

热激活磁弹性弛豫的多体普适方法研究

王养璞 金其淑

(苏州大学物理系)

1987 年 10 月 12 日收到

本文基于多体相互作用导致红外发散响应的弛豫机制,研究无序铁磁合金中的热激活磁弹性弛豫。即认为:引起磁畴壁弛豫的磁取向有序,除取向有序原子的热活跃跃迁外,还应包括多体相互作用引起的两种不同的位形隧道效应。在此新机制的基础上,导出了分指数的磁化强度弛豫规律和磁导率减落公式。再利用波耳兹曼迭加原理,得出普适的磁弹性内耗公式,此公式得到实验数据的证实。

一、引 言

在无序铁磁合金中,涉及能量损耗的磁弹性阻尼与交变磁场或交变应力场下的磁化强度随时间的变化有关。引起这种变化的一个重要原因是原子的重新排列,即磁取向有序导致的热激活磁弹性弛豫过程。至今有关此课题的研究尚未考虑无序引起的多体相互作用对磁弹性弛豫机制的影响^[1,2],以及对磁化强度的时间效应和磁弹性阻尼的影响。这是有关微观机制的重要问题。本文将从磁取向有序引起热激活磁弹性弛豫出发,研究弛豫过程中无序引起的多体相互作用导致的红外发散响应,提出新的弛豫机制,导出新的磁化强度弛豫规律和磁导率减落公式,从而得到作为频率和温度函数的磁弹性内耗公式,并用实验数据加以验证。求得了表观激活能。

二、热激活磁弹性弛豫的新机制

在无序或部分无序的铁磁合金中,原子的取向有序将反抗磁畴壁在交变应力场或磁场中的同相运动趋势,使畴壁形成热激活磁弹性弛豫。因原子取向有序化对磁畴壁产生一势阱,此势阱总滞后于外场一相位,在一般情况下,畴壁的运动被势阱强制拖动而滞后于场的变化,即取向有序导致磁畴壁的扩散控制运动。由磁弹性耦合,应变的磁致伸缩分量亦为取向有序化过程的扩散所控制。可见,通过势阱的影响,磁畴壁的弛豫过程是由原子的取向有序行为决定的。

在阶跃函数的应力(或磁场)下,畴壁的弛豫规律为

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{y - y_0}{\tau} \quad (1)$$

如图 1 所示, $\frac{dy}{dt}$ 为畴壁运动的速度, y_0 为相应外应力平衡后离开壁平衡位置的 距离。

设畴壁之间的距离为 L , M_s 为饱和磁化强度, 则磁化强度可表示为 $M_s \frac{y}{L}$ ^[3], 其时间的

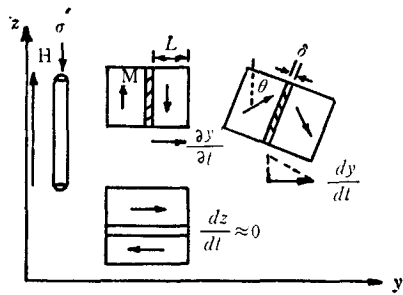


图1 θ 为外磁场 H (或外应力场 σ) 与 M_s 夹角¹⁾; 对于多晶体, $\frac{dy}{dt}$ 与 $\frac{dx}{dt}$ 等效, $\frac{dz}{dt} \approx 0$ 很小; y 为畴壁离开平衡位置的距离^[3]

变化率 $\frac{dM}{dt} = \frac{M_s}{L} \frac{dy}{dt}$, 将此代入(1)式, 可得磁化强度的弛豫公式

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{M - M_0}{\tau}, \quad (2)$$

式中 $M_0 = \frac{M_s}{L} y_0 = M_r$ 为弛豫磁化强度, 引入未弛豫强度 M_u , 且令 $\Delta M = M - M_u$, $\Delta M_0 = M_0 - M_u = M_r - M_u$, 则(2)式可改写为

$$\frac{d(\Delta M)}{dt} = -\frac{\Delta M - \Delta M_0}{\tau}. \quad (3)$$

我们认为, 讨论引起磁畴壁弛豫的原子取向有序弛豫时, 由于铁磁合金的高度无序性, 必须考虑无序引起的多体相互作用的影响, 提出新的弛豫机制, 即原子在外应力下重新取向排列时, 不仅有热激活跳过势垒或声子助隧道效应, 还因受无序系统的多体相互作用, 存在原子的单粒子隧道效应和若干原子的位形隧道效应, 两者都无需热激活, 它们形成关联态及其低能激发。而且, 当粒子在两个最优位置间热激活跃迁时(或低温下声子助隧道跃迁时), 粒子势的变化引起关联态的红外发散响应。此一系列关联态的低能激发和去激发使畴壁的弛豫率 τ^{-1} 由常数 τ_0^{-1} 变为随时间作 t^{-n} 衰减。运用 Ngai 的红外发散弛豫率公式^[4], $\tau^{-1} = \tau_0^{-1} e^{-n\nu E_c^n} t^{-n}$ (式中 n 为红外发散指数, $0 \leq n \leq 1$; $\nu = 0.5772$ 为尤拉常数, E_c 为低能激发的上限)。将此弛豫率 τ^{-1} 代入(3)式, 经积分即得磁化强度的分指数弛豫规律为

$$\Delta M = \Delta M_0 \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau_p} \right)^{1-n} \right] \right\}, \quad (4)$$

式中 $\tau_p = [(1-n)\tau_0 e^{n\nu E_c^n}]^{\frac{1}{1-n}}$ 。由此式可见, 从德拜弛豫导出的公式 $\Delta M = \Delta M_0 \times [1 - \exp(-\frac{t}{\tau})]$ 仅为(4)式中 $n = 0$ 的一个特殊情况, 即没有多体相互作用的情况。

在恒定磁场下, $M\gamma = H$, 磁阻率 γ 为磁化率 χ 的倒数。由(4)式可得 $\Delta\gamma = \Delta\gamma_0 \times \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau_p} \right)^{1-n} \right] \right\}$ 或求得磁化率的弛豫规律为

$$\frac{1}{\chi(t)} - \frac{1}{\chi(0)} = \left(\frac{1}{\chi_r} - \frac{1}{\chi_0} \right) \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau_p} \right)^{1-n} \right] \right\}, \quad (5)$$

式中 χ_r 为弛豫磁化率, $\chi(0) = \chi_0$ 为未弛豫值。考虑到铁磁材料中起始磁化率 χ 与起始磁导率 μ 近似相等, (5)式给出了新的磁导率减落公式。它表明: 局域取向应是能量上更有利的取向, 它使畴壁与取向原子之间总能量减少, 必然导致磁化率随时间减少。且

1) 在 $\theta \neq 0$ 时, y 的表达式中应含有 $\cos\theta$ 因子, 因 $\overline{\cos\theta} = \frac{1}{2}$ 使 y 分量贡献减半, 但计及等效的 x 分量贡献后, 恰好可不引入此因子。

其减少规律不是指数律而取象介电弛豫中普遍的 Williams-Watts 公式的形式。只有当 $n = 0$ 时,才有不存在多体相互作用的极限形式,即通常理论中所用磁导率减落公式^[5]。

三、热激活磁弹性内耗公式

为导出普适的热激活磁弹性内耗公式,先讨论新机制下应变的磁致伸缩分量随时间的变化。设加一应力于细长圆柱形磁性材料。由磁致伸缩效应,除遵从虎克定律的未弛豫应变 ($E_u^{-1}\sigma$) 外,还有附加的滞弹性应变分量 ε_{an} ^[2]

$$\varepsilon_{an} \equiv E^{-1}(t)\sigma - E_u^{-1}\sigma = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial B}\right)_\sigma \Delta B, \quad (6)$$

式中 ΔB 可由畴壁的弛豫规律求得,对软铁磁材料满足 $B \approx \mu_0 M$, 所以由 (4) 式可得磁感应强度的弛豫规律为

$$\Delta B = \overline{\Delta B} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau_p} \right)^{1-n} \right] \right\}, \quad (7)$$

$\overline{\Delta B} = \overline{B(\sigma)} - \overline{B(0)} = \left(\frac{\partial B}{\partial \sigma} \right)_H \sigma$, 将上式代入 (6) 式可得 $E^{-1}(t)$ 的表式为

$$E^{-1}(t) - E_u^{-1} = \frac{\varepsilon_{an}}{\sigma} = \delta E^{-1} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau_p} \right)^{1-n} \right] \right\}. \quad (8)$$

利用玻耳兹曼叠加原理求得 $E^{-1}(t)$ 与复数量值的虚部 $E_2^{-1}(\omega)$ 之间的关系

$$E_2^{-1}(\omega) = \int_0^\infty \frac{dE^{-1}(t)}{dt} \sin \omega t dt \quad (9)$$

和 Lévy 函数

$$Q_\alpha(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \exp(-izu - u^\alpha) du. \quad (10)$$

便可导出具有红外发散的热激活磁弹性内耗公式为

$$\delta \equiv \frac{E_2^{-1}(\omega)}{E_u^{-1}} = \pi^2 \Delta_E \omega \tau_p Q_{1-n}(\omega \tau_p), \quad (11)$$

弛豫强度 $\Delta_E = \mu_0 \mu E_u \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial B} \right)_\sigma$ ^[2], 它与温度成反比。

为得出内耗与温度的关系,可利用 Arrhenius 公式 $\tau_0 = \tau_\infty \exp \left(\frac{E_A}{kT} \right)$ 将 τ_p 写成

$$\tau_p = \tau_{p\infty} \exp \left(\frac{E_A^*}{kT} \right), \quad (12)$$

与温度无关的常数包括在 $\tau_{p\infty}$ 中, $\tau_{p\infty} = [(1-n)e^{nE_A^*} \tau_\infty]^{-\frac{1}{1-n}}$. $E_A^* = \frac{E_A}{1-n}$ 称为

表观激活能, E_A 称为真正激活能。将 (12) 式代入 (11) 式,即得作为频率和温度函数的磁弹性内耗公式

$$\delta = A \frac{\omega}{T} \exp \left(\frac{E_A^*}{kT} \right) Q_{1-n}(\omega \tau_{p\infty} e^{E_A^*/kT}). \quad (13)$$

当频率给定后,由上式可得磁弹性内耗的温度峰,用归一化形式表示为

$$\frac{\delta T}{(\delta T)_{\text{峰}}} = \frac{z Q_{1-n}(z)}{[z Q_{1-n}(z)]_{\text{峰}}}, \quad (14)$$

其中 z 与温度的关系为

$$\log z = \log \omega \tau_p = \log \omega \tau_{p\infty} + \frac{E_A^*}{2.3k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (15)$$

可见 z 的对数与温度的倒数成线性关系,其斜率由表观激活能决定。

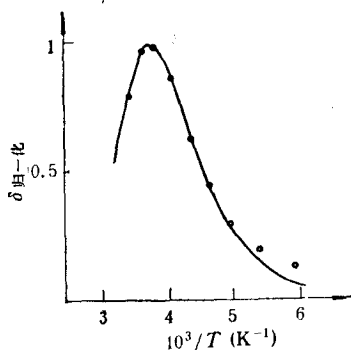


图2 磁性玻璃 2605 的磁弹性内耗峰理论曲线 ($n = 0.4$) 与实验数据^[7]的对照图

将磁弹性内耗 (13) 式与实验进行比较时,可先由 Lévy 函数对各种 n 值 ($0 \leq n \leq 1$) 作出数值计算的收敛表达式^[6],并将 (13) 式右端作出各种 n 值的磁弹性内耗温度峰,再对实验数据(取自磁性玻璃 2605 的磁弹性内耗峰^[7])经归一化处理后与前述理论曲线拟合,得到如图 2 所示的最佳拟合曲线 ($n = 0.4$)。除低温端有些偏差外,实验数据与理论曲线符合良好。可见,新的弛豫机制和具有红外发散的磁弹性内耗公式得到实验的证实。

观激活能为

在拟合实验数据时,得到峰温 T_0 对应的 Z_0 值与另一温度 T_1 对应的 Z_1 值,将数据代入 (15) 式可得表

$$E_A^* = 2.3 \times 10^3 k \frac{\log Z_1 - \log Z_0}{\frac{10^3}{T_1} - \frac{10^3}{T_0}}. \quad (16)$$

由上式求得磁性玻璃 2605 中氢原子的表观激活能为 0.25 eV。它与 $\text{Pd}_{50}\text{Si}_{50}$ 合金中由 Gorsky 弛豫实验直接测得的氢的扩散激活能数据相符合^[7]。

四、结 语

在讨论铁磁材料所特有的内耗机制时,把磁弹性弛豫现象分为两个范畴——涡流弛豫和取向有序弛豫。两者弛豫机制虽然不同,但都需要考虑无序系统中的多体相互作用导致的红外发散响应。涡流弛豫中涉及的是与电子坐标有关的关联态的低能激发(我们将另文专门讨论)。本文讨论的取向有序弛豫涉及的是与原子坐标有关的关联态的低能激发,所求得的各种公式不仅得到实验的证实,且其零级近似即为现有各种磁弹性弛豫公式。运用多体普适方法来处理磁弹性弛豫时,无需作动力学计算,只要在弛豫时间近似中,把复杂的多体相互作用用一个具有红外发散的弛豫率反映出来。类似处理马尔可夫过程,不用考虑随机变量的动力学基础,而取一个适当的转移矩阵就包含了有关系统中基本转移机制的一切可能信息。这种多体普适方法对内耗的研究即简单又有普遍意义^[8]。当然,在某些情况下,还需要考虑涨落现象所引起的结果。

热激活磁弹性弛豫已在许多金属玻璃和晶态材料中观察到,说明它是一种普遍现象。搞清其微观机制,关系到粒子的弛豫动力学和掺杂原子(如氢、氮、碳等)对材料磁性和机

械性能的影响。本文提出的弛豫机制希望有助于这方面进一步的工作。目前, 由于磁性材料的脆性、灵敏度问题和同时发生的退吸收杂质原子的干扰等因素, 使得测量铁磁合金中杂质原子的扩散激活能的 Gorsky 弛豫实验遇到很大困难。本文的研究, 提供了从磁弹性内耗峰求扩散激活能的一种方法。

- [1] 斯图阿著, 铁磁畴, 李仲卿和孙熙民译, 科学出版社, (1960), 141 页.
- [2] A. S. Nowick & B. S. Berry, *Anelastic Relaxation in Crystalline solid* Academic Press New York and London, (1972), p. 541--542.
- [3] 曾文光、张进修, 物理学报, **36**(1987), 39.
- [4] K. L. Ngai, *Phys. Rev.*, **B20**(1979), 2475; *ibid.*, **B22**(1980), 2666.
- [5] H. Kronmüller *et al.*, *Nuovo Cim.*, **33B**(1979), 205.
- [6] E. W. Montroll and J. T. Bendler, *J. State. Phys.*, **34**(1984), 129.
- [7] B. S. Berry & W. C. Pritchett, *J. Appl. Phys.*, **52**(1981), 1865.
- [8] 王养璞、金其淑, 物理学报, **37**(1988), 1083.

AMANY-BODY UNIVERSAL APPROACH TO THERMALLY ACTIVATED MAGNETOELASTIC RELAXATION IN FERROMAGNETIC ALLOYS

WANG YANG-PU JIN QI-SHU

(Department of Physics, Shuzhou University)

ABSTRACT

The rmally activated magnetoelastic relaxation in disordered ferromagnetic alloys is studied by using a new relaxation mechanism based on the concept of many-body interaction leading to an infrared divergence response. It has been found that except the thermally assisted transitions of directional ordered atoms, the directional ordering, which causes a relaxation behavior of magnetic domain walls, includes two different classes of configurational tunnelling caused by many-body interactions. Based on this mechanism, a new relaxation law of magnetization and a new formula of magnetic disaccommodation were derived. Using Boltzmann superposition principle, an universal formula of internal friction was also derived, which was verified by experimental date.