

## 磁気光学効果の基礎と最近の研究の展開

東京農工大学大学院教授(電子情報工学専攻) 佐藤勝昭

### 1. 磁気光学の基礎

#### 1.1 磁気光学効果と光磁気効果

光と磁気のむすびつきには、磁界または磁化の光に与える効果(磁気→光)と、光照射による磁性の変化(光→磁気)の二つとありがある。はじめの方を磁気光学効果、後の方を光磁気効果という。この講義では、磁気光学効果を中心に、基礎(理論と実験)および応用(観測技術、実用デバイス)までを述べる。

##### 1.1.1 磁気光学効果<sup>1)</sup>

##### a ファラデー効果とコットンムートン効果

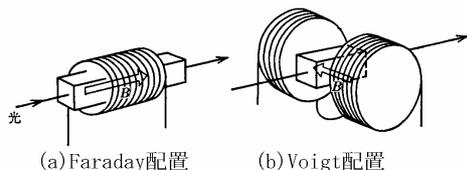


図1 ファラデー配置とフォークト配置

磁気光学効果における光と磁界の配置には、図1に示すように2つの場合がある。光の波動ベクトル(進行方向)と磁界(または磁化)とが平行の場合をファラデー配置、垂直の場合をフォークト配置とよぶ。

図2に示すように、ファラデー配置で物質に直線偏光を入射したとき、透過光の電界のベクトルの向きが入射光の電界の向きから傾く効果をファラデー回転(磁気旋光)という。正確には、透過光の電界ベ

クトルの軌跡は直線ではなく楕円を描くが、このような楕円偏光を作る効果を磁気円二色性(magnetic circular dichroism 略称MCD)といい、楕円の程度を楕円率(楕円の短軸と長軸の比)であらわす。このとき回転角は楕円の主軸の入射光の電界の向きからの傾きとして定義される。ファラデー回転角、および、ファラデー楕円率は磁界または磁化の1次の関数である。

世の中には、ブドウ糖のように磁界がなくても旋光性をもつものがある。これを自然旋光性と呼ぶ。ファラデー回転との違いは、図3に示すように、ブドウ糖溶液を往復した光は旋光を受けないが(相反)、磁界中のガラスを往復した光はファラデー回転が2倍になる(非相反)ことである。

ガラスのような反磁性材料のファラデー回転角  $\theta_F$  は、外部磁界  $B$  に比例し、試料の長さ  $L$  に比例する。すなわち

$$\theta_F = VBL \quad (1)$$

ここに、 $V$  は単位長さあたり、単位磁界あたりのファラデー回転を与える係数で、ヴェルデ定数と呼ばれる。ガラスのファラデー効果は、余り大きなものではない。1 cm のガラス棒に 1T(テスラ)の磁界を加えたときの回転角は約3度である。これに対して、鉄のような強磁性体の磁気光学効果は、ケタ違いに大きい。磁氣的に飽和した鉄薄膜のファラデー回転角は 0.1 $\mu$ m の厚さで 3.8 度に達する。

一方、フォークト配置で、直線偏光を入射すると、磁界の方向に振動する電界とそれに垂直な方向の電界とで屈折率に差  $\Delta n$  が生じる効果がある。これをコットンムートン効果(フォークト効果、磁気複屈折)とよぶ。コットンムートン効果の大きさは、光学遅延として表される。コットンムートン効果は磁界または磁化の2次に比例する。

##### b 磁気光学カー効果

図4は、反射の磁気光学効果、すなわち、磁気光学カー効果を3つの場合について示したものである。(a)のように、反射面の

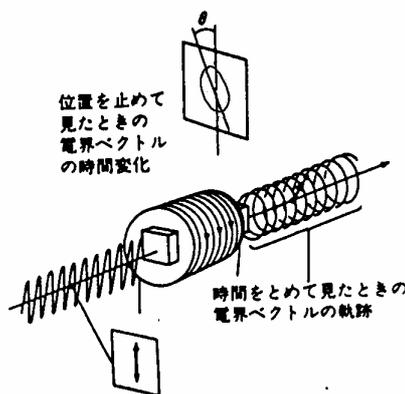
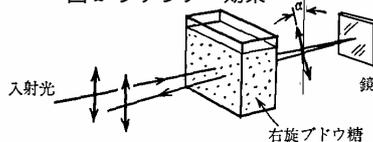
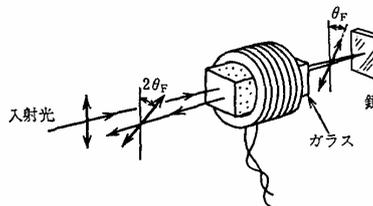


図2 ファラデー効果



(a) ぶどう糖液(自然旋光性)の場合  
往復すると偏光がもとにもどる。



(b) ファラデー効果の場合  
往復すると旋光角が倍になる。

法線方向と磁化の方向が平行な場合を極カー効果という。この効果は光磁気ディスクの再生に用いられる。(b)のように、反射面内に磁化があって、かつ、入射面に含まれる場合を縦カー効果という。薄膜表面の磁化状態の評価に用いられる SMOKE 法は、この効果を利用する。(a), (b)2つの効果は磁界の向きを反転すると、旋光角や楕円率の符号が反転する。(c)は、磁化が反射面内にあって、かつ、入射面に垂直な場合で、横カー効果と呼ばれる。この効果は、磁化に応じて反射光の強度が変調される効果として知られている。

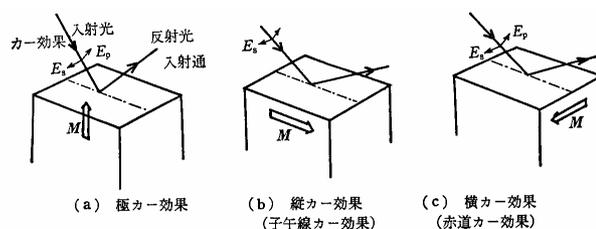


図4 3種類の磁気光学カー効果

### 1.1.2 光磁気効果

光によって磁性の状態が変化する現象には、光誘起磁気効果(光誘導初透磁率変化)、光誘起磁化、光誘起スピン再配列、熱磁気効果などがある。

#### a. 光誘起磁気効果<sup>2)</sup>

Si を添加した YIG 結晶の強磁性共鳴周波数が光照射によって大きく変化する現象は 1967 年に英国の Teale, Temple らによって発見された<sup>3)</sup>。この効果はその後オランダの Enz らによって詳細に研究され<sup>4)</sup>、YIG だけでなく磁性半導体  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  や他のフェライトにおいても光照射による磁気的性質の変化が見いだされた。例えば、YIG( $\text{Si}_{0.006}$ )において 77K での光の照射によって、はじめ 120 あった初透磁率が数秒の間に 10 にまで減少する。また、同じ YIG において、50Hz で測定したヒステリシスループが、もとは S 形で、 $H_c=0.6 \text{ Oe}$  だったものが、光照射によって角形となり、 $H_c = 2 \text{ Oe}$  に増大する<sup>5)</sup>。このほかにも、光誘導磁気異方性、光誘導ひずみ、光誘導二色性などが報告されている。この効果には、光による電荷移動型遷移が起きたことによる 3d 遷移金属イオンの価数変化、光によって生成されたキャリアのトラップ準位による捕捉と再解放、電子正孔対の再結合などが絡み合っており、未だに完全な理解が得られていない。最近の興味ある研究としては、Co 添加 YNdIG 薄膜での光誘導磁気効果が直流磁界に依存する効果の研究があげられよう<sup>6)</sup>。

#### b. 光誘起磁化

ピックアップコイルを巻いた常磁性体に共鳴する波長のパルスレーザーを照射すると、ピックアップコイルに電圧パルスが誘起される。常磁性体としては、最初の実験はルビーについて行われた<sup>7)</sup>。照射はルビーレーザーの R 線を用いた。基底状態のスピン 4 重項から最低の励起状態である 2 重項に光学遷移が起きるときのスピンの変化によって磁化の変化が起きる。熱効果でないことは、円偏光の回転方向を右から左に変えたとき、コイルに誘起される電圧が反転することから確かめられる。この効果は、他の 3d 遷移金属イオンや希土類を含む酸化物、磁性半導体、希薄磁性半導体、3d 遷移金属錯体などでも観測されている<sup>8)</sup>。遷移金属を含まない有機分子、例えば芳香族カルボニルにおいても 1 重項から 3 重項への遷移に伴うスピン準位の分布差による光誘起磁化が観測されている<sup>9)</sup>。

#### c. 光誘起スピン再配列

$\text{RCrO}_3$ (希土類オーソクロマイト)は反強磁性体であるが、不等価な 4 つの Cr サイトを有し、4 副格子からなる複雑なスピン構造を有する。この系の物質では、磁気、温度などに誘起されるスピン構造の再配列相転移がみられる。 $\text{ErCrO}_3$  は、9.7K 以下で反強磁性体であるが、この温度以上ではカント型の弱強磁性となる。4.2 K において、この物質の Cr の配位子場遷移を共鳴的に励起すると、同様の磁気相転移が起きる。これを光誘起スピン再配列と呼ぶ。磁気転移が起きたことは、ストリークカメラによるスペクトル線の分裂の変化を観測することにより明らかにされた<sup>10)</sup>。温度誘起スピン再配列を利用したものに光モータが知られている。これは、磁界中においた希土類オーソフェライトなどに光照射すると、熱誘起スピン再配列により、磁化の方向が変化し、磁界中でトルクが発生して回転するというものである<sup>11)</sup>。

#### d. 熱磁気効果

光磁気ディスクやミニディスクにおける記録には、レーザー光による熱磁気効果が用いられる。これには、キュリー温度における磁化の消滅や、補償温度付近での保磁力の変化が利用される。キュリー温度記録の場合、レーザー光により  $T_c$  以上に加熱された領域

は磁化を失うが、冷却の際、周囲からの反磁界を受けて、周囲とは逆向きに磁化を受ける。より安定に記録するため、バイアス磁界を印加するのがふつうである。補償温度記録の場合、補償温度  $\theta_{\text{comp}}$  付近で、 $H_c$ が増大することを利用する。 $\theta_{\text{comp}}$ が室温付近にあると、レーザー照射によって $H_c$ が減少し、バイアス磁界または周囲ビットからの反磁界で反転が起きる。温度が下がると $H_c$ が大きくなって安定に存在する。実際の光磁気ディスクでは、キュリー温度記録と、補償温度記録の要素をともに利用している。

レーザー光が、磁性体表面に集光されると、一部は反射され、残りは磁性体中にはいって行く。金属の場合、吸収が十分強いので、光は表面で直ちに熱に変換されると考えられる。(100 程度の薄い膜を用いたときは膜内部の熱分布を考えなければならない。)ある時間間隔(たとえば $1\mu\text{s}$ )表面に熱が与えられたとき、どのようにして磁性体内に熱が伝わり、どのような温度分布となり、その結果、どのように保磁力が低下し磁化反転が起きるかは、光磁気システムや媒体の設計上重要であり、多くの研究がなされている。これは、基本的には熱拡散方程式を解く問題に帰着する<sup>12)</sup>。最近では、LLG 方程式を解いて磁気状態をシミュレーションするなどして、記録ビットの形状などを議論している。

## 1.2 光の伝搬と磁気光学効果

### 1.2.1 ファラデー効果

ファラデー効果は物質の磁化に基づく旋光性と円二色性の総称である。このような効果は、物質の左右円偏光に対する応答の違いがあるときに起きる。このことを図5によって示そう。旋光性は物質中での左右円偏光の速度が異なることによって起きる。(a)に

示すように直線偏光は右円偏光と左円偏光に分解できる。この光が長さ $l$ の物質を透過した後、左右円偏光の位相が(b)に示すように異なれば両者を合成した軌跡は、入射光の偏光方向から傾いた直線偏光となっている。

その傾き  $\theta_F$  は、

$$\theta_F = -(\theta_R - \theta_L)/2 = -\Delta\theta/2 \quad (2)$$

となる。ここに  $\theta_R$  は右円偏光の位相、 $\theta_L$  は左円偏光の位相である。一方、円二色性は左右円偏光に対する振幅の差から生じる。その結果、図(c)のように軌跡は楕円偏光となる。楕円率  $\eta_F$  は、

$$\eta_F = \tan^{-1}\{(E_R - E_L)/(E_R + E_L)\} \quad (3)$$

で与えられる。 $E_R$ は右円偏光の振幅、 $E_L$ は左円偏光の振幅である。

旋光性をもたらす位相の差は、右円偏光に対する屈折率  $n_+$ と左円偏光に対する屈折率  $n_-$ に差があれば生じる。

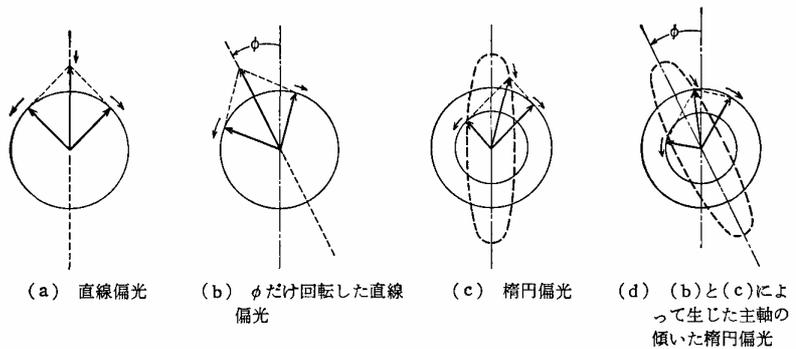
$$\theta_F = -\Delta\theta/2 = -\omega(n_+ - n_-)l/2c = -\pi\Delta n l/\lambda \quad (4)$$

一方、円二色性は左右円偏光に対する吸光度の違いがあれば生じる。右円偏光の消光係数を  $\kappa_+$ 、左円偏光の消光係数を  $\kappa_-$ とすると、

$$\eta_F = \frac{\exp(-\omega\kappa_+l/c) - \exp(-\omega\kappa_-l/c)}{\exp(-\omega\kappa_+l/c) + \exp(-\omega\kappa_-l/c)} \approx -\pi\Delta\kappa l/\lambda \quad (5)$$

となる。次式のように複素旋光角  $\Phi_F$  を定義すると式の取り扱いが簡便になることがある。

$$\Phi_F = \theta_F + i\eta_F = -\pi(\Delta n + i\Delta\kappa)l/\lambda = -\pi\Delta N l/\lambda \quad (6)$$



旋光性と円二色性の起源

- (a) 直線偏光の電界ベクトルは右まわりと左まわりの2つの円偏光ベクトルに分解できる。
- (b) 物質を透過したとき右まわり成分が左まわり成分よりも位相が進んでいたとすると、合成したベクトルの軌跡は入射偏光から傾いた直線偏光となる。
- (c) 物質を透過したとき右まわり成分と左まわり成分の振幅の違いが生じると、合成したベクトルは楕円偏光になる。
- (d) 右まわり成分と左まわり成分の振幅と位相の両方に違いがあると主軸の傾いた楕円偏光になる。

図5 磁気光学効果の原理を表す図

つぎに旋光性と円二色性を誘電率テンソルを用いて記述する。光の電界  $E$  が印加されたときに物質に生じる電束密度を  $D$  とすると、 $D$  と  $E$  の関係は

$$D = \epsilon_0 \tilde{\epsilon} E \quad (7)$$

で表される。ここに  $\epsilon_0$  は真空の誘電率で、 $\tilde{\epsilon}$  は比誘電率と呼ばれる。一般に  $E$  も  $D$  もベクトル量であるから係数  $\tilde{\epsilon}$  は、2階のテンソルで表される。

等方性媒質が  $z$  方向の磁化を持つとき、その比誘電率  $\tilde{\epsilon}$  は次式のテンソルで表される。

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (8)$$

ここに、対角成分  $\epsilon_{xx}, \epsilon_{zz}$  は磁化  $M$  の偶数次、非対角成分  $\epsilon_{xy}$  は  $M$  の奇数次のべきで表される。対角成分はコットンムートン効果に、非対角成分はファラデー効果に寄与する。

この比誘電率を持った媒質を進む電磁波の伝搬は、マクスウェルの方程式で記述することができる。詳しいことは参考書<sup>1)</sup>にゆずり、ここでは結果だけを述べておく。

いま、光の電界、磁界ベクトルとして  $\exp\{-i\omega(t-Nx/c)\}$  の形の時間・空間依存性を仮定すると、複素屈折率  $N(=n+ik)$  の固有値として、次の2つのものを得る。

$$N_{\pm}^2 = \epsilon_{xx} \pm i\epsilon_{xy} \quad (9)$$

これらの2つの固有値  $N_+, N_-$  に対応する電磁波の固有解は、それぞれ、右円偏光、左円偏光であることが導かれる。

もし、 $\epsilon_{xy} = 0$  であれば、 $N_+ = N_- = N$  となり、左右円偏光に対する媒質の応答の仕方が等しいこととなり光学活性は生じない。従って、 $\epsilon_{xy}$  が光学活性をもたらすものであることが理解されよう。式(6)より、複素旋光角  $\Phi$  は右円偏光と左円偏光に対する複素屈折率の差  $\Delta N$  によって記述できるので、これらの量を物質固有の量である  $\epsilon_{xy}$  によって表すことができる。 $\epsilon$  の実数部を  $\epsilon'$ 、虚数部を  $\epsilon''$  と表すとすれば、式(9)から

$$\begin{aligned} \Delta N &= N_+ - N_- = (\epsilon_{xx} + i\epsilon_{xy})^{1/2} - (\epsilon_{xx} - i\epsilon_{xy})^{1/2} \\ &\cong i\epsilon_{xy} / \epsilon_{xx}^{1/2} \end{aligned} \quad (10)$$

を得る。これを式(6)に代入して

$$\Phi_F = -\pi \Delta N \ell / \lambda = -(i\pi \ell / \lambda) \epsilon_{xy} / \epsilon_{xx}^{1/2} \quad (11)$$

が得られる。これを実数部、虚数部に分解して、 $\theta_F, \eta_F$  は、

$$\begin{aligned} \theta_F &= -(\pi \ell / \lambda) (\kappa \epsilon_{xy}' - n \epsilon_{xy}'' ) / (n^2 + \kappa^2) \\ \eta_F &= -(\pi \ell / \lambda) (n \epsilon_{xy}' + \kappa \epsilon_{xy}'' ) / (n^2 + \kappa^2) \end{aligned} \quad (12)$$

のように、 $\epsilon_{xy}$  の実数部と虚数部の1次結合で表される。(ここに、 $\epsilon_{xx} = n + i\kappa$  を用いた。)通常、ファラデー効果は透明物質で測定されるので、 $\kappa = 0$  とすると、式(12)は簡単になって、

$$\theta_F = -(\pi \ell / n \lambda) \epsilon_{xy}'', \quad \eta_F = -(\pi \ell / n \lambda) \epsilon_{xy}'$$

となり、ファラデー回転が  $\epsilon_{xy}$  の虚数部に、ファラデー楕円率(磁気円二色性)が  $\epsilon_{xy}$  の実数部に対応すると考えて良い。

## 1.2.2 磁気カー効果

### a. 極カー効果

反射の磁気光学効果は、磁気カー効果と呼ばれる。磁化の向きが反射面に垂直で、光が面に垂直に入射する場合を極カー効果と呼ぶ。マクスウェルの方程式を境界条件のもとに解くという手続きをすることによって、次式に示すように複素カー回転  $\Phi_K (= \theta_K + i\eta_K)$  と  $\epsilon_{xy}$  の関係式を導くことができる。<sup>13)</sup>

$$\Phi_K = \theta_K + i\eta_K = \frac{\epsilon_{xy}}{(1 - \epsilon_{xx}) \sqrt{\epsilon_{xx}}} \quad (13)$$

この式から、カー効果が誘電率の非対角成分  $\epsilon_{xy}$  に依存するばかりでなく、分母に来る対角成分  $\epsilon_{xx}$  にも依存することが分かる。

### b. 縦力一効果

磁化の向きが反射面内にある、かつ光の入射面に平行な場合を縦力一効果と称す。電界が入射面に平行に偏光している光 (p 偏光) が、磁化された表面から斜めに反射されたとき反射光の p 成分は、通常の金属による反射の場合とほとんど同様に振る舞うのであるが、磁化が存在することによってわずかに s 成分 (入射面に垂直に振動する成分) が生じる。一般にこの第2の電界成分は反射 p 成分と同位相ではなく、一定の位相差を有する。従って、反射光は楕円の主軸が p 面から少し回転しているような楕円偏光である。磁化の反転によって回転は p 面について対称な方向に起きる。同様の効果は入射光が s 偏光の場合にもいえる。この場合のカー回転、楕円率は s 方位について対称に起きる。この効果の大きさは、入射角に依存する。

いま、入射光が p 偏光で、入射面と反射面との交わる線を z 軸とする。磁化は z 軸に平行であるとする。法線の方向を x とする。入射角  $\varphi_0$  とし、界面を透過した光の屈折角  $\varphi_2$  とすると、複素カー回転角  $\Phi_K$  は  $r_{sp}/r_{pp}$  によって表される。ここに、 $r_{sp}$  は入射 p 偏光成分に対し、反射 s 偏光成分が現れる比率を表し、 $r_{pp}$  は、入射 p 偏光に対し p 偏光が反射される比率を表す。誘電テンソルを用いて、

$$r_{pp} = \frac{\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_0 - \cos \varphi_2}{\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_0 + \cos \varphi_2}$$

$$r_{sp} = \frac{\epsilon_{xy} \cos \varphi_0 \sin \varphi_2}{\epsilon_{xx} \cos \varphi_2 (\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_2 + \cos \varphi_0) (\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_0 + \cos \varphi_2)}$$
(14)

によって与えられる。<sup>14)</sup>

### c. 横力一効果

磁化の方向が入射面に垂直な場合、入射 s 偏光に対しては何らの効果も及ぼさない。p 偏光を入射した場合にのみ、その反射強度が磁化に依存して変化する効果として現れる。 $r_{sp}$  の成分は生じないので偏光の回転は起きない。 $r_{pp}$  を誘電テンソルの成分を使って表すと、

$$r_{pp} = \frac{\epsilon_{xx} \cos \varphi_0 - \left( \cos \varphi_2 + \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}} \sin \varphi_2 \right)}{\epsilon_{xx} \cos \varphi_0 + \left( \cos \varphi_2 + \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}} \sin \varphi_2 \right)}$$
(15)

となる。反射光の強度は  $|r_{pp}|^2$  に比例する。磁化の効果は  $\epsilon_{xy}$  を通じて現れる。

### 1.2.3 コットンムートン効果

ファラデー効果は光の進行方向と磁界とが平行な場合の磁気光学効果であったが、コットンムートン効果は光の進行方向と磁界とが垂直な場合 (フォークト配置) の磁気光学効果である。この効果は磁化  $M$  の偶数次の効果であって磁界の向きに依存しない。

いま、磁化のないとき等方性の物質を考える。磁化のない場合、この物質は複屈折を持たないが、磁化  $M$  が存在すると  $M$  の方向に一軸異方性が誘起され、 $M$  方向に振動する直線偏光 (常光線) と  $M$  に垂直の方向に振動する光 (異常光線) とに対して屈折率の差が生じて、複屈折を起こす。これは磁化のある場合の誘電テンソルの対角成分  $\epsilon_{xx}(M)$  と  $\epsilon_{zz}(M)$  が一般的には等しくないことから生じる。ε テンソルの対角成分はその対称性から  $M$  について偶数次でなければならないので、複屈折によって生じる光学的遅延も  $M$  の偶数次となる。コットンムートン効果は導波路型光アイソレータにおいて、モード変換部として用いることができる。

いま、z 軸を磁化  $M$  の方向にとる。光の進行方向が x 軸正の方向であるとしてマクスウェルの方程式を解くと、永年方程式は

$$\{\epsilon_{xx}(\epsilon_{xx} - N^2) + \epsilon_{xy}^2\} (\epsilon_{zz} - N^2) = 0$$
(16)

となり、次の2つの固有値  $N_1, N_2$  を持つことがわかる。

$$N_1^2 = \epsilon_{xx} + \epsilon_{xy}^2 / \epsilon_{xx}$$
(17)

$$N_2^2 = \epsilon_{zz}$$

$N_1$  に対応する固有関数は

$$E_1 = A \exp\{-i\omega(t - N_1 x/c)\} (\varepsilon_{xy} i - \varepsilon_{xx} j) \quad (18)$$

となる。一方、 $N_2$  に対応する固有関数は

$$E_2 = B \exp\{-i\omega(t - N_2 x/c)\} k \quad (19)$$

によって与えられる。 $\varepsilon_{xy}$  が 0 であれば  $E_1$  は  $y$  方向に振動する直線偏光であるが、 $\varepsilon_{xy} \neq 0$  のとき  $E_1$  は  $xy$  面内に振動面を持つことになる。この結果、この波の波面の伝搬方向は  $x$  軸方向であるがエネルギーの伝搬方向は  $x$  軸から  $-\tan^{-1}(\varepsilon_{xy}/\varepsilon_{xx})$  だけ傾いたものとなる。この光線は異常光線である。一方  $E_2$  は  $x$  方向に伝わり、伝搬方向 ( $z$  方向) に振動する正常光線である。

いま、簡単のため  $\varepsilon_{xy} = 0$  として光学的遅延(リターデーション)  $\delta$  を計算すると

$$\begin{aligned} \delta &= \omega(N_1 - N_2)\ell / c = \omega(\varepsilon_{xx}^{1/2} - \varepsilon_{zz}^{1/2}) \ell / c \\ &\cong (\omega \ell / 2c)(\varepsilon_{xx}^{(2)} - \varepsilon_{zz}^{(2)})M^2 / (\varepsilon_{xx}(0))^{1/2} \end{aligned} \quad (20)$$

となる。ここに、 $\varepsilon_{xx}^{(i)}, \varepsilon_{zz}^{(i)}$  は  $\varepsilon$  を  $M$  で展開したときの  $i$  次の係数である。 $\delta$  は  $M$  の偶数次の係数のみで表すことができる。

### 1.3 磁気光学効果の物理

#### 1.3.1 磁気光学効果の古典電子論的起源

磁気光学効果は、誘電率の非対角成分  $\varepsilon_{xy}$  から生じる。ところで、誘電率と導電率の間には、

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ij} &= \delta_{ij} + i\sigma_{ij}/(\omega\varepsilon_0) [SI \text{ 単位}] \\ \varepsilon_{ij} &= \delta_{ij} + 4\pi i\sigma_{ij}/\omega [\text{cgs}] \end{aligned} \quad (21)$$

の関係式が成立するので、磁気光学効果は導電率の非対角成分  $\sigma_{xy}$  から生じるといってもよい。 $\sigma_{xy}$  は電界の  $x$  成分と電流の  $y$  成分を結び付けるテンソル要素である。

荷電粒子に対する古典的な運動方程式を考えることにより、 $\sigma_{xx}$ 、および、 $\sigma_{xy}$  として、

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}(\omega) &= (ne^2/m^*) \cdot i(\omega + i/\tau) / \{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2\} \\ \sigma_{xy}(\omega) &= (ne^2/m^*) \cdot \omega_c / \{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2\} \end{aligned} \quad (22)$$

を得る。ここに、 $\omega_c (= eB/m^*)$  はサイクロトロン角周波数(cyclotron angular frequency)である。

この式を誘電率に書き換えると

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx}(\omega) &= 1 - \omega_p^2 / \{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2\} \\ \varepsilon_{xy}(\omega) &= i\omega_p^2 \omega_c / \omega \{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2\} \end{aligned} \quad (23)$$

となる。ここに、 $\omega_p (= \sqrt{ne^2/m^* \varepsilon_0})$  は自由電子のプラズマ周波数である。

半導体のマグネトプラズマ共鳴(magneto-plasma resonance)などについては、このような考え方で実験を説明できることがわかっているが、強磁性体の磁気光学効果は果たしてこのような古典電子論では  $5 \times 10^4$  テスラもの大きな内部磁界を仮定しなければ説明できない。古典的な電子の運動方程式によって強磁性体の磁気光学効果を説明することはできないことがわかった。この問題を解決に導いたのは次に述べる量子論であった。

#### 1.3.2 磁気光学効果の量子論的起源

動的誘電率は外部電界の印加に対する分極の時間応答を求めるものであるから、時間を含む摂動計算によって求めることができる。この問題の正確な取扱いは久保の式(Kubo's formula)に基づいて行われる。詳細は参考書<sup>1)</sup>に譲り、エネルギーがとびとびの準位で与えられるような局在電子系について結果だけを示しておく、誘電率の対角成分、および、非対角成分は、

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx}(\omega) &= 1 - (N_0 e^2 / m \varepsilon_0) \sum_{n < m} \frac{\rho_n (f_+)^{mn}}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_{mn}^2} \\ \varepsilon_{xy}(\omega) &= (i N_0 e^2 / 2 m \varepsilon_0) \sum_{n < m} \frac{\rho_n \omega_{mn} \{(f_+)^{mn} - (f_-)^{mn}\}}{\omega \{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_{mn}^2\}} \end{aligned} \quad (24)$$

のようにローレンツ型(Lorentzian)の分散曲線で表される。ここに $(f_x)_{mn}$ ,  $(f_+)_{mn}$ ,  $(f_-)_{mn}$  は、それぞれ基底状態 $|n\rangle$ と励起状態 $|m\rangle$ との間の直線偏光, 右円偏光および左円偏光に対する電気双極子遷移の振動子強度であって,

$$(f_x)_{mn} = 2(m\omega_{mn}/\hbar e^2)|(P_x)_{mn}|^2 \quad (25)$$

$$(f_{\pm})_{mn} = (m\omega_{mn}/\hbar e^2)|(P_{\pm})_{mn}|^2$$

で与えられる。ここに,  $P_{mn}$  は電気双極子遷移行列である。また,

$$\rho_n = \exp(-P_n/kT) / \sum \exp(-P_n/kT) \quad (26)$$

は, 基底状態 $|n\rangle$ の分布を与える。

式(24)は, 形の上では古典論から導かれた式(3.23)とよく似た式になっているが,  $\omega_c$ のような explicit な形では磁界の効果は現れていない。磁化は基底状態内の交換分裂(exchange splitting)を通じて式(26)の分布関数に影響を与えると同時に, 選択則を通じて振動子強度の差 $(f_+)_{mn} - (f_-)_{mn}$ に影響を与え, 磁気光学効果をもたらす。

(24)の第1式から, 誘電率の対角成分の実数部は分散型, 虚数部は吸収型のスペクトルを示すことが分かる。一方, 非対角成分について, (24)の第2式を見ると, 対角成分とは逆に実数部が吸収型, 虚数部が分散型になっている。

誘電率に非対角成分が現れ, これによって光学活性が生じるためには

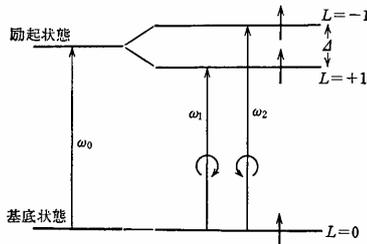
- (1)  $|n\rangle \rightarrow |m\rangle$ の遷移(振動数 $\omega_{mn}$ )において, 右円偏光に対する振動子強度 $(f_+)_{mn}$ と, 左円偏光に対する振動子強度 $(f_-)_{mn}$ とが異なる。
- (2) 右円偏光による遷移の分散の中心の振動数 $\omega_+$ と左円偏光による遷移の分散の中心の振動数 $\omega_-$ が異なる。
- (3) 分布関数 $\rho_m$ が状態によって異なる。

のいずれかの機構が寄与していればよいことが分かる。

### 1.3.3 磁気光学スペクトルの形

磁気光学効果スペクトル(磁気旋光分散)は式(23)をきちんと計算すれば, 説明できるはずのものであるが, 特徴的な反磁性項(二準位型)と常磁性項(一準位型)および一般の場合に分けて考えることが多い。

#### a. 反磁性項(diamagnetic term)(二準位型スペクトル)



(a) 反磁性型磁気光学スペクトルをもたらす電子構造モデル(基底状態に軌道縮退がなく, 交換相互作用が十分大きく $\uparrow$ スピンのみが占有されているとする。また励起状態がスピン軌道相互作用によって分裂しているとする)

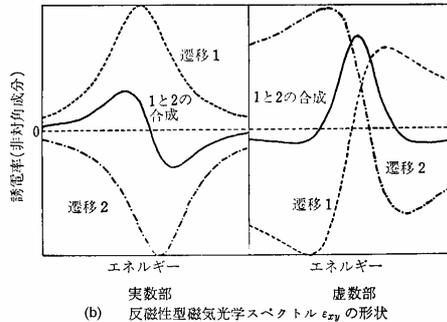


図6 反磁性磁気光学スペクトル

図6(a)のような電子構造を考える。励起状態はスピン軌道相互作用によって2つの準位に分裂しているとする。このときの誘電率の非対角成分は, 絶対0度では,

$$\epsilon_{xy}' = \frac{Ne^2 f_0 \Gamma \Delta_{so}}{2m\epsilon_0 \omega} \cdot \frac{\omega_0 - \omega}{\{(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2\}^2} \quad (27)$$

$$\epsilon_{xy}'' = -\frac{Ne^2 f_0 \Delta_{so}}{4m\epsilon_0 \omega} \cdot \frac{(\omega_0 - \omega)^2 - \Gamma^2}{\{(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2\}^2}$$

で表される。ここに $f_0$ は振動子強度である。これを図示すると, 図6(b)のようになる。すなわち,  $\epsilon_{xy}$ の実数部は分散型, 虚数部は両側に翼のあるベル型を示す。この形状を歴史的な理由で反磁性項という。

大きな磁気光学効果を示す物質では, ほとんど, ここに述べた反磁性型スペクトルとなっている。

$\omega=\omega_0$  において  $\epsilon_{xy}$  のピーク値は

$$\epsilon_{xy}'' = \omega_p^2 f_0 \Delta_{SO} / (\omega_0 \Gamma^2) \quad (28)$$

で与えられる。この式から大きな磁気光学効果をもつ物質を探索するための指針として、

振動子強度  $f_0$  が大きいこと、励起状態のスピン軌道分裂  $\Delta_{SO}$  が大きいこと、遷移のエネルギーが  $\omega_0$  が観測している光のエネルギー  $\omega$  に近いことの3つが重要であることが分かる。

### b. 常磁性項(paramagnetic term)(一準位型スペクトル)

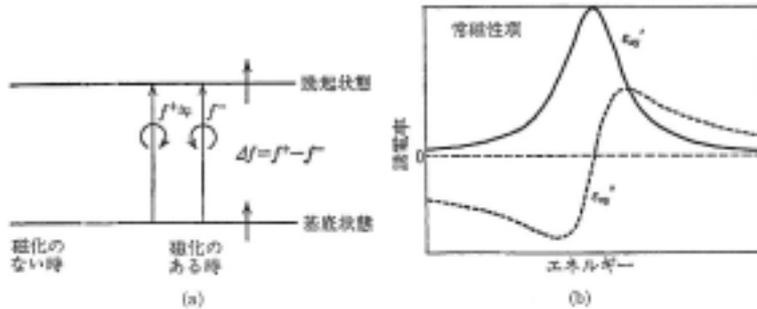


図7 常磁性型磁気光学効果スペクトル

(a) 常磁性型磁気光学スペクトルをもたらす電子構造モデル  
基底状態にも分裂がなく、両状態間の遷移強度にのみ違いがある場合。  
(b) 常磁性型磁気光学スペクトルの形状  
実線： $\epsilon_{xy}''$  の実数部、点線： $\epsilon_{xy}'$  の虚数部。

図7(a)に示すように、基底状態にも励起状態にも分裂はないが、両状態間の遷移の振動子強度  $f_+$  と  $f_-$  とに差  $\Delta f$  がある場合を考える。このとき  $\epsilon_{xy}$  は

$$\epsilon_{xy}' = \frac{Ne^2 \Gamma \Delta f}{m \epsilon_0} \cdot \frac{\omega_0}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \Gamma^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma^2}, \quad \epsilon_{xy}'' = -\frac{Ne^2 \Gamma \Delta f}{m \epsilon_0} \cdot \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + \Gamma^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \Gamma^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma^2} \quad (29)$$

このスペクトルを図7(b)に示す。この場合は実数部が(翼のない)ベル型、虚数部が分散型を示す。

### c. 一般の場合

実際の場合には、電子準位がこのように単純ではなく、いくつもの準位から成っており、選択則ももっと複雑なものとなる。そのような場合は、(3.24)式にたちかえて、1つ1つの遷移確率を計算して振動子強度を求めなければならない。また、電子状態がエネルギーバンドを形成している場合は、状態の和をとる代わりに波数  $k$  についての積分を行う。

#### 1.3.4 さまざまな物質の磁気光学効果

以下には典型的な磁性材料の磁気光学効果の実例を示す。

##### a. 酸化物磁性体の磁気光学効果

磁性ガーネット  $Y_3Fe_5O_{12}$  (YIG) の磁気光学スペクトルの典型例を図8に示す。この結晶において、Yイオンは酸素の十二面体で囲まれているのに対し、5つのFeイオンのうち3個は酸素の四面体で囲まれたサイトに入り、残りは八面体で囲まれたサイトに入る。四面体配位のFeと八面体配位のFeは反強磁性的に結合しており、Fe1個分の磁気モーメントが打ち消されないで残り、フェリ磁性となる。一連の磁性ガーネットや、希土類オソフェライトの磁気光学効果については、Kahnによって詳しく論じられている<sup>15)</sup>。この物質は電荷移動型絶縁体で、バンドギャップは酸素のp軌道からなる価電子帯と、八面体配位のFeの電子相関の強いd電子帯との間に開いており、強い磁気光学効果はこのギャップを越える遷移(電荷移動遷移)から生じている。Yサイトの一部をBiで置換したBi置換磁性ガーネットのファラデー回転角はYIGに比べ1桁以上も大きい。これは、Biの6p軌道のもつ大きなスピン軌道相互作用が混成を通じて酸素の2p軌道に大きなスピン軌道分裂をもたらしていることによると解釈されている。<sup>16)</sup> Bi置換磁性ガーネットは光ファイバ通信における戻り光の遮断のための光アイソレータ素子に用いられるほか、磁界センサーや光磁気ディスク材料としても研究されている。エピタキシャル成長をさせた場合、YをすべてBiで置換した  $Bi_3Fe_5O_{12}$  (BIG) を作る事ができる<sup>17)</sup>。磁性ガーネットにCoを添加すると赤外域に大きな磁気光学効果を示す。図9には、 $Y_3(Fe_{5-x}Co_x)O_{12}$  における  $Co^{3+}$  および  $Y_3(Fe_{5-2x}Co_xSi_x)O_{12}$  における  $Co^{2+}$  イオンのファラデー回転スペクトル(図(a))とコットンムートンスペクトル(図(b))が示してある<sup>18)</sup>。

### b. 半磁性半導体の磁気光学効果

族半導体のカチオンを Mn など 3d 遷移金属で置換した化合物半導体は、伝導に与る電子を持つとともに局在磁気モーメントを持ち、希薄磁性半導体または半磁性半導体と呼ばれる。<sup>19)</sup>このうち最もよく研究されているのは、CdTe と MnTe の固溶体  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  で、バルクでは  $0 < x < 0.77$  の範囲で閃亜鉛鉱構造を保って固溶し、 $x$  を変えることによってバンドギャップを広い範囲で制御できる。CdTe にエピタキシャル成長させた場合、 $0 < x < 1$  の全領域で固溶体を作ることができる。この物質の磁性は常磁性またはスピングラスである。図 10 に示すように、バンドギャップ付近の磁気光学効果は非常に大きい。<sup>20)</sup>これは、磁気ポーロンが存在し、これによってバンドギャップ付近で実効的な  $g$  値が自由電子の 100 倍に達しており、これが大きな磁気光学効果の原因と考えられている。CdTe と CdMnTe とからなる人工格子におい

ては、井戸層である CdTe 中に閉じこめられた電子の量子サイズ効果による磁気光学効果が議論されている。<sup>21)</sup>

最近、半磁性半導体の吸収端付近の大きな磁気光学効果を用いた光アイソレータが発売された。特に、 $0.9\mu m$  帯においては、ガーネット系のものが挿入損失の大きさ故に使用できないため、HgCdMnTe を用いたアイソレータの出現は市場に大きなインパクトを与えた。<sup>22)</sup>

### c. 金属磁性体の磁気光学効果

Fe の磁気光学効果は、図 11 に示すように 1.7eV 付近と 4-5eV 付近に構造を有する。1.7eV の構造は、Fe の少数スピ 3d バンドから sp バンド中のフェルミ面への遷移によると考えられる。<sup>23)</sup>理論計算によれば、Fe の磁気光学効果は 3d バンドの交換分裂には必ずしも比例しないが、スピ軌道相互作用の大きさにはほぼ比例することが示される。<sup>24)</sup>

$C_{1b}$  型ホイッスラー化合物(Whistler compound) PtMnSb は現存する金属間化合物の中で、室温で最も大きな磁気カー効果を示す強磁性体であることが知られている<sup>25)</sup>。図 12(a)には PtMnSb 単結晶の磁気光学スペクトルを示す<sup>26)</sup>。カー回転角は 1.8 eV において  $2^\circ$  以上のピーク値を示す。誘電率テンソルの非対角成分は比較的大きいが、同図(b)のように 1.8 eV には鋭いピークを持たない。この試料の誘電率テンソルの対角成分の実数部  $\epsilon_{xx}$  は、同図(c)に見られるようにドルーデ型のスペクトルを示し、1.8 eV 付近において 0 を横切り、プラズマ共鳴を示す。このため 1.8 eV 付近で(13)式の分母

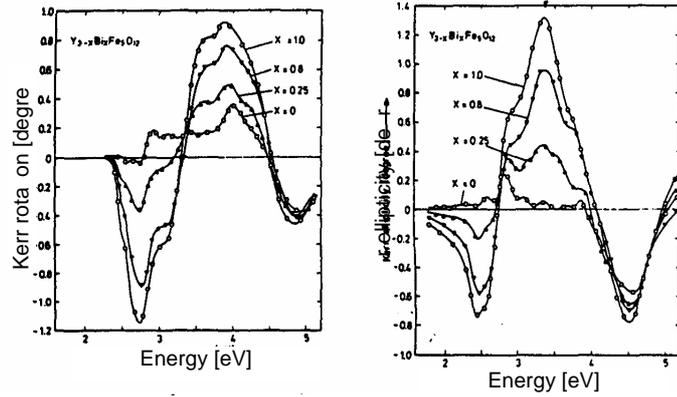


図 8 磁性ガーネット  $Y_{3-x}Bi_xFe_5O_{12}$  の磁気光学スペクトル

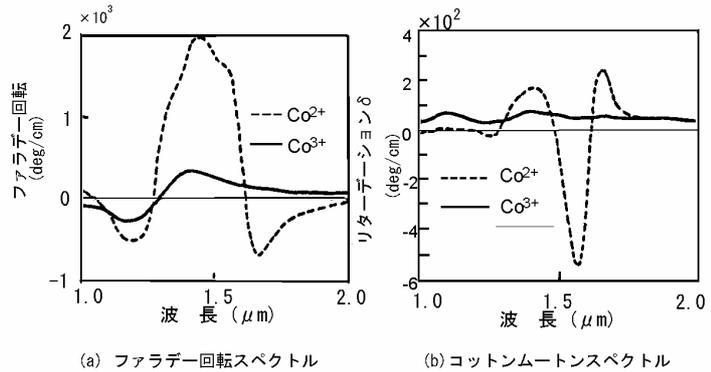


図 9 Co 置換 YIG のファラデー回転およびコットンムートンスペクトル

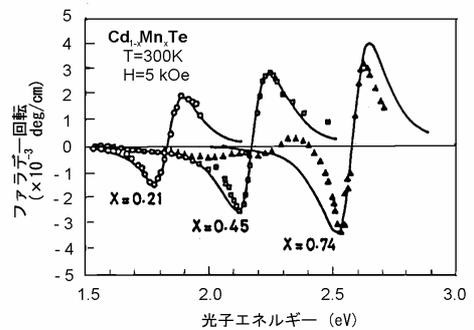


図 10 CdMnTe の磁気光学スペクトル

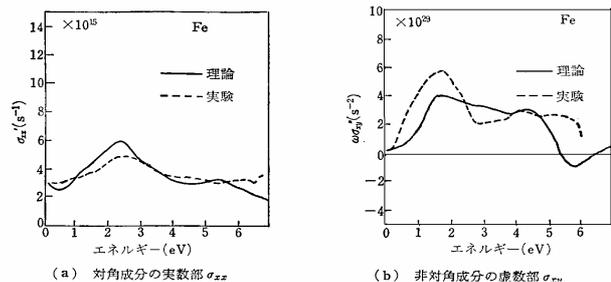


図 11 バンド計算から求めた Fe の導電率の対角および非対角成分のスペクトル

が小さくなって磁気光学効果が増大する。

このような効果は Haas らによって初めて指摘され、プラズマエンハンス効果と呼んでいる<sup>27)</sup>。一方、バンド計算によれば、この物質は half metallic といわれ、多数スピバンドは金属的であるが、少数スピバンドは半導体的である。磁気光学効果に寄与する誘電率テンソルの非対角成分はこの少数スピバンドの満ちたバンドと空いたバンドの間の遷移によって生じるとされる<sup>26)</sup>。

#### d. アモルファス磁性体の磁気光学効果

光磁気ディスクに用いられるアモルファス(amorphous) TbFeCo 薄膜など希土類・遷移金属合金薄膜の磁気光学スペクトルを図 13 に示す<sup>28)</sup>。希土類・遷移金属合金薄膜の低エネルギー(長波長)領域の磁気光学効果は、主として遷移金属から生じ、高エネルギー(短波長)領域は希土類から生じているとされている。このため、短波長の磁気光学効果は希土類の種類によって大きく変化する。軽希土類と重希土類は短波長での磁気光学効果への寄与が逆符号である。Tb

など重希土類では、遷移金属の寄与と希土類の寄与が打ち消すため短波長の磁気光学効果が小さいが、Nd など軽希土類では加算的になるため大きくなる。図 14 には  $R_{1-x}Co_x$  のスペクトルを系統的に示す<sup>29)</sup>。

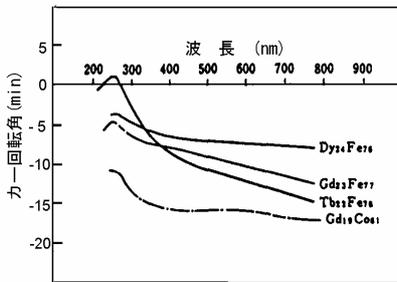


図 13 アモルファス希土類遷移金属合金の磁気光学スペクトル

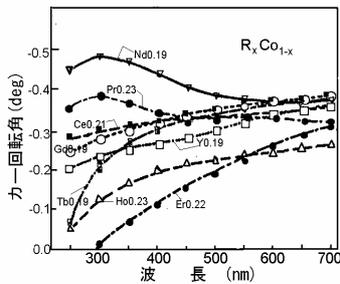


図 14 アモルファス  $R_{1-x}Co_x$  のカー回転

#### e. 磁性超薄膜の磁気光学効果

図 15 は、Au(100)面にエピタキシャル成長したくさび状の Fe 超薄膜に Au のキャップ層をかぶせた膜における磁気光学スペクトルの Fe 層厚依存性を示している。(キャップ層は酸化を防ぐためのもので、非常に薄いため磁気光学効果にあまり影響を持たない。)このような系の磁気光学効果  $\theta_K+i\eta_K$  は、下地層(Au)の誘電率テンソルの対角成分を  $\epsilon_{xx}^s$ 、Fe 層の誘電率テンソルの非対角成分を  $\epsilon_{xy}$  として、d が十分小さいとき

$$\theta_K+i\eta_K=(2d\omega/c)i\epsilon_{xy}/(1-\epsilon_{xx}^s) \quad (30)$$

で表される。下地の Au のプラズマ共鳴の周波数でこの式の分母が小さくなるため、磁気光学スペクトルに構造が現れる。さらに 3.5 ~ 4.5 eV にかけて、バルクの Fe には観測されないようなピークが現れ、層厚が大きくなるに従って高エネルギー側にシフトする<sup>30)</sup>。この構造は、Au との接合を作ったことによって、Fe の空いた多数スピバンドの電子が、Au のバンドギャップ内へは入り込めないため、Fe 層内に量子閉じこめを受けることによって生じたものと解釈されている<sup>31)</sup>。

#### f. 金属人工格子の磁気光学効果

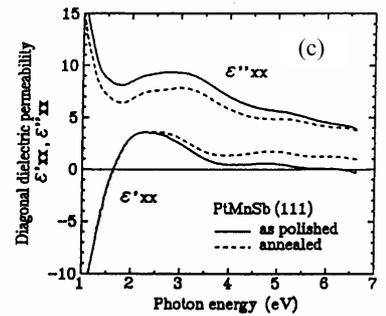
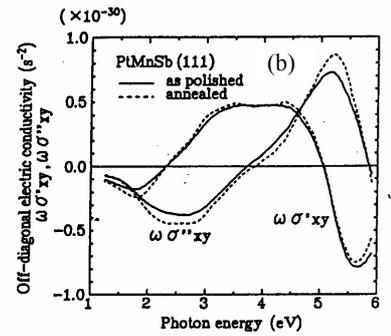
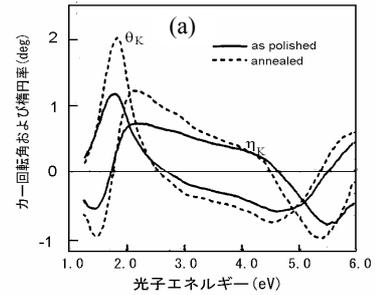


図 12 PtMnSb の磁気光学スペクトルと、導電率テンソルの非対角成分および、誘電率テンソルの対角成分

理想的な人工格子では、層間の界面での混じり(合金化)や、非磁性体の磁気偏極などが無視できるので、純粹に光学的な手法によって問題を解くことができる。一般の角度から入射した光に対する解は行列法によって扱うことができる<sup>32)</sup>。しかし、垂直入射の場合には、取り扱いをもっと簡単になって、仮想光学定数の方法で計算できる。図16は、この方法の原理図である。この方法は、屈折率 $n_0$ の基板に厚さ $h$ 、光学定数 $n_{\pm} + ik_{\pm}$ の薄膜が堆積された2層の物質の光学定数を仮想的な光学定数 $\hat{N}_{\pm}$ に置き換える手続きを、順次行い、最終的に人工格子全体についての仮想光学定数(virtual optical constant)  $\hat{N}_{\pm}$ を求め、これを用いて複素磁気光学効果 $\theta + i\eta$ を求めるやり方である<sup>33)</sup>。図17にはFe/Cu人工格子の磁気光学効果の変調周期依存性の実験結果(▲Fe面、△Cu面)を、仮想光学定数法を使って計算した値(実線および点線)と比べて示してある<sup>34)</sup>。

両者の対応は極めてよく、変調周期50以上では、層間の混じりの効果が無視できることを示している。図18はPdとCoの人工格子の磁気光学スペクトルである<sup>35)</sup>。このように変調周期の小さな膜では、上に述べたようなモデルでは説明ができない。スペクトルの形状が対応するPd-Co合金によく似ていることから、界面に1層程度の合金層を仮定してシミュレーションを行ったが、低エネルギー側の形状を説明できなかった。そこで、Pd/Co界面に、PdCoの合金層に加えて磁気偏極したPdが存在すると仮定したところスペクトルをよく説明できた。

**g. 界面・表面とSMOKE(表面磁気光学カー効果)**

SMOKEは縦磁気光学効果を使って表面の磁性を探る手段である。式(14)により、縦磁気光学効果は

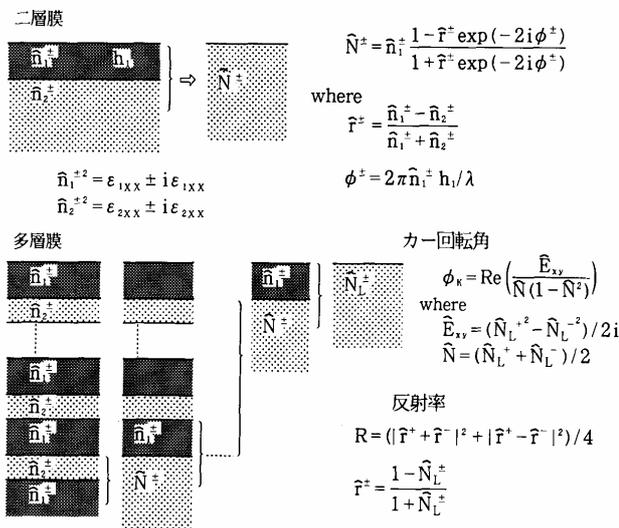


図16 仮想光学定数法の原理を示す図

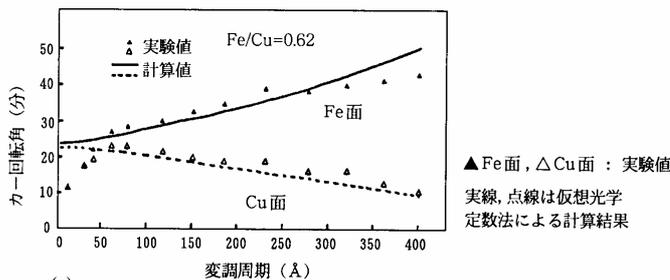


図17 Fe/Cu 組成変調多層膜のカー回転角の変調周期依存

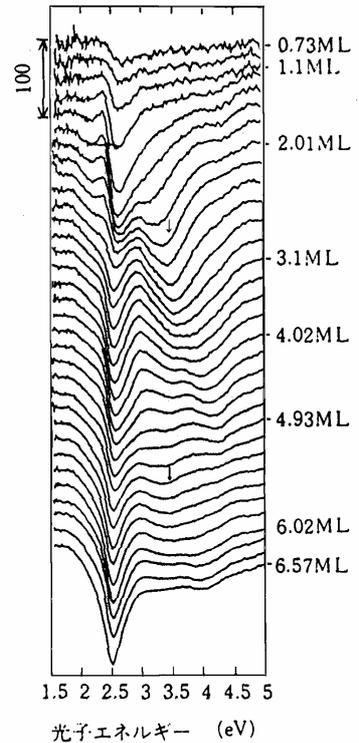


図15 Auでサンドイッチされたくさび状Fe超薄膜の磁気光学スペクトル

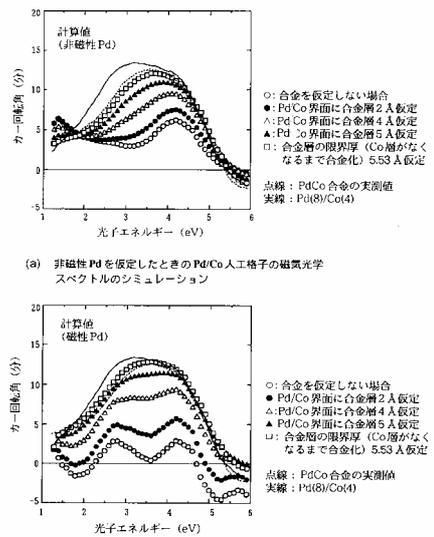


図18 Pd/Co人工格子の磁気光学スペクトルとシミュレーション結果

$$\Phi = \theta + i\eta = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} = \frac{\epsilon_{xy} \cos \varphi_0 \sin \varphi_2 (\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_0 - \cos \varphi_2)}{\epsilon_{xx} \cos \varphi_2 (\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_0 - \cos \varphi_2)} \quad (31)$$

で与えられるので、入射角 $\varphi_0$ の関数となる。近似的には  $\cos \varphi_0$ の項があるため、表面すれすれの入射のとき大きな値を持つ。特に、面内磁化に平行にすれすれに入射した光は、面内磁化との相互作用が強いので、単原子層のような薄い膜においても磁化を検出するための有効な手段となる。特に、MBEなどの成膜装置と組み合わせることによってその場観察の手段として用いられている<sup>36)</sup>。

## 2 磁気・光変換の新しい流れ

### 2.1 非線形磁気光学効果<sup>37)</sup>

通常の磁気光学効果は線形の効果であって、光の電界やエネルギー強度に依存することはない。ところが、物質によっては、非線形の効果が見出されることがある。その1つとしてSHG光の磁気光学効果がある<sup>38)</sup>。この効果は表面、界面に敏感であることが知られ、線形の磁気光学効果よりも大きな値を示す場合がある。Fe(2 nm)/Cr(2 nm)の人工格子においては、1次のカー効果は数百分の1程度程度の小さな値しか示さないが、SHG光のカー一回転は $22^\circ$ に達することが報告され、今後の人工格子研究のための重要な観測手段になると期待されている<sup>39)</sup>。

最近、筆者らはMgO基板にエピタキシャル成長したFe/Au人工格子において図19に示すように明確な4回対称の異方性をもつ磁気SHGの方位依存性を観測した<sup>40)</sup>。

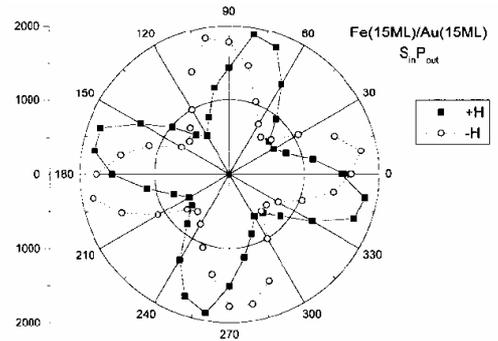


図19 MgO基板にエピタキシャル成長したFe/Au人工格子の磁気SHG方位角依存性

### 2.2 サニャック効果

光ファイバージャイロに使われるサニャック・ループは、磁界ゼロの静止状態では完全に相反的である。しかし、ループを切って、光路に、光軸の向きが直交関係にある2つの $\lambda/4$ 移相板を挿入したとき、2つの移相板の間には新しい円偏光状態が生じる。もし、この部分に磁性材料を置くと $2\theta_F$ の位相差がもたらされる。この効果は非相反効果に敏感で、相反的な光学現象には鈍感なので、複屈折のあるような物質においても磁気光学効果を正確に評価できる<sup>41)</sup>。

### 2.3 近接場磁気光学効果

通常の顕微鏡の解像度はレンズの回折限界で決まる。分解できる寸法 $d$ は $d = 0.61\lambda/NA$ で表される。 $NA$ は開口数で $NA = n \sin \alpha$ で与えられる。したがって、波長以下のサイズの情報を得るには、 $NA$ を高くするか $\lambda$ を短くするしかない。ところが、全反射の光学系でエバネセント波を使うと、回折限界以下の光スポットを作ることができる。この光は、全反射光学系において界面から垂直方向に指数関数的に急激に減衰し、伝搬しない波である。この光の場を近接場という。この場の中に、物体がくると、そこで散乱された光は伝搬する波に変換され観測できるようになる。光ファイバーの先端をとがらせ、エバネセント波をつくり観測したい対象に近づけ、散乱されて伝搬する波となった光を別の手段で検出する。偏光を入射し、磁性体で磁気光学効果を受けたものを検光子を通して観

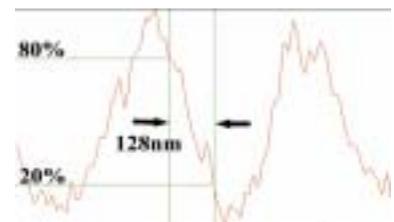
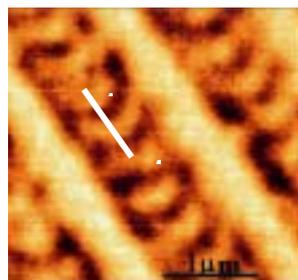
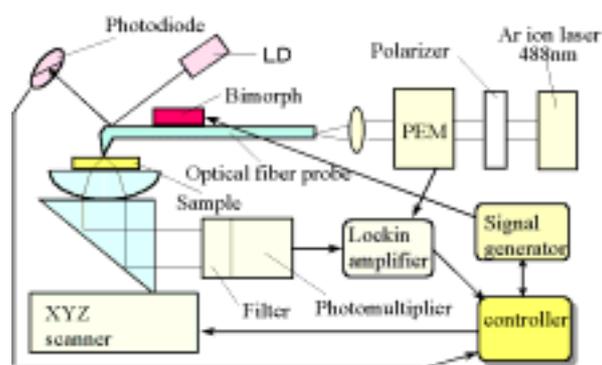


図21 近接場磁気光学顕微鏡によるPt/Co光磁気ディスクの記録マーク像

測すれば回折限界以下の領域の磁気光学効果が測定できる。この方法によって 50 nm の解像力が得られている。また、この方法を用いた光磁気記録が可能であることが示され、将来の高密度記録方式として注目されている<sup>42)</sup>。また、この技術は、微小領域の磁性の観測手段としても重要である<sup>43)</sup>。筆者らは、図 20 に示すような円偏光変調法を用いた高感度の近接場磁気光学顕微鏡を開発し、図 21 に示すように光磁気ディスクの記録マークを回折限界をはるかに越える 100 nm 程度の解像度で観測することに成功した<sup>44)</sup>。

## 2.4 微粒子分散系における磁気光学効果

微粒子を分散した系の磁気光学効果は、通常有効誘電率近似で取り扱われる。誘電率の対角項  $\varepsilon_2$ 、非対角項  $\gamma$  の粒子が同一方向に整列し誘電率  $\varepsilon_1$  の母体中に分散した系の有効誘電率の対角項および非対角項は

$$\begin{aligned}\varepsilon_{xx}^{eff} &= \varepsilon_1 + \frac{f(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{1 + N(1-f)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1} \\ \varepsilon_{xy}^{eff} &= \frac{f\gamma}{1 + N(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1}\end{aligned}\quad (32)$$

で与えられる。ここに、 $f$  は体積占有率で、 $f=4\pi na^3/3$  によって与えられる。また、 $N$  は反電界係数である。粒子が球状ならば  $N=1/3$  である。

$n$ 個の楕円体微粒子が、球状微粒子から構成される母体に分散された系の扱いは、有効媒体近似で取り扱うとよい。有効媒体の誘電率の対角成分  $\tilde{\varepsilon}$ 、非対角成分  $\tilde{\Gamma}$  がその構成成分(母体 + 添加物)の分極によって引き起こされる揺らぎが 0 になる条件から独立して決定される。

$$\Sigma\{\Delta_i(\varepsilon_i - \tilde{\varepsilon})/\beta_i\}=0$$

$$\Sigma\{\Delta_i(\Gamma_i - \tilde{\Gamma})/\beta_i^2\}=0$$

を解くことで、 $\tilde{\varepsilon}$  が得られる。ここに  $\Delta_i$  は  $i$  番目の構成成分の体積占有率( $\Sigma\Delta_i=1$ )であり、

$$\beta_i^{-1}=(2/3)\{1+N_i(\varepsilon_i - \tilde{\varepsilon})/\tilde{\varepsilon}\}^{-1}+(1/3)\{1+N_i'(\varepsilon_i - \tilde{\varepsilon})/\tilde{\varepsilon}\}^{-1}$$

$$(\beta_i^2)^{-1}=(1/3)\{1+N_i(\varepsilon_i - \tilde{\varepsilon})/\tilde{\varepsilon}\}^{-2}+(2/3)\{1+N_i'(\varepsilon_i - \tilde{\varepsilon})/\tilde{\varepsilon}\}^{-1}\cdot\{1+N_i''(\varepsilon_i - \tilde{\varepsilon})/\tilde{\varepsilon}\}^{-1}$$

である。詳細は、阿部の解説を参照されたい<sup>45)</sup>。

## 2.5 GMRを磁気光学効果で観測する

磁気光学効果は導電率の非対角成分  $\sigma_{xy}$  から生じるが、これには、準位間の光学遷移が関わるものと、伝導電子の skew scattering, side jump などによって生じるものがある。遷移が関与するものに比べ、伝導電子の散乱に起因するものは、低いエネルギーの領域に現れる。巨大磁気抵抗効果(GMR)は伝導電子のスピン依存散乱によって生じるので、低エネルギー領域の磁気光学効果を測定することによって GMR と同じ情報を得ることができる。この効果をマグネトリフラクティブ効果と呼ぶことがある<sup>46)</sup>。

## 2.6 超伝導体と磁気光学効果

第1種の超伝導体はマイスナー効果と呼ばれる強い反磁性のため、磁界が浸入しないので、磁気光学効果を見ることができない。しかし第2種の超伝導体では、ポーテックスと呼ばれる渦糸状態の内部には磁界が浸入できるので、原理的には超伝導材料の磁気光学効果を測定できる磁気光学スペクトルの測定が報告されているが、どのような電子遷移に対応するかの解析は行われていない<sup>43)</sup>。第2種超伝導体に浸入している磁束密度を、ファラデー効果の大きな材料を近接することによって、磁気光学的に評価することも行われている<sup>48, 49)</sup>。

## 2.7 放射光領域の磁気光学効果: MCXD, MLXD

直線偏光または円偏光放射光を用いて、原子の内殻に関連した極紫外～軟X線領域にある吸収端(K, L, M)付近の磁気光学効果を測定すると、複数の原子からなる系における原子を特定した磁気状態の観察ができる。最近、各地で放射光施設が整備され、円偏光放射光を利用する技術が進歩した<sup>50)</sup>。これによって、Niなどの遷移金属では軌道角運動量が完全には消滅していないことなどが明らかにされている。磁性金属マトリクス中に非磁性金属をわずかに固溶した系や人工格子において非磁性金属に誘起された弱い磁気モーメントの評価にも力を発揮する<sup>51)</sup>。光磁気ディスクに書かれた 0.05nm のマークの観測に成功している<sup>52)</sup>。

### 3 おわりに

この項では、磁気・光変換について、その基礎から、その展開、さらには、応用までを概説した。この効果は、マクロには電磁波の伝搬現象として、ミクロには固体内で磁化とスピン軌道相互作用によって分裂した電子状態の関与する光学遷移によって理解できることを明らかにした。また、近接場効果、非線形効果などその外延にあるさまざまな物理現象との組み合わせによって、多くの新しい磁気・光変換のパラダイムが開けつつあり、それらが新たな応用に結びついていくことが期待される。

### 参考文献

1. 佐藤勝昭: 光と磁気[改訂版](朝倉書店, 2001)
2. 久武慶蔵: フェライトの基礎と磁石材料(エクセラ出版, 1978)p.81.
3. R.W. Teale and D.W. Temple: Phys. Rev. Lett. **19**, 904 (1967)
4. U. Enz and H. van der Heide: Solid State Commun. **6**, 347 (1968)
5. U. Enz, R. Metselaar, P.J. Rijnierse: J. Phys. (France), **C1**, 703 (1970)
6. 大森一稔, 中川活二, 伊藤彰義: 日本応用磁気学会誌 **19**, 249 (1995)
7. T. Tamaki and K. Tsushima: J. Phys. Soc. Jpn. **45**, 122 (1978)
8. 高木芳弘, 嶽山正二郎, 足立 智: 応用物理 **64**, 241 (1995)
9. Y. Takagi: Chem. Phys. Lett. **119**, 5 (1985)
10. T. Tamaki and K. Tsushima: J. Magn. Magn. Mater. **31-34**, 571 (1983)
11. 玉城孝彦: 電子情報通信学会論文誌 **J60-C**, 251 (1977)
12. M. Mansuripur: J. Appl. Phys. **63**, 5809 (1988)
13. P.N. Argyres: Phys. Rev. **97**, 334 (1955)
14. C.C. Robinson: J. Opt. Soc. Amer. **53**, 681 (1963)
15. F.J. Kahn, P.S. Pershan and J.P. Remeika: Phys. Rev. **186**, 891 (1969).
16. 品川公成: 日本応用磁気学会誌 **6**, 247 (1982).
17. T. Okuda: J. Appl. Phys. **67**, 4944 (1990)
18. 佐藤勝昭, 阿萬康知, 玉野井健, 斉藤敏明, 品川公成, 対馬立郎: 日本応用磁気学会誌 **13**, 157 (1989)
19. J.K. Furdyna: J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988)
20. 小柳剛, 中村公夫, 山野浩司, 松原覚衛: 日本応用磁気学会誌 **12**, 187 (1988)
21. 岡泰夫: 日本応用磁気学会誌 **17**, 869 (1993)
22. K. Onodera et al.: Electron Lett. **30**, 1954 (1994)
23. G.S. Krinchik and V.A. Artemjev: Sov. Phys. JETP **26**, 1080 (1968)
24. D.K. Misemer: J. Magn. Magn. Mater. **72**, 267 (1988)
25. K.H.J. Buschow, P.G. van Engen and R. Jongebreur: J. Magn. Magn. Mater. **38**, 202 (1983)
26. H. Ikekame, K. Sato, K. Takanashi and H. Fujimori: Jpn. J. Appl. Phys. **32**, Suppl. 32-3, 284 (1993)
27. H. Feil and C. Haas: Phys. Rev. Lett. **58**, 65 (1987)
28. 片山利一, 宮崎美津雄, 有宗久男, 芝田次男: 日本応用磁気学会誌 **8**, 121 (1984)
29. Y. Choe, S. Tsunashima, T. Katayama and S. Uchiyama: J. Magn. Soc. Jpn. **11**, Suppl. S1, 283 (1987)
30. Y. Suzuki, T. Katayama, S. Yoshida, K. Tanaka and K. Sato: Phys. Rev. Lett. **68**, 3355 (1992)
31. Y. Suzuki, T. Katayama, A. Thiaville, K. Sato, M. Tanioka, and S. Yoshida: J. Magn. Magn. Mater. **121**, 539 (1993)
32. J. Zak, E.R. Moog and S.D. Bader: J. Magn. Magn. Mater. **89**, 107 (1990)
33. K. Ohta, A. Takahashi, T. Deguchi, T. Hyuga, S. Kobayashi and H. Yamaoka: SPIE **382**, 252 (1983)
34. K. Sato, H. Kida and T. Katayama: Jpn. J. Appl. Phys. **27**, L237 (1988)
35. Y. Tosaka, H. Ikekame, K. Urigo, S. Kurosawa, K. Sato and S.C. Shin: J. Magn. Soc. Jpn. **18**, 389 (1994)
36. S.D. Bader, E.R. Moog and P. Grünberg: J. Magn. Magn. Mater. **53**, L295 (1986).
37. 佐藤勝昭: 光と磁気の新しい流れ, 日本応用磁気学会誌 **21**, 879 (1997).
38. U. Pustogowa, W. Hübner and K.H. Bennemann: Phys. Rev. **B 49**, 10031 (1994)
39. B. Koopmans, M. G. Koerkamp, T. Rasing and H. van den Berg: Phys. Rev. Lett. **74**, 3692 (1995)
40. K. Sato, A. Kodama, M. Miyamoto, A.V. Petukhov, K. Takanashi, S. Mitani, H. Fujimori, Kirilyuk and Th. Rasing: Anisotropic Magnetisation-Induced Second Harmonic in Fe/Au Superlattices; Phys. Rev. **B64**, 184427-1 (2001).
41. S. Spielman, J.S. Dodge, L.W. Lombardo, C.B. Eom, M.M. Fejer, T.H. Geballe and A. Kapitulnik: Phys. Rev. Lett. **68**, 3472 (1992)
42. E. Betzig, J.K. Trautmann, R. Wolfe, E.M. Gyorgy, P.L. Finn, M.H. Kryder, C-H. Chang: Appl. Phys. Lett. **61**, 142 (1992)
43. J.K. Trautman, E. Betzig, J.S. Weiner, D.J. DiGiovanni, T.D. Harris, F. Hellman, E.M. Gyorgy: J. Appl. Phys. **71**, 4659 (1992).
44. K. Sato, T. Ishibashi, T. Yoshida, J. Yamamoto, A. Iijima, Y. Mitsuoka, K. Nakajima: J. Magn. Soc. Jpn. **23**, Suppl. S1, 201 (1999)
45. M. Abe: Phys. Rev. **B53**, 7065 (1996)
46. C. Jacquet: Digest MRS'95 Spring Meeting (San Francisco, April, 1995), p250
47. H. Izumi, K. Ando, N. Koshizuka and K. Ohta: Physica **C199**, 171 (1992).
48. 横山侑子: 固体物理 **27**, 698 (1992).
49. K. Hayata, N. Iwata, Y. Hasegawa, and K. Sato: J. Magn. Soc. Jpn. **25**, 299-302 (2001).
50. 小出常晴: 応用物理 **63**, 1210 (1994)
51. G. Schütz, R. Frahm, R. Wienke, W. Wilhelm, W. Wagner and P. Kienle: Rev. Sci. Instrum. **60**, 1661 (1989)
52. P. Fischer, T. Eimüller, S. Glück, G. Schütz, S. Tsunashima, M. Kumazawa, N. Takagi, G. Denbeaux, D. Attwood; J. Magn. Soc. Jpn. **25**, 186 (2001)