-L$ 到 $z=A$ 范围内晶化相的居里温度 T_c^C 与 $z=L$ 到 $z=A-L$ 范围内非晶相居里温度 T_c^{A*} 均匀的线性平均引起的,可以表示为

$$T_c^A = T_c^{A*} + (T_c^C - T_c^{A*})2L/\Lambda. \quad (2)$$

由图 1 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 合金经 500°C 等温退火 60 min 的 $\mu_i\text{-}T$ 曲线,可得到 $T_c^A = 470^\circ\text{C}$ 及 $T_c^C = 680^\circ\text{C}$,将 T_c^A , T_c^C , 以及 $T_c^{A*} = 363^\circ\text{C}$ 代入(2)式,得出 $2L/\Lambda$ 的值约为 0.333,这个值约为 510°C 退火

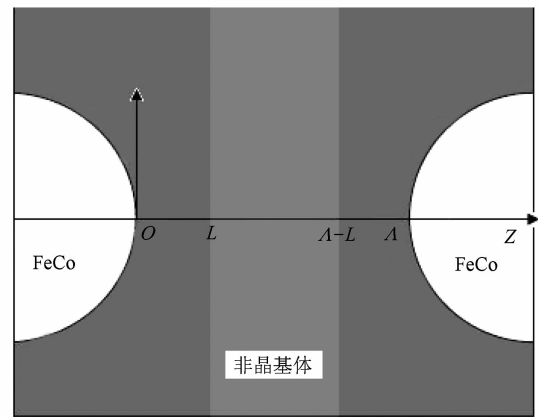


图 2 FeCo 基合金交换耦合作用模型

60 min 的 FINEMET 型合金 ($0.126^{[21]}$) 的 2.6 倍,这说明 $\alpha\text{-FeCo}$ 晶粒之间交换耦合作用明显强于 $\alpha\text{-Fe}$ 晶粒间的相互作用.如果增加退火温度,晶化相体积分数将会增加, Λ 不断减小,当 $\Lambda = 2L$ 时,合金的非晶层完全被晶化相的分子场穿透,由(2)式可得出 $T_c^A = T_c^C$,表明双相纳米晶合金中晶粒间非晶层的表观居里温度达到晶化相的居里温度.这时从合金内部的作用力角度看,它相当于变成只有单一的 $\alpha\text{-FeCo}$ 晶化相的纳米晶合金,但是从宏观的磁学性质角度,此时计算合金磁性参数 (M_s, K, λ_s),其非晶相的体积不能忽略(如计算合金磁矩时只有晶化相的磁矩与其体积分数的乘积部分),但是由于高温退火晶化相的体积分数较大,非晶相的影响不再起主要作用,宏观上磁导率在非晶相居里温度附近衰减不明显.正如图 1 所示,经较高温度退火 (600°C) 的 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 纳米晶合金,其 $\mu_i\text{-}T$ 曲线中初始磁导率在 T_c^{A*} 附近没有发生明显的快速衰减,而磁导率只是随温度的缓慢下降,直到温度高于纳米晶合金中晶化相居里温度时 (T_c^C),才出现磁导率的快速衰减,这种磁导率的缓慢下降可能是由于热能破坏磁有序状态造成的(假定磁致伸缩和各向异性不变).

图 3 为 500°C 退火 60 min 的 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 样品加热到不同温度的 $\mu_i\text{-}T$ 曲线,停止加热温度分别为 600 和 685°C .从图 3(b) 中可以看出温度上升到 600°C 时,样品初始磁导率开始上升,假设磁导率的上升是由于 FeCo 晶粒间明显的交换耦合穿透作用引起的,定义此时的非晶层的厚度为发生完全交换耦合穿透作用的临界厚度 (Λ_c),由(2)式计算所得的 500°C 退火 60 min 的样品的 $2L/\Lambda$

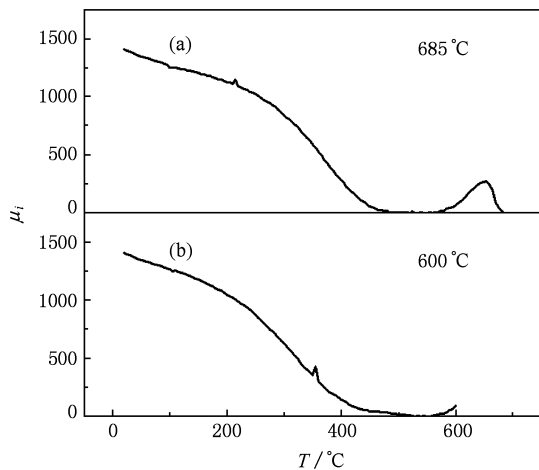


图3 500℃真空退火 60 min 的 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 样品加热到不同温度的 μ_i - T 曲线 (a) $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 样品加热到 685℃ 的 μ_i - T 曲线; (b) $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 样品加热到 600℃ 的 μ_i - T 曲线

的值约为 0.333, 由于交换耦合穿透长度 (L) 是表示 α -FeCo 晶粒间的分子场的穿透能力的量, 反应物质的固有属性, 所以同种材料的 L 值可以认为不随温度变化, 那么发生完全交换耦合穿透作用 ($\Lambda = 2L$) 的临界厚度 (Λ_c) 应为 500℃ 退火 60 min 样品非晶层厚度的 1/3 倍 ($\Lambda_c/\Lambda = 0.33$).

图 4 为 500℃ 真空退火 60 min 的 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 样品及真空退火后加热到 600℃ 的样品的 α -FeCo 相 (110) 衍射峰, 晶化相体积分数根据下式估算^[26,27]:

$$V_{\text{cry}} = \frac{I_{\text{cry}}}{I_{\text{cry}} + I_{\text{am}}}, \quad (3)$$

其中, I_{cry} 和 I_{am} 分别是晶化相和非晶相衍射峰的积分强度, 用 GaussAmp 函数对 XRD 图像中的 (110) 衍

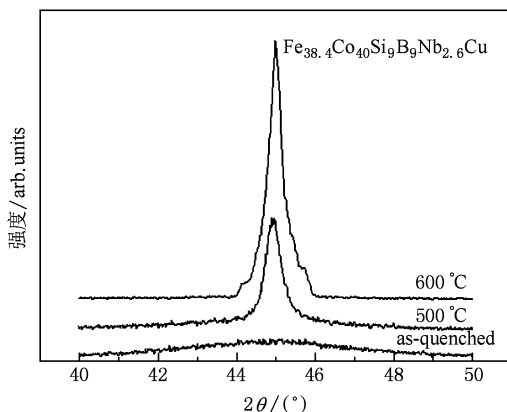


图4 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 淬态及不同退火温度的样品的 XRD 图

射峰所包围的面积进行拟合计算得 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 合金在 500℃ 退火 60 min 的样品的晶化相体积分数为 64.04%, 500℃ 真空退火 60 min 后加热到 600℃ 的样品的晶化相体积分数为 83.568%. 同时根据谢乐公式, 由展宽的 α -FeCo 相 (100) 衍射峰计算得到相应的平均晶粒尺寸分别为 $D_{500} = 19.4 \text{ nm}$, $D_{600} = 20 \text{ nm}$.

剩余非晶层的厚度 (Λ) 与晶粒的尺寸 (D) 和晶化相体积分数 (V_{cry}) 有密切关系^[28], 可表示为

$$\Lambda = D \left[\left(\frac{1}{V_{\text{cry}}} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 \right], \quad (4)$$

将晶粒尺寸和晶化相体积分数代入 (4) 式可计算得两种纳米晶合金的剩余非晶层厚度分别为 $\Lambda_{500} = 3.11 \text{ nm}$, $\Lambda_{600} = 1.23 \text{ nm}$. 500℃ 退火 60 min 与随后加热到 600℃ 的纳米晶合金中的非晶层厚度之比 $\Lambda_{600}/\Lambda_{500} = 0.39$, 考虑到实验操作过程及晶化相的体积分数计算方法的误差, 可以认为 600℃ 左右磁导率明显上升与发生交换耦合穿透作用是对应的. 由于理论计算与实验结果较好的符合, 说明较低温度 (500℃) 退火的双相纳米晶合金磁导率在高温区 ($\geq 600^\circ\text{C}$) 的上升是由于发生了完全的交换耦合穿透作用所致, 所以 600℃ 退火样品的非晶层厚度 (Λ_{600}) 可以认为就是交换耦合穿透作用发生的临界厚度 ($\Lambda_c = 1.23 \text{ nm}$). 完全穿透作用时, 非晶层厚度与交换耦合穿透深度的关系应满足 $\Lambda_c = 2L$, 由此可以得出 α -FeCo 晶粒间交换耦合穿透长度 $L_{\text{FeCo}} = 0.61 \text{ nm}$, 这个值大于 Fe 基纳米晶合金中 α -Fe 晶粒间交换耦合穿透深度 (0.4—0.5 nm)^[21], 同时考虑到 Fe 基和 FeCo 基合金的 $2L/\Lambda$ 的关系, 可以得出 FeCo 基合金晶粒间发生交换耦合穿透作用的非晶层临界厚度大于 Fe 基合金, 所以当温度升高时, FeCo 基合金先达到发生交换耦合穿透作用的临界厚度, 这就是 FeCo 基合金高温下的初始磁导率明显高于 Fe 基合金的原因.

图 5(a) 为 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 样品经 500℃ 退火 60 min 后扫描电镜 (SEM) 图, (b) 为 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 样品经 600℃ 退火的 SEM 图. 从图中可以看出, 不同热处理的样品的晶粒尺寸和非晶层厚度有明显的不同, 经高温退火 (600℃) 的样品, 晶粒尺寸明显长大, 非晶层厚度变薄, 但是高温退火后, 样品中出现了很多不均匀的大晶粒, 有效各向异性增大, 使得 600℃ 退火后样品室温下初始磁导率明显低于 500℃ 退火的样品 (见图 1). 但是在高温

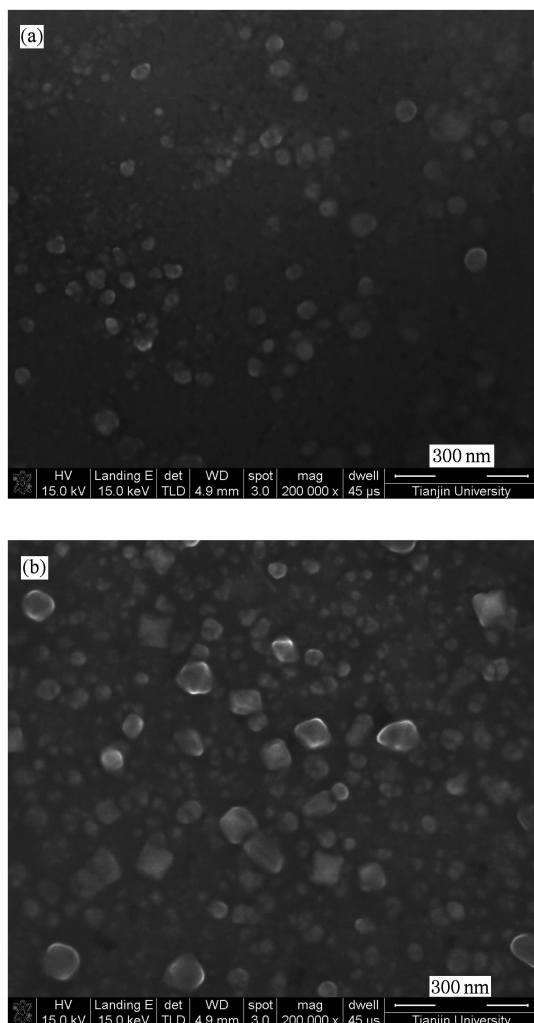


图5 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 样品 500 和 600℃ 的 SEM 图
(a) 为 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 样品经 500℃ 退火 60 min; (b) 为
 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 样品经 600℃ 退火的 SEM 图

下 ($T > 360^\circ\text{C}$) 600℃ 退火样品的磁性明显优于 500℃ 退火样品, 这可能是由于加热过程中随着温度的升高, 非晶层厚度不断减小, 600℃ 退火样品在较低的温度 ($< T_C^{\text{d}}$) 时达到了发生交换耦合作用的临界厚度, 非晶相顺磁性转变的同时晶化相的交换场

穿透中间顺磁性的剩余非晶层发生了直接的交换耦合作用, 而高温退火样品的非晶相的体积分数较小, 顺磁性转变对合金的磁性的影响不大, 宏观上晶粒间非晶层的表观居里温度达到晶化相的居里温度, 合金相当于只有单一的晶化相, 所以磁导率在高温下一直保持较高的值, 直到 T_C^{d} 附近才开始快速下降。

以 500℃ 退火 60 min 的 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 样品为例计算所得的交换耦合穿透深度数值 (L_{FeCo}) 有一定的意义, 即对于 FeCo 基合金, 只有当 $\Lambda < 2L_{\text{FeCo}}$ 时, 才能发生明显的穿透效应, 即只有当退火温度足够高时, 晶粒间剩余非晶层的厚度小于 $2L_{\text{FeCo}}$ 的 FeCo 基纳米晶合金, 其 μ_r - T 曲线中才出现在非晶相居里点附近初始磁导率不发生明显衰减的现象。

4. 结 论

1. 估算了与双相纳米晶合金中剩余非晶基体同成分的非晶合金的居里温度, 发现 FeCo 基纳米晶合金高温下磁导率保持较高值的原因不是由于非晶基体成分变化造成的非晶相居里温度 (T_C^{d}) 升高, 而是相邻 α -FeCo 晶粒间强的交换耦合作用穿透中间的顺磁性的非晶基体, 使合金中的剩余非晶相居里温度大幅增强到晶化相的居里温度 (即 $T_C^{\text{d}} = T_C^{\text{c}}$) 所致。

2. 由理论计算到 500℃ 等温退火 60 min 的双相纳米晶 $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ 合金平均晶粒间的 $2L/\Lambda$ 值为 0.333, 并由实验得到 α -FeCo 晶粒间的交换耦合穿透深度 (L) 约为 0.61 nm, 与已有文献对比, 得出 FeCo 基纳米晶合金晶粒间发生交换耦合穿透作用的临界厚度 (Λ_c) 大于 Fe 基纳米晶合金, 说明与 Fe 基纳米晶合金相比, FeCo 基纳米晶合金的非晶层在较低的温度就能达到发生交换耦合作用的临界厚度, 这就是高温下 FeCo 基合金磁导率随温度变化规律不同于 Fe 基合金的原因。

- [1] Yoshizawa Y, Oguma S, Yamauchi K J 1988 *J. Appl. Phys.* **64** 6044
 [2] Chen S Y, Liu C S, Li H L, Cui T 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4157 (in Chinese) [陈岁元、刘常升、李惠莉、崔彤 2005 物理学报 **54** 4157]
 [3] Zhou X F, Tao S F, Liu Z Q, Kan J D, Li D X 2002 *Acta Phys.*

- Sin.* **51** 322 (in Chinese) [周效峰、陶淑芬、刘佐权、阚家德、李德修 2002 物理学报 **51** 322]
 [4] Wang Z, He K Y, Yin J, Zhao Y H 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 2054 (in Chinese) [王治、何开元、尹君、赵玉华 1997 物理学报 **46** 2054]
 [5] Wang Z, He K Y, Jin J, Zhang L 2001 *Mater. Sci. Eng. A* **304**-

- 306 1046
- [6] Willard M A, Laughlin D E, Mehenry M E 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 6773
- [7] Ding Y H, Liu X, Zhou S S, Long Y, Ye R C 2007 *Acta Metall. Sin.* (Engl. Lett) **20** 327
- [8] Wang Z, Zhang P, Zhang D X, Han Y M, Chen X H, Ou Y N 2007 *Journal of Functional Materials* **38** 957 (in Chinese) [王 洽、张 鹏、张东须、韩叶梅、车相辉、欧阳宁 2007 功能材料 **38** 957]
- [9] Gercsi Zs, Mazaleyrat F, Varga L K 2006 *J. Magn. Magn. Mater.* **302** 454
- [10] Han Y M, Wang Z, Che X H, Chen X G, Li W R, Li Y L 2009 *Mater. Sci. Eng. B* **156** 57
- [11] Alben R, Becker J J, Chi M C 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 1653
- [12] Ji S, Yang G B, Wang R 1996 *Acta Phys. Sin.* **45** 2061 (in Chinese) [纪 松、杨国斌、王 润 1996 物理学报 **45** 2061]
- [13] Hernando A, Kulik T 1994 *Phys. Rev. B* **49** 7064
- [14] Gao Y H, Shindo D, Bitoh T, Makino A 2003 *Phys. Rev. B* **67** 172409
- [15] Ma X H, Wang Z, Han X T 2007 *Mater. Sci. Eng. A* **448** 216
- [16] Suzuki K, Cadogan J M 1998 *Phys. Rev. B* **58** 2730
- [17] Ohnuma M, Ping D H, Abe T, Onodera H, Hono K 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 11
- [18] Kuhrt C, Herzer G 1996 *IEEE Trans. Magn.* **32** 4881
- [19] Shen B G, Guo H Q, Zhan W S, Chen D X, Zhan Z Y, Wu Z L, Wang J L, Pan X S 1983 *Communications in Theoretical Physics* **2** 22 (in Chinese) [沈保根、郭慧群、詹文山、陈笃行、章志英、吴宗林、王金玲、潘孝硕 1983 物理通讯 **2** 22]
- [20] Ma X H 2007 *MS Thesis* (Tianjin: Tianjin University of China) (in Chinese) [马晓华 2007 硕士学位论文(天津:天津大学)]
- [21] Hernando A, Navarro I 1995 *Phys. Rev. B* **51** 3281
- [22] Varga L K 2007 *J. Magn. Magn. Mater* **316** 442
- [23] Hernando A 1994 *T. Kulik. Phys. Rev. B* **49** 7064
- [24] Randrianantoandro N, Ślawaska-Waniewska A, Greneche J M 1997 *Phys. Rev. B* **56** 10797
- [25] Lu Y, Li Q A, Di N L, Ma X, Kou Z Q, Luo Z, Cheng Z H 2003 *Chin. Phys.* **12** 789
- [26] Zhang X Y, Zhang F X, Zhang J W, Yu W, Zhang M, Zhao J H, Liu R P, Xu Y F, Wang W K 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 1918
- [27] Tang J C, Mao X Y, Li S D, Gao W L, Du Y W 2004 *J. Alloys Compd.* **375** 233
- [28] Gomez-polo C, Marin P, Pascual L, Hernando A, Vazquez M 2002 *Phys. Rev. B* **65** 24433

Mechanism of high-temperature exchange-coupling interaction of FeCo-based nanocrystalline alloy*

Yang Jing Wang Zhi[†] Jia Yun-Yun Han Ye-Mei

(School of Science, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

(Received 29 January 2010; revised manuscript received 10 March 2010)

Abstract

Temperature dependence of initial permeability is investigated for nanocrystalline $\text{Fe}_{38.4}\text{Co}_{40}\text{Si}_9\text{B}_9\text{Nb}_{2.6}\text{Cu}$ alloy annealed at 500 and 600°C, and the initial permeability of 600°C-annealed sample is observed not to drop sharply at the Curie temperature of the residual amorphous phase, which is a new magnetic phenomenon in dual-phase nanocrystalline alloys. The origin of the above phenomenon is explored by estimating the Curie temperature of amorphous ribbons which have the same compositions with the residual amorphous phase in annealed nanocrystalline alloys. The results indicate that the Curie temperature of the intergranular amorphous region can be enhanced drastically up to the Curie temperature of the crystalline phase ($T_c^A = T_c^C$) when the exchange-field between adjacent nanograins penetrates through the amorphous interphase thoroughly. Furthermore, the effective exchange penetration length of FeCo-based nanocrystalline alloys (L_{FeCo}) is evaluated to be 0.61 nm much larger than that of Fe-based nanocrystalline alloys, which may be the main reason of the higher permeability of FeCo-based alloys at elevated temperature.

Keywords: exchange-coupling interaction, Curie temperature of the residual amorphous phase, the effective exchange penetration length

PACC: 7530E, 7550K, 7530C

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50871073).

[†] Corresponding author. E-mail: zhiwang@tju.edu.cn