

# 平行与垂直磁化下多层磁膜巨磁电阻与外磁场关系的唯象理论计算\*

吴建华 李伯斌 蒲富恪

中国科学院物理研究所, 北京 100080

梅 良 模

山东大学物理系, 济南 250100

1993 年 3 月 18 日收到

用 Camley 和 Barnas 等人的唯象理论方法, 计算了相邻铁层间具有反铁磁耦合的层数较多的 Fe/Cr 多层膜, 在外磁场平行和垂直于膜面情况下的磁电阻与外磁场的关系, 并与实验结果作了比较, 符合得较好. 在计算中利用对称性条件, 对 Camley 和 Barnas 等人的理论进行了简化, 求出了电子分布函数和磁电阻的显式解.

**PACC:** 7210; 7215G; 7570

## 一、引 言

Grünberg 等人<sup>[1,2]</sup>于 1986 年在由 3d 铁磁性金属 (Fe 和 Co 等) 与非磁性金属 (Cr 和 Au 等) 构成的多层膜中, 观察到了铁磁层间的反铁磁耦合. 接着, 人们对这种多层磁膜的输运性质也做了大量的实验和理论的研究<sup>[3-10]</sup>, 结果表明: 当膜呈反铁磁结构, 即两相邻铁磁层的磁矩反平行时, 电阻最大; 利用外加磁场使各层磁矩趋于平行, 则电阻随之减小; 而在膜达到磁饱和以后, 电阻便基本上不再变化. 这种因相邻铁磁层的磁矩由反平行排列到平行排列所引起的电阻变化, 比由外磁场或磁畴图案改变而导致的一般磁电阻效应要大得多, 所以被称为“巨磁电阻”. 如果以铁磁层磁矩从反平行排列到平行排列的电阻的相对减少值 (记以  $\eta$ ) 来衡量多层磁膜的上述磁电阻效应, 则对外延生长的 Co/Au 和 Fe/Cr 多层膜 (包括三明治结构) 测得的  $\eta$  都是相当大的<sup>[11-19]</sup>, 如 Fe/Cr/Fe 三明治结构在室温下约为 1.5%<sup>[10]</sup>, 而 Fe/Cr 超晶格在液氮温度下则达到甚至超过 50%<sup>[13]</sup>. Camley 和 Barnas (C-B) 等人<sup>[20,21]</sup>推广了 Fuchs-Sondheimer<sup>[22,23]</sup> 关于薄膜电导的唯象处理, 从 Boltzmann 方程出发, 考虑到铁磁-非磁界面对电子的散射与其自旋有关这一点<sup>[13]</sup>, 对上述巨磁电阻现象给出了理论解释, 得到了与实验比较一致的计算结果.

本文揭示了隐含于 C-B 理论中的对称性, 并用它对 C-B 的计算公式做了简化, 求出了电子分布函数和磁电阻的显式解; 据此计算了在外磁场平行和垂直于膜面时多层

\* 国家自然科学基金及中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室资助的课题.

Fe/Cr 膜的磁电阻与外磁场的关系, 并将所得的结果与实验结果进行了比较, 符合得较好。

## 二、利用对称性对 C-B 理论进行简化

正如文献[21]指出的那样, 对于本文将要做的计算, 层数甚多的多层磁膜可被等效为一个由两铁磁层 (FM) 夹一非磁层 (NM) 所构成三明治结构 (图 1), 因此我们在下面只须考虑这种结构。设每个 FM 和 NM 的厚度分别为  $d_m = b - a$  和  $d_0 = 2a$ ;  $z$  轴垂直于膜面; 外电场沿膜面内的  $x$  轴施加。

设外磁场为零时两相邻 FM 的磁矩作反平行排列, 夹角为  $\pi$ 。加上外磁场后, 各层磁矩发生转动, 夹角变为  $\theta$ ,  $\theta$  和外磁场的关系由磁性自由能极小原理决定。

外电场将在膜中引起电流, 按 C-B 唯象理论<sup>[20,21]</sup>, 此电流决定于上, 下自旋电子的分布函数  $f^{(s)}(z, v)$ , 此处  $s = \uparrow$  和  $\downarrow$  代表电子的自旋取向,  $v$  为电子的速度。它又可以分解成平衡分布 (即 Fermi 分布) 函数  $f_0(v)$  和由外电场引起的附加项  $g^{(s)}(z, v)$ , 即  $f^{(s)}(z, v) = f_0(v) + g^{(s)}(z, v)$ , 其中  $v = |v|$ 。利用  $dv/dt = (-e/m)E$ , 则由 Boltzmann 输运方程可得到与稳恒电流相对应的  $g^{(s)}$  所满足的方程:

$$v_x \frac{\partial g^{(s)}}{\partial z} + \frac{g^{(s)}}{\tau} = \frac{eE v_x}{m v} \frac{\partial f_0}{\partial v}, \quad (1)$$

其中  $-e, m$  和  $\tau$  分别为电子的电荷、有效质量和弛豫时间 (假定  $\tau$  与电子的自旋取向和所在区域无关)。从方程(1)容易解出

$$g^{(s)} = g(s, \mu, z) = A[1 + G(P, \mu, s) \exp(-\mu, \xi)]; \quad \xi = z/(\tau |v_x|), \quad (2)$$

其中  $\mu = \text{sign}(v_x)$ ,  $P$  表示层区 ( $M, N, M'$  或  $N'$ , 见图 1),

$$A = \frac{eE \tau v_x}{m v} \frac{\partial f_0}{\partial v},$$

而  $G(P, \mu, s)$  为待定常数 ( $G$ -系数), 它们共有 16 个, 由在  $z = \pm a$  和  $\pm b$  处的边界条件及  $z = 0$  处的自旋连结条件<sup>[20,21]</sup>

$$\begin{aligned} g(s, \pm, \mp b) &= R g(s, \mp, \mp b), \\ g(s, +, \mp a + 0) &= T_s g(s, +, \mp a - 0), \\ g(s, -, \mp a - 0) &= T_s g(s, -, \mp a + 0), \\ g(s, \pm, \pm 0) &= \cos^2(\theta/2) g(s, \pm, \mp 0) + \sin^2(\theta/2) g(-s, \pm, \mp 0) \end{aligned} \quad (3)$$

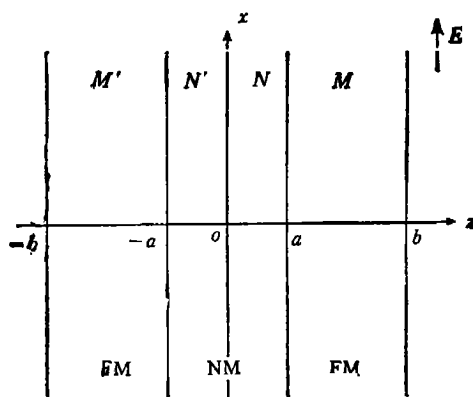


图 1 由两个铁磁层 (FM) 夹一个非磁层 (NM) 所构成的三明治结构

来确定,其中  $R$  和  $T_r$  分别为反射系数和透射系数. 将(1)式代入(2)式,得到关于  $G$ -系数的一个线性方程组. 定义正比于膜电流的量

$$I(\theta) = -\int dz \left[ d\psi [g^{(+)} + g^{(-)}] v_x, \quad (4)$$

并以  $R(\theta)$  表示膜的电阻,它们均为  $\theta$  的函数. 数值地求解出  $G$ -系数(从而分布函数附加项  $g^{(\pm)}$ ) 和  $I(\theta)$  后,便可得到“磁电阻”

$$\frac{R(\theta) - R(0)}{R(0)} = \frac{I(0)}{I(\theta)} - 1 \quad \text{或} \quad \frac{R(\theta)}{R(\pi)} = \frac{I(\pi)}{I(\theta)}. \quad (5)$$

它们分别对应于图 2 或图 3.

以上概述了 C-B 理论<sup>[20,21]</sup>,下面对它做简化.

不难看出,方程(1)和(3)只与相邻 FM 的磁矩的夹角  $\theta$  有关,而不管它们的空间取向如何. 如果再注意到  $E v_x = \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}$ , 则可知在 C-B 理论中存在三种对称性:

- S1. 相对于  $x$ - $y$  面的镜面对称性;
- S2. 绕  $z$  轴旋转  $\pi$  角的对称性;
- S3. 绕  $z$  轴旋转任意角的对称性.

由 S1 或 S2 可得

$$G(M, +, s) = G(M', -, s) \quad \text{和} \quad G(N, +, s) = G(N', -, s), \quad (6)$$

根据(2),(3)和(6)式,很容易求出  $G$ -系数的显式解:

$$\begin{aligned} G(M', -, s) &= \frac{U_- W_r + V W_{-r}}{U_+ U_- - V^2}, \\ G(M', +, s) &= [R - 1 + RG(M', -, s) \exp(-\beta)] \exp(-\beta), \\ G(N', +, s) &= -\exp(-\alpha) + T_r \exp(-\alpha) + T_r [R - 1 + RG(M', \\ &\quad -, s) \exp(-\beta)] \exp(-\beta), \\ G(N', -, s) &= -\exp(-\alpha) + [\exp(-\alpha) + (R - 1) \exp(-\beta)] [t \\ &\quad + (-1)^t \Delta \cos \theta] + (R/2) [T_r (1 + \cos \theta) G(M', -, s) \\ &\quad + T_{-r} (1 - \cos \theta) G(M', -, -s)] \exp(-2\beta), \end{aligned} \quad (7)$$

其中

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{a}{\tau |v_x|}; \quad \beta = \frac{b}{\tau |v_x|}; \quad (-1)^{t,t} = \pm 1, \\ t &= (T_+ + T_-)/2; \quad \Delta = (T_+ - T_-)/2, \\ U_r &= 1 - (R/2) T_r^2 (1 + \cos \theta) \exp(-2\beta), \\ V &= (R/2) T_+ T_- (1 - \cos \theta) \exp(-2\beta), \\ W_r &= (T_r - 1) \exp(\alpha) - T_r \{ -\exp(-\alpha) + [\exp(-\alpha) + (R \\ &\quad - 1) \exp(-\beta)] [t + (-1)^t \Delta \cos \theta] \}. \end{aligned}$$

将(7)式代入(4)式,得

$$I = \frac{8\pi e^2 v_F^3 \lambda}{3m v_F} A(d_0 + 2d_m) \chi E, \quad (8)$$

其中

$$\chi(\theta) = 1 + \frac{3}{8(d_0 + 2d_m)} \int_0^{\pi/2} d\gamma h(\gamma) \sin^3 \gamma \cos \gamma, \quad (9)$$

其中  $\gamma$  为  $\boldsymbol{v}$  与  $z$  轴的夹角,  $v_F$  和  $\lambda = v_F r$  分别为电子的 Fermi 速度和自由程,

$$\begin{aligned} h(\gamma) &= \lambda[h_1(\gamma) + h_2(\gamma)], \\ h_1(\gamma) &= [G(M', +, \uparrow) + G(M', +, \downarrow) + G(M, -, \uparrow) + G(M, -, \downarrow)](c - d) \\ &\quad + [G(M', -, \uparrow) + G(M', -, \downarrow) + G(M, +, \uparrow) \\ &\quad + G(M, +, \downarrow)](1/d - 1/c), \\ h_2(\gamma) &= [G(N', +, \uparrow) + G(N', +, \downarrow) + G(N, -, \uparrow) + G(N, -, \downarrow)](d \\ &\quad - 1)[G(N', -, \uparrow) + G(N', -, \downarrow) + G(N, +, \uparrow) \\ &\quad + G(N, +, \downarrow)](1 - 1/d), \end{aligned} \quad (10)$$

而  $c = \exp[b/(\lambda|\cos\gamma|)]$ ,  $d = \exp[a/(\lambda|\cos\gamma|)]$ .

利用(8)和(9)式,可将(5)式改写为

$$\frac{R(B) - R(B_s)}{R(B_s)} = \frac{\chi(0)}{\chi(\theta)} - 1 \quad \text{或} \quad \frac{R(B)}{R(B=0)} = \frac{\chi(\pi)}{\chi(\theta)}, \quad (5')$$

以上根据对称性考虑对 C-B 的计算公式做了简化.

一旦求出外  $\theta$  与  $B$  的关系(详见下节)后,就可以得到磁电阻与外磁场的关系.顺便指出,为了与图 2 和图 3 相对应,我们在(5')式中已分别将  $R(\theta)$ ,  $R(\theta=0)$  和  $R(\theta=\pi)$  改写成  $R(B)$ ,  $R(B=B_s)$  和  $R(B=0)$ , 此处  $B_s$  为使膜达到磁饱和的磁场.

文献[21]指出,可用两种方法来计算层数甚多的多层磁膜的磁电阻与外磁场的关系:一种是只考虑由两个 FM 和两个 NM 组成的单元,对其外边界采用周期边条件;另一种是将系统等效为由两个 FM 夹一个 NM 所组成的单元,即图 1 所示的三明治结构,但其中 FM 的厚度  $d_m$  取实际值之半(而 NM 的厚度  $d_0$  仍用实际值),并且在外边界处采用全反射近似(即令  $R=1$ ). 利用前述的对称性 S2 和 S3, 很容易证明,当层数趋于无穷时,在唯象理论框架内这两种方法都是严格的. 本文将沿用后一种方法.

### 三、相邻铁磁层磁矩间的夹角 $\theta$ 和外磁场 $B$ 的关系

下面的计算将针对一些具体实验来进行. 样品在膜面内的线度远大于其厚度, 各层都是单晶,从而各层内的磁化都是均匀的,且随外磁场的变化各自做一致转动. 假定在零磁场下相邻 Fe 层的磁矩是反平行的. 考虑等效的 Fe-Cr-Fe 三明治结构(图 1). 以下涉及的各项均被约化到膜面的单位面积,实际上是能量的面密度.

磁性自由能  $F$  为下列各项之和: 层间交换能<sup>[24]</sup>  $-2A_{12}\cos\theta$  ( $A_{12}$  为层间交换耦合常数);各层的磁晶各向异性能  $d_m K(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2)$  (采用一阶近似<sup>[20,21]</sup>,  $K$  为一阶磁晶各向异性常数,  $\alpha_1, \alpha_2$  和  $\alpha_3$  分别为磁化矢量  $\boldsymbol{M}$  相对于三个立方晶轴的方向余弦);各层的塞曼能  $-d_m M_s B \cos\varphi$  ( $M_s$  为饱和磁化强度,  $\varphi$  为  $\boldsymbol{M}$  与  $\boldsymbol{B}$  的夹角);以及各层退磁能  $(\mu_0/2)N'd_m M_s^2 \cos^2\varphi$  ( $N'$  为退磁因子,对大尺寸平面薄板,当  $\boldsymbol{M}$  平行和垂直板面时,  $N'$  分别近似为 0 和 1). 下面针对我们将要引用的一些实验,给出  $\theta$ - $B$  关系.

#### 1. 大 $d_m$ 的(110)膜<sup>[14]</sup>

膜面平行于(110)晶面,  $\boldsymbol{E}$  和  $\boldsymbol{B}$  均在膜面内且分别沿 [001] 和 [110] 晶向. 设 Fe

层较厚, 故其易轴为立方轴, 从而当  $B = 0$  时, 两 Fe 层的磁矩应分别平行于  $[001]$  和  $[00\bar{1}]$  (或相反); 而当加上磁场后, 两 Fe 层的磁矩应保持在膜面内, 对称地分居于  $B$  的两侧。因此自由能为

$$F = -2A_{12}\cos\theta + (d_m K/2)[\cos^4(\theta/2) + \sin^2\theta] - 2d_m M_s B \cos(\theta/2). \quad (11)$$

由此可求得如下的  $\theta$ - $B$  关系: 当  $|B| < B_s$  时,

$$B = \frac{1}{d_m M_s} \left\{ -2A_{12} - \frac{1}{4} d_m K (3\cos\theta - 1) \right\} \sqrt{2(1 + \cos\theta)}; \quad (12)$$

而当  $|B| > B_s$  时,

$$\theta = 0, \quad (13)$$

其中  $B_s$  为饱和磁场:

$$B_s = \frac{-4A_{12} - d_m K}{d_m M_s} \quad (14)$$

## 2. 小 $d_m$ 的(100)膜<sup>[13]</sup>

膜面平行于(100),  $E$  沿膜面内的  $[011]$  施加;  $B$  亦在膜面内, 分别平行于  $[011]$  ( $\parallel E$ ) 或  $[0\bar{1}1]$  ( $\perp E$ )。设 Fe 层很薄, 故其中的各向异性只起微扰作用, 一旦加上外磁场后, 两 Fe 的磁矩应很快就对称地分布于  $B$  的两侧。因此自由能为

$$F = -2A_{12}\cos\theta + (d_m K/2)\cos^2\theta - 2d_m M_s B \cos(\theta/2), \quad (15)$$

由此得到

$$B = \frac{1}{d_m M_s} (-2A_{12} + d_m K \cos\theta) \sqrt{2(1 + \cos\theta)}, \quad (16)$$

$$B_s = 2 \frac{-2A_{12} + d_m K}{d_m M_s}. \quad (17)$$

其次, 如果  $E$  平行于  $[110]$  而  $B$  垂直于膜面, 则在无外磁场时, Fe 层的磁矩应沿膜面内的易向分布; 加  $B$  后, 两 Fe 层的磁矩应对称地分布于  $B$  的两侧。这样, 自由能,  $\theta$ - $B$  关系和饱和场分别为

$$F = -2A_{12}\cos\theta + (d_m K/2)\sin^2\theta - 2d_m M_s B \cos(\theta/2) + \mu_0 d_m M_s^2 \cos^2(\theta/2), \quad (18)$$

$$B = \frac{1}{2d_m M_s} [-4A_{12} - 2d_m K \cos\theta + d_m \mu_0 M_s^2] \sqrt{2(1 + \cos\theta)}, \quad (19)$$

$$B_s = \frac{-4A_{12} - 2d_m K + d_m \mu_0 M_s^2}{d_m M_s} \quad (20)$$

当然, (16)和(19)式只适用于  $|B| < B_s$  的情形; 当  $|B| > B_s$  时,  $\theta$  保持为零, 如(13)式所示。

## 四、计算结果

先对 Fe (120 Å)/Cr (30 Å)/Fe (120 Å) 三明治膜做计算, 以便与 C-B 的理论结果<sup>[20]</sup>和 Binasch 等人<sup>[14]</sup>的实验结果进行比较。取 C-B 所用的参数, 即  $R = 0$ ,  $\lambda =$

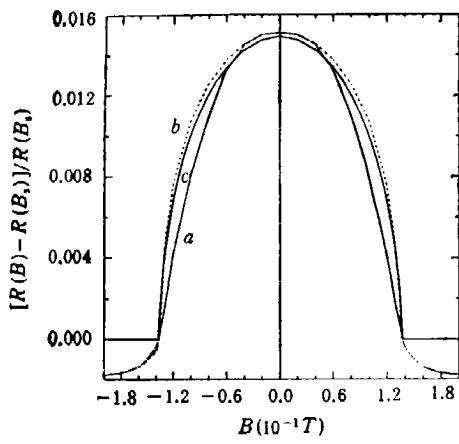


图2 室温下  $\text{Fe}(120 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(120 \text{ \AA})$  的磁电阻与外磁场的关系 膜面为(110)面,  $E//[001]$ ,  $B//[1\bar{1}0]$ .  $a$  为实验结果;  $b$  为 Camley 和 Barnas 等人的理论结果; ( $a$  和  $b$  分别取自文献[14]的图 2(d) 和[20]的图 2.)  $c$  为本文的计算结果

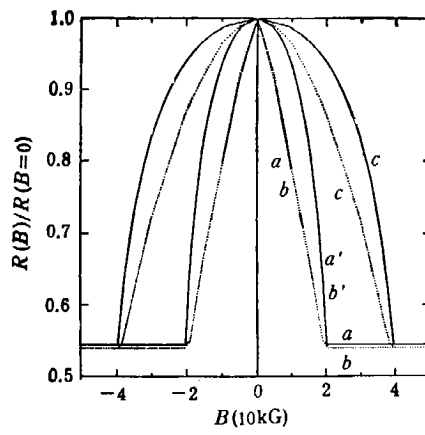


图3 4.2K 下  $[\text{Fe}(30 \text{ \AA})/\text{Cr}(9 \text{ \AA})]_{40}$  的磁电阻与外磁场的关系  $a, b$  和  $c$  为实验结果(取自文献[13]的图 2);  $a', b'$  和  $c'$  为本文的计算结果.  $a$  和  $a'$  以及  $b$  和  $b'$  为磁场在膜面内并分别平行以及垂直于电场;  $c$  和  $c'$  为磁场垂直于膜面

$180 \text{ \AA}$ ,  $D_+ = 0.48$ ,  $N = 6$  (此处,  $D_+ = 1 - T_+$ ,  $N = D_+/D_+$ ),  $A_{12} = -8.0 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$ ,  $K = 3.8 \times 10^3 \text{ J/m}^3$  和  $M_s = 1707 \text{ G}$ , 根据我们关于  $G$ -系数的明确表达式(5), 得到了与 C-B 完全一致的结果, 见图 2.

我们又对含 40 层 Fe 的  $[\text{Fe}(30 \text{ \AA})/\text{Cr}(9 \text{ \AA})]_{40}$  膜做了计算, 以与 Baibich 等人的实验结果<sup>[13]</sup>比较. 将系统等效为一个在外边界受到全反射的三明治单元, 选用下列参数:  $R = 1.0$ ,  $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ ,  $D_+ = 0.60$ ,  $N = 6$ ,  $A_{12} = -1.28 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$ ,  $K = 5.2 \times 10^3 \text{ J/m}^3$ <sup>[25]</sup>,  $M_s = 1740 \text{ G}$ , 并注意令  $d_{\perp} = 15 \text{ \AA}$ . 此处除  $R = 1.0$  和  $d_{\perp} = 15 \text{ \AA}$  为方法的要求以及  $M_s = 1740 \text{ G}$  近似等于 Fe 在 0K 下的饱和磁化强度外, 其余参数是根据拟合 Baibich 等人在  $T = 4.2 \text{ K}$  下测得的实验数据而决定的. 计算结果和与实验的比较示于图 3.

## 五、讨 论

由 Camley 和 Barnas 等人<sup>[20,21]</sup>及我们的计算结果与实验的比较曲线(图 2 和图 3)可以看出, 理论与实验符合程度还是比较好的. 因为 C-B 理论仅是唯象的, 且做了一些理想化假设(例如假定在 Fe 和 Cr 中  $\tau$  相同), 在自由能中也忽略了一些小项, 所以计算结果与实验结果的不完全一致, 是意料中的事. 另有两点值得一提:

1. 在与图 2 和图 3 相对应的计算中所用参数不同. 前一计算为了检验 C-B 的结果, 故采用了他们的参数, 因为处于室温, 所以其  $\lambda$ ,  $D_+$  和  $A_{12}$  较小; 在后一计算中, 这几个参数是通过拟合低温 ( $T = 4.2 \text{ K}$ ) 实验得到的, 其值较大, 这是合理的.

2. 对于(100)膜(图 3), 当  $B$  在膜面内时, 无论是  $B//E$ , 还是  $B \perp E$ , 计算结果都是一样的, 但实验上却有一个小的区别, 即  $B \perp E$  时的磁电阻要稍大于  $B//E$  的, 这可能是由于样品在面内也具有小的各向异性的缘故.

- [1] P. Grüberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky & H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 2442.
- [2] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, V. Waltz, M. B. Brodsky & H. Sowers, *J. Appl. Phys.*, **61**(1987), 3750.
- [3] M. Gurwitch, *Phys. Rev.*, **B34**(1986), 540.
- [4] Chu-Xing Chen, *Appl. Phys.*, **A40**(1986), 37; **42**(1987), 145.
- [5] J. W. C. de Vries, *Solid State Commun.*, **65**(1988), 201.
- [6] J. W. C. de Vries & F. J. A. den Broeder, *J. Phys. F*, **18**(1988), 2635.
- [7] M. T. Perez-Frias & J. L. Vicent, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 9503.
- [8] M. Jaiochowski & E. Bauer, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 8622.
- [9] T. Kaneko, T. Sasaki, M. Sakuda, R. Yamamoto, T. Nakamura, H. Yamamoto & S. Tanaka, *J. Phys. F*, **18**(1988), 2053.
- [10] G. Reiss, K. Kapfberger, G. Meier, J. Vancea & H. Hoffmann, *J. Phys.: Condens. Matter*, **1**(1989), 1275.
- [11] C. Dupas, J. P. Renard, J. Seidn, E. Velu & D. Renard, *J. Appl. Phys.*, **63**(1988), 4300.
- [12] E. Velu, C. Dupas, D. Renard, J. P. Renard, & J. Seidn, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 668.
- [13] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Ngyen Van Dan & F. Petroff, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 2472.
- [14] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach & W. Zinn, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 4828.
- [15] F. Saurenbach J. Barnas, G. Binasch, M. Vohl, P. Grunberg. & W. Zinn, *Thin Solid Films*, **175**(1989), 317.
- [16] M. Kitada & N. Shimizu, *Thin Solid Films*, **158**(1988), 167.
- [17] J. A. J. Lourens, S. Araj, H. F. Helbig, L. Cheriet & E. A. Mehanna, *J. Appl. Phys.*, **63**(1988), 4282.
- [18] E. D. Dahlberg, K. Riggs & G. A. Prinz, *J. Appl. Phys.*, **63**(1988), 4270.
- [19] M. Rubinstein, F. J. Rachford, W. W. Fuller & G. A. Prinz, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 8698.
- [20] R. E. Camley & J. Barnas, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 664.
- [21] J. Barnas, A. Fuss, R. E. Camley, P. Grunberg, & W. Zinn, *Phys. Rev.*, **B42**(1990), 8110.
- [22] K. Fuchs, *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, **34**(1938), 100.
- [23] H. Sondheimer, *Adv. Phys.*, **1**(1952), 1.
- [24] P. Grüberg, S. Demokritov, A. Fuss, M. Vohl & J. A. Wolf, *J. Appl. Phys.*, **69**(1991), 4789.
- [25] A. Barthelemy, A. Fert, M. N. Baibich, S. Hadjoudi, & F. Petroff, *J. Appl. Phys.*, **67**(1990), 5908.

# THEORETICAL CALCULATIONS OF THE RELATION BETWEEN THE GIANT MAGNETORESISTANCE IN Fe/Cr SUPERLATTICES

WU JIAN-HUA LI BO-ZANG PU FU-CHO

*Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing 100080*

MEI LIANG-MO

*Department of Physics, Shandong University, Jinan 250100*

(Received 18 March, 1993)

## ABSTRACT

Based on the phenomenological theory of Camley and Barnas and coworkers (C-B), the dependence of magnetoresistance in Fe/Cr multilayers on the applied magnetic field is calculated. In these multilayers an antiferromagnetic coupling exists between any two adjacent Fe-layers. The applied magnetic field is either parallel or perpendicular to the layers. Good agreement of the calculated results with the experimental ones is found. The symmetry implicitly involved in the C-B theory is disclosed and is used to simplify the original C-B formalism, this leads to the closed expressions for the distribution function of conducting electrons and for magnetoresistance.

**PACC:** 7210; 7215G; 7570