

X 射线磁圆二色谱

王 文 采

(北京大学物理系 100871)

同步辐射真不愧为优秀的新一代光源。它的出现和不断发展,极大地促进了很多新的实验研究工作的开展。它具有频率范围宽、高强度、极好的准直性、偏振性以及包含时间结构等优良特性,如果没有同步辐射,很多实验都将无法进行。因此,它对很多学科的发展起着很大的推动作用。本文将要介绍的 X 射线磁圆二色谱就是利用同步辐射研究磁性材料,特别是磁性薄膜和多层膜磁性新的、有力的研究手段。通过测定材料中某一组元的 X 射线磁圆二色谱,可以获得该组元的自旋磁矩、轨道磁矩、电荷密度分布以及它们的磁各向异性等信息,其中有些是传统的磁测量方法无法获得的。

磁性薄膜和多层膜是当前材料科学和凝聚态物理研究的前沿和热点之一。过渡金属、稀土以及它们的化合物薄膜和表面显示出多种重要的磁性。例如与块体材料相比,它们具有增强的自旋和轨道磁矩,强的磁各向异性,特别是垂直磁各向异性。磁性薄膜和多层膜中电子态的研究将探讨最重要且至今了解甚少的磁现象之一——磁各向异性的来源。多层膜的巨磁阻效应,磁性和非磁性材料交替形成的多层膜的振荡交换耦合等,在磁记录等高新技术领域也展现出诱人的应用前景。X 射线磁圆二色谱在这些新型材料磁性的研究中是一支难得的生力军。

本文将简要介绍 X 射线磁圆二色谱研究材料磁性的原理和方法,通过国外近年来的一些研究成果介绍它在材料磁性研究中的重要作用。

一、X 射线吸收精细结构谱(XAFS)

X 射线吸收精细结构谱自 20 世纪 70 年代以来,随着理论和同步辐射技术的发展,研究工作进展相当迅猛,国内也取得了一些研究成果。它不是本文的主题,但是和 X 射线磁圆二色谱的联系非常紧密,因此需要在这里花费点笔墨。

X 射线吸收精细结构是双原子和多原子气体以及凝聚态物质中的任一组成元素的 X 射线吸收系数具有的特性。它的 X 射线线吸收系数在吸收限

高能侧,随着射线能量的增大具有起伏振荡的精细结构。这种精细结构通常从吸收限向高能侧延伸到 1000 电子伏左右的范围。一般将零至几十电子伏的结构称为 X 射线吸收近限精细结构(XANES),30—1000 电子伏范围的称为扩展 X 射线吸收精细结构(EXAFS)。

元素的 X 射线线吸收系数和它的电子结构有关。原子及凝聚态物质中的电子都根据一定规则,按能量由低到高填充到不同的能态上。X 射线的吸收是由于电子吸收了 X-光子的能量由低能态向高能态的跃迁造成的。吸收限对应的能量等于已填充态的电子向未填充的最低能态跃迁时,两个能态之间的能量差。按照电子跃迁初态的能量由低到高排序,X 射线吸收依次分为 K^- 、 L^- 、 M^- 等吸收限系。所以,各种元素的 X 射线吸收限都是它的电子结构的特定标志。当原子形成固体以后,同一元素能量低的内层能态变化极小,所以吸收限的能量变化也很小。

对应 X 射线吸收的电子跃迁遵从偶极跃迁的选择定则。凝聚态物质某一组成元素中电子的低能内层能态仍然和它的原子情况类似,保持为分立的能级。而能量较高的能态则常常形成准连续的能带,与电子跃迁相应的 X 射线线吸收系数的大小和跃迁几率及跃迁末态空能带能态密度的乘积成正比。因此,X 射线吸收谱包含有物质中电子未填充能量状态的信息。具有未填满内层能态的 3d 过渡元素和 4f 稀土元素。由于 3d 和 4f 能带的带宽很窄,能态密度较高,空能态的态密度也较高,因此相应电子跃迁形成的 X 射线吸收系数大,构成吸收精细结构谱上很窄的高峰,常常被称为“吸收”白线。

二、X 射线磁圆二色谱(XMCD)

X 射线磁圆二色谱和 X 射线吸收谱密切相关。通常测定 X 射线吸收谱都是利用非偏振的 X 射线,而 X 射线磁圆二色谱则需要利用偏振 X 射线(线偏振或圆偏振)进行测量。此外,测定 XMCD 谱时,还

需要加一定的外磁场,对薄膜材料,外磁场的方向通常和薄膜的法线平行。利用不同偏振的 X 射线,在其他实验条件都相同的情况下,对同一元素、同一吸收限的 X 射线吸收谱分别进行测定,但仅限于 X 射线吸收谱近边吸收精细结构的范围,再经过一定的数据处理就可以获得 XMCD 谱。对于 3d 过渡元素主要测定 L_2 和 L_3 - 边,而对稀土元素则更多的研究 M_4 和 M_5 - 边吸收谱。然而, XMCD 谱包含了物质中未填充能态电子自旋状态的信息,这些信息对于磁性材料的研究是非常重要的。

众所周知,3d 过渡元素和稀土元素的原子具有磁矩,由它们形成的单质或化合物的磁性主要由未填满的 3d 或 4f 能带的电子填充状态决定。由于这些能带中存在电子未填充的空能态,因而它们的原子(或离子)具有自旋磁矩和轨道磁矩。

以 3d 过渡元素 L_2 和 L_3 - 边吸收谱为例。它们对应于 2p 电子到未填充能态的跃迁。在吸收谱的“主边”区有一个强的窄吸收峰,通常称为吸收“白线”。大量研究表明,吸收“白线”是由于 2p 电子到未填充的 3d 态的跃迁形成的,遵从偶极跃迁的选择定则。原子中自旋 - 轨道耦合的相互作用,跃迁的初态对应两个能级, $2p_{1/2}$ 和 $2p_{3/2}$, 分别与 L_2 和 L_3 吸收谱相联系。

原子中的 3d 能级有 5 个, d_{xy} 、 d_{xz} 、 d_{yz} 、 $d_{x^2-y^2}$ 和 d_{z^2} 。形成固体时,可以用它们作为基函数,按照紧束缚近似构成相应的能带。不加外磁场时,带中已填充的两种自旋电子数目差不多,未填充态两种自旋的空穴数差别也很小。当施加外磁场后,试样的易磁化方向将按外场的方向取向,由于电子的交换相互作用,根据铁磁性的刚带模型, d 带的态密度分布将发生下述的变化:一种自旋的电子态密度分布曲线相对于另一种自旋态将向能量降低的方向移动;或者说, d 带发生交换分裂。这样,当电子填充到费米能级时,一种自旋较另一种自旋的能带将被填充更多的电子,分别被称为“多子”和“少子”带。

XMCD 谱必须利用偏振 X 射线(线或圆偏振)测定。以薄膜对圆偏振 X 射线吸收的测定为例,取薄膜法线向上为 Z 轴的正方向。圆偏振的 X 射线属于平面偏振光,分为右旋和左旋两种。它们分别对应于 X 射线电场矢量方向的变化和射线传输的方向,即 k 矢量之间两种不同的关系。右旋偏振的 X 射线电场矢量的方向在和射线传播方向垂直的平面

内按顺时针方向变化(右手螺旋),相应 X - 光子的自旋向上,具有的角动量为正值 $+h/2\pi$ (h 为普朗克常数)。与此类似,左旋偏振的 X 射线电场矢量的方向在平面内沿逆时针方向变化,相应光子的自旋向下,具有负的角动量 $-h/2\pi$ 。这两种偏振的 X 射线被试样吸收时, X - 光子的角动量将“传”给被激发的内层电子,因此不同偏振的 X 射线只能激发与 X - 光子自旋方向相同的电子。测定吸收谱时,右旋圆偏振的 X 射线将激发自旋向上的电子,而左旋圆偏振的 X 射线激发自旋向下的电子。

另一方面,根据偶极跃迁的选择定则,吸收跃迁应满足: $\Delta J = 0, \pm 1$; $\Delta L = \pm 1$; 和 $\Delta M = 1$ (左旋圆偏振), -1 (右旋圆偏振), 或 0 (线偏振)。 J 、 L 和 M 分别为吸收原子的总角动量、轨道角动量和磁量子数。所以,无论右旋或左旋的圆偏振 X 射线,所激发的电子初态和填充的末态的自旋必然是相反的。这样,由右旋和左旋圆偏振 X 射线测定的同一 3d 过渡元素的 L_2 (或 L_3) 吸收谱将给出未填充 3d 能态中不同的电子自旋状态的信息,向下或向上的自旋态。

综上所述,对于某一元素的同一吸收限,用右旋或左旋圆偏振 X 射线测定的 X 射线吸收系数将有所不同。它们分别和跃迁几率、相应能量处两种自旋电子总的未填充的态密度以及“多子”和“少子”能带的态密度之差等因素有关,但是按照不同的关系式决定。

XMCD 谱由右旋和左旋圆偏振 X 射线测定的 L_2 (或 L_3) 吸收谱的差值获得。图 1 给出了镉 - 铁钴非晶薄膜中铁的 X 射线圆偏振 L_2 和 L_3 - XANES 以及

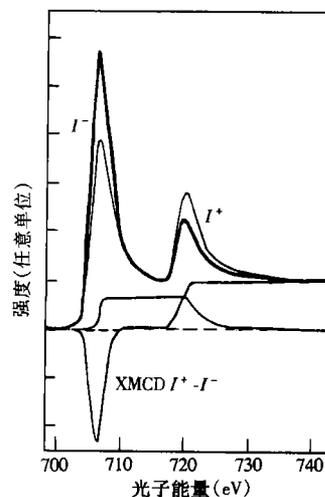


图 1 镉 - 铁钴非晶膜中铁的 X 射线圆偏振 L_2 和 L_3 - XANES 以及相应的 XMCD 谱

相应的 XMCD 谱。图的上方为右旋和左旋圆偏振 X 射线测定的 L_2 (和 L_3) 吸收“白线”, 分别由细实线和粗实线表示; 下方为二者之差获得的 XMCD 谱。

三、XMCD 谱与材料的磁性

XMCD 谱可以给出材料未填充能态中电子自旋态的相关信息, 而且对于 3d 过渡元素, 下述的求和定则还能够用于分别求出自旋磁矩、轨道磁矩、电荷密度分布以及它们的磁各向异性等磁性材料重要的物理特性。这些定则已经被很多理论和实验证明是正确的。

1. 总强度或“白线”求和定则

根据偶极跃迁的选择定则, L-边 X 射线吸收谱应包括 $p \rightarrow d$ 和 $p \rightarrow s$ 两种电子跃迁的贡献。但是, 它们形成的吸收强度相差很大, 前者约为后者的 20 倍, 因此通常只考虑 $p \rightarrow d$ 跃迁的吸收。对于磁性无序的材料, 偏振 X 射线吸收的“白线”强度和晶体中不同晶体学方向的 d 空穴数有关, 因此和 d 带空穴的电荷密度分布有关。通常每个 d 轨道的电荷密度分布是各向异性的。前已指出, L-边吸收对应电子跃迁的两个初能态 $2p_{1/2}$ 和 $2p_{3/2}$, 它们到 d 带空能态的跃迁分别与 L_2 -和 L_3 -边的两个吸收“白线”相对应。所以, 对 L_2 和 L_3 的吸收“白线”强度求和, 可以求得 d 带的总空穴数。

对称性较高而且磁性无序的晶体, 偏振 X 射线吸收“白线”的总强度为:

$$\sum_{\alpha} (I_{L_3} + I_{L_2})_{\alpha} = CN \quad (1)$$

式中, α 表示直角坐标系中 X、Y 或 Z 轴的方向, 对测量的不同坐标方向求和, C 是常数, 和 $p \rightarrow d$ 跃迁矩阵元的平方成正比, N 表示 d 带的总空穴数。

2. 自旋求和定则

右旋和左旋圆偏振 X 射线测定 3d 组元的 L_2 (或 L_3) 的吸收“白线”, 分别和 3d 带中未填充末态不同的电子自旋态相对应, 根据它们强度之差获得的 XMCD 谱的进一步分析, 还可以得到更多的结果。例如, 对于结构对称性高的晶体, 有:

$$[A - 2B]_{\alpha} = -(C/3\mu_B)(m_g^{\alpha} + m_D^{\alpha}) \quad (2)$$

式中, A 和 B 分别表示右旋与左旋圆偏振 X 射线测定的两条 L_3 和两条 L_2 -XANES 谱的差值。 α 和 C 的含义和上面相同; μ_B 为玻尔磁子, m_g^{α} 为各向同性的自旋磁矩, m_D^{α} 为与原子内部角相关的磁偶极矩。(2) 式需要满足的测量条件是: 圆偏振 X 射线的波矢及外磁场都和 α 方向平行。因为 m_D^{α} 沿三个坐标

轴方向的值相加等于零, 所以通过对沿 X、Y 和 Z 轴三个方向测量的结果求和, 就可以测定出自旋磁矩 m_g :

$$\sum [A - 2B]_{\alpha} = -Cm_g/\mu_B \quad (3)$$

3. 轨道求和定则

当存在足够强的外磁场, 使试样达到磁饱和状态时, 沿外磁场方向 α 的轨道磁矩 m_0^{α} 可以根据以下的求和定则求得:

$$[A + B]_{\alpha} = -Cm_0^{\alpha}/2\mu_B \quad (4)$$

式中 A、B 和 C 的含义和前面相同。对于单轴各向异性的薄膜 (没有面内的各向异性), 当 X 射线的入射方向及外磁场方向都和试样的法线方向构成 β 角的条件下测量时, 则有:

$$m_0^{\alpha} = m_0^{\parallel} \sin^2 \beta + m_0^{\perp} \cos^2 \beta$$

因此, 只要在两个角度下测量, 就可以确定轨道磁矩 m_0^{\parallel} 和 m_0^{\perp} 了。上标 \parallel 和 \perp 分别表示和试样表面平行或垂直。进一步还可以推出角平均的轨道磁矩 $(2m_0^{\parallel} + m_0^{\perp})/3$ 。

4. 磁各向异性

XMCD 谱是研究材料磁各向异性的有力方法。如上所述, 磁各向异性的材料, 根据相应的求和定则测定的电荷密度分布或磁矩的分布, 对于材料中的不同方向都将是不同的。对于过渡金属薄膜来说, 各向异性的起因, 多数是由于不同动量的电子态对整个布里渊区求和后各 d 轨道的贡献不同所引起。

以测定 3d 过渡金属单层膜电荷密度分布的各向异性为例, 若取薄膜法线方向为 Z 轴, 面内每轨道的空穴占有数为 $N^{\parallel} = N^x = N^y = N^z - 1^2$, 面外每轨道的空穴占有数为 $N^{\perp} = N^x = N^y = N^z - 2^2$, 利用线偏振 X 射线测定 L_2 和 L_3 -边吸收谱, 它们的“白线”强度之和, 根据(1)式将和有效空穴数 N_{eff} 成正比。因此当线偏振 X 射线的电场 E 与 X 轴平行时测量, 可以求得 X 轴方向的有效空穴数 $N_{\text{eff}}^x = 2N^{\perp} + 3N^{\parallel}$ 。而当 E 平行于 Z 轴测量时, 可得 Z 方向的有效空穴数 $N_{\text{eff}}^z = 5N^{\perp}$ 。这样, 通过线偏振 X 射线相对薄膜的两个不同方向入射, 分别测定出 L_3 和 L_2 吸收“白线”的强度之和, 就能求得薄膜面内和面外每 d 轨道的空穴占有数 N^{\parallel} 和 N^{\perp} 。

又如 3d 过渡金属单层膜自旋磁矩各向异性的测定。取薄膜法线方向为 Z 轴, 若面内和面外每 d

轨道的自旋磁矩分别为 $m_g^{\parallel} = m_g^{xy} = m_g^{x^2-y^2}$ 和 $m_g^{\perp} = m_g^{xy} = m_g^{yz} = m_g^{3z^2-r^2}$, 利用圆偏振 X 射线测量 L_2 和 L_3 - 边吸收谱, 根据自旋求和定则(如下所述)就可以分别确定出面内和面外每 d 轨道的有效自旋磁矩: 当射线沿着和面内 X 轴平行的方向入射测量时, 根据(2)式, 从 $[A - 2B]_x$ 可以求得 X 轴方向的有效自旋磁矩 $m_{\text{eff}}^x = m_g + m_D^x = 5m_g^{\perp}$ 。而当射线沿着和薄膜法线平行的方向入射测量时, 则从 $[A - 2B]_z$ 可求得 Z 轴方向的有效自旋磁矩 $m_{\text{eff}}^z = m_g + m_D^z = 6m_g^{\parallel} - m_g^{\perp}$ 。根据以上两个结果, 不难计算出面内和面外每 d 轨道的有效自旋磁矩 m_g^{\parallel} 和 m_g^{\perp} 。

研究稀土金属和化合物的磁性, 多数工作是通过稀土组元的 L_2 和 L_3 或 M_4 和 M_5 - 吸收谱的测定获得 XMCD 谱的。这些吸收谱在吸收限的高能侧也都有一个窄的吸收峰(吸收“白线”)。 L_2 对应 $2p_{1/2} \rightarrow 5d_{3/2}$, L_3 对应 $2p_{3/2} \rightarrow 5d_{3/2,5/2}$ 的电子跃迁; 而 M_4 和 M_5 分别对应 $3d_{3/2} \rightarrow 4f_{5/2}$ 和 $3d_{5/2} \rightarrow 4f_{5/2,7/2}$ 的跃迁。因此, 它们可以分别探测稀土组元未填充的 5d 和 4f 带能态的特性。

四、XMCD 谱在磁性材料研究上的应用

测定 XMCD 谱需要强的偏振 X 射线源, 因而只能利用同步辐射。此外, 所加外磁场的强度还要足够大, 以使试样达到磁饱和态。定量的测定比较复杂, 除强度需要精确测定以外, 由于强磁场的存在, 整体装置还要注意防止磁场产生的附加影响。

圆偏振的 X 射线可以采用多种方法获得。例如运用适当移动存储环电子轨道平面下方的垂直反射镜; 通过测定 X 射线线束强度的线形与反射镜不同位置间的关系, 并与理论计算的线形进行比较, 就可以确定 X 射线的圆偏振度以及反射镜的合适位置。

利用透射型 X 射线相位延迟器是另一种方法, 这种相位延迟器由一个厚度为 0.492 毫米(001)面的人造金刚石单晶、高精度的测角仪以及闪烁计数管组成。单晶的衍射晶面与表面呈 45 度倾斜, 使透射束的 σ 和 π 组份达到平衡。入射束在晶体处于非对称劳埃条件并接近晶面的布拉格衍射条件下入射, 而透射 X 射线的相移量(即圆偏振度)可以由稍偏离布拉格衍射角的偏离角控制。例如入射线波长为 1.7450 埃(接近 Fe K - 吸收限)时, 晶面衍射对应的布拉格角等于 12.5363 度; 当衍射偏离角为正、负

48 秒时, 可以分别获得右旋和左旋圆偏振的 X 射线。

通常在 X 射线吸收谱的测量中, 透射法是最简便和通用的方法。但是, 当测量单层薄膜或多层膜时, 试样厚度往往难于满足透射法最佳厚度的要求, 因此荧光法或电子产额法被更多地应用。

利用圆偏振 X 射线测定 XMCD 谱时, 需要在左旋和右旋圆偏振 X 射线下, 分别测定同一元素、同一吸收限的两个吸收谱, 然后经过一定的数据处理而获得。数据处理步骤主要包括: 首先, 扣除边前背底。然后, 将两条谱线定标到同一标度的吸收限突变, 对试样中指定元素测定的圆二色信号归一化。归一化后的两个谱线相减就获得了 XMCD 信号。对 XMCD 谱再根据求和定则进一步分析, 进行材料有关磁性的分析和研究。下面给出几个应用 XMCD 谱研究的例子。

1. 确定同一元素在晶体中的不同占位

每种元素都有一定的 X 射线吸收限能量, 所以选择相应的 X 射线吸收谱进行测量和分析, 可以确定多元系中不同组元的结构特性。但是, 当同一元素在晶体结构中处于不同对称性的位置时, 利用 XAFS 区分就很困难, 而这种结构特性往往对晶体的性能具有很大的影响。如果处在不同结构占位的同一元素中的电子自旋取向不同, 那么利用 XMCD 谱研究电子自旋态的特性, 就可以对它们进行区分了。例如具有反尖晶石结构的磁铁矿 Fe_3O_4 , 其中包含两个 3 价和一个 2 价的铁离子(Fe^{3+} 和 Fe^{2+}); 同时, 一个 Fe^{3+} 与另一个 Fe^{3+} 及 Fe^{2+} 离子中的最外层 2p 电子具有不同的自旋取向, 分别处于四面体和八面体配位的不同结构占位处。而同样具有反尖晶石结构的镍铁氧体 Fe_2NiO_4 , 是一种软磁铁氧体, 由 Ni^{2+} 代替了 Fe^{2+} , 两种晶体的磁性差别很大。通过对不同镍含量的镍铁氧体 $\text{Fe}_{3-x}\text{Ni}_x\text{O}_4$, ($x = 0.16, 0.33, 0.52, 0.71, 0.93$) 以及磁铁矿中铁的 K - 边 XMCD 谱的测定和对比分析, 发现这两种晶体中, Fe^{3+} 、 Fe^{2+} 和 Ni^{2+} 离子位于不同的结构占位——四配位的正四面体和六配位的正八面体处, 以及这些不同占位与 XMCD 谱特性之间的关系。这一研究结果, 还可以作为 XMCD 谱确定反尖晶石结构的材料中不同离子占位及离子中电子自旋态的依据, 对于深入研究晶体的磁性是很重要的。

2. 薄膜和多层膜层间的磁耦合特性

钴/铜/镍三层膜是由钴和镍两种磁性薄膜被一

现代物理知识

个非磁性的铜薄膜隔开形成的结构。在不同温度下测定钴和镍 $L_{2,3}$ -XANES 及相应的 XMCD 谱,可以研究它们之间的磁耦合特性。温度较低时,钴和镍的这两种谱都很明显。绝对温度 280 度下获得的 XMCD 信号,钴和镍的符号相同,表明它们是铁磁性耦合;而绝对温度 140 度下得到的 XMCD 谱二者符号相反,它们处于反铁磁耦合状态。图 2 给出了钴薄膜和镍薄膜的相应实验结果,图中还同时用细线标出了与三层膜中的一层厚度相同的单层镍膜的测定结果,以便比较。绝对温度 336 度下测量时,获得的 XMCD 信号表明镍的铁磁性已经消失,转变为顺磁性;钴的虽然存在,但已减弱,表明铁磁性也已减小。

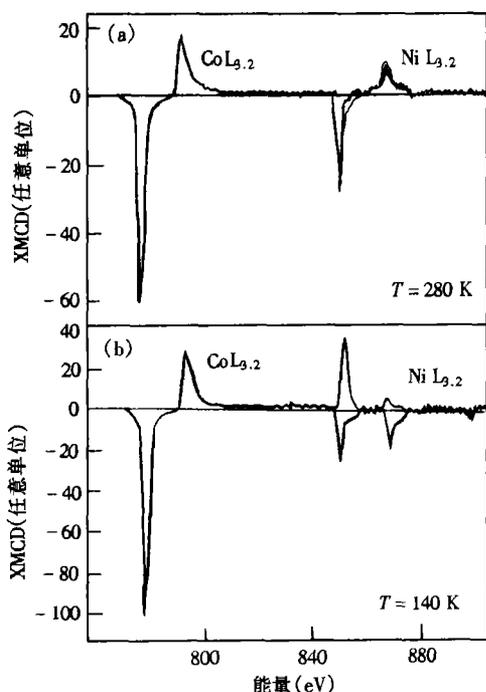


图 2 钴/铜/镍三层膜中,分别在绝对温度 280 度和 140 度下测定的钴和镍的 $L_{2,3}$ -XMCD 谱。图中,用细线标出与三层膜中的一层厚度相同的单层镍膜的实验结果,以便比较

钴/铜交替形成的多层膜是磁性薄膜钴被非磁性的铜膜间隔的结构。通过测定钴和铜的 L -XANES 和 XMCD 发现:它们的 XMCD 具有相同的符号,表明铜已经被磁化,并且磁矩和钴的平行。多层膜中钴的磁矩和块体钴的数值很相近,并且和间隔层铜的厚度无关。研究还证明:铜的磁化集中在钴/铜的界面附近,钴(10)/铜(4)多层膜中的铜 d 壳层的自旋磁矩为 0.054 波尔磁子;由于 L_2 和 L_3 圆二色的强度大小几乎相等而方向相反,所以这种多层膜没有轨道磁矩。铜的 $L_{2,3}$ “白线”强度随厚度减小而

增大,表明界面附近铜原子的 d 带中空位数增多。铜的费米能级附近, d 带空态密度的增加是由于铜的 sp 态与钴的 d 态杂化的结果。多层膜中钴层的磁交换耦合大部分是通过铜的 d 电子实现的。

钯/钴多层膜具有较高的垂直磁各向异性。钯的 $L_{2,3}$ -XANES 和钴的 K -XANES 以及相应的 XMCD 谱研究给出:钯 $4d$ 电子的轨道磁矩小,它的磁化是通过钯 $4d$ 和钴 $3d$ 态的杂化造成的。由钴的 K -边 XMCD 谱还确定了多层膜中钴原子 $4p$ 电子的轨道磁矩,它的值比块体钴的要小。这是因为在多层膜中,近邻间钴 $3d$ 和钯 $4d$ 态之间杂化,钴的 $3d$ 电子定域化,从而导致钴 $4p$ 和 $3d$ 态之间的杂化减小,因此钴 $4p$ 的轨道磁矩减小。图 3 是 0.8 纳米厚的钯和不同厚度钴多层膜中钴 K -边 XANES 和 XMCD 谱,图中 X 为膜厚,单位为纳米。

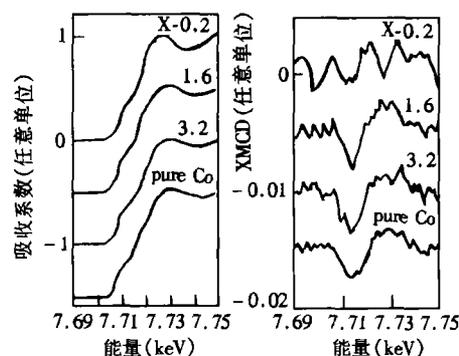


图 3 钯/钴多层膜中,不同厚度的钴膜 K -边 XANES 和 XMCD 谱

通过铁的 XMCD 谱研究了单晶 $NiO(100)$ 面上生长的铁薄膜,求得界面处铁的磁矩比块体值要小。分析表明,生长过程中随着氧原子从 NiO 中释放而形成顺磁性的 FeO ,以及界面处 NiO 和铁之间的内扩散或合金化导致的界面处 FeO 的无序,都会引起界面处铁的磁矩减小。

3. 磁性材料中铁磁性组元的不同铁磁性

应用 XMCD 谱可以研究铁-硼和铁-磷非晶合金中铁的不同的铁磁性。研究的 $Fe_{100-x}B_x$ 和 $Fe_{100-x}P_x$ 非晶合金,前者是急冷法制备的条带,后者是用电解法制得的。测定了铁的 K -边 XMCD 谱。铁-硼合金中铁的 XMCD 谱和纯铁很类似,相应于铁吸收限能量处有一个正峰,距这个峰约 5 电子伏处有一个负峰,这两个峰的峰位都不随硼的含量变化,而正峰与负峰的积分强度之比则随硼含量的增大而减小,表明电荷从类金属硼到铁 $3d$ 带的传

她用物理的情趣,引我们科苑揽胜; 她用知识的力量,助我们奋起攀登!

欢迎投稿,欢迎订阅

又是一年春草绿。《现代物理知识》在广大读者的关心和爱护下,迎来了 21 世纪的第三个明媚的春天。在新的一年里,她像大家一样,会有更新的创意、更高的追求!

新年里的《现代物理知识》,继续设有物理知识、物理前沿、科技经纬、教学参考、中学园地、科学源流、科学随笔和科苑快讯共 8 个栏目。欢迎大家向这些栏目踊跃投稿。恳请大家注意如下几点:稿件请用方格稿纸誊写,用微机打印的则请单面打印并留 1.5 倍的行距;外国人名地名,请译成中文,有必要保留外文名称时则在文中首次出现时将外文用括号括在中译名后面,图表中的外文也尽可能地译成中文;文稿中的插图最好单独成页,并在文稿中的相应位置标上插图的编号;文稿无需附“摘要”和“关键词”等,一般也无需附“参考文献”,只需附上英文题目和作者的英文姓名;请注意语言规范,例如,“其它”一律改为“其他”,“公里”改为“千米”,“公斤”改为“千克”,数字和百分数尽量采用阿拉伯数字,除了书刊名称用书名号外,一般文章的题目则用引号。

在邮局漏订或需要过去杂志的读者,请按下列价格汇款到《现代物理知识》编辑部(100039,北京 918 信箱现编部)补订。1992 年合订本,18 元;1993 年合订本,18 元;1995 年合订本,22 元;1996 年合订本,26 元;1993 年增刊,8 元;1994 年增刊,8 元;1994 年附加增刊合订本,36 元;1996 年增刊,15 元;1997 年合订本,30 元;1998 年合订本,32 元;1999 年合订本已售完,尚有 1、4、5、6 期单行本,每本 3 元;2000 年附加增刊合订本,38 元;2000 年增刊,10 元;2001 年合订本,48 元;2002 年合订本,48 元;2003 年(页码增至 72 页)每期 7 元,全年 42 元;《微观绝唱:量子物理学》、《睿智神工:基本粒子探测》(《诺贝尔奖百年鉴》丛书中的两本,上海科技教育出版社 2001 年 6 月出版),每本 10 元。以上所列,均含邮资或免邮资。

输。铁-磷合金中铁的 XMCD 谱的形状则随磷含量的不同而产生很大的变化。 $x = 15$ 时,相应于铁的吸收限能量处有一个正峰,距离它约 6 电子伏处有一负峰;随着磷含量的增大,正峰消失,负峰向低能方向移动。例如当 $x = 23$ 时,正峰消失;负峰在离原正峰约 3 电子伏处,而且峰宽增大。铁的 XMCD 谱从双峰到单峰的变化,清楚地表明铁-磷合金随磷含量的增加,产生了从弱铁磁性到强铁磁性的变化。

含钴原子 10% 的钴-铜纳米晶粒材料,具有巨磁阻特性。钴的 XMCD 谱和磁性研究揭示了钴原子的局域结构为面心立方,表明它虽处在铜的基体结构中,却形成了相当大的铁磁性原子团。非磁性的铜原子覆盖在钴原子团的表面,形成 sp-带并且造成 4p 带的极化减小。而钴的 3d 为更定域化的带,受团表面覆盖铜的影响较小,并且主要决定材料的

宏观磁化性质。不同晶粒大小的此种材料中,从钴的 K-边 XANES 和 XMCD 谱可以看出,在此材料中钴的谱与纯铜相近,是判断此种纳米晶粒材料中钴的局域结构为面心立方的证据之一。

以上仅仅举出 XMCD 谱研究的几个例子。近年来国外很重视这方面的研究,尤其是西欧和日本发展很快。XMCD 谱在固体磁性,特别是在磁性薄膜和多层膜的研究上,具有独特的优点,有些方面是传统的磁测量方法无法比拟的。由于实验条件的限制,我国目前还没有开展这方面的工作。但是,随着高新技术材料的发展以及同步辐射实验条件的改善,特别是第三代同步辐射光源的建设, XMCD 技术一定会在我国应用并发展起来,在固体磁性的研究中发挥重要的作用。