

X線磁気散乱における偏光の利用

河田 洋*、並河一道**

*高エネルギー物理学研究所

**東京学芸大学

Application of Polarization in X-ray Magnetic Scattering

Hiroshi KAWATA, Kazumichi NAMIKAWA*

Photon Factory, National Laboratory for High Energy Physics,
Tsukuba-shi, Ibaraki 305

*Department of Physics, Tokyo Gakugei University,
Koganei-shi, Tokyo 184

Polarization dependence of the x-ray magnetic scattering is discussed. Scattering amplitudes of the x-ray magnetic scattering are described by means of matrix representation on the basis of both linear and circular polarization. Some typical experiments in x-ray magnetic scattering are referred to illustrate the role of the polarization.



1. はじめに

X線磁気ブラッグ散乱が始めて実験的に見い出されたとき¹⁾、その強度が通常のブラッグ散乱の $10^{-7} \sim 10^{-8}$ ということで、それを何か物性の測定に利用することはおろかその存在自体疑わしく思われたものだった。その後X線磁気散乱の本質にもとづいた各種の検証が進み²⁻⁴⁾、一方、放射光が利用できるようになると、その物性への応用も現実のものとなってきた。さらに放射光の特徴の1つである偏光の利用を考えるにおよんで、もはやX線磁気散乱は中性子磁気散乱の単なる補完物として物性の研究に利用できるだけでなく、いくつかの分野では中性子磁気散乱よりはるかにすぐれた手法であることが認識されつつある。本稿では、偏光とのかかわりに力点をおいて、その基礎と事例を紹介しその発展性を考えてみたい。

2. X線磁気散乱の一般論

入射X線のエネルギーが電子の静止エネルギーに比べて小さい場合 ($h\nu \leq 100 \text{ KeV}$) では、X線と電子の間に働く相互作用を $(\frac{\hbar}{mc})^2$ のオーダーまで相対論効果を取り入れた非相対論近似の相互作用ハミルトニアンを用いて表わすことができる⁵⁾。

$$(1) \quad H = \frac{e^2}{2mc^2} \sum_j A^2(r_j) - \frac{e}{mc} \sum_j \mathbf{A}(r_j) \cdot \mathbf{P}_j \\ - \frac{e\hbar}{2mc} \sum_j \mathbf{S}_j \cdot [\nabla \times \mathbf{A}(r_j)] \\ - \frac{e\hbar}{2(mc)^2} \frac{e}{c^2} \sum_j \mathbf{S}_j \cdot [\dot{\mathbf{A}}(r_j) \times \mathbf{A}(r_j)]$$

ここで、 \mathbf{A} 、 \mathbf{P}_j 、 \mathbf{S}_j はそれぞれX線のベクトルポテ

*) この解説は KEK REPORT 87-30 の“円偏光放射光の利用”の中の著者らによる文献に若干手を加えたものである。

ンシャル, j 番目の電子の運動量およびスピンを表わす。(1)式の第1項と第2項が電氣的な相互作用, 第3項と第4項が磁氣的な相互作用を表わす。このような相互作用による X線の散乱は時間に依存した摂動論を用いて計算することができ⁶⁻⁸⁾,

$$(2) M_i^f = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right) \langle a | \sum_j e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}_j} | a \rangle (\boldsymbol{\varepsilon}'^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) \quad (I)$$

$$- i \left(\frac{e^2}{mc^2}\right) \left(\frac{\hbar\omega}{mc}\right) \langle a | \sum_j e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}_j} \left(i \frac{\mathbf{K}\times\mathbf{p}_j}{\hbar k^2}\right)$$

$$\mathbf{A} + \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{B} | a \rangle \quad (II)$$

$$+ \left(\frac{e^2}{mc^2}\right) \frac{m}{\hbar^2} \sum_j \sum_c (E_a - E_c)^2 (\boldsymbol{\varepsilon}'^* \cdot$$

$$\langle a | \mathbf{r}_j | c \rangle \langle c | \mathbf{r}_j | a \rangle \cdot \boldsymbol{\varepsilon})$$

$$\times \left[\frac{E_a - E_c + \hbar\omega}{(E_a - E_c + \hbar\omega)^2 + \frac{\Gamma_c^2}{4}} + \frac{E_a - E_c - \hbar\omega}{(E_a - E_c - \hbar\omega)^2 + \frac{\Gamma_c^2}{4}} \right] \quad (III)$$

$$- i \left(\frac{e^2}{mc^2}\right) \frac{m}{\hbar^2} \sum_j \sum_c (E_a - E_c)^2 (\boldsymbol{\varepsilon}'^* \cdot$$

$$\langle a | \mathbf{r}_j | c \rangle \langle c | \mathbf{r}_j | a \rangle \cdot \boldsymbol{\varepsilon})$$

$$\times \frac{\frac{\Gamma_c}{2}}{(E_a - E_c + \hbar\omega)^2 + \frac{\Gamma_c^2}{4}} \quad (IV)$$

$$- \left(\frac{e^2}{mc^2}\right) \left(\frac{\hbar\omega}{mc^2}\right) \frac{m}{\hbar} \sum_j \sum_c \omega (E_a - E_c)$$

$$\{ (\boldsymbol{\varepsilon}'^* \cdot \langle a | \mathbf{r}_j | c \rangle \langle c | \mathbf{r}_j | a \rangle \cdot \widehat{\mathbf{k}}) (\widehat{\mathbf{k}} \times \boldsymbol{\varepsilon})$$

$$- (\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \langle a | \mathbf{r}_j | c \rangle \langle c | \mathbf{r}_j | a \rangle \cdot \widehat{\mathbf{k}}')$$

$$\} \cdot \mathbf{S}_j$$

$$\times \frac{\frac{\Gamma_c}{2}}{(E_a - E_c + \hbar\omega)^2 + \frac{\Gamma_c^2}{4}} \quad (V)$$

$$- i \left(\frac{e^2}{mc^2}\right) \left(\frac{\hbar\omega}{mc^2}\right) \frac{m}{\hbar} \sum_j \sum_c \omega (E_a - E_c)$$

$$\{ (\boldsymbol{\varepsilon}'^* \cdot \langle a | \mathbf{r}_j | c \rangle \langle c | \mathbf{r}_j | a \rangle \cdot$$

$$\widehat{\mathbf{k}}) (\widehat{\mathbf{k}} \times \boldsymbol{\varepsilon}) - (\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \langle a | \mathbf{r}_j | c \rangle$$

$$\langle c | \mathbf{r}_j | a \rangle \cdot \widehat{\mathbf{k}}') (\widehat{\mathbf{k}}' \times \boldsymbol{\varepsilon}'^*) \} \cdot \mathbf{S}_j$$

$$\times \left[\frac{E_a - E_c + \hbar\omega}{(E_a - E_c + \hbar\omega)^2 + \frac{\Gamma_c^2}{4}} \right.$$

$$\left. - \frac{E_a - E_c - \hbar\omega}{(E_a - E_c - \hbar\omega)^2 + \frac{\Gamma_c^2}{4}} \right] \quad (VI)$$

$$(3) \mathbf{A} = \boldsymbol{\varepsilon}'^* \times \boldsymbol{\varepsilon}$$

$$(4) \mathbf{B} = \boldsymbol{\varepsilon}'^* \times \boldsymbol{\varepsilon} + (\widehat{\mathbf{k}}' \times \boldsymbol{\varepsilon}'^*) (\widehat{\mathbf{k}}' \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) \\ - (\widehat{\mathbf{k}} \times \boldsymbol{\varepsilon}) (\widehat{\mathbf{k}} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}'^*) - (\widehat{\mathbf{k}}' \times \boldsymbol{\varepsilon}'^*) \\ \times (\widehat{\mathbf{k}} \times \boldsymbol{\varepsilon})$$

と表わされる。ここで, $\widehat{\mathbf{k}}$, $\widehat{\mathbf{k}}'$ は入射・回折 X線の波数ベクトルの単位ベクトルで, \mathbf{K} は散乱ベクトルである。また, $\boldsymbol{\varepsilon}$, $\boldsymbol{\varepsilon}'$ は散乱前後の X線光子の偏光を表わし, 直線偏光なら実ベクトル, 円偏光なら複素ベクトルで, 楕円偏光はこれらの重ね合せで表わされる。これらの散乱振幅のうち (I) は電氣的相互作用による通常の原子散乱因子に対応するもので, (II) が磁性電子による磁気散乱振幅を表わし, カッコの中の第1項は軌道磁気モーメントによる寄与を与え, 第2項はスピン磁気モーメントによる寄与を与える。(III) と (IV) が電氣的相互作用による共鳴散乱振幅を表わし, それぞれ異常分散の実数部と虚数部を与える。(V) と (VI) が磁氣的相互作用による共鳴散乱振幅を表わす。磁氣的相互作用の位相は電氣的相互作用の位相に比べて $\pi/2$ ずれているため (I) が実数のとき (II) は純虚数であり, 電氣的共鳴散乱振幅と磁氣的共鳴散乱振幅とは実数部と虚数部が入れ換っている。

3. X線磁気散乱に対する偏光の効果

1) 直線偏光を基礎とする磁気散乱振幅

非共鳴的なX線散乱振幅(I)と(II)について、入射X線が直線偏光している場合について散乱前後の偏光状態を結ぶ散乱振幅について考える。互に直交する直線偏光を列ベクトル

$$(5) \quad \varepsilon_{\perp} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \varepsilon_{\parallel} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

とし、電氣的散乱振幅の偏光に関する部分を行列

$$(6) \quad A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta \end{pmatrix},$$

$$(7) \quad B = \begin{pmatrix} -\hat{k} \times \hat{k}' & 2\hat{k}' \sin^2 \theta \\ -2\hat{k} \sin^2 \theta & -\hat{k} \times \hat{k}' \end{pmatrix}$$

$$(8) \quad C = \begin{pmatrix} 0 & (\hat{k} + \hat{k}') \sin^2 \theta \\ -(\hat{k} + \hat{k}') \sin^2 \theta & -2(\hat{k} \times \hat{k}') \sin^2 \theta \end{pmatrix}$$

で表わせば、散乱振幅は

$$(9) \quad M_1^f \propto (\varepsilon_f | A | \varepsilon_j) F(K) \\ + i \left(\frac{\hbar \omega}{mc^2} \right) (\varepsilon_f | B | \varepsilon_j) \cdot S(K) \\ + i \left(\frac{\hbar \omega}{mc^2} \right) (\varepsilon_f | C | \varepsilon_j) \cdot \frac{M(K)}{\mu_B}$$

で与えられる^{2, 9)}。

ここで、F(K)とS(K)およびM(K)はそれぞれ(2)式でjに関する総和を結晶全体に拡張した場合に得られる電荷分布とスピン分布および軌道磁気モーメント密度分布のフーリエ成分を表わす。スピン磁気モーメントによる散乱と軌道磁気モーメントによる散乱の偏光依存性の違いを利用してこれらを分離することができる。また右円偏光、左円偏光状態はそれぞれ、

$$(10) \quad \varepsilon_R = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \quad \varepsilon_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$$

とおいて考えればよい。

2) 円偏光を基礎とする磁気散乱振幅

この場合も1)と同様にして、円偏光状態を

$$(11) \quad \varepsilon_R = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \varepsilon_L = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

と表わせば、これらに対応する電氣的散乱振幅および磁氣的散乱振幅の偏光に関する部分は、

$$(12) \quad A' = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \cos 2\theta & 1 - \cos 2\theta \\ 1 - \cos 2\theta & 1 + \cos 2\theta \end{pmatrix}$$

$$(13) \quad B' = \begin{pmatrix} -(\hat{k} \times \hat{k}') & 0 \\ 0 & -(\hat{k} \times \hat{k}') \end{pmatrix}$$

$$+ i \sin^2 \theta \begin{pmatrix} \hat{k} + \hat{k}' & \hat{k} - \hat{k}' \\ -(\hat{k} - \hat{k}') & (\hat{k} + \hat{k}') \end{pmatrix}$$

$$(14) \quad C' = \sin^2 \theta \begin{pmatrix} -(\hat{k} \times \hat{k}') & (\hat{k} \times \hat{k}') \\ (\hat{k} \times \hat{k}') & -2(\hat{k} \times \hat{k}') \end{pmatrix}$$

$$+ i \sin^2 \theta \begin{pmatrix} (\hat{k}' \times \hat{k}) & 0 \\ 0 & -(\hat{k}' \times \hat{k}) \end{pmatrix}$$

と表わされ、散乱振幅は

$$(15) \quad M_1^f \propto (\varepsilon_f | A' | \varepsilon_j) F(K) \\ + i \left(\frac{\hbar \omega}{mc^2} \right) (\varepsilon_f | B' | \varepsilon_j) \cdot S(K) \\ + i \left(\frac{\hbar \omega}{mc^2} \right) (\varepsilon_f | C' | \varepsilon_j) \cdot \frac{M(K)}{\mu}$$

と表わされる^{2, 9)}。複素偏光の場合磁気散乱振幅に実数部が現れ、これを利用して磁気散乱振幅と電氣的散乱振幅の干渉項を測ることができる。ま

た互いに直交する直線偏光はそれぞれ $\epsilon_{\perp} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$, $\epsilon_{\parallel} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$ とおいて考えればよい。

3) 円偏光 X線によるヘリカルスピン磁性体の磁気散乱

偏極中性子を用いるとヘリカルスピン磁性体の右巻きか左巻きかを区別され得ることが知られている¹⁰⁾が、円偏光 X線を用いても全く同様にそれらを区別することができる。すなわち、ヘリカル磁性体のスピン構造は

$$(16) \quad S(\mathbf{r}) = S_0 \left(\cos \frac{2\pi z}{a_z} \mathbf{e}_x \pm \sin \frac{2\pi z}{a_z} \mathbf{e}_y \right)$$

(+ 左巻き, - 右巻き)

で与えられる。S(r) のフーリエ変換

$$(17) \quad S(\mathbf{h}) = \int S(\mathbf{r}) \exp(2\pi i \mathbf{h} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

から $\mathbf{h} = (0, 0; \pm \frac{1}{a_z})$ の所だけで値をもち、その値は

$$(17') \quad S\left(\frac{1}{a_z}\right) = \frac{S_0 a_x a_y a_z}{2} [\mathbf{e}_x \pm i \mathbf{e}_y]$$

$$(17'') \quad S\left(-\frac{1}{a_z}\right) = \frac{S_0 a_x a_y a_z}{2} [\mathbf{e}_x \mp i \mathbf{e}_y]$$

となる。

$$(18) \quad \begin{aligned} \hat{k} \times \hat{k}' &= \mathbf{e}_y \sin 2\theta \\ \hat{k} + \hat{k}' &= \mathbf{e}_x 2 \cos \theta \\ \hat{k} - \hat{k}' &= -\mathbf{e}_z 2 \sin \theta \end{aligned}$$

が成り立ち、円偏光のときの磁気散乱振幅の表式(14), (18)から異なる偏光状態の間の散乱振幅は存在しないことがわかる。入射 X線が右円偏光であれば右巻きスピンと左巻きスピンに対する散乱振幅は

$$(19) \quad -\left(\frac{\hbar \omega}{mc^2}\right) \cdot \frac{S_0 a_x a_y a_z \sin 2\theta}{2} (\sin \theta \pm 1)$$

(+ 右巻き, - 左巻き)

となり、これらを散乱強度の違いとして区別することができる。

4. これまで行なわれた X線磁気散乱の研究例

1) 希土類磁性体のスピン超格子構造の研究¹¹⁾

逆格子空間における X線の分解能は中性子の場合に比べて 10~100 倍高い。この特徴を生かして

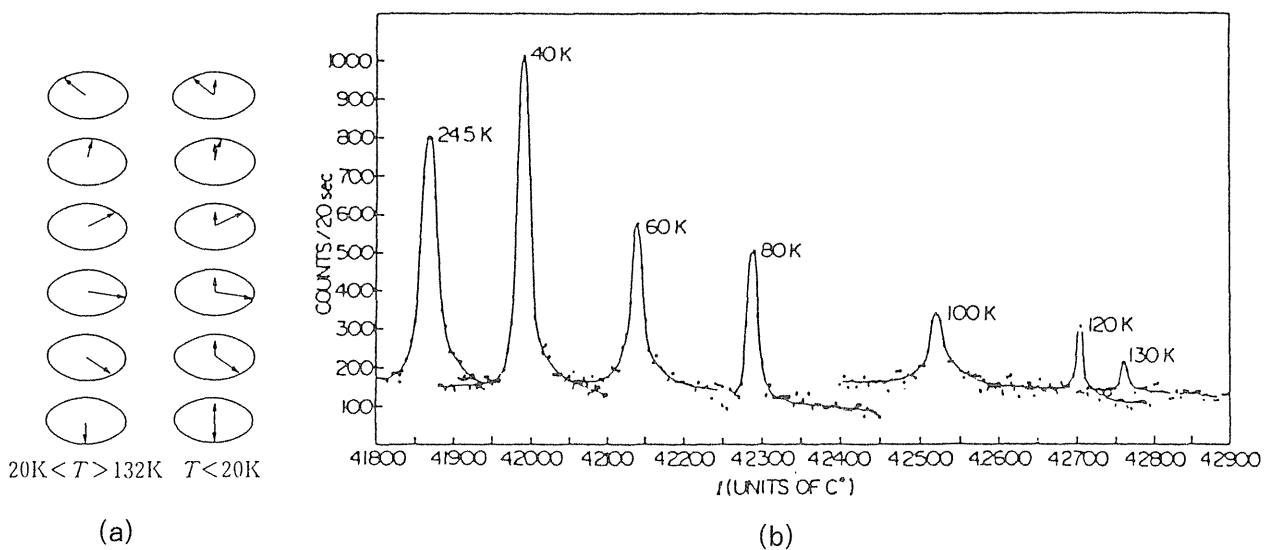


Fig.1(a) Schematic representation of the magnetic structure of Ho.

(b) Temperature dependence of Ho (004) magnetic satellite peak.

(After ref.(11))

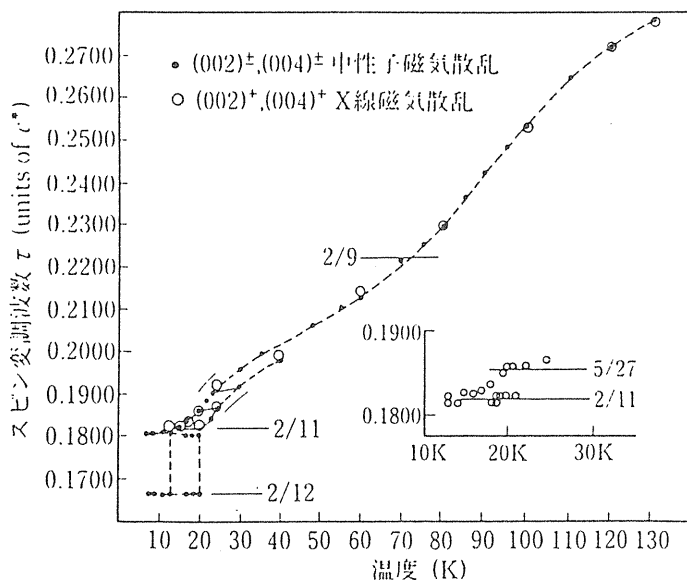
ギブスらは第1図(a)に示すようなホルミウムのスパイラルスピン又はコーンスパイラルスピン長周期構造を00*l*面の強度測定を行なって調べた。第1図(b)はHo(004)₊磁気衛星反射の00*l*逆格子上の位置と試料温度の関係を示すもので、温度が上昇するとともに長周期構造の周期が短くなることを示している。このような測定によって第2図(a)に示すようなスピン変調波数の詳細な温度依存性が得られた。これからホルミウムのスピンスパイラル構造の波数は50K以下で熱的な履歴現象、非可逆性、2つの波数の共存、波数のロック・イン現象などを示すことが見出された。このような測定に際して、観察される衛星反射がスピン長期構造によるものか、格子の変調構造によるものかを明らかにするため、第2図(b)に示すように、ほぼ完全に直線偏光したX射ビームを用い検光子と組み合わせて衛星反射の起源を調べるこ

とができた。

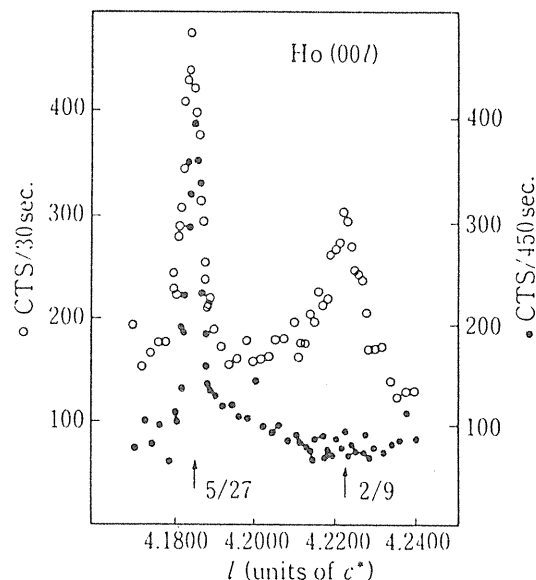
2) 磁性体多層膜界面磁性の研究¹²⁾

磁性体の多層膜では通常の電氣的散乱による超格子反射とともに、膜の磁氣的周期構造に対応する磁気超格子反射が観察される。これらの超格子反射の強度は膜の構造を反映して指数によって異なり、磁氣的超格子反射の指数によって異なる強度分布は膜の内部における磁気モーメントの分布を反映する。一般に多層膜格子の磁氣的な周期は一致し、磁氣的散乱振幅(II)と電氣的な共鳴散乱振幅(IV)は同一の逆格子反射に干涉的に寄与する。このような干涉性散乱強度は、スピンに一次に依存するので試料に磁場をかけ実験室系に対するスピンの向きを反転させたときの超格子反射強度の非対称度

$$(20) R_a = \frac{I^{\uparrow} - I^{\downarrow}}{I^{\uparrow} + I^{\downarrow}}$$



(a)



(b)

Fig.2(a) Temperature dependence of the wave number of Spin modulation on Ho. Black dots and open circles show the data obtained by X-ray magnetic scattering and Neutron magnetic scattering, respectively. Inserted figure shows the Lock-in phenomena at the wave number 5/27 and 2/11, which is obtained by X-ray magnetic scattering.

(b) Open circles : the two Ho (004) satellites, at 5/27 and 2/9 observed at 17K.
Black dots : with polarization analysis, the second peak, coming from charge scattering, disappears, while the first magnetic one remains present. (After ref.(11))

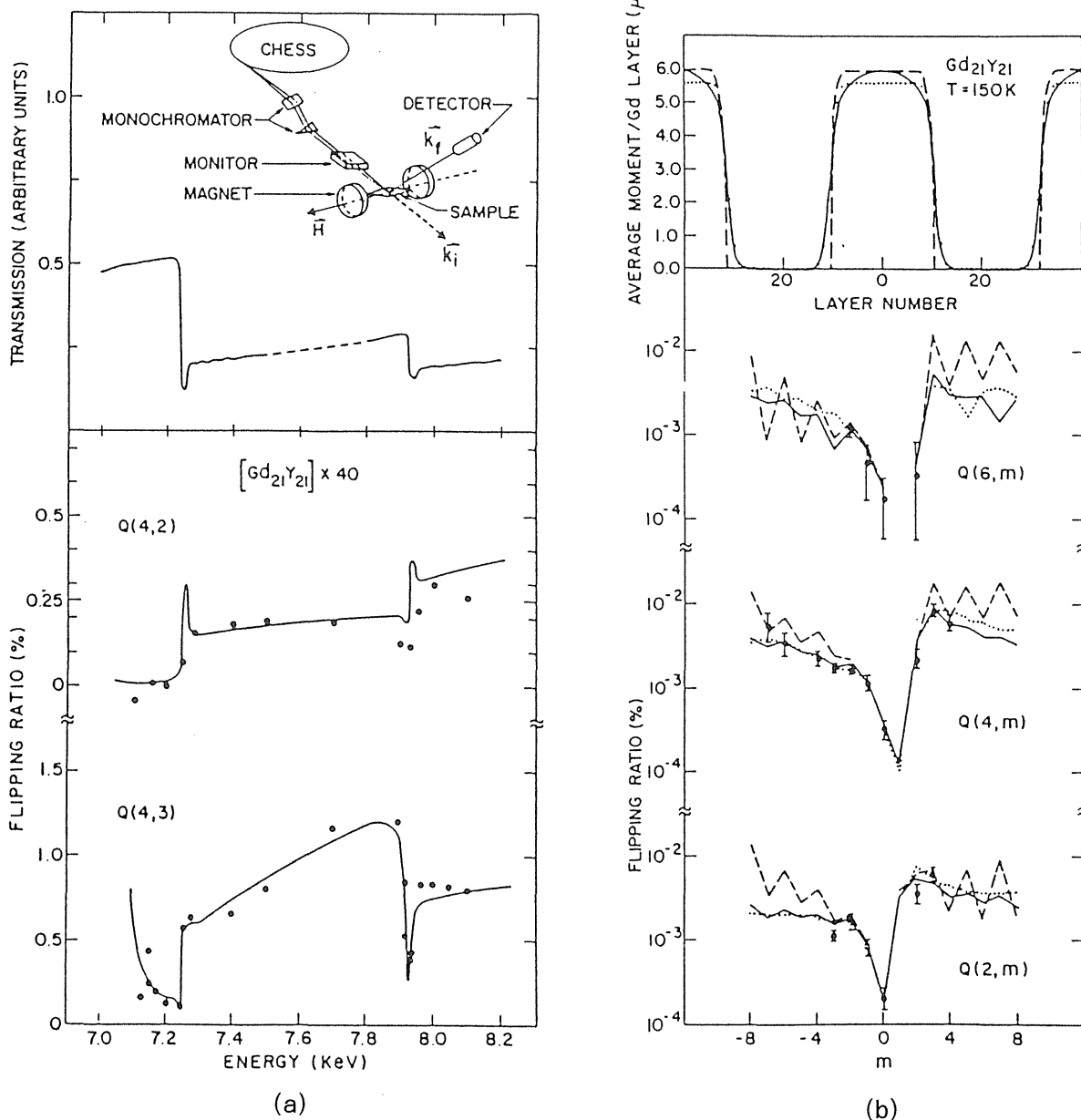


Fig.3 Top : three models for the magnetic-moment modulation. Bottom : the calculated flipping ratio corresponding to the three models and the experimental datas. (After ref.(12))

を観察することによって調べることができる。ベチェルらはイットリウムおよびガドリニウムの(001)面をそれぞれ21層ずつ交互にエピタキシャル成長させ、40周期の人工格子をつくり、放射光X線のエネルギーをガドリニウムの吸収端付近に選んで $00l+m$ 次反射の指数(l, m)による強度の変化を調べた。界面におけるスピンの大きさの分布について第3図(a)に示すようないくつかのモデルを仮定して超格子反射強度を計算し、非

対称度を求め、第3図(b)に示すように実験値と比較を行ないモデルの妥当性を検討した。

3) 円偏光X線を用いたX線磁気散乱⁴⁾

円偏光X線を用いたX線磁気ブラッグ散乱の実験はブルネルたちによってフェリ磁性体 $Zn_{0.5}Fe_{2.5}O_4$ を用いて行なわれた。かれらはDC Iのストレージングからの放射光を軌道面の上下から第4図に示すような方法でとり出し、それぞれについてブラッグ反射強度を測定し、次の式で弄

わされる非対称度を求めた。

$$(21) \frac{\Delta I}{I} = 4\tau \left(\frac{\hbar\omega}{mc^2} \right) \frac{|S|}{F} \frac{\cos\theta \sin^2 2\theta}{(1-P_{11}) + (1+P_{11}) \cos^2 2\theta}$$

ここで τ は円偏光度を表わし、 $\tau=1$ のときは右円偏光、 -1 のときは左円偏光を意味する。また P_{11} は直線偏光度を表わし、 1 のときは水平偏光、 -1 のときは垂直偏光を表わす。かれらの結果によれば $0.1\% \sim 0.4\%$ 程度の非対称度が観察された。

4) X線共鳴磁気散乱⁸⁾

内殻電子はスピンの対をなしているため個々の電子のスピンの依存した散乱振幅は互に打ち消し合って磁気散乱に寄与せず、一般にスピン不対電子である磁性電子が磁気散乱に寄与する。共鳴型の磁気散乱においては、共鳴散乱の中間状態にスピンの向きによる状態密度の差が存在する場合には、逆向きスピンの寄与は完全には打ち消し合わず状態密度の差に対応して内殻電子の寄与する磁気散乱が現われる。このような現象は共鳴磁気散乱振幅(M)と通常の散乱振幅(I)の干渉項として現われ、ブラッグ反射強度の非対称度を測ることによって観察することができる。第5図(a)は著者らが最初に見出したニッケルK吸収端における非対称度のスペクトルでX線共鳴磁気散乱の存在を示している。共鳴磁気散乱の効果を取り入れない場合には、実線で示したような非対称度スペクトルを観察することが期待できるが、実際は共鳴磁気散乱の存在のため、非対称度スペクトルは吸収端付近で符号を変え、負の鋭い極大を示している。このようなスペクトルから吸収端付近のスピンの向きによる振動子強度の密度の差を求めることができる。第5図(b)は(a)から求めた振動子強度の密度の差で、フェルミ準位のすぐ上にP型のスピン分極の存在することを示している。

5. まとめ

以上述べた実験はすべて放射光X線の偏光の性質を何らかの形で利用しているわけであるが、今後円偏光光源が十分利用できるようになると、これまでの実験例も含んで、いくつか有力な手法が実現され、X線磁気散乱の実用の道が開かれるものと思われる。

第1は円偏光X線を利用すると通常の電氣的散乱と磁氣的散乱の干渉項を観察することができ、

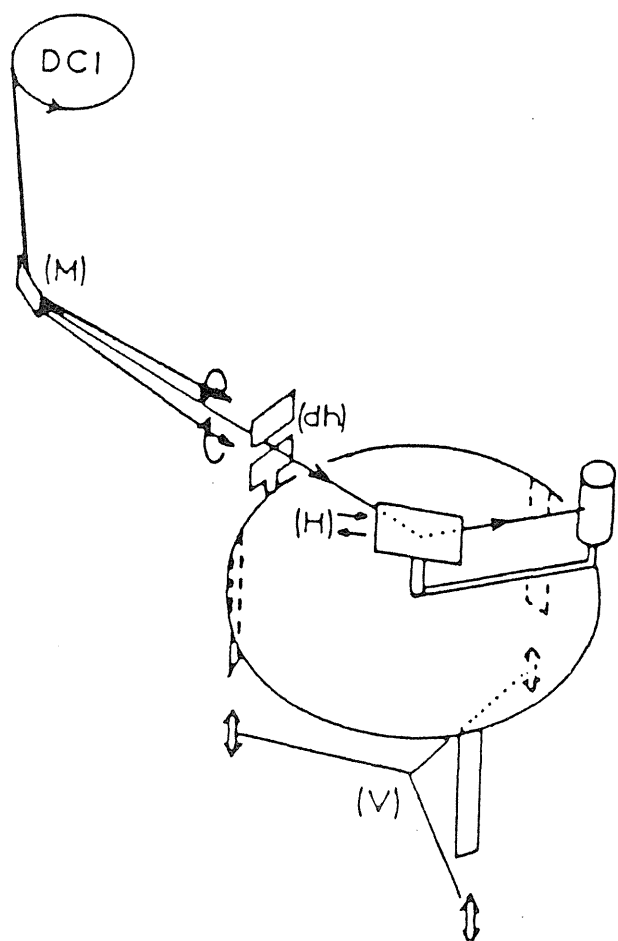


Fig.4 The storage ring (DCI), the monochromator (M), and the powder diffractometer. The sign of circular polarization, when seen from above or below the plane of the ring, is determined by the electron direction of rotation. A horizontal slit (dh) selects a beam slice of desired polarization; this one is adjusted by moving the diffractometer upwards or downwards, through the device (V). The sample is magnetized by a field (H), which is periodically reversed. (After ref.(4))

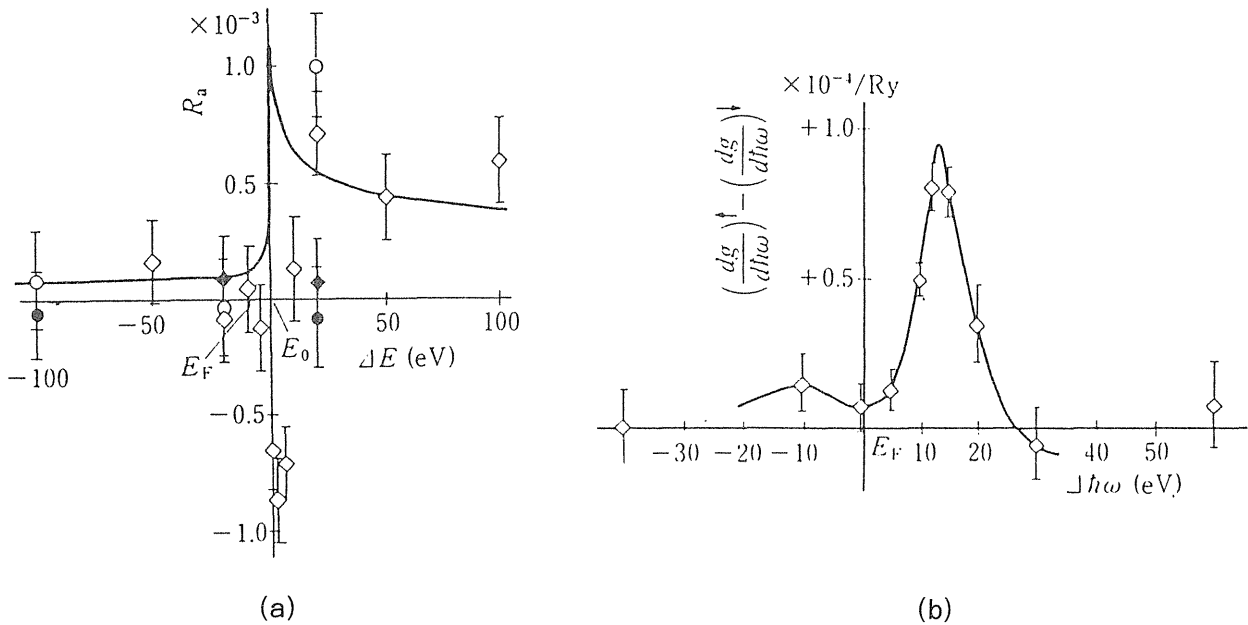


Fig.5(a) The asymmetrical ratio of 220 Bragg reflection under the alternate magnetic field. The open marks and filled marks are the data obtained under a magnetic field about 5.8 KOe and under zero field, respectively. The circles and squares correspond to the series of data obtained by an independent experiment.

(b) The difference of oscillator-strength density for each spin. The negative sign means excess of the oscillator-strength density for the minority spin. The abscissa is the energy measured from the Fermi level E_F . (After ref.(8))

共鳴散乱のないところでも大きな強度を期待できる。このような手法の対象はフェロ磁性体やフェリ磁性体であり、特に多層膜磁性体への適用が期待できる。第2はK空間における高分解能を利用する研究で対象は磁気超格子構造をもつような物質が有望でこの場合磁気超格子反射の偏光依存性を利用して磁気超格子反射と変調構造による超格子反射とを分離することができる。第3は入射X線が偏光しているとき散乱後の偏光状態を調べるいわゆる偏光解析の手法によって、例えばヘリカルスピンの向きを決定するなどの課題が考えられる。第4は共鳴磁気散乱によって非占有電子状態のスピンの向きによる状態密度の差を求めるスピン分光の分野である。この場合も入射X線の偏光状態を利用して共鳴磁気散乱だけをとり出すことができる。第5は偏光を利用してスピン磁気モーメントの寄与と軌道磁気モーメントの寄与を直接分離することである。最後の2つは中性子回折で

は原理的に不可能なことでX線磁気散乱独自の特徴といえよう。

文献

- 1) F. De Bergevin and M. Brunel: Phys. Lett. **24** (1972) 141.
- 2) F. De Bergevin and M. Brunel: Acta Cryst. A **37** (1981) 314.
- 3) M. Brunel and F. De Bergevin: Acta Cryst. A **37** (1981) 324.
- 4) M. Brunel, G. Patrat, F. De Bergevin, F. Fousseaux and M. Lemonnier: Acta Cryst. A **39** (1983) 84.
- 5) S. S. Schweber: An Introduction to Relativistic Quantum Field Theory (Harper and Row, New York 1961) p. 102.
- 6) O. L. Zhizhimov and I. B. Khriplovich: Sov. Phys. JETP **60** (1984) 313.

- 7) M. Blume: J. Appl. Phys. **57** (1985) 3615.
- 8) K. Namikawa, M. Ando, T. Nakagima and H. Kawata: J. Phys. Soc. Jpn. **54** (1985) 4099.
- 9) M. Blume and D. Gibbs: Phys. Rev. **B37**, (1988) 1779
- 10) M. Ishida, Y. Endoh, S. Mitsuda, Y. Ishikawa and M. Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. **54** (1985) 2975
- 11) D. Gibbs, D. E. Moncton, K. L. D'Amico, J. Bohr and B. H. Grier: Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 234.
- 12) C. Vettier, D. B. McWhan, E. M. Gyorgy, J. Kwo, B. M. Buntschuh and B. W. Batterman: Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 757.

