

Co/Pt 磁性膜の Pt 層に誘起された磁気モーメントとその異方性

鈴木基寛 財団法人高輝度光科学研究センター 〒679-5198 兵庫県佐用郡三日月町光都 1-1-1
村岡裕明 東北大学電気通信研究所 〒980-8577 宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1

要旨

Co 膜上に積まれた数原子層の Pt 膜の磁性を、X 線磁気円二色性 (XMCD) 測定によって調べた。Pt 膜に誘起された磁気モーメントの90%は、Co 膜との界面から4原子層の範囲に存在することがわかった。Co に隣接する Pt は一原子あたり $0.66 \mu_B$ の大きな磁気モーメントをもち、そのうち軌道成分は14%であった。界面から2原子層以内では磁気双極子モーメントの異方性がみられたが、軌道磁気モーメントについては有意な異方性は観測されなかった。界面近傍でのこのような Pt の磁性が、積層磁気記録媒体の特性に与える効果について考察する。

1. はじめに

ハードディスクに代表される情報記録媒体では、磁気記録密度の増加が非常に早いペースで進んでおり、最近では研究レベルで 150 Gbit/in.^2 の高い密度を実現している¹⁾。そこでは1ビットの記録面積は 65 nm 四方に相当する。今後さらなる高密度化や垂直磁気記録方式への移行が進むにつれて、記録ビット面積や媒体の磁性粒をますます小さくしていく必要がある。このとき特に重要な性能指標が、記録ビットの熱緩和効果による減磁である。記録ビット面積が小さくなればなるほど熱緩和の効果は顕著になるため、それに打ち勝つだけの大きな磁気異方性をもつ材料をいかにして開発するかが大容量ハードディスク実現の鍵となる。

この要求を満たすために様々な材料が検討されているが、Pt を含んだ系では高い磁気異方性や熱減磁特性が得られることがわかってきた。たとえば、Co/Pt 積層型高磁気異方性媒体²⁾はサブナノメートルの膜厚制御により作製される人工格子であり、 $8 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ に達する大きな垂直異方性によって記録ビットの熱的安定性を確保できる。また、同じく垂直磁気記録媒体として開発が進められている CoCrPt グラニューラー膜では、磁性膜表面を厚さ 1 nm 程度の Pt で被覆することにより、熱減磁特性が改善される³⁾。さらに、積層構造を持たない通常の CoCr 系の合金でも Pt 添加による磁気異方性の増加が顕著であり、Pt はほぼ全てのハードディスクに用いられる重要な元素となっている。

Pt 原子はバルク (単体) の状態では常磁性だが、Co などの強磁性原子に近接することで、強い磁気分極を示す。これは、Pt 原子のもつ大きな Stoner 因子によるものである。このような Pt の振る舞いを、X 線磁気円二色性 (X-ray magnetic circular dichroism: XMCD) 測定によって明らかにすることができる⁴⁻⁷⁾。

本研究では、Co/Pt 二層膜を試料とし、その表面 Pt 層

に誘起された磁気モーメントを XMCD により測定した^{8,9)}。積層構造をもつ磁気記録媒体における、Pt の磁性を観測することを目的としている。XMCD の元素選択性を活用することで Co の大きな磁化は測定にかからず、わずか1原子層の Pt の磁気モーメントに対して十分な感度を得られた。実験では、同一の Co 層をもち、Pt 層の厚さだけが異なる4種類の試料について、XMCD の膜厚依存性を調べた。さらに、膜面に対して磁化が垂直な場合と、ほぼ平行な場合のふたつの実験配置を用いて、XMCD の角度依存性を測定した。これらの結果から、(1) Pt 5d 電子のもつスピン、および軌道磁気モーメントの値、(2) 磁気モーメントの異方性、(3) 磁気モーメントの膜厚方向の分布—Co 界面からの距離に対する変化—を決定した。

2. Co/Pt 二層膜試料

Co/Pt ($x \text{ nm}$) 試料の積層膜構造を、Fig. 1 に模式的に示す。ガラス基板に、シード層として Ti を 10 nm 成膜した上に Co を約 15 nm 堆積させ、その上に厚さを変えた Pt 層を成膜した。いずれも DC マグネットロンスパッタを用いた。Pt 膜厚は、 $x=0.15, 0.5, 1, 2 \text{ nm}$ の4種類である。成

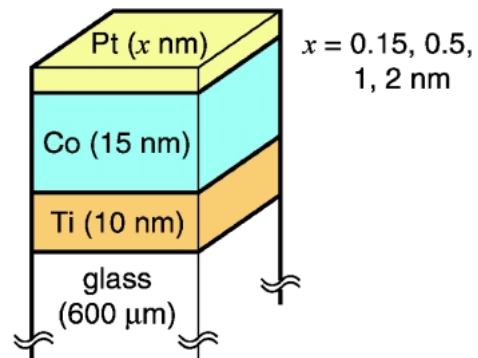


Figure 1. Structure of Co/Pt bilayer films.

膜速度から割り出したスパッタ放電時間を制御して所定の膜厚に作製した。界面での拡散を抑えるため、成膜温度は室温とした。

Table 1 に試料の諸元を示す。Pt 層の厚さは X 線吸収スペクトル (XAS) のエッジジャンプからも見積り、その値は成膜時間による値とよく一致した。X 線回折測定から、Co 層の c 軸がほぼ膜面に対して垂直に向いていることがわかった。 c 軸の角度分散は $\Delta\theta_{50}$ (= ロッキング曲線の半値幅 (FWHM)) で与えられ、およそ 10° である。Pt の回折ピークは膜厚 $x=2$ nm の試料でわずかに観測されたが、それより薄い試料では明瞭なピークは得られなかった。

Fig. 2 は、参照試料として用意した Co 膜のみの磁化曲線である。測定には振動試料型磁束計 (VSM) を用い、最大印加磁場は 30 kOe とした。Pt を被覆した試料でもヒステリシスの形状、保磁力ともに同等な結果が得られたが、いずれの試料も垂直磁気異方性は示さなかった。得られたヒステリシス曲線からは、保磁力が極めて小さく (~ 30 Oe)、膜面内で強く交換結合した磁壁移動型の磁化機構を持つことが推定される。また、垂直方向に磁場をかけた場合には、 $4\pi M$ に相当する強い反磁界のために、膜を飽和磁化させるには 2 T 程度の外部磁界が必要なことがわかる。

Table 1. Characteristics of Co/Pt bilayer films. The $\Delta\theta_{50}$ denotes the angular dispersion of the c -axis, which is determined by the full width at the half maxima of the x-ray rocking curve profile

Pt thickness (nm)	Co thickness (nm)	$\Delta\theta_{50}$ of Co ($^\circ$)
0.15	14.3	13.4
0.5	15.1	9.5
1.0	15.0	10.8
2.0	14.6	9.0

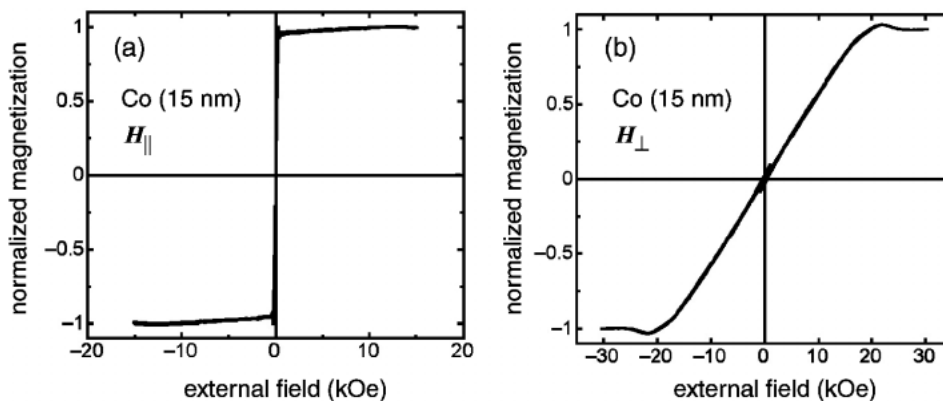


Figure 2. Magnetization curves of a Co film of 15 nm thickness, measured using a vibrating sample magnetometer with an external field (a) parallel and (b) perpendicular to the film plane.

3. XMCD 実験

この一連の Pt 膜厚の試料に対して、Pt $L_{2,3}$ 吸収端での XMCD 測定を蛍光法により行った。ビームラインは Spring-8 の BL39XU¹⁰ を使用した。**Fig. 3** に実験配置を示す。試料の磁化方向と X 線の入射方向の関係が異なる、(a), (b) 二種類の配置での測定を行った。この二つの配置で得られる XMCD の違いから、Pt の磁気異方性に関する情報を得ることができる¹¹⁻¹⁴。

蛍光法での XMCD 測定では、試料に右回り、または左回りの円偏光 X 線を入射し、円偏光の向きに応じた試料からの蛍光 X 線強度の差分

$$\text{XMCD: } \Delta I(E) = I^{(-)}(E) - I^{(+)}(E) \quad (1)$$

を、X 線エネルギー E の関数として測定する。ここで、 $I^{(-)}(E)$ は、光子の角運動量ベクトルと磁場ベクトルが反平行のときの蛍光 X 線強度、 $I^{(+)}(E)$ は平行のときの蛍光 X 線強度を表す。また、偏光に依存しない X 線吸収スペクトル (XAS) を

$$\text{XAS: } I(E) = [I^{(-)}(E) + I^{(+)}(E)]/2 \quad (2)$$

と定義する。

試料には電磁石で発生した 20 kOe の磁場を印加した。**Fig. 2** に示したように、この大きさの磁場で膜の磁化を面内方向、面直方向ともに飽和させることができる。(a) では膜面と磁場が 90° をなす。いま、膜の法線と磁場とのなす角を α とすると、 $\alpha=0^\circ$ である。以後、この配置を H_{\perp} と呼ぶ。また、(b) では $\alpha=84^\circ$ であり、この配置を H_{\parallel} と呼ぶ。両配置とも、X 線と磁場は平行である。

円偏光の生成とヘリシティの切り替えには、ダイヤモンド移相子 (厚さ 2.7 mm, 面方位 (001)) を 220 透過ラウエケースで用いた。試料位置で得られる円偏光度は 90% 以上であった。

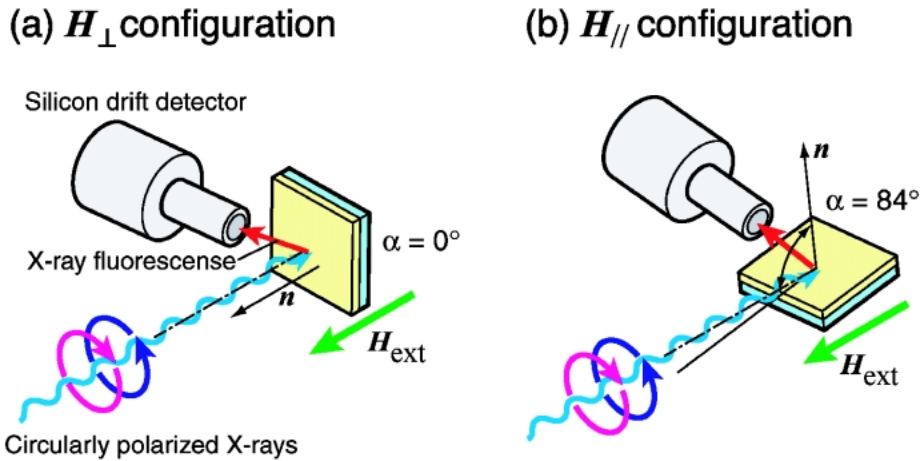


Figure 3. Setup scheme of X-ray magnetic circular dichroism measurement in (a) H_{\perp} ($\alpha=0^{\circ}$) and (b) H_{\parallel} ($\alpha=84^{\circ}$) configurations.

今回の XMCD 測定では、数原子層の Pt からの微弱な蛍光 X 線を高い精度で検出する必要がある。そのためには、基板からの弾性散乱や Co からの蛍光 X 線の影響を避けることが重要である。そこで、蛍光 X 線強度の検出にはシリコンドリフト検出器を用いた。この検出器は 10^5 cps 台の高い計数率での測定が可能で、しかも 300 eV 程度のエネルギー分解能を持っている。そのため、基板からの弾性散乱による大きなバックグラウンドとそれに比べて一桁以上強度の弱い Pt からの蛍光 X 線が同時に検出器に入る状況でも、検出器が飽和することがなく、目的の Pt L_{α} , L_{β} 蛍光線を弾性散乱からうまく分離することができた。また、検出器の位置を膜面に対して浅い角度 ($\sim 3^{\circ}$) で見込むことにより、基板からの弾性散乱強度を減らした。こうした工夫により、バックグラウンドに対する信号強度比を改善した。

4. 結果と考察

4.1 XMCD スペクトル

Fig. 4 に、Co/Pt (x nm) 試料の Pt $L_{3,2}$ 吸収端での XMCD スペクトルを示す。 L_3 端では Pt の $2p_{3/2}$ 内殻準位から 5d バンドへの双極子遷移による X 線吸収を観測しており、 L_2 端では $2p_{1/2}$ 準位から同じく 5d バンドへの遷移を見ている。図に示したのは、膜面に垂直に磁場をかけた、 H_{\perp} 配置での結果である。図の下半分に示した XAS スペクトルのエッジジャンプは、 L_3 端で 2.07、 L_2 端で 1.00 という値に規格化した。このエッジジャンプの強度比 (branching ratio) は、今回の試料についての実験値である。この値を求めるにあたり、入射光強度モニターとして使ったイオンチェンバーの感度、SDD 検出器の検出効率や数え落とし、X 線の光路にある空気およびアッテネーターの吸収に対する補正を厳密に行った。もちろん、検出器と試料位置の再現性にも気を配った。XMCD の強度は、このようにして決めた XAS に対する相対値としてプ

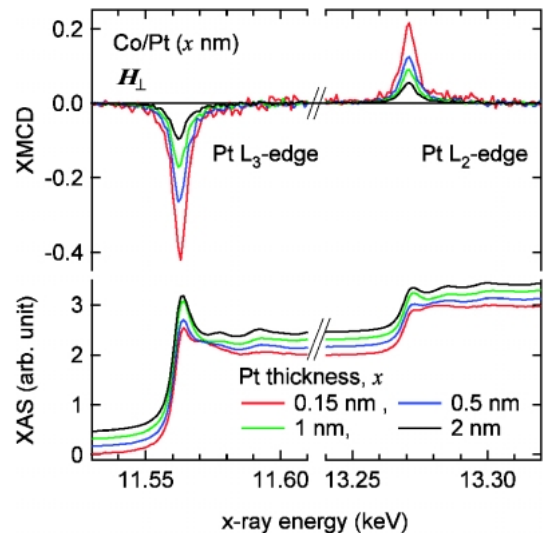


Figure 4. X-ray magnetic circular dichroism (top) and X-ray absorption spectra (bottom) of Co/Pt (x nm) bilayers, measured at the Pt $L_{2,3}$ edges using H_{\perp} configuration.

ロットしてある。

図のように明瞭な XMCD スペクトルが得られた。XMCD スペクトルの符号は、 L_3 端で負、 L_2 端で正となっている。このことから、たしかに Pt が磁化を持っている。その向きは外部磁場や Co の磁化方向と平行であることがわかる。 L_3 , L_2 端とも、Pt の膜厚 x が小さいほど XMCD 信号が大きい。これは、Co との界面近くに Pt の磁化が集中していることを示唆している。一方、XMCD スペクトルの形状は Pt 膜厚に対して変化していない。XAS スペクトルの形状については、Pt 膜厚に対する変化が見られた。Pt 膜厚が薄くなるにつれて、吸収端上の white line ピーク (L_3 端: 11.562 keV, L_2 端: 13.272 keV) の強度がやや減っている。また、振動構造の振幅が小さくなっている。

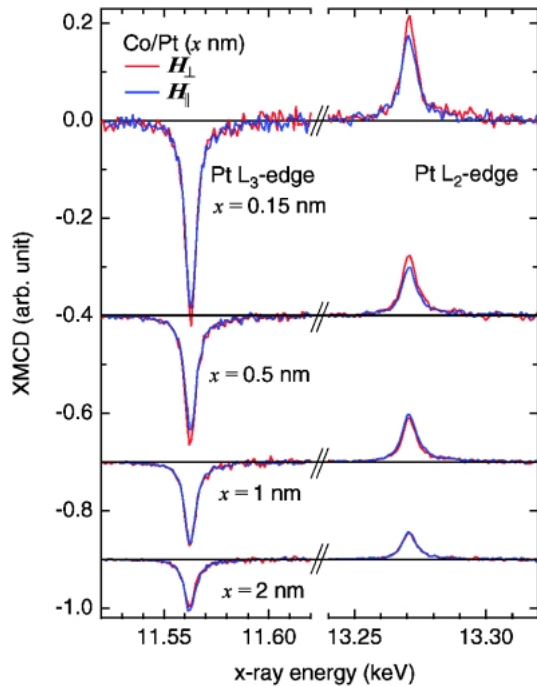


Figure 5. Comparison of Pt $L_{2,3}$ X-ray magnetic circular dichroism spectra of Co/Pt (x nm) bilayers between H_{\perp} (red) and H_{\parallel} (blue) configurations.

つぎに、XMCD 強度の値に注目すると、最も Pt 膜厚が薄い $x=0.15$ nm の試料では、XMCD 強度は XAS のエッジジャンプの実に 22% に相当する。これは、これまで報告されている Pt の XMCD の中ではずばぬけて大きい信号である。たとえば、3d 遷移金属-Pt 合金⁵⁻⁷⁾や、Co/Pt 多層膜⁴⁾あるいは Ni/Pt 多層膜¹⁵⁾のどの XMCD よりも大きい。このことから、今回の試料では、Co との界面近くの Pt 原子が相当に大きな磁気モーメントを持つと考えられる。

Fig. 5 に、 H_{\perp} 配置と H_{\parallel} 配置での XMCD スペクトルの比較を示す。Pt 膜厚に対する依存性は両配置とも一致しており、 x の増加に対して XMCD 強度は減少している。Pt 層が薄い $x=0.15$ nm と 0.5 nm の試料では、ともに H_{\perp} 配置で H_{\parallel} 配置よりも大きな XMCD 強度が得られている。一方、Pt 層の厚い $x=1$ nm と 2 nm の試料では、両配置での XMCD 強度に差は見られない。この結果から、Co との界面近くの Pt では何らかの磁気的な異方性が生じており、界面から 1 nm 程度離れるとその異方性は非常に小さくなる と推定される。

4.2 磁気光学総和則 (sum rules)

Pt の磁気モーメントの値や、異方性に関する情報を得るために、磁気光学総和則 (sum rule) を使った解析を行った。Sum rule は吸収原子の軌道磁気モーメント m_{orb} 、スピン磁気モーメント m_{spin} および磁気双極子モーメント m_{T} と XMCD スペクトルの積分強度を結びつけるもので

あり、次式で表される¹⁶⁾。

$$-\frac{2}{3} \frac{\Delta A_{L_3} + \Delta A_{L_2}}{A_t} = \frac{1}{n_h \mu_B} m_{\text{orb}} \quad (3)$$

$$-\frac{\Delta A_{L_3} - 2\Delta A_{L_2}}{A_t} = \frac{1}{n_h \mu_B} (m_{\text{spin}} - 7m_{\text{T}}) \quad (4)$$

ここに、 $A_t = \int_{L_3} I(E) dE + \int_{L_2} I(E) dE$ は L_3 端と L_2 端における XAS の積分強度の和を表し、 $\Delta A_{L_3} = \int_{L_3} \Delta I(E) dE$ 、 $\Delta A_{L_2} = \int_{L_2} \Delta I(E) dE$ は、それぞれ、 L_3 端と L_2 端での XMCD の積分強度である。 n_h は基底状態における d バンド (ここでは Pt 5d バンド) のホール数であり、 μ_B はボーア磁子である。したがって、式 (3)、(4) の左辺を素直に計算すると、d ホール 1 個あたりの磁気モーメントをボーア磁子単位で測った値に相当する無次元数が得られる。

スペクトルの積分は、偏光に依存するスペクトル構造 (white line) に対してのみ行うことに注意する。まず、 L_3 、 L_2 吸収端での XMCD スペクトルのピークを Lorentz 関数で近似し、その面積をもって ΔA_{L_3} 、 ΔA_{L_2} とした。つぎに、 A_t を見積もるにあたって、XAS スペクトルを、white line (Lorentz 関数) とステップ状のバックグラウンド (arctan 関数) に分離した。このとき、white line ピークは XMCD のピークと相似形になると仮定し、Lorentz 関数が同じ幅、同じ中心エネルギーを持つという条件も加味して、それぞれの関数のパラメータを決定した。このスペクトルのフィッティングに伴う誤差が、sum rule で求めた磁気モーメントに含まれる最大の誤差要素となる。その誤差はおよそ $\pm 0.005 \mu_B/\text{hole}$ であった。

4.3 Pt の磁気モーメント

Fig. 6 に、Pt の磁気モーメントの膜厚に対する変化を示す。Fig. 6 (a) は式 (4) から求めた $m_{\text{spin}} - 7m_{\text{T}}$ であり、スピン磁気モーメントと磁気双極子モーメントの項を含んでいる。Fig. 6 (b) は式 (3) から求めた軌道磁気モーメント m_{orb} である。いずれも、5d ホール 1 個あたりの磁気モーメントの値である。 $m_{\text{spin}} - 7m_{\text{T}}$ 、 m_{orb} とともに、薄い Pt 膜厚の試料ほど大きな値が得られた。この傾向は H_{\perp} 、 H_{\parallel} の両磁場配置ともに見られ、XMCD スペクトルの Pt 膜厚依存性とも一致している。

つぎに、 H_{\perp} と H_{\parallel} 配置での差について見ていく。 $m_{\text{spin}} - 7m_{\text{T}}$ については、Pt 膜厚の薄い $x=0.15$ 、0.5 nm の場合にのみ有意な差が見られ、Pt が厚い $x=1$ 、2 nm では実験誤差内で一致している。3d 遷移金属元素については、 H_{\perp} と H_{\parallel} 配置での MCD や、MCD の角度依存性の測定から、 m_{spin} と m_{T} が独立に決定されている^{12,13)}。また、魔法角 (magic angle: $\alpha = 54.7^\circ$) での測定によって、 m_{T} の寄与を消し、 m_{spin} のみを得ることができている¹³⁾。このような手法が可能なのは、3d 遷移金属元素では交換相互作用にくらべて結晶場やスピン軌道相互作用の大きさが十

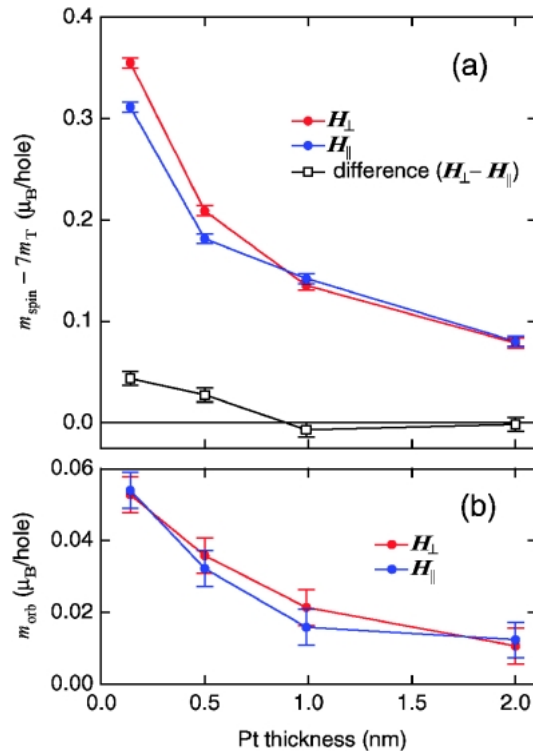


Figure 6. Pt magnetic moments deduced from the measured dichroism spectra using the sum rules: (a) spin and magnetic dipole moments, (b) orbital magnetic moments. In both figure, red (blue) circle denotes the result for H_{\perp} (H_{\parallel}) configuration.

分小さいため、スピンの等方的であるという近似が成り立つからである。一方、Ptなどの5d遷移金属では、スピン軌道相互作用が二桁も大きいために、XMCDの角度依存性の適用は難しいといわれていた¹¹⁾。しかし、最近、小口と獅子堂は第一原理計算によって、Ptにおいてもスピンの等方的と見なせることを指摘した¹⁷⁾。この指摘に基づくと、ここで観測された H_{\perp} と H_{\parallel} 配置における $m_{\text{spin}} - 7m_T$ の差は、すべて m_T の項によるものと解釈できる。したがって、スピン磁気モーメント m_{spin} の真の値は、 H_{\perp} 配置と H_{\parallel} 配置での二つの測定値の間に存在する。小口らのFe/Pt系についての計算結果に基づき、以後の解析では m_{spin} の値として H_{\perp} と H_{\parallel} 配置に対する $m_{\text{spin}} - 7m_T$ の平均値を使う。また、磁気双極子モーメント $7m_T$ の値は、両配置での測定値の差のおよそ半分と考えてよい。

Fig. 6(b)の軌道磁気モーメント m_{orb} の値は、両配置で実験誤差内で一致し、全てのPt膜厚で有意な差は観測されなかった。Co-Pt合金薄膜ではPtの軌道磁気モーメントの異方性が報告されており^{6,7)}、垂直磁気異方性の起源だといわれている。しかし、今回試料として用いたCo膜上のPtは、このような軌道モーメントに起因する磁気異方性を持たないといえる。

Table 2に、 $x = 0.15$ nmに対する磁気モーメントを示す。これらの値は、ほぼCoとの界面に接したPtの磁気

Table 2. Magnetic moments of a Pt atom at the Co-Pt interface

m_{spin}	m_{orb}	$m_{\text{spin}} + m_{\text{orb}}$	$7m_T$	
0.333	0.053	0.386	0.022	μ_B/hole
0.561	0.090	0.656	0.037	μ_B/atom

モーメントに相当する。全磁気モーメント $m_{\text{spin}} + m_{\text{orb}}$ は、 $0.39 \mu_B/\text{hole}$ という値が得られた。Ptの5dホール数として、よく似た系についての理論計算による値 $1.7^{18)}$ を使うと、今回得られた全磁気モーメントの値はPt原子あたり $0.66 \mu_B$ に相当する。この値は、これまで報告されている $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ 合金薄膜⁷⁾での値と比べて2倍大きく、Ni/Pt多層膜¹⁵⁾の3倍の大きさである。Coとの界面に接したPtのもつ磁気モーメントの大きさは、原子の状態と同じ d^9 電子配置をとるNi¹⁹⁾に匹敵する。軌道磁気モーメント m_{orb} の値は、 $0.053 \mu_B/\text{hole}$ ($= 0.09 \mu_B/\text{atom}$)であり、これは全磁気モーメントの14%に相当する。他のPtを含む磁性体と同じ程度の割合の軌道磁気モーメントをもつことがわかった。

4.4 界面からの距離による磁気モーメントの分布

Fig. 6に示した結果は、Ptのdホール1個あたりの磁気モーメントをPt層全体で平均した値である。すなわち、次式のように表される。

$$\bar{m}(x) = \frac{1}{x} \int_0^x m(t) dt \quad (5)$$

ここに、 $\bar{m}(x)$ が各Pt膜厚 x の試料に対する平均磁気モーメントである。実験で得られた一連の $\bar{m}(x)$ の測定値から、界面からの距離 t に対するPt磁気モーメントの分布関数 $m(t)$ を決定する。そのために、まず $\bar{m}(x)$ と対応する膜厚 x の値を掛け合わせたのちに、それぞれの積の間での差分を取る処理を行った。

このようにして得られた磁気モーメントの分布をFig. 7に示す。Ptの磁気モーメントは、Co界面からの距離に対して指数関数的に減衰していくことがわかった。Fig. 7実線で示すように、全磁気モーメントの変化は、

$$m(t) = m_0 \exp(-t/d) \quad (6)$$

という関数でよく再現できた。ベストフィットを与える特性減衰距離は $d = 0.41$ nmであった。この値はおおよそPt 2原子層に相当し、Co膜とPt膜の界面での磁気的な相互作用はこの程度の距離まで及んでいることがわかった。図からわかるように、界面から1 nm以上ではPtのモーメントは急激に小さくなっている。全磁気モーメントの90%が、界面から1 nm (4原子層) 以内の範囲に集中している。界面からの距離による減衰のしかたは、スピン磁気モーメントと軌道磁気モーメントで同じ程度であった。全

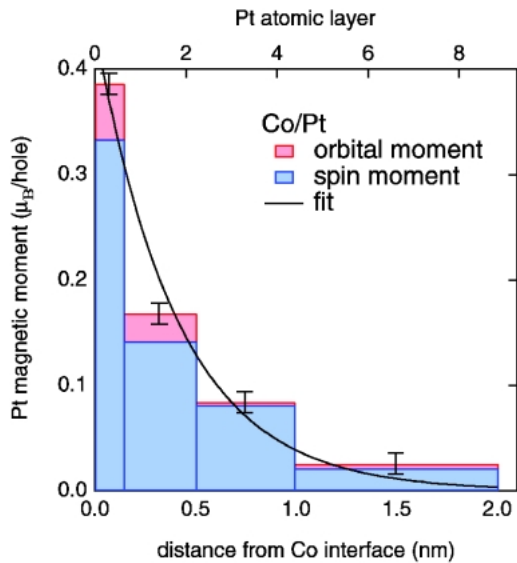


Figure 7. Distribution of the Pt spin and orbital magnetic moments as a function of the distance from the Co-Pt interface.

磁気モーメントに対する軌道磁気モーメントの割合は、界面から0.5 nm 以内では、14%程度の値を維持している。それ以上界面から離れたところでは m_{orb} の誤差が相対的に大きいため、はっきりしたことはいえない。

これらの結果から、実質的な誘起磁化をもつのは Co 界面に近い 4 原子層以内の Pt 層のみだということが明らかになった。実際の積層磁気記録膜において、メインの磁性層への寄与（たとえば熱安定性や熱減磁特性の改善など）もこの範囲の Pt 層からのものであろう。逆にいえば、磁気記録膜の設計にあたって Pt 層厚さを 4 原子層以上にしても、特性改善の効果は少ないということがいえる。また、Pt 層は全磁気モーメントの14%もの軌道磁気モーメントをもつため、下地の磁性膜の組成や厚さによっては、反磁界に打ち勝つだけの垂直磁気異方性を発現させるためにはたらくと考えられる。

本研究で得られた Pt 層の誘起磁気モーメントの値 ($0.69 \mu_{\text{B}}/\text{hole}$)、および界面からの減衰距離 (0.41 nm) は、Pt 層で被覆された FePt L1₀ ナノ粒子についての磁化測定による値 ($0.65 \mu_{\text{B}}/\text{atom}$, 0.44 nm)²⁰⁾とよく一致している。この一致は、Pt の誘起磁化の大きさや分布が下地の磁性体の種類に大きくは依存しないことを示唆している。

今回の試料とよく似た構造の Co/Pt 二層膜について、X 線磁気反射による Pt の磁化分布測定が行われている²¹⁾。そこで報告されている分布関数はわれわれの結果とおおむね一致しているが、彼らは界面から0.3 nm 以内の領域では磁気モーメントが一定としたモデルに基づいて磁気反射データをフィッティングしている。それに対して、われわれの得た磁気モーメント分布は特定のモデルには依存していない。また、界面から0.15 nm という非常に Co に隣接した Pt の磁性を観測している。さらに、スピン磁気モー

メントと軌道磁気モーメントを独立に決定し、外部磁場方向に対するそれらの異方性の情報まで得ることができた。ただし、われわれの方法では、磁気モーメント分布を求めるために、4 種類の試料を使っており、それらの試料の Pt 層以外の部分や、界面の状態が同一であるという仮定によっている。

これまで、3d 遷移金属/Pt 多層膜についての XMCD 測定によって、Pt 層の磁性や誘起磁化を調べる研究がいくつか行われてきた。それらの結果は界面での電子状態の混成による Pt への誘起磁化の重要性を強調するものであったが、XMCD で観測しているのは、多数枚の界面を平均した情報だった。したがって、試料である多層膜にはかなり厳密な周期性が要求される。一方、今回われわれが試料としたのはただひとつの Co-Pt 界面しか持たない二層膜である。したがって周期性を気にする必要がなく、よりストレートに界面付近の磁性を観測できている。しかも、厚さ0.15 nm というほぼ1原子層の Pt に対しても明瞭な XMCD 信号が得られ、その結果、Co 隣接した Pt の磁性をミクロスコピックな観点から明らかにした。

5. まとめ

本稿では、XMCD を用いた数原子層の Pt の磁気モーメントの測定について述べた。透過力の高い硬 X 線を使ってこのようなごく薄い Pt 層の磁性を検出することは、表面敏感な軟 X 線 MCD とはちがった難しさがああり、ひとつの挑戦といってよい。それにもかかわらず、Co との界面近くの Pt に誘起された磁気モーメントの値やその分布、異方性について定量性の高い結果が得られることが示された。実際の垂直磁気異方性をもつ材料や記録媒体への応用も十分可能であり、また今後の発展として取り組んでいきたい。

謝辞

本稿で紹介した結果は、稲葉祐樹、島津武仁（東北大通研）、園部義明（HOYA）、圓山 裕、磯濱陽一、石松直樹、中村直道（広大院）、宮川勇人（JASRI、現香川大）、河村直己（JASRI）の各氏との共同研究によって得られた。小口多美夫、獅子堂達也（広大院）、小出常晴（物構研）の各氏には、XMCD の角度依存性について有益な議論をしていただいた。池田 直氏と水牧仁一朗氏（JASRI）には、本研究を始めるにあたってご尽力いただいた。壽榮松宏仁氏（JASRI）にはご助言と激励をいただいた。ここにあらためて感謝申し上げる。なお、本研究は文部科学省ナノテクノロジー総合支援プロジェクト（課題番号 2002B0648-NS2-np, 2003A0463-NS2-np/BL39XU）による援助の元に行われた。

参考文献

- 1) K. Stoev, F. Liu, Y. Chen, X. Dang, P. Luo, J. Chen, K.

- Kung, M. Lederman, M. Re, G. Choe and M. Zheng: *47th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, Tampa, Florida, USA*, Nov. 2002.
- 2) P. F. Carcia: *J. Appl. Phys.* **63**, 5066 (1988).
 - 3) Y. Sonobe, H. Muraoka, K. Miura, Y. Nakamura, K. Takano, A. Moser, H. Do, B. K. Yen, Y. Ikeda, N. Supper and W. Weresin: *IEEE Trans. Mag.* **38**, 2006 (2002).
 - 4) S. Rüegg, G. Schütz, P. Fischer, R. Wienke, W. B. Zeper and H. Ebert: *J. Appl. Phys.* **69**, 5655 (1991).
 - 5) H. Maruyama, F. Matsuoka, K. Kobayashi and H. Yamazaki: *J. Mag. Mater.* **140-144**, 43 (1995).
 - 6) W. Grange, M. Maret, J. P. Kappler, J. Vogel, A. Fontaine, F. Petro, G. Krill, A. Rogalev, J. Goulon, M. Finazzi and N. B. Brookes: *Phys. Rev. B* **58**, 6298 (1998).
 - 7) W. Grange, I. Galanakis, M. Alouani, M. Maret, J. P. Kappler and A. Rogalev: *Phys. Rev. B* **62**, 1157 (2000).
 - 8) M. Suzuki, H. Miyagawa, N. Kawamura, H. Muraoka, Y. Inaba, T. Shimatsu, Y. Sonobe, Y. Isohama, N. Nakamura, N. Ishimatsu and H. Maruyama: *The 12th International Conference on X-ray Absorption Fine Structure (XAFS-12), Malmö, Sweden, June 2003*; to be published in *Phys. Scripta*.
 - 9) M. Suzuki et al.: 投稿中.
 - 10) H. Maruyama, M. Suzuki, N. Kawamura, M. Ito, E. Arakawa, J. Kokubun, K. Hirano, K. Horie, S. Uemura, K. Hagiwara, M. Mizumaki, S. Goto, H. Kitamura, K. Namikawa and T. Ishikawa: *J. Synchrotron Rad.* **6**, 1133 (1999).
 - 11) J. Stöhr and H. König: *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3748 (1995).
 - 12) D. Weller, J. Stöhr, R. Nakajima, A. Carl, M. G. Samant, C. Chappert, R. Mégy, P. Beauvil-lain, P. Veillet and G. A. Held: *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3752 (1995).
 - 13) T. Koide, H. Miyauchi, J. Okamoto, T. Shidara, A. Fujimori, H. Fukutani, K. Amemiya, H. Takeshita, S. Yuasa, T. Katayama and Y. Suzuki: *Phys. Rev. Lett.* **87**, 257201 (2001).
 - 14) 小出常晴: *新しい放射線の科学95* (講談社, 2000年).
 - 15) F. Wilhelm, P. Pouloupoulos, G. Ceballos, H. Wende, K. Baberschke, P. Srivastava, D. Benea, H. Ebert, M. Angelakeris, N. K. Flevaris, D. Niarchos, A. Rogalev and N. B. Brookes: *Phys. Rev. Lett.* **85**, 413 (2000).
 - 16) B. T. Thole, P. Carra, F. Sette and G. van der Laan: *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1943 (1992); P. Carra, B. T. Thole, M. Altarelli and X. Wang: *Phys. Rev. Lett.* **70**, 694 (1993).
 - 17) T. Oguchi and T. Shishidou: *Phys. Rev. B* (2004) in press.
 - 18) C. Ederer, M. Komelj, M. Fähnle and G. Schütz: *Phys. Rev. B* **66**, 094413 (2002).
 - 19) 近角聰信: *強磁性体の物理(上)184* (裳華房, 1978年).
 - 20) S. Okamoto, O. Kitakami, N. Kikuchi, T. Miyazaki, Y. Shimada and T.-H. Chiang: *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, 2109 (2004).
 - 21) J. Geissler, E. Goering, M. Justen, F. Weigand, G. Schütz, J. Langer, D. Schmitz, H. Maletta and R. Mattheis: *Phys. Rev. B* **65**, 020405 (2001).

著者紹介



鈴木基寛

財団法人高輝度光科学研究センター

E-mail: m-suzuki@spring8.or.jp

専門: X線分光

略歴:

1997年3月東京理科大学大学院理学研究科博士課程退学, 同年4月理化学研究所大型放射光研究室基礎科学特別研究員, 1998年11月から現職。SPRING-8ビームラインの建設や実験ステーションの立ち上げ, X線領域での変調分光法の開発を行う。最近は磁性薄膜のXMCD実験や, 顕微XMCD法の開発に取り組んでいる。



村岡裕明

東北大学電気通信研究所 教授

E-mail: muraoka@riec.tohoku.ac.jp

専門: 電子工学及び磁気記録工学

略歴:

1981年東北大学大学院工学研究科電気及び通信工学専攻博士課程修了, 同年松下通信工業株式会社入社。1990年東北大学電気通信研究所, 1993年同助教授, 2000年同教授, 現在に至る。垂直磁気記録を用いる高密度磁気ストレージに関する記録方式とデバイス・システム技術の研究に従事。工学博士。日本応用磁気学会, 電子情報通信学会, 映像情報メディア学会, IEEE, 各会員。

Magnetic moment and anisotropy in the top Pt layer of Co/Pt bilayer films

Motohiro SUZUKI JASRI/SPRING-8 Kouto 1-1-1, Mikazuki, Sayo, Hyogo 679-5198, Japan
Hiroaki MURAOKA RIEC Tohoku University Katahira 2-1-1, Sendai, Miyagi 980-8577, Japan

Abstract

The magnetic properties of a few atomic Pt layers on a 15 nm-thick Co film were studied by X-ray magnetic circular dichroism spectroscopy at the Pt $L_{2,3}$ edges for two different directions of external magnetic field. The spin and orbital magnetic moments of the Pt 5d electrons were separated using the sum rules, and the anisotropy of the magnetic moments was addressed. The Pt magnetization profile as a function of distance from the Co-Pt interface was determined using data from a series of films with various Pt thicknesses. This magnetization profile was approximated by an exponential function with the decay length of 0.41 nm, which characterizes the effective range of the magnetic coupling between Co and Pt. The total magnetic moment of a Pt atom located very close to the interface was $0.66 \mu_B/\text{atom}$ and included 14% orbital moment.