

# 交换弹簧磁性多层膜的磁矩取向及磁滞回线的解析研究\*

邓 娅<sup>1)</sup> 赵国平<sup>1)2)†</sup> 薄 鸟<sup>1)</sup>

1) (四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610068)

2) (电子科技大学电子薄膜与集成器件国家重点实验室, 成都 610054)

(2010年4月22日收到; 2010年6月14日收到修改稿)

本文以界面交换耦合常数  $J^i$  和软磁相厚度  $L^s$  为主要参变量, 研究了易轴与膜面平行情况下的  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  磁性多层膜的磁矩随外场变化的取向及磁滞回线, 并得到了成核场的解析公式. 分析发现,  $J^i$  对磁矩取向、钉扎场和矫顽力机理有着较大的影响. 当  $L^s$  较小时, 钉扎场等于成核场, 随着  $J^i$  的减小, 矫顽力机理由成核变为钉扎; 当  $L^s$  较大时, 矫顽力机理随  $J^i$  的改变情况恰好相反. 钉扎场与成核场发生分离的临界厚度随着  $J^i$  的减小而减小. 退耦合作用情况下, 刚性磁体 (rigid composite) 只有在  $L^s$  非常小时才会出现. 退耦合作用导致软硬磁相交界面出现角度突变, 使得复合多层膜由单相行为向两相行为转变, 同时使得成核场减小, 并且当  $L^s$  较大时导致钉扎场增加.

**关键词:** 成核场, 钉扎场, 矫顽力, 磁滞回线

**PACS:** 75.50.Ww, 75.50.Vv, 75.60.Ej, 75.70.Cn

## 1. 引言

纳米多层膜因为其在理论和应用方面的重要性而受到广泛关注<sup>[1-20]</sup>. 交换弹簧磁性多层膜是在纳米尺度交换耦合的硬磁/软磁复合多层膜, 因其在成核场和钉扎场之间的磁矩反转呈现可逆的弹性行为而得名<sup>[1, 17]</sup>. 这种材料结合了硬磁相的高矫顽力和软磁相的高剩磁, 对于获得高性能的永磁材料和磁存储材料有重要意义<sup>[1-6, 21-24]</sup>. 另外, 磁性交换弹簧在制备巨磁致伸缩材料、磁电阻材料以及磁记录材料方面也有重要应用. 尽管至今为止已有大量关于交换耦合复合磁性材料的数值和解析研究成果<sup>[2, 7, 8, 11-19]</sup>, 但为简化计算, 大多数都假设软硬磁相交界面有非常强的交换耦合作用. Leinweber 和 Kronmüller 等人<sup>[13]</sup>用数值方法计算了  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  磁性三层膜的成核场随软磁相厚度变化的曲线; 文献<sup>[14]</sup>和<sup>[15]</sup>得到了  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  三层膜成核场的解析公式, 并揭示了取向的硬磁/软磁/硬磁交换耦合三层膜的矫顽力机理, 指出这种磁体的退磁要经历磁畴壁的成核、扩展和不可逆位移三个

阶段; Asti 等人<sup>[16]</sup>根据磁化率公式计算了平行取向交换耦合纳米复合材料的磁相图, 将磁体分为刚性复合磁体 (rigid composite magnet, RM)、交换弹簧磁体 (exchange-spring magnet, ES) 和退耦磁体 (decoupled magnet, DM). 但 Guslienko 等人<sup>[18]</sup>和 Asti 等人<sup>[19]</sup>提出, 真实材料的软硬磁相交界面可能出现退耦合作用, 因此在很多情况下, 基于界面强耦合作用的计算与实验数据存在较大的偏差. 本文系统地讨论了退耦合作用对  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  磁性多层膜的磁化反过程的影响.

## 2. 微观模型与计算方法

本文所研究的磁性多层膜结构如图 1(a) 所示, 上下两层为厚度为  $L^h/2$  的硬磁相, 中间部分是交替排列的软硬磁和硬磁相, 多层膜中心是软磁相. 整个多层膜可以看成是多个磁性三层膜叠加的结果, 三层膜的中间是厚度为  $L^s$  的软磁相, 上下两层是厚度为  $L^h/2$  的硬磁相. 根据三层膜的对称性, 可取如图 1(b) 所示的双层膜来代替整体研究<sup>[14]</sup>. 以软硬磁相界面中心为原点, 建立坐标系  $o\text{-}xyz$  如图 1(b)

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10747007) 和教育部留学归国人员启动基金资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: Zhaogp@uestc.edu.cn

所示,膜面在  $xy$  平面内. 两相的易轴  $e$  与外磁场  $H$  都平行于  $x$  轴. 假设膜面延伸到无穷远处,当磁矩与薄膜平面平行时,退磁能为 0. 各向异性能、外磁场能和退磁能的最小值都出现在磁矩与膜面平行时. 随着外场的变化磁化矢量只在膜面内偏转,这样磁矩  $M$  和  $x$  轴的夹角只与  $z$  有关.

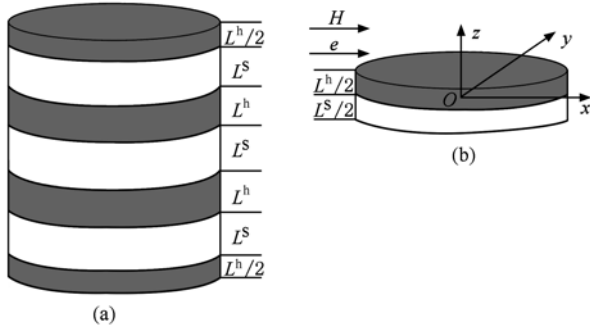


图1 (a) 磁性多层膜模型; (b) 磁性双层膜模型

考虑界面两层原子间的交换能后,平行膜面取向的多层膜系统的自由能可表示为<sup>[19, 25]</sup>

$$r = \int_0^{L^h} \left[ A^h \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 + K^h \sin^2 \theta - M_s^h H \cos \theta \right] dz + \int_{-L^s/2}^0 \left[ A^s \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 + K^s \sin^2 \theta - M_s^s H \cos \theta \right] dz - \frac{J^i}{a^2} (\mathbf{m}^s \cdot \mathbf{m}^h - 1), \quad (1)$$

其中,上标  $h$  和  $s$  分别表示硬磁相和软磁相. 前面两个积分分别表示硬磁相和软磁相内的交换能、磁晶各向异性能和塞曼能,最后一项是界面两层原子间的交换能.  $A$  表示交换能量常数,  $K$  表示磁晶各向异性常数,  $\theta$  表示磁化强度与外加磁场的夹角,  $M_s$  为饱和自发磁化强度,  $L$  是膜的厚度.  $J^i$  是界面交换耦合常数.  $a$  和  $\mathbf{m}$  分别是膜面内原子间的距离和界面处单位磁化强度矢量. 这儿我们忽略了静磁相互作用项.

对(1)式进行变分运算可得到(2)式和(3)式两个欧拉-拉格朗日方程以及边界条件(4)式和(5)式:

$$-2A^s \frac{d^2\theta}{dz^2} + 2K^s \sin\theta \cos\theta + M_s^s H \sin\theta = 0, \quad (2)$$

$$-2A^h \frac{d^2\theta}{dz^2} + 2K^h \sin\theta \cos\theta + M_s^h H \sin\theta = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=L^h/2} = 0, \quad (4)$$

$$A^h \frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=0^-} = A^s \frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=0^+} = \frac{J^i}{2a^2} \sin(\theta_{0^+} - \theta_{0^-}), \quad (5)$$

其中,  $\theta_{0^+}$  和  $\theta_{0^-}$  分别表示软硬磁相界面  $z=0^+$  和  $z=0^-$  的磁化矢量取向角. 值得注意的是,当界面有非常强的耦合作用时即  $J^i = \infty$ ,在两相界面有  $\theta_{0^+} = \theta_{0^-} = \theta^0$ ,此时边界条件(5)式还原为文献[14]和[16]的连续边界条件  $A^h \frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=0} = A^s \frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=0}$ . 而软硬磁相界面的退耦合作用(即  $J^i \neq \infty$ )将导致磁化矢量取向角在界面从  $\theta_{0^+}$  跳变到  $\theta_{0^-}$ .

由于系统的对称性,有边界条件

$$\frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=-L^s/2} = 0. \quad (6)$$

结合边界条件(4),(5)和(6)式对欧拉方程(2)式和(3)式进行计算可得到软硬磁相内部磁化矢量在空间的分布

$$\int_{\theta^s}^{\theta} \frac{d\varphi}{\sqrt{(\sin^2\varphi - \sin^2\theta^s) - 2h^s(\cos\varphi - \cos\theta^s)}} = \frac{\pi}{\Delta^s} \left( \frac{L^s}{2} + z \right), \quad (7)$$

$$\int_{\theta^h}^{\theta} \frac{d\varphi}{\sqrt{(\sin^2\varphi - \sin^2\theta^h) - 2h^h(\cos\varphi - \cos\theta^h)}} = \frac{\pi}{\Delta^h} \left( \frac{L^h}{2} - z \right), \quad (8)$$

其中,  $\varphi$  是积分中间变量,  $h = H/H_K$  是约化外场,  $H_K = 2K/M_s$  是各向异性场.  $\theta^s, \theta^h$  分别是软磁相和硬磁相表面磁化矢量的取向角. 当硬磁相厚度  $L^h$  远大于其 Block 畴壁宽度  $\Delta$  时( $\Delta = \pi(A/K)^{1/2}$ ),硬磁相厚度对多层膜磁矩分布和磁化反转的影响可以忽略. 在这种情况下,根据 SW 模型<sup>[26]</sup>,反转之前  $\theta^h \equiv 0$ ,此时对(8)式积分得到

$$\frac{\pi}{\Delta^h} (z \sqrt{1+h^h}) = -\ln \frac{\tan(\theta/2) [\sqrt{-1/h^h - 1} + \sqrt{-1/h^h - 1 - \tan^2(\theta_{0^+}/2)}]}{\tan(\theta_{0^+}/2) [\sqrt{-1/h^h - 1} + \sqrt{-1/h^h - 1 - \tan^2(\theta/2)}}. \quad (9)$$

(7)式和(9)式通过边界条件(5)式联系起来,边界条件(5)式又可以写成如下形式:

$$-\frac{(J^i/2a^2)^2 \sin^2(\theta_{0+} - \theta_{0-})}{A^s K^s} + \sin^2 \theta_{0-} - 2h^s \cos \theta_{0-} = \sin^2 \theta^s - 2h^s \cos \theta^s, \quad (10)$$

$$-\frac{(J^i/2a^2)^2 \sin^2(\theta_{0+} - \theta_{0-})}{A^h K^h} + \sin^2 \theta_{0+} - 2h^h \cos \theta_{0+} = -2h^h. \quad (11)$$

本文关于 Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B/ $\alpha$ -Fe 磁性多层膜的计算基于硬磁相厚度远大于其布洛赫壁宽度.

表1 两相的磁参数<sup>[14, 20]</sup>

磁性材料	$M_s / (\text{emu}/\text{cm}^3)$	$K / (10^7 \text{ erg}/\text{cm}^3)$	$A / (10^{-7} \text{ erg}/\text{cm})$	$\Delta / \text{nm}$	$H_k / \text{kOe}$
Nd <sub>2</sub> Fe <sub>14</sub> B	1280	4.3	7.7	4.2	67.2
$\alpha$ -Fe	1710	0.046	25	73.2	0.54

注: 1 erg = 10<sup>-7</sup> J; 1 Oe = 79.5775 A/m.

### 3. 计算结果及讨论

#### 3.1. 成核场

在成核点,磁矩从原来的一致取向状态的偏离量很小即  $\theta \ll 1^\circ$ ,因此可将(7),(10)和(11)式泰勒展开,得到如下三个线性方程:

$$\begin{aligned} \frac{\theta_{0-}}{\theta^s} &= \cos\left(\frac{L^s \sqrt{-1-h^s}}{2\Delta^s}\right), \\ (-1-h^s)[(\theta^s)^2 - (\theta_{0-})^2] &+ \frac{\left(\frac{J^i}{2a}\right)^2 (\theta_{0+} - \theta_{0-})^2}{A^s K^s} = 0, \\ -(\theta_{0+})^2(1+h^h) - \frac{\left(\frac{J^i}{2a}\right)^2 (\theta_{0+} - \theta_{0-})^2}{A^h K^h} &= 0. \end{aligned}$$

联立以上三式并消去  $\theta^s$  和  $\theta_{0-}$ ,  $\theta_{0+}$  可得到成核场  $H_N$  的解析公式

$$\frac{\pi L^s}{2\Delta^s} \tan^{-1} \left( \frac{\sqrt{A^h K^h (h_N^h + 1)}}{\sqrt{A^s K^s (-h_N^s - 1) \left(1 + \frac{2a^2}{J^i} \sqrt{A^h K^h (h_N^h + 1)}\right)}} \right) = \frac{\pi L^s}{2\Delta^s} \frac{\sqrt{A^h K^h (h_N^h + 1)}}{\sqrt{-h_N^s - 1}}, \quad (12)$$

其中,  $h_N = -H_N/H_K$  是约化成核场. (12)式是成核场的通用公式,一些特定情况下的成核场公式可以从这个公式出发得到. 例如,当软硬磁界面有非常强的耦合作用时,把  $J^i = \infty$  代入(12)式得到

$$\frac{\pi L^s}{2\Delta^s} = \frac{\tan^{-1} \frac{\sqrt{A^h K^h (h_N^h + 1)}}{\sqrt{A^s K^s (-h_N^s - 1)}}}{\sqrt{-h_N^s - 1}},$$

这与文献[14]和[16]的成核场公式一致.

为比较成核场在退耦合作用与强耦合作用时的差别,选取退耦合作用下几个特定的界面耦合常数  $J^i$  及强耦合作用下  $J^i$  的值( $\infty$ )代入(12)式,得到 Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B/ $\alpha$ -Fe 磁性多层膜的成核场随软磁相厚度  $L^s$  的变化曲线如图2. 其中,  $a$  的值都固定为 0.4 nm<sup>[19]</sup>,硬磁 Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B 的厚度固定为 20 nm.

$J^i = \infty$  对应的曲线表示软硬磁相强耦合作用时  $H_N$  随  $L^s$  的变化趋势. 当  $J^i = 12.8 \times 10^{-14}$  erg 时,虽然成核场曲线在中间部分有了较小的向下的偏离,但从图2中可以看到,此时界面退耦合作用对成核场的影响不太明显. 当软硬磁间耦合作用进一步降低时( $J^i$  的值再降低到约 1/10 倍),成核场曲线有了较大的偏离. 从图2中可以看到,随着软磁相厚度  $L^s$  的增加,  $J^i \neq \infty$  对应的成核场与  $J^i = \infty$  所对应的成核场之间的差距先增加后减小,最后趋于0. 后面分析图4发现,这个差距的峰值大约在软磁相厚度为 6 nm 附近. 实际上,当  $L^s$  非常小时,即便软硬磁相之间存在退耦合作用,硬磁相因其高各向异性把软磁相的磁矩固定在易轴方向的能力仍然特别强,所以随着  $J^i$  的降低,成核场降低的幅度并不明显. 当  $L^s$  足够大时,多层膜系统为 Asti 等人磁相图中的 Decoupled Magnet<sup>[16]</sup>,界面退耦合作用对成核场的影响几乎可以忽略. 但是,界面耦合作用的降低并没有改变成核场随软磁相厚度增加而变化的趋势,对于不同的界面耦合常数,成核场都随  $L^s$  增加而单调减小. 当  $L^s = 0$  时,成核场等于硬磁相的各向异性场  $H_k^h$  (67.2 kOe); 随着  $L^s$  的增大,成核场先迅速减小,然后减小的速度趋缓,最后趋于软磁相的各向异性场  $H_k^s$  (0.54 kOe).

为更明显地观察退耦合作用对成核场的影响,在 1 nm <  $L^s$  < 40 nm 之间取不同的  $L^s$ ,得到成核场随界面耦合常数  $J^i$  的连续变化曲线如图3. 在图3

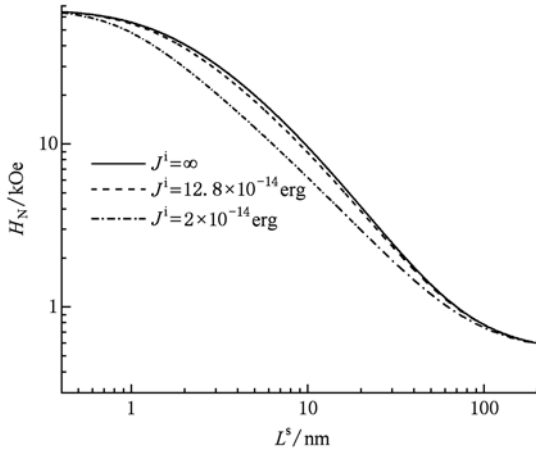


图2 不同交换耦合常数  $J^i$  下,  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  磁性多层膜的成核场  $H_N$  随软磁相厚度  $L^s$  的变化曲线

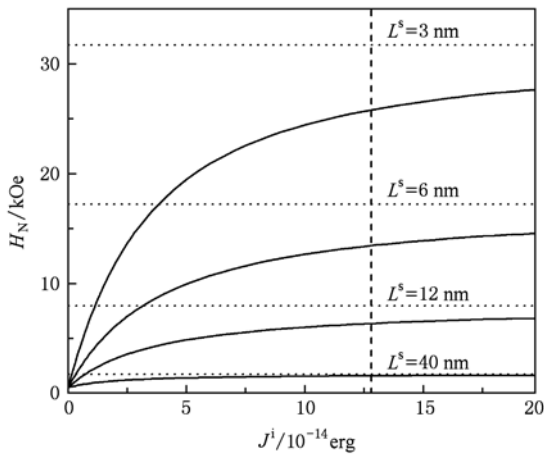


图3 不同软磁相厚度  $L^s$  下,  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  磁性多层膜的成核场  $H_N$  随交换耦合常数  $J^i$  的变化曲线

中,水平的虚线表示当软硬磁相强耦合作用时( $J^i = \infty$ ),在固定的软磁相厚度下(依次为 3 nm, 6 nm, 12 nm, 40 nm)下系统的成核场(依次为 31.7 kOe, 17.2 kOe, 8.0 kOe, 1.8 kOe). 由图 3 可见,不同的  $L^s$  下成核场随  $J^i$  有相似的变化趋势. 当  $J^i = 0$  时,软硬磁相之间没有交换耦合作用,成核场等于软磁相的各相异性场. 随着  $J^i$  增大,成核场先有一个近似线性的迅速增加,接着增加速度逐渐减缓. 当  $J^i$  大于  $12.8 \times 10^{-14}$  erg 时,退耦合作用的影响很小,成核场趋于水平虚线表示的定值,这在  $L^s$  比较大时最为明显,与图 2 的结果一致. Asti 等<sup>[19]</sup>在计算垂直取向复合磁性材料的成核场随  $J^i$  的变化情况时,得出了类似的结论. 不同的是,在图 3 中当  $L^s \geq 40$  nm 时,退耦合作用对成核场的影响基本可以忽略,而在文

献[19]中当  $L^s \geq 20$  nm 时退耦合作用对垂直取向情况成核场的影响就可以忽略了. 由此可见,平行取向时考虑退耦合作用对成核场的影响比垂直取向情况更加有必要.

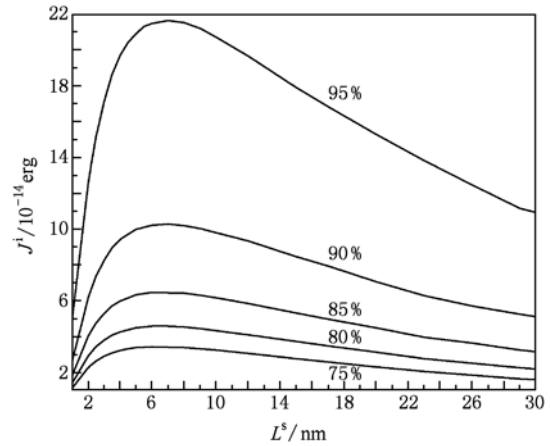


图4 成核场分别为  $J^i = \infty$  所对应成核场的 95%, 90%, 85%, 80% 和 75% 时,交换耦合常数  $J^i$  随软磁相厚度  $L^s$  的变化曲线

为进一步分析耦合强度对成核场的影响,我们以  $J^i = \infty$  所对应成核场为基准,在  $J^i-L^s$  图中画出了成核场降低到一定比例时所形成的曲线,如图 4 所示. 图中曲线分别对应于  $H_N$  降低到  $J^i = \infty$  时的 95%, 90%, 85%, 80% 和 75% 的成核场. 随着  $L^s$  的增加,曲线中  $J^i$  的值先迅速增加到一个峰值,然后逐渐减小. 这个峰值对应的软磁相厚度约为 6 nm. 随着软磁相厚度的增加,在  $L^s < 6$  nm 时,退耦合作用对成核场的影响逐渐增加;当  $L^s > 6$  nm 时,退耦合作用对成核场的影响逐渐减小. 以  $L^s = 6$  nm 为中心,退耦合作用对成核场的影响最为显著的区间在  $3 \text{ nm} < L^s < 12 \text{ nm}$ . 有些文献计算成核场和磁滞回线时,假设软硬磁相之间强耦合作用( $J^i = \infty$ ). 这一假设大大降低了计算量,但当软硬磁相厚度在 3 nm 与 12 nm 之间时,这种假设可能引起成核场出现较大的误差,需要根据具体情况考虑退耦合作用的影响.

### 3.2. 角度分布

根据(7), (9), (10)和(11)式可以数值计算出成核与钉扎之间任意外场下平行取向多层膜的磁矩分布. 其中钉扎被定义为磁矩发生不可逆反转到  $180^\circ$  的临界点,对应的外场的相反数为钉扎场 ( $H_p$ ). 在图 1(b)所示的双层膜中,从  $z = -L^s/2$  处到软硬磁交界面,磁矩偏转角度由  $\theta^s$  逐渐减小到

$\theta_{0-}$ , 交界面磁矩偏转角从  $\theta_{0-}$  突变到  $\theta_{0+}$ , 从交界面到  $z = L^s/2$  处, 磁矩偏转角度由  $\theta_{0-}$  逐渐减小到 0. 以  $L^s/2$  等于 5 nm 为例, 得到  $J^i$  为  $\infty$  和  $2 \times 10^{-14}$  erg

时  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  双层膜系统在成核点和钉扎点以及成核与钉扎之间一个特定外场 ( $-9.7$  kOe) 下的磁矩分布如图 5.

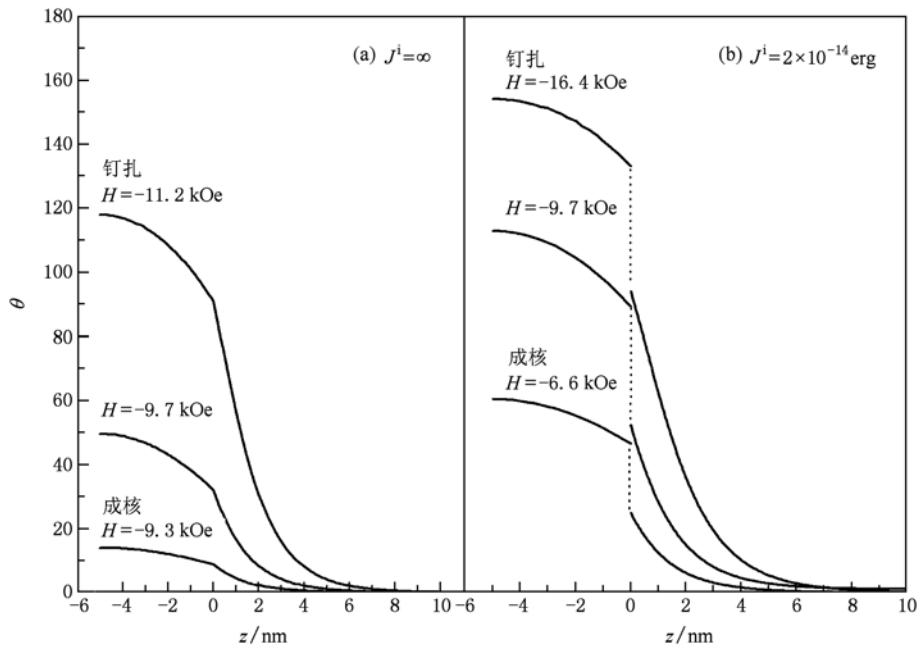


图 5 (a) 当  $L^s/2 = 5$  nm 和  $J^i = \infty$  时,  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  磁性双层膜在成核点、钉扎点和外场  $H = -9.7$  kOe 时的角度分布; (b) 当  $L^s/2 = 5$  nm 和  $J^i = 2 \times 10^{-14}$  erg 时,  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  磁性双层膜在成核点、钉扎点和外场  $H = -9.7$  kOe 时的角度分布

当  $J^i = \infty$  时, 磁矩从一致取向状态 ( $\theta = 0^\circ$ ) 发生偏转的临界场为  $-9.3$  kOe (相反数为成核场), 如图 5(a). 随着外场的进一步减小到钉扎点, 磁矩偏转角度逐渐增大. 从(a)图中看到, 从成核到钉扎之间, 由于软硬磁强耦合作用, 两相交界面磁矩偏转角度没有跳变 ( $\theta_{0-} = \theta_{0+} = \theta^0$ ), 整个双层膜系统内部的磁矩分布是连续的. 这种情况类似于文献 15 中图 1 的磁矩分布. 当  $J^i = 2 \times 10^{-14}$  erg 时, 磁矩分布随外场的变化如图 5(b). 由于退耦合作用, 磁矩发生偏转的临界场 (绝对值) 降低为 6.6 kOe. 这时软硬磁相内部的磁矩分布仍然是连续的, 但由于退耦合作用界面已经出现了较大的角度突变 ( $\theta_{0-} - \theta_{0+} = 21.6^\circ$ ). 并且这个角度突变值 ( $\theta_{0-} - \theta_{0+}$ ) 会随着外场的减小而增大, 如, 当  $H = -9.7$  kOe 时  $\theta_{0-} - \theta_{0+} = 36.9^\circ$ , 当外场进一步减小到钉扎点  $H = -16.4$  kOe 时  $\theta_{0-} - \theta_{0+} = 39.2^\circ$ . 比较图 5 中 (a) 和 (b) 发现, 退耦合作用对软磁相内部磁矩的偏转角度影响很大, 如, 当外场减小到钉扎点时, (b) 中软磁相内部的磁矩偏转角度远大于 (a) 的偏转角度, 在 (a) 中有  $\theta^s = 117.9^\circ$  和  $\theta_{0-} = \theta^0 = 90.8^\circ$ , 在 (b) 中

有  $\theta^s = 154.4^\circ$  和  $\theta_{0-} = 133.3^\circ$ . 如果软磁相内部磁矩偏转角的改变很大, 复合磁体的磁化状态将受到很大的影响. 所以当界面耦合常数很小时, 考虑退耦合作用对磁滞回线的影响显得尤为重要.

### 3.3. 钉扎场

为比较退耦合作用对钉扎场与成核场的影响, 图 6 中作出了  $J^i$  分别为  $\infty$  和  $2 \times 10^{-14}$  erg,  $0.8 \times 10^{-14}$  erg 时  $H_p$  与  $H_N$  随软磁相厚度变化的曲线. 如图 6 所示, 当  $L^s = 0$  时, 多层膜体系退化成一个单相的硬磁材料, 钉扎场和成核场都等于硬磁相各向异性场. 随软磁相厚度的增加, 钉扎场与成核场一样, 随  $L^s$  的增加而降低. 在一个特定的软磁相厚度之前, 钉扎场与成核场相等. 这一软磁相厚度在文献 [11] 中被称为临界厚度, 用  $L_{crit}^s$  表示. 此时, 整个多层膜体系的反转行为类似于一个单相材料, 被 Asti 等人 [16] 称为 Rigid Composite, 对应的磁滞回线为矩形. 此时的矫顽力机理可以视为纯粹的成核机理. 当  $L^s > L_{crit}^s$  时,  $H_p$  与  $H_N$  都随软磁相厚度的增加而降低, 但  $H_p$  随  $L^s$  降低的坡度相对比较平缓. 当  $L^s$

足够大时,成核场降低到软磁相的各向异性场,而钉扎场则降低到一个特定的值,该值随  $J^i$  的降低而增加,如  $J^i$  分别为  $\infty$ ,  $2 \times 10^{-14}$  erg 和  $0.8 \times 10^{-14}$  erg 时,  $H_p$  分别为 6.8 kOe, 14.0 kOe 和 32.9 kOe. 比较图 6(a), (b) 和 (c) 发现,钉扎场与成核场发生分离的临界厚度随  $J^i$  的减小而减小,从图中可以看到,  $J^i = \infty$  时,  $L_{crit1}^s = 4$  nm, 而当  $J^i = 2 \times 10^{-14}$  erg 时  $L_{crit2}^s$  减小到 1.5 nm, 当  $J^i = 0.8 \times 10^{-14}$  erg 时  $L_{crit3}^s$  进一步降低到 0.7 nm. 由此表明,在退耦合情况下,只有当很小  $L^s$  时才会出现刚性磁体.

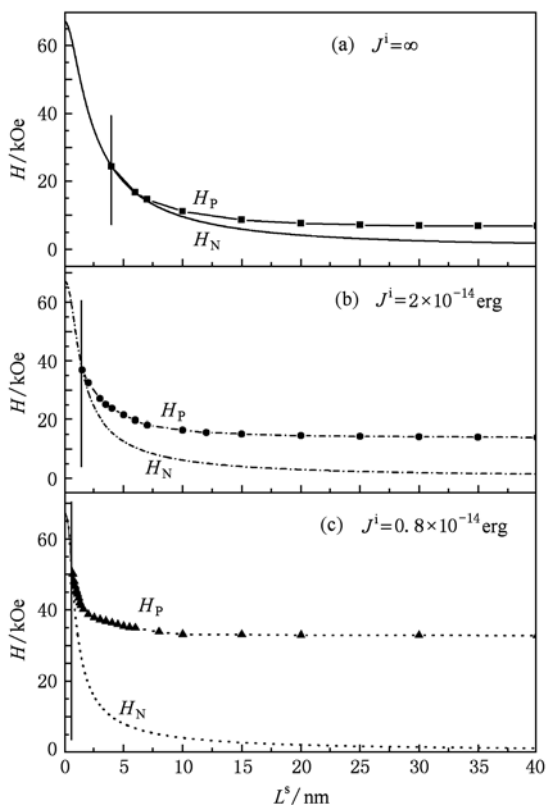


图 6 (a) 当  $J^i = \infty$  时,  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  磁性多层膜的成核场  $H_N$  和钉扎场  $H_p$  随软磁相厚度  $L^s$  的变化曲线; (b) 当  $J^i = 2 \times 10^{-14}$  erg 时,  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  磁性多层膜的成核场  $H_N$  和钉扎场  $H_p$  随软磁相厚度  $L^s$  的变化曲线; (c) 当  $J^i = 0.8 \times 10^{-14}$  erg 时,  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  磁性多层膜的成核场  $H_N$  和钉扎场  $H_p$  随软磁相厚度  $L^s$  的变化曲线

为进一步观察  $J^i$  对钉扎场的影响,我们比较了不同交换耦合强度下的钉扎场曲线,如图 7 所示. 图 7(a) 比较了  $J^i$  为  $\infty$  和  $2 \times 10^{-14}$  erg 时的钉扎场曲线. 当  $L^s$  较小时,交换耦合强度越大,钉扎场越大; 当  $L^s$  较大时,情形正好相反. 两条曲线在软磁相厚度约为 3.9 nm 时交叉. 这个厚度约等于  $L_{crit1}^s$ . 当  $L^s$

$> 3.9$  nm 时,不同交换耦合强度对应的钉扎场之间的差距随  $L^s$  的增大而逐渐增大并趋于定值. 当  $L^s = 40$  nm 时退耦合作用对钉扎场仍然有很大的影响. 此时,  $J^i = 2 \times 10^{-14}$  erg 对应的钉扎场比  $J^i = \infty$  对应的钉扎场大 7.2 kOe. 在同样的厚度下,  $J^i$  对成核场的影响已经可以忽略了. 由此说明,当软磁相厚度比较大时,交换耦合作用对钉扎场的影响大于对成核场的影响.

以上讨论对其他的交换耦合强度也适用. 图 7(b) 比较了  $J^i$  为  $2 \times 10^{-14}$  erg 和  $0.8 \times 10^{-14}$  erg 时的钉扎场曲线. 与图 7(a) 类似,当  $L^s$  较小时,交换耦合强度较大的曲线对应的钉扎场比较大; 当  $L^s$  较大

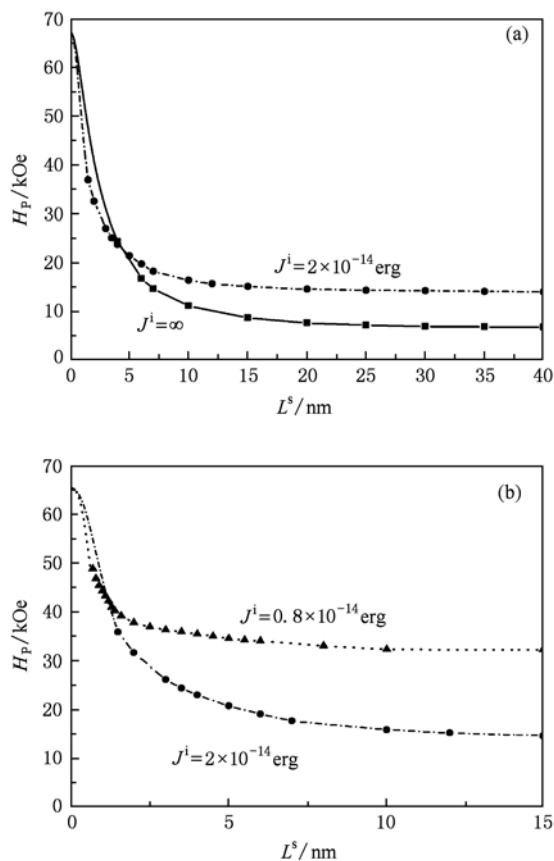


图 7 (a)  $J^i$  分别为  $\infty$  和  $2 \times 10^{-14}$  erg 时,  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  磁性多层膜的钉扎场  $H_p$  随软磁相厚度  $L^s$  的变化曲线; (b)  $J^i$  分别为  $2 \times 10^{-14}$  erg 和  $0.8 \times 10^{-14}$  erg 时,  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$  磁性多层膜的钉扎场  $H_p$  随软磁相厚度  $L^s$  的变化曲线

时,情形正好相反. 与图 7(a) 相比,不同曲线对应的钉扎场之间的差距更大. 当  $L^s$  较大时,  $J^i$  为  $2 \times 10^{-14}$  erg 对应的钉扎场约为另一条曲线的 2 倍. 可见,当界面交换耦合强度较弱时,  $J^i$  对钉扎场有很大的影响. 此外,图 7(b) 中两条曲线交叉点对应的软

磁相厚度降低到 1.3 nm. 有趣的是, 这个值与  $L_{crit2}^s$  也非常接近.

### 3.4. 磁滞回线

本文计算的多层膜只是三层膜的简单叠加, 三层膜的个数并不会改变整个系统的磁滞回线、磁能积. 因此由计算出的双层膜在不同外场下的磁矩分布可得到多层膜系统总的磁化强度, 从而得到相应的磁滞回线. 需要说明的是, 本文的磁滞回线是在假设膜面为无穷大时获得. 实际上, 薄膜的大小是有限的, 在薄膜的侧表面会产生退磁能, 因此静磁相互作用不能完全忽略. 静磁相互作用是磁性材料分成多个磁畴的动力, 它有助于反向磁畴的形成并阻碍磁畴的移动和扩展. 从这个意义上讲, 考虑静磁相互作用后, 成核场比本文计算的要小, 而钉扎场比本文计算的要略大.

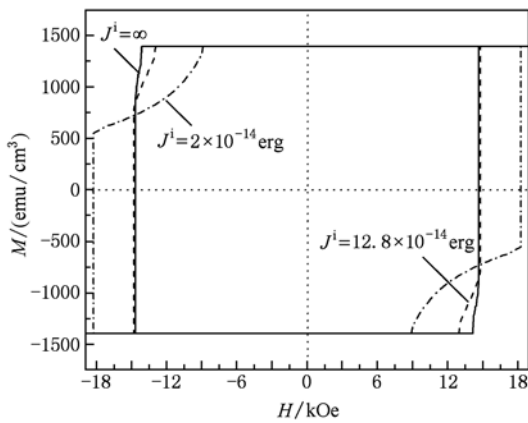


图 8 当  $L^s = 7$  nm 时, 不同交换耦合常数  $J^i$  下  $Nd_2Fe_{14}B/\alpha-Fe$  磁性多层膜的磁滞回线

图 8 表示  $L^s$  等于 7 nm,  $J^i$  分别为  $\infty$ ,  $12.8 \times 10^{-14}$  erg,  $2 \times 10^{-14}$  erg 时  $Nd_2Fe_{14}B/\alpha-Fe$  磁性多层膜的磁滞回线. 图中总磁化强度为 0 所对应的外场的相反数为理论矫顽力. 从图中可以看到,  $J^i = \infty$  和  $J^i = 12.8 \times 10^{-14}$  erg 对应的磁滞回线的形状类似于矩形, 矫顽力等于钉扎场并接近于成核场. 当  $J^i = 2 \times 10^{-14}$  erg 时, 从成核到钉扎之间的退磁曲线变得平缓, 多层膜由单相行为变为两相行为, 此时矫顽力仍等于钉扎场但远大于成核场. 随着  $J^i$  的减小, 矫顽力逐渐增加, 从图中看到  $J^i = 2 \times 10^{-14}$  erg 对应的矫顽力是  $J^i = \infty$  对应的矫顽力的 1.7 倍.

同样取  $J^i$  分别为  $\infty$ ,  $12.8 \times 10^{-14}$  erg,  $2 \times 10^{-14}$  erg, 得到  $L^s$  为 35 nm 时  $Nd_2Fe_{14}B/\alpha-Fe$  磁性多层膜的磁滞回线如图 9. 从图中可以看到, 虽然在此软磁

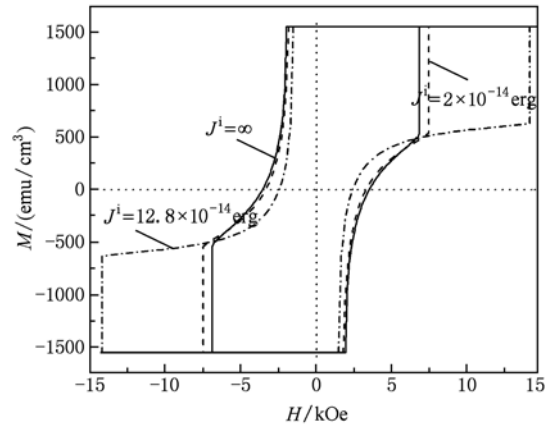


图 9 当  $L^s = 35$  nm 时, 不同交换耦合常数  $J^i$  下  $Nd_2Fe_{14}B/\alpha-Fe$  磁性多层膜的磁滞回线

相厚度下, 退耦合作用对成核场的影响很小, 但对钉扎场和矫顽力却非常大的影响. 随着界面耦合常数的降低, 矫顽力逐渐降低, 矫顽力机理逐渐由钉扎变为成核. 由图可见, 当  $J^i = \infty$  时, 矫顽力在成核与钉扎之间; 随着  $J^i$  的减小, 矫顽力逐渐趋于成核场. 当  $J^i = 2 \times 10^{-14}$  erg 时, 矫顽力约为  $J^i = \infty$  时矫顽力的 2/3. 这种矫顽力随界面耦合常数降低而变化的方式与软磁相厚度为 7 nm 的情况 (图 7) 相反. 随着界面耦合常数的降低, 磁滞回线包围的面积减小, 导致最大磁能积降低. 计算得到  $J^i$  为  $\infty$ ,  $12.8 \times 10^{-14}$  erg 和  $2 \times 10^{-14}$  erg 时的最大磁能积分别为  $35.8 \times 10^6$  GOe,  $34.8 \times 10^6$  GOe 和  $29.8 \times 10^6$  GOe.

## 4. 结 论

本文用连续介质模型, 系统地分析了退耦合作用对平行取向  $Nd_2Fe_{14}B/\alpha-Fe$  磁性多层膜的成核场、钉扎场、磁矩角度分布和磁滞回线的影响. 得到如下结论: 1) 成核场随着界面耦合常数的减小而减小. 当软磁相厚度  $L^s$  很小时, 随着  $J^i$  的减小,  $H_N$  减小的幅度并不明显; 当  $L^s$  足够大时, 退耦合作用对  $H_N$  的影响可以忽略, 成核场趋于定值; 当  $L^s$  处于 3 nm 与 12 nm 之间时, 退耦合作用对  $H_N$  的影响最为显著. 2) 当  $L^s$  比较小时, 钉扎场与成核场一致. 当  $L^s$  比较大时, 钉扎场随界面耦合常数的减小而增加, 并逐渐趋于一个特定的值. 该值随着  $J^i$  的减小而增加. 当  $L^s$  足够大时, 退耦合作用对成核场的影响可以忽略, 但对钉扎场的影响仍然很大. 3) 随着  $J^i$  的减小, 钉扎场与成核场发生分离的临界厚度减

小. 4) 退耦合作用导致软硬磁相交界面出现角度突变, 并且这个突变值随着外场的减小(反向增大)而增大. 相应地, 软磁相内部的磁矩取向受外场的影响增大. 5) 当  $L^s$  较小时, 随着界面耦合常数  $J^i$

减小, 矫顽力机理由成核变为钉扎; 当  $L^s$  较大时, 矫顽力机理随界面耦合常数  $J^i$  的改变情况刚好相反, 此时磁滞回线所包围的面积减小, 导致整个系统的最大磁能积降低.

- [1] Kneller E F, Hawig R 1991 *IEEE Trans. Magn.* **27** 3588
- [2] Skomski R, Coey J M D 1993 *Phys. Rev. B* **48** 15812
- [3] Feng C, Zhan Q, Li B H, Teng J, Li M H, Jiang Y, Yu G H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3503 (in Chinese) [冯春、詹倩、李宝河、滕蛟、李明华、姜勇、于广华 2009 物理学报 **58** 3503]
- [4] Liu W, Zhang Z D, Liu J P, Chen L J, He L L, Liu Y, Sun X K, Sellmyer D J 2002 *Adv. Mater.* **14** 1832
- [5] Xin H L, Yuan W Z, Cheng J K, Lin H, Ruan J Z, Zhao Z J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4152 (in Chinese) [辛宏梁、袁望治、程金科、林宏、阮建中、赵振杰 2007 物理学报 **56** 4152]
- [6] Ao Q, Zhang W L, Zhang Y, Wu J S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4889 (in Chinese) [敖琪、张瓦利、张熠、吴建生 2005 物理学报 **54** 4889]
- [7] Yan S S, Liu W J, Weston J L, Zangari G, Barnard J A 2001 *Phys. Rev. B* **63** 174415
- [8] Yan S S, Elkawni M, Li D S, Garmestani H, Liu J P, Weston J L, Zangari G 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 4535
- [9] Wang S G, Ward R C C, Du G X, Han X F, Wang C, Kohn A 2008 *Phys. Rev. B* **78** 18041(R)
- [10] Wang S G, Wang C, Kohn A, Lee S, Goff J P, Singh L J, Barber Z H, Ward R C C 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 09D103
- [11] Zhao G P, Bo N, Zhang H W, Feng Y P, Deng Y 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 083907
- [12] Xian C W, Zhao G P, Zhang Q X, Xu J S 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 631 (in Chinese) [鲜承伟、赵国平、张庆香、徐劲松 2009 物理学报 **58** 631]
- [13] Leineweber T, Kronmüller H 1997 *J. Magn. Magn. Mater.* **176** 145
- [14] Zhao G P, Wang X L 2006 *Phys. Rev. B* **74** 012409
- [15] Zhao G P, Zhao M G, Lim H S, Feng Y P, Ong C K 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 162513
- [16] Asti G, Solzi M, Ghidini M, Neri F M 2004 *Phys. Rev. B* **69** 174401
- [17] Liu Q Z, Jiang J H, Sun F, Wu J S 2007 *Physics* **36** 301 [刘琼珍、蒋建华、孙锋、吴建生 2007 物理 **36** 301]
- [18] Guslienko K Yu, Chubykalo-Fesenko O, Mryasov O, Chantrell R, Weller D 2004 *Phys. Rev. B* **70** 104405
- [19] Asti G, Ghidini M, Pellicelli R, Pernechele C, Solzi M 2006 *Phys. Rev. B* **73** 094406
- [20] Amato M, Pini M G, Rettori 1999 *Phys. Rev. B* **60** 3414
- [21] Gao R W, Feng W C, Wang B, Chen W, Han G B, Zhang P, Liu H Q, Li W, Guo Y Q, Li Y M 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 0703 (in Chinese) [高汝伟、冯维存、王标、陈伟、韩广兵、张鹏、刘汉强、李卫、郭永权、李岫梅 2003 物理学报 **52** 0703]
- [22] Han B, Gao R W, Fu S, Feng W C, Liu H Q, Chen W, Li W, and Guo Y Q 2005 *Appl. Phys. A* **81** 579
- [23] Yin J H, Takao S, Pan L Q 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3907
- [24] Zhang H W, Rong C B, Zhang S Y, Shen B G 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4347 (in Chinese) [张宏伟、荣传兵、张绍英、沈保根 2004 物理学报 **53** 4347]
- [25] Brown W F Jr 1945 *Rev. Mod. Phys.* **17** 15
- [26] Stoner E C, Wohlfarth E P 1948 *Phil. Trans. R. Soc. A* **240** 599



# The analytical investigation of the magnetic orientation and hysteresis loop in exchange-spring magnetic multilayers\*

Deng Ya<sup>1)</sup> Zhao Guo-Ping<sup>1)2)†</sup> Bo Niao<sup>1)</sup>

1) (College of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu 610068, China)

2) (State Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 22 April 2010; revised manuscript received 14 June 2010)

## Abstract

Using the interface coupling constant  $J^i$  and the soft layer thickness  $L^s$  as the main variables, the changes of the magnetic moments with the applied field and the hysteresis loops of Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B/ $\alpha$ -Fe trilayers, whose easy axes of all layers lie in the film plane, have been investigated. Analysis shows that  $J^i$  has significant influence on the magnetic orientation, the pinning field  $H_p$  and the coercivity mechanism. When  $L^s$  is small,  $H_p$  equals to  $H_N$ , where the coercivity mechanism transforms from nucleation to pinning as  $J^i$  decreases, whereas for large  $L^s$  this trend is reversed. The critical thickness, at which the nucleation field and pinning field detaches, decreases as  $J^i$  decreases. When the reduced exchange coupling is considered, the rigid composite magnet appears only when  $L^s$  is very small. The reduced exchange coupling leads to a sudden change of angle of magnetization at the interface, which results in the change of the behavior of the trilayers from the single-phase one to the two-phase one and in the decrease of  $H_N$ , whereas  $H_p$  increases when  $L^s$  is larger.

**Keywords:** nucleation field, pinning field, coercivity, hysteresis loop

**PACS:** 75.50. Ww, 75.50. Vv, 75.60. Ej, 75.70. Cn

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10747007) and the Scientific Research Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars, State Education Ministry.

† Corresponding author. E-mail: Zhaogp@uestc.edu.cn