

トピックス

共鳴硬 X 線磁気散乱法による磁性人工格子の磁気構造

Magnetic Structures of Metallic Magnetic Multilayers Investigated by Resonant Hard X-ray Magnetic Scattering

細糸信好 奈良先端科学技術大学院大学

N. Hossoito, Nara Institute of Science and Technology

After an introduction of the principle of resonant X-ray magnetic scattering (RXMS), several examples are shown of studies of the magnetic structures of metallic multilayers. The magnetic structures of ferromagnetic layers can be determined in subnanometer-scale resolution. Using the element selectivity of resonant scattering, the RXMS enables us to observe induced magnetic moments in the nonmagnetic layer contacting the ferromagnetic layer.

Key words: resonant magnetic scattering, element and orbital selectivity, magnetic structure, metallic multilayer, induced magnetic moment, Fe/Gd, Co/Cu

1. はじめに

X線は主に電子とX線電場の相互作用によって散乱され、磁気モーメントとX線磁場との相互作用による散乱は非常に弱い。エネルギーEのX線に対する磁気散乱振幅と電荷散乱振幅の比は、一つの電子に対して E/mc^2 程度の大きさである（分母は電子の静止質量エネルギー）^{1,2)}。10 keVの硬X線に対して、この比の値は0.02程度の大きさである。原子内で磁性を担う電子の数は全電子数の1/10程度であるので、原子当たりでは散乱振幅の比は 10^{-3} 程度の大きさになる。X線の散乱過程には上記のようなトムソン散乱に加えて、中間過程として電子の励起を伴う共鳴散乱がある。電気双極子遷移を考えると、共鳴散乱振幅は次式のようになる³⁾（ f_{res} の符号は電子のトムソン散乱振幅が正になるようにとったある）。

$$f_{\text{res}}(E) = \left(\frac{3}{4\pi q} \right) \{ (\mathbf{e}_f^* \cdot \mathbf{e}_i) [F_{+1}^1(E) + F_{-1}^1(E)] + i(\mathbf{e}_f^* \times \mathbf{e}_i) \cdot \mathbf{m} [F_{-1}^1(E) - F_{+1}^1(E)] + (\mathbf{e}_f^* \cdot \mathbf{m})(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{m}) [2F_0^1(E) - F_{+1}^1(E) - F_{-1}^1(E)] \} \quad (1)$$

q はX線の波数、 \mathbf{e}_i と \mathbf{e}_f は散乱前後のX線の単位偏極ベクトル、 \mathbf{m} は磁気モーメントの方向を表す単位ベクトルである。また、 F_ν^1 は磁気量子数の変化が1である双極子遷移強度（複素数）を表す。第一項は磁気モーメントに関係しない項であり、（電荷散乱の）異常分散項に相当する。第二項、第三項が共鳴磁気散乱項である。X線吸収実験の場合、第二項はX線磁気円二色性(XMCD)、第三項は磁気直

線二色性(XMLD)を与える。 $F_\nu^1(E)$ はX線エネルギーEに強く依存し、X線吸収端近傍でのみ大きな値をもつ。したがって、共鳴X線磁気散乱には、元素選択性、軌道選択性がある。磁気吸収・散乱が強いのは、3d遷移金属の $L_{2,3}$ 吸収端($2p \rightarrow 3d$)、希土類金属の $M_{4,5}$ 吸収端($3d \rightarrow 4f$)である。しかし、これらの吸収端に相当するX線エネルギーは、Feの場合0.7 keV、Gdの場合1.2 keV程度の軟X線である。波長が1~2 nm程度のX線なので、原子層の分解能が必要とされる磁気構造解析には適していない。他方、3d遷移金属のK吸収端($1s \rightarrow 4p$)、希土類金属の $L_{2,3}$ 吸収端($2p \rightarrow 5d$)の場合、磁気吸収・散乱はあまり強くないが、X線波長は0.1~0.2 nm程度であり、磁気構造解析に適している。また、X線エネルギーも6~10 keV程度の硬X線であり、実験的にも取り扱いやすい。強磁性体やフェリ磁性体の磁気構造解析に対して重要なのは、(1)式の第二項である。 $i(\mathbf{e}_f^* \times \mathbf{e}_i) \cdot \mathbf{m}$ は、磁化反転または円偏光X線のヘリシティ反転によって符号を変える（ \mathbf{k} 方向に進む円偏光X線のヘリシティは $i(\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*) \cdot \hat{\mathbf{k}}$ と定義される）。これを用いて、磁気散乱（正確には電荷-磁気干渉散乱）を純電荷散乱から分離することができる。ただし、これを行うには、X線エネルギーを自由に選択できること、高い偏極率の円偏光X線が得られることが不可欠である。実験室のX線源ではこのような条件を満たすことは困難であるが、最近の放射光源では容易に満たすことができる。共鳴X線磁気散乱現象は、1985年にNamikawaらによって発見され⁴⁾、翌年にはVettierらがGd $L_{2,3}$ 吸収端共鳴X線磁気散乱を用いて、Gd/Y金属人工格子中のGd層の磁気構造解析が可能なことを実験的に示している⁵⁾。われわれは、1996年頃から円偏光硬X線を用いた共鳴磁気散乱・回折法の開発を始め、最近では、Co/Cu人工格子のCu層に誘起された微小磁化による共鳴磁気回折を測定できるようになった。以下に現状を紹介する。

2. 円偏光X線磁気散乱

円偏光共鳴X線磁気散乱で重要なのは(1)式の第一項と第二項である。 F_ν^1 が複素数であることを考慮すると共鳴散乱を起こしている原子のX線散乱振幅は次式のように

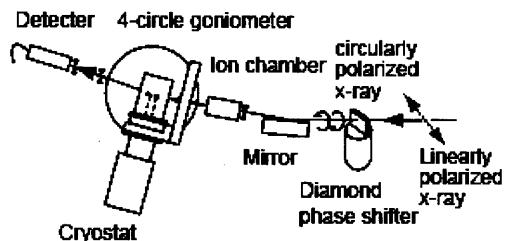


Fig. 1 Experimental setup for resonant hard X-ray magnetic scattering experiments.

書くことができる。

$$f = (\mathbf{e}_f^* \cdot \mathbf{e}_i) (f_c^0 + f'_c + i f''_c) + i (\mathbf{e}_f^* \times \mathbf{e}_i) \cdot \mathbf{m} (f'_m + i f''_m) \quad (2)$$

f_c^0 はトムソン散乱（非共鳴電荷散乱）の散乱振幅である。非共鳴磁気散乱振幅は共鳴磁気散乱振幅に比べて小さいので省略している。以下にヘリシティを反転したときのX線差強度 $I^+(\mathbf{q}) - I^-(\mathbf{q})$ を導き、共鳴条件にある原子の磁化ベクトルが磁気散乱にどのように寄与するかを明らかにする。人工格子の電荷構造因子、磁気構造因子は、

$$F_c(\mathbf{q}) = \sum_{\text{all atom}} (f_{cj}^0 + f'_{cj} + i f''_{cj}) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_j) \quad (3)$$

$$\mathbf{F}_m(\mathbf{q}) = \sum_{\text{mag. atom}} \mathbf{m}_j (f'_{mj} + i f''_{mj}) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_j) \quad (4)$$

と表すことができる。和は電荷散乱についてはすべての原子について、磁気散乱については共鳴条件にある磁性原子についてとる。 \mathbf{q} は散乱ベクトル、 \mathbf{r}_j は各原子の位置ベクトルである。入射X線の円偏光状態を ν 、反射X線の円偏光状態を ν' とすると、全構造因子は、

$$F^{\nu'\nu}(\mathbf{q}) = (\mathbf{e}_{\nu'}^* \cdot \mathbf{e}_{\nu}) F_c(\mathbf{q}) + i (\mathbf{e}_{\nu'}^* \times \mathbf{e}_{\nu}) \cdot \mathbf{F}_m(\mathbf{q}) \quad (5)$$

と表される。散乱強度は構造因子の2乗 $|F^{\nu'\nu}(\mathbf{q})|^2$ に比例する。反射X線の円偏光状態は解析しないので、+ヘリシティのX線を入射した場合、散乱X線が+ヘリシティの場合と-ヘリシティの場合があることを考慮すると、強度は

$$I^+(\mathbf{q}) = |F^{+,+1}(\mathbf{q})|^2 + |F^{-,+1}(\mathbf{q})|^2 \quad (6)$$

となる。-ヘリシティの場合も同様にして計算できる。最終的に差強度を計算すると次式を得る⁶⁾。

$$I^+(\mathbf{q}) - I^-(\mathbf{q}) = -(\hat{\mathbf{k}} + \hat{\mathbf{k}}' \cos 2\theta) \cdot [F_c^*(\mathbf{q}) \mathbf{F}_m(\mathbf{q}) + F_c(\mathbf{q}) F_m^*(\mathbf{q})] \quad (7)$$

$\hat{\mathbf{k}}$ と $\hat{\mathbf{k}}'$ はそれぞれ入射X線および反射X線方向の単位ベクトル、 2θ は回折角である。(7)式は、磁気散乱差強度が、電荷散乱と磁気散乱の干渉によって生じていることを示している。また、差強度に寄与するのは共鳴散乱に関与する磁化ベクトルの($\hat{\mathbf{k}} + \hat{\mathbf{k}}' \cos 2\theta$)方向への投影成分であることがわかる。大雑把に言うと、磁化ベクトルをX線進行方向に投影した成分が磁気散乱差シグナルに寄与する。磁気

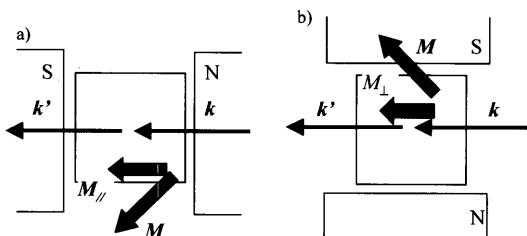


Fig. 2 Two experimental geometries. In a), the $\phi=0^\circ$ geometry, the applied field is parallel to the scattering plane generated by incoming and outgoing X-ray wave vectors (\mathbf{k} and \mathbf{k}'). In b), the $\phi=90^\circ$ geometry, the applied field is perpendicular to the scattering plane.

散乱差強度は、磁気散乱振幅の1次に比例している。したがって、純電荷散乱に対する強度は $10^{-3} \sim 10^{-2}$ 程度の大きさであり、注意深い測定で検出が可能である。

3. 実験装置

円偏光共鳴硬X線磁気散乱の実験は、APS/ANLやSPring-8などの放射光施設で行った。Fig. 1にAPSで使用した実験装置の概略を示す⁶⁾。放射光は蓄積リングを回る電子の軌道面内に偏光した直線偏光である。モノクロメータで単色化された直線偏光X線が適当な回折条件においてダイヤモンド移相子を透過すると円偏光に変換される。ダイヤモンドの角度を Bragg 条件からわずかに+もしくは-方向に回転することにより、円偏光のヘリシティを切り替えることができる。得られた円偏光は、X線ミラーを用いて高調波を除去した後、試料に入射する。入射X線強度はイオンチェンバでモニターしている。ダイヤモンド移相子を用いて円偏光を発生させると、土ヘリシティのX線強度は約5%程度異なる。この値は、共鳴磁気散乱による散乱X線の強度変化より大きい。強い電荷散乱から微弱な磁気散乱を分離するために、入射X線強度の補正は重要である。人工格子試料に磁場を印加するため、永久磁石とポールピースを組み合わせた磁気回路を作製し、そのギャップ部に試料を置いた。これをクライオスタッフの先端部に取り付けた。クライオスタッフは四軸ゴニオメータの ϕ 軸部に取り付けて散乱実験を行った。散乱されたX線は、初期の測定ではNaIシンチレーションディテクタ、最近の測定ではアバランシェフォトダイオード(APD)ディテクタで計数した。 ϕ 軸を回転させることにより、X線散乱面（入射X線波数ベクトル \mathbf{k} と反射X線波数ベクトル \mathbf{k}' で生成される面）と印加磁場のなす角度を自由に変化させることができる。印加磁場が散乱面に平行のときを $\phi=0^\circ$ 配置、散乱面に垂直のときを $\phi=90^\circ$ 配置と呼ぶ(Fig. 2参照)。 $\phi=0^\circ$ 配置では磁場と平行な磁化ベクトル成分 $M_{||}$ 、 $\phi=90^\circ$ 配置では磁場と垂直な磁化ベクトル成分 M_{\perp} が磁気散乱を与える。したがって、二つの配置で

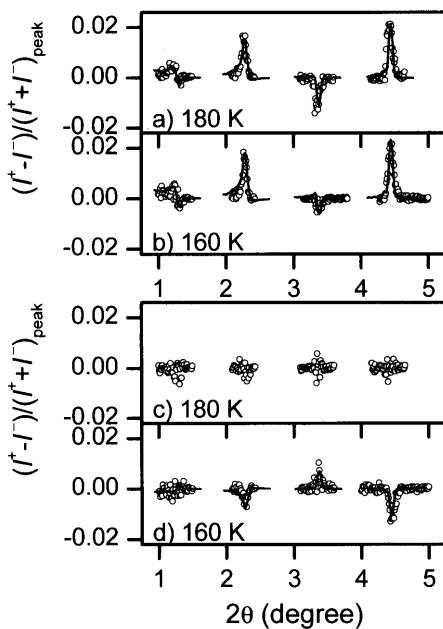


Fig. 3 Difference magnetic diffraction profiles of an Fe(3.58 nm)/Gd(5.43 nm) multilayer measured near the Gd L_3 absorption edge (7243.5 eV) in an applied field of 2.4 kOe. The measurement geometries are a) and b), $\phi=0^\circ$, and c) and d), $\phi=90^\circ$. The observed data are shown with open circles. The solid lines are simulated curves with the magnetic structures shown in Figs. 4 and 5.

測定を行うことにより、試料面内にある磁化をベクトルとして決めることができる。

4. Fe/Gd 人工格子の磁気構造⁶⁾

Fe/Gd 金属人工格子の磁気構造は理論、実験両面でよく研究されている。Camley らは、磁気相互作用として交換相互作用とゼーマン相互作用を考慮して、温度や磁場を変化させたときに出現する磁気構造を理論的に明らかにした。Gd 層の飽和磁気モーメントが Fe 層の飽和磁気モーメントより大きい場合、低温低磁場では、Gd 層磁気モーメントが磁場に平行、Fe 層磁気モーメントが磁場に反平行に配列する Gd-aligned 状態、高温低磁場では、Fe 層磁気モーメントが磁場に平行、Gd 層磁気モーメントが磁場に反平行に配列する Fe-aligned 状態、中間温度あるいは強磁場では、Gd 層磁気モーメント、Fe 層磁気モーメントがともに磁場方向から傾いた twisted 状態が現れる⁷⁾。また、低温領域で磁場を強くすると Gd-aligned 状態から twisted 状態に移る中間段階で、表面近傍のみが twisted 状態になる surface twisted 状態が出現することを指摘している^{8), 9)}。理論で指摘された磁気状態が出現していることは、磁化測定^{10), 12)}、磁気抵抗測定^{10), 11)}、メスバウア分光法¹³⁾、中性子回折^{14), 15)}、XMCD^{16), 17)}などで確かめられている。

磁気散乱法の開発という観点から見た場合、温度を変化

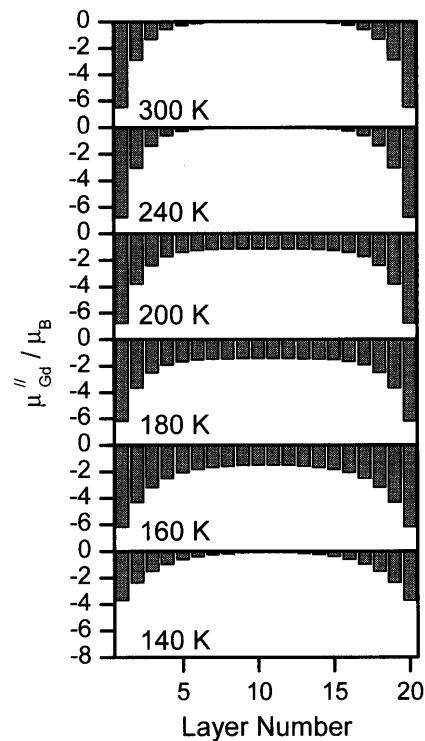


Fig. 4 Magnetic depth profiles of Gd moment parallel to the applied field direction determined by resonant magnetic diffraction of Gd.

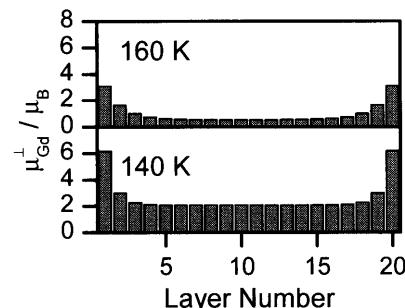


Fig. 5 Magnetic depth profiles of Gd moment perpendicular to the applied field direction. The Gd moment is equal to zero above 160 K.

させるだけで適度に複雑な磁気構造が現れる Fe/Gd 人工格子は、いわば標準試料として最適である。Fig. 3 に Fe (3.58 nm)/Gd(5.43 nm) 人工格子の共鳴 X 線磁気回折強度の測定例を示す。測定は Gd L_3 吸収端近傍の X 線エネルギー (7243.5 eV) で行った。測定した差強度 $I^+ - I^-$ は対応する電荷散乱 Bragg ピーク強度で規格化して示している。a) と b) は $\phi=0^\circ$ 配置、c) と d) は $\phi=90^\circ$ 配置での測定である。 $\phi=0^\circ$ 配置では、180 K と 160 K で磁気散乱差強度に大きな変化はない。 $\phi=90^\circ$ 配置においては、180 K ではほとんど差強度が観測されていないが、160 K では差強度が明瞭に観測されている。つまり、180 K では磁場に垂直な Gd 磁化成分は存在しないが、160 K ではそれが現れていることを示す。このことから、2.4 kOe の印加磁場中では、この Fe/Gd 人工格子の磁気構造は、約 170 K で

aligned 状態から twisted 状態に変化することがわかる。磁気構造変化は磁化 ($M-H$) 測定でも確認している。

磁気散乱差強度の符号が反射の次数で変化することは、Gd 層が膜厚方向に不均一に磁化していることを示す。いろいろな磁気構造を仮定してシミュレーションを行い測定された差強度と比較することにより、Gd 層磁化の膜厚方向の変調構造を定量的に決めることができる。このようにして得られた Gd 層内の磁化分布の温度変化を Fig. 4 と 5 に示す。Fig. 4 で Gd 磁化の大きさが負というのは、磁化の向きが磁場に反平行であることを示す。Fig. 4 と 5 を見ると、この Fe/Gd 人工格子の磁気構造は温度が 160 K 以下では twisted 状態、180 K 以上では Fe-aligned 状態であることが明瞭にわかる。また、界面付近の Gd 磁気モーメントは温度によらず $6 \mu_B$ 程度であり、飽和値 ($7.5 \mu_B$) に近い値をもつことがわかる。つまり、界面 Gd 原子は Fe 磁化の影響を受けて温度によらず強く磁化している。バルク Gd のキュリー温度は 293 K であるが、Gd 層の中心部は 240 K 以上の温度で磁気モーメントが失われている。つまり、常磁性状態になっていると考えられる。

Fig. 4 と 5 で得られた Gd 層磁化の分布は共鳴磁気回折で得られる最終結果であり、これに基づいて、上記のように Gd 層の磁性を議論することができる。しかし、これを得る元になったのは Gd L_3 吸収端の測定データである。Gd L_3 吸収端は $2p$ 電子が $5d$ 軌道に励起される過程である。したがって、磁気散乱は Gd の $5d$ 軌道の磁気状態を見ることになる。Gd の磁性を担っているのは Gd $4f$ 電子であるので、Fig. 4 と 5 の磁化分布が Gd $4f$ 磁気モーメントの分布に対応していることを確かめる必要がある。また、磁化分布を求めるために用いた仮定が正しいことを確認することが不可欠である。これができる初めて初めて、共鳴 X 線磁気回折による磁気構造解析法が確立したということができる。このため、われわれは共鳴磁気回折で得た Gd 層磁化分布を用いて磁化曲線を計算し、測定結果と比較した¹⁸⁾。磁化曲線の計算は、Motokawa らの方法¹⁹⁾を用いた。計算には、各原子間の交換相互作用定数が必要である。Gd-Gd, Fe-Fe 間相互作用定数はバルクのキュリー温度から評価した値を用い、Gd-Fe 間相互作用定数は温度に依存しないフィッティングパラメータとした。Fe 層の磁気モーメントは温度にかかわらず $2.2 \mu_B$ に固定し、Gd の磁気モーメントは、共鳴磁気回折で得られた各温度の磁化分布 (Fig. 4, 5) から得られた値を用いた。このようにして磁化曲線を計算すると、Fig. 6 で示すように一つのフィッティングパラメータで実験結果を非常によく再現することがわかった。したがって、Gd L_3 共鳴 X 線磁気回折で得られた Gd 磁化の深さ分布は、 $5d$ 磁気モーメントの状態を通して、 $4f$ 磁気モーメントの深さ分布を見ていると考えて差し支えない。

ここまで話から Fe/Gd 人工格子の磁性は Camley ら

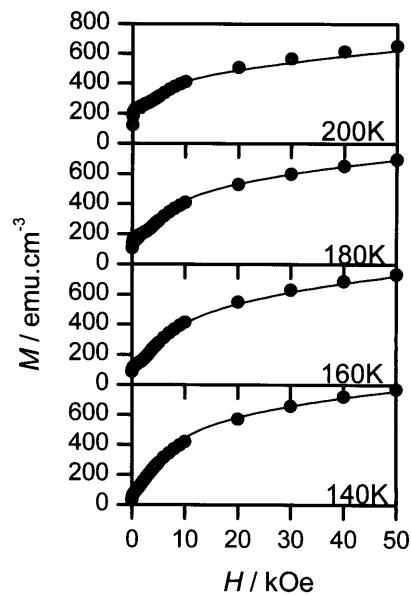


Fig. 6 Comparison of observed (circles) and calculated (line) magnetizations. Calculations were made with the magnetization depth profiles of Figs. 4 and 5.

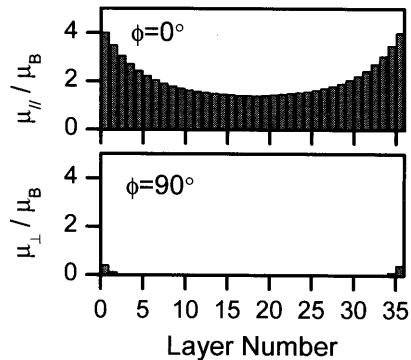


Fig. 7 Magnetic depth profiles of Gd moment at 10 K in an applied field of 0.5 kOe.

のモデルで理解できるという印象を受けるかもしれない。以下では、Fe/Gd 人工格子の磁気構造がもっと複雑であることを示すデータを紹介する²⁰⁾。Fig. 7 は共鳴 X 線磁気回折で決めた [Fe(3.53 nm)/Gd(4.85 nm)] 人工格子の 10 K, 0.5 kOe における磁気構造である。Gd 磁化の符号は正、すなわち Gd 磁化は磁場に平行になっている。10 K での $M-H$ 測定では、Gd-aligned 状態、Gd-twisted 状態の磁気構造変化を確認することはできなかった。共鳴磁気回折の解析結果 (Fig. 7) は、10 K, 0.5 kOe の条件では、この人工格子が Gd-aligned 状態になっていることを示している。図には示していないが、10 K, 5 kOe の条件では磁場に垂直な Gd 磁化成分が現れる。したがって、10 K でも、磁場を強くすると Camley らのモデルどおりに Gd-aligned 状態から twisted 状態への磁気構造変化が起こっている。しかし、Fig. 7 の Gd 磁化の値は飽和値 ($7.5 \mu_B$) に比べて小さく、しかも、Gd 層は一様に磁化されているわけではな

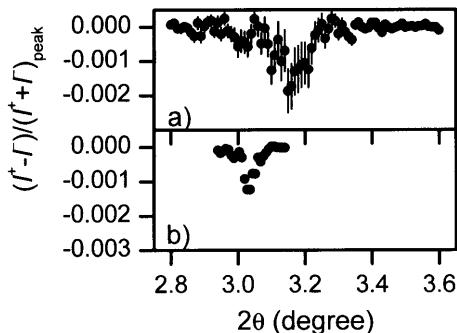


Fig. 8 Difference magnetic diffraction peaks of Co/Cu multilayers measured around Co K edge with a) a conventional NaI detector and b) an APD detector. The measurement times are about 10 h for a) and 1 h for b).

い。つまり、平均的な磁気構造は Gd-aligned 状態であるが、個々の Gd 磁気モーメントの向きは必ずしもそろっているわけではないことを示している。低温では、Gd の磁気異方性が磁化の向きを決めるのに重要である。また、Gd-aligned 状態が出現するのは低磁場領域である。これらのため、Gd 磁化は一方向にそろいにくく、複雑な磁気(磁区)構造が出現する可能性が高い。

5. Co/Cu 人工格子の共鳴 X 線磁気回折

Co/Cu 人工格子は、巨大磁気抵抗効果や振動的な磁性層間交換相互作用などの興味深い磁気物性を示す系である^{21), 22)}。振動的な交換相互作用の機構として RKKY モデル²³⁾や量子井戸モデル²⁴⁾が提唱されている。光電子分光²⁵⁾や X 線磁気円二色性スペクトル^{26), 27)}は Cu 層に磁気分極が発生していることを示している。しかし、Cu 層内部の磁化分布は明確ではない。磁化分布を決めるには、Cu K 吸収端での共鳴 X 線磁気回折が有効である。ところが、Co/Cu 人工格子の共鳴 X 線磁気回折を行おうとすると、困難に直面する。Gd 磁気回折の相対差強度は、Fig. 3 からわかるように数%ある。これに対して、Co の場合は 1 枚小さい 0.1%程度、Cu 層に誘起された磁化による磁気回折差強度はおそらく 0.01%程度と予想される。1%の磁気回折差強度の存在は電荷散乱を 10^4 カウント程度測定すると判別できる。しかし、0.1%の差強度の場合は 10^6 カウンタ程度の測定が必要である。X 線計数に通常使用されている NaI ディテクタを磁気回折の測定に使う場合、不感時間による影響を避けるために計数率を 10^4 cps 以下にする必要があることが経験的にわかっている。この制約のため、NaI ディテクタで Co の磁気回折を測定すると 10 時間の測定でも、やっとピークの存在が確認できる程度である (Fig. 8a)。このような状況を開拓するために、われわれは不感時間が数 ns と短いアバランシェフォトダイオード (APD) ディテクタを用いた高計数率磁気散乱測定法を開発した²⁸⁾。これを用いると 1 時間程度で Fig. 8b のような

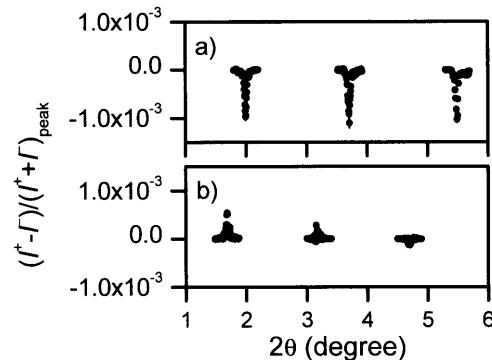


Fig. 9 Difference magnetic diffraction profiles of a Co/Cu multilayer in the saturation magnetization state measured around a) Co (7723 eV) and b) Cu (8992 eV) K edges.

回折プロファイルを測定できる。これによって、Co などの 3d 遷移金属 K 吸収端の共鳴 X 線磁気回折を系統的に測定することが可能になった。

APD システムを用いて測定した Co/Cu 人工格子の Co および Cu K 吸収端の共鳴磁気回折を Fig. 9 に示す²⁹⁾。測定は Co 磁化が飽和した状態で行っている。強磁性である Co の磁気回折が検出されるだけでなく、Cu 層に誘起された微小な磁化による磁気回折ピークも明瞭に観測されている。Co の磁気回折は、反射次数にかかわらず -0.1% 程度の磁気散乱差ピークを示す。これは、Co 層が膜厚方向に一様に磁化していることを示している。これに対して、Cu の磁気回折差強度は反射次数に依存して変化する。現在、Cu 層内の誘起磁化分布を解析中である。今後、強磁性結合、反強磁性結合の Co/Cu 人工格子について、磁場を変化させて Cu 層内の誘起磁場分布の磁場依存性を調べることにより、Co-Co 層間交換相互作用と Cu 層の磁気分極の関係が明らかになると期待される。

6. まとめ

共鳴硬 X 線磁気散乱を用いることにより、金属人工格子の磁気構造をサブナノメースケールの分解能で決めることができる。現在では、電荷散乱強度に対して 10^{-4} 程度の磁気回折ピークを 1 時間程度で測定できる。共鳴硬 X 線磁気散乱法は、人工格子の磁気構造解析に対して十分に実用的な方法になったといえる。元素選択性を利用すれば、強磁性層に接した非磁性層に誘起された微小な磁気モーメントによる磁気散乱を、強磁性層の磁気モーメントの影響を受けることなく測定できる。本稿では、Bragg 反射の測定例を示したが、時間さえあれば磁気散漫散乱も測定できる³⁰⁾。また、スピネルバルブのような Bragg 反射を示さない磁性膜でも磁気反射率測定は可能である。本稿によって共鳴硬 X 線磁気散乱法に興味をもっていただければ幸いである。

謝 辞 この記事は筆者が京大在職当時に、橋爪弘雄東工大教授（現在、奈良先端大教授）の発案で始めた共同研究の成果によるものです。共同研究者の石松直樹氏（広島大）、G. Srajer 氏(APS/ANL)に感謝します。APDを用いた測定システム開発の一部は文部科学省ナノテクノロジー総合支援プロジェクト(2003A0480-ND3-np, 2003B0150-NSc-np-Na)の支援を受けてSPring-8 BL39XUで行いました。

参考文献

- 1) X線磁気散乱・吸収全般については以下が詳しい。S. W. Lovesey and S. P. Collins: *X-ray Scattering and Absorption by Magnetic Materials* (Oxford Univ. Press).
- 2) M. Blume: *J. Appl. Phys.*, **57**, 3615 (1985).
- 3) J. P. Hannon, G. T. Trammell, M. Blume, and D. Gibbs: *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1245 (1988).
- 4) K. Namikawa, M. Ando, T. Nakajima, and H. Kawata: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **54**, 4099 (1985).
- 5) C. Vettier, D. B. McWhan, E. M. Gyorgy, J. Kwo, B. M. Buntschuh, and B. W. Batterman: *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 757 (1986).
- 6) N. Ishimatsu, H. Hashizume, S. Hamada, and N. Hosoi: *Phys. Rev. B*, **60**, 9596 (1999).
- 7) R. E. Camley and D. R. Tilley: *Phys. Rev. B*, **37**, 3413 (1988).
- 8) J. G. Lepage and R. E. Camley: *Phys. Rev. B*, **40**, 9913 (1989).
- 9) J. G. Lepage and R. E. Camley: *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1152 (1990).
- 10) K. Takanashi, Y. Kamiguchi, H. Fujimori, and M. Motokawa: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **61**, 3721 (1992).
- 11) K. Cherifi, C. Dufour, G. Marchal, Ph. Mangin, and J. Hubsch: *J. Magn. Magn. Mat.*, **104-107**, 1833 (1992).
- 12) M. Vaezzadeh, B. George, and G. Marchal: *Phys. Rev. B*, **50**, 6113 (1994).
- 13) M. Sajieddine, Ph. Bauer, K. Cherifi, C. Dufour, G. Marchal, and R. E. Camley: *Phys. Rev. B*, **49**, 8815 (1994).
- 14) C. Dufour, K. Cherifi, G. Marchal, Ph. Mangin, and M. Hennion: *Phys. Rev. B*, **47**, 14572 (1993).
- 15) W. Hahn, M. Loewenhaupt, Y. Y. Huang, G. P. Felcher, and S. S. P. Parkin: *Phys. Rev. B*, **52**, 16041 (1995).
- 16) F. Itoh, M. Nakamura, and H. Sakurai: *J. Magn. Magn. Mat.*, **126**, 361 (1993).
- 17) A. Koizumi, M. Takagaki, M. Suzuki, N. Kawamura, and N. Sakai: *Phys. Rev. B*, **61**, R14909 (2000).
- 18) N. Hosoi, H. Hashizume, and N. Ishimatsu: *J. Phys. Condens. Matter*, **14**, 5289 (2002).
- 19) M. Motokawa and H. Dohnomae: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **60**, 1355 (1991).
- 20) N. Hosoi, H. Hashizume, N. Ishimatsu, I.-T. Bae, G. Srajer, J. C. Lang, C. K. Venkataraman, and C. S. Nelson: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41**, 1331 (2002).
- 21) D. H. Mosca, F. Petroff, A. Fert, P. A. Schroeder, W. P. Pratt, Jr., and R. Laloee: *J. Magn. Magn. Mat.*, **94**, L1 (1991).
- 22) S. S. P. Parkin, R. Bhadra, and K. P. Roche: *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2152 (1991).
- 23) P. Bruno and C. Chapert: *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1602 (1991).
- 24) D. M. Edwards, J. Mathon, R. B. Munitz, and M. S. Phan: *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 493 (1991).
- 25) J. E. Ortega, F. J. Himpsel, G. J. Mankey, and R. F. Willis: *Phys. Rev. B*, **47**, 1540 (1993).
- 26) M. G. Samant, J. Stohr, S. S. P. Parkin, G. A. Held, B. D. Hermsmeier, F. Herman, M. van Schilfgaarde, L.-D. Duda, D. C. Mancini, N. Wassdahl, and R. Nakajima: *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 1112 (1993).
- 27) S. Pizzini, A. Fontaine, C. Giorgetti, E. Dartype, J.-F. Bobo, M. Piecuch, and F. Baudelet: *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1470 (1994).
- 28) Y. Hayasaki, K. Ishiji, N. Hosoi, H. Hashizume, M. Kurabayashi, and K. Omote: Meeting Abstr., Phys. Soc. Jpn., Vol. 58, Issue 2, Pt. 3, p. 409 (2003). (In Japanese)
- 29) R. Kokufu, K. Ishiji, Y. Hayasaki, H. Hashizume, and N. Hosoi: 59th Annual Meeting, Phys. Soc. Jpn., Mar., 2004, 28aXR-8.
- 30) C. S. Nelson, G. Srajer, J. C. Lang, C. T. Venkataraman, S. K. Sinha, H. Hashizume, N. Ishimatsu, and N. Hosoi: *Phys. Rev. B*, **60**, 12234 (1999).

(2004年1月23日受理)



細糸信好 ほそいと のぶよし

昭58 京都大学大学院理学研究科化学専攻修了、同年 京都大学化学研究所助手、平3 同助教授、平14 奈良先端科学技術大学院大学助教授、現在に至る。

専門 磁性薄膜物性 (理博)