

铁基非晶丝样低频涡流损耗分析

李印峰¹⁾ 陈笃行¹⁾ 郭慧群²⁾ M. Vazquez¹⁾ A. Hernando¹⁾

¹⁾ Instituto de Magnetismo Aplicado, UCM-RENFE-CSIC, P. O. Box 155, 28230 Las Rozas, Madrid, Spain)

²⁾ 中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室 北京 100080)

(2000 年 1 月 26 日收到)

以非晶丝的芯-壳 (core-shell) 结构模型为基础,对铁基非晶丝考虑其芯内存在一沿轴向的应力磁各向异性 K_c , 而壳内是沿径向的应力磁各向异性 K_s (K_c 和 K_s 均为应力能常量 $\lambda_s \sigma_0$ 的函数), 导出了样品的交流环向磁导率 $\mu_\varphi(r)$. 由 Maxwell 方程和 Ohm 定律计算出此模型下的低频经典涡流损耗反常因子为 $\eta = 2.2$. 理论值与实验结果的比较表明, 铁基非晶丝的磁结构可以很好地由这一改进的芯-壳结构模型来描述.

关键词: 非晶丝, 芯壳结构, 涡流损耗反常因子

PACC: 7530C, 7550K, 7560C

1 引 言

非晶丝软磁合金因其独特的磁性和潜在的应用价值, 近年来引起了人们很大的兴趣^[1-3]. 一般认为, 非晶丝的磁结构由芯 (core) 和壳 (shell) 两部分组成. 这一结构是由制备过程中剩余应力产生的应力各向异性决定的^[4,5]. 从应力能密度 $E = (3/2) \lambda_s \sigma \sin^2 \alpha$ (θ 是应力 σ 与样品的自发磁化强度 M_s 之间的夹角) 来看, 对于 Fe 基和 Co 基两类非晶丝, 由于饱和磁致伸缩常量分别为 $\lambda_s > 0$ 和 $\lambda_s < 0$, 因而易磁化方向分别取应力最大的方向和应力最小的方向. 尽管这一芯壳结构模型已被广泛地接受, 然而对于非晶丝中实际的应力分布仍然没有一致的结论^[6-8]. 最近, 陈笃行等^[9] 基于非晶丝制备过程造成密度的非均匀分布和已有的实验结果认为, Fe 基非晶丝芯内存在着沿轴向的应力各向异性 $K_c = 1.2 \lambda_s \sigma_0$, 而壳内存在着沿径向的应力各向异性 $K_s = 12 \lambda_s \sigma_0 (r^8/r_0^8)$ ($r_c < r < r_0$, 这里 r_c 和 r_0 分别为芯和丝的半径, λ_s 是饱和磁致伸缩常量, 而 σ_0 是一与制备条件有关的常量). 考虑到实验上普遍观察到剩磁比 $M_r/M_s = 0.5$, 进一步认为 $r_c/r_0 = 0.75$.

因而, 非晶丝的磁结构作为其磁性和应用的基础, 目前仍不十分清楚. 对其作进一步的研究是非常必要的. 涡流损耗探测是进行这一研究的一个十分有力的工具^[10-12], 给样品施加一交流磁场或交流

电流, 通过测量交流磁导率 $\mu = \mu' - j\mu''$ 或阻抗 $Z = R + j\omega L$, 然后与经典的理论模型进行比较, 就可以获得有关实际的磁结构的重要信息. 我们将在陈笃行等提出的改进的芯壳结构模型的框架内, 首先导出 Fe 基非晶丝样品的交流环向磁导率 $\mu_\varphi(r)$; 然后由 Maxwell 方程和 Ohm 定律计算低频涡流损耗反常因子, 最后与实验结果进行比较.

2 理论模型

2.1 环向磁导率 $\mu_\varphi(r)$

我们采用柱坐标系, 设 r, φ, z 轴分别取径向、环向和轴向. H_φ 和 M_s 分别为轴向交流电流产生的环向磁场和样品的自发磁化强度. 如前所述, 考虑到 Fe 基非晶丝样品芯内的应力各向异性 K_c 沿 z 轴方向, 因而, 芯内任意一点的能量密度为

$$E_c = K_c \sin^2 \theta - \mu_0 M_\varphi H_\varphi, \quad (1)$$

其中 θ 是 M_s 与 z 轴的夹角, $M_\varphi = M_s \sin \theta$ 是 M_s 的 φ 分量. 利用能量极小值的条件 $dE_c/d\theta = 0$, 可得芯内任意一点的环向磁导率 $\mu_\varphi(r)$ 为

$$\mu_\varphi(r) = \mu_0 \frac{dM_\varphi}{dH_\varphi} = \frac{(\mu_0 M_s)^2}{2K_c} = \frac{(\mu_0 M_s)^2}{2.4 \lambda_s \sigma_0} \quad (0 < r < r_c), \quad (2)$$

由于壳内的应力各向异性 $K_s = 12 \lambda_s \sigma_0 (r^8/r_0^8)$, 易磁化方向沿径向, 因而壳内任意一点的能量密度为

$$E_s = K_s (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \alpha) - \mu_0 M_\varphi H_\varphi, \quad (3)$$

其中 $M'_\varphi = M_s \sin\theta \sin\alpha$, α 是 M_s 在 $r-\varphi$ 坐标面内的投影分量与径向的夹角. 同理, 可得壳内任意一点的环向磁导率 $\mu_s(r)$ 为

$$\begin{aligned} \mu_s(r) &= \mu_0 \frac{dM'_\varphi}{dH_\varphi} = \frac{(\mu_0 M_s)^2}{2K_s} \\ &= \frac{(\mu_0 M_s)^2}{24\lambda_s \sigma_0} \frac{r_0^8}{r^8} \quad (r_c < r < r_0), \quad (4) \end{aligned}$$

故样品内的环向磁导率 $\mu_\varphi(r)$ 为

$$\mu_\varphi(r) = \frac{(\mu_0 M_s)^2}{2.4\lambda_s \sigma_0} = 10A \quad (0 < r < r_c), \quad (5a)$$

$$\mu_\varphi(r) = \frac{(\mu_0 M_s)^2}{24\lambda_s \sigma_0} \frac{r_0^8}{r^8} = A \frac{r_0^8}{r^8} \quad (r_c < r < r_0), \quad (5b)$$

$$\text{式中 } A = \frac{(\mu_0 M_s)^2}{24\lambda_s \sigma_0}.$$

2.2 涡流损耗反常因子 η

仍采用 $r-\varphi-z$ 柱坐标系, 考虑样品内任意一点的涡流密度 $j_\varphi(r)$. 由 Maxwell 方程 $\nabla \times E = -dB/dt$ 可得 $dE_z/dr = dB_\varphi/dt$. 所以, 涡旋电场 $E(r)$ 的 z 分量为

$$\begin{aligned} E_z(r) &= \int_0^r \frac{dB_\varphi(r)}{dt} dr = \int_0^r \mu_\varphi(r) \frac{dH_\varphi(r)}{dt} dr \\ &= \int_0^r \mu_\varphi(r) \omega H_\varphi(r) dr = \frac{\omega I}{2\pi r_0^2} \int_0^r \mu_\varphi(r) r dr. \end{aligned} \quad (6)$$

由 Ohm 定律

$$j_\varphi(r) = \sigma E_z(r) = \frac{\sigma \omega I}{2\pi r_0^2} \int_0^r \mu_\varphi(r) r dr + j_\varphi(0), \quad (7)$$

式中 σ 为电导率, ω 为交流电的角频率, I 为交流电流的有效值, 而 $j_\varphi(0)$ 可由电流连续性方程

$$\int_0^{r_0} j_\varphi(r) r dr = 0 \text{ 定出为}$$

$$j_\varphi(0) = -\frac{\sigma \omega I}{\pi r_0^4} \int_0^{r_0} \left[\int_0^r \mu_\varphi(r') r' dr' \right] dr. \quad (8)$$

涡流损耗功率为

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{2\pi l}{\sigma} \int_0^{r_0} j_\varphi^2(r) r dr = \frac{\sigma l \omega^2 I^2}{2\pi r_0^4} \int_0^{r_0} \left\{ \int_0^r \mu_\varphi(r') r' dr' \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} \left[\int_0^r \mu_\varphi(r') r' dr' \right] dr \right\}^2 r dr, \end{aligned} \quad (9)$$

式中 l 为样品的长度.

按着经典理论模型, 样品内各点的磁导率是均匀一致的, 设其为 μ_{DC} , 由(9)式可得涡流损耗功率为

$$P_0 = \frac{\sigma l \omega^2 I^2 r_0^2}{192} \mu_{DC}^2. \quad (10)$$

实际上, μ_{DC} 可通过计算样品内的磁能得到

$$E = \pi l \int_0^{r_0} \mu_\varphi(r) H_\varphi^2(r) r dr = \frac{I^2 l}{4\pi r_0^4} \int_0^{r_0} \mu_\varphi(r) r^3 dr. \quad (11)$$

又

$$E = \frac{I^2 l}{16\pi} \mu_{DC}, \quad (12)$$

比较(11)与(12)式可得到

$$\mu_{DC} = \frac{4}{r_0^4} \int_0^{r_0} \mu_\varphi(r) r^3 dr. \quad (13)$$

当环向磁导率 $\mu_\varphi(r)$ 取(5)式的分布形式时, 由(9)(10)和(13)式可得涡流损耗反常因子 η 为

$$\eta = \frac{P_e}{P_0} = \frac{96 \left(C_2 - \frac{C_1^2}{288} \right)}{C_3^2}, \quad (14)$$

式中

$$C_1 = (60\beta^2 - 30\beta^4 + 2\beta^{-6} - 3\beta^{-4} + 1)A,$$

$$C_2 = \left[\frac{25}{6}(3\beta^4 - 2\beta^6) + \frac{5}{12}(2\beta^{-4} - 3\beta^{-2} + \beta^2) + \frac{1}{360}(5\beta^{-12} - 9\beta^{-10} + 5\beta^{-6} - 1) \right] A^2,$$

$$C_3 = (10\beta^4 + \beta^{-4} - 1)A,$$

而 $\beta = r_c/r_0$,

将 $\beta = r_c/r_0 = 0.75$ 代入(14)式计算可得到

$$\eta = 2.2. \quad (15)$$

3 实验结果

($\text{Fe}_{1-x}\text{Cr}_x$)_{77.5}Si_{7.5}B₁₅ ($x=0, 0.05, 0.1$ 和 0.15) 非晶丝采用旋转水冷却方法制备而成. 取 15 cm 长的样品中间约 7 cm 的一段焊接在测量阻抗的电路里. 交流电由一台锁相放大器提供, 通过样品的交流电流和样品两端的交流电压也由这台锁相放大器测量. 阻抗 $Z = R + j\omega L$ 可从测量的交流电流和电压计算出来. 阻抗测量的频率范围为 3—100 kHz, 测量用交流电流大约为 0.06 mA (rms 有效值).

在低频限内, 阻抗的电阻分量 $R_{ac} \propto f^2$, 电感分量 $\omega L \propto f$, 因而实验测得低频限内的涡流损耗因子

$$\tan \delta_{ex} = \frac{R_{ac}}{\omega L} \propto f. \quad (16)$$

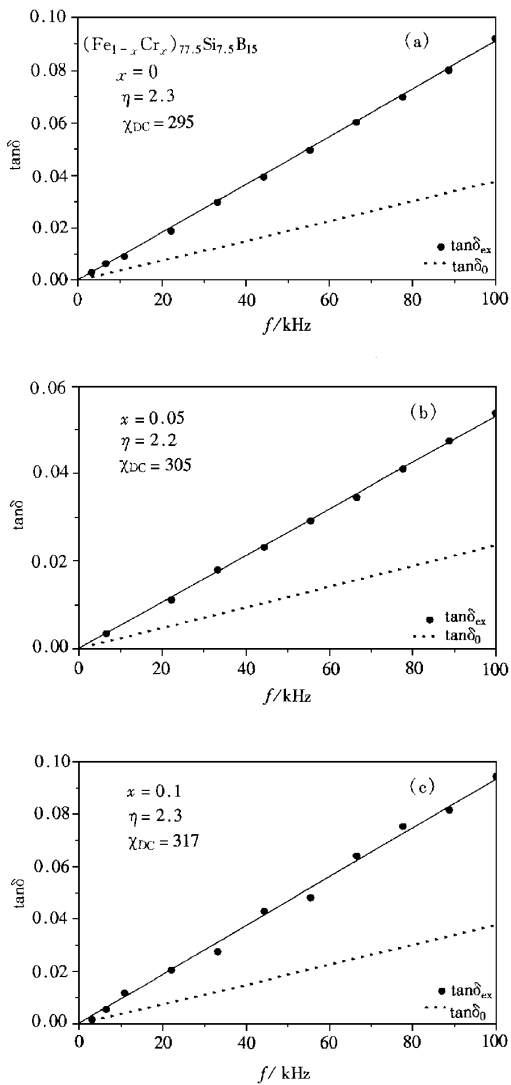


图 1 非晶丝 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Cr}_x)_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ ($x = 0, 0.05$ 和 0.1) 低频涡流损耗反常因子

而涡流损耗的经典理论模型给出的损耗因子为^[13,14]

$$\tan \delta_0 = \frac{\pi \mu_0 \chi r_0^2 f}{12 \rho}, \quad (17)$$

式中 μ_0 为真空磁导率, χ 为样品的磁化率, ρ 为电阻率. 所以, 涡流损耗反常因子为

$$\eta = \frac{\tan \delta_{\text{ex}}}{\tan \delta_0}. \quad (18)$$

已知样品 $x = 0, 0.05$ 和 0.1 的半径 r_0 依次为 $0.07, 0.056$ 和 0.079 mm, 电阻率 ρ 依次为 $125.6 \times 10^{-8}, 131.7 \times 10^{-8}$ 和 132.3×10^{-8} Ωm . 由 (16), (17) 和 (18) 式可得到样品 $x = 0, 0.05$ 和 0.1 的涡流损耗反常因子依次为 $2.3, 2.2$ 和 2.3 . 结果如图 1 所示. 这一结果与前面理论计算的结果 $\eta = 2.2$ 是非常一致的.

4 结 论

基于一个改进的芯壳结构模型, 对于 Fe 基非晶丝认为其芯内存在着沿轴向的应力各向异性 $K_c = 1.2 \lambda_s \sigma_0$, 而壳内存在着沿径向的应力各向异性 $K_s = 12 \lambda_s \sigma_0 (r^8 / r_0^8)$ (这里 $r_c < r < r_0$), 导出了样品的环向磁导率 $\mu_\phi(r)$. 由 Maxwell 方程和 Ohm 定律计算了这一模型下的低频经典涡流损耗反常因子. $\eta = 2.2$. 与实验测量的 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Cr}_x)_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ ($x = 0, 0.05$ 和 0.1) 样品的结果非常相符. 因而这一改进的芯壳结构模型可以很好地描述 Fe 基非晶丝的磁结构.

[1] R. S. Beach, A. E. Berkowitz, *Appl. Phys. Lett.*, **64** (1994), 3652.
 [2] L. V. Panina, K. Mohri, *J. Magn. Magn. Mater.*, **157/158** (1996), 137.
 [3] M. Vazquez, A. Hernando, *J. Phys.*, **D29** (1996), 939.
 [4] P. T. Squire, D. Atkinson, M. R. J. Gibbs, S. Atalay, *J. Magn. Magn. Mater.*, **132** (1994), 10.
 [5] M. Vazquez, D. X. Chen, *IEEE Trans. Magn.*, **31** (1995), 1229.
 [6] J. Liu, R. Malmhall, L. Arnberg, S. J. Savage, *J. Appl. Phys.*, **67** (1990), A238.
 [7] A. Antonov, A. Dykhne, A. Lagar'kov, N. Usov, *Physica*, **A241** (1997), A25.

[8] V. Madurga, A. Hernando, *J. Phys.: Condens. Matter*, **2** (1990), 2127.
 [9] D. X. Chen, L. Pascual, F. J. Castano, M. Vazquez (Preprint).
 [10] J. E. L. Bishop, E. W. Lee, *Proc. Roy. Soc.*, **A276** (1963), 96.
 [11] J. E. L. Bishop, *Brit. J. Appl. Phys.*, **17** (1966), 1451.
 [12] D. X. Chen, J. L. Munoz, *IEEE Trans. Magn.*, **33** (1997), 2229.
 [13] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism* (Van Nostrand, Princeton, New York, 1951), p. 699.
 [14] D. X. Chen, L. Pascual, E. Fraga, M. Vazquez, A. Hernando, *J. Magn. Magn. Mater.*, **202** (1999), 385.

ANALYSIS OF EDDY-CURRENT-LOSS IN Fe-BASED AMORPHOUS WIRES

LI YIN-FENG^{a)} CHEN DU-XING^{a)} GUO HUI-QUN^{b)} M. VAZQUEZ^{a)} A. HERNANDO^{a)}

^{a)} *(Instituto de Magnetismo Aplicado, UCM – RENFE-CSIC, P. O. Box 155, 28230 Las Rozas, Madrid, Spain)*

^{b)} *(State Key Laboratory for Magnetism, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)*

(Received 26 January 2000)

ABSTRACT

On the basis of core-shell structure model of amorphous wires, for Fe-based amorphous wire we consider that there are an axial anisotropy K_c in the core and a radial anisotropy K_s in the shell, both of K_c and K_s are functions of λ_s and σ_0 , the constants of stress energy density. We deduce the ac circular permeability $\mu_\varphi(r)$ and calculate the anomaly factor of low-frequency eddy-current-loss for this model, $\eta = 2.2$, from Maxwell equation and Ohm's law. Comparison of the theoretical value with the experimental results indicates that the magnetic structure of Fe-based amorphous wires can be well described by this improved core-shell structure model.

Keywords : amorphous wire, core-shell structure model, anomaly factor of eddy-current-loss

PACC : 7530C, 7550K, 7560C