

Fe-Ag 金属颗粒膜的巨磁电阻^{*}

杨新娥 杨吉生 东剑涛 车明日

(天津大学应用物理系, 天津 300072)

(1996 年 8 月 12 日收到; 1997 年 2 月 24 日收到修改稿)

采用量子唯象模型研究金属颗粒膜巨磁电阻的特性. 在计算散射截面时, 考虑了颗粒内各杂质原子之间的相位相干性. 依据实验报告提供的颗粒尺寸分布的数据, 推导了巨磁电阻依赖于颗粒尺寸及其分布和外磁场的函数表示式. 对样品 Fe-Ag 的计算结果表明, 其磁电阻随外磁场的变化和颗粒尺寸的分布有关; 在某个颗粒尺寸标度 D_0 , 磁电阻出现极大值, 尺寸标度 D_0 的大小与外加磁场、样品材料和制备条件有关.

PACC: 7570; 7550B

1 引 言

近几年来, 在金属颗粒膜 Co-Cu, Co-Ag 等样品中相继发现巨磁电阻现象^[1-9], 表明巨磁电阻值与颗粒的尺寸及其分布有密切关系. Xiao 等^[2]发现, 在某个退火温度 T_A , 样品的磁电阻有极大值. 文献[2]在 200, 300, 480 和 650 °C 4 个退火温度下测量了 $\text{Co}_{20}\text{Ag}_{80}$ 样品的磁电阻值. 结果表明, 当磁场值为 $4 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ 时, $T_A = 330 \text{ °C}$ 样品的磁电阻最大, 为 42%, 而 $T_A = 200 \text{ °C}$ 样品的磁电阻为 35%. T_A 为 480 和 650 °C 的样品磁电阻分别为 38% 和 24%. 这个结果表明: 当退火温度大于 330 °C 时, 磁电阻值随退火温度升高而减少. 实验已经观测到, 对应于不同的退火温度, 颗粒尺寸及尺寸分布不同, 颗粒平均直径随退火温度升高而增大. 文献[2]的实验表明, 存在一个平均颗粒尺寸标度 D_0 , 在这个尺寸标度上所测得的磁电阻值最大. D_0 与外磁场的大小有关, 文献[2]指出, 如果 H 取 $8 \times 10^5 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$, 则 $T_A = 480 \text{ °C}$ 样品的磁电阻出现极大值. 关于理论方面的研究, 大多数模型是假定颗粒膜中颗粒的大小相同^[4-6], 并且不能预言磁电阻的极大值行为. 文献[4]的计算, 是对一种特殊的颗粒尺寸分布并限定温度 $T \leq 50 \text{ K}$ 进行的, 才得到了极大值的结果. Gu 等^[7]提出了一种宏观理论, 他们发现, 当颗粒尺寸取某一中间值时, 磁电阻可以获得极大值, 这与实验很好地相符. 他们还发现, 在极低温时, 用多层膜中电流垂直于层面的计算方法不可能得到磁电阻的极大值.

此外, 从已有的报道可知, 无论用溅射方法还是用共蒸发方法制备的颗粒膜样品, 颗粒大小并不均匀, 它们具有一定的分布^[10,11], 这种分布与制备条件有关. Zhang 等^[10]利用

^{*} 国家自然科学基金资助的课题.

溅射技术制备了纳米结构的 Fe-Ag 薄膜, 他们给出了从 100 到 500 °C 几种基片温度 T_s 对应的颗粒尺寸分布曲线(见文献[10]的图 3). 这些曲线表明, 在某一 T_s 下, 颗粒大小不均匀, 它们遵循一定的分布规律. $T_s = 100$ °C 的曲线比较尖锐, 峰值大, 宽度窄. T_s 增加时, 分布曲线变宽, 峰值下降, 并且向着大颗粒尺寸的方向移动, 亦即 T_s 越高, 大尺寸的颗粒越多, 分布越不均匀. 显然, 这种不均匀颗粒分布将会影响到颗粒膜的磁电阻观测值. 因此, 在理论上研究颗粒膜样品的磁电阻时, 应计及这种分布, 以求得与实验相符的理论计算值.

本工作根据量子唯象模型, 利用文献[10]所给出的颗粒尺寸分布曲线, 计算了磁性颗粒系统的巨磁电阻与颗粒尺寸、颗粒尺寸的分布以及外加磁场的关系. 并且求出了对应于磁电阻取极大值时的平均颗粒尺寸标度 D_0 , 特别对 Fe-Ag 样品作了较详细的计算.

2 颗粒尺寸分布和磁电阻的计算

本文主要讨论金属-金属型颗粒合金系统的巨磁电阻效应. 我们的模型假定磁性颗粒在金属膜中为无规则地分布, 不考虑颗粒之间的相互作用. 传导电子与颗粒杂质之间的唯象散射势函数可以表示为

$$V(\mathbf{r}_i, \boldsymbol{\sigma}_i) = V(\mathbf{r}_i)(1 + p\mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\sigma})\exp[-i(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_i], \quad (1)$$

其中 p 为与自旋有关的势相对于与自旋无关的势之比, $\mathbf{r}_i$ 为第 i 个杂质原子在颗粒中的位置矢量, $\mathbf{k}$ 和 $\mathbf{k}'$ 代表传导电子散射前后的动量, $\boldsymbol{\sigma}$ 表示泡利矩阵, $\mathbf{s}$ 是磁性杂质的单位磁矩矢量.

为了求得颗粒膜的电阻, 我们用玻恩散射公式计算传导电子与磁性颗粒和非金属膜中杂质的散射截面. 利用(1)式所示类型的势函数, 可写出微分散射截面

$$d\sigma = (m^2/4\pi^2 \hbar^4) \left| \int V(\mathbf{r})(1 + p\mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\sigma})\exp[-i(\mathbf{k}' - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}]dV' \right|^2 \sin\theta d\theta d\varphi, \quad (2)$$

式中颗粒体积元 $dV' = r^2 dr \sin\theta' d\theta' d\varphi'$. 这里把颗粒看作是包含 n 个原子直径为 D 的球形对称粒子. 于是, 由(2)式可求出传导电子与颗粒之间的散射截面为

$$\sigma^\pm = (m^2 D^2/4 \hbar^2 K_f^4) V^2(0)(1 + p\mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\sigma})^2 [\ln(DK_f) + \beta], \quad (3)$$

其中常数 $\beta = 0.322$. 符号“ $\pm$ ”分别代表自旋朝上与朝下电子的贡献. 令 N_e 为单位体积中传导电子数. 在外磁场 H 作用下, 直径为 D 的颗粒中平均每个杂质原子对电阻的贡献为

$$\rho^\pm = (2m/N_e e^2)(\sigma^\pm/n), \quad (4)$$

式中 $\sigma^\pm/n$ 表示直径为 D 的颗粒中平均每个杂质原子的散射截面. 如果把杂质原子看作是直径为 a_0 (晶格常数)的小球, 则有 $n = (D/a_0)^3$.

对自旋向上和向下的电流相加, 可以求出相应的电阻为

$$\rho(H, D) = \frac{m^3 a_0^3 V^2(0)}{4 N_e e^2 \hbar^4 K_f^4} \frac{(1 + p^2)^2 - 4p <\cos\theta>^2 \ln(DK_f) + \beta}{1 + p^2}, \quad (5)$$

其中 $<\cos\theta>$ 为颗粒在外磁场作用下的平均磁矩 M 与饱和磁矩 M_s 之比值. 当磁矩饱和时, 所有颗粒磁矩都取外磁场方向排列. 按超顺磁理论, 采用郎之万函数表示式

$$\langle \cos \theta \rangle = \coth \frac{nHM_0}{k_B T} - \frac{k_B T}{nHM_0}, \quad (6)$$

这里 k_B 为玻耳兹曼常数. 平均原子磁矩 M_0 取 $2.22 \mu_B$. T 为测量温度. 当无外磁场时, $\langle \cos \theta \rangle = 0$.

由实验观测得知, 制备颗粒膜时, 颗粒大小的分布有一定规律. 令颗粒尺寸的分布函数为 $g(D)$, 它满足 $\int_a^b g(D) dD = 1$, a, b 是颗粒直径的最小和最大值. 这样, 颗粒膜在外磁场作用下的总电阻 $\rho(H)$ 可由

$$\rho(H) = N_0 \int_a^b \rho(D, H) g(D) dD \quad (7)$$

和(5)式求得. (7)式中 N_0 是颗粒膜内磁性原子数密度.

由磁电阻定义

$$\Delta \rho / \rho = [\rho(H) - \rho(0)] / \rho(0) \quad (8)$$

和(7)式, 可推导出磁电阻表示式为

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{4 p^2}{1 + p^2} \frac{\int_a^b \frac{\ln(DK_f) + \beta \left(\coth \frac{D^3 M_0 H}{a_0^3 k_B T} - \frac{a_0^3 k_B T}{D^3 M_0 H} \right) g(D) dD}{(1 + p^2) \int_a^b \frac{\ln(DK_f) + \beta}{D} g(D) dD + \frac{2\pi}{9} \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \frac{1-x}{x} a_1^3 K_f^4}}, \quad (9)$$

式中的 λ_0 和 λ_1 分别是传导电子在颗粒和金属基片中的平均自由程. 实际上, 对于 λ_0 值的选取, 借助于文献[4]的讨论. 如果令 λ_s 和 λ_b 分别为传导电子在颗粒与非磁金属之间的界面和颗粒体内的平均自由程, 那么它们与 λ_0 之间的关系可表示为

$$\frac{1}{\lambda_0} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_b}, \quad (10)$$

其中 $\lambda_b = 5 \text{ nm}$, λ_s 则从 0.2 nm 到 1.2 nm 以代表不同的界面粗糙度. 从参数的选取可以看出, 对颗粒的贡献主要来自界面散射. 例如, 当 $\lambda_s = 0.2 \text{ nm}$, $\lambda_b = 5 \text{ nm}$, 对 λ_0 的贡献则由 $(1/\lambda_s) : (1/\lambda_b) = 25$, 即界面散射是体散射的 25 倍. 即使在中等粗糙度 ($\lambda_s = 0.5 \text{ nm}$) 情况下, 界面散射也将是体散射的 10 倍. 因此, 通过(10)式和对平均自由程参数的选取, 可知界面散射具有重要的贡献. 由(9), (10)式, 通过取不同的 λ_s 值, 即改变 λ_0 值, 可以研究不同粗糙度的界面散射对磁电阻的影响.

(9)式中的 x 代表颗粒的体积百分数, 通常在实验上测得其上限 x_p 为 50%—60%^[12]. 当 $x > x_p$ 时, 颗粒会连成网格而失去“颗粒膜”的特征. 所以在制备样品时, 取 $x < x_p$. 在推导(9)式时, 我们加进了传导电子与非磁金属基片中杂质的散射对电阻的贡献, 该贡献与磁场无关. 假定不考虑杂质原子之间相互作用和温度的影响, 利用(1)式(令 $p=0$), 可以求得电阻为

$$\rho_1 = m^3 \pi a_1^6 N_1 V_1^2(0) / 18 N_s^2 e^2 \hbar^4, \quad (11)$$

其中 a_1 和 N_1 分别为非磁金属膜材料的晶格常数和总原子数, $V_1(0)$ 代表传导电子与金属杂质原子的散射势振幅.

为了求得磁电阻 $\Delta \rho / \rho$ 对外磁场 H 、颗粒直径 D 、温度 T 等的依赖关系, 必须了解分布函数 $g(D)$ 的细节. 由样品 FeAg 制备的报告^[10], 我们从基片温度 T_s 为 100, 300 和

500 ℃ 所对应的分布曲线选取了必需的数据. 这里, 仅以 $T_s = 100\text{ ℃}$ 的曲线为例, 所取数据列于表 1.

表 1 Fe-Ag 金属颗粒膜在 $T_s = 100\text{ ℃}$ 时的 $D, g(D)$ 值								
D/nm	1.3	1.5	1.7	1.9	2.1	2.3	2.5	2.7
$g(D)$	0.0000	0.0005	0.0017	0.0057	0.0090	0.0128	0.0178	0.0243
D/nm	2.9	3.1	3.3	3.5	3.7	3.9	4.1	4.3
$g(D)$	0.0287	0.0342	0.0400	0.0438	0.0451	0.0447	0.0420	0.0369
D/nm	4.5	4.7	4.9	5.1	5.3	5.5	5.7	5.9
$g(D)$	0.0312	0.0243	0.0178	0.0118	0.0067	0.0036	0.0012	0.0000

取 $a = 1.3\text{ nm}$, $b = 5.9\text{ nm}$, $\Delta D = 0.2\text{ nm}$, 对不同的外磁场 H 值(以 $\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$ 为单位), 将(9)式和表 1 的数据分别输入计算机, 求出了相应于各种 H 值的磁电阻值. 在图 1(a) 示出了磁电阻随外磁场变化的曲线. 对 T_s 为 300 和 500 ℃ 用类似的计算, 可以得到相应的两条 $\frac{\Delta\rho}{\rho}-H$ 曲线(见图 1(b)和(c)). 图 1(a), (b), (c) 都表明, 随着外磁场的增强, 磁电阻值增大. 当 H 达到一定强度 H_s 时, 磁电阻不再增加. 当 T_s 为 100 ℃ 时, 磁电阻的最大值不低于 9.5%; 当 T_s 为 300 和 500 ℃ 时, 磁电阻的最大值分别为 6.7% 和 3.0%, 相应的 H_s 约为 2.4×10^6 , 8×10^5 和 $1.2 \times 10^5\text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$. 我们可以从郎之万函数来理解上述曲线的特性: 当磁场增加时, 颗粒磁化增强, 磁矩值增大, 直到 H_s 值、磁化达到饱和, 磁电阻达最大值. 比较不同 T_s 的样品, 由于 T_s 高的样品包含了更多的大颗粒, 因而其磁化达饱和的速度比 T_s 低的样品要快, 即饱和磁场 H_s 随 T_s 的增大而减小. 为了比较计及颗粒尺寸分布与假定颗粒大小均匀的不同结果, 分别选择三种 T_s 温度中 $g(D)$ 值最大的样品, 它们的平均颗粒直径分别为 3.7, 7.0 和 23.2 nm, 图 2 示出了它们的 $\frac{\Delta\rho}{\rho}-H$ 曲线. 由于 H_s 值太小, 故在外场很弱情况下曲线 c 几乎与纵轴重合. 图 2 的曲线与图 1 有明显不同, 例如, 当 $H = 4 \times 10^5\text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$, 图 1(a) 中的磁电阻为 5.5%, 图 2 曲线 a 的值为 6.75%. 磁电阻值的差别是由于实际样品包含的颗粒大小不同, 而不同大小的颗粒对磁电阻的贡献是不相等的. 所

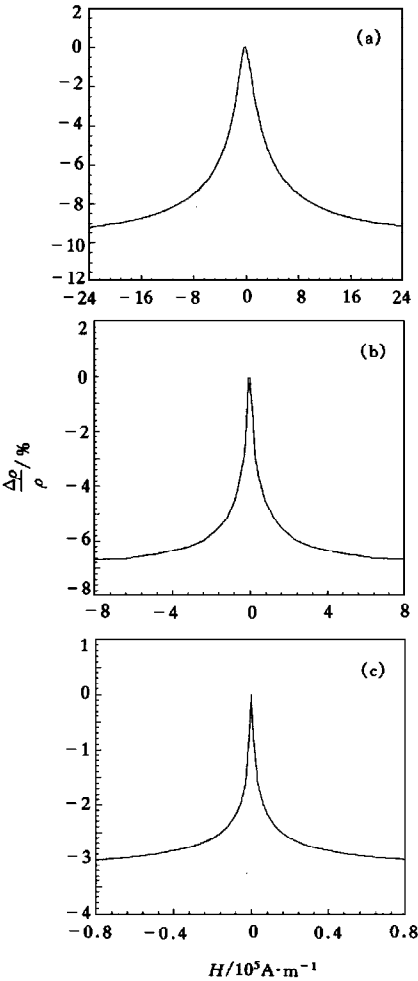


图 1 对应基片温度为 $T_s = 100\text{ ℃}$ (a), $T_s = 300\text{ ℃}$ (b), $T_s = 500\text{ ℃}$ (c) 的样品 $\text{Fe}_{41}\text{Ag}_{59}$ 颗粒膜在室温下磁电阻随外磁场的变化曲线 $\lambda_0 = 0.2\text{ nm}$

以,根据实验提供的颗粒尺寸分布数据进行计算可以得到更合理的结果.

在图 1 和图 2 中,取 $\lambda_0 = 0.2 \text{ nm}$, $\lambda_1 = 25 \text{ nm}^{[4]}$,这反映了对磁电阻的贡献主要来自传导电子被磁性颗粒散射的作用.此外,从(9)式可以看到,参数 p 值的增大会使磁电阻明显增加,这表明与自旋有关的散射势的重要影响.在计算磁电阻时,取 $p = 0.44^{[4]}$.

为了获得磁电阻取极大值的条件,特别是它与颗粒尺寸的关系,定义平均尺寸 $\bar{D}$ 为

$$\bar{D} = \int_a^b D g(D) dD. \quad (12)$$

根据上式, $\bar{D}$ 可以与样品制备的基片温度 T_s 或分布函数 $g(D)$ 对应.将(9)式中的 D 用 $\bar{D}$ 代替, $\bar{D}$ 的取值范围为 $0.6\text{--}30 \text{ nm}$,图 3 给出了样品 $\text{Fe}_{41}\text{Ag}_{59}$ 的 $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ - $\bar{D}$ 曲线.图中三条曲

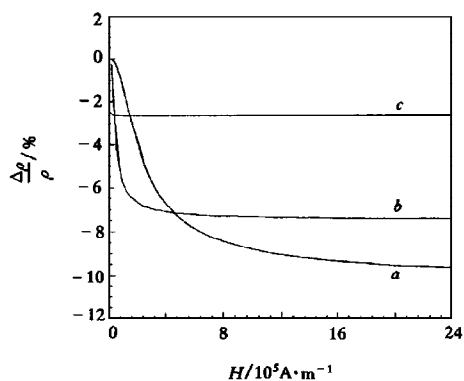


图 2 样品 $\text{Fe}_{41}\text{Ag}_{59}$ 的磁电阻对外磁场的依赖关系 平均颗粒直径: 曲线 a 为 3.7 nm , 曲线 b 为 7 nm , 曲线 c 为 23.2 nm ; $T = 300 \text{ K}$

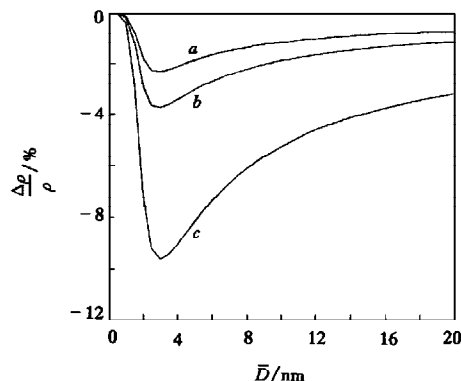


图 3 样品 $\text{Fe}_{41}\text{Ag}_{59}$ 的磁电阻随颗粒平均直径的变化曲线 曲线 a : $\lambda = 1.0 \text{ nm}$, 曲线 b : $\lambda = 0.6 \text{ nm}$, 曲线 c : $\lambda = 0.2 \text{ nm}$; $T = 300 \text{ K}$

线的 λ_0 分别为 $0.2, 0.6$ 和 1.0 nm , 相应的 λ_s 为 $0.208, 0.682$ 和 1.25 nm , 它们对应着三种不同的颗粒界面粗糙度. 图中 H 取 $1.6 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$, $T = 300 \text{ K}$, 三条曲线都表明, 磁电阻随颗粒尺寸的变化不是单调的, 在某个颗粒尺寸值 D_0 , 磁电阻有极大值. 当 $\bar{D} < D_0$ 时, 颗粒尺寸较小, 磁电阻随 $\bar{D}$ 的增大而增加. 当 $\bar{D} > D_0$ 时, 颗粒尺寸较大, 磁电阻则随颗粒的增大而减小. 磁电阻出现极大值的特征与前面提到的实验是符合的. (9) 式表明, 磁电阻极大值的大小与外磁场、平均自由程、磁性颗粒体积百分数以及样品材料的选取和制备条件等许多因素有关. 图 3 曲线 a, b, c 对应的 D_0 值分别约为 $2.65, 2.80$ 和 3.00 nm .

我们的计算给出了磁电阻具有极大值的特征, 这是因为在计算散射截面时, 计及了在同一个颗粒内各杂质原子之间的相位相干效应, 因而使得平均原子散射截面 $\sigma^{\pm}/n$ 随颗粒的增大而减小, 即颗粒中平均一个杂质原子对电阻的贡献与 $(\ln(DK_f) + \beta)/D$ 成正比 (见(5)式), 这将使得磁电阻值随颗粒的增大而减小. 我们可以从经典散射截面的概念来理解这种相干效应. 在磁性颗粒内, 许多原子互相堆积排列在一起. 当传导电子与这些杂质原子散射时, 它们的截面会互相重叠, 这将使得颗粒的总有效截面比所有杂质原子在单个分布时的截面之和要小, 因而杂质原子的平均散射截面比单个原子的要小. 颗粒越大,

包含的原子数越多,截面重叠效应越强,杂质原子平均截面就越小.颗粒变小时,截面重叠现象减弱,原子平均截面增大,对电阻的贡献增加.此外也可以看到,颗粒表面上杂质原子对电子散射的截面重叠现象要比颗粒内的原子弱得多,因此表面上的原子平均散射截面(界面散射)的贡献比体内的大得多,在(2)式的积分计算中将自动保证.

磁电阻极大值的特征可以从颗粒磁化作用和相位相干效应的“合成”效果来理解.当 $\bar{D} < D_0$ 时,颗粒很细小,热扰动使磁矩无序取向,外磁场使之作有序排列.随着颗粒尺寸的变大,磁化作用增强,热无序作用减弱.这时,由于颗粒较小,其相位相干效应(使磁电阻减小)比磁化(使磁电阻增大)的影响要弱得多,因此在 $\bar{D} < D_0$ 范围,磁化起主导作用,颗粒膜的磁电阻随颗粒尺寸的增大而增加.在 $\bar{D} = D_0$ 处,磁电阻达极大值.在 $\bar{D} > D_0$ 区域,平均原子散射对电阻的贡献随颗粒直径 $\bar{D}$ 增大而变小的作用,成了影响磁电阻变化的主要因素.而磁化作用随 $\bar{D}$ 的增大已趋向饱和(即之万函数值趋向 1),即 $\langle \cos \theta \rangle$ 极缓慢地增加.因此,在 $\bar{D} > D_0$ 区,磁电阻随颗粒尺寸的增大而呈下降的趋势.

文献[4,7]对磁电阻极大值进行了计算和讨论.我们的模型与文献[4]的模型都是利用了磁性多层膜中 CPP 图像的计算方法,但是在计算传导电子与颗粒散射时,我们考虑了颗粒内各杂质组分之间的相位相干导致磁电阻的极大值行为.文献[4]的计算表明,只有在 $T \leq 50$ K, $Vf(V) = \text{常数}$ (V 是颗粒体积, $f(V)$ 为体积分布函数)时,磁电阻才出现极大值,该模型未考虑相干效应.文献[7]将磁电阻极大值的出现归于两种作用的总效果.一种作用是总散射随颗粒尺寸的减小而增加;另一种作用是由于颗粒尺寸的减小可以提高电流绕过高电阻区,从而导致磁的输运行为更接近 CIP(多层膜中电流平行于层面)情况,即磁电阻随颗粒尺寸的变小而很快地降低.同时,他们也发现了在极低的温度下,仅用 CPP 计算无法获得磁电阻极大值特征.

3 结 论

本工作在一个量子唯象模型的基础上,计及了颗粒内杂质原子相位相干效应,得到磁电阻存在极大值的结果.同时也依据颗粒尺寸分布的实验数据,计算了 $\text{Fe}_{41}\text{Ag}_{59}$ 样品的磁电阻随外磁场、颗粒尺寸和尺寸分布的变化特征.

对应于三种不同颗粒尺寸分布(即不同的 T_s)的 $\text{Fe}_{41}\text{Ag}_{59}$ 样品,它们的磁电阻随外磁场变化的特性相同:当磁场强度增加,磁电阻增大,至饱和磁场时磁电阻达最大值.但是,它们的饱和强度并不相同,基片温度 T_s 越高,颗粒尺寸的分布越不均匀,大颗粒所占比例越大,磁电阻的饱和场强值越小.

在某个颗粒尺寸标度 D_0 ,磁电阻有极大值.实验中可以选取适当的外加磁场、样品材料和制备条件来获得大的磁电阻观测值.

- [1] A. E. Berkowitz, M. J. Carey, J. R. Michell *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 3745.
- [2] J. Q. Xiao, J. S. Jiang and C. L. Chien, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 3749; *Phys. Rev.*, **B46**(1992), 9266.
- [3] J. F. Gregg, S. M. Thompson, S. J. Dawson *et al.*, *Phys. Rev.*, **B49**(1994), 1064.
- [4] S. Zhang, *Appl. Phys. Lett.*, **61**(1992), 1855; S. Zhang and P. M. Levy, *J. Appl. Phys.*, **73**(1993), 5315.
- [5] Lei Xing and Yia-chung Chang, *Phys. Rev.*, **B48**(1993), 4156.

- [6] Jian-Qing Wang and Gang Xiao, *Phys. Rev.*, **B49**(1994), 3982.
- [7] R. Y. Gu, L. Sheng, D. Y. Xing *et al.*, *Phys. Rev.*, **B53**(1996), 11685.
- [8] Ping-bo Zhao, Fu-cho Pu, *Phys. Rev.*, **B51**(1995), 11603.
- [9] 彭初兵、张 胜、刘尊孝等, *物理学报*, **44**(1995), 653.
- [10] Y. X. Zhang, S. H. Liou, R. J. de Angells *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **69**(1991), 5275.
- [11] P. Allia, M. Knobel, P. Tibeeto *et al.*, *Phys. Rev.*, **B52**(1995), 15398.
- [12] C. L. Chien, *J. Appl. Phys.*, **69**(1991), 5267.

GIANT MAGNETORESISTANCE OF Fe-Ag GRANULAR FILMS

YANG XIN-E YANG JI-SHENG DONG JIAN-TAO CHE MING-RI

(*Department of Applied Physics, Tianjin University, Tianjin 300072*)

(Received 12 August 1996; revised manuscript received 24 February 1997)

ABSTRACT

The magnetoresistance of magnetic granular alloys has been studied based on a quantum phenomenological model. We take into account the phase interference effect among the impurity atoms in a grain to calculate the scattering cross section between conduction electron and atom. According to the size distribution data provided by the experiment reported, we have derived an expression for the magnetoresistance depending on the grain size, size distribution, and applied magnetic field. The calculated results for the Fe-Ag sample have shown that the variation character of magnetoresistance with the external field depends on the size distribution of the grains. At a size scale D_0 , the magnetoresistance shows a maximum value. The size scale D_0 depends on the applied field, the sample materials and fabrication conditions.

PACC: 7570; 7550B