



磁気 XAFS

圓山 裕

岡山大学 理学部 物理学科

Magnetic x-ray absorption fine structure

Hiroshi MARUYAMA

Department of Physics, Faculty of Science, Okayama University

Experimental studies of magnetic X-ray absorption fine structure (magnetic XAFS) in hard X-ray region are reviewed with an emphasis on application to magnetism. X-ray magnetic circular dichroism provided by the magnetic XAFS is demonstrated to be a powerful technique for investigating local electronic and magnetic states. Several topics of various magnetic materials composed of 3d-, 4f and 5d-elements are displayed.

1. はじめに

1987年にドイツの Schütz らによって純鉄の K 吸収端の XANES スペクトルにおいて初めて磁気的効果が観察されて以来¹⁾, 国内外の研究者によって強磁性遷移金属・合金, 希土類化合物など, 様々の磁性体について実験的および理論的な研究が活発に行われている。放射光 X 線の特長である高強度, 波長可変性, 偏光特性を積極的に利用した, いわゆる磁気 XAFS は強磁性体やフェリ磁性体の局所的な電子状態および磁気状態に関する情報を得る有力な方法として注目され, 磁性研究への応用によって新しい知見が得られる事が期待さ

れている。

磁気 XAFS (X 線磁気吸収) は, その測定方法に因んだ慣習的な呼称であって, 物理現象としては X 線領域での磁気円二色性 (XMCD) を与える, 磁気円二色性は磁性体の左右の円偏光に対する吸収係数の相違として得られるが, また, 一定の偏光の下で磁場方向を反転したときの吸収係数の相違はこれと等価である事が知られており, 現在, この方法が広く用いられている。硬 X 線エネルギー領域と云っても明確に定義されているわけではないが, 大体 6~12keV と考えると, そこには 3d 遷移金属元素の K 吸収端, 4f 希土類元素の L 吸

収端, 5d遷移金属元素のL吸収端が位置する。従って, 多種多様の磁性体が研究対象となる。各々の吸収過程は双極子遷移の場合, $1s \rightarrow 4p$, $2p \rightarrow 5d$, 四重極遷移の場合, $1s \rightarrow 3d$, $2p \rightarrow 4f$ である。よく局在化した3d, 4f軌道への励起よりも, 非局在化した分極の小さい4p, 5d軌道への励起が支配的である事は, 磁気円二色性スペクトルの説明に固体効果, 状態間の混成, 電気多重極遷移などを考慮する必要があり, 明確な解釈がまだ得られていないのが現状である。

本稿では, 硬X線領域での磁気XAFS測定による最近の研究を中心に, 昨年のXAFS-7での関連する話題を紹介する。まず, 測定法の概略を説明し, 幾つかの具体的な磁性体に関する実験結果を紹介する。特に, 磁性研究に対するこの実験の有用性と可能性についてふれたい。ところで, 1990年開催のXAFS-6ではこの分野の研究発表は4件であったが, XAFS-7では13件と急速に増加している事からも磁気XAFSに対する注目の様子が窺える。この発展には我国の寄与が大きいと思われるが, それは新しい挿入光源²⁾の開発による円偏光X線の高輝度化に負っている事は明かである。尚, 軟X線領域での磁気円二色性の理論³⁾と実験^{4, 5)}, および, 真空紫外領域での実験⁶⁾なども参照されたい。

2. 磁気XAFS測定

磁気XAFS測定は「円偏光X線」と「磁場」を必要とする事の他は, 通常のXAFS測定と基本的

に同じ構成の装置で行われる。円偏光X線光源としては, 放射光軌道面から上下にはずれたX線の円偏光成分を利用する方法⁷⁾と, 挿入光源を用いて直接的に円偏光(楕円偏光)X線を作り出す方法に大別出来る²⁾。後者は円偏光度およびX線強度の点で前者に勝っているので, 得られるXMCDスペクトルの統計精度は前者のそれと較べて格段に優れている。磁場は磁性体試料を磁化する役割だけでなく, 量子化軸の方向を定義すると云う重要な意味を持っている。

ここでは, 高エネルギー物理学研究所電子貯蔵リング(AR: Accumulation Ring) NE1 ビームラインに設置されている磁気XAFS測定装置と測定方法の概略を説明する。ビームラインと光学系に関する概要はPFの河田洋氏によって報告されている⁸⁾。図1に透過法による磁気XAFS測定装置の概略を示す。楕円多重極ウィグラー(EMPW)から出射した円偏光X線をSi(111)二結晶モノクロメータで単色化し, 二台のイオンチェンバー I_0, I で入射X線と透過X線強度を計測する。サジタル集光およびディチューニングによる高調波の除去によって良質の単色X線が得られている。7-8keV付近の単色化されたX線の円偏光度(P_c)は0.5-0.6と求められている⁹⁾。蛍光法の場合は, 蛍光用のイオンチェンバー(Lytle detector)を用いる。現在, 電磁石によって最高約6kOeの磁場を印加出来るが, 試料を磁氣的に飽和させるには十分とは云えない。従って, 反磁場係数と吸収係数の兼ね合いから, 磁場方向とX線の入射方向との成

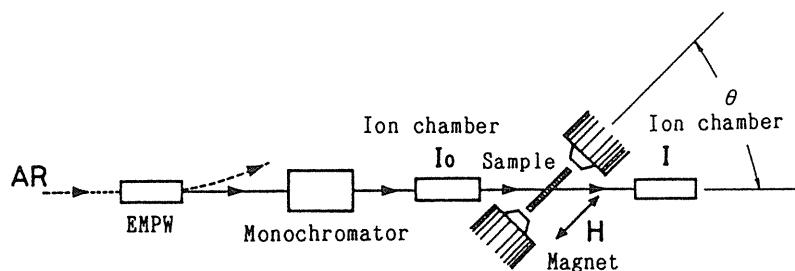


Fig.1 Schematic drawing of experimental arrangement of the magnetic XAFS.

す角 θ は普通 45 度を取っている。XMCD スペクトルは入射 X 線の偏光を左周りに固定し、磁場の方向を反転させたときの吸収係数の差のエネルギー依存性として得られる。通常の XAFS (μt) と磁気 XAFS ($\Delta \mu t$) (t は試料の厚さ) は次式によって与えられる。

(透過法)

$$\mu t = \{ \ln(I_0/I(\uparrow)) + \ln(I_0/I(\downarrow)) \} / 2, \quad (1)$$

$$\Delta \mu t = \{ \ln(I_0/I(\uparrow)) - \ln(I_0/I(\downarrow)) \}, \quad (2)$$

ここで $I(\uparrow)$, $I(\downarrow)$ は入射 X 線の波数ベクトルと磁性体の磁化の波数ベクトル方向成分が反平行、および平行の場合の X 線強度を表す。測定はプリセットタイム 2 秒で磁場反転を 2 回繰り返しながら吸収端の近傍をエネルギー 1 eV 間隔で行った。得られた 10 本程度のスペクトルを平均することによって、 2×10^{-4} 程度の統計精度が得られる¹⁰⁾。X 線光路を真空排気あるいはヘリウムガス置換する事に依って S/N 比の改善が得られた。また、イオンチェンバーのガス圧の変化および漏洩磁場によるノイズ対策が重要である事が分かった。

磁気 XAFS 信号は現象論的には次のように表される⁷⁾。

$$(\Delta \mu t) / (\mu t) \propto P_c \cdot M \cdot (\Delta \rho / \rho), \quad (3)$$

ここで、 M は磁化の波数ベクトル方向成分、 $\Delta \rho = \rho(\uparrow) - \rho(\downarrow)$, $\rho = \rho(\uparrow) + \rho(\downarrow)$, $\rho(\uparrow)$ と $\rho(\downarrow)$ は各々 up-spin バンドと down-spin バンドの状態密度を表す。(3) 式の左辺で分かる様に、測定する事が非常に難しい試料の厚さ t を消去出来るのは良いが、前吸収端領域では分母の (μt) が小さいので ($\Delta \mu t$) / (μt) は非常に強調され、磁気 XAFS スペクトルは大きく変形されたものとなる。従って、我々はこの方法での規格化はせず、(μt) のエッジジャンプをもって規格化している。いずれにしても、スペ

クトルの強度を議論する場合は、規格化は避けて通れない問題であり、定量的な議論をする場合には誤差の主たる原因となる恐れがある。

3. 強磁性 3d 遷移元素の K 吸収端

最近、強磁性鉄合金およびフェリ磁性鉄酸化物の Fe K 吸収端における磁気 XAFS の系統的な測定が行われ、興味あるデータが出始めている。ここでは、その内の幾つかを紹介する。

3.1 純鉄の XMCD

図 2 は Schütz らに依って最初に測定された純鉄の K 吸収端における XMCD スペクトルと¹¹⁾、Ebert らによる相対論的效果を取り入れたバンド計算の結果との比較を示している¹¹⁾。吸収端近傍で正に、吸収端の約 5 eV 高エネルギー側で負に分極する全体的なスペクトルに関して、実験と理論との一致はかなり良い。この相対論的な計算にはスピン軌道相互作用やスピン偏極の効果がすべて取り込まれていると云われている。しかし、純コバルト、純ニッケルの場合には、実験と理論の一致は良くない事が報告されている¹²⁾。この事から、Ebert らの相対論的なバンド計算ではまだ考慮されていない効果があるのではないかと想像される。K 吸収端の XMCD の解釈の難しさは、スピン軌道相互作用が無い 1s 内殻準位からの励起である事、非局在化した分極の小さい 4p 状態に関する複雑なバンド計算を必要とする事と、局在化した分極の大きい 3d 状態との関係をどの様に考えるか、にあると思われる。

3.2 鉄合金

鉄の XMCD スペクトルが正から負に符号を変えるのに対して、コバルトとニッケルのそれは常に負の比較的幅の広いスペクトルである事が知られている。それでは、これらの金属を合金化すると各々の電子状態にどのような変化がもたらされるのか、磁性の立場からも興味のあるところである。

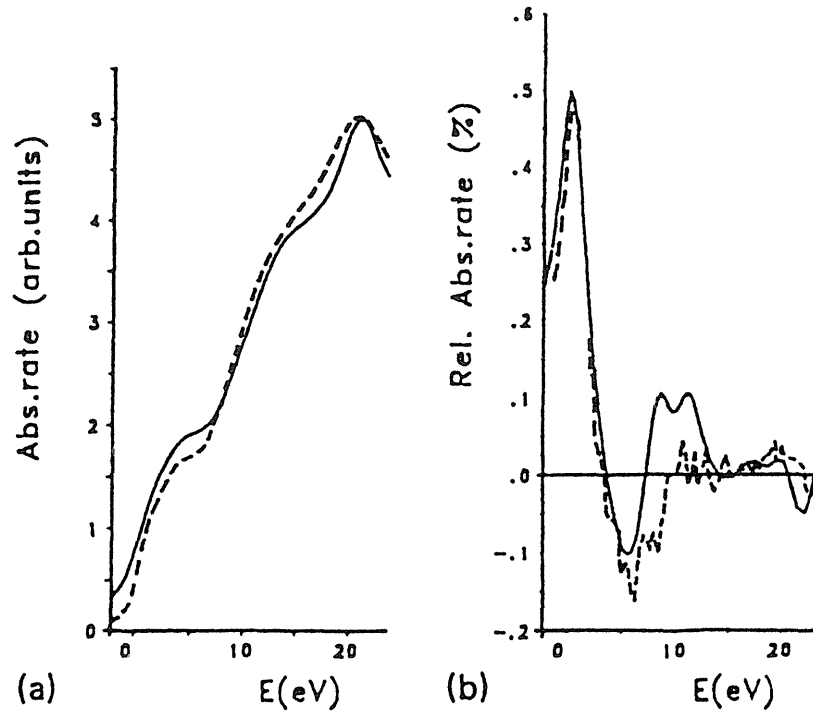


Fig.2 X-ray absorption spectrum (a) and magnetic circular dichroism (b) at the K-edge of pure iron. Experimental spectra after Schütz et al.¹¹⁾ (solid line) and theory (broken line). (After ref. 11)

図3にFe-Ni合金におけるFe(上段)およびNi(下段)のK吸収端でのXMCDスペクトルの組成変化を示す¹³⁾。FeのK吸収端を見ると、0eV付近の正のピーク強度はNi濃度が増加するに連れてインバー組成領域で一旦減少した後、増加に転じるものの、約60at%Ni以上では消滅する事が分かる。これはNi原子の増加に伴ってFeのup-spinバンドのホールが埋まって行くと考ええると定性的に説明できる。同様に、NiのK吸収端でも0eV付近に正のピークが現れる。吸収原子が異なるにもかかわらず、FeとNiのXMCDスペクトルの形状に大きな差が認められない事は興味深い特徴のひとつである。Fe-Co合金系についてもFe-Ni合金系と同様の結果が得られている¹⁴⁾。これらのスペクトルの組成依存性は4p軌道と3d軌道間の強い混成を示唆していると考えられる。

3.3 フェリ磁性鉄酸化物

3d遷移金属酸化物のK吸収端には特徴的な前吸収端構造(pre-edge structure)が観測される事がよく知られており、1s→3d双極子禁制遷移が鉄イオンの3d軌道とO²⁻イオンの2p軌道との混成を通して双極子許容遷移に成り変わると解釈されている。鉄イオンの3d状態が関与した吸収ならば大きな磁氣的効果が観測出来るとの予測の下に、各種の鉄酸化物フェリ磁性体について磁気XAFS測定を行った¹⁵⁾。図4にガーネット構造のYIG(Y₃Fe₅O₁₂)とスピネル構造のマグネタイト(Fe₃O₄)におけるFe K吸収端のXANES(下段)とXMCD(上段)スペクトルを示す。前吸収端構造が現れる程度その領域で顕著なXMCDスペクトルが観測された。しかし、マグネタイトでは主吸収端構造にも顕著なXMCDが見られるのに対して、YIGでは非常に僅かしか見られない。YIGとマグネタイトのFeイオンの配置と磁氣的な結合状態は各々次の様

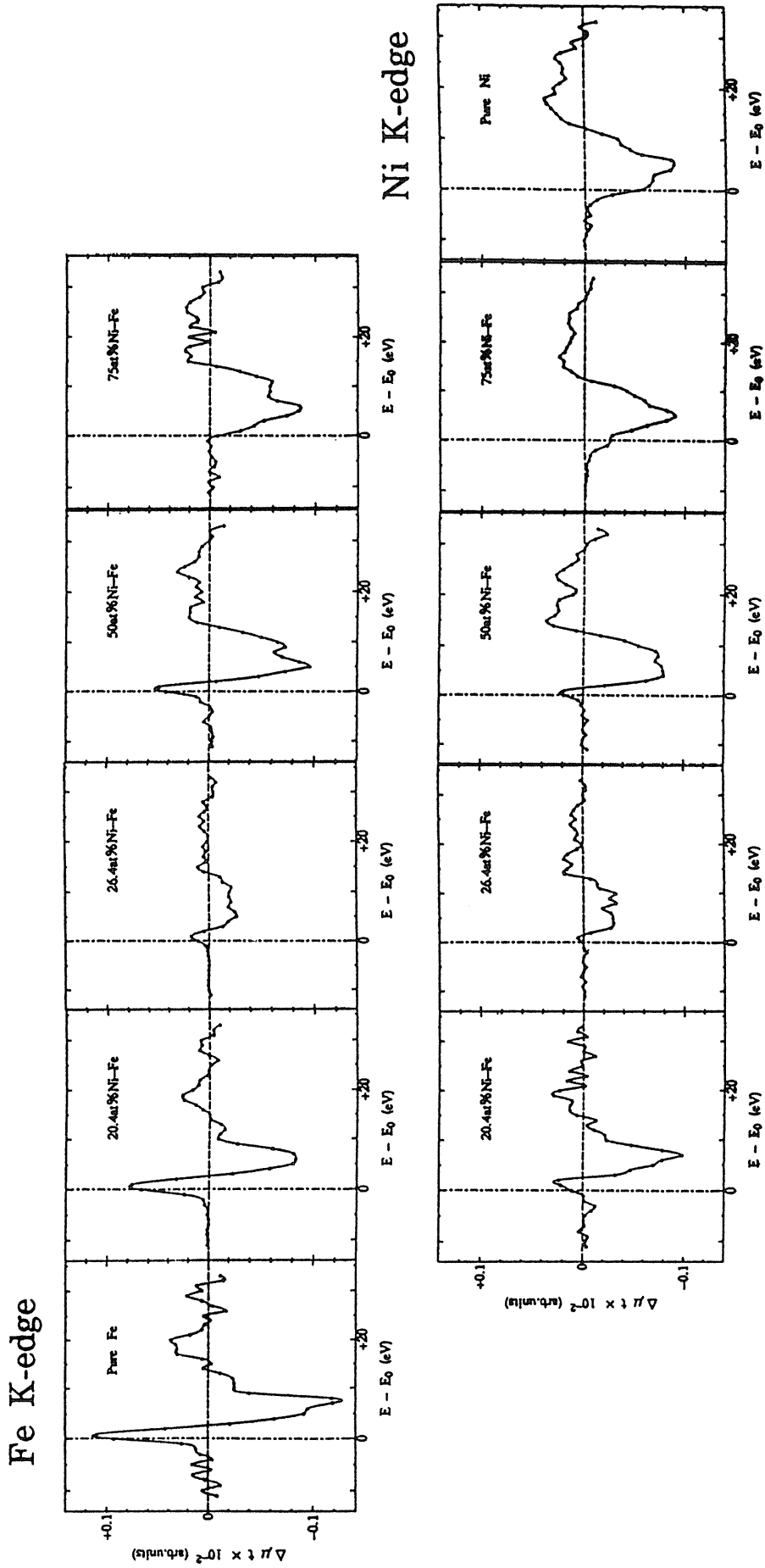


Fig.3 XMCD spectra at the Fe K-edge (upper) and Ni K-edge (lower) in Fe-Ni alloys. (After ref.13)

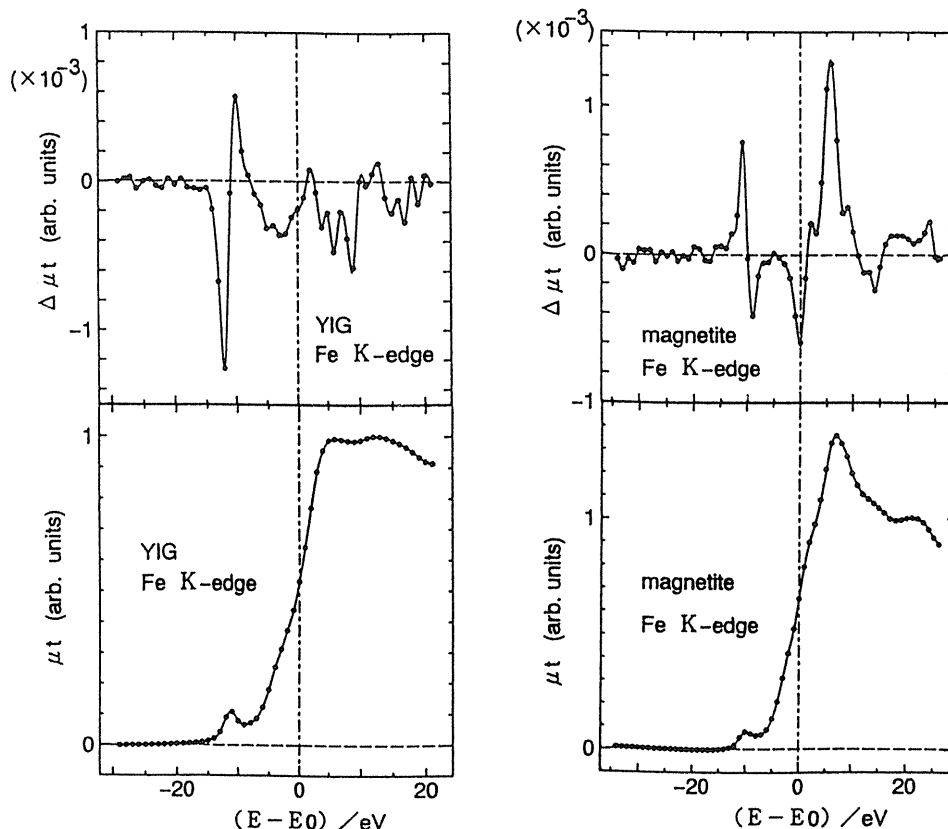


Fig.4 XMCD (upper) and XANES (lower) spectra at the Fe K-edge in YIG and magnetite.

にまとめられる。 $3\text{Fe}^{3+}(\uparrow)[2\text{Fe}^{3+}(\downarrow)]\text{O}_{7.5}$, $\text{Fe}^{3+}(\downarrow)[\text{Fe}^{2+}(\uparrow)\text{Fe}^{3+}(\uparrow)]\text{O}_4$, ここで, A[B]O_xと表記した場合, Aサイトは4面体位置, Bは8面体位置を意味する。前吸収端構造は4面体位置に, 主吸収端構造は主に8面体位置に配位したFeイオンの電子状態を反映していると考えられる。XMCDスペクトルを解析する事に依って, 結晶場によって分裂したFeイオンの高スピン状態3d軌道に関する情報が得られる。

4. 4f希土類元素のL吸収端

希土類元素のL吸収端は, 強いスピン軌道相互作用を受けている2p内殻準位からの励起であるために大きな磁氣的効果が期待できる。また, 希土類元素を変える事は局在化した分極の大きい4f状態を占める電子の数を順次変えることに対応し, 磁気XAFSの系統的な測定に適している。

4.1 希土類化合物

希土類と遷移金属との化合物では R_2Co_{17} (R = Ce, Pr, Nd, Sm, Gd, Tb, Ho, Er, Tm)¹⁶⁾, ラベース相 RFe_2 (R = Ce, Gd, Lu)¹⁷⁾, ホウ素化合物, $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ ¹⁰⁾などの測定が行われている。図5に R_2Co_{17} 化合物における希土類L吸収端のXMCDスペクトルを示す。ここで, 縦軸は L_3 と L_2 で 2:-1 にスケールされている。Schützらのモデルによると, スピン分極のみがスペクトルに寄与するならば, 両スペクトルは一致するはずである。Ce, Gdの場合は良く一致しているが, その他の希土類ではその様になっていない。また, 正符号のXMCDは希土類のスピン分極が全角運動量に対して平行に配列している事を表し, 希土類とコバルトのスピンは反強磁性的に結合しているので, 全角運動量は重希土類ではコバルトのスピンに対して反平行, 軽希土類では平行に配列していると解釈される。

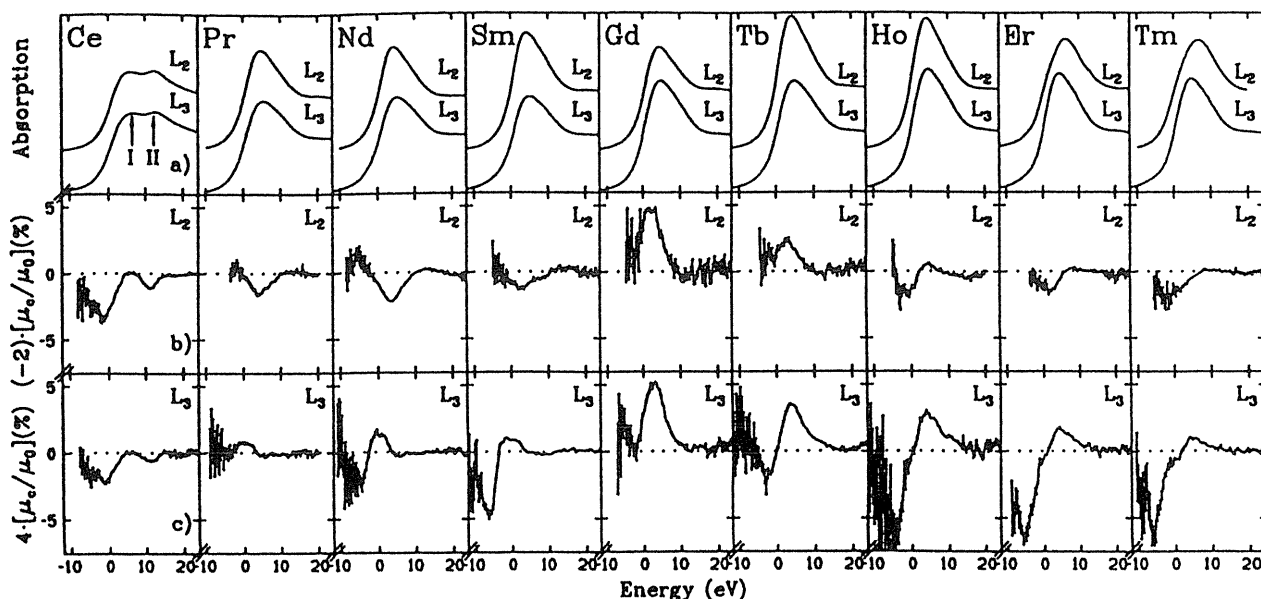


Fig.5 Rescaled XMCD spectra at the rare-earth L-edges in the R_2Co_{17} compounds. (After ref. 16)

この系統的なデータは大体においてはフロント則で理解出来るが、スペクトル自体が複雑な形状を持ち、 L_3 と L_2 吸収端で異なる傾向を示している事などまだ充分な理解には至っていない。

4.2 希土類-鉄-ガーネット

希土類-鉄-ガーネットにおける希土類元素のL吸収端に関する磁気 XAFS測定も Schützらによって最初に行われた¹⁸⁾。ここでは XMCD スペクトルの角度依存性の測定について紹介する。Carra と Altarelli¹⁹⁾、および Brouder²⁰⁾ は、磁性を担う 3d あるいは 4f 電子状態の分極が大きいために、これらの状態への四重極遷移 ($1s \rightarrow 3d$, $2p \rightarrow 4f$) の XMCD への寄与が双極子遷移 ($1s \rightarrow 4p$, $2p \rightarrow 5d$) による寄与と同程度になりうる事を指摘し、XMCD の角度依存性の相違から各々を区別できる事を理論的に示した。その理論によると、双極子遷移と四重極遷移による XMCD の角度依存性は次式で与えられる²⁰⁾。

(双極子遷移)

$$\Delta\mu t = A^D(1) \cos\theta, \quad (4)$$

(四重極遷移)

$$\Delta\mu t = A^Q(1) \cos\theta + A^Q(3) \cos\theta (5 \cos^2\theta - 3)/2, \quad (5)$$

ここで、 $A^D(1)$, $A^Q(1)$, $A^Q(3)$ は角度に依存しない係数を表す。これらの式から、 $\cos\theta$ の角度依存性からのズレによって四重極遷移の寄与を見積ることが出来る。図6はホルミウム-鉄-ガーネット ($Ho_3Fe_5O_{12}$) の Ho L_3 吸収端での XANES (下段) と XMCD (上段) スペクトルを示す。吸収端の近傍に顕著で複雑な XMCD スペクトルが観測された。主なピーク強度の角度依存性を図7に示す。図中の実線は最小自乗法によって(5)式にフィットさせた結果である。この図から、角度依存性はほとんど $\cos\theta$ に従い、それからのズレは数%程度である事が分かった。今までに、 Gd_2Co_{17} の Gd $L_{2,3}$ 吸収端¹⁶⁾、 $Er_2Fe_{14}B$ の Er L_3 吸収端²¹⁾、 $Ho_3Fe_5O_{12}$ の Fe K 吸収端²²⁾ および Ho $L_{2,3}$ 吸収端²³⁾ でこうした測定が行われているが、四重極遷移の寄与は存在するものの理論的に予測された程ではないと云うのが結論の様である。

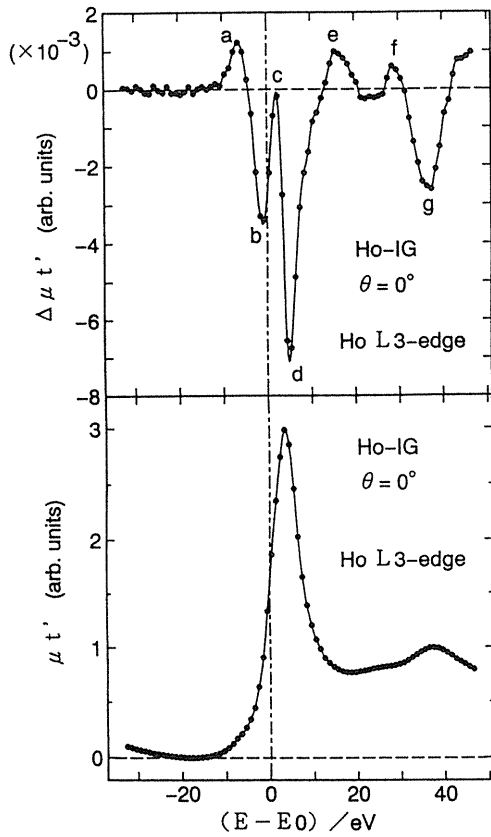


Fig.6 XMCD (upper) and XANES (lower) spectra at the Ho L₃-edge in Ho-IG ($\theta=0^\circ$). (After ref. 23)

4.3 その他の磁性体

希土類元素を含む様々な磁性体、特に、実用材料として期待されている新素材についても局所的な磁気状態および電子状態を調べる目的で磁気XAFS測定が行われている。例えば、Nd/Fe多層膜²⁴⁾、Gd/Fe多層膜²⁵⁾、Fe-希土類アモルファス²⁶⁾、Fe-Tb垂直磁化膜²⁷⁾などが上げられる。SchützらはCo/Pt多層膜の系統的な研究を行っている²⁸⁾。

5. 5d遷移元素のL吸収端

5d遷移元素を含む磁性体における5d原子のL吸収端は、強いスピン軌道相互作用を受けている2p内殻単位から直接磁性を担う5d状態への双極子遷移(2p → 5d)のみを考えれば良く、硬X線領域での磁気XAFSの中では最も単純な系と云える。同

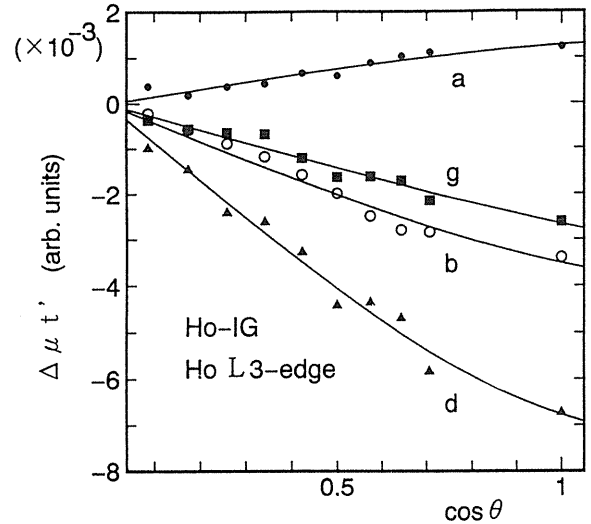


Fig.7 Angle dependence of peak intensity of XMCD spectrum at the Ho L₃-edge Ho-IG.

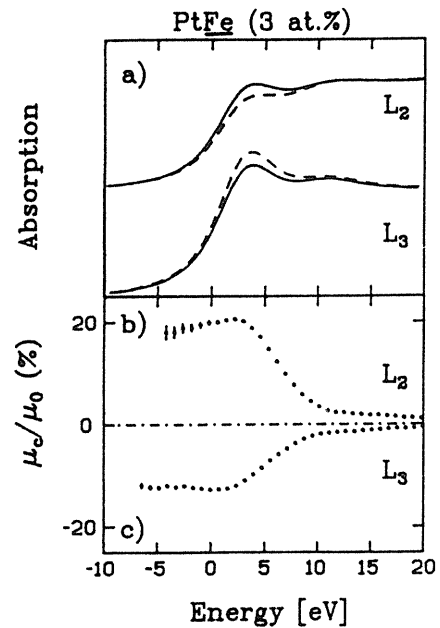


Fig.8 XANES and normalized XMCD spectra at the Pt L₃-edges of Pt-impurity in Fe. (After ref. 29)

様の事情は4d遷移元素についても成り立つが、例えば、Pd L吸収端は約3keVの軟X線に近いエネルギー領域に位置する。

5.1 鉄中の5d不純物

鉄中の不純物5d遷移元素のL吸収端に関する磁気XAFSもSchützらによって初めて測定された²⁹⁾。

その結果、鉄中の不純物 5d 原子は分極している事、特に、Pt $L_{2,3}$ 吸収端で約 25% にも達する大きな磁気 XAFS が観測された。図 8 は鉄中の Pt の $L_{2,3}$ 吸収端における XANES と磁気 XAFS を示す。彼女達の実験結果は Ebert らによる相対論的なバンド計算に依って良く再現出来る事が分かった³⁰⁾。Pt の大きな磁気 XAFS は 5d 終状態に存在するスピン軌道相互作用と大きなスピン分極に起因すると解釈され、スピンおよび軌道磁気モーメントの大きさが見積られている³¹⁾。スピンと軌道の磁気モーメントに対する寄与の分離は磁性研究にとって貴重な情報である。

5.2 白金-鉄合金の Pt L 吸収端の XMCD

Fe-Pt 合金の Pt L 吸収端に関する磁気 XAFS が磁性の研究に適している理由として次の事が上げられる。(1) 双極子遷移 ($2p \rightarrow 5d$) を考えれば良

い、(2) Pt 5d 電子は直接磁性を担っている、(3) 磁気効果が大きい、(4) 3 種類の規則相 (Fe_3Pt , $FePt$, $FePt_3$) が存在し、(5) 多様な磁性 (ferro, ferri, antiferro) を示す。図 9 は不規則相 37.1at% Pt-Fe 合金の Pt $L_{2,3}$ 吸収端での XMCD および XANES スペクトルを示す。これらのスペクトルから XMCD の積分強度と XANES のホワイトラインの積分強度を求め、 L_3 , L_2 吸収端での比を求めたところ、XANES については $I(L_3)/I(L_2) \sim 5.7$ 、XMCD では $I(L_3)/I(L_2) \sim -1.7$ の値を得た³²⁾。Erskine と Stern³³⁾ の積分強度比に関する理論的考察によると、終状態にスピン軌道相互作用が存在しない場合、XANES については $I(L_3)/I(L_2) \sim 2$ 、XMCD では $I(L_3)/I(L_2) \sim -1$ の値を予測している。実験結果はこれらの値から大きくずれている。従って、5d 終状態に大きなスピン軌道相互作用が存在し、主に $5d_{5/2}$ 非占有状態が寄与している事が分

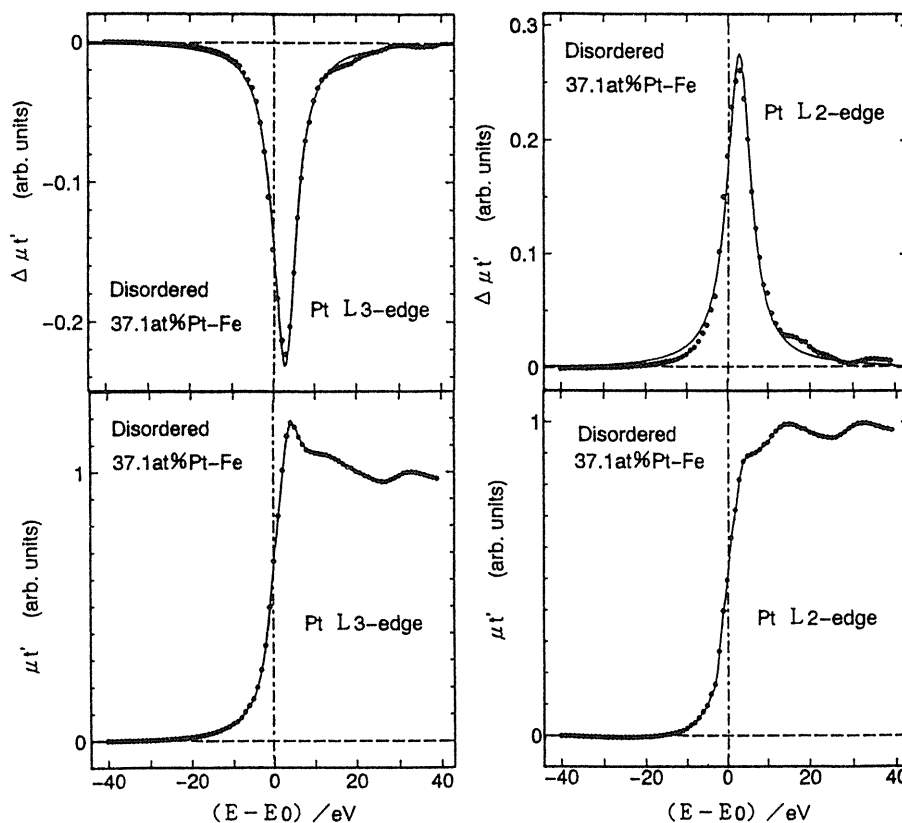


Fig.9 XMCD (upper) and XANES (lower) spectra at the Pt $L_{2,3}$ -edges in 37.1at%Pt-Fe alloy. (After ref. 32)

かる。

5.3 磁気光学総和則

ここでは、最近、Carraらによって提案された磁気光学総和則^{34, 35)}を用いて、白金-鉄合金のPt L₂とL₃吸収端のXMCDおよびXANESスペクトルの積分強度から、Pt原子の軌道およびスピン磁気モーメントの大きさが求められている事を紹介する。原子モデルと双極子遷移の仮定の下で、彼らは次式を導いている。

$$\int_{L_{3,L2}}(\Delta\mu t)d\omega/\int_{L_{3,L2}}(3\mu t)d\omega = \langle L_z \rangle \{ [l(l+1)+2-c(c+1)]/2l(l+1)(4l+2-n), \quad (6)$$

$$\{ \int_{L_3}(\Delta\mu t)d\omega - (c+1)/c \int_{L_2}(\Delta\mu t)d\omega \} / \int_{L_{3,L2}}(3\mu t)d\omega = \langle S_z \rangle \{ [l+1]-2-c(c+1) \} / 3c(4l+2-n) + \langle T_z \rangle \{ [l(l+1)\{l(l+1)+2c(c+1)+4\}-3(c-1)^2(c+2)^2] / 6lc(l+1)(4l+2-n). \quad (7)$$

ここで、積分はL₃, L₂吸収端を通して行う。⟨L_z⟩, ⟨S_z⟩, ⟨T_z⟩は各々、軌道、スピン、磁気双極子の角運動量の基底状態ホール当りの期待値を与える。また、光吸収励起過程(2p→5d)を始状態lⁿ, 終状態clⁿ⁺¹とすると、c=1(2p), l=2(5d), n=9と表せる。先に求めたPt L₂とL₃吸収端の積分強度を用いて⟨L_z⟩, ⟨S_z⟩を求めたところ(⟨T_z⟩は無視した), ⟨L_z⟩~-0.11, ⟨S_z⟩~-0.4, の値が得られた。これらの値はバンド計算や磁気測定の結果とかなり良く一致していると云える。ただ、⟨S_z⟩の絶対値が少し大きいのは⟨T_z⟩を無視した事に依ると考えられる。

6. 磁気XAFSと新しい試み

磁気XAFS測定の実験的手法はほぼ確立したと云えるが、X線分光および回折における新しい試みや新しく見出された現象との組合せに依って、益々この分野の研究が質的にも発展する事が期待される。ここでは、その様な研究の中から幾つか簡単に取り上げてみたい。完全結晶における定在

波の条件下で、YIG単結晶の磁気XAFS測定から各サイトの電子状態に関する情報を選択的に取り出せる事が示された³⁶⁾。蛍光X線を高分解能でエネルギー解析する事に依って、内殻空孔の寿命による自然幅を越えるエネルギー分解能で吸収スペクトルを測定する事に成功している³⁷⁾。この方法を用いれば高分解能の磁気XAFS測定が可能になるであろう。吸収端近傍の磁気XAFS測定は活発に行われているが、吸収端より高エネルギー側のEXAFS領域での磁気XAFS測定は、まだGdとGd₃Fe₅O₁₂³⁸⁾におけるGd L吸収端の例があるのみである。このいわゆる磁気EXAFSを解析する事に依って局所的な磁気構造が求められるであろう。また、希土類のL吸収端より約150eV程度高エネルギー側で多電子励起に伴う吸収に磁気的効果が観測されている³⁹⁾。

7. あとがき

最近、急速に発展している磁気XAFSの具体的な磁性体についての実験的および理論的な研究を紹介した。硬X線領域での磁気XAFS実験の容易さは系統的な測定を可能にしている反面、得られた磁気円二色性スペクトルが複雑で、軟X線領域のそれと比較して解釈が難しいと云う欠点がある。しかし、系統的な実験の蓄積と理論的研究の進展はこの困難を克服できるものと確信する。磁気円二色性が軌道角運動量に敏感である事から、磁気XAFS測定によってスピンと軌道の磁気モーメントに対する寄与の分離、局所的な対称性と磁気異方性、局在化した軌道の結晶場分裂など、磁性物理学の基本的な問題と密接に関係した情報が直接的に得られる事を強調したい。磁気XAFSによる磁性研究の発展と理論家のこの分野への参加を期待したい。

謝辞

本稿で紹介した我々のデータはすべて高エネルギー物理学研究所AR-NE1ビームラインでの測定

結果である。共同研究者の岡山大学・山崎比登志教授, 小林憲司君, 下見公人君, KEK・河田洋助教授, 岩住俊明助手, 安藤正海教授, 東京水産大学・塩谷巨弘教授, 姫路工業大学・坂井信彦教授, 小泉昭久助手, 群馬大学・伊藤文武教授, 桜井浩氏, 東京学芸大学・並河一道助教授, 東大生研・七尾進助教授, 渡辺康裕助手に深く感謝申し上げます。測定結果をもとに理論的な議論と実験的な示唆を頂きました大阪大学・城健男助教授, 奈良医大・赤井久純助教授に感謝申し上げます。試料を提供して頂いた東北大学・石尾俊二助教授, 三菱ガス化学・白井一志氏, 試料作成に便宜をはかって頂いた鳥取大学・安藤由和助教授に感謝致します。

文献

- 1) G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm and G. Materlik: Phys. Rev. Lett. **58**, 737 (1987).
- 2) S. Yamamoto, H. Kawata, H. Kitamura, M. Ando, N. Sakai and N. Shiotani: Phys. Rev. Lett. **62**, 2672 (1989); S. Yamamoto, T. Shioya, S. Sakai and H. Kitamura: Rev. Sci. Instrum. **60**, 1834 (1989).
- 3) T. Jo and G. A. Sawatzky: Phys. Rev. **B43**, 8771 (1991). 城健男: 放射光 **4**,135 (1991). 城健男, 今田真: 固体物理 **27**,1 (1992).
- 4) C. T. Chen, F. Sette, Y. Ma and S. Modesti: Phys. Rev. **B42**, 7262 (1990); F. Sette, C. T. Chen, Y. Ma, S. Modesti and N. V. Smith: *X-ray absorption fine structure* (edited by S. Hasnain, Ellis Horwood, London, 1991) pp.96.
- 5) T. Koide, T. Shidara, H. Fukutani, K. Yamaguchi, A. Fujimori and S. Kimura: Phys. Rev. **B44**, 4697 (1991).
- 6) 武藤, 今田, 宮原, 朴, 山口, 籠島: 日本物理学会秋の分科会(1992, 東京) 25a-ZD-16.
- 7) G. Schütz, R. Frahm, R. Wienke, W. Wilhelm, W. Wagner and P. Kienle: Rev. Sci. Instrum. **60**, 1661 (1989).
- 8) 河田洋: 放射光 **4**,183 (1991).
- 9) T. Ishikawa, K. Hirano, K. Kanzaki and S. Kikuta: Rev. Sci. Instrum. **63**, 1098 (1992).
- 10) H. Maruyama, T. Iwazumi, H. Kawata, A. Koizumi, M. Fujita, H. Sakurai, F. Itoh, K. Namikawa, H. Yamazaki and M. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 1456 (1991).
- 11) H. Ebert, P. Strange and L. Gyorffy: J. Appl. Phys. **63**, 3055 (1988).
- 12) 赤井, Ebert: 日本物理学会秋の分科会(1992, 東京).
- 13) H. Sakurai, F. Itoh, H. Maruyama, A. Koizumi, K. Kobayashi, H. Yamazaki, Y. Tanji and H. Kawata: to be published in J. Phys. Soc. Jpn.
- 14) 下見, 圓山, 小林, 山崎, 岩住, 河田: 日本物理学会秋の分科会(1992, 東京) 25p-PSA-2.
- 15) 圓山, 小林, 下見, 山崎, 岩住, 河田: 日本物理学会秋の分科会(1992, 東京) 25p-ZD-14.
- 16) P. Fischer, G. Schütz and G. Wiesinger: Solid State Comm. **76**, 777 (1990); P. Fischer, G. Schütz, S. Stähler and G. Wiesinger: J. Appl. Phys. **69**, 6144(1991).
- 17) J. P. Kappler, C. Brouder, G. Krill, F. Baudelet, E. Dartyge, A. Jucha and A. Fontaine: *X-ray absorption fine structure*, (edited by S. Hasnain, Ellis Horwood, London, 1991) pp.109.
- 18) G. Schütz, M. Knülle, R. Wienke, W. Wilhelm, W. Wagner, P. Kienle and R. Frahm: Z. Phys. B-Condensed Matter **73**, 67 (1988).
- 19) P. Carra and M. Altarelli: Phys. Rev. Lett. **64**, 1286 (1990); P. Carra, B. N. Harmon, B. T. Thole, M. Altarelli and G. A. Sawatzky: Phys. Rev. Lett. **66**, 2495 (1991).
- 20) C. Brouder: *X-ray absorption fine structure*, (edited by S. Hasnain, Ellis Horwood, London, 1991) pp.106.
- 21) J. C. Lang, S. W. Kycia, X. D. Wang, B. N. Harmon, A. I. Goldman, D. J. Branagan, R. W. McCallum and K. D. Finkelstein: Phys. Rev. **B46**, 5298 (1992).
- 22) H. Yamazaki, H. Maruyama, K. Kobayashi and K. Shimomi: to be published in Jpn. J. Appl. Phys.
- 23) K. Shimomi, H. Maruyama, K. Kobayashi, A. Koizumi, H. Yamazaki and T. Iwazumi: to be published in Jpn. J. Appl. Phys.
- 24) F. Baudelet, E. Dartyge, A. Fontaine, C. Brouder, G. Krill, J. P. Kappler and M. Piecuch: Phys. Rev. **B43**, 5857 (1991).
- 25) F. Itoh, M. Nakamura, H. Sakurai, H. Kiriaki, M. Nawate, S. Honda, T. Iwazumi and H. Kawata: to be

- published in Jpn. J. Appl. Phys.
- 26) K. Kobayashi, H. Maruyama, H. Maeda and H. Yamazaki: to be published in Jpn. J. Appl. Phys.
- 27) 金, 七尾: 私信
- 28) G. Schütz, R. Wienke, W. Wilhelm, W. B. Zeper, H. Ebert and K. Spörl: J. Appl. Phys. **67**, 4456 (1990); S. Rüegg, G. Schütz, P. Fischer, R. Wienke, W. B. Zeper and H. Ebert: J. Appl. Phys. **69**, 5655 (1991).
- 29) G. Schütz, R. Wienke, W. Wilhelm, W. Wagner, P. Kienle, R. Zeller and R. Frahm: Z. Phys. B-Condensed Matter **75**, 495 (1989).
- 30) H. Ebert and R. Zeller: Phys. Rev. **B42**, 2744 (1990).
- 31) H. Ebert and H. Akai: Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **253**, 329 (1992).
- 32) H. Maruyama, A. Koizumi, K. Kobayashi and H. Yamazaki: to be published in Jpn. J. Appl. Phys.
- 33) J. L. Erskine and E. A. Stern: Phys. Rev. **B12**, 5016 (1975).
- 34) B. Thole, P. Carra, F. Sette and G. van der Laan: Phys. Rev. Lett. **68**, 1943 (1992).
- 35) P. Carra: Syn. Rad. News **5**, No.6, 21 (1992).
- 36) T. Iwazumi, H. Kawata, N. Shiotani and F. Itoh: to be published in Jpn. J. Appl. Phys.
- 37) K. Hämäläinen, D. P. Siddons, J. B. Hastings and L. E. Berman: Phys. Rev. Lett. **67**, 2850 (1991).
- 38) G. Schütz, R. Frahm, P. Mautner, R. Wienke, W. Wangner, W. Wilhelm and P. Kienle: Phys. Rev. Lett. **62**, 2620 (1989).
- 39) E. Dartyge, A. Fontaine, C. Giorgetti, S. Pizzini, F. Baudelet, G. Krill, C. Brouder and J. P. Kappler: Phys. Rev. **B46**, 3155 (1992).

キーワード

磁気光学総和則

ESRFのCarra博士を中心にした理論家たちによって最近提案された磁気光学総和則 (magneto-optical sum rules)によって、磁気円二色性と吸収スペクトルの積分強度から軌道、スピン、磁気双極子の角運動量の基底状態ホール当りの期待値を求める事が出来る。軟X線領域にあるNi $L_{2,3}$ 吸収端およびGd $M_{4,5}$ 吸収端に関する磁気円二色性のデータからこの総和則が良く成り立つ事が示された。硬X線領域ではまだ例がないが、Pt $L_{2,3}$ 吸収端はその候補と考えられる。従来から、中性子磁気散乱によって軌道とスピンの磁気モーメントに対する寄与を分離して求める実験が行われているが、決して容易な測定ではない。従って、磁気円二色性によ

ってその様なデータが得られる事が期待される。

鉄-白金合金

Fe-Pt合金系は全率固溶体 (不規則相) であるが、適当な熱処理によって Fe_3Pt , $FePt$, $FePt_3$ の3種類の超格子構造 (規則相) を形成する事が出来る。各々の規則相は強磁性、フェリ磁性、反強磁性を、一方、不規則相は全て強磁性を示す。 Fe_3Pt の組成付近の合金は熱膨張係数が非常に小さい、いわゆるインバー効果を、また、鉄の高濃度側では温度の低下に伴ってfcc→bccへの構造相転移 (マルテンサイト変態) を示す事が知られている。磁性物理学および金属学の分野にまたがって興味を持たれている物質である。