

非晶态合金薄带与膜的巨磁电阻抗 效应理论及计算^{*}

鲍丙豪^{1)†} 宋雪丰²⁾ 任乃飞²⁾ 李长生^{1)‡}

1) 江苏大学微纳科学技术研究中心, 镇江 212013)

2) 江苏大学机械工程学院, 镇江 212013)

3) 江苏大学材料科学与工程学院, 镇江 212013)

(2005 年 12 月 21 日收到, 2006 年 1 月 24 日收到修改稿)

通过建立具有平面近横向各向异性场的非晶态合金薄带及膜的磁畴结构模型, 利用线性化 Maxwell 方程组及 Landau-Lifshitz 方程, 推出了在高频交变磁场及外加面内轴向直流磁场 H_{ex} 作用下的铁磁材料的与取向相关的磁导率表达式, 得到了对方位角平均的相对磁导率及阻抗的计算式, 导出了磁导率与张量磁化率分量间的关系. 对材料磁导率的实部及虚部随 H_{ex} 的变化进行了计算, 并给出了对应的磁谱图. 建立的磁导率与外磁场的理论关系可将 Panina 及 Kraus 给出的理论结果统一起来, 得出了在低场范围与实验结果相当符合的磁电阻抗效应理论.

关键词: 非晶态合金薄带及膜, 取向相关磁导率, GMI 效应理论与计算, 近横向各向异性场

PACC: 7570, 7215, 7230, 7220M

1. 引 言

非晶态合金丝、非晶带、纳米晶带、非晶薄膜及多层膜的巨磁电阻抗(GMI)效应, 由于在高密度磁记录及弱磁检测传感器领域具有广阔的应用前景, 引起了众多研究人员的兴趣^[1-7]. 尽管在理论上已开展了多年的研究, 但由于涉及复杂的铁磁性材料在直流磁场及射频(RF)磁场下的磁化理论, 因此至今对其效应定量理论解释尚不够完善和清楚, 有些理论假设过于简单, 不能很好地解释 GMI 效应. GMI 效应的起因可用电磁理论的涡流效应作定性解释, 因趋肤深度^[8]

$$\delta = \sqrt{2/\mu_0 \mu_r \sigma \omega}, \quad (1)$$

式中 σ 为铁磁性材料的电导率, μ_0 为真空中的磁导率, μ_r 为材料的相对磁导率, ω 为加在材料上的交变磁场的角频率, δ 为趋肤深度. 而材料的阻抗 Z 与 δ 有关, 若同时有外磁场作用于铁磁材料上, 会引起 μ_r 的变化, 因此 Z 变化. 但要对此效应作定量解

释, 关键是要能正确地求出 μ_r 与外加磁场 H_{ex} 及其他参数的关系. 实际上, 铁磁性材料的阻抗的定量求解是一非线性问题, 若不作适当的近似, 是无法给出完整的解析解的. 本文通过建立磁畴结构模型, 由 Maxwell 电磁场理论及含阻尼项的朗道-栗弗席兹(Landau-Lifshitz)方程^[9, 10], 经过合理的近似, 推出了随时间变化的磁导率表达式, 在此基础上给出了巨磁电阻抗效应的理论公式. 从而对阻抗 Z 随外磁场的变化给出了更为清楚、合理的理论解释. 文中给出了大量的计算结果, 理论结果对材料的实际应用具有重要的指导意义. 它也是解释多层膜材料 GMI 效应的基础^[11-15], 通过对 GMI 效应理论的深入认识, 也可帮助我们估计材料内部的磁畴结构及各向异性场等难以检测的参数.

2. 理论计算

2.1. 建立模型

取非晶带或膜长度为 L , 宽为 w , 厚度为 $2d$,

^{*} 安徽省自然科学基金(批准号 01042309), 国家自然科学基金(批准号 50575100), 江苏大学高级人才专项基金(批准号 03JDC-012)资助的课题.

[†] E-mail: binghaobao@ujs.edu.cn

非晶带内部具有近横向单轴磁各向异性场的磁畴结构,在无外磁场时,其相邻两区域的磁畴取向关于带或膜的长度方向对称分布.在其两端加上幅值较小、频率较高(射频 RF)的交变电流信号 $I(t)$,直流外磁场 H_{ex} 平行于非晶带长度方向施加在非晶带或膜上.材料经过施加应力退火、横向磁场退火或电流退火处理后,在材料内形成一平行于表面且近于垂直带长方向的磁各向异性场 H_a .磁电阻抗效应是材料处在较高频交变磁场下呈现的效应,可认为畴壁由于涡流阻尼作用而钉扎,因此可仅考虑畴转^[16,17].

2.2. 阻抗 Z 计算表达式

铁磁性材料内的 Maxwell 方程组为

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_f, \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (5)$$

(2)式中未计及位移电流密度 $\partial \mathbf{D}/\partial t$,因为对电导率大的铁磁性材料传导电流密度 \mathbf{j}_f 远大于位移电流密度(4)式是在认为导体内部自由电荷密度 $\rho_f = 0$ 下的结果.其辅助方程为

$$\mathbf{j}_f = \mathbf{E}/\rho = \sigma \mathbf{E}, \quad (6)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}, \quad (7)$$

(7)式中的 μ_r 对铁磁性材料是磁场 \mathbf{H} 的函数,这里我们近似认为其值为常数(这在小的交变磁场下是能满足的),此即为线性化近似,若不采用线性化后面的方程将无法给出解析解.上述方程组中不必考虑直流磁场,因为下面的(8)式是将上面的方程对空间和时间求导后得出的.

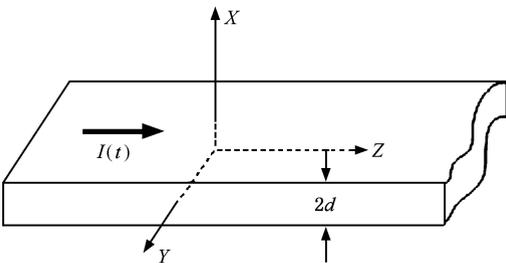


图 1 非晶材料及建立坐标

2.1. 节计算时所用坐标如图 1 所示,其坐标原点定在材料内离表面为 d 处.设通入薄带或薄膜材料的励磁电流为 $I = I_0 \sin \omega t$,则磁场的复数对时间

的依赖关系为 $H \propto e^{i\omega t}$,由(2)(3)(5)(6)(7)式及 μ_r 近似为常数,得到下列关于磁场 \mathbf{H} 的线性方程:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2} = i\omega \sigma \mu_0 \mu_r \mathbf{H}. \quad (8)$$

从以上方程得到的 H_y 分量方程及根据材料的对称性 $H_y(x) = -H_y(-x)$ 及边界条件 $H_y(d) = H_m e^{i\omega t}$ 得解

$$H_y = \frac{e^{kx} - e^{-kx}}{e^{kd} + e^{-kd}} H_m e^{i\omega t} \quad (9)$$

式中 $k = \sqrt{i\omega \sigma \mu_0 \mu_r} = \frac{1+i}{\delta}$, H_m 为材料中通入交变电流时在材料表面处产生的磁场的幅值.

由

$$j_z = \partial H_y / \partial x = \frac{k(e^{kx} + e^{-kx})}{e^{kd} + e^{-kd}} H_m e^{i\omega t} \quad (10)$$

及 $j_z = \sigma E_z$ 得到阻抗 Z 的计算表达式^[17]

$$Z = \frac{\dot{U}}{j} = \frac{L E_z|_{x=d}}{S j_{z_s}} = R_{DC} k d \cot(kd), \quad (11)$$

式中 S 为材料的截面积, $E_z|_{x=d}$ 表示材料表面处的电场强度的 z 坐标分量, j_{z_s} 为在截面上对面电流 j_z 求平均值, R_{DC} 表示铁磁性材料对应的直流电阻.可见求材料阻抗的关键是要求出材料的磁导率 μ_r .

2.3. μ_r 的计算表达式

由 Maxwell 方程组(2)(6)(7)式得

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \mu_0 \sigma \dot{\mathbf{H}} = \mu_0 \sigma \dot{\mathbf{M}} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{M}). \quad (12)$$

巨磁电阻抗效应是在带材或膜材处于交、直流磁场的共同作用下产生的,因此可借助考虑了吉伯特(Gilbert)阻尼项的 Landau-Lifshitz 方程来处理磁化强度 \mathbf{M} 的运动,该方程为^[18]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (13)$$

式中 α 为阻尼系数, γ 为旋磁比, \mathbf{H}_{eff} 为有效磁场,它包括外磁场 \mathbf{H}_{ex} , 退磁场 \mathbf{H}_d , 交变电流磁场 \mathbf{h} , 感生磁各向异性场 \mathbf{H}_{a1} 及 \mathbf{H}_{a2} . 因实际非晶材料长宽比较大,而厚度很薄,材料的退磁因子较小,因此计算中忽略退磁场 \mathbf{H}_d . 下面先看在外磁场作用下磁畴静态平衡时磁矩的取向.在非晶和多晶材料内感生磁各向异性场具有单轴对称性,各向异性性能密度可表示为^[17]

$$U_a = -\frac{K}{M_s^2} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{M})^2, \quad (14)$$

而各向异性场 H_a 可根据下式计算：

$$H_a = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial U_a}{\partial M} \quad (15)$$

将(14)式代入(15)式得

$$H_{a1} = \frac{H_k}{M_s} \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{M}) = H_k \cos\theta \mathbf{n} \quad (16)$$

$$H_{a2} = \frac{H_k}{M_s} \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m}), \quad (17)$$

其中 $H_k = 2K/\mu_0 M_s$, K 为各向异性常数, \mathbf{n} 为图2所示方向的单位矢量. 有效场可表示为

$$H_{\text{eff}} = H_{\text{ex}} + H_{a1} + H_{a2} + \mathbf{h} \quad (18)$$

其中 $(H_{\text{ex}} + H_{a1})$ 为静态量 $(H_{a2} + \mathbf{h})$ 为动态量.

若用零下标表示对应量的稳恒分量, 可将有效场及磁化强度 M 写为

$$H_{\text{eff}} = H_{\text{eff0}} + \mathbf{h}_{\text{eff}}, \quad M = M_0 + \mathbf{m}.$$

这里的 $H_{\text{eff0}} = H_{\text{ex}} + H_{a1}$, M_0 为平衡时的 M , 磁力矩为零则平衡

$$M_0 \times H_{\text{eff0}} = 0. \quad (19)$$

由(19)式可算出对图2中1区的磁畴取向满足

$$H_{\text{ex}} \cos(\theta + \theta_0) - H_k \sin\theta \cos\theta = 0. \quad (20)$$

将 H_{eff} 代入方程(12), 忽略较小量后得到

$$\begin{aligned} \nabla^2(H_{a2} + \mathbf{h}) - k_0^2(H_{a2} + \mathbf{h}) \\ = k_0^2 \mathbf{m} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{m}), \end{aligned} \quad (21)$$

式中 $k_0 = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma} = (1+i)\delta_0$, δ_0 为非铁磁性材料(如 Cu, Au, Ag 等)的趋肤深度. 图2为笛卡儿直角坐标系 (x, y, z) 和 (x', y', z') , 且将 z 轴的正向定为与 M_0 方向相同, 而 y' 轴垂直于带长方向, 即沿横向方向, 这样定义的坐标系将有助于后面的计算.

$$\begin{aligned} H_{\text{eff}} = h_x \mathbf{e}_x + \left(H_k \frac{m_y}{M_s} \sin^2\theta + h_y \right) \mathbf{e}_y \\ + [H_{\text{ex}} \sin(\theta + \theta_0) + H_k \cos^2\theta \\ + H_k m_y \sin(2\theta)/(2M_s) + h_z] \mathbf{e}_z, \end{aligned} \quad (22)$$

设 $|\mathbf{h}| = h e^{i\omega t}$, $|\mathbf{m}| = m e^{i\omega t}$, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ 为图2建立的 (x, y, z) 坐标的坐标轴的单位矢量, 并令

$$H_{\text{eq}} = H_{\text{ex}} \sin(\theta + \theta_0) + H_k \cos^2\theta,$$

$$H_{\text{eq}y} = H_k m_y \sin^2\theta / M_s,$$

$$H_{\text{eq}z} = H_k m_y \sin\theta \cos\theta / M_s,$$

将(22)式代入(13)式得

$$\begin{pmatrix} i\omega m_x \mathbf{e}_x \\ i\omega m_y \mathbf{e}_y \\ i\omega m_z \mathbf{e}_z \end{pmatrix}$$

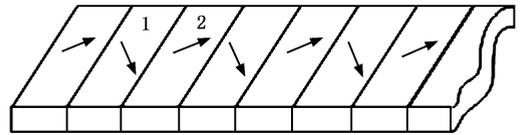
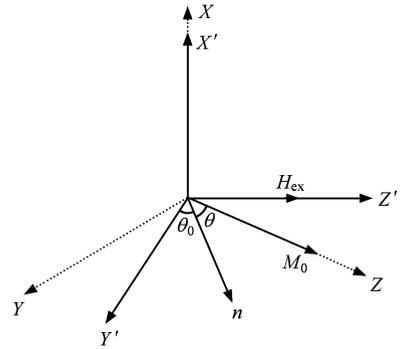


图2 磁畴模型及坐标系

$$\begin{aligned} = -\gamma \begin{pmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ m_x & m_y & m_z + M_0 \\ h_x & h_y + H_{\text{eq}y} & H_{\text{eq}} + H_{\text{eq}z} + h_z \end{pmatrix} \\ + \frac{\alpha}{M_s} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ m_x & m_y & m_z + M_0 \\ i\omega m_x & i\omega m_y & i\omega m_z \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (23)$$

$m \ll |M_0| \approx |M_s|$, 忽略二级小量后得

$$m_z = 0, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} i\omega m_x + (\gamma H_{\text{eq}} + i\omega\alpha - \gamma H_k \sin^2\theta) m_y \\ - \gamma M_s h_y = 0, \end{aligned} \quad (25)$$

$$(i\omega\alpha + \gamma H_{\text{eq}}) m_x - i\omega m_y - \gamma M_s h_x = 0. \quad (26)$$

考虑到 \mathbf{m}, \mathbf{h} 在材料内是以电磁波的形式传播的, 因此有

$$\mathbf{m}, \mathbf{h} \propto e^{i(\omega t - kx)}. \quad (27)$$

由方程(21)(27)得

$$(1 + (k/k_0)^2) \mathbf{h} = -\mathbf{m} - m_x (k/k_0)^2 \mathbf{e}_x, \quad (28)$$

从方程(28)得

$$m_x = -h_x, \quad (29)$$

$$m_y = -(1 + (k/k_0)^2) h_y. \quad (30)$$

将(25)(26)(29)和(30)式联立求解得

$$\begin{aligned} \frac{1 + (k/k_0)^2}{\omega^2 - (\gamma H_{\text{eq}} + \gamma M_s + i\omega\alpha) \gamma H_{\text{eq}} + i\omega\alpha - \gamma H_k \sin^2\theta} \\ = \frac{\gamma M_s (\gamma H_{\text{eq}} + \gamma M_s + i\omega\alpha)}{\omega^2 - (\gamma H_{\text{eq}} + \gamma M_s + i\omega\alpha) \gamma H_{\text{eq}} + i\omega\alpha - \gamma H_k \sin^2\theta}. \end{aligned} \quad (31)$$

我们可算出在面内与横向轴成 β 角的方向上的材料的磁化率 χ_β , 此值可由 m_x, m_y, m_z 向该方向投影得到的值与 h_x, h_y, h_z 向该方向投影所得值之

比给出,即

$$\chi_\beta = \frac{m_y \cos(\pi/2 - (\theta + \theta_0) + \beta)}{h \cos\beta} = - \left(1 + \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 \right)$$

$$\times \frac{\sin(\theta + \theta_0) \sin(\theta + \theta_0 - \beta)}{\cos\beta}, \quad (32)$$

相对磁导率 μ_β 为

$$\mu_\beta = \frac{(\gamma H_{eq} + \gamma M_s + i\omega\alpha) \chi \gamma H_{eq} + i\omega\alpha - \gamma H_k \sin^2\theta + \gamma M_s - \omega^2}{(\gamma H_{eq} + \gamma M_s + i\omega\alpha) \chi \gamma H_{eq} + i\omega\alpha - \gamma H_k \sin^2\theta - \omega^2} \times \frac{\sin(\theta + \theta_0) \sin(\theta + \theta_0 - \beta)}{\cos\beta} \quad (33)$$

式中 h 为由沿材料轴向通入励磁电流所产生的横向磁场.由(32)式可知,在不同方向上会得出不同的磁化率,即材料的磁化率具有取向相关性.因此材料的磁导率也具有取向相关性.我们可通过上面得到的公式,不需要进行坐标变换^[19-21],在 $\beta = 0$ 时很方便地给出 Panina, Mohri 等^[21]得到的材料的横向磁化率 χ 的计算结果,也可由上面的公式在 $\beta = -(\pi/2 - (\theta + \theta_0))$ 时得到 Kraus^[17]给出的相对有效磁导率(文献[17]中(43)式)结果,从我们得出的理论结果很明显地看出,两者所给出的是对应不同方向的磁化率或磁导率的结果,只是(32)及(33)两式

所给结果的两个特例,可见我们得出的理论可将两者给出的理论结果统一起来.

下面计算局域内平均磁化率,即给出 y 与 z 轴间各方向磁化率的平均值

$$\begin{aligned} \bar{\chi} &= \int_{-(\pi/2 - (\theta + \theta_0))}^{\theta + \theta_0} \frac{\chi_\beta d\beta}{\pi/2} \\ &= - \left(1 + \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 \right) \left[1 + \frac{2}{\pi} \text{ctg}(\theta + \theta_0) \right. \\ &\quad \left. \times \text{lr}(\text{ctg}(\theta + \theta_0)) \right] \sin^2(\theta + \theta_0), \quad (34) \end{aligned}$$

平均相对磁导率为

$$\bar{\mu}_r = 1 + \bar{\chi} = 1 - \left(1 + \frac{k}{k_0} \right)^2 A, \quad (35)$$

$$\bar{\mu}_r = \frac{(\gamma H_{eq} + \gamma M_s + i\omega\alpha) \chi \gamma H_{eq} + \gamma M_s A + i\omega\alpha - \gamma H_k \sin^2\theta - \omega^2}{(\gamma H_{eq} + \gamma M_s + i\omega\alpha) \chi \gamma H_{eq} + i\omega\alpha - \gamma H_k \sin^2\theta - \omega^2}, \quad (36)$$

式中

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

由方程(25)(26)及 $m = \hat{\chi} \cdot h$ 可得张量磁化率表达式

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} D_{11}/D & i\omega\gamma M_s/D & 0 \\ -i\omega\gamma M_s/D & D_{22}/D & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (37)$$

式中

$$D = (i\omega\alpha + \gamma H_{eq}) \times (\gamma H_{eq} + i\omega\alpha - \gamma H_k \sin^2\theta) - \omega^2,$$

$$D_{11} = \gamma M_s (\gamma H_{eq} + i\omega\alpha - \gamma H_k \sin^2\theta),$$

$$D_{22} = \gamma M_s (\gamma H_{eq} + i\omega\alpha).$$

由张量磁化率表达式,推出材料的平均磁化率

$$\bar{\chi} = \left(\chi_{22} + \frac{\chi_{12}^2}{1 + \chi_{11}} \right) A, \quad (38)$$

平均相对磁导率可表示为^[22-23]

$$\bar{\mu}_r = 1 + \left(\chi_{22} + \frac{\chi_{12}^2}{1 + \chi_{11}} \right) A. \quad (39)$$

对图2的磁畴2区,同理可得到与(39)式同样的结果.将(36)式得到的 $\bar{\mu}_r$ 代替 $k = \sqrt{i\omega\sigma\mu_0\mu_r} = (1+i)\delta$ 中 μ_r ,再代入阻抗计算式(11)式便可算得材料的阻抗 Z .

3. 数值计算与结果分析

对建立的模型所得到的阻抗结果用下式进行了数值计算,这里定义的阻抗变化率为

$$\begin{aligned} \frac{\Delta Z}{Z} &= \frac{Z(H_{ex}) - Z(0)}{Z(0)} \\ &= \frac{kd \coth(kd) - kd \coth(kd)|_{H_{ex}=0}}{kd \coth(kd)|_{H_{ex}=0}}, \quad (40) \end{aligned}$$

$Z(H_{ex})$ 为当材料上纵向磁场为 H_{ex} 时的阻抗, $Z(0)$ 为材料上纵向磁场为零时的阻抗.计算时材料未作说明的共用参数取值如下:

$$\mu_0 M_s = 0.7 T,$$

$$\sigma^{-1} = \rho = 130\mu\Omega \cdot \text{cm},$$

$$\alpha = 0.01, \gamma = 2.2 \times 10^5 \text{mA}^{-1}/\text{s}.$$

图 3 为我们通过实验测得的 $\text{Co}_{71}\text{Fe}_4\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$ 非晶带(经 $15\text{A}/\text{mm}^2$ 脉冲电流退火处理,脉冲频率 2Hz ,脉冲作用时间 30s ,带长 15mm ,宽 1.5mm ,平均厚度 $34\mu\text{m}$)的磁电阻抗效应实验数据及利用我们建立的理论计算所得到的结果,其励磁电流有效值 18mA ,励磁电流的频率为 2MHz ,两者结果比较可见,对非晶带在外磁场 H_{ex} 小于各向异性场 H_k 的范围内,两者结果非常符合,但 H_{ex} 增大时,两者差异会增大。

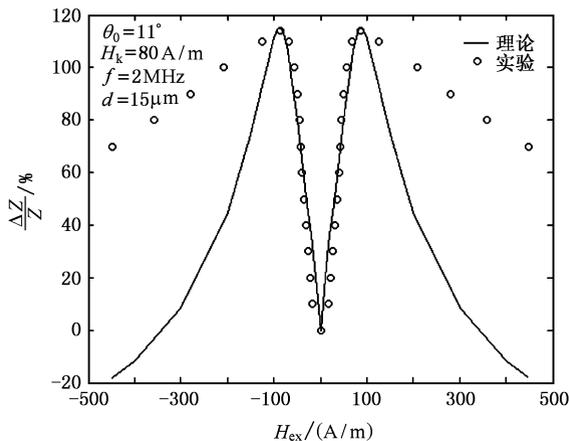


图 3 非晶薄带磁电阻抗效应理论与实验结果的比较

图 4 为文献 [21] 中图 15(a) 给出的 CoFeB 非晶态合金薄膜实验数据与我们的理论结果进行的比较(该图计算用参数为 $\alpha = 0.22, \mu_0 M_s = 0.8\text{T}$). 可见对薄膜材料在低场下理论与实验结果也是相当符合的,高场时两者有差异,但与非晶薄带情况相比,差异减小. 综合图 2 及图 3 的结果可见,在低场下,作者的理论与实验符合得很好,出现的细微差别是由于理论计算中未考虑退磁场,采用单畴模型过于简化,未考虑磁移的因素;在高场下理论值与实验结果产生的差别的主要物理机理如下:由 (20) 式可知,随 H_{ex} 增大, θ 增大,即引起较大的畴转,我们采用对磁畴取向平均的方法得到平均相对磁导率,这种求平均得到的结果与实际的磁导率必然会产生差别,且这种差别随 θ 增大而增大,即 H_{ex} 大时,差别将增大,图 3 的 H_k 较小,在较小的外磁场下便有较大的 θ 值,因此差别比图 4 大. 尽管理论与实验结果存在差别,但我们得到的理论,可使两者差别大大减小.

图 5 与图 6 是外磁场 H_{ex} 为 $0, 200, 500, 800$ 和

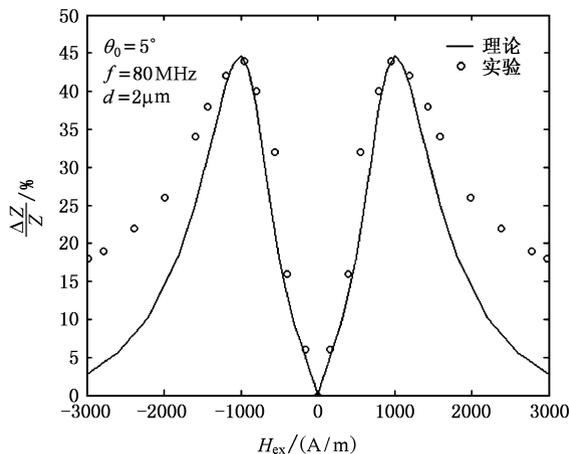


图 4 非晶薄膜磁电阻抗效应理论与实验结果的比较

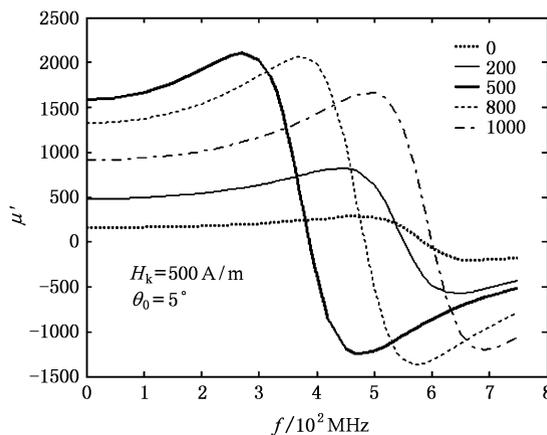


图 5 磁导率实部在不同外磁场下随频率的变化

$1000\text{A}/\text{m}$ 下计算的磁导率实部及虚部随励磁电流频率的变化关系,即给出的磁谱图,可见磁导率的实部及虚部均对外磁场十分敏感. 由图 5 可见, μ' 随频率

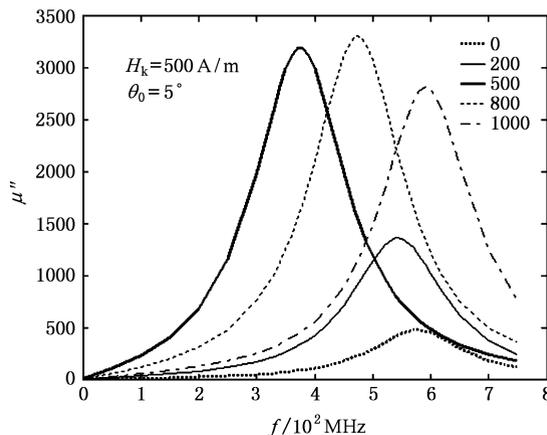


图 6 磁导率虚部在不同外磁场下随频率的变化

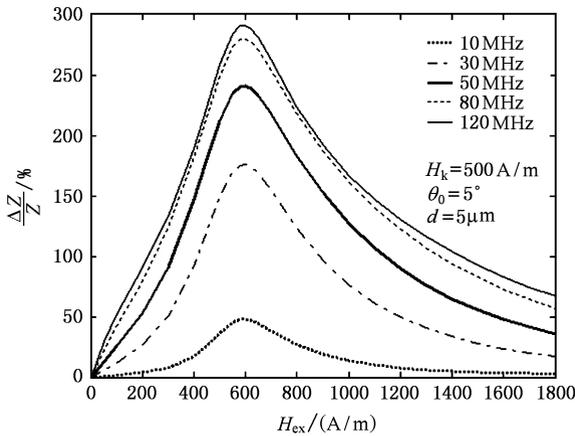


图7 阻抗变化率在不同频率下随外磁场的变化

变化会出现跃变,跃变点频率先随外磁场增大而减小,在 H_{ex} 接近 H_k 时得到最小值,此后又随 H_{ex} 增大而增加;在小于磁导率峰值点频率所对应的频率处, μ' 先随 H_{ex} 增大而增大,得到极大值后又随 H_{ex} 增大而减小。 μ'' 对应的峰值点位置也随 H_{ex} 变化而变化。磁导率的实部和虚部之所以对 H_{ex} 很敏感,是因为 H_{ex} 会使 m 的方向产生转动,从而使(36)式 μ 的实部及虚部均随 H_{ex} 敏感地变化。给出的磁谱图说明

了非晶材料在交直流磁场的共同作用下,仍保持磁导率谱的一般典型形状^[18]。

图7给出的是由理论得到的几种不同励磁频率(10MHz—120MHz)下,厚度为 $10\mu\text{m}$ 的 CoSiB 薄膜材料阻抗变化率与外磁场的关系,阻抗变化率随频率增大而增大,且在较小频率下,对频率变化很敏感,而随频率增大阻抗变化率增加的幅度减小了。

4. 结 论

我们基于具有近横向各向异性非晶带及非晶薄膜的单畴磁畴结构模型^[24],利用 Maxwell 方程组及 Landau-Lifshitz 方程,给出了张量磁化率,计算了在不同外磁场下磁导率的实部及虚部随频率的变化。通过求解局域内 90° 方位角内的平均磁导率,建立了阻抗计算的新理论,得到了可将给出的理论统一起来的阻抗计算公式,通过将理论计算与实验结果比较,在小于各向异性场下,我们的理论结果与实验结果相当符合,但在较高磁场下,实验与理论有差异。通过比较发现,我们给出的理论结果优于 Panina 等和 Kraus 的理论结果。

[1] Mohri K, Boshida K, Noda M, Toshida H, Panina L V, Uchiyama T 1995 *IEEE Trans. Magn.* **31** 1260

[2] Phan M H, Peng H X, Wisnom M R, Yu S C 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 014316

[3] Sommer R L, Chien C L 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 857

[4] Zhong Z Y, Lan Z W, Zhang H W et al 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1610 (in Chinese) [钟志勇、兰中文、张怀武等 2001 物理学报 **50** 1610]

[5] Makhmovskiy D P, Panina L V, Fry N, Mapps D J 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **272-276** 1866

[6] Mandal K, Pan Mandal S, Vazquez M, Puerta S, Hernando A 2002 *Phys. Rev. B* **65** 064402

[7] Shi W Z, Liang R S, Ma X M et al 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3614 (in Chinese) [石旺舟、梁锐生、马学鸣等 2004 物理学报 **53** 3614]

[8] Panina L V, Mohri K, Uchiyama T 1997 *Physica A* **241** 429

[9] Landau L D, Lifshitz E M 1975 *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon) p195

[10] Liao S B 1988 *Ferromagnetism* (Beijing: Science Press) p12 (in Chinese) [廖绍彬 1988 铁磁学(北京:科学出版社)第12页]

[11] Panina L V, Mohri K 2000 *Sensors and Actuators A* **81** 71

[12] Zhou Y S, Xie D, Chen J C et al 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 153 (in Chinese) [周云松、解东、陈金昌等 2001 物理学报 **50** 153]

[13] Wang A L, Liu J T, Zhou Y S et al 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 905 (in Chinese) [王艾玲、刘江涛、周云松等 2004 物理学报 **53** 905]

[14] Rivero M A, Maicas M, Lopez E et al 2003 *J. Magn. Magn. Mater.* **254-255** 636

[15] Liu J T, Zhou Y S, Wang A L et al 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2859 (in Chinese) [刘江涛、周云松、王艾玲等 2003 物理学报 **52** 2859]

[16] Dong C Y, Chen S P, Xu Z Y 2002 *Vacuum Sci. Tech.* **22** 333 (in Chinese) [董承远、陈世朴、徐祖耀 2002 真空科学与技术 **22** 333]

[17] Kraus L 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **195** 764

[18] Liao S B 1988 *Ferromagnetism* (Beijing: Science Press) p97, 62 (in Chinese) [廖绍彬 1988 铁磁学(北京:科学出版社)第97, 62页]

[19] Dong C Y, Chen S P, Xu Z Y 2002 *J. Magn. Magn. Mater.* **250** 288

[20] Dong C Y, Chen S P, Xu Z Y 2003 *J. Magn. Magn. Mater.* **251** 78

- [21] Chen A P , Britel M R , Zhukov A *et al* 2004 *IEEE Trans . Magn .* **40** 3372
- [22] Panina L V , Mohri K , Uchiyama T , Noda M 1995 *IEEE Trans . Magn .* **31** 1249
- [23] Makhnovskiy D P , Panina L V 2000 *Sensors and Actuators A* **81** 91
- [24] Tang Y J , B. F. P. Roos , B. Hillebrands *et al* 2000 *Acta Phys . Sin .* **49** 997 (in Chinese) [唐云俊 , B. F. P. Roos , B. Hillebrands 等 2000 物理学报 **49** 997]

Theory and calculation of giant magneto-impedance effect in amorphous alloy ribbons and films^{*}

Bao Bing-Hao^{1)†} Song Xue-Feng²⁾ Ren Nai-Fei²⁾ Li Chang-Sheng^{1)‡}

1) *Micro-Nano Science and Technology Research Center , Jiangsu University , Zhenjiang 212013 , China*

2) *School of Mechanical Engineering , Jiangsu University , Zhenjiang 212013 , China*

3) *School of Materials Science and Engineering , Jiangsu University , Zhenjiang 212013 , China*

(Received 21 December 2005 ; revised manuscript received 24 January 2006)

Abstract

The detailed expressions of orientation-related relative permeability in amorphous alloy ribbons and films with in-plane nearly transverse uniaxial anisotropy under applied driving ac current flowing through the ferromagnetic materials and dc external magnetic field are derived by simultaneously solving the Maxwell's equations and the Landau-Lifshitz equation of motion and establishing the magnetic domain structure model. The calculation formula of mean relative permeability averaging over 90° orientation angle and the magneto-impedance are obtained. The relation between permeability and the component of tensor susceptibility is deduced. The dependences of the real part and imaginary part of the relative permeability on frequency at several values of the applied external field are calculated, and the corresponding magnetic permeability spectra are plotted. The calculation formula of permeability which were inferred by Panina *et al* and Kraus can be unified by our theoretical result which is in good agreement with the experimental data under lower external magnetic field for both amorphous ribbons and films.

Keywords : amorphous ribbons and films , orientation related permeability , theory and calculation of the GMI effect , nearly transverse anisotropy field

PACC : 7570 , 7215 , 7230 , 7220M

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Anhui Province (Grant No. 01042309) , the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50575100) and the Science Research Funds for Talents of Jiangsu University (Grant No. 03JDC-012).

[†] E-mail : binghaoban@ujs.edu.cn