

磁性多层薄膜系统中的巨磁电阻效应^{*}

董正超 赵树宇

(淮阴师范学院物理系, 淮阴 223001)

(1998 年 8 月 10 日收到; 1998 年 9 月 7 日收到修改稿)

考虑到量子尺寸效应以及来自杂质、粗糙表面、粗糙界面三方面的散射, 运用量子统计格林函数方法和久保理论, 计算了磁性多层薄膜系统中的巨磁电阻, 讨论了巨磁电阻随非磁层厚度作周期性振荡, 以及在 $(\text{Fe/Cr})_N/\text{Fe}$ 系统中巨磁电阻随多层基元数目 N 增加而增大等现象. 理论计算与实验结果符合. 此外, 还讨论了有关各种散射引起的散射率能否相加的问题.

PACC: 7210; 7215G; 7570

1 引 言

近年来, 随着纳米材料制备技术的迅速发展, 人们对小尺寸系统物理性质的研究取得了很大进展^[1]. 磁性异质薄膜结构, 作为一种新型的纳米材料, 因其表现出的种种新奇特性而吸引了人们浓厚的兴趣, 其中最为引人注目的是巨磁电阻效应. 巨磁电阻效应首先在 Fe/Cr 超晶格^[2]和 Fe/Cr/Fe 三明治结构^[3]中被发现. 实验表明在 Fe/Cr 多层结构中, 当 Cr 层厚度处于一定范围内, 在无外磁场情形下, 相邻 Fe 层的磁化方向呈反平行排列, 此时系统的电阻率 $\rho(\text{AF})$ 呈最大值, 而当系统在饱和磁场作用下, 相邻的 Fe 层磁化方向趋于平行, 其电阻率 $\rho(\text{F})$ 数值为最小. 所谓巨磁电阻效应指的是零场情形下电阻率与饱和磁场下电阻率之差, 这一差值与饱和磁场下电阻率的比值称为相对磁电阻, 表征巨磁电阻效应的强度, 通常都用相对磁电阻来衡量. Baibich 等人^[2]最早报道分子束外延制备的 $(\text{Fe } 3.0 \text{ nm})/(\text{Cr } 0.9 \text{ nm})$ 磁超晶样品在液氮温度 ($T = 4.2 \text{ K}$) 下的相对磁电阻高达 50%. 与此同时, Binasch 等人^[3]报道 $(\text{Fe } 25.0 \text{ nm})/(\text{Cr } 1.0 \text{ nm})/(\text{Fe } 25.0 \text{ nm})$ 三明治结构在室温下的相对磁电阻约为 1.5%. 类似的反铁磁耦合和巨磁电阻效应也在 Co/Ru 和 Co/Cr 等多层结构中被观察到^[4]. 实验结果还表明, 具有反铁磁耦合的磁多层结构中, 随非磁薄层厚度的变化, 巨磁电阻呈周期性振荡行为^[4,5], 以及随多层结构层数增加, 巨磁电阻也增大^[6,7].

解释磁多层结构巨磁电阻效应的理论模型主要有准经典的玻耳兹曼输运方程近似^[8-11]和量子统计的线性响应计算^[12-15]. 两种理论模型虽然近似方法不同, 但都把巨磁电阻效应归因于铁磁/非铁磁界面和铁磁层内部与自旋有关的散射. 然而从已建立起来

^{*} 江苏省教育委员会基金(批准号: JW970141)资助的课题.

的理论模型^[8-14]来看,很难描述巨磁电阻随空间层厚度作周期性振荡行为.此外,在磁多层结构中,各种散射机制,诸如杂质、表面和所有界面引起的散射率能否简单相加,以及在 $(\text{Fe/Cr})_N/\text{Fe}$ 多层结构中,随 Fe/Cr 基元数 N 的增加,巨磁电阻效应亦增大等一些问题也尚无满意的理论解释.本文针对以上问题将作进一步探讨,建立一种具有广泛适用的巨磁电阻解析理论.

2 杂质、表面和界面散射效应

对一磁性多层薄膜系统 $(\text{FM}/\text{NM})_N/\text{FM}$,设铁磁层厚度为 a ,非铁磁层厚度为 b ,如

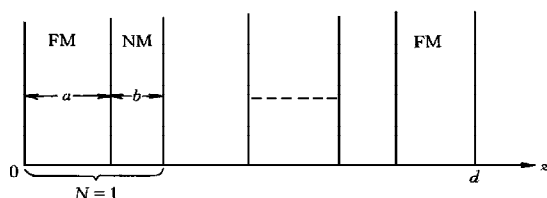


图1 磁性多层薄膜 $(\text{FM}/\text{NM})_N/\text{FM}$ 结构示意图

图1所示.系统的哈密顿量可写为

$$H = H_0 + H_i + H_s + H_l, \quad (1)$$

其中 H_0 为限制在厚度为 $d = (a + b)N + a$ 的理想金属薄膜中的自由电子哈密顿量; H_i 为杂质散射哈密顿量; H_s 为两种金属表面散射的哈密顿量; H_l 为系统的所有界面散射哈密顿量.其具体形式可分别写为^[15-18]

$$H_0 = P^2/2m + V[\theta(-z) + \theta(z-d)], \quad (2a)$$

$$H_i = \sum_{\alpha} U \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_{\alpha}), \quad (2b)$$

$$H_s = V[f_1(\mathbf{r}_{\parallel})\delta(z) + f_2(\mathbf{r}_{\parallel})\delta(z-d)], \quad (2c)$$

$$H_l = \sum_l V_l g_l(\mathbf{r}_{\parallel})\delta(z - z_l), \quad (2d)$$

式中 V 为两个表面的束缚势强度; P 为电子的动量; $f_1(\mathbf{r}_{\parallel})$, $f_2(\mathbf{r}_{\parallel})$ 分别为两个表面的无规粗糙; U 为杂质散射势强度; $\mathbf{r}$ 为电子坐标; $\mathbf{R}_{\alpha}$ 为第 α 个杂质坐标; V_l 为第 l 个界面散射势强度; $g_l(\mathbf{r}_{\parallel})$ 为对应该界面的无规粗糙; $\mathbf{r}_{\parallel}$ 为沿 x - y 方向的坐标矢量.

在低温下,由于电子不能逸出金属表面,可认为电子处于无限深势阱中,即 V 为无穷大,于是由(2a)式可得出厚度为 d 的理想金属薄膜中的电子能谱、波函数和格林函数,分别为

$$E_{k_{\parallel}, n} = (\mathbf{k}_{\parallel}^2 + \mathbf{q}_n^2)/2m, \quad (3)$$

$$\psi_n = (2/d)^{1/2} \sin \mathbf{q}_n z, \quad (4)$$

$$G_0(\mathbf{q}_n, \mathbf{k}_{\parallel}) = \langle \mathbf{k}_{\parallel}, n | \hat{G} | \mathbf{k}_{\parallel}, n \rangle = \frac{2m}{k_F^2 - \mathbf{q}_n^2 - \mathbf{k}_{\parallel}^2 + i0^+}, \quad (5)$$

式中 $q_n = n\pi/d$ ($n=1, 2, 3, \dots$); $k_{\parallel}$ 为沿 x - y 平面方向的波矢值. 由于低温下对电导起主要贡献的是处于费密面附近的电子, 故(5)式的电子传播格林函数中单电子能量取定为费密能值: $k_F^2/2m$ ($\hbar=1$). (3)–(5)式将作为散射势微扰计算的出发点, 并将(5)式记为零阶推迟格林函数. 下面分三个步骤逐一讨论杂质、表面和界面散射的微扰计算. 首先考虑杂质散射. 由杂质散射的微扰哈密顿量(2b)式, 运用戴逊方程, 通过对杂质的无规分布取平均, 可得杂质散射的正规自能. 一般情形下自能项包含实部与虚部, 为了计算方便, 可把自能项中的实部归并到重新定义的能级参考面中去, 而自能项中的虚部为^[19]

$$-\text{Im} \Sigma_i = \epsilon_F / (k_F \lambda), \quad (6)$$

Σ_i 为杂质散射自能; λ 为杂质散射的平均自由程. 这里 λ 不同于大块金属的平均自由程 λ_0 , 由玻恩近似方法可得^[20]

$$\lambda / \lambda_0 = k_F d / \pi \left(n_c + \frac{1}{2} \right), \quad (7)$$

式中 $n_c = \text{Int}(k_F d / \pi)$, 为取 $k_F d / \pi$ 的整数部分. 由(6)式, 容易得到含有杂质散射的单电子传播格林函数为

$$G_i(q_n, k_{\parallel}) = \frac{2m}{k_F^2 - q_n^2 - k_{\parallel}^2 + i k_F / \lambda}. \quad (8)$$

下面进行表面散射的微扰计算. 在 $V \rightarrow \infty$ 的极限情形下, 尽管金属薄膜两个表面处的波函数为零, 即 $\psi_n(z=0) = \psi_n(z=d) = 0$, 但 $V^{1/2} \psi_n(z=0)$ 与 $V^{1/2} \psi_n(z=d)$ 却是一个有限值, 由简单的量子力学可证明

$$\lim_{V \rightarrow \infty} V^{1/2} \psi_n(z=0) = q_n / (md)^{1/2}, \quad (9a)$$

$$\lim_{V \rightarrow \infty} V^{1/2} \psi_n(z=d) = (-1)^{n-1} q_n / (md)^{1/2}, \quad (9b)$$

于是表面散射的矩阵元为

$$\lim_{V \rightarrow \infty} \langle k_{\parallel}, n | H_s | k'_{\parallel}, n' \rangle = \frac{q_n q_{n'}}{md} \sum_{s=1,2} f_s(k_{\parallel} - k'_{\parallel}), \quad (10)$$

式中

$$f_s(k_{\parallel} - k'_{\parallel}) = \int \frac{d\mathbf{r}_{\parallel}}{(2\pi)^2} f_s(\mathbf{r}_{\parallel}) \exp[-i(k_{\parallel} - k'_{\parallel}) \cdot \mathbf{r}_{\parallel}]. \quad (11)$$

由戴逊方程可写出计入了杂质和表面散射的格林函数形式

$$G_s^{-1}(q_n, k_{\parallel}) = G_i^{-1}(q_n, k_{\parallel}) - \Sigma_s, \quad (12)$$

式中 Σ_s 为表面散射的正规自能. 考虑到(10)式, 由微扰论可求出在状态 $|k_{\parallel}, n\rangle$ 下表面散射的正规自能为

$$\Sigma_s = \frac{q_n^2}{md} \sum_{s=1,2} \sum_{n'=1}^{n_c} \frac{q_{n'}^2}{md} \int \frac{dk'_{\parallel}}{(2\pi)^2} |f_s(k_{\parallel} - k'_{\parallel})|^2 G_s(q_{n'}, k'_{\parallel}). \quad (13)$$

通过对表面粗糙的无规分布取平均, 进一步得

$$\Sigma_s = -i \frac{q_n^2}{md} \sum_{s=1,2} Q_s, \quad (14)$$

式中

$$Q_s = -\text{Im} \frac{\langle |f_s|^2 \rangle}{md} \sum_{n=1}^{n_c} q_n^2 \int \frac{d\mathbf{k}'_{\parallel}}{(2\pi)^2} G_s(q_n, \mathbf{k}'_{\parallel}). \quad (15)$$

在推导(14)式时取得的是自能虚部, 它的实部亦被归并到重新定义的能级参考面中. 另外, 在推导(15)式时, 利用了白噪声(white noise)假定^[21], 即认为 $\langle |f_s(\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}'_{\parallel})|^2 \rangle$ 与动量无关, 所以取 $\langle |f_s(\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}'_{\parallel})|^2 \rangle = \langle |f_s|^2 \rangle$ 为一常数. (12)和(15)式构成一闭合方程组, 原则上可自洽地求出 G_s 和 Q_s , 作为最低阶近似, (15)式等号右边的 $G_s(q_n, \mathbf{k}_{\parallel})$ 可用零阶推迟格林函数 $G_0(q_n, \mathbf{k}_{\parallel})$ 代替, 则可求出

$$Q_1 = \pi^2 \langle |f_1|^2 \rangle n_c (n_c + 1) (2n_c + 1) / (12d^3), \quad (16a)$$

$$Q_2 = \pi^2 \langle |f_2|^2 \rangle n_c (n_c + 1) (2n_c + 1) / (12d^3), \quad (16b)$$

相应的格林函数 G_s 为

$$G_s(q_n, \mathbf{k}_{\parallel}) = \frac{2m}{k_F^2 - q_n^2 - k_{\parallel}^2 + i[(k_F/\lambda) + 2q_n^2(Q_1 + Q_2)/d]}. \quad (17)$$

有关界面散射的微扰计算, 将按照与表面散射计算完全平行的方法. 把(17)式作为界面微扰计算的出发点. 由(2d)式可得界面散射矩阵元

$$\lim_{V \rightarrow \infty} \langle \mathbf{k}_{\parallel}, n | H_I | \mathbf{k}'_{\parallel}, n' \rangle = \sum_l \frac{2}{d} \sin(q_n z_l) \sin(q_n' z_l) V_l g_l(\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}'_{\parallel}), \quad (18)$$

而

$$g_l(\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}'_{\parallel}) = \int \frac{d\mathbf{r}_{\parallel}}{(2\pi)^2} g_l(\mathbf{r}_{\parallel}) \exp[-i(\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}'_{\parallel}) \cdot \mathbf{r}_{\parallel}]. \quad (19)$$

在态 $|\mathbf{k}_{\parallel}, n\rangle$ 下界面散射的正规自能为

$$\Sigma_l = \sum_l \left(\frac{2}{d} \right)^2 \sin^2(q_n, z_l) \sum_{n'=1}^{n_c} V_l^2 \sin^2(q_n' z_l) \int \frac{d\mathbf{k}'_{\parallel}}{(2\pi)^2} |g_l(\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}'_{\parallel})|^2 G(q_n', \mathbf{k}'_{\parallel}). \quad (20)$$

通过对界面的无规粗糙取平均和类似于表面散射的近似计算, 进一步得

$$\Sigma_l = -i \sum_l \frac{2}{d} P_l \sin^2 q_n z_l, \quad (21)$$

$$P_l = \frac{m}{d} V_l^2 \langle |g_l|^2 \rangle \left\{ \frac{n_c}{2} - \frac{\cos(n_c + 1)\pi z_l d^{-1} \sin n_c \pi z_l d^{-1}}{2 \sin \pi z_l d^{-1}} \right\}. \quad (22)$$

至此, 在多层金属薄膜结构中, 计入各种散射的电子传播格林函数可表示为

$$G(q_n, \mathbf{k}_{\parallel}) = \frac{2m}{k_F^2 - q_n^2 - k_{\parallel}^2 + i[(k_F/\lambda) + 2q_n^2(Q_1 + Q_2)/d + 4m \sum_l P_l \sin^2 q_n z_l / d]}. \quad (23)$$

3 电导率与巨磁电阻的计算

首先利用久保理论并结合上节得到的格林函数方程(23), 推导多层金属薄膜系统的电导率公式. 在该系统中, 沿薄膜平行方向的电流-电流相关函数为

$$\pi(i\omega) = -\frac{1}{2\Omega} \int_0^\beta d\tau e^{i\omega\tau} \langle T_\tau [\hat{\mathbf{J}}_\parallel(\tau) \cdot \hat{\mathbf{J}}_\parallel(0)] \rangle, \quad (24)$$

式中 Ω 为系统的体积; ω 为圆频率; $\beta = (kT)^{-1}$, k 为玻耳兹曼常数; $\hat{\mathbf{J}}_\parallel$ 指沿薄膜即 x - y 方向的电流算符

$$\hat{\mathbf{J}}_\parallel = -\frac{e}{m} \sum_{\mathbf{q}_n, k_\parallel} k_\parallel \hat{C}_{\mathbf{q}_n, k_\parallel}^\dagger \cdot \hat{C}_{\mathbf{q}_n, k_\parallel}. \quad (25)$$

在费曼图中, 如果忽略各种散射产生的顶角修正, 那么(24)式的相关函数可近似地写为^[22]

$$\pi^{(0)}(i\omega) = \frac{e^2}{m^2 \Omega} \sum_{\mathbf{q}_n, k_\parallel} k_\parallel^2 \frac{1}{\beta} \sum_{i\rho} G(\mathbf{q}_n, k_\parallel, i\rho + i\omega) G(\mathbf{q}_n, k_\parallel, i\rho), \quad (26)$$

式中 $i\rho$ 为松原频率, 对频率求和可用回路积分作出, 具体推导过程参见文献[22], 得

$$\begin{aligned} \pi^{(0)}(i\omega) &= \frac{e^2}{m^2 \Omega} \sum_{\mathbf{q}_n, k_\parallel} k_\parallel^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\epsilon}{2\pi} f(\epsilon) A(\mathbf{q}_n, k_\parallel, \epsilon) \\ &\times [G(\mathbf{q}_n, k_\parallel, \epsilon + i\omega) + G(\mathbf{q}_n, k_\parallel, \epsilon - i\omega)], \end{aligned} \quad (27)$$

式中 $f(\epsilon)$ 为费密分布函数; $A(\mathbf{q}_n, k_\parallel, \epsilon)$ 为单粒子格林函数的谱函数, 且为

$$A(\mathbf{q}_n, k_\parallel, \epsilon) = -2\text{Im}[G(\mathbf{q}_n, k_\parallel, \epsilon)]. \quad (28)$$

对(27)式的格林函数进行解析延拓, 令 $i\omega = \omega + i\delta$ 可得相关函数 $\pi^{(0)}(\omega)$, 再利用直流电导率与相关函数的关系

$$\sigma = -\lim_{\omega \rightarrow 0} \left\{ \frac{\text{Im}[\pi^{(0)}(\omega)]}{\omega} \right\}. \quad (29)$$

可得沿多层薄膜方向的平行电导率为

$$\sigma = -\frac{e^2}{2m^2 d} \sum_{\mathbf{q}_n} \int \frac{d\mathbf{k}_\parallel}{(2\pi)^2} k_\parallel^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\epsilon}{2\pi} [A(\mathbf{q}_n, k_\parallel, \epsilon)]^2 \frac{\partial f(\epsilon)}{\partial \epsilon}. \quad (30)$$

在 $T=0$ 时, 由于 $\frac{\partial f(\epsilon)}{\partial \epsilon} = -\delta(\epsilon)$, (30)式又变为

$$\sigma = \frac{e^2}{2m^2 d} \sum_{\mathbf{q}_n \leq k_F} \int_{k_\parallel \leq k_F} \frac{d\mathbf{k}_\parallel}{(2\pi)^3} k_\parallel^2 [A(\mathbf{q}_n, k_\parallel, k_F)]^2. \quad (31)$$

将(23)式代入(31)式, 原则上应能求出系统的电导率, 但该解析过程仍然很复杂. 为了能简明地给出计算结果, 下面研究杂质、表面和界面弱散射极限情形. 定义 $\Gamma_i = -\text{Im} \Sigma_i$, $\Gamma_s = -\text{Im} \Sigma_s$, $\Gamma_l = -\text{Im} \Sigma_l$, 并近似为 $\Sigma_i \rightarrow 0$, $\Sigma_s \rightarrow 0$, $\Sigma_l \rightarrow 0$, 则

$$\lim_{\substack{\Sigma_i \rightarrow 0 \\ \Sigma_s \rightarrow 0 \\ \Sigma_l \rightarrow 0}} A^2(\mathbf{q}_n, k_\parallel, k_F) = \frac{4\pi m \delta(k_F^2 - q_n^2 - k_\parallel^2)}{\Gamma_i + \Gamma_s + \Gamma_l}, \quad (32)$$

再将(32)式代入(31)式, 得

$$\sigma = \frac{e^2}{2\pi k_F d} \sum_{n=1}^{n_c} \frac{k_F^2 - q_n^2}{\frac{1}{\lambda} + \frac{2q_n^2(Q_1 + Q_2)}{k_F d} + \frac{4m}{k_F d} \sum_l P_l \sin^2 q_n z_l}. \quad (33)$$

以上计算过程中, 没有计及电子的自旋效应. 目前巨磁电阻机理的理论研究集中在考虑与

自旋有关的散射机制,把磁多层结构中巨磁电阻效应归因于铁磁/非铁磁界面和铁磁层内部与自旋有关的散射,其中与自旋有关的粗糙界面的散射效应的研究,理论与实验比较符合^[8,10,11].在(2d)式的粗糙界面散射模型中,如果认为各界面散射势强度都与自旋有关,即 $V_l(\alpha)$ 为自旋函数^[12-14],那么我们所得的表征粗糙界面散射的物理量 P_l 应与自旋有关,此时我们用 P_{ls} 代替前面的 P_l , s 表示取自旋向上($\uparrow$)和自旋向下($\downarrow$)两种取向.因为磁多层结构中巨磁电阻指的是相邻 Fe 层的磁化方向处于反平行(反铁磁(AF)耦合)和平行(铁磁(F)耦合)两种位形下样品电阻率之差,而在铁磁和反铁磁(FA)耦合下的电导分别为^[10,11]

$$\sigma(\text{F}) = \sigma(\uparrow\uparrow) + \sigma(\downarrow\downarrow), \quad (34a)$$

$$\sigma(\text{AF}) = \sigma(\uparrow\downarrow) + \sigma(\downarrow\uparrow), \quad (34b)$$

式中等号右边的 $\sigma(ij)$ 可由(33)式的单自旋通道求出,由(33)和(34)式,可得

$$\sigma(\text{F}) = \frac{e^2}{4\pi k_F d} \sum_s \sum_{n=1}^{n_c} \frac{k_F^2 - q_n^2}{\frac{1}{\lambda} + \frac{2q_n^2(Q_1 + Q_2)}{k_F d} + \frac{4m}{k_F d} \sum_{l=1}^{2N} P_{ls} \sin^2 q_n z_l}, \quad (35a)$$

$$\sigma(\text{AF}) =$$

$$\frac{e^2}{4\pi k_F d} \sum_s \sum_{n=1}^{n_c} \frac{k_F^2 - q_n^2}{\frac{1}{\lambda} + \frac{2q_n^2(Q_1 + Q_2)}{k_F d} + \frac{4m}{k_F d} \left[\sum_{l=1,3,5,\dots}^{2N-1} P_{ls} \sin^2 q_n z_l + \sum_{l=2,4,6,\dots}^{2N} P_{l-s} \sin^2 q_n z_l \right]}, \quad (35b)$$

式中 $-s$ 表示自旋方向与 s 相反.由(35)式即可求出巨磁电阻幅值为

$$\frac{\rho(\text{AF}) - \rho(\text{F})}{\rho(\text{F})} = \frac{\sigma(\text{F}) - \sigma(\text{AF})}{\sigma(\text{AF})}. \quad (36)$$

由(35)和(36)式,可分别绘出基元数 $N=1, 2, 3$ 的磁层结构中巨磁电阻幅值随非铁磁层厚度 b 的变化曲线,如图2所示.图2的参数选取为 $k_F=5.3 \text{ nm}^{-1}$, $\lambda_0=25.0 \text{ nm}$, $a=2.0 \text{ nm}$, $\langle |f_1|^2 \rangle k_F^2=0.08 \text{ nm}^2$, $\langle |f_2|^2 \rangle k_F^2=0.1 \text{ nm}^2$, $m^2 \langle |g_l|^2 \rangle V_{l\uparrow}^2=20$, $m^2 \langle |g_l|^2 \rangle V_{l\downarrow}^2=0.2$.从图2可看出,巨磁电阻幅值随非铁磁层厚度作周期性振荡,且周期为 2.0 nm ,刚好等于铁磁层的厚度.图2出现的一些复杂的振荡行为,主要是由于我们考虑了量子尺寸效应.在薄膜系统中,由于电子的波函数以及对应电子的概率分布在不同的位置,其值都不同,并且具有周期性分布,所以处在不同位置的界面对电子引起散射的散射率也不同,于是就导致一些复杂的振荡现象.另外,从图2还可看出,随基元数 N 增大,一方面巨磁电阻幅值相应变大,另一方面振荡的幅度相应变小.这主要由于当 N 变大时,界面的层数增多,界面散射增强,因此巨磁电阻相应增大.而随 N 变大的同时,整个系统的尺寸在变大,此时量子尺寸效应将渐渐削弱,从而振荡也将逐渐消失.文中所得到的这些现象,将能很好地解释文献[4—7]中所观察到的实验现象.

4 讨 论

(35)式为本文所得主要结果,现在针对这一结果作简短讨论.因为 λ 为杂质散射导

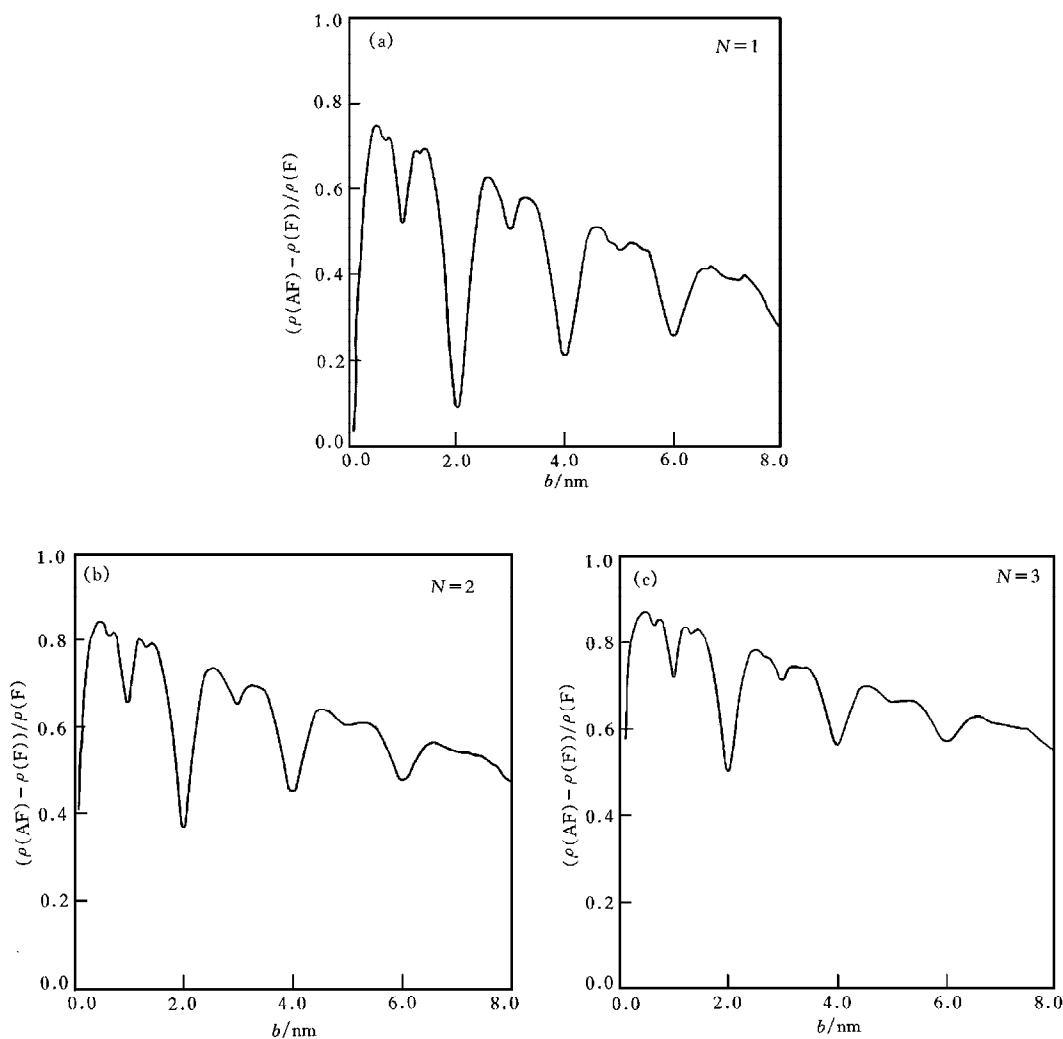


图 2 巨磁电阻幅值随非铁磁层厚度 b 的变化曲线

致的平均自由程, 参量 Q_1 , Q_2 为描述两个表面的散射, P_l 为描述粗糙界面的散射, 所以 (35) 式等号右边分母中各项求和应分别作为各种散射的散射率的表征. 此外还发现这三种类型的散射率有一个共同的特征, 即都依赖于各子能级指标数 n , 不同的子能带引起的散射率不同. (35) 式的结果表明: 在杂质、表面和界面的弱散射极限下, 系统的总电导率等于各子能级通道和两个自旋通道的电导率之和, 而在各子能级通道和每个单自旋通道中, 杂质、表面和界面引起的散射率可以相加. 这样 (35) 式描述的电阻网络是由有限个子能级通道对应的电阻并联构成, 其中每一个通道的电阻又由杂质、表面和界面分别导致的电阻串联而得, 这里电阻率相加的马蒂森规则只适用于每个子能级通道, 不适用于系统的整个电阻率, 故 (35) 式可视为马蒂森规则的推广形式.

从 (35) 式可得到各种散射机制单独散射情形下的电导率公式. 如令 $Q_1 = Q_2 = 0$, P_l

$=0$, 即忽略表面和界面散射, 可得到仅有杂质散射的电导率公式

$$\sigma_i = \frac{e^2 \lambda}{2\pi k_F d} \sum_{n=1}^{n_c} (k_F^2 - q_n^2). \quad (37)$$

容易验证当 $d \rightarrow \infty$ 时, $\sigma_i = e^2 k_F^2 \lambda_0 / 3\pi^2$, 即过渡到大块金属系统中杂质散射的电导率公式. 在(35)式中如进一步令 $\lambda \rightarrow \infty$, $P_l = 0$, 又过渡到仅有表面散射的电导率公式

$$\sigma_s = \frac{e^2}{4\pi} \sum_{n=1}^{n_c} \frac{k_F^2 - q_n^2}{(Q_1 + Q_2) q_n^2}. \quad (38)$$

类似地如令 $\lambda \rightarrow \infty$, $Q_1 = Q_2 = 0$, 则又过渡到仅有界面散射的电导率公式

$$\sigma_1(F) = \frac{e^2}{16\pi m} \sum_s \sum_{n=1}^{n_c} \frac{k_F^2 - q_n^2}{\sum_{l=1}^{2N} p_{ls} \sin^2 q_n z_l}, \quad (39a)$$

$$\sigma_1(AF) = \frac{e^2}{16\pi m} \sum_s \sum_{n=1}^{n_c} \frac{k_F^2 - q_n^2}{\sum_{l=1,3,5,\dots}^{2N-1} p_{ls} \sin^2 q_n z_l \sum_{l=2,4,6,\dots}^{2N} p_{l-s} \sin^2 q_n z_l}. \quad (39b)$$

5 结 语

依据量子统计的格林函数方法, 研究磁性多层薄膜结构中的各种散射机制, 推导出在弱散射极限下的电导率公式和巨磁电阻公式, 所得公式充分展示了量子尺寸效应, 且具有广泛的适用性, 既适用于大尺寸的金属系统, 也适用于小尺寸的金属系统. 本文的理论结果能重现磁性多层薄膜系统中巨磁电阻的主要实验特征, 诸如巨磁电阻随非铁磁层厚度作周期性振荡, 以及巨磁电阻随多层单元数增加而增大等现象. 此外, 本文发展起来的理论, 还可用来推广研究一维磁性多层量子线, 以及磁性颗粒薄膜系统的巨磁电阻效应.

感谢南京大学物理系邢定钰教授的指导.

- [1] R. W. Siegel, *Phys. Today*, **46**(Oct., 1993), 64.
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 2472.
- [3] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach *et al.*, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 4828.
- [4] S. S. P. Parkin, N. More, K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 2304.
- [5] D. H. Mosca, F. Pertoff, A. Fert *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.*, **94**(1991), L1.
- [6] J. Barnas, A. Fuss, R. E. Camley *et al.*, *Phys. Rev.*, **B42**(1990), 8110.
- [7] E. E. Fullerton, D. M. Kelly, J. Guimpel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 859.
- [8] R. E. Camley, J. Barnas, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 644.
- [9] A. Barthelémy, A. Fert, *Phys. Rev.*, **B43**(1991), 13124.
- [10] M. Liu, D. Y. Xing, *Phys. Rev.*, **B47**(1993), 12272.
- [11] L. Sheng, D. Y. Xing, *Phys. Rev.*, **B50**(1994), 1001.
- [12] P. M. Levy, S. Zhang, A. Fert, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 1643.
- [13] S. Zhang, P. M. Levy, A. Fert, *Phys. Rev.*, **B45**(1992), 8689.
- [14] A. Vedyayev, B. Dieny, N. Ryzhanova, *Europhys. Lett.*, **19**(1992), 329.

- [15] Dong Zheng-chao, *Acta Physica Sinica*, **46**(1997), 1801(in Chinese).
- [16] Dong Zheng-chao *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **45**(1996), 249(in Chinese).
- [17] Dong Zheng-chao *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **46**(1997), 568(in Chinese).
- [18] Z. C. Dong, L. Sheng *et al.*, *Int. J. Mod. Phys.*, **B11**(1997), 2393.
- [19] H. E. Camblong, P. M. Lery, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 2835.
- [20] N. Trivedi, N. W. Ashcroft, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 12298.
- [21] G. Fishman, D. Calecki, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1302.
- [22] G. D. Mahan, *Many-Particle Physics*(Plenum, New York, 1981), pp. 599—602.

GIANT MAGNETORESISTANCE EFFECTS OF MAGNETIC MULTILAYERED FILMS SYSTEM *

DONG ZHENG-CHAO ZHAO SHU-YU

(*Department of Physics, Huaiyin Normal College, Huaiyin 223001*)

(Received 10 August 1998; revised manuscript received 7 September 1998)

ABSTRACT

Taking into account the quantum size effects and considering three types of scattering from bulk impurities, rough surfaces and rough interfaces, we use the quantum-statistical Green's function approach and Kubo theory to calculate the giant magnetoresistance (GMR) in magnetic multilayered structures. Our calculations can reproduce the main features of GMR experiment, including the oscillations of GMR with nonmagnetic thickness, and the GMR increases with increasing number of bilayer N of the $(\text{Fe/Cr})_N/\text{Fe}$ system. Moreover, whether or not additive are the parts of scattering from the impurities, surfaces and interfaces is also discussed.

PACC: 7210; 7215G; 7570

*Project supported by the Natural Science Foundation of Education Commission of Jiangsu Province (Grant No. JW970141), China.