

磁环中非晶丝的阻抗效应分析*

庞浩† 李根 王赞基

(清华大学电机系, 电力系统国家重点实验室, 北京 100084)

(2008 年 1 月 31 日收到, 2008 年 4 月 26 日收到修改稿)

依据 Landau-Lifshitz 阻尼项和 Gilbert 阻尼项的磁矩转动方程, 提出统一形式的磁化率张量表达式. 基于等效磁导率将非晶丝中各向异性的电磁场求解问题转化为等效的各向同性问题, 进而分析了套在绝缘磁环或导电磁环中非晶丝的阻抗. 采用基于有限元的数值方法仿真磁环中非晶丝的阻抗, 仿真结果验证了理论分析结论. 理论分析和仿真实验均表明, 外磁体的附加阻抗将严重降低阻抗变化率, 破坏巨磁阻抗特性. 为此, 提出采用回路形式降低附加阻抗的方法, 并基于仿真实验验证了该方法的有效性.

关键词: 巨磁阻抗效应, 非晶材料, Maxwell 方程, 有限元

PACC: 7280T, 7340J, 7530H, 7540M

1. 引言

非晶或纳米晶合金材料制成的细丝或薄带在一定的频率范围内的交流阻抗值随外磁场的变化而发生显著变化的现象被称为巨磁阻抗效应(GMI)^[1,2]. 因为 GMI 效应为研发新型的小体积、高灵敏磁探测器件提供了可能, 所以成为材料物理和磁传感器研究的热点^[3,4]. 巨磁阻抗现象的产生原因是铁磁材料的磁各向异性及趋肤效应^[5]. 轴向外磁场的改变使铁磁材料在环向或横向的磁导率发生改变, 同时使趋肤深度发生变化, 进而影响材料阻抗. 随频率从低频升高到中频, 铁磁材料磁化机理由以磁畴移动为主, 发展为由磁矩转动决定^[6]. 当频率高于百兆赫兹时, 铁磁共振效应将影响磁阻抗特性^[7].

随着巨磁阻抗效应应用研究的日益深入, 巨磁阻抗材料作为磁探测元件将被置入被测的磁场环境. 被测的磁场环境会包含导体、铁磁材料等其他介质. 比如, 无损检测中使用的磁探头将紧贴钢板表面^[8]; 用于电流互感器励磁补偿的磁探头也将安装在线匝和铁心内部. 此时, 被测环境中其他介质势必对巨磁阻抗特性带来影响. 本文将磁环中的非晶丝为例, 研究外磁体对巨磁阻抗特性的作用. 该研究内容包括基于等效磁导率和 Maxwell 方程的理论分

析, 以及基于有限元的数值仿真研究. 本文理论分析提出了关于 Landau-Lifshitz 阻尼项和 Gilbert 阻尼项统一形式的磁化率张量方程, 并进而获得了绝缘和导电两种磁环中非晶丝的阻抗形式. 数值仿真验证了理论分析结果, 并能够仿真非对称结构的磁阻抗特性. 为了降低外磁体对巨磁阻抗特性的破坏作用, 本文提出采用平行或双绞的回路形式进行改善. 该方法通过仿真实验获得了验证.

2 理论分析

2.1. 统一形式的磁化率张量

为了获得较宽的测量频带和简单可靠的探测电路, 巨磁阻抗效应在应用中通常采用 10 kHz 至 100 MHz 的中频交流激励. 在该频带范围内的磁化过程模型可以采用基于磁矩转动(也称拉摩尔进动)的磁化强度矢量 M 运动方程^[9-11]

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma M \times H_{\text{eff}} + T_D, \quad (1)$$

其中, γ 为旋磁比, H_{eff} 为磁体内部有效场, T_D 为阻尼项. 阻尼项 T_D 具有三种表达形式, 分别是 Landau-Lifshitz 形式、Gilbert 形式和修正的布洛赫形式^[12]. 基于磁矩转动方程, 代入用于阻抗测量的交变激励

* 国家自然科学基金(批准号 50607009)资助的课题.

† E-mail: panghao99@mails.tsinghua.edu.cn

电流所产生的微小磁场强度和由此引起的交变磁化强度分量,经过对微小量取线性近似,可以获得磁导率张量的形式。

基于 Landau-Lifshitz 形式和 Gilbert 形式推算的磁化率张量可以统一表达为

$$\chi = \chi_1 \begin{pmatrix} 1 & \beta \cos \alpha & -\beta \sin \alpha \\ -\beta \cos \alpha & \cos^2 \alpha & -\sin \alpha \cos \alpha \\ \beta \sin \alpha & -\sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中 $\alpha = \psi - \theta$, ψ 为磁单元各向异性等效场 H_k 与外磁场 H_0 所在的轴向方向的夹角, θ 为 H_k 与饱和磁化强度 M_s 的夹角。如果阻尼项采用 Landau-Lifshitz 形式,则(2)式中的 χ_1 , β 和 Ω 分别为

$$\chi_1 = \frac{M_s (\eta \Omega + \omega_H \omega_m M_s)}{\Omega^2 + \omega_m^2 M_s^2},$$

$$\beta = \frac{(\omega_m \Omega - \eta \omega_H M_s)}{(\eta \Omega + \omega_H \omega_m M_s)},$$

$$\Omega = i \omega M_s + \eta H_H.$$

如果阻尼项采用吉尔伯特形式,则统一形式中的 χ_1 , β 和 Ω 分别为

$$\chi_1 = \frac{\omega_m \Omega}{\Omega^2 - \omega^2}, \quad \beta = \frac{i \omega}{\Omega}, \quad \Omega = \omega_H + i \omega \alpha.$$

上述表达式中, ω 为交流激励的角频率, η 和 ζ 为阻尼系数, $\omega_m = \gamma M_s$, $H_H = H_k \cos \theta \sin \psi / \sin(\psi - \theta)$, $\omega_H = \gamma H_H$ 。

2.2. 平均磁化率张量和等效磁化率

因为非晶或纳米晶材料不具有磁晶各向异性,所以只需考虑外磁场能和短程结构的各向异性能^[13]。依据自由能最小理论,可得

$$\sin \theta \cos \theta = h \cdot \sin \psi \cos \theta - h \cdot \cos \psi \sin \theta, \quad (3)$$

其中, $h = H_0 / H_k$ 。由(3)式,给定各向异性角度 ψ ,可求得 θ 和 α 。因为铁磁材料磁畴方向的不确定性,可以采用统计平均方法计算平均磁化率张量^[14]。更简便地,可以利用磁畴排列和材料结构上的对称性,在(2)式中分别代入 $\pm \alpha$,然后求和并对 2 平均,由此获得平均磁化率张量为

$$\chi_a = \chi_1 \begin{pmatrix} 1 & \beta \cos \alpha & 0 \\ -\beta \cos \alpha & \cos^2 \alpha & 0 \\ 0 & 0 & \sin^2 \alpha \end{pmatrix}. \quad (4)$$

利用上式能够简化巨磁阻抗材料中电磁场 Maxwell 方程的形式。以巨磁阻抗细丝为例^[15,16],如果采用(4)式的平均磁化率张量,依据 Maxwell 方程,圆柱坐

标系 $r-\varphi-z$ 下的磁场强度方程为

$$H_r = -\frac{\chi_1 \beta \cos \alpha}{1 + \chi_1} H_\varphi, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\alpha r \cdot H_\varphi(r)}{r \cdot \partial r} \right) = -k_0^2 \cdot [\mu_{\varphi\varphi} \cdot H_\varphi + \mu_{\varphi z} \cdot H_z], \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial H_z(r)}{\partial r} \right) = -k_0^2 \cdot [\mu_{\varphi z} \cdot H_\varphi + \mu_{zz} \cdot H_z], \quad (7)$$

其中

$$\mu_{\varphi\varphi} = 1 + \left(\chi_1 + \frac{\chi_1^2 \beta^2}{1 + \chi_1} \right) \cdot \cos^2 \alpha, \quad \mu_{\varphi z} = 0,$$

$$\mu_{zz} = 1 + \chi_1 \cdot \sin^2 \alpha.$$

由(5)–(7)式及轴向电流激励等边界条件可求解电磁场分布,进而确定各向异性非晶材料的阻抗。事实上,该求解结果与相对磁导率为 μ_{eff} 的各向同性材料的求解结果相同。 μ_{eff} 可称为等效相对磁导率,其形式为

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_{\varphi\varphi} = 1 + \left(\chi_1 + \frac{\chi_1^2 \beta^2}{1 + \chi_1} \right) \cdot \cos^2 \alpha. \quad (8)$$

利用等效磁导率可以避免采用复杂的磁导率张量形式,从而简化计算。特别是目前大部分电磁仿真软件不能输入全矩阵形式的磁导率张量,而只能采用等效磁导率进行数值仿真。

2.3. 磁环中非晶丝的阻抗

依据 Maxwell 方程推导的真空中单一非晶丝的阻抗公式为

$$Z_{\text{CMI}} = \frac{lk_1 \cdot J_0(k_1 a)}{2\pi a (\sigma_1 + i\omega\epsilon_1) \cdot J_1(k_1 a)}, \quad (9)$$

其中, a , l 为非晶丝的半径和长度, σ_1 , ϵ_1 , μ_1 为非晶材料的电导率、介电常数和等效磁导率, $k_1 = \sqrt{-i\omega(\sigma_1 + i\omega\epsilon_1)\mu_1}$, $J_0(\cdot)$, $J_1(\cdot)$ 分别是 0 阶和 1 阶第一类贝塞尔函数。

如果非晶丝套在相同长度、内外半径分别为 R_1 和 R_2 、磁导率为 μ_1 的绝缘磁环中心,此时磁环中没有涡流,其阻抗为

$$Z = \frac{lk_1 \cdot J_0(k_1 a)}{2\pi a (\sigma_1 + i\omega\epsilon_1) \cdot J_1(k_1 a)} + \frac{i\omega\mu_1 l}{2\pi} \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}, \quad (10)$$

上式第 1 项为真空中单一非晶丝的阻抗,第 2 项为绝缘磁环引入的附加阻抗 Z_l 。

如果磁环导电,则磁环中出现平行于轴线方向

的感应电流.由于磁环无源,垂直于轴线的磁环横截面上电流总和为 0.由此作为边界条件所推导的磁环附加阻抗为

$$Z_1 = \frac{l \cdot k_1}{2\pi R_1 R_2 (\sigma_1 + i\omega\epsilon_1)} \times [R_1 \cdot (J_1(k_1 R_1) Y_0(k_1 R_2) - Y_1(k_1 R_1) J_0(k_1 R_2)) - R_2 \cdot (Y_1(k_1 R_2) \cdot J_0(k_1 R_1) - J_1(k_1 R_2) Y_0(k_1 R_1)) - 4(\pi \cdot k_1)] \times [J_1(k_1 R_1) \cdot Y_1(k_1 R_2) - J_1(k_1 R_2) \cdot Y_1(k_1 R_1)]^{-1}, \quad (11)$$

其中, $k_1 = \sqrt{-i\omega(\sigma_1 + i\omega\epsilon_1)\mu_1}$, σ_1 和 ϵ_1 为磁场的电导率和介电常数, $Y_0(\cdot)$, $Y_1(\cdot)$ 分别是 0 阶和 1 阶第二类贝塞尔函数.

由此可见,磁环将对基于巨磁阻抗材料的磁探头产生附加阻抗.由于基于巨磁阻抗效应进行磁场测量主要依据在不同外磁场下其阻抗的变化,附加阻抗值作为较大的常数将会使阻抗变化率大大降低,从而破坏磁场探测的灵敏度.所以,需要采取措施消除外磁体对测量的影响.由(10)和(11)式,缩小外磁体内外径之间的厚度,或者增加外磁体与巨磁阻抗材料的距离,可以减小附加阻抗.但是,如果磁探头应用于对磁体附近磁场进行测量的场合,将无法改变被测对象尺寸,同时距离太远也难以测量准确.

3. 仿真实验

3.1. 仿真实验方法

基于 Maxwell 方程推导解析解的办法只能应用于对称性磁场的求解,对于非对称、不规则的复杂结构则无法求解.为此,采用 ANSOFT 软件,基于有限元方法对巨磁阻抗效应进行数值仿真研究.为缩小计算规模,对所建立的仿真模型进行如下简化:首先,模型仅选取垂直于非晶丝轴向方向、厚度很薄的三维切片层进行建模.第二,忽略细丝两端电磁场和激励电流的端部效应.第三,非晶丝的磁导率参数采用等效磁导率参数.第四,因为在仿真中轴向向外磁场的大小将决定非晶丝磁导率的不同代入值,同时采用等效磁导率后激励电流产生的交变磁场的轴向分量为零,所以在电磁场数值求解时不再考虑磁场强度的轴向分量.

仿真过程首先通过 MATLAB 软件计算出不同

频率下、不同轴向向外磁场所对应的等效磁导率,然后存入输入数据文件.随后,ANSOFT 宏程序从输入数据文件中读取仿真频率和等效磁导率,并进一步对模型进行单元抛分、生成有限元求解方程和完成数值求解. ANSOFT 宏程序将输出的非晶丝阻抗仿真结果存入输出数据文件.最后,利用 MATLAB 读取输出结果,并进行数据后处理和曲线绘制.

3.2. 磁环中非晶丝阻抗仿真

仿真中取非晶磁性材料的相对介电常数为 10.0,电导率为 7.69×10^5 S/m,饱和磁化强度为 54000 A/m,各向异性等效磁场强度为 300 A/m,旋磁比 $\gamma = 2.2 \times 10^5$ (A/m) $^{-1}$ s $^{-1}$.采用 Gilbert 阻尼项且阻尼系数 ζ 取 0.3,各向异性等效场与外磁场的夹角 ψ 为 2° ,丝的半径为 20 μ m,非晶丝所加交变激励电流的实部为 1 mA、虚部为 0 mA.图 1 是仿真获得的归一化的阻抗变化率 $(Z_{\max} - Z_{\min})/Z_{\max}$ 随频率的变化曲线.本文所采用的阻抗变化率不同于已有文献中以无外磁场时的阻抗 Z_0 或最小阻抗 Z_{\min} 作为归一化参考量的方法.因为无外磁场时的阻抗 Z_0 随材料各向异性角度不同而有较大差异,不利于比较.采用最小阻抗 Z_{\min} 获得的阻抗变化率具有较大的数值,但该数据对实际分析和应用并无意义.而且最小阻抗 Z_{\min} 的值也与实验所加的最大外磁场相关.本文采用的最大阻抗通常出现在外磁场不超过各向异性等效场的有限范围内,而且其数值是磁传感器电路设计的重要参数,所以更适合作为参考量.此定义下的归一化阻抗变化率不超过 1.

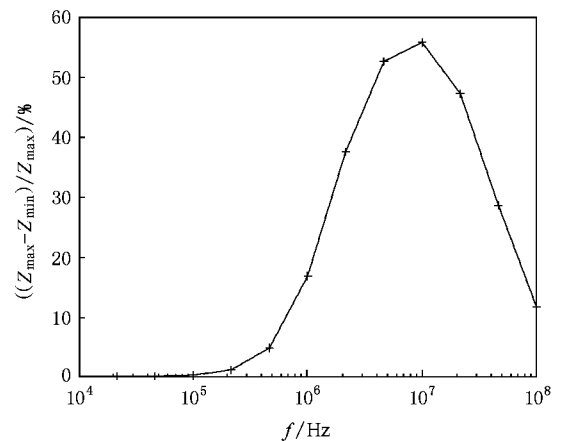


图 1 单一非晶丝的阻抗变化率随频率的变化

与无磁环时单位厘米的阻抗仿真结果相比,如果非晶丝套在相对磁导率为 500.0、内半径为 0.5

mm、外半径为 2 mm 的绝缘磁环中心,其单位厘米的附加阻抗的电阻部分 R_i 和电抗部分 X_i 随外磁场关系曲线如图 2 所示.依据图 2,在频率分别为 0.1, 1.0, 10, 100 MHz 时,附加阻抗的电阻部分较小,电

抗部分基本保持一系列常数.经平均计算,这些常数值为 0.8698, 8.698, 86.98, 869.8 Ω .该仿真结果与 (10) 式所获得的附加阻抗理论值 $i0.8710, i8.710, i87.10, i871.0 \Omega$ 相符.

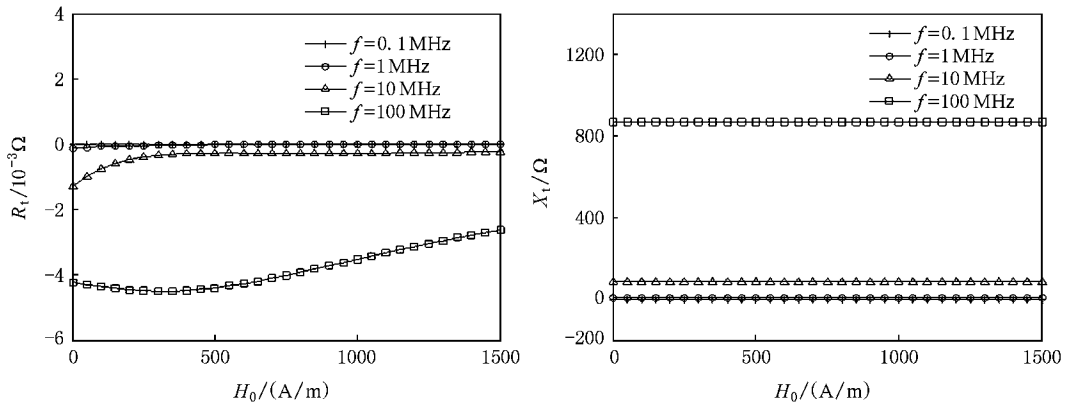


图 2 套绝缘磁环后附加阻抗的电阻和电抗随外磁场的关系

如果采用相同尺寸的导电磁环,且相对介电常数为 5.0,电导率为 1000.0 S/m.仿真结果表明,在一定频率下,随外磁场变化时,附加阻抗保持为复常数.表 1 给出不同频率下附加阻抗的仿真值和依 (11) 式获得的理论值.由该数据可见,仿真数据结果和理论分析一致.表 1 也给出了在对应频率下仿真获得的单一非晶丝的最大阻抗值.相比该数据,附加阻抗对非晶丝的磁阻抗特性影响是显著的.

用相同材质、半径为 20 μm 的非晶丝时,基于 ANSOFT 仿真获得的无外磁场时非晶丝横截面圆心连线上电流密度 $J(x)$ 分布如图 3 所示.图 3 横轴为以圆心连线中点为原点的 x 轴距离坐标,导线圆心间距为 60 μm ,纵轴为电流密度的幅值.实际上,左右两侧所对应的导线电流方向相反.由图 3 可见两根非晶丝之间相互作用对电流的趋肤分布影响不大.

表 1 不同频率下,导电磁环附加阻抗的仿真值和理论值

频率 MHz	Z_{\max} 仿真值/ Ω		Z_i 仿真值/ Ω		Z_i 理论值/ Ω	
	实部 R	虚部 X	实部 R_i	虚部 X_i	实部 R_i	虚部 X_i
0.1	10.4109	0.5728	0.0439	0.8680	0.0524	0.8670
1.0	11.3176	5.4335	3.1834	6.7546	3.2765	6.1970
5.0	18.8425	16.0045	11.6087	11.5279	10.3761	11.8932
10.0	23.7875	21.1550	15.3393	16.5287	15.1591	17.2906
100.0	30.7402	30.8895	54.1124	54.5355	53.0891	55.7503

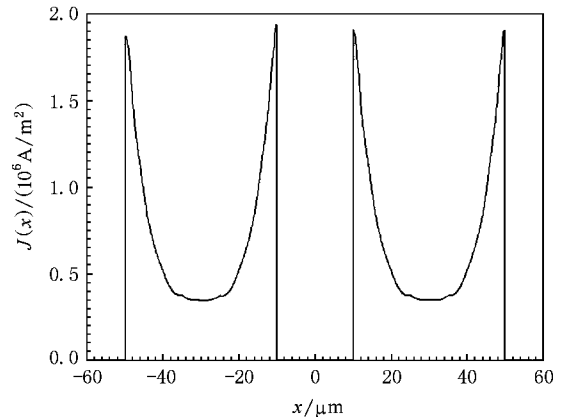


图 3 两根非晶丝回路 x 轴电流密度分布

3.3. 磁环中非晶丝回路的仿真

依据前述理论研究和仿真结果,外磁体将对单根非晶丝产生显著的附加阻抗,影响巨磁阻抗特性,降低灵敏度.为降低外磁体对测量的干扰,本文提出采用非晶丝折成回路的形式.此时,非晶丝与折回导线构成间隔很近但又相互绝缘、电流方向相反的平行线或双绞线.折回导线既可以采用相同的非晶丝,也可以采用其他材质的金属导线.

当折回导线改用半径为 20 μm 的铜丝导线时,仿真获得的无外磁场时铜丝和非晶丝横截面圆心连线上电流密度 $J(x)$ 分布如图 4 所示.图 4 中左侧为铜丝中的电流分布,右侧为非晶丝的电流分布.由该仿真结果可见,由于非晶丝中电流的吸引力,铜丝中的电流分布在靠近非晶丝的一侧略大,且铜丝中未

在 5 MHz, 1.0 mA 的交流激励下,当折回导线采

表现明显的趋肤现象.

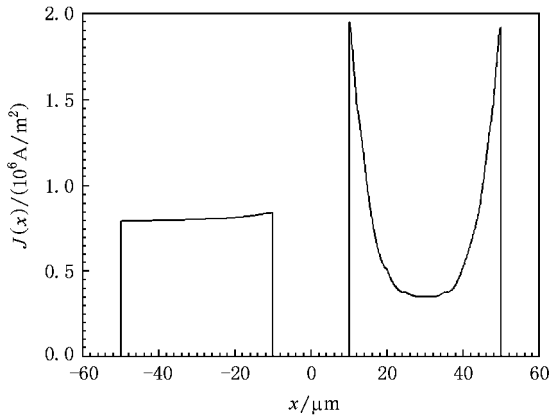


图4 非晶丝和铜丝回路 x 轴电流密度分布

基于 ANSOFT 软件仿真非晶丝回路置于相对介电常数为 5.0, 电导率为 1000.0 S/m, 相对磁导率为 500.0, 内半径为 0.5 mm, 外半径为 2 mm 的导电磁环中心时的阻抗. 如果折回导线采用非晶丝, 则所计算的阻抗值为每根非晶丝单位厘米的平均阻抗. 如果折回导线采用铜丝, 则所计算的阻抗值为单位厘米的非晶丝阻抗与铜丝阻抗之和. 由此获得的不同频率下随外磁场变化的最大附加阻抗仿真数据如表 2 所示. 相比单根非晶丝套磁环的形式, 回路形式减小了交变激励电流在非晶丝外的电磁场, 从而减少了外磁体中的磁场能量、以及导电磁体中的涡流损耗, 最终使附加阻抗大大降低.

表 2 不同频率下, 导电磁环对非晶丝回路的最大附加阻抗

频率 /MHz	两根非晶丝 Z_1/Ω		非晶丝 + 铜丝 Z_1/Ω	
	实部 R_1	虚部 X_1	实部 R_1	虚部 X_1
0.1	0.0000	-0.0066	0.1379	-0.0049
1.0	0.0028	-0.0663	0.1413	-0.0492
5.0	0.0682	-0.3693	0.2079	-0.2860
10.0	0.1779	-0.8251	0.3382	-0.6734
100.0	0.9292	-7.2985	1.3136	-5.8391

4. 结 论

非晶或纳米晶的细丝或薄带的阻抗特性会受到外磁体的影响. 在对磁环中非晶丝阻抗形式的理论分析过程中, 本文提出了关于 Landau-Lifshitz 阻尼项和 Gilbert 阻尼项统一形式的磁化率张量表达式. 同时, 本文采用等效磁导率将各向异性问题转为各向同性问题, 简化了理论分析和仿真计算. 理论分析获得了单根非晶丝套上绝缘磁环或导电磁环后的阻抗表达式. 该表达式表明磁环会在单一非晶丝阻抗上产生附加阻抗. 而且, 附加阻抗数值较大, 会破坏巨磁阻抗特性, 降低巨磁阻抗传感器的测量性能.

采用基于有限元的电磁场数值分析方法可以用于仿真实验磁阻抗现象. 该实验方法能够处理解析法无法分析的非对称、不规则的复杂模型. 仿真实验首先对轴对称情况下磁环中非晶丝阻抗的解析形式进行了验证. 为了降低外磁体的附加阻抗, 本文提出采用回路形式的方法. 本文对该非对称模型进行了仿真实验, 验证了回路方法的有效性, 为将巨磁阻抗效应应用于含外磁体的复杂环境提供了解决途径.

- [1] Mohri K, Kohzawa T, Kawashima K, Yoshida H, Panina L V 1992 *IEEE Trans. Magn.* **28** 3150
- [2] Kanno T, Mohri K, Yagi T, Uchiyama T, Shen L P 1997 *IEEE Trans. Magn.* **33** 3358
- [3] Bushida K, Mohri K 1994 *IEEE Trans. Magn.* **30** 4626
- [4] Dolabdjian C, Qasimi A, Cordier C 2003 *Proc. IEEE Sensors* **1** 477
- [5] Panina L V, Mohri K, Uchiyama T 1997 *Phys. A* **241** 429
- [6] Ludek Kraus 2003 *Sensors and Actuators A* **106** 187
- [7] Menard D, Britel M, Ciureanu P, Yelon A 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 2805
- [8] Vachera F, Alvesb F, Gilles-Pascauda C 2007 *NDT&E International* **40** 439
- [9] Kraus L 1999 *J. Magn. and Magn. Mater.* **195** 764
- [10] Menard D, Yelon A 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 379
- [11] Liu J T, Zhou Y S, Wang A L, Jiang H W, Zheng W 2003 *Acta*

Phys. Sin. **52** 2859 (in Chinese) [刘江涛、周云松、王艾玲、姜宏伟、郑鹤 2003 物理学报 **52** 2859]

- [12] Liao S B 1992 *Ferromagnetism* (Beijing: Science Press) p96 (in Chinese) [廖绍彬 1998 铁磁学(北京: 科学出版社) 第 96 页]
- [13] Zavta K, Schneider J, Springmann B 1985 *Czech. J. Phys. B* **35** 1285
- [14] Bao B H, Song X F, Ren N F, Li C S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2698 (in Chinese) [鲍内豪、宋雪丰、任乃飞、李长生 2006 物理学报 **55** 2698]
- [15] Antonov A S, Iakubov I T, Lagarkov A N 1998 *J. Magn. Magn. Mater.* **187** 252
- [16] Liu L P, Zhao Z J, Huang C X, Wu Z M, Yang X L 2006 *Acta Phy. Sin.* **55** 2014 (in Chinese) [刘龙平、赵振杰、黄灿星、吴志明、杨燮龙 2006 物理学报 **55** 2014]

Analysis of magnetoimpedance in amorphous wire passing through a magnetic ring^{*}

Pang Hao[†] Li Gen Wang Zan-Ji

(State Key Lab of Power Systems , Department of Electrical Engineering , Tsinghua University , Beijing 100084 , China)

(Received 31 January 2008 ; revised manuscript received 26 April 2008)

Abstract

A unified expression of magnetic susceptibility tensor is presented according to the magnetic-moment motion equation with Landau – Lifshitz damping term and Gilbert damping term. The application of equivalent magnetic permeability enables to transform the anisotropy problem to an isotropy one with the same electromagnetic solution in amorphous wire. By this transformation , the impedance of amorphous wire passing through an insulating or conducting magnetic ring are analyzed. Additionally , the magnetoimpedance effect in amorphous wire through a magnetic ring is simulated by the numerical analysis based on the finite element method. The results of theoretical analysis and numerical simulation , which agree with each other , indicate that the additional impedance caused by extra magnetic objects seriously reduces the magnetoimpedance change of amorphous wire and destroy the giant magnetoimpedance characteristic. Therefore , the return wire structure is proposed to diminish the additional impedance. The simulation results verified the effectiveness of this method.

Keywords : giant magnetoimpedance , amorphous wire , Maxwell equations , finite element method

PACC : 7280T , 7340J , 7530H , 7540M

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50607009).

[†] E-mail : panghao99@ mails . tsinghua . edu . cn