

# x 射线磁性圆二色吸收谱分析 Co 膜厚度对原子磁矩和自旋磁矩的影响

王<sup>1)</sup> 李红红<sup>1)</sup> 李锐鹏<sup>1)</sup> 郭玉献<sup>1)</sup> 王雅新<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> 中国科学技术大学国家同步辐射实验室, 合肥 230029)

<sup>2)</sup> 南京大学物理系, 南京 210093)

(2005 年 1 月 27 日收到, 2005 年 4 月 18 日收到修改稿)

利用软 x 射线磁性圆二色吸收谱(XMCD)研究了 Si 衬底上沉积的不同厚度的 Co 膜的轨道磁矩和自旋磁矩. 样品是磁控溅射方法制备的, 膜的厚度分别是 2nm, 10nm 和 30nm, 并在表面覆盖 0.8—1nm 厚的金膜防止样品的氧化. 根据 XMCD 求和定则计算得到的轨道磁矩和自旋磁矩分别是 0.249—0.195 $\mu_B$ (玻尔磁子)和 1.230—1.734 $\mu_B$ . 随着膜厚的减小, Co 原子的轨道磁矩增加, 而自旋磁矩下降. 轨道磁矩与总磁矩的比值由 0.101 上升至 0.168, 即 2nm 膜中 Co 原子的轨道磁矩对总磁矩的贡献比 30nm 膜中 Co 原子的大了 83%.

关键词: x 射线磁性圆二色, 磁性薄膜, 轨道磁矩和自旋磁矩, 厚度效应

PACC: 7870D, 7820L, 3345C, 3510D

## 1. 引言

磁性薄膜是近年来磁学和磁性材料研究的前沿阵地. 在磁性超薄膜、磁性多层膜与超晶格中发现了许多与宏观体系不同的新的物理现象和效应. 如小尺寸效应、表面与界面效应、量子效应、宏观量子隧道效应、巨磁阻效应等<sup>[1]</sup>、磁层间交换耦合随非磁层和磁层厚度做周期性的衰减振荡现象<sup>[2,3]</sup>. Spierings 和 Rasing 等人在 Co/Au 及 Fe/Cr 多层膜的界面观察到了非线性磁光效应, 并发现了巨非线性磁光效应<sup>[4-6]</sup>. 磁性薄膜中磁化方向随温度的变化垂直薄膜方向转向平行薄膜方向的转化<sup>[7]</sup>. 其中, 厚度从几个 nm 到几百 nm 的磁性薄膜所表现出的厚度效应涉及到多个物理量的变化, 更是研究的重点. 例如居里温度  $T_c$  随厚度的变化, 对于 Co/Cu(100), 从 3ML 的 580K 线性下降为 1.5ML 的 120K<sup>[8,9]</sup>; 自旋与轨道的耦合是磁晶各向异性能的主要来源<sup>[10]</sup>, 随着薄膜厚度的逐渐减小, 表面原子对磁性的贡献增大, 耦合作用随之增强, 磁性薄膜中磁化方向随厚度增加从垂直薄膜平面方向转向平行薄膜平面方向<sup>[11]</sup>; 过渡金属 3d 态电子数与膜厚度也有密切的关系, 随着薄

膜厚度的降低, 由于磁性膜和衬底不同的电负性, 电荷向衬底方向迁移, 导致 3d 电子数的明显下降. 对 Co/Ge 体系 3d 态电子数随厚度的减小由 7.51 降到了 6.88<sup>[12]</sup>.

磁性材料中的原子磁矩是研究磁性材料的重要物理参量. 根据实验原子磁矩的大小与磁性薄膜的厚度也有着密切的关系, 而且磁矩随厚度的变化对于不同的体系存在不同的机理. Moussy 等人<sup>[13]</sup>利用极化中子反射谱研究了  $Fe_3O_4(111)/Al_2O_3(0001)$  膜. 当  $Fe_3O_4$  薄膜厚度从 5nm 变化到 50nm 时, 磁矩从 2.4 $\mu_B$  单调增加到了 3.2 $\mu_B$ . 磁矩变化的原因是由于磁畴间的 'antiphase boundaries' 密度随厚度的增加而减小. 对于过渡族金属薄膜, Kim 等<sup>[14]</sup>研究了 V/Ag(001) 体系. 常温下体材料形态的金属 V 不表现出任何磁矩, 但他们制备的 V 超薄膜表现出铁磁性. 测量膜厚分别是 1 ML 和 3ML 时, 由于磁矩对厚度的依赖, 磁矩分别为 2.02 $\mu_B$ , 1.67 $\mu_B$  和 0.21 $\mu_B$ . 反映出随着 V 的厚度的增加态密度的改变. S. Hope 分别利用极化中子反射谱和 x 射线磁性圆二色(XMCD)研究 Cu/Ni/Cu/Si(001) 体系后发现, 当 Ni 膜的厚度小于 10nm 时, 原子的总磁矩、轨道磁矩和自旋磁矩随膜厚的减小而减小, 并将其归结为膜应力的作用.

†E-mail: jiewang@ustc.edu.cn

基于  $x$  射线近边吸收的 XMCD 是上世纪 90 年代发展起来的研究铁磁性原子磁矩的技术. 通过测量铁磁性材料对不同偏振方向的  $x$  射线的吸收, 由求和定则计算原子的轨道磁矩和自旋磁矩. 由于  $x$  射线吸收是元素可分辨的以及表面敏感, 因此 XMCD 技术特别适合于多元素的样品和薄膜样品. 利用 XMCD 吸收谱技术开展了大量的工作<sup>[15-17]</sup>. 膜厚和磁矩的关系是 XMCD 的一个研究重点. 随着磁性层厚度的变化, 原子的自旋和轨道磁矩均发生变化<sup>[18]</sup>. 对原位生长的 Fe/GaAs(100) 体系<sup>[19]</sup>, 8ML 厚的 Fe 原子的轨道和自旋磁矩分别为  $0.26\mu_B$  和  $2.03\mu_B$ , 33ML 则变为  $0.12\mu_B$  和  $2.07\mu_B$  (注意到体材料 Fe 原子的轨道和自旋磁矩  $0.085$  和  $1.98\mu_B$ ). 表面粗糙度、内扩散、台阶的形成等因素的影响, 导致了在 Fe/GaAs 界面出现更多的 3d 局域态电子, 使轨道磁矩增大. 在 Co/Cu(111)<sup>[20]</sup> 和 Co/Cu(100)<sup>[21]</sup> 中, 随着 Co 膜厚度减小,  $M_I/M_S$  增大了 40%. 当厚度为一个单原子层时, 轨道磁矩的增加甚至达到了 200%<sup>[22]</sup>.

总之, 在磁性薄膜体系中, 原子的磁矩对周围的环境有更直接的反应. 当磁性薄膜表面覆盖了其他材料时, 如非磁性金属、物理吸附的气体等, 可以预期将对磁性薄膜产生一定影响. 本文利用在合肥国家同步辐射实验室新近发展起来的 XMCD 吸收谱技术, 研究了 Au/Co/Au 体系中 Co 膜厚度对 Co 原子的自旋和轨道磁矩的影响.

## 2. 结果与分析

XMCD 实验是在合肥国家同步辐射实验室新建的软  $x$  射线磁性圆二色实验站进行的(束线编号 U18). 其光束线使用的是弯铁光源. 为获得圆偏振光, 光束线的接收角离开电子轨道面一定的距离. 光束线的单色器是平面变线距光栅单色器, 可以提供 100 至 1000eV 的单色光. 当分辨本领达到 1000 时的光子通量不低于  $10^8 \text{ s}^{-1}$ <sup>[23]</sup>. 实验站是一个超高真空室, 静态真空度可以达到  $2 \times 10^{-8} \text{ Pa}$ , 因此可以与光束线无“障碍”连通, 减少  $x$  射线的损失. 为避免取左、右圆偏振光时机械位置的误差带来的偏振度偏差, 实验时采用了固定圆偏振光的偏振方向, 切换样品磁化方向的模式. 样品的磁化是由安装在真空室中的电磁铁完成的. 由于电磁铁的磁场方向取决于驱动电流方向, 因此在测量时每一个波长点改变外

磁场的方向 2 次, 记录下样品在不同外磁场状态下的吸收谱. 这样可以基本消除测量过程中轨道面的突变性因素. 吸收谱的测量是“样品电流法”, 即以样品为一极, 真空室的外壳作为另一极. 样品原子吸收  $x$  射线后发射电子而偏离了电中性, 样品电流就是补充到样品上的电荷数. 实验中发现, 低至约  $10^{-3} \text{ T}$  的外磁场对样品发射的电子都存在很大的影响, 因此测量时必须关闭外磁场, 即利用样品的剩磁测量 XMCD 谱. 磁滞回线的测量是南京大学研制的振动磁强计.  $x$  射线衍射(XRD)测量使用 Philips X'Pert PRO SUPER  $x$  射线粉末衍射仪, 采用  $3^\circ$  掠入射角测量. 所有实验均是室温下进行的.

Co 膜是用直流磁控溅射方法制备的. 溅射的氩气压 0.4Pa, 背景真空度为  $1.7 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ . 溅射过程中在平行膜面的方向施加了约 20000A/m 的成膜场. 衬底是商业化的单晶 Si 片(100)面, 并先在表面沉积一层厚 3.3nm 的金膜作为缓冲层. Co 膜的沉积厚度分别为 2nm, 10nm, 30nm. 10nm 以下的 Co 膜, 溅射功率为 12W, 励磁电流是 1.4A, 其溅射速率为 0.025nm/s, 而 30nm 的 Co 膜, 溅射功率为 48W, 励磁电流 2A, 溅射速率 0.16nm/s. 为防止氧化, 所有样品的表面覆盖了基本相同厚度的 Au(约 1nm). 图 1(a) 是样品的磁滞回线. 测量方向平行于溅射时成膜场的方向. 从图 1(a) 中可以看到  $M_I/M_S$  随厚度的变化. 在 2nm 时, 剩磁强度只有约饱和磁强的一半, 但对于 10nm 以上的膜则剩磁基本维持了饱和磁强的 90%. 对于利用剩磁测量的 XMCD 信号, 即使不考虑膜厚的影响, 2nm 的膜得到的 XMCD 信号应弱于另两个样品. 控制 Co 膜的生长条件, 可以形成 FCC, HCP, BCC 或它们的混合结构<sup>[24]</sup>. 根据 XRD 实验结果(图 1(b)) 和 PDF 卡片比较, Au 缓冲层的结构是 fcc, Co 的结构也是 fcc. 由于是掠入射方法测量, Au 和 Co 的衍射峰有不同程度的偏移, 但根据衍射峰位置计算得到的结果仍符合 fcc 结构. 从衍射峰的半高宽较大和对称性较差来看, Co 膜是一个多晶膜.

图 2(a) 是 10nm 的 Co 膜的吸收谱, 磁化方向沿成膜场方向. 测量范围是 750—820eV, 测量步长为 0.2eV, 入缝宽度是 0.18mm, 出缝为 0.07mm. 根据单色器的理论计算和光束线的实际测量, 此开度下的能量分辨本领不低于 1000<sup>[23]</sup>. 图中的吸收峰是 Co 元素的 L 边中的 L<sub>3</sub> 和 L<sub>2</sub> 峰, 对应的跃迁是  $2p_{3/2}$  和  $2p_{3/2} \rightarrow 3d$  能级. 样品从制备完成到实验时在空气中

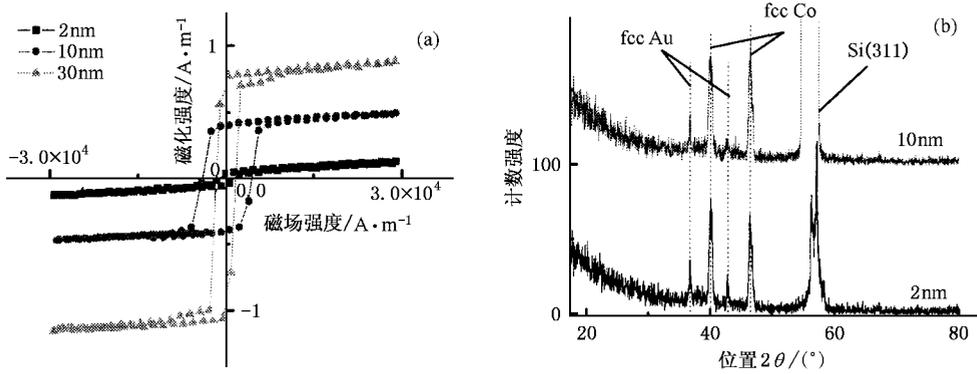


图 1 室温下不同厚度 Co 膜的磁滞回线 (a) 和 XRD (b)

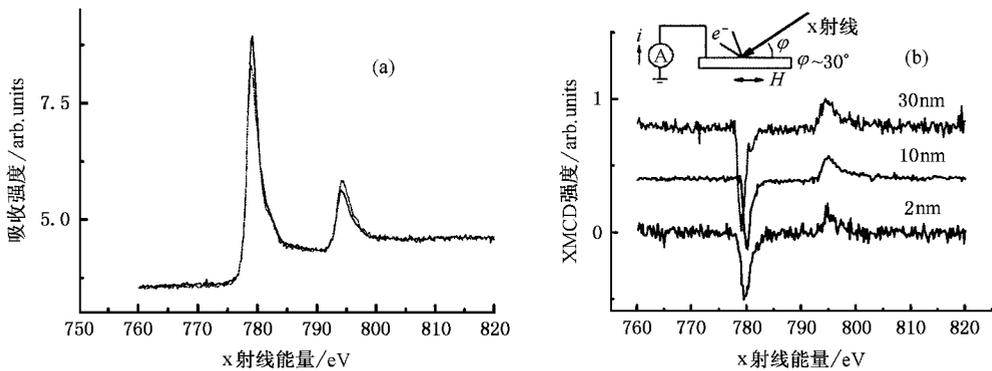


图 2 Co 膜在不同磁化方向时的吸收谱 (a) 和 XMCD 谱 (b)

放置了约 15—20 天. 根据吸收谱的谱形和位置, Co 膜在实验的灵敏度范围内没有发现氧化的迹象. 这也表明 Au 膜是一个很好的保护膜, 低至 1nm 的厚度也可以较好地隔绝氧化作用. 图 2(b) 就是二者的差值谱, 即 XMCD 谱. 由于在测量过程中是一个波长点磁化正反 2 次, 因此记录到的入射光强信号是完全重合的. XMCD 谱是先将不同磁化方向的吸收谱与相应的入射光强信号相除, 再相减得到. 从 XMCD 谱上看, 峰值位置是非重合的, L3 边的峰值位置分别为 779.6, 780.2 和 779.0eV. 原因可能是: (1) 实验不是在同一次束流寿命中进行的, 因此由于同步辐射光源点的位置和发射角度不是严格的相同, 导致波长有一定程度的漂移; (2) 由于 XMCD 是吸收谱相减的, 当吸收谱在峰值附近的谱形有任何微小的变化时, 相减后的峰值位置也会偏移. 由于 XMCD 的分析主要是积分面积的计算, 小偏移不会引入太大的偏差. 根据 XMCD 的求和定则, Co 原子的轨道磁矩和自旋磁矩可由下式<sup>[25]</sup>求得:

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

其中  $p$  是 XMCD 谱中 L2 边的积分,  $q$  是 XMCD 谱中 L2 和 L3 边的积分值,  $r$  是吸收谱中对 L2 和 L3 边的积分.  $P$  是入射光的偏振度,  $\varphi$  是掠入射角.  $n_h$  是 Co 的 d 能带的空穴数. 计算时取 Co 的  $n_h = 2.8$ <sup>[26]</sup>. 消除背景用了双台阶函数<sup>[27]</sup>

$$\text{step}(E) = H_{L3} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \text{erf} \left[ \frac{2\sqrt{\ln 2}(E - P_{L3})}{\Gamma_{G, L3}} \right] \right\} + H_{L2} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \text{erf} \left[ \frac{2\sqrt{\ln 2}(E - P_{L2})}{\Gamma_{G, L2}} \right] \right\},$$

式中  $H_{L3}$  和  $H_{L2}$  是各台阶的高度, erf 是误差函数,  $P$  是峰值位置,  $\Gamma$  是峰半高宽. 在此取  $H_{L3} : H_{L2} = 2 : 1$ . 计算采用了自己编写的程序. 除了上述参数外, 为了准确地获得台阶的总高度  $H$ , 分别取吸收谱的开始和结束部分的一段数据, 取二者平均值的差值作为  $H$ . 计算时发现, 参与平均的数据的个数对最后的计算值有一定影响. 图 3 是 10nm 的 Co 膜轨道磁矩时取不同的平均值对计算值的影响. 当取吸收谱开始和结束部分各 1eV 长的数据参加平均时, 得到的磁矩要远小于后面的磁矩值. 这主要是由于在吸收

谱的结束部分,谱形有一定的起伏,而台阶函数则是严格的直线,积分时这些起伏均被计入了 XMCD 信号中.当参与平均的数据长度取 3eV 到 8eV 之间时,引入的计算差异明显减小,相对误差不超过 6%.我们认为这些数据是“可信的”.表 1 给出的是平均长度取 5eV 时得到的轨道和自旋磁矩.

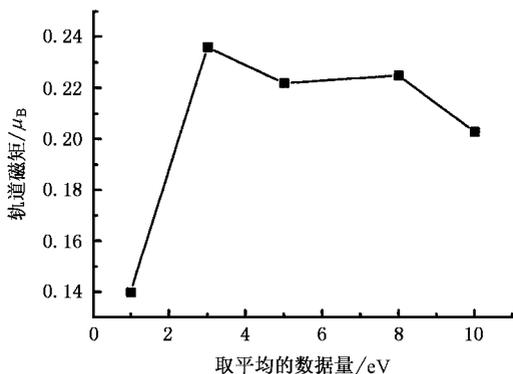


图 3 计算时取不同的数据个数求平均,计算出的轨道磁矩存在差异(图中连线是为便于观察)

表 1 不同厚度的 Co 膜的轨道磁矩  $M_l$  和自旋磁矩  $M_s$  (取数据长度为 5eV)(单位:  $\mu_B/\text{Co}$  原子)

	2nm	10nm	30nm	体材料 hcp Co <sup>[25]</sup>
$M_l$	0.249	0.222	0.195	0.154
$M_s$	1.230	1.36	1.734	1.62
$M_l/M_s$	0.202	0.163	0.112	0.095
$M_l + M_s$	1.479	1.582	1.929	1.744
$M_l/(M_l + M_s)$	0.168	0.140	0.101	0.087

从表中可以看出,随着膜厚的增加,Co 原子的轨道磁矩下降,而自旋磁矩却增加了.这也反映在轨道磁矩与自旋磁矩的比值上.根据求和定则的计算公式,二者的比值消除了因子  $n_h$  和  $rP\cos\theta$ ,因此基本没有实验条件的变化引入的误差,更能反映磁矩自身的变化.

### 3. 讨 论

在纳米尺度的磁性薄膜中,表面和界面的效应对磁性有较大的影响.其基本物理机理是薄膜的表面原子和膜内原子的周围环境不同,使得表面原子的自旋交换耦合  $J_s$  与内部原子的自旋交换耦合  $J$  不同.冯倩等<sup>[28]</sup>用 Monte-Carlo 方法计算了磁性多层膜的  $J_s$  和  $J$  对膜的居里温度的影响.结果表明,当

$J_s/J$  小于某一临界值时,由于体内磁有序先于表面磁有序,系统的相变温度随薄膜层数增多而升高;反之,系统的相变温度随薄膜层数增多而降低.我们的 XMCD 的实验结果表明,随着薄膜厚度的变化,原子的轨道磁矩和自旋磁矩的变化趋势是相反的,尽管原子的总磁矩随膜厚增加,但轨道磁矩不断减小,自旋磁矩却增加.假定测量的样品其表面是可比拟的,即  $J_s$  是相等的.可以认为表面态对原子的轨道磁矩的影响与对自旋磁矩的影响是相反的.一个可能的原因是 Hamiltonian 量中只考虑了自旋的作用,而没有考虑轨道.还有就是磁矩受到外界多种因素的影响,如表面粗糙度、互扩散对有效磁层厚度的影响等.

薄膜中晶胞体积的变化也影响着原子的磁矩.晶胞体积的变大,使得能带窄化,改变 3d 能带自旋极化的子能级的空穴数分布. Marcus 和 Moruzzi 曾计算了 FCC Ni,给出了体积增加/减小 1%,总磁矩增加/下降 1%的结果.根据我们的 XRD 结果,与体形态 HCP 结构的 Co 相比(0.02223nm<sup>3</sup>),2nm 膜的晶胞体积增加到 0.05956nm<sup>3</sup>,改变量达 168%.但总磁矩的增加却远低于体积的变化(只有 18%左右).这说明在 Au/Co/Au 中,体积加大引入的磁矩的增加并没有明显的作用.

由于  $\alpha$  射线近边吸收可以基本反映 Fermi 能级之上的空态态密度分布<sup>[29]</sup>,仔细考察 Co 膜在不同磁化状态下对圆偏振光的  $L_3$  吸收谱,有助于了解空态态密度的变化. Ebert 等<sup>[30]</sup>计算了 Cu 的  $L_2, L_3$  边的吸收.  $L_3$  边主要是  $2p_{3/2}$  到  $3d_{3/2, 5/2}$  的跃迁,以及  $2p_{3/2}$  到  $4s_{1/2}$  的跃迁,但  $p \rightarrow s$  的跃迁约是总强度的 5%.据此,在数值拟合时将  $L_3$  峰分解为两个 Gauss 线型.根据圆偏振光选择定则,不同的磁化方向使得  $2p_{3/2}$  的电子跃迁到不同自旋方向的 3d 子能带,在此两个磁化方向的面积应给出不同自旋极化态相应的空态密度.拟合结果表明,第一个峰(位于 779eV 附近,  $2p_{3/2} \rightarrow 3d_{3/2}$ )的位置差别不大,但外磁场为“+”时的峰面积有较大的起伏;第二个峰(位于 780—782eV 处,  $2p_{3/2} \rightarrow 3d_{5/2}$ )在峰值位置上与第一个峰相比漂移大,但面积的变化不大.我们制备过膜厚是 0.8nm 的 Co 膜,由于没有 XMCD 信号,其吸收谱在不同磁化方向上是相同的.拟合的峰 1 和峰 2 的参数见表 2.相比于有磁性的 Co 样品,峰面积要小很多.为使得拟合过程符合实际存在的跃迁通道,我们还对 0.8nm 的 Co 膜的  $L_3$  边用了三峰拟合,拟合出

的三峰的峰值波长/半高宽/面积分别是 779.39/2.02/2.31、780.83/1.1/0.25 和 781.17/4.48/1.36eV, 其中以 780.83 的峰最小, 其面积是三个峰面积之和

的 6%。若以它是  $2p_{3/2}$  到  $4s_{1/2}$  的跃迁, 其强度与 Ebert 对 Cu 的理论计算值十分接近。可以看出, 由于 s 跃迁通道强度很低, 三峰拟合和双峰拟合差别不大。

表 2 Co 膜的 L3 峰的 Gaussian 函数拟合

	峰 1 位置/半高宽( eV )/面积		峰 2 位置/半高宽( eV )/面积	
	+	-	+	-
2nm	779.82/2.02/9.03	779.73/1.79/5.75	782.06/2.95/2.43	781.03/3.74/4.42
10nm	779.96/1.79/5.13	779.93/1.86/4.52	781.50/5.02/3.74	781.55/5.27/3.57
30nm	779.12/1.84/9.82	779.04/1.79/7.06	781.35/3.64/4.41	780.59/4.68/5.61
0.8nm	779.51/2.33/2.79	-	781.49/4.04/1.14	-

0.8nm 厚的 Co 膜的样品在 VSM 测量和 XMCD 实验中均未有结果。可以认为在仪器的探测范围内, 样品没有宏观磁性。磁性的“消失”可能在于 Au-Co 形成的固溶体甚至合金大大减弱了 Co 的磁性<sup>1)</sup>。不妨认为 Au-Co 界面存在 0.4nm 厚的磁“死层”。前述样品对面内磁矩的有效厚度要小于生长厚度(名义厚度)。对于 VSM 测量, 整个样品体积均被测量, 则 2nm 样品的有效厚度  $\approx 2 - 0.8 = 1.2\text{nm}$ , 而对于 10nm 和 30nm 的样品, 有效厚度为 9.2 和 29.2nm。作为估算, 可以对比由样品的磁化强度计算得到的原子磁矩和 XMCD 得到的原子磁矩。2nm, 10nm 和 30nm 厚的样品的膜面积分别是 0.352, 0.3496 和 0.3167 $\text{cm}^2$ 。取样品的有效体积为膜面积与有效厚度之积, 则单位体积内剩磁状态下沿成膜场方向的磁化强度<sup>2)</sup>分别是 1105, 1259 和 773 $\text{emu}/\text{cm}^3$ 。根据 2nm 和 10nm 的 Co 膜, 其 XRD 衍射峰的位置基本相同的实验结果, 可以认为三个样品的晶胞体积是一样的, 均为 0.05956 $\text{nm}^3$ , 每个晶胞中有 4 个 Co 原子, 则 1 $\text{cm}^3$  中包含了约  $6.7 \times 10^{22}$  个 Co 原子。根据磁化强度物理意义, 易得到单个原子的磁矩为 1.78, 2.03 和 1.24 $\mu_B$ 。从量级上看, 二者是相同的。这也说明尽

管 XMCD 的求和定则在推导时有一些近似, 但最后得到的磁矩是具有可比性的。对于具体的数值上的差异, 可能是源于测量、计算等的误差上(如样品面积、厚度; x 射线准确的偏振度等)。应该提到的是 30nm 的 Co 膜的磁矩在变化趋势上存在明显的不一致, 我们还无法说明。

## 4. 结 论

利用 XMCD 技术获得了 Au/Co/Au 体系中轨道磁矩和自旋磁矩随膜厚的变化。求和定则计算的磁矩随膜厚的增加有不同的改变趋势, 轨道磁矩由大到小, 自旋磁矩与之相反。根据磁矩的比值, 膜厚增加, 轨道磁矩对原子总磁矩的贡献逐渐下降, 并趋近于体形态 Co 原子的比值。这与巡游电子模型的结果是一致的。

由于 XMCD 吸收谱是在剩磁情况下测量的, 我们也计算了用 VSM 得到的磁化强度推算出的原子磁矩。二者的结果在量级上是一致的, 考虑到测量中各种误差因素的影响, 其结果应认为是自洽的。

<sup>1)</sup>另外一个可能就是磁矩的取向在面内的投影基本为  $\alpha$  (磁矩是非面内的), 但用名义厚度计算出的原子磁矩仍存在同样的趋势。

<sup>2)</sup>2, 10 和 30nm 样品的“剩”磁化强度为 4.67, 4.05 和 7.15  $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ 。

- [ 1 ] Fert A , Grunberg P , Barthelemy *et al* 1995 *J. Magn. Magn. Mater.* **140—144** 1
- [ 2 ] Parkin S S P , More N and Roche K P 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2304
- [ 3 ] Okuno S N and Inomata K 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1553
- [ 4 ] Rasing T H , Koerkamp M G *et al* 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 6181
- [ 5 ] Koopmans B , Koerkamp M G *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3692
- [ 6 ] Spierings G , Koutsos V *et al* 1993 *J. Magn. Magn. Mater.* **121** 109
- [ 7 ] Seixas T M , da Silva J M M , Papageorgiou T P *et al* 2004 *Phys B : Condensed matter* **353** 34
- [ 8 ] Schneider C M , Bressler P , Schuster P *et al* 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1059
- [ 9 ] De Miguel J , Cebollada A , Gallego J M *et al* 1989 *Surf. Sci.* **211/212** 732
- [ 10 ] Brewer W D , Scherz A , Sorg C *et al* 2004 *Phys. Rev. B* **93** 077205
- [ 11 ] Sellmann R , Fritzsche H and Maletta H 2001 *Phys. Rev. B* **64** 054418
- [ 12 ] Ryan P , Winarski R P , Keavney D J *et al* 2004 *Phys. Rev. B* **69** 054416
- [ 13 ] Moussy J B , Gota S and Bataille A 2004 *Phys. Rev. B* **70** 174448
- [ 14 ] Kim I G and Lee J I 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **272—276** 1188
- [ 15 ] Brien W L O 'and Tonner B P 1994 *Phys. Rev. B* **50** 12672
- [ 16 ] Weller D , Stohr J , Nakajima R *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3752
- [ 17 ] Weller D , Samant M G , Stohr J *et al* 1994 *J. Appl. Phys.* **75** 5807
- [ 18 ] Srivastava P , Wilhelm F , Ney A *et al* 1998 *Phys. Rev. B* **59** 5701
- [ 19 ] Xu Y B , Tselepi M , Dudzik E *et al* 2001 *J. Magn. Magn. Mater.* **226—230** 1643
- [ 20 ] Hahlin A , Karis O , Dunn J H *et al* 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 10 6881
- [ 21 ] Tischer M , Hjortstam O , Hunter Dunn J *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1602
- [ 22 ] Durr H A , van der Laan G , Vogel J *et al* 1998 *Phys. Rev. B* **58** 11853
- [ 23 ] Wang J , Li H H , Wang F *et al* 2005 *Nuclear Techniques* **7** 489 ( in Chinese ] 王 、李红红、王 峰等 2005 *核技术* **7** 489 ]
- [ 24 ] Scheck C , Evans S , Schad R 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 7634
- [ 25 ] Chen C T , Idzerda Y U , Lin H J *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 152
- [ 26 ] Hunter Dunnt J , Arvanitist D , Brtenssont N M , Tischert M *et al* 1995 *J. Phys. : Condens. Matter* **7** 1111
- [ 27 ] Chen J G 1997 *Surf. Sci. Rep.* **30** 15
- [ 28 ] Feng Q , Huang Z G and Du Y W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2906 ( in Chinese ] 冯 倩、黄志高、都有为 2003 *物理学报* **52** 2906 ]
- [ 29 ] May F , Tischer M , Arvanitis D , Russo M , Dunn J H *et al* 1996 *Phys. Rev. B* **53** 1076
- [ 30 ] Ebert H 1996 *Phys. Rev. B* **53** 16067

# Research on the effects of thickness of cobalt layers on the orbital and spin moments of Co atoms using x-ray magnetic circular dichroism in absorption

Wang Jie<sup>1)†</sup> Li Hong-Hong<sup>1)</sup> Li Rui-Peng<sup>1)</sup> Guo Yu-Xian<sup>1)</sup> Wang Ya-Xin<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>(*National Synchrotron Radiation Laboratory, University of Science and Technology of China, Hefei 230029, China*)

<sup>2)</sup>(*Physics Department of Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

(Received 27 January 2005; revised manuscript received 18 April 2005)

## Abstract

Orbital and spin moments of Co atoms in films of different thickness deposited by magnetron-sputtering on silicon wafers have been investigated by use of soft x-ray magnetic circular dichroism in absorption. Layers with thickness 2nm, 10nm and 30nm are covered by 0.8—1nm of protection overlayer. Orbital and spin moments of  $0.249\text{—}0.195\mu_B$  and  $1.230\text{—}1.734\mu_B$  are found from XMCD sum rules. Increase in orbital moments and decrease in spin moments are observed with reducing cobalt film thickness. There is a ratio variation from 0.101 to 0.168 of orbital moment to total moment, that is, contribution of orbital moment of cobalt atoms to total moment in 2nm film is 83% greater than that in the 30nm film.

**Keywords:** x-ray magnetic circular dichroism, magnetic thin film, orbital and spin moment, thickness effect

**PACC:** 7870D, 7820L, 3345C, 3510D

<sup>†</sup>E-mail: jjiewang@ustc.edu.cn