

## 1.8 磁気が付随するその他の現象

### 1.8.1 磁気と光

#### a. はじめに

一般に物質の光学的性質は物質の磁気的性質によって影響をうける。この効果を広義の磁気光学効果という。逆に、光を受けて物質の磁気的性質が変化する効果を光磁気効果という。このように、光と磁気は物質を介して結びついている。

磁気光学効果のうちで物質の磁気的性質が偏光におよぼす作用を狭義の磁気光学効果とよぶ。これにはファラデー効果、磁気円二色性、コットン・ムートン効果、磁気カー効果などがある。磁気光学効果は、(1)偏光の磁気的制御(光アイソレータ、空間光変調器)、(2)物質の磁化の光学的検出(電流センサ、光磁気ディスクの再生、高速磁化歳差運動観察)、(3)物質の磁化状態の画像化(磁区観察、紙幣識別)などに広く応用されている。

光磁気効果には、光のもつ熱が磁化に及ぼす影響(熱磁気効果)と、純粋に光学的な現象である逆ファラデー効果や光誘起磁化反転がある。光磁気ディスクの記録、光アシスト磁気記録(HAMR)は前者であるが、最近報告されたサブピコ秒の光誘起高速磁化反転は後者によるとされている。

以下では、磁気光学効果について、その概要と物理的起源を解説するほか、非線形磁気光学効果、近接場磁気光学効果について紹介するとともに、光磁気効果について触れる。

#### b. 磁気光学効果概説

物質に外部磁界を印加したり、物質に磁化が生じたりすることによって現れる光学活性を磁気光学効果という。磁気光学効果における光と磁界の配置には、図1.8.1に示すように二つの場合がある。光の波動ベクトルと磁界(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1.8.2に示すように、ファラデー配置で物質に磁界を印加して、磁界と平行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効果といい、直線偏光の旋光角をファラデー回転角という。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つくる効果を磁気円二色性(MCD)といい、楕円の程度を楕円率(楕円の短軸と長軸の比)または、その逆正接である楕円率角で表す。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一次の関数である。

自然旋光性と磁気光学効果の違いは相反性にある。自然旋光性物質、たとえばブドウ糖溶液を光が往復した場合、

旋光はもとに戻ってしまう性質(相反性)をもつものに対し、ファラデー効果の場合、磁界中のガラスを往復すると旋光の向きが磁界の方向に対して定義されているため、片道の場合の2倍の旋光を受ける(これを非相反性という)。

自発磁化をもたない材料(たとえば、ガラス)のファラデー回転角 $\phi_F$ は、外部磁界 $H$ に比例し、試料の長さ $L$ に比例する。すなわち式(1.8.1)で表される。

$$\phi_F = VHL \quad (1.8.1)$$

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、ヴェルデ定数とよばれる。これに対して、自発磁化をもつ物質(たとえば、強磁性体)の磁気光学効果は、式(1.8.1)に従わず、外部磁界に比例しないで磁化に依存する。

図1.8.3は、反射の磁気光学効果、すなわち磁気光学カー効果を三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。(b)のように、反射面内に磁化があつて、かつ入射面に含まれる場合を縦カー効果という。(a)、(b)二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つて、かつ入射面に垂直な場合で、横カー効果とよばれる。この効果においては、磁化に応じて反射光の強度が変調されるが磁化方向に依存した偏光面の回転は起きない。

#### c. 光の伝搬と磁気光学効果

(i) 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。

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。直線偏光は、図1.8.4(a)に示すように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、(b)のように左右円偏光の位相が異なれば、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り、その傾き $\theta_F$ は、式(1.8.2)となる。

$$\theta_F = -(\theta_R - \theta_L)/2 = -\Delta\theta/2 \quad (1.8.2)$$

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、(c)に示すように円二色性は、左右円偏光に対する振幅の差から生じる。その結果、合成ベクトルの軌跡は楕円偏光となる。楕円率 $\eta_F$ は、式(1.8.3)で与えられる。

$$\eta_F = \tan^{-1}\{(E_R - E_L)/(E_R + E_L)\} \quad (1.8.3)$$

ここで、 $E_R$ 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。

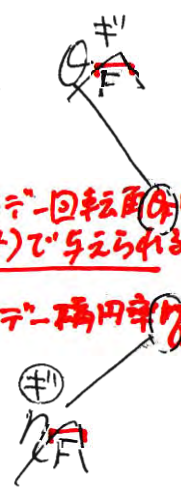
$$\theta_F = -\Delta\theta/2 = -\omega(n_+ - n_-)/2c = -\pi\Delta n/\lambda \quad (1.8.4)$$

これに対し、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、式(1.8.5)となる。

トルク  
←なる→  
←与えられる→

←生じてファラデー回転角(θ)  
式(1.8.4)で与えられる

←ファラデー楕円率(η)  
は、



$$z > l \Rightarrow \Delta N = N_A - N_B = (\eta_A + i\kappa_A) - (\eta_B + i\kappa_B) = \Delta n + i\Delta k$$

$$\eta_F = \frac{\exp(-\omega\kappa+l/c) - \exp(-\omega\kappa-l/c)}{\exp(-\omega\kappa+l/c) + \exp(-\omega\kappa-l/c)} \approx -\pi\Delta\kappa/l \quad (1.8.5)$$

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。

$$\Phi_F = \theta_F + i\eta_F = -\pi(\Delta n + i\Delta\kappa)l/\lambda = -\pi\Delta N l/\lambda \quad (1.8.6)$$

次に、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  $E$  の関係は式(1.8.7)で表される。

$$D = \epsilon_0 \bar{\epsilon} E \quad (1.8.7)$$

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

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

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.8.8)$$

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  $M$  の奇数次のべきである。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。

いま、光の電界、磁界ベクトルとして  $\exp(-i\omega(t-Nz/c))$  の形の時間・空間依存性を仮定すると、複素屈折率  $N (= n + i\kappa)$  の固有値として、次の二つのものを得る。

$$N_{\pm}^2 = \epsilon_{xx} \pm i\epsilon_{xy} \quad (1.8.9)$$

これらの二つの固有値  $N_+$ 、 $N_-$  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、 $N_+ = N_-$  となり、左右円偏光に対する媒質の応答の仕方が等しくなり光学活性は生じない。したがって、非対角成分  $\epsilon_{xy}$  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(1.8.6)より、複素旋光角  $\Phi_F$  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。

この実数部と虚数部を  $e$  と表すとすれば、式(1.8.10)から次式を得る。

$$\Delta N = N_+ - N_- = (\epsilon_{xx} + i\epsilon_{xy})^{1/2} - (\epsilon_{xx} - i\epsilon_{xy})^{1/2} \approx i\epsilon_{xy}/\epsilon_{xx}^{1/2} \quad (1.8.10)$$

これを式(1.8.6)に代入して式(1.8.11)が得られる。

$$\Phi_F = -\pi\Delta N l/\lambda = -(i\pi l/\lambda)\epsilon_{xy}/\epsilon_{xx}^{1/2} \quad (1.8.11)$$

これを実数部、虚数部に分解して、 $\theta_F$ 、 $\eta_F$  は

$$\theta_F = -(\pi l/\lambda)(\kappa\epsilon_{xy}' - n\epsilon_{xy}'')/(n^2 + \kappa^2) \quad (1.8.12)$$

$$\eta_F = -(\pi l/\lambda)(n\epsilon_{xy}' + \kappa\epsilon_{xy}'')/(n^2 + \kappa^2)$$

のように、 $\epsilon_{xy}$  の実数部と虚数部の一次結合で表される。ここに、 $\epsilon_{xx} = (n + i\kappa)^2$  を用いた。

(ii) 磁気カー効果 反射の磁気光学効果は、磁気カー効果とよばれる。磁気カー効果には、図1.8.2に示す

ように、極カー効果、縦カー効果、横カー効果の3種類がある。

(1) 極カー効果 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よぶ。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。

$$\Phi_K = \theta_K + i\eta_K = \frac{\epsilon_{xy}}{(1 - \epsilon_{xx})\sqrt{\epsilon_{xx}}} \quad (1.8.13)$$

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、分母に由来する対角成分  $\epsilon_{xx}$  にも依存することがわかる。

(2) 縦カー効果 磁化の向きが反射面内において、かつ光の入射面に平行な場合を縦カー効果という。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。入射角とし、界面を透過した光の屈折角とすると、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、次式で与えられる。

$$\Phi_K = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} = \frac{\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_0 - \cos \varphi_2}{\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_0 + \cos \varphi_2} \frac{\epsilon_{xy} \cos \varphi_0 \sin \varphi_2}{\epsilon_{xx} \cos \varphi_2 (\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_2 + \cos \varphi_0) (\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_0 + \cos \varphi_2)} \quad (1.8.14)$$

(3) 横カー効果 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。この効果を横カー効果とよぶ。 $r_{sp}$  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、式(1.8.15)となる。

$$r_{pp} = \frac{\epsilon_{xx} \cos \varphi_0 - (\cos \varphi_2 + \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}} \sin \varphi_2)}{\epsilon_{xx} \cos \varphi_0 + (\cos \varphi_2 + \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}} \sin \varphi_2)} \quad (1.8.15)$$

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。

(iii) コットン・ムートン効果 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(図1.8.1(b))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物質を考える。磁化のない場合、この物質は複屈折をもたないが、磁化  $M$  が存在すると  $M$  の方向に一軸異性が誘起され、 $M$  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<sub>xy</sub> の実数部と虚数部を ε<sub>xy</sub>' と ε<sub>xy</sub>'' で表した。式(1.8.12)

z

方向  
の  
偏光

9

6

10/11/12

式(1.8.12)のように、ε<sub>xy</sub> の実数部と虚数部の一次結合で表される。

ここに、ε<sub>xx</sub> = (n + iκ)<sup>2</sup> を用いた。

(ii) 磁気カー効果 反射の磁気光学効果は、磁気カー効果とよばれる。磁気カー効果には、図1.8.2に示す



である。

$\epsilon$  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。

いま、簡単のため  $\epsilon_{xy} = 0$  として光学的遅延 (リターデーション)  $\delta$  を計算すると式(1.8.16)となる。

$$\delta = \omega(N_1 - N_2)l/c = \omega(\epsilon_{xx}^{1/2} - \epsilon_{zz}^{1/2})l/c \cong (\omega l/2c)(\epsilon_{xx}^{(2)} - \epsilon_{zz}^{(2)})M^2/(\epsilon_{xx}^{(0)1/2}) \quad (1.8.16)$$

ここに、 $\epsilon_{xx}(i)$ ,  $\epsilon_{zz}(i)$  は  $\epsilon$  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。

d. 磁気光学効果の物理的説明

(i) 磁気光学効果の起源の古典電子論的説明 磁気光学効果は、誘電率テンソルの非対角成分  $\epsilon_{xy}$  から生じる。誘電率テンソルの各要素は、電子の古典的運動方程式より次式を得る。

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx}(\omega) &= 1 - \frac{nq^2}{m\epsilon_0} \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2} \\ \epsilon_{xy}(\omega) &= \frac{nq^2}{m\epsilon_0} \frac{-i\omega\omega_c}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2} \\ \epsilon_{zz}(\omega) &= 1 - \frac{nq^2}{m\epsilon_0} \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2} \end{aligned} \quad (1.8.17)$$

ここに、 $\omega_c = eB/m^*$  はサイクロトロン角周波数である。自由電子の場合は、束縛のエネルギー  $\omega_0$  を 0 とおいて、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx}(\omega) &= 1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\gamma)}{\omega\{(\omega + i\gamma)^2 - \omega_c^2\}} \\ \epsilon_{xy}(\omega) &= \frac{-i\omega\omega_c}{\omega\{(\omega + i\gamma)^2 - \omega_c^2\}} \end{aligned} \quad (1.8.18)$$

ここに、 $\omega_p = \sqrt{ne^2/m^*\epsilon_0}$  は自由電子のプラズマ角周波数である。

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このような古典電子論では 3000 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。

(ii) 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。詳細は参考書に譲り、エネルギーが飛び飛びの単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、

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx}(\omega) &= 1 - (N_0q^2/m\epsilon_0) \sum_{n < m} \frac{\rho_n(f_x)_{mn}}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_{mn}^2} \\ \epsilon_{xy}(\omega) &= (iN_0q^2/2m\epsilon_0) \sum_{n < m} \frac{\rho_n\omega_{mn}\{(f_+)_{mn} - (f_-)_{mn}\}}{\omega\{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_{mn}^2\}} \end{aligned} \quad (1.8.19)$$

のように、ローレンツ型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、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} (f_x)_{mn} &= 2(m\omega_{mn}/\hbar e^2)|(P_x)_{mn}|^2 \\ (f_{\pm})_{mn} &= (m\omega_{mn}/\hbar e^2)|(P_{\pm})_{mn}|^2 \end{aligned} \quad (1.8.20)$$

ここに、 $P_{mn}$  は電気双極子遷移行列である。また、 $\rho_n = \exp(-P_n/kT)/\sum \exp(-P_n/kT)$  は、基底状態  $|n\rangle$  の分布を与える。

式(1.8.19)は、形の上では古典論から導かれた式(1.8.17)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を通じて式(1.8.21)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。式(1.8.19)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わかる。一方、非対角成分について、式(1.8.19)の第2式をみると、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。

一例として、図1.8.5(a)に示すような電子構造を考える。基底状態の軌道角運動量  $L=0$ 、励起状態の軌道角運動量  $L=1$  とする。磁化のないとき、右円偏光と左円偏光に対する遷移の差がないので磁気光学効果は生じない。強磁性状態において  $\uparrow$  スピンの準位と  $\downarrow$  スピンの準位のエネルギー差が大きいたる。スピン軌道相互作用によって、励起状態の軌道縮退が解け、右円偏光による遷移の中心の振動数  $\omega_+$  と左円偏光による遷移の中心の振動数  $\omega_-$  が異なる。これによって、誘電率テンソルの非対角成分の実数部は分散型、虚数部は左右に翼のあるベル型のスペクトルが得られる。

e. 非線形磁気光学効果

これまで述べた磁気光学効果はすべて線形の効果、つまり入射光と同じ波長の出射光についての磁気光学的応答を扱ってきた。これに対して磁性体に誘起された非線形分極によって発生した第2高調波 (SH) の出射光についての磁気光学応答が非線形磁気光学効果である。電気双極子近似の範囲では、2次の非線形分極の  $i$  成分  $P_i^{(2)}$  は、式(1.8.22)で表される。

$$P_i^{(2)}(2\omega) = \chi_{ijk}^{(2)}(2\omega; \omega, \omega) E_j^{(1)}(\omega) \cdot E_k^{(1)}(\omega) \quad (1.8.22)$$

のように表される。 $E_j^{(1)}$ ,  $E_k^{(1)}$  は一次光の電界の  $j$ ,  $k$  成分、 $\chi_{ijk}^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$  は二次の非線形感受率を与える3階のテンソルである。また、この式において繰り返される添え字については和をとるというテンソル演算の約束に従う。よく知られているように Fe, Co など中心対称性をもつ物質においては、3階のテンソルは 0 となるため、第2高調波発生 (SHG) が起きない。しかし、表面・界面においては、中心対称性が破れているので SHG を観測することができる。

式(1.8.19)の  $\rho_n$  は基底状態  $|n\rangle$  の分布を表し、式(1.8.21)で与えられる。D-マン

下向き P-マン

上向き P-マン

熱エネルギー  $kT$  に比べ

率 となる。

波長が  $\lambda/2$  の

うな

式(1.8.19)のように、ローレンツ型の分散曲線で表される。



生じる。

物質が磁化をもつと対称性が変化し選択則が変化するので、磁化に依存する磁気誘起 SHG (MSHG) がみられる。また、P(S)偏光の一次光を入射したとき、出射 SH 光の偏光方向は、入射光の偏光方向 P(S)から傾いた方向を向いており、磁化の向きを変えると、偏光方向は P(S)面について対称に向きを変える。この効果のことを非線形磁気カー効果 (NOMOKE) という。

この効果は中心対称をもつバルクでは弱く、対称性の破れる表面界面で強く現れるので、磁性/非磁性人工格子の表面・界面の磁性の評価にも用いることができる。この効果は、線形磁気光学効果にはない新しい観測手段としての多くの情報を提供するので、磁性人工格子の研究に欠くことのできない技術になりつつある<sup>6)</sup>。

一例として、Fe の非線形カー回転角の入射角依存性を図 1.8.6 に示す。Fe の線形の線磁気カー回転はせいぜい 0.1° 程度であるのに対し、非線形カー回転は入射角を小さくしたとき、80° にも達することが報告されている<sup>7)</sup>。また、反強磁性の Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> において SH 光のスペクトルが左右円偏光に対して異なる選択則をもち、隣接する反強磁性磁区においては、この選択則が逆転するという報告が行われている<sup>8)</sup>。

f. 近接場磁気光学<sup>9)</sup>

通常のレンズ光学系を用いて識別できる最小距離  $d$  は、回折限界で決まる値  $d = 0.6\lambda/NA$  より小さくすることができない。したがって、通常の光学系で解像度を上げるには、波長  $\lambda$  を短くするか、レンズの開口数  $NA$  を上げるしか方法がないが、近接場を使うと波長に依存せず超解像を得ることができる。

近接場とは何であろうか。はじめに図 1.8.7 のような全反射光学系を考えよう。媒質 1 の屈折率が媒質 2 の屈折率より小さいとき、媒質 2 から入射した光のうち臨界面より大きな入射角をもつものは、媒質 1 へ伝搬することができず、全反射する。このとき、媒質 1 側には、境界面から垂直方向に指数関数的に減衰する電磁界が存在する。このような光の場を近接場またはエバネッセント場とよぶ。

近接場が観測されるのは、全反射系に限ったことではない。図 1.8.8 に示すように、伝搬する光の場の中に波長より小さな微小物体 (直径  $d$  の球とする) を置くと、この物体中には電気双極子が誘起されるが、この双極子がつくる振動電界のうち、小球の直径程度のごく近傍にある電磁界は伝搬せず、距離とともに単調に減衰する。この光の場は、近接場である。

近接場の中に微小な散乱体を置くと、ふたたび伝搬光となるので微小な散乱体を観測することが可能になる。このような近接場を用いて、微小な物体を観測しようというアイデアはかなり以前から提案されていたが、技術的困難さのため長い間実現しなかった。実用的な SNOM の原型となったのは、1984 年の Pohl らの論文であった<sup>10)</sup>。SNOM による最初のイメージングは 1985 年になされ、20 nm という高分解能が得られた<sup>11)</sup>。その後、細く引き伸ばされた

マイクロピペットを用いた SNOM が開発され<sup>12)</sup>、ピペットのテーパを改良し液体を満たすことによって空間分解能が向上し、実用レベルの SNOM が実現した<sup>13)</sup>。最近では、マイクロピペットの代わりに細く絞った光ファイバを用いるのが主流となった。

細く絞ったファイバ光学系の先端に設けられた波長より小さな開口を第 1 の散乱体と考え、ここから漏れ出している近接場中に置かれた微小な構造を第 2 の散乱体とみてこの散乱光を検出する。このファイバプローブの開口部を物質の表面上で走査することにより、光の回折限界以下の画像化を行うのが、走査型近接場光学顕微鏡 SNOM (scanning near-field optical microscope) である。この場合は、ファイバプローブが光源側なので照射モードの SNOM とよばれる。逆に、第 1 の散乱体として物質の微細構造を考え、第 2 の散乱体としてファイバプローブ先端の開口を考える場合を検出モードの SNOM という。

SNOM を利用して微小な磁気構造を観察する研究は 1992 年の Betzig らによる報告<sup>14)</sup> 以来、盛んに行われるようになり、その後、プローブの改良<sup>15)</sup>、制御方法<sup>16), 17)</sup>、解析法<sup>18)</sup>、アーティファクト<sup>19)</sup> などに関する研究が多く報告されるようになった。照射モードを考えた場合、プローブから出た近接場光は伝搬しない光であるが、光の偏光性は保存されているので散乱体によって伝搬光に変換されると散乱体の磁気光学効果を受ける。

g. 光磁気効果<sup>20)</sup>

光照射による磁性の変化を一般に光磁気効果 (広義) というが、これには、狭義の光磁気効果 (光誘起磁化、光誘起初透磁率変化など) と光の吸収による発熱に基づく磁化の温度変化 (正確には熱磁気効果) が含まれる。

(i) 光誘起磁化 光誘起磁化の例としては、逆ファラデー効果がある。円偏光ルビレーザ光を、まわりにピックアップコイルを巻いたルビの  $c$  面に照射すると、ピックアップコイルに電圧を誘起する現象がみられる。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<sup>21)</sup>。この効果は、ほかの 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>22)</sup>。遷移金属を含まない有機分子においても 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>23)</sup>。このほか、磁性体超微粒子を分散したグラニューラ構造をもつ物質に光を照射することにより、磁化を誘起する例が報告されている。光励起によって電子・正孔が母体物質に生成され、それらが微粒子の磁気モーメントをそろえ合う交換相互作用の媒体となっていると考えられる<sup>24)</sup>。

(ii) 光誘起初透磁率変化 初透磁率が光照射によって減少し、照射を止めると回復する現象が YIG などにおいて観測されている<sup>25)</sup>。この効果は、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

走査型近接場顕微鏡

# 再配列相転移がおきる。これを

と再解放，電子正孔対の再結合などが関係するとされる。

(iii) 光誘起スピン再配列 反強磁性体  $R\text{CrO}_3$  は不等価な四つの 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，9.7 K 以下で反強磁性体であるが，この温度以上ではキャント型の弱強磁性となる。反強磁性相において，Cr の配位子場遷移を共鳴的に励起すると，光誘起スピン再配列とよぶ<sup>25)</sup>。

(iv) 熱磁気効果 光磁気記録，光アシスト磁気記録には，レーザー光による熱磁気効果が用いられる。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，残りは磁性体中に吸収されるが，金属の場合，光は表面で直ちに熱に変換されると考えられる。キュリー温度記録では，希土類遷移金属合金磁性体にレーザー光を照射し，キュリー温度以上に加熱したとき磁化が消滅するが，冷却の際周囲からの反磁界によって周囲とは逆向きに磁化を受けることによって磁化反転する現象を利用する。補償温度記録の場合，補償温度以上でレーザー照射すると保磁力が減少し，周囲からの反磁界で反転が起き，冷却の際保磁力が増大することを利用する。実際の光磁気記録では，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<sup>26)</sup>。1 Tb/in<sup>2</sup> を超える超高記録密度には，高保磁力の媒体が使われるが，弱いヘッド磁界では記録できないため，光照射による保磁力の低下を使って磁化反転をアシストする熱アシスト磁気記録が検討されている<sup>26)</sup>。

最近，希土類遷移金属合金膜において，サブピコ秒の超短パルス円偏光の照射によって，ヘリシティに依存して磁化反転が起きることが報告され，その起源について議論が進められている<sup>29)</sup>。

(v) 熱誘起スピン再配列 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，磁界中にいた希土類オ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>30)</sup>。

## 参考文献

- 1) 佐藤勝昭，“光と磁気 [改訂版]” 第 2 章 pp. 5-19，朝倉書店 (2001)。
- 2) 佐藤勝昭，前掲書，第 3 章 pp. 24-54。
- 3) 佐藤勝昭，前掲書，第 4 章 pp. 61-80。
- 4) 佐藤勝昭，“新しい磁気と光の科学” (菅野暁，小島齋道，佐藤勝昭，対馬国郎編)，(2001) 第 6 章 pp. 141-174，講談社。
- 5) Y. R. Shen, “The Principles of Nonlinear Optics”, John Wiley & Sons, (1984).
- 6) Th. Rasing, “Nonlinear magneto-optical studies of ultra thin films and multilayers”, Nonlinear Optics at Metallic Interfaces, K. H. Bennemann ed. Oxford Univ. Press (1997).
- 7) Th. Rasing, M. Groot Koerkamp, B. Koopmans, *J. Appl. Phys.*, **79**, 6181 (1996).
- 8) M. Fiebig, D. Fröhrich, G. Sluyterman, R. V. Pisarev, *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 2906 (1995).

- 9) 佐藤勝昭，前掲書 4)，第 8 章 pp. 205-238。
- 10) D. W. Pohl, W. Denk, M. Lanz, *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 651 (1984).
- 11) D. W. Pohl, W. Denk, U. Dürig, *Proc. SPIE*, **565**, 56 (1985).
- 12) A. Harootunian, E. Betzig, M. Isaacson, A. Lewis, *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 674 (1988).
- 13) E. Bezig, J. K. Trautman, T. D. Harris, J. S. Weiner, R. L. Kostelak, *Science*, **251**, 1468 (1991).
- 14) E. Betzig, J. K. Trautman, R. Wolfe, E. M. Gyorgy, P. L. Finn, M. H. Kryder, C.-H. Chang, *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 142 (1992).
- 15) T. Yatsui, M. Kourogi, M. Ohtsu, *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2090 (1998).
- 16) J. W. P. Hsu, Mark Lee, B. S. Deaver, *Rev. Sci. Instrum.*, **66**, 3177 (1995).
- 17) B. L. Petersen, A. Bauer, G. Mayer, T. Crecelius, G. Kaindl, *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 538 (1998).
- 18) E. B. McDaniel, S. C. McClain, J. W. P. Hsu, *Appl. Opt.*, **37**, 84 (1998).
- 19) H. Hatano, Y. Inoue, S. Kawata, *Jpn. Appl. Phys.*, **37**, L1008 (1998).
- 20) 佐藤勝昭，前掲書 1) 第 2 章 pp. 20-22。
- 21) T. Tamaki, K. Tsushima, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **45**, 122 (1978).
- 22) 高木芳弘，嶽山正二郎，足立 智，応用物理，**64**, 241 (1995)。
- 23) Y. Takagi, *Chem. Phys. Lett.*, **119**, 5 (1985).
- 24) S. Haneda, M. Yamaura, Y. Takatani, K. Hara, S. Harigae, H. Muneke, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39**, L9 (2000).
- 25) U. Enz, R. Metselaar, P. J. Rijnierse, *J. Phys. (France)*, **C1**, 703 (1970).
- 26) T. Tamaki, K. Tsushima, *J. Magn. Magn. Mater.*, **31-34**, 571 (1983).
- 27) 佐藤勝昭，前掲書 1) 第 7 章 p. 168。
- 28) W. A. Challener, Chubing Peng, A. V. Itagi, D. Karns, Wei Peng, Yingguo Peng, XiaoMin Yang, Xiaobin Zhu, N. J. Gokemeijer, Y.-T. Hsia, G. Ju, Robert E. Rottmayer, Michael A. Seigler, E. C. Gage, *Nature Photonics*, **3**, 220 (2009).
- 29) C. D. Stanciu, A. V. Kimel, F. Hansteen, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, *Phys. Rev. B*, **73**, 220402 (R) (2006).
- 30) 玉城孝彦，電子情報通信学会論文誌，**J60-C**, 251 (1977)。

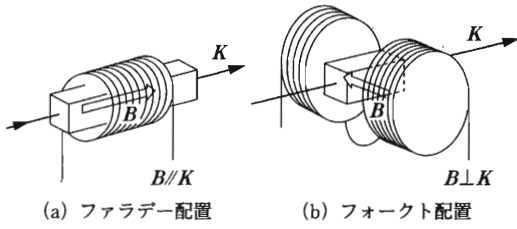
## 1.8.2 磁気と熱

磁気が付随する熱現象として，従来最も研究されてきたのは磁性体の熱力学に関与した磁気熱量効果である。最初に磁気熱量効果を中心に紹介し，次に磁気冷凍への応用に関係する代表的な磁性体の特徴を概説する。後半では，電荷キャリア輸送に関係する熱電効果におけるスピン自由度に由来した増大現象，さらにスピントロニクス研究においてスピンと熱輸送が関連した新しい現象として発見されたスピンゼーベック効果についても簡単に紹介する。

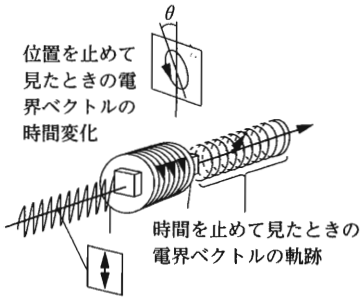
### a. 磁気熱量効果

(i) 磁性体の熱力学 熱力学における諸量の関係は普遍性を有し，磁性体についても理想気体における場合と同様に扱うことができる<sup>1-3)</sup>。磁性体のヘルムホルツ自由エネルギー  $F$  およびギブス自由エネルギー  $G$  は，エント

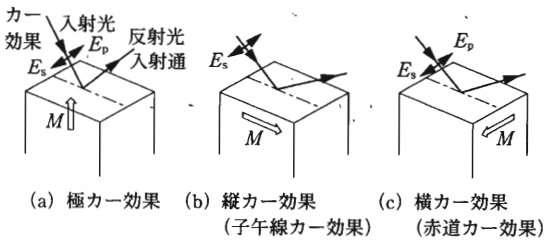




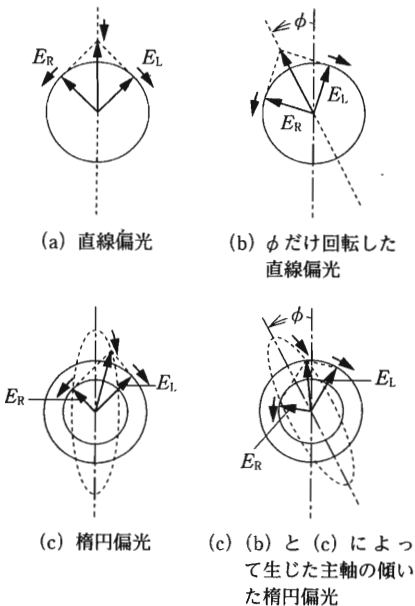
✓ 図 1.8.1 磁気光学配置



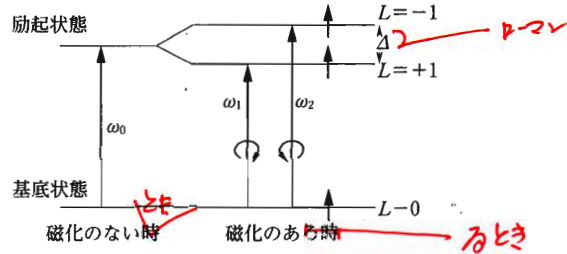
✓ 図 1.8.2 ファラデー効果の説明図



✓ 図 1.8.3 磁気カー効果

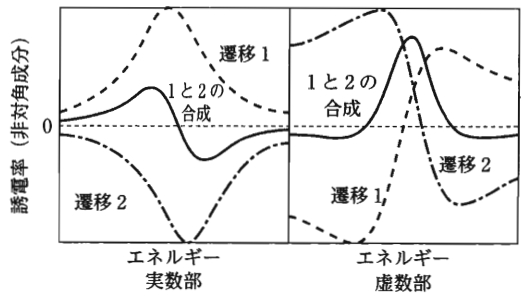


✓ 図 1.8.4 旋光性と円二色性の説明図

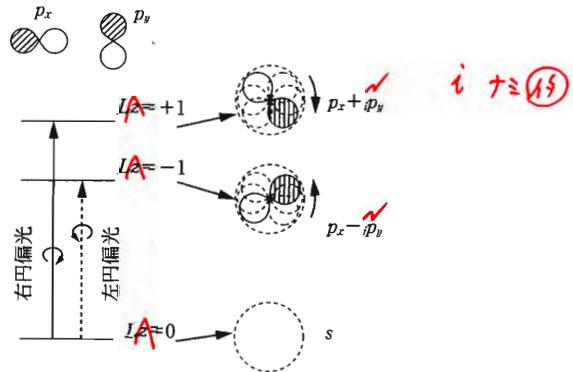


(a) 反磁性型磁気光学スペクトルをもたらす電子構造モデル (基底状態に軌道縮退がなく、交換相互作用が十分大きく↑スピンのみが占有されているとする。また励起状態がスピン軌道相互作用によって分裂しているとする)

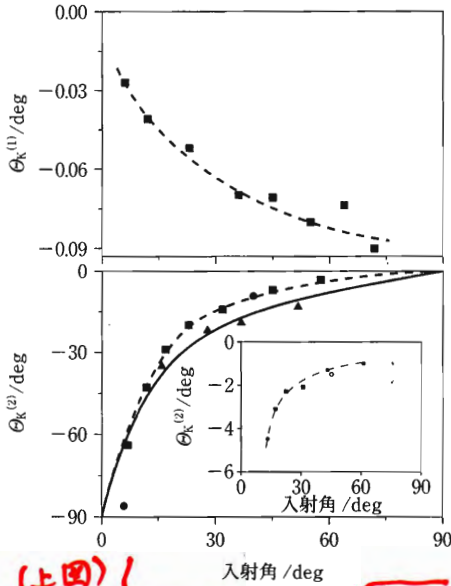
裂



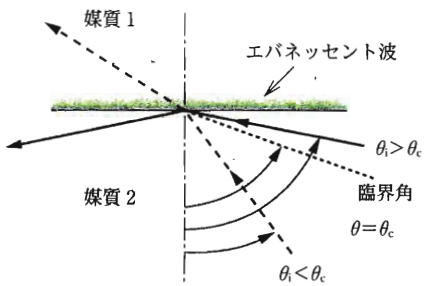
(b) 反磁性型磁気光学スペクトル  $\epsilon_{sg}$  の形状



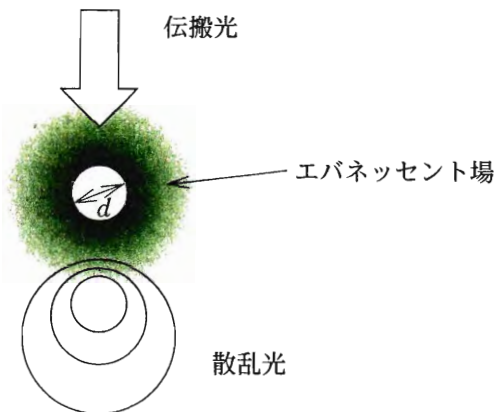
✓ 図 1.8.5 スピン軌道分裂と磁気光学効果



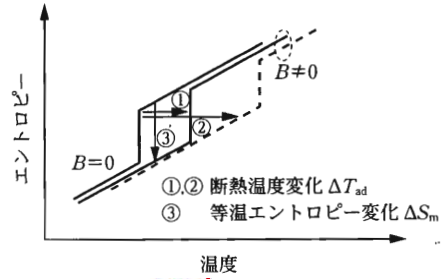
✓ 図 1.8.6 Fe 薄膜における線形および非線形カー回転角の入射角依存性



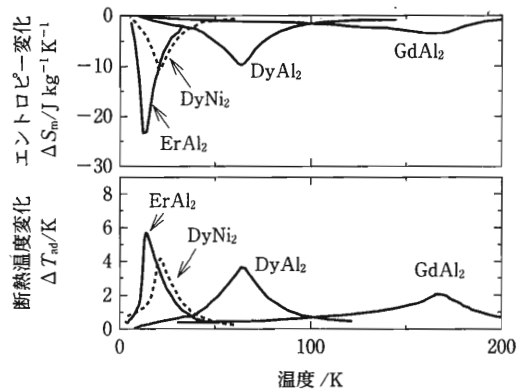
✓ 図 1.8.7 全反射光学系におけるエバネッセント場



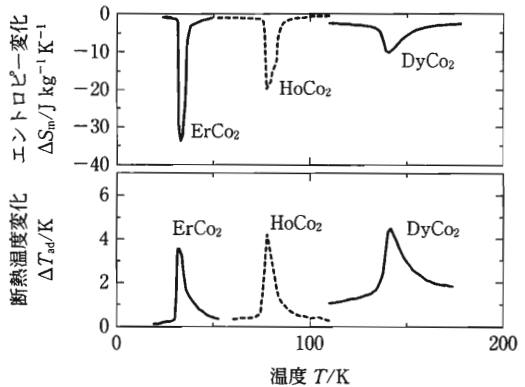
✓ 図 1.8.8 散乱体のつくるエバネッセント場に置かれた第2の散乱体



✓ 図 1.8.9 強磁性-常磁性 1 次相転移の相転移温度  $T_C$  近傍におけるエントロピーの温度変化の模式図。点線は印加磁場あるいは磁場に対する  $T_C$  の変化が相対的に大きい場合に相当する。



✓ 図 1.8.10  $RAl_2$  ( $R=Er^{13}, Dy^{14}$ ) および  $Gd^{15}$ ) と  $DyNi_2^{14}$  の磁気エントロピー変化  $\Delta S_m$  と断熱温度変化  $\Delta T_{ad}$  の温度依存性



✓ 図 1.8.11  $RCO_2$  ラーベス相化合物 ( $R=Er^{16}, Ho^{17}$  および  $Dy^{21}$ ) の磁気エントロピー変化  $\Delta S_m$  および断熱温度変化  $\Delta T_{ad}$  の温度依存性