

磁性纳米颗粒系统的铁磁共振和共振线宽分析*

郑勇林, 杨 敏

(重庆长江师范学院 物理系, 重庆 408003)

摘要: 对非相互作用磁性纳米颗粒系统的 FMR 线型模型进行了研究, 以铁磁体从应用场中获得自由能 F 为例, 导出磁性颗粒在较小各向异性时, 共振场 H_r 与有效各向异性场 H_A^{eff} 的关系, 这个结果与 Raikher 和 Stepanou 的结果一致. 继而对共振场线宽进行了分析, 并与 Smit 和 Beljers 模型进行了比较, 其结论说明: 在超顺磁区域有效各向异性场 H_A^{eff} 对塞曼 (Zeeman) 相互作用和附加应用场 H 是不确定的. 尤其是这种情况在 H_A^{eff} 较小、高温 (高温区域) 且 $H_A^{\text{eff}} \ll H$ 时, 变得更显著. 为此提出了随机颗粒阵列及参数特征对这个结果的影响机制.

关键词: 磁性纳米颗粒; 铁磁共振; 共振线宽; 磁各向异性

中图分类号: TB 383 **文献标识码:** A **文章编号:** 0258-7971(2007)04-0386-07

在非磁性材料上嵌入磁性颗粒材料而具有异常的磁电阻、相转变、各向异性等特性, 特别是磁性纳米颗粒系统特征的铁磁共振 (FMR) 更是引起了人们的极大注意^[1~3]. 1992 年 John 研究了 Co-Ag 颗粒系统的 (GMR) 性质, 2001 年 Kakzei 研究了以 Al_2O_3 为基底的 Co/Fe 颗粒的 (FMR) 性质, 2002 年 De Biasi 研究了大表面上铁磁纳米颗粒的无序分布. 他们研究认为磁性材料的磁电阻效应、相转变是与颗粒磁矩及颗粒的分布有关, 且由外磁场 H 和退磁场的共同作用所决定^[4~8], 在磁性颗粒系统中, 退磁效应是敏感的, 它与样品的形状、颗粒的尺寸及颗粒磁各向异性的分布有关. 因而对颗粒膜的静磁性、FMR 等性质的研究有十分重要的意义.

De Biasi 和 Devezas 较早研究了 FMR 谱随温度的变化^[9]. 在近年, Raikher 和 Stepanov^[10] 及 Gazeau^[11] 在考虑大的塞曼相互作用和各向异性限制下的超顺磁共振中深化了他们的理论, 并从 FMR 的线型、颗粒的物理参数 (各向异性、磁矩) 等方面对这些理论进行了研究, 认为纳米颗粒系统有效场的作用应该是应用场 H 和各向异性场的线性相加, 并且在超顺磁区域它们的结果显示出有效各向异性场随温度的增加而减少, 减少的比率由塞曼相互作用对热能的比率决定. 他们还指出: 形状各向异性与单轴各向异性项有相同的函数依赖关系, 这与文献^[8] 的研究有所不同.

上述理论是在假设了每一颗粒已在应用场和被热激励的各向异性场相加的有效场作用下描述的, 然而, 这种方法对单纳米颗粒到大量粒子系统的过渡过程仍不清楚, 例如: 薄膜在叠加场中的共振场是非线性的. 但 Smit 和 Beljers (SB)^[12] 形式对块体和薄膜的 FMR 就很自然, 这里也包含了较小各向异性的线性模型 (LM). 基于上述原因, 本文从理论上对非相互作用磁性纳米颗粒系统的 FMR 线型模型作更进一步的研究. 在超顺磁区域有效各向异性场 H_A^{eff} 对塞曼 (Zeeman) 相互作用和附加应用场 H 具有不稳定性, 这种情况在 H_A^{eff} 较小 (高温区域) 且 $H_A^{\text{eff}} \ll H$ 时, 变得更显著. 对此, 笔者提出随机颗粒阵列及参数特征对这个结果的影响机制, 并提出铁磁单畴纳米颗粒与单轴形状各向异性和非线性的 SB 模型与 LM 模型的理论 (包含热波动), 本文着重在观察量 (FMR 线性形状、线宽、共振场) 和颗粒参量 (磁矩、各向异性, 固有的

* 收稿日期: 2006-09-14

基金项目: 重庆市教委科学技术研究项目 (KJ061305); 重庆长江师范学院重点学科建设基金资助课题 (2003148);

作者简介: 郑勇林 (1957-), 男, 重庆人, 副教授, 主要从事近代物理实验、凝聚态表面复合材料方面的研究.

FMR 线宽)方面的解释.

1 非相互作用磁性纳米颗粒系统的 FMR 线型模型

铁磁共振的一般处理方法是从小磁体的能量关系出发来处理这一问题,在块状系统 FMR 产生的条件是应用场存在的系统中获得自由能 F ,其一般表示式为

$$F = - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} + \frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{N} \cdot \mathbf{M} + \text{其它各向异性项}, \quad (1)$$

这里第 1 项是磁矩 \mathbf{M} 和应用场 \mathbf{H} 之间的塞曼相互作用;第 2 项是相应的形状各向异性项, \mathbf{N} 是退磁因子;其它各向异性项包括(磁晶各向异性项 F_k 、退磁能 F_N 、交换能 F_{ex} 、以及外磁场能)等能量.在某些情况下,有些场可不考虑,在这里仅仅是一种表示.在本文中集中讨论形状各向异性,如果限于讨论单畴晶体磁矩的一致进动,可以不考虑交换能.对于旋转椭球形状各向异性等于单轴各向异性常数 $K_u = (N_{\parallel} - N_{\perp}) M_s^2 / 2$,这里 N_{\parallel} , N_{\perp} 为分别平行和垂直椭球旋转轴的退磁因子, M_s 是每单位体积的饱和磁化强度.一般情况,在 K_u 中的各向异性可写成 $K_u \cos^2 \theta$,这里 θ 是 \mathbf{M} 和各向异性轴之间的角度.

当磁矩 \mathbf{M} 离开平衡位置有一个较小的偏离(偏离量为 θ),在出现 FMR 时发生微波吸收,它的平衡位置由求解 $\left. \frac{dF}{d\theta} \right|_{\theta=0} = 0$ 和 $\left. \frac{d^2F}{d\theta^2} \right|_{\theta=0} = 0$ 所确定.考虑 F 对 θ 的二次微商,有如下公式^[12]

$$\left(- \frac{d^2F}{d\theta^2} \right)_{\theta=0} = \frac{1}{M_s^2 \sin^2 \theta} \left[\frac{d^2F}{d\theta^2} \frac{d^2F}{d\theta^2} + \left(\frac{d^2F}{d\theta^2} \right)^2 \right], \quad (2)$$

这里 $\omega = 2\pi \nu$, ν 是微波频率, $\gamma = \frac{\mu_0 / g \mu_B}{2m}$ 是旋磁因子, g 是朗德因子, θ 和 ϕ 是与参考轴有关的磁矩的方位角和极角,这个方程包含了右手系共振场和自洽解释.

热波动将减少有效磁化强度和各向异性,减少的强度依赖于存在的角度.这种假设最初是由 Biasi 和 Devezas^[9]提出,其概念是塞曼相互作用的平均自由能用玻尔兹曼分布给出.后来 Raiker 和 Stepanov 修正了这个概念,他们是基于在大场限制下福克-普朗克(Fokker-Planck)方程所确定,这些作者延伸了这个概念并获得相同的结果^[10].无论怎样他们指出的形状各向异性的相关函数是与单轴各向异性相同的,这与 Biasi 和 Devezas 的结果相抵触,所以,当磁化强度一样时他们提出相关的函数依赖关系,对于旋转椭球的形状各向异性项这时有下列形式

$$\begin{aligned} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{N} \cdot \mathbf{M}) / M_s^2 = & N_{\parallel} \{ [\cos \theta_{\parallel} \sin \theta_{\perp} \cos(\theta_{\parallel} - \theta_{\perp}) - \sin \theta_{\parallel} \cos \theta_{\perp}]^2 + \sin^2 \theta_{\parallel} \sin^2(\theta_{\parallel} - \theta_{\perp}) \} + \\ & N_{\perp} \{ \sin \theta_{\parallel} \sin \theta_{\perp} \cos(\theta_{\parallel} - \theta_{\perp}) + \cos \theta_{\parallel} \cos \theta_{\perp} \}^2 - \frac{1}{3}, \end{aligned} \quad (3)$$

这里 $(\theta_{\parallel}, \theta_{\perp})$ 是与各向异性轴和参考轴形成的角度,由于自由能项依赖于角度,有效振幅又是由塞曼形状各向异性项的热波动所致,因此,在这个概念上我们将得到下面表达式

$$F = - M_s H L_1(x) \sin \theta_{\parallel} \cos \theta_{\perp} + \frac{1}{2} (N_{\parallel} - N_{\perp}) M_s^2 L_2(x) \left[\sin^2 \theta_{\parallel} \cos^2(\theta_{\parallel} - \theta_{\perp}) - \frac{1}{3} \right], \quad (4)$$

这里 $x = \mu H / k_B T$, μ 为颗粒磁矩, $L_1 = \coth(x) - 1/x$ 是朗之万(Langevin)函数, $L_2 = 1 - (3/x) L_1$, N_{\parallel} 和 N_{\perp} 分别平行和垂直椭球旋转轴.特殊地,在方程(4)中我们假设磁场沿着 x 轴, θ_{\parallel} 为 x 轴和各向异性轴的夹角, x 轴在 xy 平面内.这样在包含了热波动效应在内的有效自由能在较大磁场限制和小角依赖于 $T = 0$ 时初始自由能一样.

由于自由能有相同相关函数的事实,我们以自由能热修正量 f 代替方程(2)中的 F 得到 FMR 方程.在这种情况下,从 $df/d\theta = 0$ 的条件,我们确定平衡磁化强度是在 xy 平面,所以当 $\theta_{\perp} = \theta_{\parallel} / 2$ 时, f 的横向微商为零,这样方程(2)减化为

$$\left(- \frac{d^2f}{d\theta^2} \right)_{\theta=0} = \frac{1}{M_s^2} \frac{d^2f}{d\theta^2} \frac{d^2f}{d\theta^2} = [H_r \cos \theta_{\parallel} + H_A^{\text{eff}} \cos^2(\theta_{\parallel} - \theta_{\perp})] [H_r \cos \theta_{\parallel} + H_A^{\text{eff}} \cos 2(\theta_{\parallel} - \theta_{\perp})], \quad (5)$$

式中 H_r 是共振场, $H_A^{\text{eff}} = (N - N_s) M_s \cdot \frac{L_1(x)}{L_2(x)}$, 是磁化强度平衡时的位置(从自洽方程 $df/dx = 0$ 时获得). 从(5) 式可见, 一般情况下 H_r 为非线性, 这就暗示 H_r 与 SB 模型一致. 但当在很小的各向异性, 且 M 平行应用场时, H_r 能从方程(5) 关于 H_A^{eff} 的一次式中获得, 即

$$H_r = - \frac{H_A^{\text{eff}}}{2} (3\cos^2 \theta_n - 1), \quad (6)$$

式中的 θ_n 是应用场和各向异性轴之间的夹角, 这个结果与 Raikher 和 Stepanov^[10] 的结果一致, 方程(6) 表明 H_r 与 H_A^{eff} 线性相关.

然而, 大家知道 H_r 与各向异性场的关系是非线性的, 我们现在的目的是希望从非相互作用的纳米颗粒随机分布的铁磁共振(FMR) 谱里获得相关(线宽、共振场、线性形状) 参数, 并与应用的单轴形状各向异性的 SB 模型和更广泛使用的 LM^[9,13] 模型的结果比较.

在考虑线宽上我们将从不同固有 H_0 中观察获得共振谱之间的(峰 - 峰 H_{pp}) 线宽值. 由于在(取向、尺寸、形状) 上的随机分布, 观察到随机分布纳米颗粒系统线宽有一个不均匀的加宽. 在这个模型下这些分布需要考虑尺寸和形状分布的组合.

2 共振线宽分析

文献[5] 通过求朗道 - 栗弗席兹(Landau - Lifshitz) 方程在有限阻尼时的线性解, 得到磁导率张量对角元素 $\mu = \mu' - i\mu''$, 考虑在正圆偏振场作用下, 有共振峰形状为洛伦兹型的磁导率关系式

$$\mu_+ = \frac{\mu_0}{(\omega - H)^2 + (\gamma/0)^2}, \quad (7)$$

式中 γ 为阻尼系数, ω 为交变场频率, 0 为静磁化率, 由该式求出共振线宽为

$$H = \frac{2}{0}. \quad (8)$$

共振峰的吸收强度(峰值)

$$\mu_+ (\text{max}) = \frac{2}{0} = \frac{2M}{H}. \quad (9)$$

式(7) 将共振线宽 H 与不易测量的阻尼系数 γ 联系起来.

为了进一步研究磁性颗粒的 FMR 谱的线型, 首先考虑颗粒对磁场 H 的取向, 再加上每一纳米颗粒激化场的贡献, 最后给出确定场. 在 LM 的情况下, 共振场 H_r 可从各向异性轴的角度位置和遍及方位的积分而获得. SB 模型的应用要求磁化强度取向在 1×10^{-4} rad 和自洽计算值在 $1 \times 10^3/4$ (A/m) 范围内的共振场所决定. 最后, 我们完成一个遍及所有颗粒取向的步长不超过 $1/50$ 的积分以确定 Lorentzian 线型与固有线宽 H_0 . 事实上, 在数值计算中为简单起见, 我们设置了 H_0 为常数, 以便从数学上较容易确定线型与线宽. 尽管在低温 T 时固有的线宽比期望的小, 但这也能使其在室温附近有一个较好的近似. 考虑吸收引出的洛伦兹(Lorentzian) 线型对易轴分布状态的积分, 其闭合形式的积分为

$$I = \int_0^{1/2} u_n (1 + u_n^2)^{-2} \sin \theta_n d \theta_n, \quad (10)$$

这里 $u_n = (H_r - H)/H_0$, $H_r = \omega/\gamma + H_A^{\text{eff}}$ 及 $H_A^{\text{eff}} = \frac{1}{2} (N - N_s) M_s (3\cos^2 \theta_n - 1) L_2(x)/L_1(x)$, 求上式关于 θ_n 的积分得到

$$I = K_1 + K \text{Re} \left[\frac{\arctan(i \sqrt{A/(i+B)})}{\sqrt{A(i+B)^3}} \right], \quad (11)$$

式中 $K = \frac{1}{4} \frac{1}{H_0}$; $K_1 = \frac{K(A+2B)}{(1+B^2)[1+(A+B)^2]}$; $A = \frac{3H_A^{\text{eff}}}{H_0}$; $B = \frac{\omega - H - H_A^{\text{eff}}}{H_0}$, 方程(11) 中的 \arctan 是定义在 $[-\pi/2, \pi/2]$ 范围.

对单轴形状各向异性场为 $H_A = 480 \times 10^3/4$ (A/m)、形状率(长扁椭球)为 1.12 的随机取向颗粒(颗粒直径 2.9 nm , $M_s = 640 \times 10^3$ (A/m), 颗粒磁矩 $\mu = 900 \mu_B$) 进行计算. 图 1 所示为两谱固有线宽为 $H_0 = 200 \times 10^3/4$ (A/m) 情况下该体系的 $dI/dH - H$ 曲线. 在这个插图中显示 2 种不同温度下的 LM 和 SB 模型结果, 图 1(b) 是用同样方法计算的扁平椭球形的 FMR 谱. 注意, 这仅仅是考虑了形状率(长扁椭球: 椭偏率为 1.12) 时引起的较大的形状各向异性现象.

从上面计算可见在高温(室温)时“峰 - 峰” H_{pp} 线宽是很清楚的. 在低温情况, 由 FMR 频谱获得的 H_{pp} 就不清楚了, 而且这 2 个模型曲线有明显的差异, 如: 长(扁平) 椭球在外场下两峰有很大的差异. 为了从观察的线宽较准确地获得各向异性的特性, H_{pp} 应从两峰分离最宽处进行测量.

即使 2 个模型频谱相似, 但从 SB 和 LM 模型描述的微粒取向与共振场对不同的角度的依赖还是有一些区别. 为了量化这 2 个模型之间的差异, 我们在图 2 中绘出了考虑 LM 和 SB 之间点对点的均方偏差 (RMS), 实际是与 SB 模型计算的 RMS 在零点的强度比较所得. 图 2 所示的为不同 H_0 的 (RMS - H_A) 曲线, 从图可见 RMS 最初随各向异性增加而渐增. 从 RMS = 1 的值开始 LM 峰渐出现转移, 实质是以局部的 SB 峰不与 LM 峰交叠的一种方式从 SB 转移到 LM. 狭窄的固有线宽符合在相反的峰出现的这种情况对最大值的观察(也就是: SB 局域最大与 LM 局域最小一致). 我们注意到 RMS 偏差很大, 即使线性形状是相似的.

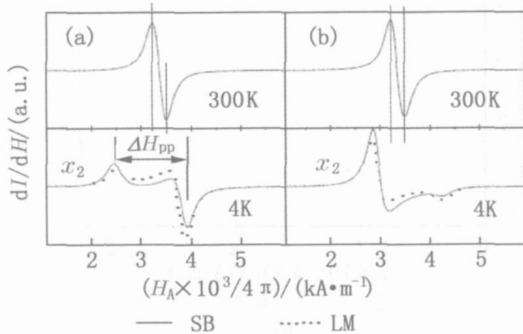


图 1 不同温度下固有线宽为 $H_0 = 200 \times 10^3$ (A/m) 情况下该体系的 LM 和 SB 模型的 dI/dH 谱线, (a) 为长椭球, (b) 为扁平椭球.

Fig. 1 dI/dH spectra using the LM and SB models at different temperatures using a constant intrinsic linewidth of $H_0 = 200 \times 10^3$ (A/m), (a) prolate ellipsoid and (b) oblate ellipsoid.

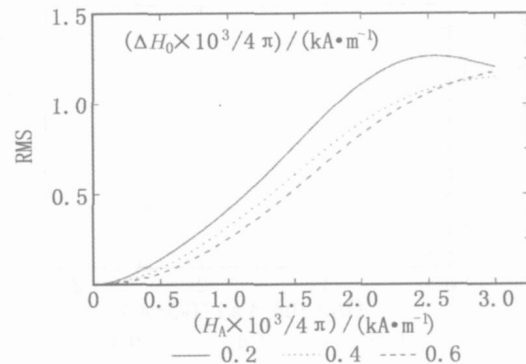


图 2 离散颗粒(LM 和 SB) 模型之间点对点的均方偏差 (RMS), 图中 SB 模型磁矩 $\mu = 900 \mu_B$, 形状各向异性 $H_A = 480 \times 10^3/4$ (A/m), 并与 SB 模型计算的 RMS 在零点的强度比较.

Fig. 2 Root mean square deviation between the two models (LM and SB) for monodispersed particles. A magnetic moment of $\mu = 900 \mu_B$ and $H_A = 480 \times 10^3/4$ (A/m), normalized to the RMS calculated for the SB model compare to zero intensity.

在图 3(a) 中, 还描述了长椭球体 H_{pp} 随 H_A 的变化, 在 $T = 4 \text{ K}$ 及所有其它参数固定的情况下, 计算 H_{pp} (为 2 峰分离最宽处, 相邻的峰和谷) 的值, 从图可见, LM 和 SB 对不同固有宽度 H_0 的 H_{pp} 较为接近, 只有很小的差异, 事实上 H_{pp} 可被看作 H_A 的函数. LM 和 SB 模型之间较小的差异是因为它们的非线性特性: 从图还注意到一点, 对较大的 H_0 , 其各向异性场效应是减少的, 这效应减少是因为 2 个模型之间的 RMS 减少. 共振谱的另一个典型特征是共振场 H_r , 颗粒各向异性轴随机分布的情况下, 每一模型有它自己的 H_r . 因此, 非线性颗粒随机取向的整体的共振场不能在光谱中清楚地定义. 一些学者以 H_A 零

水准的交叉点的值为 H_r , 在图 3(b) 中, 我们提出下面的不同 H_0 下各向异性长椭圆函数 H_r 的标准, 图中显示不同 H_0 时, H_r 随 H_A 的增加而增加(相对扁平椭圆而言). 对于 LM 模型, 在 H_A 大于 $0.5 \times 10^3/4$ (A/m) 后, $H_r - H_A$ 基本成线性关系; 而对于 SB 模型, 特别是 $H_0 = 0.6$ 时, H_A 大于 $1.5 \times 10^3/4$ (A/m) 后才具有线性关系. 许多早期对纳米颗粒系统的报道认为: 当温度 T 较低时 H_r 将减少, 对观察到的这个 H_r 的减少可从 ΔH_0 的值给予解释: 它本质是由于磁化强度的衰减效应, 另一方面发现朗道 - 栗弗席兹(Landau - Lifshitz) 方程也能很好地描述观察到的光谱. 然而为了定性地使观察到的线型和共振场匹配, 这个理论要求当温度变低时应增强阻尼, 这在物理范围正与期待的相反. 最近, Verdes 等^[13] 完成了包括偶极和交换相互作用在内的随机分布颗粒的蒙特卡洛(Monte Carlo) 模拟, 他们显示在低共振场观察的情况下, 交换效应对共振线是重要的, 总之这项工作使我们对颗粒之间的相互作用认识更为清楚.

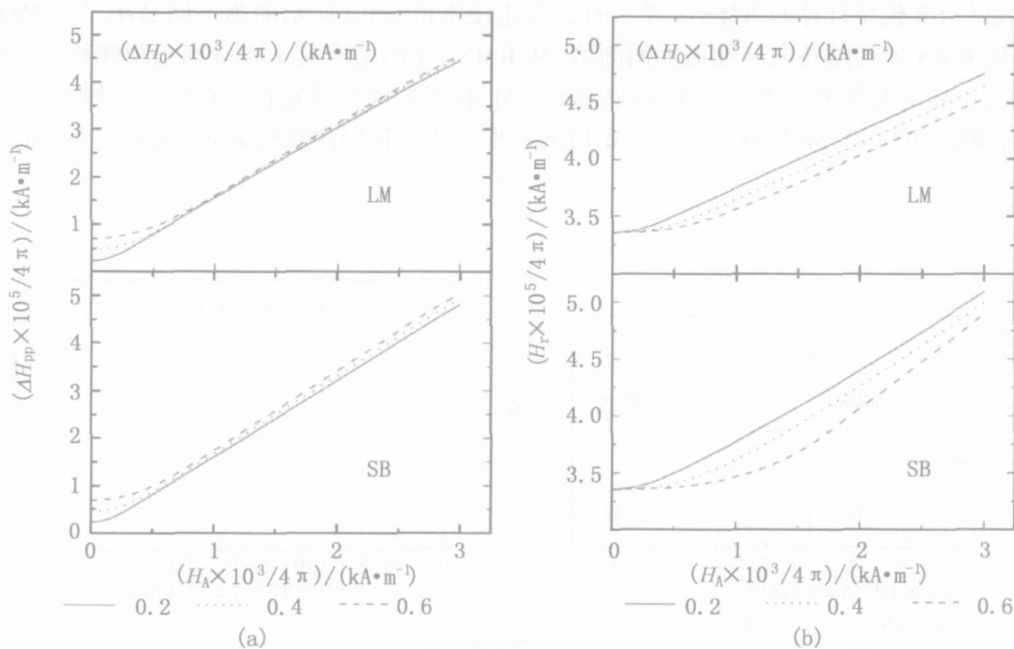


图 3(a) LM 和 SB 模型的 H_{pp} 随固有 linewidth 变化; (b) LM 和 SB 模型在 H_A 为零时共振场具有相同的值

Fig. 3 (a) H_{pp} for the LM and SB models for varying intrinsic linewidths; (b) resonance field, considered as the zero-level crossing of the simulated for a prolate ellipsoid for the LM and SB model

另一方面, 从上述讨论结果使我们相信温度是峰 - 峰宽度变化的最直接相关的原因. 从图 4 中 3 个不同的 H_0 下的 $H_{pp} - T$ 曲线可见, 在高温时 H_{pp} 趋于固有宽度值为 $2 H_0 / \sqrt{3}$ 的渐近线, 相应为洛仑兹线型. 所以在高温下将可能从实验导出 H_0 , 这就是在图 4 中显示的在高温时 H_{pp} 渐近水平线(粗线部分), 这是由于在高温时 LM 和 SB 模型本质上有相同的结果. 从 H_{pp} 将可能使用更简单的 LM 方法导出颗粒磁矩 μ 值和渐近值 $2 H_0 / \sqrt{3}$, 在高温限制下能获得 LM 模型精确解

$$H_{pp} = \frac{2}{\sqrt{3}} H_0 + \frac{8\sqrt{3}}{5} \frac{(H_A^{eff})^2}{H_0}, \tag{12}$$

这里第 1 项来自固有 linewidth, 第 2 项是相应随机易轴的贡献, 在颗粒磁矩为 μ 时, (12) 式的第 2 项能被表示成 $(8\sqrt{3}/125 H_0) (H\mu H_A^0 / k_B T)^2$. 假定在高温极限 H_0 为常数, 只要 μ 确定, 则

$$H_{pp} \propto \frac{1}{T^2}. \tag{13}$$

我们要强调为了获得颗粒磁矩有效各向异性的估计值, 减少固有 linewidth 是重要的. 无论怎样在高温区域固有宽度常数的假定仅是一个近似, 其它效应对此也有一定贡献, 如: 在分布样品颗粒中偶极相互作用也

能产生不随温度减少而衰减的非同质的线宽. 这样使我们能方便地获得独立颗粒的磁矩(例如:DC 磁化强度的测量为场的函数).

在低温热波动效应的减少和各向异性贡献对线宽接近其最大值的 1 ~ 2 倍. 在 LM 情况这最大值为 $\frac{3}{2} H_A$; 当 $\frac{H_A}{\gamma}$ 较小时, 其 SB 模型能近似表示为 $\frac{3}{2} H_A \left[1 + \frac{H_A}{12(\gamma)} \right]$. 如上所述, 在低温固有线宽可以被忽略, 它直接地屈服于各向异性场的值, 而且不可由其它方法直接获得.

在 $H_A = 3000 \times 10^3/4$ (A/m) 时, 用 SB 模型计算的峰 - 峰值与用 LM 模型增长的 H_A 比较, 约只有 7% 的吻合(结合实验), 它们之间的 FMR 谱的形状如图 1 和图 2 所示有一定的差异. 因此, 用 SB 模型来对数据拟合是有一定的道理. 同样对薄膜和金属丝情况下也可应用 SB 模型来描述. 在 LM 情况能粗略近似是由于与大的退磁因素有关.

3 结 论

在非相互作用(稀疏)磁性纳米颗粒系统中, 对单轴各向异性和随机取向颗粒系统的线型的计算表明: 平均自由能超过玻尔兹曼(Boltzmann)分布所决定的自由能, 这应认为主要是塞曼(Zeeman)相互作用导致共振场的 SB 结构与应用场的取向和关于单轴各向异性的函数一样. 在一般情况下, 共振场 H_r 与有效各向异性场 H_A^{eff} 是非线的, 但在较小的各向异性, 且 M 平行应用场时, 共振场 H_r 与有效各向异性场 H_A^{eff} 成线性关系, 这个结果与 Raikher 和 Stepanou 的结果一致. 但在中等和较大各向异性时, 从 RMS 的偏差清楚地显示出这 2 个模型之间的不同. 我们的计算表明, 各向异性场可从低温峰 - 峰线宽分析和减少固有线宽贡献的颗粒磁矩的估计中直接推论得出.

参考文献:

- [1] XIAO J Q, SAMUAL J, CIEN C L. Giant magnetoresistance in the granular Co-Ag system[J]. *Phy Rev B*, 1992, 46: 9 266-9 269.
- [2] KA KAZEI G N, POGORELOV Y G, SOUSA J B, et al. FMR in CoFe/Al₂O₃ multilayers: from continuous to discontinuous regime[J]. *J Magn Magn Mater*, 2001, 1 828: 226-230.
- [3] BIASI E DE, RAMOS C A, ZYSLER R D, et al. Large surface magnetic contribution in amorphous ferromagnetic nanoparticles[J]. *Phys Rev B*, 2002, 65: 144 416-144 424.
- [4] GAZEAU F, BACRI J C, GENDRON F, et al. Magnetic resonance of ferrite nanoparticles evidence of surface effects[J]. *J Magn Magn Mater*, 1998, 186: 175-187.
- [5] 姜寿亭, 李卫. 凝聚态磁性物理[M]. 北京: 科学出版社, 2003.
- [6] 郑勇林. 磁性颗粒膜的铁磁共振[J]. *四川师范大学学报: 自然科学版*, 2006(4): 477-480.
- [7] POGORELOV Y G, M M P de Azevedo, SOUSA J B. Microscopic theory of magnetoresistance in granular materials[J]. *Phys Rev B*, 1998, 58: 425-431.
- [8] KL IAVA J, BERGER R. Size and shape distribution of magnetic nanoparticles in disordered systems: computer simulations of superparamagnetic resonance spectra[J]. *J Magn Magn Mater*, 1999, 205: 328-342.
- [9] BIASI R S de, DEVEZAS T C. Anisotropy field of small magnetic particles as measured by resonance[J]. *J Appl Phys*, 1978,

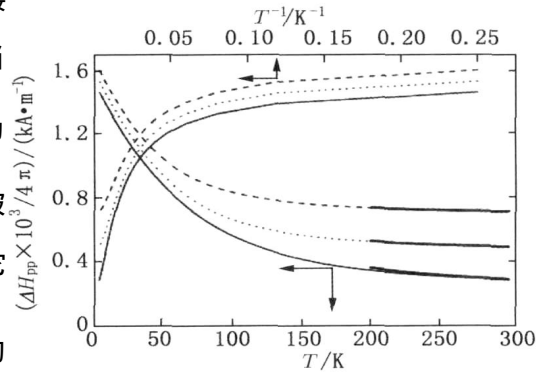


图 4 不同固有线宽 H_{pp} 为温度的函数, 在 200 ~ 300 K 粗线由 (12) 式给出. $1/T$ 图显示 H_{pp} 的低温行为.

Fig. 4 H_{pp} as a function of temperature for different intrinsic linewidth. The thick line in the 200—300 K region is given by Eq. (12). $1/T$ -T-scale shows the low temperature saturation behavior of H_{pp} .

49:2 466-2 469.

- [10] RAIKHER Y L ,STEPANOV V I. Ferromagnetic resonance in a suspension of single-domain particles[J]. Phys Rev B , 1994 ,50 :6 250-6 259.
- [11] GAZEAU F ,SHILOV V ,BACRIJ C ,et al. Magnetic resonance of nanoparticles in a ferrofluid : Evidence of thermofluctuational effects[J]. J Magn Magn Mater ,1999 ,202 :535-546.
- [12] SMIT J ,BELJERS H G. Ferromagnetic resonance absorption in BaFeO ,a highly anisotropic crystal[J]. Phillips Res Rept , 1955 ,10 :113-120.
- [13] VERDES C G ,RUIZ-DIAZ B ,THOMPSON S M ,et al. Model of ferromagnetic resonance in granular magnetic solids[J]. J Appl Phys ,2001 ,89 :7 475-7 477.

The analysis of the ferromagnetic resonance and linewidth of resonance on magnetic nanoparticle system

ZHENG Yong-lin , YANG Min

(Department of Physics , Yangtze Normal University , Chongqing 408003 , China)

Abstract : The FMR line shape modeling of non-interacting magnetic nanoparticles system was studied. As an example :the ferromagnetic has obtained the free energy F from the system in the presence of an applied field ,the relation between resonance field H_r and effective anisotropy field H_A^{eff} was deduced. The results is in consonance with the research conclusion of Raikher and Stepanou etc. It has been analyzed the linewidth of resonance field and compared with the results of Smit and Beljers ,and come to the conclusion that the effective anisotropy field H_A^{eff} in the superparamagnetic regime is considered as a perturbation to the Zeeman interaction and added to the applied field H . Especially ,while the difference between these approaches is negligible for small H_A^{eff} (high temperature regime) ,it becomes more pronounced when $H_A^{\text{eff}} \approx H$. This article show how these results influence the determination of the parameters characterizing an array of random particles.

Key words : magnetic nanoparticles ;ferromagnetic resonance ;linewidth of resonance ;anisotropy of magnetic

* * * * *

(上接第 385 页)

Study on preparation and hydrophilicity of N and Fe^{3+} co-doped TiO_2 film

GUO Rui , ZHU Yan , ZHANG Jin , ZHU Zhong-qi , LIU Qing-ju

(Department of Materials Science and Engineering , Yunnan University , Kunming 650091 , China)

Abstract : N and Fe^{3+} co-doped TiO_2 thin film were prepared by Sol-gel process. The influences of different N and Fe^{3+} ratio ,film thickness ,heat-treated temperature and sunlight irradiating time on the film hydrophilicity were studied. The result indicated that the hydrophilicity is the best (contact angle is 29°) as the mol ratio of N and Fe^{3+} is 5.9 :1 ,the thickness is 3 cycle coating and the heat-treated temperature is 550°C .

Key words : N and Fe^{3+} co-doping ; TiO_2 ; sol-gel method ; hydrophilicity