

正交各向异性双层交换弹簧薄膜的磁矩分布

陈传文 项阳

Magnetization distribution in exchange spring bilayers with mutually orthogonal anisotropies

Chen Chuan-Wen Xiang Yang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 127502 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.127502

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.127502>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I12>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

隧穿磁电阻效应磁场传感器中低频噪声的测量与研究

Measurement and study of low-frequency noise in TMR magnetic field sensor

物理学报.2016, 65(5): 057501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.057501>

基于时空变换恒定磁化的起始磁化曲线推算方法

A calculation method for initial magnetization curve under constant magnetization based on time-space transformation

物理学报.2015, 64(23): 237503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.237503>

探索基于人工超晶格 $\text{LaFeO}_3\text{-YMnO}_3$ 和自然超晶格 $n\text{-LaFeO}_3\text{-Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ 薄膜多铁性

Exploring multiferroic materials based on artificial superlattice $\text{LaFeO}_3\text{-YMnO}_3$ and natural superlattice $n\text{-LaFeO}_3\text{-Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ thin films

物理学报.2015, 64(9): 097502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.097502>

自旋为 1/2 的 XY 模型亚铁磁棱型链的物性和有序-无序竞争

Properties and order-disorder competition of spin-1/2 XY model in the ferrimagnetic diamond chain

物理学报.2012, 61(18): 187502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.187502>

Gd,Co 共掺杂对 BiFeO_3 陶瓷电输运和铁磁特性的影响

Effects of Gd and Co doping on the electrical and ferromagnetism properties of BiFeO_3 ceramics

物理学报.2012, 61(17): 177501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.177501>

正交各向异性双层交换弹簧薄膜的磁矩分布*

陈传文 项阳†

(华侨大学信息科学与工程学院, 厦门 361021)

(2015年12月18日收到; 2016年3月30日收到修改稿)

本文以 $\text{Pt}_{84}\text{Co}_{16}/\text{TbFeCo}$ 双层交换弹簧体系为研究对象, 利用微磁学连续模型, 研究了软/硬磁层易轴方向相互垂直的新型体系中磁矩的分布特征. 研究表明, 磁矩偏离薄膜法线方向的角度在软磁层中沿膜厚方向的变化速率比硬磁层中的快. 通过调节软磁层参数来增加软/硬磁的各向异性常数比、交换能常数比、饱和磁化强度比或外磁场强度, 都可有效改变磁矩偏角在软/硬磁层中的变化速率. 特别是当软/硬磁各向异性常数比值和交换能常数比值同时增大时, 可以使得磁矩在硬磁层中的变化速率快于软磁层中的. 而饱和磁化强度比值对磁矩变化速率的影响源于饱和磁化强度的变化会相应地改变各向异性常数, 进而改变磁矩在软/硬磁层中磁矩方向变化速率的比值. 此体系的磁滞回线显示磁性参数的改变可以显著改变体系的剩磁及饱和磁场. 软磁层中的退磁场能及体系的正交各向异性可导致负的成核场.

关键词: 交换弹簧, 成核场, 角分布, 磁矩

PACS: 75.70.Cn, 75.60.Ej, 75.50.Gg

DOI: 10.7498/aps.65.127502

1 引言

交换弹簧体系由软磁和硬磁材料交替排列组成^[1-3]. 这种结构可同时具有硬磁层的高矫顽力和软磁层的高饱和磁化强度, 从而可以明显提高材料的磁能积和剩磁, 这对于研究下一代高性能永磁体材料具有重要意义^[4-6]. 研究表明, 在某些情况下软磁层的存在可以大大降低硬磁层的翻转场, 这使得交换弹簧结构在超高密度磁记录方面具有广阔的应用前景^[7-11]. 磁矩翻转的快慢直接影响磁存储器性能, 因此对交换弹簧结构磁矩翻转特性的研究成为开发研制磁性存储器、磁传感器和磁探测器等器件的重要课题.

磁学工作者纷纷从实验和理论上探究交换弹簧体系的磁矩翻转机理. 有些研究利用自旋转移矩效应实现磁矩翻转^[12]; 利用辅助加热来降低体系的翻转场也是一种有效的方法^[7,8,13]; 在磁性层

间插入非磁性层可以有效调节软/硬磁层间的耦合强度^[14]. Shelford等^[2]利用光泵探针实验, 研究了处于创伤态的交换弹簧体系. 理论研究方面, 主要可分为连续介质模型^[15,16]和离散模型等^[17-20]. Asti等^[15]采用连续模型, 给出了软/硬磁多层膜的磁相图, 并研究发现当磁层厚度只有几个原子层时连续介质假设仍然成立. Amato等^[20]采用离散模型对不同软/硬磁厚度的结构进行了研究, 并对影响磁能积的因素进行了探讨.

以往的研究工作中, 多数情况下软/硬磁层的易轴方向都保持一致. 一种情况是所有磁层的易轴都平行于薄膜表面, 即面内各向异性^[21,22], 这种结构可用于制造下一代的永磁体. 近年来, Shelford等^[2]又研究了创伤 $\text{DyFe}_2/\text{YFe}_2$ 交换弹簧体系在光抽运探针实验中的磁性动力学特性, 微磁学模拟结果和实验注意特征符合, 并发现硬磁层各向异性出现了强的光致减弱. Zhang等^[23]利用电场控制研究了面内各向异性的交换弹簧体系的磁性行为,

* 福建省自然科学基金(批准号: 2013J05010)、中央高校中青年教师科技创新计划(批准号: ZQN-YX107)和华侨大学科研基金(批准号: 11BS403, 11BS404)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yxiang@hqu.edu.cn

发现电场的变化使得体系从刚性磁体转变成交换弹簧体系; 另一种情况是所有磁层的易轴都垂直于薄膜表面, 即垂直磁各向异性^[24,25], 这种结构主要应用在高密度磁存储领域. Pal等^[26]还研究了具有不同Ni₈₀Fe₂₀厚度的Fe₅₅Pt₄₅/Ni₈₀Fe₂₀双层膜, 微磁学模拟将此结构简化为垂直各向异性体系, 计算结果表明Ni₈₀Fe₂₀层中的扭自旋结构可以在体系中激发新的自旋波模式. 然而对软磁层和硬磁层易轴方向相互正交结构的研究还较少, 这种结构在垂直磁记录领域极具应用潜力^[27-29]. 但磁记录材料较高的磁矩翻转场限制了磁记录密度的进一步提升, 在记录层(硬磁层)上覆盖一层软磁材料, 可以有效地降低记录层的翻转磁场^[27]. 本文对这种正交各向异性的软/硬双层膜交换弹簧结构中磁矩分布及磁矩翻转特征进行系统研究. 举例分析, 这里选取Pt₈₄Co₁₆为软磁材料, 其易轴方向平行于薄膜表面; 而选取TbFeCo为硬磁材料, 其易轴方向垂直于薄膜表面, 沿垂直薄膜表面方向施加外磁场. 本文讨论了该双层膜结构中磁矩的分布特征, 详细地分析了磁矩在软/硬磁层中磁矩偏转角度随空间变化的规律, 以及体系中软/硬磁层厚度变化对成核场的影响. 研究结果对高密度磁存储器件的设计和运用有一定指导意义.

2 计算模型

图1为本文所用双层膜模型的示意图, 其中软磁层的易轴方向平行于薄膜平面, 而硬磁层的易轴方向垂直于膜面. 假定薄膜在 x, y 方向无限大, 磁矩均匀分布. 薄膜的初始磁化方向沿 z 轴负方向, 体系在该方向上饱和磁化. 外磁场垂直于膜面方向施加, 从 z 轴负方向的饱和磁化状态逐渐减小, 并最终反向增大. 假设软磁层和硬磁层之间为强耦合, 强烈的交换耦合作用使得软磁层和硬磁层界面处的磁矩偏转角度连续^[30]. 则此系统单位面积上的吉布斯自由能可写为^[27]:

$$\begin{aligned} \gamma = & \int_0^{L^s} \left[A^s \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + K^s \cos^2 \theta + HM_s^s \cos \theta \right] dz \\ & + \int_{-L^h}^0 \left[A^h \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 + K^h \sin^2 \theta + HM_s^h \cos \theta \right] dz, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 A^i, K^i, M_s^i ($i = s, h$)分别为交换能常数、各向异性常数和饱和磁化强度, 上标 s, h 分别表明

这些参数是软磁层和硬磁层的; 各向异性常数 $K^s = |K_\mu^s + 2\pi(M_s^s)^2|$, $K^h = |K_\mu^h - 2\pi(M_s^h)^2|$ 包括两部分, 其中 K_μ^i ($i = s, h$)为磁晶各向异性常数, $2\pi(M_s^i)^2$ ($i = s, h$)为退磁场能对晶体各向异性的贡献部分; H 为外加磁场, θ 为磁矩与初始磁场方向(z 轴负方向)的夹角.

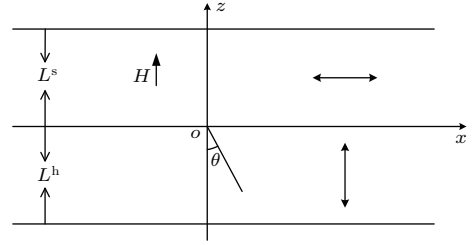


图1 软/硬双层膜交换弹簧理论模型

Fig. 1. Basic scheme for the soft/hard exchange spring micromagnetic model.

因为磁层间为强耦合, 因此磁矩方向在软/硬磁层交界处连续变化, 并且导数连续:

$$\theta|_{z=+0} = \theta|_{z=-0} = \theta_0, \quad (2)$$

$$A^s \frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=0+} = A^h \frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=0-}, \quad (3)$$

其中 θ_0 表示软/硬磁交界面处的磁矩偏转角.

在自由边界处满足的边界条件为

$$\frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=L^s} = \frac{d\theta}{dz} \Big|_{z=-L^h} = 0. \quad (4)$$

将方程(1)中的软磁相和硬磁相部分自由能密度分别代入欧拉-拉格朗日方程, 可得:

$$\begin{aligned} 2A^s \frac{d}{dz} \left(\frac{d\theta}{dz} \right) = & -2K^s \sin \theta \cos \theta \\ & - \mu_0 H M_s^s \sin \theta, \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} 2A^h \frac{d}{dz} \left(\frac{d\theta}{dz} \right) = & 2K^h \sin \theta \cos \theta \\ & - H M_s^h \sin \theta. \end{aligned} \quad (5b)$$

分离变量积分, 并利用边界条件(4)式可得:

$$\begin{aligned} A^s \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 = & K^s (\sin^2 \theta^s - \sin^2 \theta) \\ & + H M_s^s (\cos \theta - \cos \theta^s), \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} A^h \left(\frac{d\theta}{dz} \right)^2 = & K^h (\sin^2 \theta - \sin^2 \theta^h) \\ & + H M_s^h (\cos \theta - \cos \theta^h), \end{aligned} \quad (6b)$$

其中 θ^s 和 θ^h 分别为软磁层和硬磁层自由边界处 θ 角的值.

然后对 θ 和 z 积分:

$$\left(\frac{L^s - z}{\Delta^s}\right) = \int_{\theta^s}^{\theta} \left(\frac{1}{(\sin^2 \theta^s - \sin^2 \theta) + 2h^s(\cos \theta - \cos \theta^s)}\right)^{1/2} d\theta, \quad (7a)$$

$$\left(\frac{L^h + z}{\Delta^h}\right) = \int_{\theta}^{\theta^h} \left(\frac{1}{(\sin^2 \theta - \sin^2 \theta^h) + 2h^h(\cos \theta - \cos \theta^h)}\right)^{1/2} d\theta, \quad (7b)$$

其中, $h^s = \frac{HM_s^s}{2K^s}$, $h^h = \frac{HM_s^h}{2K^h}$, 而 $\Delta^s = \sqrt{A^s/K^s}$, $\Delta^h = \sqrt{A^h/K^h}$ 分别为软磁层和硬磁层的特征长度.

利用边界条件 (3) 可以将 (5a) 和 (5b) 联系起来, 得到边界方程:

$$\begin{aligned} & A^s K^s [(\sin^2 \theta^s - \sin^2 \theta_0) \\ & + 2h^s(\cos \theta_0 - \cos \theta^s)] \\ & = A^h K^h [(\sin^2 \theta_0 - \sin^2 \theta^h) \\ & + 2h^h(\cos \theta_0 - \cos \theta^h)]. \end{aligned} \quad (8)$$

利用方程 (7a), (7b) 和 (8) 联立求解, 可以得到整个体系中磁矩的角分布图像 [16].

当磁场达到一定值时, 磁矩开始偏离其饱和磁化方向, 此时所对应的外部磁场称为成核场. 在成核态, 磁矩偏离其饱和磁化方向的角度 θ 非常小, 在这样的小角度近似下, 方程 (7a), (7b) 和 (8) 可以被简化成下面的方程:

$$\frac{\theta_0}{\theta^s} = \cos\left(\frac{L^s}{\Delta^s} \sqrt{1+h^s}\right), \quad (9a)$$

$$\frac{\theta_0}{\theta^h} = \text{ch}\left(\frac{L^h}{\Delta^h} \sqrt{1-h^h}\right), \quad (9b)$$

$$\begin{aligned} & A^s K^s (1+h^s) \left[\left(\frac{\theta^s}{\theta_0}\right)^2 - 1\right] \\ & = A^h K^h (1-h^h) \left[1 - \left(\frac{\theta^h}{\theta_0}\right)^2\right]. \end{aligned} \quad (9c)$$

联立 (9a) 式—(9c) 式, 可得:

$$\frac{\tan^2\left(\frac{L^s}{\Delta^s} \sqrt{1+h^s}\right)}{\text{th}^2\left(\frac{L^h}{\Delta^h} \sqrt{1-h^h}\right)} = \frac{A^h K^h (1-h^h)}{A^s K^s (1+h^s)}. \quad (10)$$

利用此式子可以求得成核场与软磁层、硬磁层厚度间的关系.

3 结果讨论

本文用 $\text{Pt}_{84}\text{Co}_{16}/\text{TbFeCo}$ 双层膜作为研究对象研究此体系的成核场及磁矩分布的特征. 其中 $\text{Pt}_{84}\text{Co}_{16}$ 为软磁性材料, 其材料参数为 [27]: $M_s^s = 200 \text{ emu/cm}^3$ ($1 \text{ emu/cm}^3 = 10^3 \text{ A/m}$), $K^s = 0.25 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ($1 \text{ erg/cm}^3 = 0.1 \text{ J/m}^3$), $A^s = 1 \times 10^{-7} \text{ erg/cm}$ ($1 \text{ erg/cm} = 10^{-5} \text{ J/m}$); TbFeCo 为硬磁性材料, 其材料参数为 [27]: $M_s^h = 90 \text{ emu/cm}^3$, $K^h = 2 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$, $A^h = 2 \times 10^{-7} \text{ erg/cm}$. 由此可以得到软磁材料 $\text{Pt}_{84}\text{Co}_{16}$ 的特征长度为 $\Delta^s = 6.3 \text{ nm}$, 硬磁材料 TbFeCo 的特征长度 $\Delta^h = 3.2 \text{ nm}$.

利用 (10) 式可以计算出成核场随软磁层厚度 L^s 的变化情况, 结果如图 2 所示. 从图 2 中可以看出, 随着软磁层厚度的增加, 系统的成核场逐渐下降, 并在 $L^s = 8.3 \text{ nm}$ 处变为负值, 最终趋于 -2.53 kOe ($1 \text{ Oe} = 1000/(4\pi) \text{ A/m}$). 如果成核场为负值, 则意味着外加磁场还未反向, 即仍与原饱和磁化方向一致时磁矩便已开始偏转. 负成核场主要源自两个方面, 一个原因是退磁场能, 当软磁层中磁矩垂直于薄膜表面时会有较大的退磁场能, 这会使得磁矩倾向于沿平行于薄膜表面排列; 另一个原因是软磁层的易轴方向平行于薄膜表面, 从而使得磁矩在各向异性性能的作用下有倾向于沿其易轴方向 (薄膜平面内) 排列的趋势. 由于软磁层材料的各向异性性能很小 ($K_\mu^s \ll 2\pi(M_s^s)^2$), 因此, 软磁层易轴取向对负成核场的影响不大. 通过对垂直取向的 $\text{Pt}_{84}\text{Co}_{16}/\text{TbFeCo}$ 双层膜的计算, 结果表明其

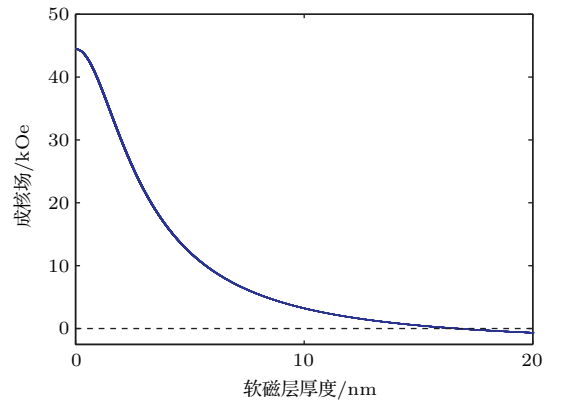


图 2 当 $L^h = 10 \text{ nm}$ 时成核场随软磁层厚度 L^s 变化
Fig. 2. Nucleation field H_N as a function of soft layer thickness with $L^h = 10 \text{ nm}$.

负成核场与本文正交各向异性体系的结果非常类似 [6,16], 证明负成核场主要源自退磁场能的贡献.

为更直观地观察磁矩的分布特征, 我们利用 (7) 和 (8) 式模拟了在不同外磁场条件下体系的角分布曲线, 如图 3 所示. 随着外加磁场的增强, 磁矩偏转角度显著增大, 当外场达到钉扎场 ($H = 10.61$ kOe, 钉扎场为对应磁矩开始发生不可逆翻转时的场) 时软磁层中磁矩偏角大部分都超过 90° , 尤其在软磁层自由界面处偏角达 166° . 由于软磁材料的各向异性性能较小, 外磁场会使其磁矩方向朝磁场方向大幅偏转, 并且软磁/硬磁层间的交换耦合作用使得硬磁层中靠近软磁层部分的磁矩也会发生较大的偏转. 然而硬磁层对磁矩强烈的钉扎作用导致在硬磁层内远离交界面的地方磁矩偏转角度仍然较小. 在无外加磁场的情况下, 硬磁层自由边界处磁矩的偏转角仅为 $\theta^h = 0.83^\circ$, 在 10.61 kOe 的钉扎场下也仅偏转了 15.8° . 偏转角 θ^h 非常小的另一个原因是硬磁层较厚, 其厚度 $L^h = 10$ nm 超过其特征长度 Δ^h 的 3 倍 ($L^h/\Delta^h = 3.1$). 在此厚度下, 软磁层磁矩通过交换耦合作用对硬磁层自由边界处磁矩的影响已非常小了.

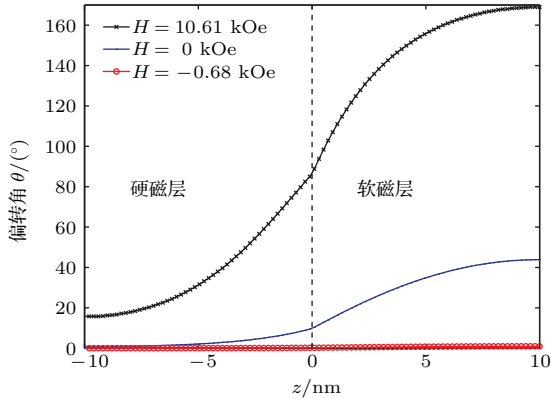


图 3 (网刊彩色) 当 $L^s = L^h = 10$ nm 时不同磁场下角分布曲线

Fig. 3. (color online) Angular distributions for different external fields with $L^s = L^h = 10$ nm.

从图 3 还可以看出磁矩偏转角在软磁层中的变化速率更快, 以无外场 ($H = 0$ kOe) 的情况为例, 在硬磁层中, 磁矩偏转角度从自由边界处的 0.83° 过渡到软硬磁界面处的 9.76° , 其空间变化速率为 $\eta^h = 0.89^\circ/\text{nm}$; 而在软磁层中偏转角度从 9.76° 过渡到软磁层自由边界处的 43.88° , 其对应空间变化速率为 $\eta^s = 3.41^\circ/\text{nm}$. 因此, 软磁层与硬磁层磁矩变化速率比值 η^s/η^h 为 3.8, 这表明磁矩在软磁层中

的变化速率比硬磁层中快得多. 以往的研究表明, 磁矩方向在软硬磁层中的变化快慢结论不同, 有些研究发现软磁层中磁矩的变化更快 [31], 而另一些研究却得出相反的结论 [32]. 为了弄清产生这种磁矩分布特征的原因, 我们将软磁层的各向异性常数和交换能常数分别乘以一个比例系数 a 和 b 得到新的软磁材料参数: $a \times K^s, b \times A^s$, 进而改变软硬磁材料参数的比值 $K^s/K^h, A^s/A^h$, 来分别研究其对磁矩变化速率的影响, 结果如图 4 所示.

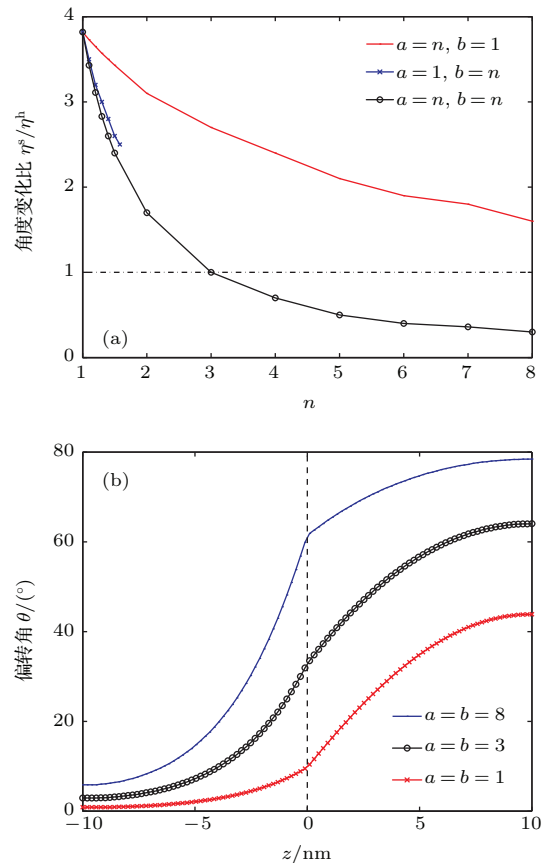


图 4 (网刊彩色) 磁性参数的改变对磁矩分布的影响 (a) 磁性材料参数和系统磁矩变化速率的关系; (b) 无外加磁场时不同磁性材料参数下的角分布曲线

Fig. 4. (color online) The effect of magnetic material parameters on angular distribution: (a) Dependence of angular change ratio on the magnetic material parameters; (b) angular distributions for different parameters when no external magnetic field is applied.

图 4 (a) 显示了分别或同时改变 K^s, A^s 的值对磁矩变化速率比值 η^s/η^h 的影响. 可以看出随着软磁层各向异性常数 K^s 的增大 ($a = n, b = 1$, 其中 $n > 0$), 磁矩变化速率比值 η^s/η^h 从初始的 3.8 下降到 $a = 8$ 时的 1.6. 计算表明, 随着 K^s 的增大, 软磁层磁矩的变化速率 η^s 逐渐下降, 而硬磁层的变化速率 η^h 升高. 由于软磁层易轴方向平行于膜面, 因此

随着各向异性常数 K^s 的增大, 在磁晶各向异性及退磁场的共同作用下, 软磁层中磁矩更倾向于垂直于膜面方向排布, 且排布方向更趋于一致, 即 η^s 值减小了. 而软硬磁层间的交换耦合作用使得界面附近的硬磁层磁矩偏角增大, 从而导致 η^h 升高.

单独改变交换能常数 A^s ($a = 1, b = n$) 也具有类似的效应, η^s/η^h 从初始值 3.8 下降到 $b = 1.58$ 时的 2.5. 交换能常数 A^s 表征的是相邻磁矩间交换作用的强弱, A^s 越大相邻磁矩间的交换作用越强, 导致磁矩越趋向于同方向排列, 即减小了磁矩在软磁层中偏转角的差异, 使得 η^s 下降, 从而导致了 η^s/η^h 值的减小. 需要指出的是 b 不能取到较大的值, 这是因为随着 b 的增大, 磁矩偏转角也相应地减小. 当 b 增大到 1.58 附近时, 磁矩偏角已经接近极限值 0.

当同时增大 K^s 和 A^s 的值 ($a = b = n$) 时, 由于各向异性性能和交换能的同时作用, 使得磁矩变化速率比值 η^s/η^h 下降得更为显著. 当 K^s 和 A^s 的值皆增大为初始值的 3 倍 ($a = b = 3$) 时 η^s/η^h 已经从初始的 3.8 降低到非常接近 1, 这意味着磁矩偏转角在软磁层和硬磁层中的变化速率已基本一致. 而当 $a = b = 8$ 时 η^s/η^h 已下降到 0.3, 表明此时硬磁层中磁矩的变化速率已比软磁层中的快很多. 从图 4 (b) 中也能非常直观地看出磁矩角分布的这种变化: 磁性参数未改变时, 可以看到软磁层中磁矩变化幅度明显比硬磁层中的大; 而随着 K^s 和 A^s 值的增加, 软/硬磁交界面附近以及软磁层中磁矩偏角都显著增加, 而硬磁层自由界面附近受软磁层影响很小而导致其磁矩偏转角变化不大. 这意味着硬磁层中磁矩在其两个界面处的偏转角度差值扩大, 即 η^h 值升高了 (从 $a = b = 1$ 的 $0.89^\circ/\text{nm}$ 变化到 $a = b = 8$ 时的 $5.56^\circ/\text{nm}$). 而与之相反, 在软磁层中偏转角都有大幅度的升高, 导致软磁层两界面处角度的差值变小, 即 η^s 值减小了 (从 $a = b = 1$ 的 $3.41^\circ/\text{nm}$ 变化到 $a = b = 8$ 时的 $1.70^\circ/\text{nm}$).

另外, 我们研究了饱和和磁化强度 M_s 对磁矩变化速率的影响. 发现软磁层饱和磁化强度 M_s^s 对 η^s/η^h 的影响比各向异性常数 K^s 更灵敏. 例如当 K^s 变为初始值的 2 倍时, η^s/η^h 下降至 3.1, 而当 M_s^s 变为初始值的 2 倍时, η^s/η^h 已降为 1.8. 原因在于 $K^s = |K_\mu^s + 2\pi(M_s^s)^2|$, 其中 K_μ^s 远小于 $2\pi(M_s^s)^2$. 当 M_s^s 值变化时, K^s 的值会以近似平方的规律增加 (当 M_s^s 变为初始值的 2 倍时, K^s 的比例系数 a

$= 3.98$). 进一步分析表明, 如果 M_s^s 值不变, 仅将 K^s 改变相同的值, 计算结果与改变 M_s^s 值的结果一致. 所以, M_s^s 对磁矩分布的影响是源于 M_s^s 值的变化会相应地改变 K^s 的值, 进而改变 η^s/η^h 比值.

前面都是讨论的无外加磁场时的情况, 而从图 3 可以看出磁场对磁矩分布也有影响. 当磁场增大到 10.61 kOe 时, 软硬磁层中磁矩偏转角度都有较大变化, 两磁层中偏角差距较无外场时有所缩小. 计算表明, 随着外磁场的增大, 硬磁层磁矩偏角变化率 η^h 一直升高, 软磁层中的变化率 η^s 也基本都在升高, 仅仅在接近钉扎场时 η^s 略有下降. 磁场的增强对硬磁层中磁矩的影响更大, 使得 η^s/η^h 值快速下降, 当 $H = 10.61$ kOe 时 η^s/η^h 已下降至 1.5.

与本文 $\text{Pt}_{84}\text{Co}_{16}/\text{TbFeCo}$ 体系的角分布特征不同, 文献中对垂直取向的 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}/\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 三层膜磁矩角分布的计算表明磁矩方向在硬磁层中的变化速率要比软磁层中快^[6,16]. 对 $L^s = 30$ nm, $L^h = 10$ nm 的垂直取向 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$ 三层膜, 当外磁场为 13.6 kOe 时, $\eta^s = 1.67^\circ/\text{nm}$, $\eta^h = 10.5^\circ/\text{nm}$, $\eta^s/\eta^h = 0.16$, 表明磁矩偏角在硬磁层中的变化速率要快得多. 对 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$ 体系, 其软/硬磁各向异性常数 (含退磁场的贡献) 比值 K^s/K^h 为 0.55, 交换能常数比值 A^s/A^h 为 3.25, 都大大高于本文的 $\text{Pt}_{84}\text{Co}_{16}/\text{TbFeCo}$ 体系 ($K^s/K^h = 0.13$, $A^s/A^h = 0.5$). 如前所述, 当增大 $\text{Pt}_{84}\text{Co}_{16}/\text{TbFeCo}$ 体系的 K^s/K^h 和 A^s/A^h 比值时, 磁矩偏角在硬磁层中变化速率会更快. 这与 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}/\alpha\text{-Fe}$ 体系的规律相符合, 即更高的 K^s/K^h 和 A^s/A^h 比值都可使得 η^s/η^h 值减小.

磁性参数的改变对体系的磁滞回线也有影响, 图 5 为 $\text{Pt}_{84}\text{Co}_{16}/\text{TbFeCo}$ 双层膜体系调节参数前后的磁滞回线. 从图 5 可以看出, 当 $a = b = 1$ 时磁滞回线为典型的交换弹簧特征, 而当 $a = b = 8$ 时, 磁滞回线性质近似于平行四边形, 并且剩磁大幅度下降. 根据前面的分析, A^s 和 K^s 值的增大使得软磁层交换作用能和磁晶各向异性大幅度提高, 从而使得软磁层磁矩沿平行于薄膜表面排列的趋势大大增强. 这意味着在退磁过程中磁矩更易偏离饱和和磁化状态, 即体系的剩磁减少, 并且体系要达到饱和磁化状态就更加困难. 类似于平行四边形的磁滞回线也出现在软磁层较厚的垂直取向膜中, 并且磁滞回线面积随软磁层厚度的增加而变小^[16,33].

在垂直取向膜中, 软磁层厚度的增大使得硬磁层对软磁层磁矩的束缚作用减弱, 未能把软磁相的磁矩固定在垂直于膜面方向, 而是在退磁场的作用下沿平行于膜面排列. 在本文正交各向异性体系中, A^s 和 K^s 的增大同样也使得软磁层磁矩沿平行于膜面排列的趋势增强, 这与增加软磁层厚度有类似的效应. 然而, 这种平行四边形磁滞回线的形成是否与此有必然的联系还需要进一步的研究证实.

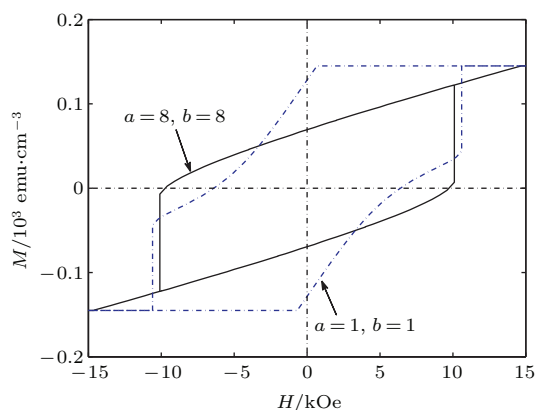


图5 A^s 和 K^s 值不同时体系的磁滞回线

Fig. 5. Hysteresis loops for different A^s and K^s values.

4 结 论

本文以正交各向异性的 $\text{Pt}_{84}\text{Co}_{16}/\text{TbFeCo}$ 双层交换弹簧体系为研究对象, 对体系的成核场、磁矩角分布及磁滞回线进行了分析. 计算表明磁矩偏转角在软磁层中的变化速率比硬磁层中的更快. 改变软磁层磁性参数及外磁场等条件, 分析了影响磁矩方向变化快慢的因素. 结果表明, 当各向异性常数比值 K^s/K^h 、交换能常数比值 A^s/A^h 越大或外磁场的增强都可使得磁矩偏角在软/硬磁层中的变化速率比值 η^s/η^h 减小. 尤其当同时改变 K^s 和 A^s 的值时, 可使得磁矩偏角在硬磁层中的变化速率快于软磁层. 从体系的磁滞回线图可以看出磁性参数的改变使得体系的剩磁大幅下降, 并且更加难以达到饱和. 这是因为 K^s 和 A^s 的增大使得硬磁层对软磁层磁矩束缚能力减弱, 使其沿平行于膜面排列的趋势增强, 进而减小剩磁并使饱和磁化难度增加. 另外, 对成核场的研究发现, 随软磁层厚度的增加成核场逐渐减小, 并最终变为负值. 负成核场是由软磁层的退磁场能及软磁层易轴垂直于薄膜表面导致的, 退磁场能和晶体的各向异性都使得软磁层磁矩倾向于平行于薄膜表面排列. 当软磁层足够

厚时, 硬磁层已不足以将所有软磁层磁矩束缚在原饱和磁化方向, 这就意味着负成核场的形成. 但因软磁层各向异性能很小, 因此软磁相的易轴取向对成核场、角分布和磁滞回线的影响不大, 这也导致此体系磁矩分布的主要特征与垂直磁化的交换弹簧体系非常类似.

参考文献

- [1] Uzdin V M, Vega A, Khrenov A, Keune W, Kuncser V E, Jiang J S, Bader S D 2012 *Phys. Rev. B* **85** 024409
- [2] Shelford L R, Liu Y, Al-Jarah U, de Groot P A J, Bowden G J, Ward R C C, Hicken R J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 067601
- [3] Wang K, Ward R C C, de Groot P A J 2014 *Mater. Lett.* **116** 143
- [4] Jiang J S, Bader S D 2014 *J. Phys-condens. Mater.* **26** 064214
- [5] Bance S, Oezelt H, Schrefl T, Winklhofer M, Hrkac G, Zimanyi G, Gutfleisch O, Evans R F L, Chantrell R W, Shoji T, Yano M, Sakuma N, Kato A, Manabe A 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 192401
- [6] Xian C W, Zhao G P, Zhang Q X, Xu J S 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3509 (in Chinese) [鲜承伟, 赵国平, 张庆香, 徐劲松 2009 物理学报 **58** 3509]
- [7] Suess D, Schrefl T 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 162405
- [8] Weller D, Parker G, Mosendz O, Champion E, Stipe B, Wang X B, Klemmer T, Ju G P, Ajan A 2014 *IEEE Trans. Magn.* **50** 3100108
- [9] Wang K, Chen R F, Chen C W, Ward R C C 2015 *J. Magn. Magn. Mater.* **377** 295
- [10] Wang K, Xiang Y, Chen C W, Zhuang F J, Wu X F, Ward R 2015 *Funct. Mater. Lett.* **8** 1550053
- [11] Zhang Y P, Wang X Y, Lin G Q, Li Z, Li Z Y, Shen D F, Gan F X 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 614 (in Chinese) [张约品, 王现英, 林更琪, 李震, 李佐宜, 沈德芳, 干福熹 2004 物理学报 **53** 614]
- [12] Yulaev I, Lubarda M V, Mangin S, Lomakin V, Fullerton E E 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 132502
- [13] Suess D, Vogler C, Abert C, Bruckner F, Windl R, Breth L, Fidler J 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 163913
- [14] Hsu J H, Tsai C L, Lee C M, Saravanan P 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 17A715
- [15] Asti G, Solzi M, Ghidini M, Neri F M 2004 *Phys. Rev. B* **69** 174401
- [16] Zhao G P, Bo N, Zhang H W, Feng Y P, Deng Y 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 083907
- [17] Mibu K, Nagahama T, Shinjo T 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **163** 75
- [18] Fullerton E E, Jiang J S, Grimsditch M, Sowers C H, Bader S D 1998 *Phys. Rev. B* **58** 12193
- [19] Bowden G J, Beaujour J M L, Zhukov A A, Rainford B D, de Groot P A J, Ward R C C, Wells M R 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 6480
- [20] Amato M, Pini M G, Rettori A 1999 *Phys. Rev. B* **60** 3414

- [21] Demirtas S, Hossu M R, Arikian M, Koymen A R, Salamon M B 2007 *Phys. Rev. B* **76** 214430
- [22] Zhang Y, Kramer M J, Banerjee D, Takeuchi I, Liu J P 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 053914
- [23] Zhang Y, Zhou Q, Ding J, Yang Z, Zhu B, Yang X, Chen S, Ouyang J 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 124105
- [24] Suess D, Schreff T, Fähler S, Kirschner M, Hrkac G, Dorfbauer F, Fidler J 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 012504
- [25] Goll D, Breitling A, Gu L, van Aken P A, Sigle W 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 083903
- [26] Pal S, Barman S, Hellwig O, Barman A 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 17D105
- [27] Hu X, Kawazoe Y 1994 *Phys. Rev. B* **49** 3294
- [28] Nguyen T N A, Knut R, Fallahi V, Chung S, Le Q T, Mohseni S M, Karis O, Peredkov S, Dumas R K, Miller C W, Akerman J 2014 *Phys. Rev. Appl.* **2** 044014
- [29] Navas D, Torrejon J, Beron F, Redondo C, Batallan F, Toperverg B P, Devishvili A, Sierra B, Castano F, Pirota K R, Ross C A 2012 *New J. Phys.* **14** 113001
- [30] Asti G, Ghidini M, Pellicelli R, Pernechele C, Solzi M, Albertini F, Casoli F, Fabbri S, Pareti L 2006 *Phys. Rev. B* **73** 094406
- [31] Saravanan P, Hsu J H, Tsai C L, Tsai C Y, Lin Y H, Kuo C Y, Wu J C, Lee C M 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 243905
- [32] Bill A, Braun H B 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276** 1266
- [33] Casoli F, Albertini F, Nasi L, Fabbri S, Cabassi R, Bolzoni F, Bocchi C 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 142506

Magnetization distribution in exchange spring bilayers with mutually orthogonal anisotropies*

Chen Chuan-Wen Xiang Yang[†]

(College of Information Science and Engineering, Huaqiao University (Xiamen), Xiamen 361021, China)

(Received 18 December 2015; revised manuscript received 30 March 2016)

Abstract

A soft/hard bilayer system with mutually orthogonal anisotropies is considered in this paper. The easy axis of the hard layer is perpendicular to the film plane, and the easy axis of the soft layer is parallel to the film plane. $\text{Pt}_{84}\text{Co}_{16}$ is chosen as the soft layer material, and TbFeCo is chosen as the hard layer material. The one-dimensional continuum micromagnetic model is used. The characteristics of nucleation fields, angular distribution and hysteresis loops are studied. The calculation results show that the nucleation field decreases rapidly and even turns negative with increasing soft layer thickness. This negative nucleation field is caused by the demagnetizing field and the easy axis orientation of the soft layer which is parallel to the film plane. Both of these two factors can induce an effective in-plane uniaxial anisotropy, which will tend to align the magnetization of the soft layer parallel to the film plane. As the magnetocrystalline anisotropy constant K_{μ} of the soft layer is very small, the negative nucleation field mainly comes from the demagnetizing field of the soft layer. The angular distribution calculation shows that the change rate of magnetization deviation angle (degree per nanometer) along z axis in the soft layer is faster than that in the hard layer. The angular change rate could be adjusted by varying the anisotropy constant ratio, exchange energy constant ratio, or external field. When the anisotropy constant ratio K^s/K^h (soft/hard) or exchange energy constant ratio A^s/A^h (soft/hard) increases, the angular change rate ratio (soft/hard) decreases. Especially when both K^s/K^h and A^s/A^h increase at the same time, the angular change rate in the hard layer could become faster than that in the soft layer. If the anisotropy constant K^s becomes larger, it is more difficult for the magnetization in the soft layer to deviate from its easy axis than before. This will also enhance the pinning effect of the magnetization in the soft layer, and reduce the difference in deviation angle between the two boundaries of the soft layer. When the exchange energy constant A^s increases, the magnetization tends to become parallel to the neighboring magnetization, which also reduces the angular change of magnetization in the soft layer. As the anisotropy constant is roughly proportional to the square of spontaneous magnetization, the effect of spontaneous magnetization on the angular change rate comes from the anisotropy constant change. The simulation for the hysteresis loops shows that the saturation field strength increases while the remanence decreases with increasing both the values of K^s and A^s .

Keywords: exchange spring, nucleation field, angular distribution, magnetization

PACS: 75.70.Cn, 75.60.Ej, 75.50.Gg

DOI: 10.7498/aps.65.127502

* Project supported by the Natural Science Foundation of Fujian Province, China (Grant No. 2013J05010), the Promotion Program for Young and Middle-aged Teachers in Science and Technology Research, China (Grant No. ZQN-YX107), and the Scientific Research Foundation of Huaqiao University, China (Grant Nos. 11BS403, 11BS404).

[†] Corresponding author. E-mail: yxiang@hqu.edu.cn