

Co_{0.9}Fe_{0.1} 薄膜面内元素分辨的磁各向异性*

郭玉献¹⁾ 王 1) 徐彭寿^{1)†} 李红红¹⁾ 蔡建旺²⁾

1) 中国科学技术大学国家同步辐射实验室, 合肥 230029)

2) 中国科学院物理研究所磁学国家重点实验室, 北京 100080)

(2006 年 6 月 13 日收到, 2006 年 7 月 5 日收到修改稿)

利用 X 射线磁性圆二色技术对 Co_{0.9}Fe_{0.1} 薄膜面内元素分辨的磁各向异性进行了研究, 通过剩磁模式测量不同磁化方向的样品组分原子单位空穴磁矩的变化, 发现除了在生长的磁诱导方向存在易磁化轴外, 在与该轴垂直的方向还存在一个类似易轴的软磁化轴, 面内的两个难磁化轴与易磁化轴取向大约成 66° 夹角, 从而构成了面内双轴磁各向异性, 对不同组分元素, 其单位空穴磁矩随磁化方向的变化趋势基本相同, 不同磁化方向 Fe 原子单位空穴的磁矩值约为 Co 的对应值的 87%, 反映了 Fe 原子和 Co 原子之间存在着强烈的铁磁性耦合.

关键词: 磁各向异性, X 射线磁性圆二色, 铁磁耦合, CoFe 合金薄膜

PACC: 7525, 7870D, 7570, 7530G

1. 引 言

随着磁性随机存储器和超高密度存储技术的不断发展, 磁性薄膜和超薄膜的结构、基本磁性、层间耦合、界面状况及其相关效应, 一直是人们研究的热点之一; 为进一步提高磁存储的密度, 必须减弱磁记录颗粒减小而带来的超顺磁影响, 这要求存储介质同时具备大的饱和磁化强度和大的单轴磁各向异性^[1]. 当前, 人们比较关注有序的 FePt 合金^[1], 但问题是它的有序相形成需要很高温度^[2-4], 这会增加记录磁盘所用的其他种类原子间的扩散、晶粒尺度增长失控等许多问题. 一些 Co-Fe 合金薄膜由于结合了小磁致伸缩和高磁化强度等优异特性备受人们的关注^[5]; Co 的比例达到 90% 时, 其磁致伸缩系数几乎为零, $\lambda = 0.4 \times 10^{-6}$ ^[6]. 最近, Burkert 等^[7]根据第一性原理预测, 当 Co-Fe 合金的立方结构畸变为四方结构时, 可能出现巨磁各向异性, 它的磁各向异性 (MAE) 比目前人们比较关注的 FePt 大 50%; Andersson 等^[8]随后在 Fe_{0.36}Co_{0.64}/Pt 超晶格中发现 40K 和室温下其磁各向异性分别达到 210 $\mu\text{eV}/\text{atom}$ 和 150 $\mu\text{eV}/\text{atom}$, 从而使这种结构可能特别适合高密度垂直磁存储材料. 由于纳米结构的薄膜具

有不同于体相的磁特性, 并且在磁记录和磁光记录介质等器件应用上, 允许对不同磁性材料的磁各向异性进行裁剪, 即对其易磁化方向进行控制^[9], 因此, 对 CoFe 合金纳米薄膜磁各向异性的研究无论在基础研究还是技术应用上都有非常重要的意义.

一般说来, 铁磁材料或亚铁磁材料的自发磁化主要是自旋之间的交换作用, 这种交换作用本质上是各向同性的, 但实际上, 自发磁化总是处于一个或几个特定优势方向而表现为一定的磁各向异性. 在 X 射线磁性圆二色 (X-ray magnetic circular dichroism, XMCD) 技术出现以前, 人们只能通过磁滞回线或转矩曲线对样品体系总的磁各向异性进行研究. 基于 X 射线近边吸收的 X 射线磁性圆二色技术是 20 世纪 90 年代发展起来的研究铁磁性原子磁矩的技术; 当外加磁场平行于入射的 X 射线时, 铁磁性物质对左旋和右旋的圆偏振光的吸收不同, 这种吸收谱的非对称反映了原子平均磁矩的方向和大小; 通过加和定则的结合可以获得该元素原子的自旋磁矩和轨道磁矩, 特别适合研究复杂磁性样品中不同元素的磁性. 通过分元素的磁各向异性的研究, 不仅能够区别不同组分元素对总磁各向异性的贡献, 还能获得不同组分原子间的耦合信息.

本文拟采用合肥国家同步辐射实验室最近建立的 XMCD 技术, 在剩磁模式研究了 Co_{0.9}Fe_{0.1} 薄膜中

* 国家自然科学基金 (批准号: 10274073, 10435050) 和中国科学技术大学创新基金 (批准号: KD2005055) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: pssxu@ustc.edu.cn

Fe、Co 原子的单位空穴磁矩随面内不同磁化方向的变化,对样品面内分元素的磁各向异性进行分析.

2. 实 验

实验样品是 Si 衬底上生长的 $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ 合金膜,膜厚 50 nm,衬底是半导体工业的 Si(100)片,为防止金属与衬底的互扩散, Si 衬底在氧气气氛中高温处理以形成 Si 的氧化物,估计氧化层厚度在 300 nm 左右. $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ 薄膜生长前在衬底上覆盖了约 4.0 nm 的 Ta 作为缓冲层. 为防止合金膜在空气中的氧化,最后在 $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ 薄膜上覆盖了约 1.5 nm 的 Ta. 根据本文的实验, 1.5 nm 的保护层仍能确保电子产额的探测. 样品是用磁控溅射法生长的,其本底真空优于 4×10^{-5} Pa,溅射时高纯 Ar 气的工作气压设为 0.5 Pa. 采用高纯 $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ 合金靶(99.9%)和高纯 Ta 靶(99.9%)分别沉积 $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ 和 Ta 薄膜, $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ 和 Ta 的溅射速率分别为 0.105 nm/s、0.107 nm/s. 为诱导出单轴磁各向异性,生长时在平行样品表面方向施加 24 kA/m 的外磁场.

Co、Fe 的 XMCD 谱是在国家同步辐射实验室 XMCD 站获得. 样品处的光斑尺寸在水平方向为 3 mm,垂直方向 1 mm. 在分辨本领达到 1000 时,光子通量不低于 10^8 s^{-1} [10]. 在 Fe 和 Co 的吸收边处,单色化 X 射线的圆偏振度约为 65%. 实验时 X 射线的入射角为 40° . Fe 吸收谱的扫描范围是 695—740 eV, Co 为 770—810 eV,实验时的入缝和出缝分别为 0.18 mm 和 0.07 mm. 根据单色器的理论计算和光束线的实际测量,其能量分辨本领不低于 100 eV [10],故将扫描步长定为 0.2 eV 是合适的. 样品磁化使用电磁铁,实验时磁场达到 88 kA/m,且与样品制备时的磁诱导方向平行. 吸收谱的测量采用样品电流法. 为避免磁场对样品电流信号的干扰,实验过程中将样品沿易磁化方向饱和磁化后再关闭外磁场. 为消除选取不同偏振光带来的偏振度误差,实验中采用反转外磁场的测量模式代替切换左右圆偏振光的模式. 对本实验的样品而言,这两种测量模式是完全等价的. 每种元素的 XMCD 谱重复测量 3 次,给出单位空穴磁矩的平均值和测量误差. X 射线衍射测量(XRD)采用的是 D/Max-rA 型旋转阳极 X 射线衍射仪,磁滞回线的测量采用美国 Quantum Design 公司生产的 MPMS XL-7 型精密超导量子干涉仪(SQUID)磁学测量系统.

图 1(a)是样品的 XRD 曲线,从衍射图上可以看出, $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ 的衍射角只有在 44.265° 和 69.119° 处有两个明显的衍射峰,它们分别对应着 fcc 相 CoFe(111)峰和衬底 Si(400)峰,由于没有其他衍射峰出现,说明样品为(111)织构;图 1(b)的摇摆曲线半高宽为 4.62° ,可以认为样品有较强的取向性. 综合起来,认为样品是具有较好结晶织构的固溶体,这与以前文献的报道一致[11].

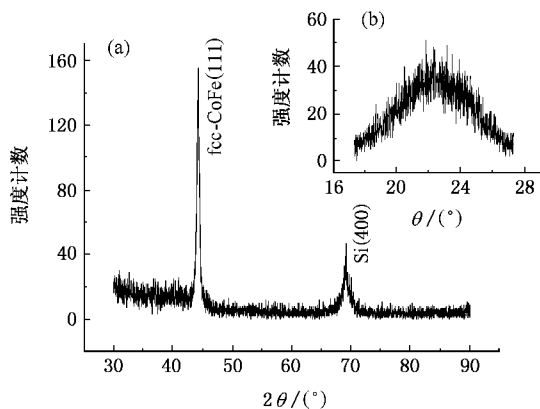


图 1 $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}/\text{Si}$ 的 XRD 图谱(a)和 CoFe(111)的摇摆曲线(b),衍射峰分别对应 fcc 相 CoFe(111)、Si(400)

图 2(a)分别显示了正反方向磁场下的 Fe、Co 的 L 边吸收谱(μ_+ 和 μ_-) 加和吸收谱(Summed XAS)的积分 $\int(\mu_+ + \mu_-)$ 及扣除背底所用的台阶函数,吸收峰分别是 Fe 和 Co 元素的 L_3 和 L_2 峰,对应的跃迁是 $2p_{3/2}$ 和 $2p_{1/2} \rightarrow 3d$ 能级, r 表示加和吸收谱在 L_3 和 L_2 范围内的积分. 从谱上可以明显看出正反磁场下吸收谱存在着差异;图 2(b)是 Fe、Co 的 MCD 谱($\mu_+ - \mu_-$) 及相应的积分 $\int(\mu_+ - \mu_-)$,其中, p 是 MCD 谱在 L_3 边的积分, q 是 MCD 谱对 L_3 和 L_2 边的积分.

在样品表面内令外磁场与样品生长时磁场诱导方向的夹角为 α ,图 3 是用 SQUID 测量的 α 分别为 0° 、 66° 、 90° 时的磁滞回线.

3. 分析与讨论

根据 XMCD 的加和定则,原子的轨道磁矩和自旋磁矩可由下式[12]求得:

$$M_l = -\frac{4qn_h}{3rP\cos\theta}, M_s = \frac{(4q - 6p)n_h}{rP\cos\theta}, \quad (1)$$

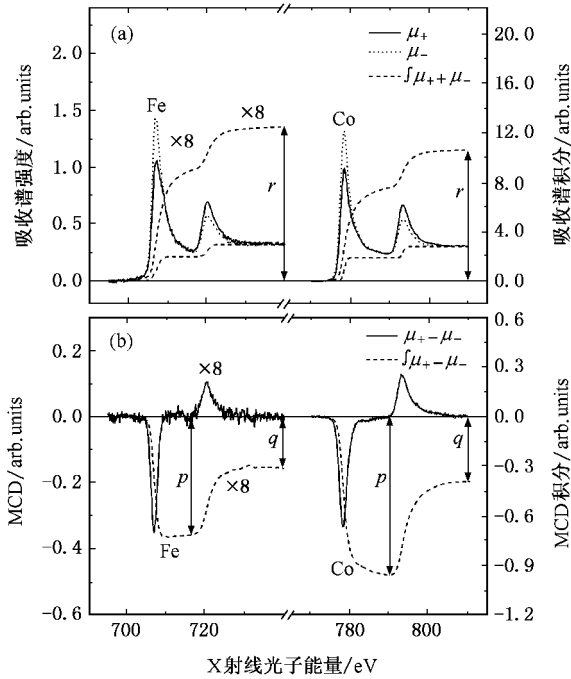


图2 Fe, Co 的 $L_{2,3}$ 边吸收谱和 MCD 谱 (a) 正反磁场下的吸收谱及两者的加和积分, 吸收谱下面的虚线为台阶函数 (b) MCD 谱及其积分

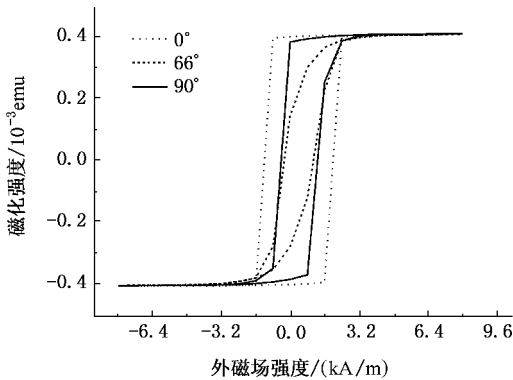


图3 用 SQUID 测量的外磁场方向与易磁化轴来角 α 分别为 0° , 66° , 90° 时的磁滞回线

其中, P 是入射光的偏振度, θ 是入射光波矢 k 和磁化强度 B 之间的夹角(实验中取值为 50°). n_h 是 d 能带的空穴数. 理论上讲, r 应该是对非偏振光激发的 L_2 和 L_3 边信号(isotropic $L_{2,3}$ signal)积分, 由于 3d 过渡金属的 X 射线磁性线二色强度比磁性圆二色强度低一个量级^[13], 因此非偏振光吸收谱(isotropic spectrum)可由 $(I^+ + I^-)/2$ 近似代替, 其中, I^+ 和 I^- 分别表示正反向磁场下的吸收谱强度; 为了扣除连续态对吸收谱的贡献, 采用了 X 射线吸收谱中常用的“双台阶”函数, 台阶的位置选在 L_3 和 L_2 的峰值

波长处, 它们的强度比取 $2:1$ ^[14], 双台阶函数的具体形式为

$$\text{step}(E) = H_{L_3} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \text{erf} \left[\frac{2\sqrt{\ln 2} (E - P_{L_3})}{\Gamma_{G, L_3}} \right] \right\} + H_{L_2} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \text{erf} \left[\frac{2\sqrt{\ln 2} (E - P_{L_2})}{\Gamma_{G, L_2}} \right] \right\}, \quad (2)$$

其中 H 是“台阶”的高度, P 是吸收峰的位置, Γ_G 是“台阶”的半宽度.

通常对 XMCD 的结果进行分析时, 需要先计算出原子的磁矩, 然后再对原子磁矩在不同条件下的变化进行研究, 如 Björck 等^[15]用这种方法研究了 bcc Fe/Co 超晶格的分元素磁矩分布图像; 更多是利用 XMCD 通过不同方向磁化时轨道磁矩的变化来研究样品的磁晶各向异性^[9, 16], Bruno 等^[17, 18]认为自旋-轨道耦合是磁晶各向异性的主要贡献者; 对 3d 过渡金属而言, 自旋-轨道耦合对系统基态自由能的贡献与轨道磁矩和单位自旋矢量点积成正比^[19], 即

$$E \propto -\xi L \cdot S, \quad (3)$$

其中, ξ 是自旋-轨道耦合参数. 对于由磁场诱导产生的感生各向异性, 其各向异性的起源一般认为是原子对的有序分布导致^[20], 但是这种感生磁各向异性与轨道磁矩的变化是否也存在着对应的关系, 尚需有进一步工作证实.

对于过渡金属的铁磁合金而言, 由于不同原子之间形成了均匀的固溶体, 组分原子的局域环境发生了变化, 价带中不同自旋态空穴数与单质相比也发生了变化^[21], 对不同互溶比的样品要确定其原子的价带空穴数是很困难的; 当前, 文献^[22]用 XMCD 技术对合金薄膜进行的研究大都是近似地沿用相应单质的理论空穴数, 这种认为不同局域环境同种原子的价带空穴数相等的假设在有些情况下会引入较大的误差.

原子的单位空穴磁矩是由原子磁矩与每个原子平均空穴数之商决定, 它反映了不同磁化方向原子磁矩的变化, 由于表达式不含空穴数, 所以能避开对空穴数确定的困难; 从单位空穴磁矩的物理意义上讲, 它代表了自旋向上和向下的两子能带空穴数的不对称程度, 与自旋分裂的大小有关, 用它作指标可以对合金薄膜中不同元素的局域环境变化进行分析; 因此, 我们采用不同磁化方向测量的单位空穴的磁矩作为研究对象.

由 (1) 式, 容易得到单位空穴的总磁矩为

$$(M_1 + M_s) \gamma n_h = (8q/3 - 6p)(r \cdot p \cdot \cos\theta). \quad (4)$$

随 α 变化, 计算结果如图 4 所示; 由 XMCD 的测量原理可知, 由 (3) 式得到的是单位空穴磁矩在磁化方向的分量; 在剩磁状态, 它随夹角 α 的变化反映了组分元素剩余磁化强度的变化趋势, 而剩磁是表征样品磁性的一个重要参量, 在不同磁化方向的剩磁反映了样品的磁各向异性. 从图 4 可以看出, 当磁化方向渐渐偏离易磁化方向, Co 原子单位空穴磁矩单调下降, 从 α 为 0° 时的 $0.65\mu_B$ 单调下降到 66° 时的 $0.45\mu_B$, 并达到最小值, 下降幅度为 31%; 随着 α 逐渐增加到 90° , 单位空穴磁矩值慢慢增加到 $0.55\mu_B$, 达到次最大, 与 α 为 0° 时的对应值相比下降幅度为 15%; Fe 原子单位空穴磁矩从 $0.58\mu_B$ 单调下降至最小值 $0.40\mu_B$, 随后又升高至次最大值 $0.46\mu_B$, 最大下降幅度为 31%, Fe 原子单位空穴磁矩随 α 变化表现出与 Co 类似的趋势; 就两种组分原子单位空穴磁矩的大小比较, 不同磁化方向 Fe 原子单位空穴磁矩约相当于 Co 的 87%.

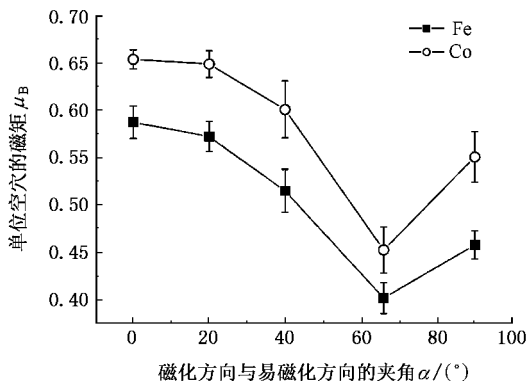


图 4 单位空穴的磁矩随磁化方向的变化

上述实验结果表明样品除了在生长时的磁诱导方向 ($\alpha = 0^\circ$) 存在易磁化轴外, 在 α 为 90° 的方向存在着另一个类似易轴的软磁化轴 (soft axis), 而在 α 为 $\pm 66^\circ$ 时则为样品面内的难磁化方向, 反映了样品具有面内双轴磁各向异性的特征; 为了验证, 我们用 SQUID 测量了 α 为 0° , 66° 和 90° 时的样品的磁滞回线 (图 3), 可以看出, 在易磁化方向的剩磁比达到 99.0%, 矫顽力不超过 1.6 kA/m, 是典型的高磁化强度的软磁材料; 在 α 为 90° 方向的软磁化轴表现出与易磁化轴类似的特征, 但是, 矫顽力大约只是易磁化方向的 1/2, 剩磁比比易磁化方向的对应值略小,

而在 α 为 66° 的磁滞回线则明显表现出了难磁化轴特征; 这与用 XMCD 得到的结果相符合. 有理论^[23]和实验^[24]认为这种双轴各向异性来自于两个独立的单轴各向异性间的耦合; Yun 等^[25]进一步对 $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ 样品生长过程中磁场诱导产生的面内双轴磁各向异性原因给出了解释, 他认为 α 为 0° 时的易轴来自于生长过程中磁感生的单轴各向异性, 而另一个与之垂直的 α 为 90° 软磁化轴是由磁弹效应导致.

从图 4 还可以看出, 两种组分原子的单位空穴磁矩变化趋势一致, 同时达到极大和极小值, 显示合金样品不同组分具有相同的易磁化轴和难磁化轴; 同时, 也反映了样品中 Fe, Co 原子之间强烈的铁磁性耦合.

结合感生各向异性起源的原子对模型, 可以认为薄膜生长过程中, Fe-Fe 原子对方向主要沿着磁场诱导产生的易磁化方向; 从 XRD 结果可以得到, 样品薄膜具有很好的晶体结构, 晶格常数为 0.3542 nm; 由于易磁化方向具有更多的 Fe-Fe 原子对, 原子对间的距离是对应着 $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ 的晶格排列, 这种情况可能不是 Fe-Fe 原子对能量最小的排列方式. 查晶体库可知, Fe (fcc) 的晶格常数为 0.3577 nm, 如果认为这时 Fe (fcc) 原子的系统能量更低, 那么, 合金中 Fe-Fe 原子对的存在可能使易轴方向晶格间距有进一步扩大的倾向, 导致在易轴和软轴方向晶格间的应力不一样, 产生由磁弹效应引起的单轴各向异性; 它与由磁场感生的单轴各向异性叠加, 共同构成了样品面内双轴各向异性. 基于上述分析, 当薄膜铁磁层由于生长条件影响使结晶程度变差时, 晶格应力导致的磁弹效应的影响会逐渐消失, 样品将具有更完美的面内单轴磁各向异性, 这和文献 [20] 中的论述以及最近的实验结果 (文中未列出) 一致.

根据 Stohr^[19] 提供的铁和钴单质的 3d 空穴数和原子磁矩, $N_{\text{Fe}} = 3.4$, $N_{\text{Co}} = 2.5$, $m_{\text{Fe}} = 2.19$, $m_{\text{Co}} = 1.57$, 容易算出铁和钴的单位空穴磁矩分别为 $0.64\mu_B$ 和 $0.63\mu_B$, 两者近似相等; 根据我们的实验结果, 铁和钴的单位空穴磁矩分别为 $0.58\mu_B$ 和 $0.65\mu_B$, 相比之下, Fe 原子单位空穴磁矩明显比 Co 值减小约 13%, 反映了它们各自局域环境的变化程度. 我们认为, 在 fcc 结构的合金状态, Co 原子周围 12 个配位, 只有约 10% 被 Fe 原子取代, 少量的变动对 Co 的局域环境影响不大, 而对于 Fe 原子来说, 情况则发生了很大变化, 其周围约 90% 的配位原子发生了改变, 并且原子间距比 fcc 结构的 Fe 减少了

0.0035 nm, 从而导致大的局域环境变化, 这种局域环境的变化可能是 Fe 单位空穴磁矩减小的主要原因。

通常认为不同的局域环境, 3d 空穴数的变化不大, 在这种情况下, 单位空穴磁矩的变化直接表现为原子磁矩的变化; MacLaren 等^[21]通过电子结构的第一性计算认为, 在 CoFe 合金中, Fe 原子磁矩减小是由于少数带被 Co 的外围电子占据, 从而减小了两个自旋子带之间的电子数差异, 最终导致了 Fe 原子磁矩的减小, 这与我们的实验分析一致。

4. 结 论

在剩磁模式下, 利用 XMCD 技术研究了

$\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ 薄膜组分元素单位空穴磁矩随面内不同磁化方向的变化, 当磁化方向与易轴的夹角从 0° 逐渐增加到 66° 再到 90° , Co 原子单位空穴磁矩从 $0.65\mu_B$ 单调下降至最小值 $0.45\mu_B$, 随后又升高至次最大值 $0.55\mu_B$, 最大下降幅度为 31%; Fe 原子单位空穴磁矩从 $0.58\mu_B$ 单调下降至最小值 $0.40\mu_B$, 随后又升高至次最大值 $0.46\mu_B$, 最大下降幅度为 31%, 表现出与 Co 类似的变化趋势; 在不同的磁化方向, Fe 原子的单位空穴磁矩约相当于 Co 值的 87%; 实验表明磁场诱导下溅射生长的 $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ 薄膜具有面内双轴磁各向异性, 易轴与难轴间夹角约为 66° , 两种组分原子之间存在着强烈的铁磁耦合。

- [1] Weller D, Moser A, Folks L, Best M E, Lee W, Toney M F, Schwickert M, Thiele J U, Doerner M F 2000 *IEEE Trans. Magn.* **36** 10
- [2] Lairson B M, Clemens B M 1993 *Appl. Phys. Lett.* **63** 1438
- [3] Mitani S, Takanashi K, Sano M, Fujimori H, Osawa A, Nakajima H 1995 *J. Magn. Magn. Mater.* **148** 163
- [4] Ostanin S, Razee S S A, Staunton J B, Ginatempo B, Bruno E 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 453
- [5] Senda M, Ishii O 1995 *IEEE Trans. Magn.* **31** 960
- [6] Lim C K, Chapman J N, Rahman M, Johnston A B, Donnell K O 2002 *J. Magn. Magn. Mater.* **238** 301
- [7] Burkert T, Nordstrom L, Eriksson O, Heinonen O 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 027203
- [8] Andersson G, Burkert T, Warnicke P, Björck M, Sanyal B, Chacon C, Zlotea C, Nordström L, Nordblad P, Eriksson O 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 037205
- [9] Dürr H A, Guo G Y, Van der Laan G, Lee J, Lauhoff G, Bland J A C 1997 *Science* **277** 213
- [10] Wang J, Li H H, Wang F, Guo Y X, Zhou H J, Xue S and Lu Q P 2005 *Nuclear Techniques* **28** 489 (in Chinese) [王、李红红、王锋、郭玉献、周红军、薛松、卢启鹏 2005 核技术 **28** 489]
- [11] Cai J W, Kitakami O, Shimada Y 1995 *J. Phys. D* **28** 1778
- [12] Wang J, Li H H, Li R P, Guo Y X, Wang Y X 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5474 (in Chinese) [王、李红红、李锐鹏、郭玉献、王雅新 2005 物理学报 **54** 5474]
- [13] van der Laan G 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 640
- [14] Chen C T, Idzerda Y U, Lin H J, Smith N V, Meigs G, Chaban E, Ho G H, Pellegrin, Sette F 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 152
- [15] Björck M, Andersson G, Lindgren B, Wäppling R, Stanciu V, Nordblad P 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **284** 273
- [16] van der Laan G 1998 *J. Magn. Magn. Mater.* **190** 318
- [17] Bruno P 1989 *Phys. Rev. B* **39** 865
- [18] Cinal M, Edwards D M, Mathon J 1994 *Phys. Rev. B* **50** 3754
- [19] Dürr H A, van der Laan G 1996 *Phys. Rev. B* **54** R760
- [20] Chikazumi S 2002 *Physics of Ferromagnetism* (Lanzhou: Lanzhou University Press) p248 (in Chinese) [近角聪信 2002 铁磁性物理(兰州:兰州大学出版社) p248]
- [21] MacLaren J M, Schulthess T C, Butler W H, Sutton R, McHenry M 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 4833
- [22] Zaharko O, Cervellino A, Mertins H C, Grimmerl H, Schäfers F, Arvanitis D 2001 *Eur. Phys. J. B* **23** 441
- [23] Yelon A 1967 *J. Appl. Phys.* **38** 325
- [24] Chang H 1964 *J. Appl. Phys.* **35** 770
- [25] Yun E J, Win W, Walser R M 1996 *IEEE Trans. Magn.* **32** 5

Element-specific in-plane magnetic anisotropy in $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ films^{*}

Guo Yu-Xian¹⁾ Wang Jie¹⁾ Xu Peng-Shou^{1)†} Li Hong-Hong¹⁾ Cai Jian-Wang²⁾

1) *National Synchrotron Radiation Laboratory, University of Science and Technology of China, Hefei 230029, China*

2) *State Key Laboratory of Magnetism, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*

(Received 13 June 2006 ; revised manuscript received 5 July 2006)

Abstract

Utilizing X-ray magnetic circular dichroism spectra we have investigated in-plane element-specific magnetic anisotropy in $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$ films. Apart from known field-induced easy axis during film growth, a soft axis perpendicular to it was observed, and the hard axis is 66° away from the easy axis. Thus in-plane bi-axial anisotropy is realized. For different contents of Co and Fe, the variation trends of magnetic moment per hole in different magnetization directions are similar, and the values of magnetic moment of Fe is about 87% that of Co, which suggested that there exists strong ferromagnetic coupling between Fe and Co atoms.

Keywords : magnetic anisotropy, X-ray magnetic circular dichroism, ferromagnetic coupling, CoFe films

PACC : 7525, 7870D, 7570, 7530G

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10274073, 10435050) and Innovation Foundation of the University of Science & Technology of China (Grant No. KD2005055).

[†] Corresponding author. E-mail : psxu@ustc.edu.cn