

铁基纳米晶合金介观结构的等效 RLC 并联模型*

杨全民^{1) 2) 3)} 许启明¹⁾ 方允樟²⁾ 王玲玲³⁾ 施方也²⁾

1) 西安建筑科技大学材料科学与工程学院, 西安 710055)

2) 浙江师范大学数理学院, 浙江金华 321004)

3) 湖南大学应用物理系, 长沙 410082)

4) 连云港师范高等专科学校物理系, 连云港 222006)

(2006 年 8 月 31 日收到 2007 年 1 月 14 日收到修改稿)

根据实验研究成果提出纳米晶合金软磁性能受其介观结构影响的观点, 建立了 Fe 基纳米晶合金的球状介观结构模型, 分别求出只有交变磁场或交变磁场和静磁场作用时纳米晶粒球的频率函数—— D 函数. 分析表明, 两种 D 函数都是复变函数, 其实部 $\text{Re}(D)$ 为纳米晶电感性质和电容性质的反映, 虚部 $\text{Im}(D)$ 为纳米晶电阻性质的反映, 据此建立了 Fe 基纳米晶合金介观结构的等效 RLC 并联模型. 由该模型求得合金产生极值巨磁电阻的条件为 $\nu_{\text{extCMR}} = \nu \Big|_{\text{Re}(D)=0}$, 决定因素有 μ, σ, ω, R 和 H_{ex} 及微观磁结构.

关键词: Fe 基纳米晶合金, 等效 RLC 并联模型, 球状介观结构模型, 频率函数

PACC: 6146

1. 引言

Fe 基纳米晶软磁合金具有十分优异的软磁性能和巨磁阻抗效应. 目前解释其优异软磁性能的理论主要有: Herzer^[1] 的有效磁各向异性模型和纪松等人^[2] 的双相无规磁各向异性模型. 然而, 这两种模型只能解释纳米晶软磁合金的磁性随退火温度及显微结构的关系, 不能解释合金的频谱特性^[3]. 对于合金中产生的巨磁阻抗效应更是无从解释. 虽然目前关于 Fe 基纳米晶合金的巨磁阻抗效应在国内外都有多种理论模型和理论解释, 但都没有与有效磁各向异性模型和双相无规磁各向异性模型这两种解释纳米晶软磁合金优异磁性的基本理论相衔接. 也就是说没有考虑纳米晶和非晶相因素, 而是将合金看成是均匀的, 然后利用 Maxwell 方程和 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程求解, 这显然有悖于纳米晶合金双相结构的实验事实.

本文根据原子力显微镜 (AFM) 对 Fe 基纳米晶合金薄带介观结构的三维观察结果, 结合 X 射线衍射 (XRD) 扫描隧道显微镜 (STM)^[4], Mössbauer 谱^[5] 的实验成果, 建立新的理论模型——球状介观结构

模型. 通过该模型的求解, 推出了影响铁基纳米晶合金软磁性能的频率函数—— D 函数, 提出了纳米晶合金软磁性能受其介观结构影响的观点. 通过对交变磁场或者交变磁场和静态磁场两种情况分别对纳米晶粒球作用时产生的 D 函数的分析, 建立了 Fe 基纳米晶合金介观结构的等效 RLC 并联模型. 该模型从纳米层次上提出了解释纳米晶合金的微观软磁特性与纳米晶粒的介观结构及其电导率 σ , 导磁率 μ , 外加交变磁场频率 f 和外加稳恒磁场强度 H_{ex} 的关系.

2. 实验基础

2.1. 用 AFM 对 Fe 基纳米晶合金薄带的介观结构观察

在室温和大气中, 用 P47H 型 AFM 对纳米晶 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 合金薄带断口的介观结构观察^[6], 图 1 为 540℃ 退火的合金薄带横断面 AFM 图像.

图 2(a)(b) 分别为 540℃ 退火的合金薄带在室温下从自由面、贴辊面开始用 15% HF 溶液腐蚀

* 国家自然科学基金 (批准号: 19874018) 和江苏省连云港市工业研究开发计划 (批准号: GY200403) 资助的课题.

† E-mail: yqm616@sina.com, yqm616@126.com

15 min 的 AFM 图像. 根据合金薄带横断面的 AFM 图像和平面腐蚀的 AFM 图像, 可从三维空间观察合金薄带的介观结构^[6,7]. 结果表明, 从薄带的自由面到

贴辊面区域的介观结构都是由细小的大致均匀分布的近球状颗粒和非晶相合金组成. 颗粒尺寸在 10—100 nm 之间, 从自由面到贴辊面颗粒尺寸由小变大.

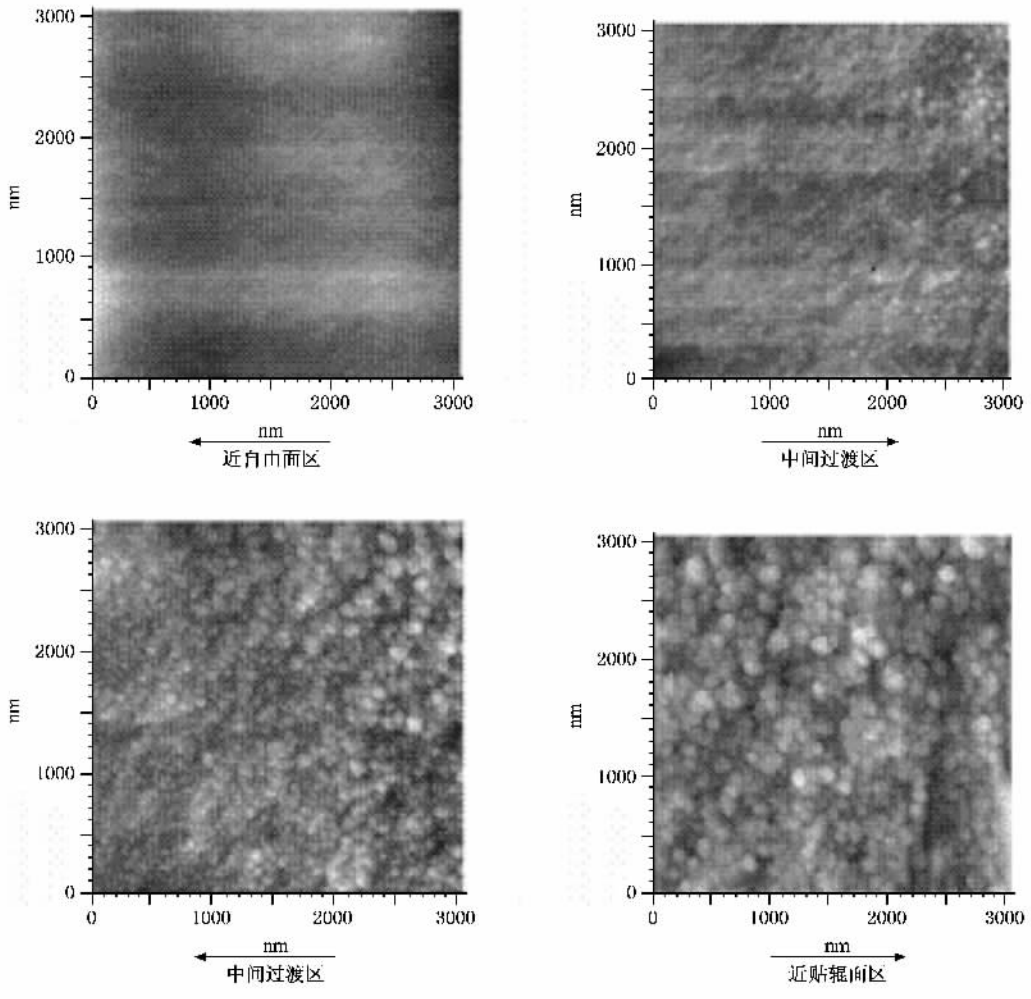


图 1 540℃退火的 Fe 基合金薄带横断面 AFM 图

2.2. Fe 基纳米晶合金薄带的 XRD 衍射图谱

图 3 为 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 非晶合金薄带在 540℃退火后的 XRD 衍射图谱. 分析表明, 退火后的合金是一种由纳米晶球体(具有体心立方(bcc)结构的 $\alpha\text{-Fe}(\text{Si})$ 固溶体)和非晶相构成的双相材料. 纳米晶粒球的晶体学取向呈现无规则分布, 取(110)面的衍射数据用 Scherrer 公式可计算出 $\alpha\text{-Fe}(\text{Si})$ 晶粒的平均尺寸为 15 nm. 纳米晶基本上为球体, 球内为 bcc 结构的 $\alpha\text{-Fe}(\text{Si})$ 固溶体, 球外为非晶相合金. 纳米晶球体均匀地镶嵌在非晶相合金中^[6,7]. 这与 STM^[4]和 Mössbauer 谱^[5]的实验研究结果一致.

因此, AFM 观察到的近球状颗粒可能是纳米晶团聚形成的介观结构^[6,7]. 由于颗粒中包含的纳米晶

的尺寸和多少不同, 因此颗粒的大小也不同.

3. 模 型

3.1. 根据实验结果作的几点假设

根据实验结果可作如下几点假设:

1) 根据 AFM 对 Fe 基纳米晶 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 合金薄带介观结构的三维观察结果, 结合 XRD, STM^[4], Mössbauer 谱^[5]的实验成果, 可以认为 Fe 基纳米晶合金体内是由球状纳米晶和纳米晶团聚形成的近球状颗粒与非晶相组成, 但纳米晶球体和团聚颗粒的大小并非均匀, 而是从自由面到贴辊面呈现出颗粒尺寸由小变大的景象. 为了分析方便, 称这种

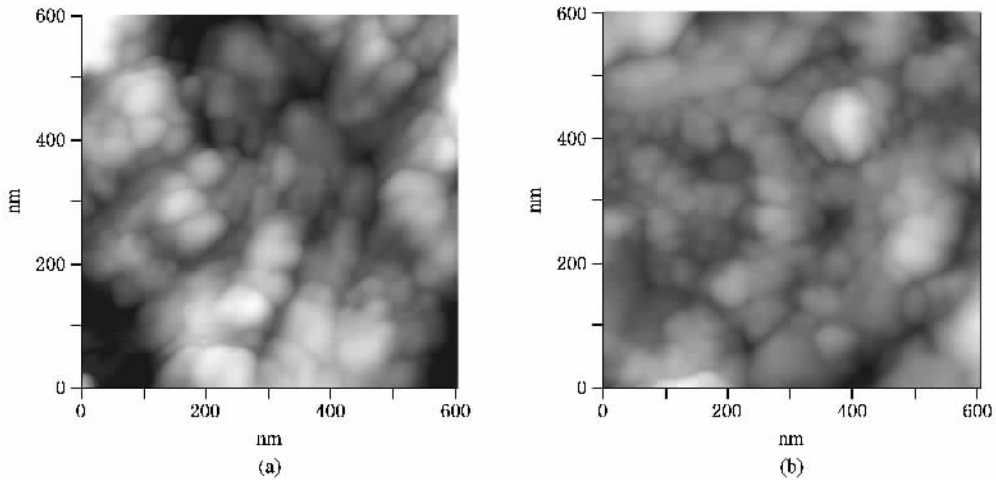


图2 540°C退火的 Fe 基金薄带腐蚀表面的 AFM 图像

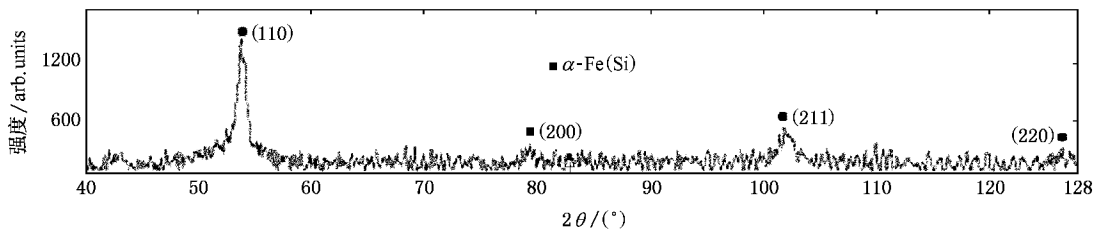


图3 540°C退火的 Fe 基金薄带 X 射线衍射图像

微观景象为球状介观结构. 以下称这种近球状颗粒为颗粒球.

2) α -Fe(Si) 纳米晶的导电导磁性能良好, 球外非晶相介质的导电性能很差, 即 $\sigma_0 \rightarrow 0$.

3) 由于球外非晶相介质的电导率 $\sigma_0 \rightarrow 0$, 当外加交变磁场的频率 ω 较低时, $k_0 r = \sqrt{i\mu_0 \sigma_0 \omega} r \ll 1$, 其中 μ_0 为非晶相介质的磁导率, r 为颗粒球的半径.

4) 由于样本使用过程中的截止频率在 20—50 kHz 范围内, 而样本的尺寸都在 mm 量级, 因此样本为均匀磁化. 由于外加交变磁场的作用, 合金内的磁畴跟着外加磁场的变化同步变化, 即磁畴的变化频率与外加交变磁场的频率相同. 又因为 α -Fe(Si) 纳米晶的直径小于畴壁厚度 (L_{ex}) 的 1/10, 样本内每一个磁畴内的每一个纳米晶体球的磁化磁矩方向都一致, 这样每一个磁化了的纳米晶或颗粒球都可等效为一个磁偶极子, 这些磁偶极子通过其外围的非晶相介质发生磁耦合^[5], 进而表现为宏观磁场. 为了方便, 下面把纳米晶体球或颗粒球所受磁畴内磁场的作用说成外磁场.

3.2. 模型及求解

综上所述, 每个颗粒球可看成是一个铁磁性导电球体, 球外的非晶相可看成是电阻率很高的磁性材料. 这种微观景象我们称为球状介观结构模型.

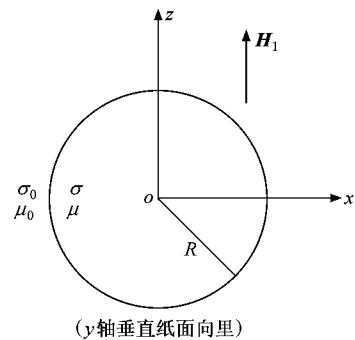


图4 颗粒球在均匀交变磁场中的球状介观结构模型

设球体半径为 R , 电导率为 σ , 磁导率为 μ ; 周围介质的电导率为 σ_0 , 磁导率为 μ_0 . 外加均匀交变磁场 $H_1 = H_0 e^{-i\omega t}$. 选择球坐标系, 设原点 o 位于球心, z 轴与外加磁场 $H_1 = H_0 e^{-i\omega t}$ 方向一致, x 轴水

平, y 轴垂直于剖面, 如图 4 所示。

求铁磁导电球体在均匀交变磁场中的磁场分布用赫兹矢量 π^* 波动方程比较方便^[3,8]。设交变电磁场为

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{-i\omega t}, \mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t},$$

其中 ω 为角频率, 当体电荷密度 $\rho = 0$ 时, 合金体内的 Maxwell 方程组为

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (1a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0. \quad (1d)$$

由(1d)有

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \nabla \cdot \nabla \times \mathbf{A}^* \equiv 0,$$

其中 \mathbf{A}^* 为矢量势, 由于外加交变电磁场很弱, 则

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}.$$

再由(1a)可得

$$\mathbf{H} = \frac{\sigma}{\epsilon} \mathbf{A}^* + \frac{\partial \mathbf{A}^*}{\partial t} - \nabla U^*, \quad (2)$$

其中 U^* 为标量势, 可得赫兹矢量 π^* 的波动方程^[8]:

$$\nabla^2 \pi^* = \mu \sigma \frac{\partial \pi^*}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \pi^*}{\partial t^2}.$$

因交变情况下 $\pi^* = \pi^* e^{-i\omega t}$, 则有

$$\nabla^2 \pi^* + k^2 \pi^* = 0, \quad (3)$$

其中

$$k^2 = i\mu\sigma\omega + \mu\epsilon\omega^2. \quad (4)$$

(2)–(4)式中有关系

$$\mathbf{A}^* = -\mu\epsilon \frac{\partial \pi^*}{\partial t}, U^* = -\nabla \cdot \pi^*.$$

根据赫兹矢量 π^* 可求得

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \times \mathbf{A}^* = i\omega\mu \nabla \times \pi^*, \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \left(\frac{\sigma}{\epsilon} - i\omega \right) \mathbf{A}^* - \nabla U^* \\ &= i\omega\mu\epsilon \left(\frac{\sigma}{\epsilon} - i\omega \right) \pi^* + \nabla \nabla \cdot \pi^* \\ &= k^2 \pi^* + \nabla \nabla \cdot \pi^*. \end{aligned} \quad (5b)$$

当交变磁场的频率比较低时, 可忽略位移电流,

即 $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0$, 则

(4)式变为

$$k^2 = i\mu\sigma\omega. \quad (6)$$

(3)式变为

$$\nabla^2 \pi^* + i\mu\sigma\omega \pi^* = 0. \quad (7)$$

(5b)式变为

$$\mathbf{H} = i\omega\mu\epsilon \pi^* + \nabla \nabla \cdot \pi^*. \quad (8)$$

由于外加磁场均匀, 则 $\nabla \cdot \mathbf{H}_1 = 0$, 由(8)式得

$\mathbf{H}_1 = i\omega\mu\epsilon \pi_1^*$. 故, 外加磁场的赫兹矢量 π_1^* 只有 z 分量. 又因为 \mathbf{H}_1 垂直 xy 平面, 则球内的感应电流在 z 方向无分量, 因此赫兹矢量 π^* 只有 z 方向的分量 π_z^* . 由(7)式得标量赫兹波动方程, $\nabla^2 \pi_z^* + i\omega\mu\sigma \pi_z^* = 0$. 因为 π_z^* 关于 z 轴对称, 则有 $\pi_z^* = \pi_z^*(r, \theta)$. 在球坐标系中 π_z^* 的波动方程为

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \pi_z^*}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial \pi_z^*}{\partial \theta} \right) + k^2 r^2 \pi_z^* = 0, (r < R);$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \pi_z^*}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial \pi_z^*}{\partial \theta} \right) + k_0^2 r^2 \pi_z^* = 0, (r > R);$$

上式中 $k^2 = i\omega\mu\sigma$, $k_0^2 = i\omega\mu_0\sigma_0$.

利用分离变量法和磁场的边界条件可解得颗粒球产生的磁化场分布规律为^[3,8]

$$H_{2r} = H_0 \frac{R^3 D}{r^3} \cos\theta e^{-i\omega t}, \quad (9a)$$

$$H_{2\theta} = H_0 \frac{R^3 D H_0}{r^3} \sin\theta e^{-i\omega t}. \quad (9b)$$

式中

$$D = \frac{2\mu_0 [\sin\nu - \nu \cos\nu] - \mu_0 [\nu \cos\nu - \sin\nu + \nu^2 \sin\nu]}{2\mu_0 [\sin\nu - \nu \cos\nu] + 2\mu_0 [\nu \cos\nu - \sin\nu + \nu^2 \sin\nu]}, \quad (10a)$$

$$\nu = kR = \sqrt{i\mu\sigma\omega} R. \quad (10b)$$

4. 结果与讨论

由于(10b)式为复数, 则(10a)式必为复变函数. 可令 $D = \text{Re}(D) + i\text{Im}(D)$, 式中 $\text{Re}(D)$ 为 D 的实分量, $\text{Im}(D)$ 为 D 的虚分量. 根据文献[9]可知 $\text{Re}(D)$ 为颗粒球电抗性质的反映, $\text{Im}(D)$ 为颗粒球电阻性质的反映. 其等效电路如图 5 所示.

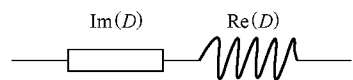


图 5 均匀交变磁场作用下颗粒球的等效电路

图 6 为 $\text{Re}(D)$, $\text{Im}(D)$ 随 $\alpha = \mu\sigma\omega R^2$ 变化的函数图像. 从中可见, 在频率很低时, 实分量为正值, 随着频率的增加, 实分量以极大的梯度迅速减小, 并很快由正变负, 且迅速向下超越虚分量, 然后逐渐趋向

最小值. 据此推断, $D(\mu, \sigma, \omega, R)$ 函数的实分量 $\text{Re}(D)$ 所表达的电抗应是电感性质和电容性质的综合表现. 这样随着频率的增大, 电容和电感就表现出竞争, 因为容抗的大小在减小, 感抗的大小在增大, 二者作用的效果是相互削弱, 综合的结果为图 6 中

$\text{Re}(D)$ 的反映. 这个判断与 Liu 等^[10]在 Fe 基纳米晶薄膜巨磁电感效应的实验结果中关于样品电容性质的反映是一致的. 同时也与文献 [11] 中图 5 显示的计算结果在定性上是一致的; 产生差异的原因是本文讨论的是颗粒球, 而文献 [11] 是样品宏观的表现.

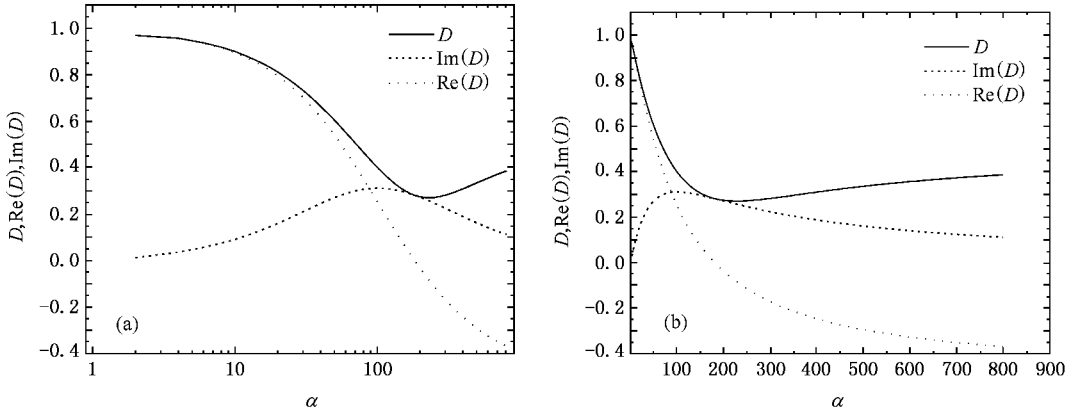


图 6 频率函数 D 随 $\alpha = \mu\sigma\omega R^2$ 的变化关系 (a)(b) 中横轴分别为对数或自然坐标

虚分量没有负值, 只有正值, 随着频率的增加, 虚分量也以极大的梯度迅速增加, 并很快达到极大值, 随后逐渐减小. 这样, $D(\mu, \sigma, \omega, R)$ 函数就是一个能反映 Fe 基纳米晶电感性质、电容性质和电阻性质的综合性函数. 那么, 其等效电路应该是 RLC 的并联电路还是串联电路呢? 这里, 依据极限条件判断比较合理. 因为 Fe 基纳米晶合金在高频段和低频段都通电流, 因此, $D(\mu, \sigma, \omega, R)$ 函数的等效电路应该是 RLC 的并联电路, 如图 7 所示. 这一点与 Valenzuela^[12]关于纳米晶巨磁阻抗等效电路的分析是一致的.

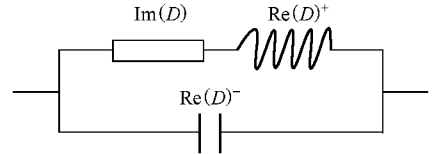


图 7 均匀交变磁场作用下颗粒球的等效 RLC 并联电路

这里的 D 函数是在均匀交变磁场作用下产生的. 如果再加上外加静磁场 H_{ex} 的作用, 则须要考虑磁化强度矢量的进动, 这时颗粒球的磁导率则不再是一个复数, 而是张量^[9].

基础上求出的, 在求解 π^* 波动方程 (6) (7) 过程中 (另在计算合金的阻抗^[11]中) 涉及到电、磁场 E, H 对空间和时间求导, 因此, 不需要考虑静磁场, 而是把静磁场放在求解相对磁导率 μ_r 中. 这样, 就可以把交变磁场和静磁场对合金共同作用下产生的 μ_r^* 代换只有交变磁场作用时求得的 $D(\mu, \sigma, \omega, R)$ 函数中, 得到交变磁场和静磁场共同作用时的 $D(\mu^*, \sigma, \omega, R)$ 函数. 因为在材料平面内与横轴夹角 β 方向上的磁导率^[11]为

因为 (9a) — (10b) 式是在赫兹矢量 π^* 波动方程

$$\mu_\beta = \frac{(\gamma H_{eq} + \gamma M_s + i\omega\alpha) \wedge (\gamma H_{eq} + i\omega\alpha - \gamma H_k \sin^2 \theta + \gamma M_s) - \omega^2 \sin(\theta + \theta_0) \sin(\theta + \theta_0 - \beta)}{(\gamma H_{eq} + \gamma M_s + i\omega\alpha) \wedge (\gamma H_{eq} + i\omega\alpha - \gamma H_k \sin^2 \theta) - \omega^2} \frac{1}{\cos \beta}, \quad (11)$$

其中, α 为阻尼系数, γ 为旋磁比, $H_k = 2K/\mu_0 M_s$, K 为各项异性常数. $H_{eq} = H_{ex} \sin(\theta + \theta_0) + H_k \cos^2 \theta$. 因此, 材料的磁导率跟方向相关. 并且与只有交变磁场作用时相比产生了一个增量. 局域中 90° 方位角内的平均磁导率^[11]为

$$\mu_r = \frac{(\gamma H_{eq} + \gamma M_s + i\omega\alpha) \wedge (\gamma H_{eq} + i\omega\alpha - \gamma H_k \sin^2 \theta + \gamma M_s A) - \omega^2}{(\gamma H_{eq} + \gamma M_s + i\omega\alpha) \wedge (\gamma H_{eq} + i\omega\alpha - \gamma H_k \sin^2 \theta) - \omega^2}, \quad (12)$$

其中

$$A = \left[1 + \frac{2}{\pi} \operatorname{ctg}(\theta + \theta_0) \operatorname{Re}(\operatorname{ctg}(\theta + \theta_0)) \right] \times \sin^2(\theta + \theta_0).$$

由(12)式可见 $\bar{\mu}_r$ 是一个复数, $D(\mu^*, \sigma, \omega, R)$ 应是复变函数, $D(\mu^*, \sigma, \omega, R) - D(\mu, \sigma, \omega, R)$ 也是一个复变函数. 同理, 其实部是颗粒球电抗性质的反映, 虚部是颗粒球电阻性质的反映. 其等效电路如图 8 所示. 这个电路称为 Fe 基纳米晶合金介观结构的等效 RLC 并联模型.

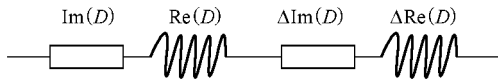


图 8 外加静磁场和均匀交变磁场共同作用下颗粒球的等效电路

由于 m 围绕 H_{ex} 旋进, $\bar{\mu}_r$ 及其实部和虚部对 H_{ex} 十分敏感. 因此, 巨磁阻抗效应对 H_{ex} 反应十分敏感.

根据纳米晶合金介观结构的等效 RLC 并联模型容易确定合金产生极值巨磁电阻的条件为 $\operatorname{Re}(D) = 0$ 对应的 $\nu = kR = \sqrt{i\mu\sigma\omega}R$ 值, 即

$$\nu_{\text{extGMI}} = \nu \Big|_{\operatorname{Re}(D)=0}. \quad (13)$$

可见, 确定合金产生极值巨磁电阻的因素有 μ , σ , ω , R 和 H_{ex} 及微观磁结构. 由理论计算得到确定合金产生极值巨磁电阻的因素与赵振杰^[13,14]、库万军^[15]、袁望治等^[16]的实验结果完全一致.

由(13)式还可以派生出对应的频率条件 $f_{\text{extGMI}} = f \Big|_{\operatorname{Re}(D)=0}$, 磁导率条件 $\mu_{r, \text{extGMI}} = \mu_r \Big|_{\operatorname{Re}(D)=0}$ 等. 当然, 其中涉及的参数应该是平均值.

以上理论分析也得到了实验验证.

用 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 非晶薄带经破碎制得非晶粉末, 退火后得到纳米晶粉末再制成粉芯. 用漆包线绕成线圈 50 匝, 并联 10 pF 电容组成 LC 回路. 用 HP4294A 型阻抗分析仪测量 LC 回路的阻抗频谱. 图 9 曲线 a 为未加稳恒磁场且未插粉芯, 曲线 b 为未加稳恒磁场且插入粉芯, 曲线 c 为插入粉芯且加稳恒磁场 $H_{\text{ex}} = 212.8 \text{ kA/m}$ 时的阻抗频谱^[17].

非常明显, 插入纳米晶粉芯而未加稳恒磁场的阻抗峰值频率 $f_{01} = 23.7 \text{ MHz}$ 明显小于未插入纳米晶粉芯的阻抗峰值频率 $f_0 = 26.4 \text{ MHz}$, 比较图 9 中曲线 a, b 发现曲线 b 的峰值比曲线 a 的峰值小得多, 但又肥得多. 主要原因是插入纳米晶粉芯后测量

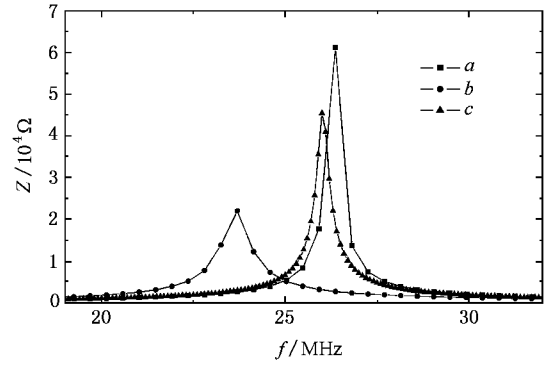


图 9 不同条件下 RLC 等效电路的阻抗频谱

线圈的等效电感增大了许多, 而且粉芯中也有磁滞、涡流的损耗, 线圈的等效电阻也增大了许多. 由于粉芯仅受交变磁场的作用, 因此粉芯的磁导率为复数, 由图 5—7 不难发现这时的等效 RLC 并联电路的各项参数已经较未插入时发生了明显变化. 而图 9 曲线 c 的峰值比曲线 b 的峰值又大得多, 但又瘦得多. 这说明外加稳恒磁场后巨磁电阻随交变磁场频率的变化而变化的灵敏度较未加稳恒磁场时增加了. 这就是纳米晶合金高灵敏度的表现. 使纳米晶合金产生高灵敏度的主要原因是, 外加稳恒磁场以后纳米晶粉芯中产生了旋磁性, 这个旋磁性是微观层次上的, 它与纳米晶合金中的微观磁结构和磁场的作用, 使粉芯的磁导率张量变得在某些方向上具有优势, 而且这种方向优势的变化是非常灵敏的. 这一点由(11)式不难得到验证. 由(12)式也可以发现粉芯的平均磁导率比未加稳恒磁场时发生了变化. 这两个问题我们将另文讨论.

5. 结 论

根据 AFM 对 Fe 基纳米晶 $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ 合金薄带介观结构的三维观察结果, 结合 XRD, STM, Mössbauer 谱的实验成果, 提出纳米晶合金软磁性能受其介观结构影响的观点, 建立了 Fe 基纳米晶合金的球状介观结构模型. 采取将静态和动态过程分开考虑的办法, 把外加交变磁场看成是静态磁场上的微扰, 由 Maxwell 方程组可知, 电、磁场 E, H 对空间和时间都要求导, 因此, 考虑交变磁场或者交变磁场和静态磁场对纳米晶粒球作用时, 不必考虑静态磁场的作用, 而把静态磁场的作用放在对磁导率的影响上. 这样, 磁导率就要分成两种情况, 一是只有交变磁场作用, 二是交变磁场和静态磁场的共同作用. 基

于这样的思想,先求出只有交变磁场作用时纳米晶粒球的频率函数—— D 函数,然后再用交变磁场和静磁场共同作用时产生的磁导率 μ_r^* 代换只有交变磁场作用时产生的磁导率 μ_r ,求得交变磁场和静磁场共同作用时的 $D(\mu^*, \sigma, \omega, R)$ 函数.分析表明, D 函数是复变函数,其实部 $\text{Re}(D)$ 为纳米晶电感性质和电容性质的反映,虚部 $\text{Im}(D)$ 为纳米晶电阻性质

的反映,据此建立了 Fe 基纳米晶合金介观结构的等效 RLC 并联模型.由该模型求得合金产生极值巨磁电阻的条件为 $\nu_{\text{extCMI}} = \nu |_{\text{Re}(D)=0}$, 决定因素有 μ, σ, ω, R 和 H_{ex} 及微观磁结构.根据 D 函数的作用认为, D 函数是影响铁基纳米晶合金软磁性能的主要因素.球状介观结构模型是对 Herzer 理论和纪松理论的完善和弥补.

- [1] Herzer G 1989 *IEEE Trans. Magn.* **25** 3327
- [2] 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]
- [3] Yang Q M, Wang L L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4256 (in Chinese) [杨全民、王玲玲 2005 物理学报 **54** 4256]
- [4] Feng S L, Ren M Q 1995 *Chin. Sci. Bull.* **40** 527
- [5] Liu T, Xu Z X, Ma R Z 1996 *Acta Phys. Sin.* **45** 528 (in Chinese)[刘涛、徐祖雄、马如璋 1996 物理学报 **45** 528]
- [6] Fang Y Z, Wu F M, Wu W H 2004 *Chin. Sci. Bull.* **49** 1900
- [7] Wu W H, Fang Y Z, Shi F Y 2006 *J. Mater. Sci. Eng.* **24** 358 (in Chinese)[吴文慧、方允樟、施方也 2006 材料科学与工程学报 **24** 358]
- [8] Yang Q M, Yang Y, Wang L L 2006 *College Physics* **25** 25 (in Chinese)[杨全民、杨、王玲玲 2006 大学物理 **25** 25]
- [9] Liao S B 2000 *ferromagnetics (the third volume)* (Beijing : Chinese Science Press) p103 (in Chinese)[廖绍彬 2000 铁磁学(下)(北京 : 科学出版社) 第 103 页]
- [10] Lin Y H, Chen C, Luan K Z, Zhang L, Yan S S 1997 *Chin. Sci. Bull.* **42** 1062
- [11] Bao B H, Song X F, Ren N F 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3698 (in Chinese)[鲍丙豪、宋雪丰、任乃飞 2006 物理学报 **55** 3698]
- [12] Valenzuela R 2002 *J. Magn. Magn. Mater.* **249** 300
- [13] Zhao Z J, Bendjaballah F, Yang X L, Yang D P 2002 *J. Magn. Magn. Mater.* **246** 62
- [14] Zhao Z J, Bendjaballah F, Jian K Y, Yuan J Z, Yang X L 2001 *Chin. Sci. Bull.* **46** 1420
- [15] Ku W J, Ge F D, Yan G, Wang X Y, Zhu J 1997 *Chin. Sci. Bull.* **42** 1216
- [16] Yuan W Z, Wang X Z, Zhao Z J, Ruan J Z, Li X D, Yang Y L 2004 *Chin. Sci. Bull.* **49** 1002
- [17] Fang Y Z, Zhao Z J, Ruan J Z, Liu L P, Yang X L 2002 *Mater. Sci. Eng.* **20** 26 (in Chinese)[方允樟、赵振杰、阮建中、刘龙平、杨燮发 2002 材料科学与工程 **20** 26]

Equivalent parallel RLC model in the mesoscopic structure of nanocrystalline $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ alloy^{*}

Yang Quan-Min^{1)†)} Xu Qi-Ming¹⁾ Fang Yun-Zhang²⁾ Wang Ling-Ling³⁾ Shi Fang-Ye²⁾

1) *College of Material Science & Engineering, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an 710055, China*

2) *College of Physics and Mathematics, Zhejiang Normal University, Jinhua 321004, China*

3) *Department of Applied Physics, Hunan University, Changsha 410082, China*

4) *Department of Physics, Lianyungang Teachers College, Lianyungang 222006, China*

(Received 31 August 2006; revised manuscript received 14 January 2007)

Abstract

Based on the AFM observation of the mesoscopic structure and the XRD experimental results of $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ nanocrystalline alloy, we proposed a model for exploring the influence of the mesoscopic structure on the soft magnetic properties of this kind of Fe-based nanocrystalline alloys, and calculate the frequency function—— D -function for the soft magnetic properties of $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ nanocrystalline alloy. With the frequency function, we succeeded in exploring the influence of the frequency on the soft magnetic properties of $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ nanocrystalline alloy. Analysis shows that the D -function is a complex function, the real part $\text{Re}(D)$ shows the inductance and capacitance of nanocrystalline $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$, the imaginary part $\text{Im}(D)$ shows its resistance. We have built an equivalent parallel RLC model for the mesoscopic structure of $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ nanocrystalline alloy. Based on the model we have calculated $\nu_{\text{extGMI}} = \nu |_{\text{Re}(D)=0}$, which is the condition of maximum GMI value for $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ nanocrystalline alloy, as well as influence of the factors $\mu, \sigma, \omega, R, H_{\text{ex}}$ and the micro-magnetic-structure on the maximum GMI value.

Keywords: Fe-based nanocrystalline alloys, equivalent parallel RLC model, spherical mesoscopic structure model, frequency function

PACC: 6146

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 19874018) and the Industrial Research Development Program of Lianyungang, China(Grant No. GY200403).

[†] E-mail: yqm616@sina.com, yqm616@126.com