

磁気光学効果/光磁気記録

(光・磁気の基礎とその応用)

佐藤勝昭

東京農工大学

1. はじめに

磁気光学効果は、光磁気記録(MO, MD), 光アイソレータ, 電流磁界センサ, 非接触磁気観察などに幅広く応用されている磁気付随の物理現象である。磁気光学効果のマクロな起源は、磁化を有する物質における誘電率テンソルの非対角成分に求めることができるが、そのミクロな起源は、磁性体の電子構造にある。このセミナーでは、はじめに磁気光学効果の基礎について述べ、その応用技術の一つである光磁気記録について簡単に述べる¹。

2. 磁気光学効果の基礎

2.1 光の伝搬と磁気光学効果

2.1.1 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(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 θ_F は、

$$\theta_F = -(\theta_R - \theta_L)/2 = -\Delta\theta/2 \quad (1)$$

となる。ここに θ_R は右円偏光の位相、 θ_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 η_F は、

$$\eta_F = \tan^{-1}\{(E_R - E_L)/(E_R + E_L)\} \quad (2)$$

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。

$$\theta_F = -\Delta\theta/2 = -\omega(n_+ - n_-)l/2c = -\pi\Delta n l/\lambda \quad (3)$$

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 κ_+ 、左円偏光の消光係数を κ_- とすると、

$$\eta_F = \frac{\exp(-\omega\kappa_+l/c) - \exp(-\omega\kappa_-l/c)}{\exp(-\omega\kappa_+l/c) + \exp(-\omega\kappa_-l/c)} \quad (4)$$

$$\approx -\pi\Delta\kappa l/\lambda$$

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

$$\Phi_F = \theta_F + i\eta_F = -\pi(\Delta n + i\Delta\kappa)l/\lambda = -\pi\Delta N l/\lambda \quad (5)$$

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

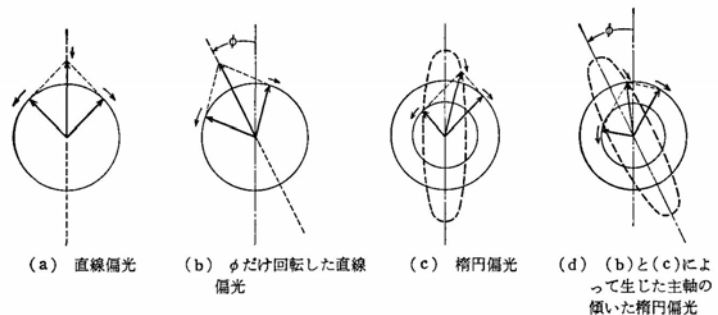


図 1 旋光性と円二色性の起源

- (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。

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \tilde{\epsilon} \mathbf{E} \quad (6)$$

で表される。ここに ϵ_0 は真空の誘電率で、 $\tilde{\epsilon}$ は比誘電率と呼ばれる。一般に \mathbf{E} も \mathbf{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。

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (7)$$

ここに、対角成分 ϵ_{xx} , ϵ_{zz} は磁化 M の偶数次、非対角成分 ϵ_{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。

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。

$$N_{\pm}^2 = \epsilon_{xx} \pm i\epsilon_{xy} \quad (8)$$

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、 $N_+ = N_-$ 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。従って、非対角成分 ϵ_{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(5)より、複素旋光角 Φ は右円偏光と左円偏光に対する複素屈折率の差 ΔN 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 ϵ_{xy} によって表すことができる。 ϵ の実数部を ϵ' 、虚数部を ϵ'' と表すとすれば、式(9)から

$$\Delta N = N_+ - N_- = (\epsilon_{xx} + i\epsilon_{xy})^{1/2} - (\epsilon_{xx} - i\epsilon_{xy})^{1/2} \cong i\epsilon_{xy} / \epsilon_{xx}^{1/2} \quad (9)$$

を得る。これを式(6)に代入して

$$\Phi_F = -\pi \Delta N \ell / \lambda = -(i\pi \ell / \lambda) \epsilon_{xy} / \epsilon_{xx}^{1/2} \quad (10)$$

が得られる。これを実数部、虚数部に分解して、 θ_F , η_F は、

$$\theta_F = -(\pi \ell / \lambda) (\kappa \epsilon_{xy}' - n \epsilon_{xy}'') / (n^2 + \kappa^2) \quad (11)$$

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

のように、 ϵ_{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。)

2.1.2 磁気カー効果

反射の磁気光学効果は、磁気カー効果と呼ばれる。磁気カー効果には、図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。

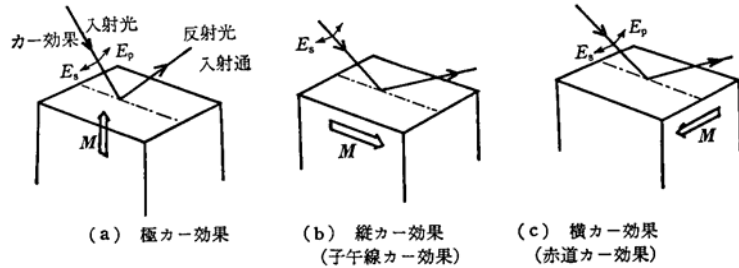


図2 磁気カー効果

a. 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 ϵ_{xy} の関係式を導くことができる。

$$\Phi_K = \theta_K + i\eta_K = \frac{\epsilon_{xy}}{(1 - \epsilon_{xx}) \sqrt{\epsilon_{xx}}} \quad (12)$$

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

b. 縦カー効果

磁化の向きが反射面内であって、かつ光の入射面に平行な場合を縦カー効果と称す。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 φ_0 とし、界面を透過した光の屈折角 φ_2 とすると、複素カー回転角 Φ_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、

$$r_{pp} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{xx}} \cos \varphi_0 - \cos \varphi_2}{\sqrt{\varepsilon_{xx}} \cos \varphi_0 + \cos \varphi_2} \quad (13)$$

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

によって与えられる。

c. 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呼ぶ。 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、

$$r_{pp} = \frac{\varepsilon_{xx} \cos \varphi_0 - \left(\cos \varphi_2 + \frac{\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}} \sin \varphi_2 \right)}{\varepsilon_{xx} \cos \varphi_0 + \left(\cos \varphi_2 + \frac{\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}} \sin \varphi_2 \right)} \quad (14)$$

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

2.1.3 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配置 (図 3(a)) の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 (図 3(b)) の磁気光学効果である。この効果は磁化 \mathbf{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 \mathbf{M} が存在すると \mathbf{M} の方向に一軸異方性が誘起され、 \mathbf{M} 方向に振動する直線偏光 (常光線) と \mathbf{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 $\varepsilon_{xx}(\mathbf{M})$ と $\varepsilon_{zz}(\mathbf{M})$ 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 \mathbf{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 \mathbf{M} の偶数次となる。

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) δ を計算すると

$$\delta = \omega(N_1 - N_2)l / c = \omega(\varepsilon_{xx}^{1/2} - \varepsilon_{zz}^{1/2})l / c \cong (\omega l / 2c)(\varepsilon_{xx}^{(2)} - \varepsilon_{zz}^{(2)})M^2 / (\varepsilon_{xx}(0)^{1/2}) \quad (15)$$

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

2.2 磁気光学効果の物理

2.2.1 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 ε_{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 [付録 1] より

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = 1 - \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2}$$

$$\varepsilon_{xy}(\omega) = \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{-i\omega\omega_c}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2} \quad (16)$$

$$\varepsilon_{zz}(\omega) = 1 - \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}$$

を得る。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 ω_0 を 0

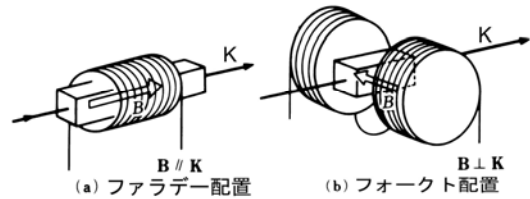


図 3 磁気光学配置

と置いて、

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx}(\omega) &= 1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\gamma)}{\omega\{(\omega + i\gamma)^2 - \omega_c^2\}} \\ \varepsilon_{xy}(\omega) &= \frac{-i\omega_p^2\omega_c}{\omega\{(\omega + i\gamma)^2 - \omega_c^2\}} \end{aligned} \quad (17)$$

となる。ここに、 $\omega_p (= \sqrt{ne^2/m^* \varepsilon_0})$ 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果たしてこのような古典電子論では 5×10^4 テスラ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。

2.2.2 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。【付録2】詳細は参考書に譲り、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、

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = 1 - (N_0 q^2 / m \varepsilon_0) \sum_{n < m} \frac{\rho_n (f_x)_{mn}}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_{mn}^2} \quad (18)$$

$$\varepsilon_{xy}(\omega) = (i N_0 q^2 / 2 m \varepsilon_0) \sum_{n < m} \frac{\rho_n \omega_{mn} \{(f_+)_{mn} - (f_-)_{mn}\}}{\omega \{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_{mn}^2\}}$$

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、

$$(f_x)_{mn} = 2(m\omega_{mn}/\hbar e^2) |(P_x)_{mn}|^2 \quad (19)$$

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

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、

$$\rho_n = \exp(-P_n/kT) / \sum \exp(-P_n/kT) \quad (20)$$

は、基底状態 $|n\rangle$ の分布を与える。

式(18)は、形の上では古典論から導かれた式(16)とよく似た式になっているが、 ω_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(20)の分布関数に影響を与えるとともに、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(18)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、(18)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。

一例として、図4(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。磁化の無いとき、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め、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 ω_+ と左円偏光による遷移の中心の振動数 ω_- が異なる。これによって、誘電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。

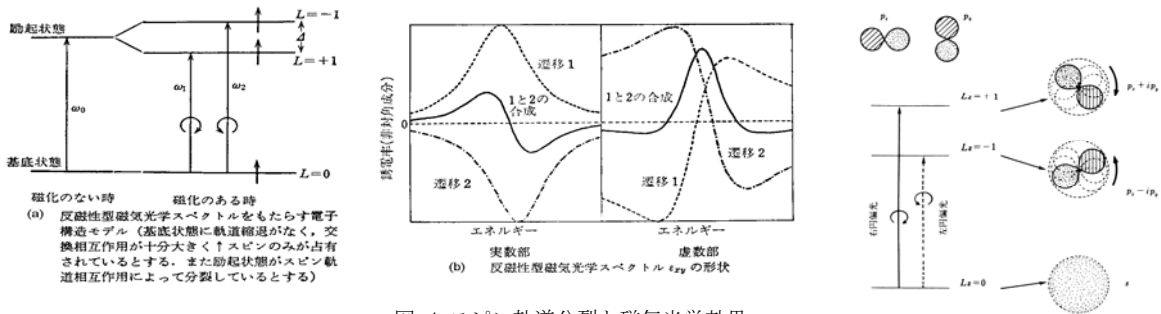


図4 スピン軌道分裂と磁気光学効果

3. 磁気光学効果の応用

3.1 光磁気ディスク

3.1.1 原理

図 5 に、光磁気ディスクの記録の原理図を示す。磁気記録媒体としては保磁力の大きな垂直磁化膜が使われる。この膜は予めある方向（図では下向き）に 10kOe ($\approx 800\text{kA/m}$) 程度の強い磁界で磁化してあり、記録したい部分のみをレーザー光で局所的に加熱しキュリー温度(T_c)以上にするとともに、逆方向の磁界を与えると、冷却時にその部分の磁化が反転して、マークが記録される。これが光磁気記録の原理である。この記録方式は熱磁気記録、あるいは、キュリー温度記録と呼ばれる。光磁気記録された記録マークの磁気光学効果による再生について述べる。図 6 に模式的に示すように、半導体レーザーの光を偏光子を通して直線偏光とし、レンズにより光磁気膜に焦点を結ばせ、反射されて戻ってきた光の偏光が、記録された磁区の磁化に応じた磁気光学効果を受けて回転することを利用して電気信号に変えて再生する。

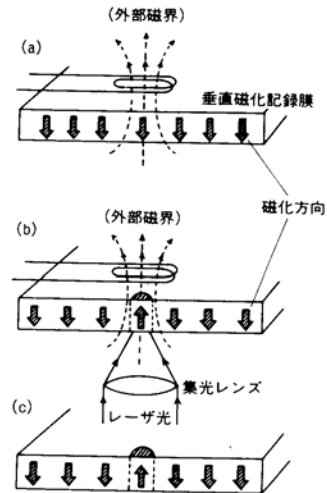


図 5 光磁気ディスク記録原理図

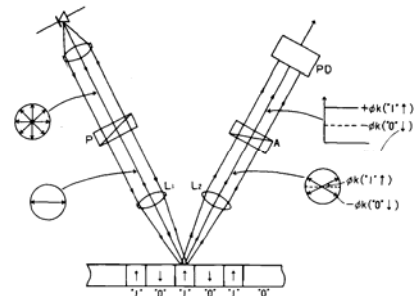


図 6 光磁気ディスク再生原理

3.1.2 光磁気ディスク媒体の構造と磁気特性

図 7 は $3.5''$ 光磁気ディスクの構造を模式的に示している。プラスチックの溝付き基板に、保護膜として透明な誘電体の薄膜が蒸着され、その上に光磁気記録用磁性膜がスパッタ法によってつけられており、さらに、保護膜と Al などの反射膜で覆われている。それぞれの膜厚は $0.1\mu\text{m}$ 程度である。オーバーライト(重ね書き)用や、磁気誘起超解像(MSR)用のものでは、磁性膜の部分をさらに細分化した複合膜構造のものが使われる。反射層の上を樹脂で保護しディスクに仕上げる。

光磁気記録に用いる材料は、熱磁気記録特性と磁気光学再生特性の両方の要請を満たしていなければならない。磁気特性から見た場合、特に重要なものは、まず、磁化が膜面に垂直に向いており、小さな磁区が安定に存在できることである。すなわち、垂直磁気異方性エネルギー K_u が反磁界の静磁エネルギー $2\pi M_s^2$ より大きく、さらに磁化 M_s と保磁力 H_c の積が大きいことが必要である。これは最小円筒磁区の大きさ d が $M_s \cdot H_c$ 積に逆比例するからである。また、記録したマークを効率よく読み出すためには、媒体の再生性能が高いことと、媒体の表面が一様であることが要求される。

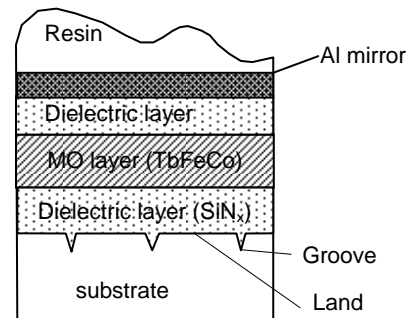


図 7 光磁気ディスクの構造

光磁気材料としては、アモルファス希土類遷移金属薄膜(以下ではアモルファス R-TM 膜と略称)が使われている。アモルファス材料は、大面積を均一に作ることができること、低基板温度で製膜するのでプラスチック基板が使えること、粒界がなくノイズレベルが低いことなどの特徴をもつ。さらに、アモルファス R-TM 合金薄膜は垂直磁化膜なので、記録密度の向上が見込めること、極カー回転が比較的大きいこと、キュリー温度が低く弱いレーザーでも十分な記録感度をとれること、補償温度をもち室温付近で記録磁区が安定であるなど多くの長所がある。希土類(R)としては主として Tb が、遷移金属(TM)としては Fe, Co が使われている。一例としてアモルファス TbFe の磁性を説明する。Fe の磁気モーメントは強磁性的にそろい副ネットワーク磁化 M_{Fe} を持っているのに対し、

光磁気材料としては、アモルファス希土類遷移金属薄膜(以下ではアモルファス R-TM 膜と略称)が使われている。アモルファス材料は、大面積を均一に作ることができること、低基板温度で製膜するのでプラスチック基板が使えること、粒界がなくノイズレベルが低いことなどの特徴をもつ。さらに、アモルファス R-TM 合金薄膜は垂直磁化膜なので、記録密度の向上が見込めること、極カー回転が比較的大きいこと、キュリー温度が低く弱いレーザーでも十分な記録感度をとれること、補償温度をもち室温付近で記録磁区が安定であるなど多くの長所がある。希土類(R)としては主として Tb が、遷移金属(TM)としては Fe, Co が使われている。一例としてアモルファス TbFe の磁性を説明する。Fe の磁気モーメントは強磁性的にそろい副ネットワーク磁化 M_{Fe} を持っているのに対し、

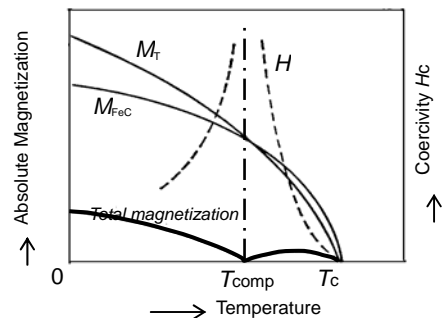


図 8 TbFeCo の副格子磁化の温度変化

Tb の磁気モーメントの向きは分布をもち、その合成磁気モーメントが作る副ネットワーク磁化 M_{Tb} は、Fe のそれと反強磁性的に結合している。図 8 に TbFeCo の磁化の温度依存性を模式的に示す。実線で示すように M_{Tb} と M_{FeCo} とは温度依存性が異なるので、両者を合成した全磁化 M_s (太い実線) には両者が打ち消しあってゼロとなる温度が存在する。この温度を補償温度 (T_{comp}) と称している。 T_{comp} 以上では TM の磁化が優勢となり全体の磁化の向きは TM の磁化と同じ向きになるのに対し、 T_{comp} 以下では、 R の磁化が優勢となり全体の磁化は R の磁化方向を向くので、 R と反強磁性的に結合している TM の磁化は全体の磁化とは逆方向になる。 T_{comp} が室温付近にくるもの (R が約 25%) を補償組成、 T_{comp} が室温より高いものを希土類リッチ組成、低いものを遷移金属リッチ組成と呼ぶ。図 8 に見られるように、全磁化 M_s は T_{comp} 以上でいったん上昇した後緩やかに減少し、キュリー温度 (200°C 程度) 以上になると消失する。

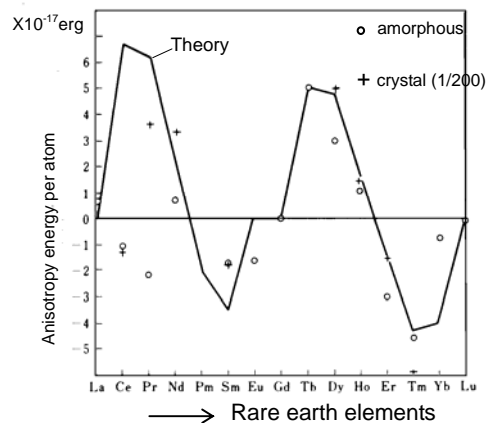


図 9 R-Co 膜における R と磁気異方性の関係

アモルファス R-TM 合金の垂直磁気異方性については、図 9 に示すように希土類の種類を変えること大幅に変化することから、R の 1 イオン異方性が寄与していることがわかる²。また、スパッタ製膜時にできる R-R の原子対が軌道の異方性をもたらし、スピン軌道相互作用を通じて磁気異方性に寄与しているということも知られている。

アモルファス R-TM 合金の磁気光学スペクトルについては、光磁気記録に用いられている光源の波長 680nm に対して磁気光学効果は主として TM から生じているので、 T_{comp} においては全体の磁化がゼロであるにもかかわらず、磁気光学効果が観測される。

3.1.3 記録のメカニズム

レンズを使ってレーザー光線を絞り込むと、波長の程度の小さなスポットにすることができる。正確にいうと、対物レンズの開口数を NA とすると、分解できる最小距離 d は波長を λ として、

$$d=0.6\lambda/NA$$

で与えられる。ここに、 $NA=nsin\alpha$ である。ただし n はレンズのまわりの媒体の屈折率、 α はレンズの開口角を表す。 NA は 0.5 の程度の数値であるから、 d は波長と同程度の大きさとなる。よく用いられる半導体レーザーの波長はおおよそ 700 nm であるから、 $1\mu m$ 以下の小さなスポットにレーザー光を集めることができる。記録時のレーザーパワーを 10mW とすると、 $10^6 W/cm^2$ という高いエネルギー密度である。この光を吸収して、磁気記録媒体の温度は $150^\circ C \sim 200^\circ C$ 程度上昇する。照射された部分は図 10 のようにガウス形の温度分布となる。

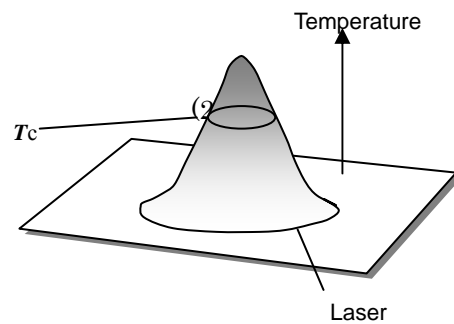


図.10 レーザスポットと温度分布

レーザー光を照射したスポットのうち T_c 以上に加熱された部分のみ磁化が失われる。加熱された部分が室温に戻るとき、まわりの部分からの逆向きの磁界を受けて磁化反転を起こす。この際に永久磁石やコイルで磁界を印加して磁化反転を助けてやると磁化反転が完全に行われる。外部磁界が広い領域に加わっていたとしても、加熱されて T_c 以上になった部分のみが外部磁界による磁化反転を受けるので、狭い領域に選択的にビットを記録することが可能となる。また、温度が T_c を超える部分は図 10 からわかるように光スポットより小さいので、波長の数分の 1 の磁区でさえも記録することが可能である。また、後述の磁界変調記録を採用すると、スポットが少しずつ移動して重ね書きするので、 $0.1\mu m$ 以下の小さなマークでも記録することができる。

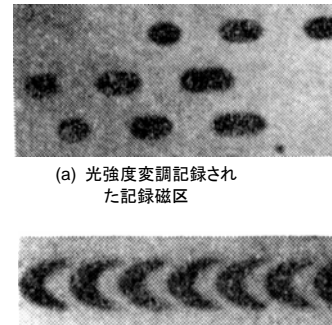
記録磁区の安定性を決めるのが保磁力 H_c である。 H_c は、磁気異方性エネルギー K_u に比例し全磁化 M_s に逆比例するので図 8 に破線で示すように、 T_{comp} で発散的に増大する。通常、光磁気膜には補償

組成付近の組成(Tb25%付近)を用いるので、室温付近での H_c が 5kOe 程度の大きな値を持つように調整することが可能で、これにより記録された磁区が室温で安定に存在する。この考え方は、ハイブリッド記録(後述)にも使われている。

垂直磁化膜において半径 r の円筒状の磁区がどのような大きさで存在できるかは、Huthによれば、さまざまな磁気的エネルギーのバランスで決まる³。外部磁界と漏れ磁界は磁区を縮小する方向に働き、磁壁のエネルギーや磁化の勾配は H_c を下げ磁区を拡大する方向に働く。レーザスポット内の温度分布を考慮して、Huthの式をコンピュータによってシミュレートすることができる。シミュレーションの結果、 $0.5\mu\text{m}$ 以下の磁区でも十分安定に存在できることが示されている。

3.1.4 光強度変調と磁界変調

電気信号をどのようにして光磁気記録しているのだろうか。記録のやり方には2種類あって、(a)記録したい電気信号をレーザ光の強弱に変えて記録する「光強度変調(LIM)記録方式」と、(b)光信号の強度はそのまま磁界の強さを変調する「磁界変調(MFM)記録方式」とがある。LIM方式で記録されたマークは、図11(a)のように、長円形であるが、MFMで記録されたマークは図11(b)に示すように矢羽根形状となる。LIMの利点は磁気ヘッドを必要としないためドライブがシンプルになることであるが、重ね書きのためには、複雑な交換結合膜を用いる必要がある。一方、MFM方式では磁気ヘッドを必要とし、十分な浮上量を確保するためには強い磁界を必要とするため、ドライブの構成がやや面倒であるが、通常の磁気記録と同じであるから重ね書きが容易で、小さな記録磁区を安定に記録できるという利点を持つ。



(a) 光強度変調記録された記録磁区

(b) 磁界変調記録された記録磁区

図 11 光磁気記録されたビットの磁気力顕微鏡像

3.1.5 磁気誘起超解像(MSR)技術

次に、磁気誘起超解像(MSR)技術について述べる。これは、読み出しに用いるレーザの波長よりも小さなビットを読み出すための技術である。この媒体は、交換結合した読み出し層/記録層から構成されている。これには、図12に示すようにFAD(フロントアパーチャ検出)、RAD(リアアパーチャ検出)、CAD(センターアパーチャ検出)という3つの再生方式がある。

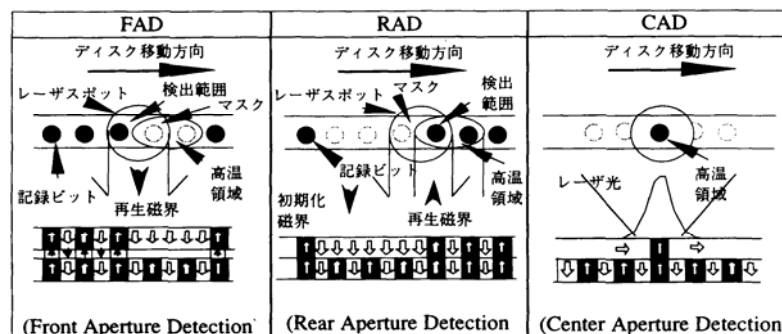


図 12 磁気誘起超解像

FAD, RADのポイントは、読み出しの際のレーザ光による高温部分が一樣ではなく一部に集中しており、回転に伴って、高温部がやや後方に偏ることを利用している。FADでは、読み出し層の記録マークの後ろの部分をマスクすることにより、開口を小さくする。一方、RADでは読み出し層を予め磁界によって消去しておき、高温部で記録層から転写して読むのでクロストークに強いという特徴がある。CAD方式は、これらとはやや異なっており、記録層の上に面内磁気異方性をもつ読み出し膜を重ねておき、レーザ光で加熱すると中心部のみの異方性が変化し、交換結合により記録層から読み出し層に転写がおきる。転写された部分は光の波長よりかなり小さな領域であるから、回折限界以下の小さなビットを再生できるのである。この方法では、光が当たった部分以外は表面に垂直磁化が現れていないので、隣接するトラックからのクロストークに強いなどの特徴を持つ。1998年に市場に出たGIGAMOと呼ばれる1.3GBの容量をもつ3.5”MOディスクは、MSRを利用したはじめての市販品である。このMSRはダブルマスクのRADを採用し、 $\lambda=650\text{nm}$ (赤色レーザ)を用いて回折限界を超える直径 $0.3\mu\text{m}$ のマークを読みとっている。直径3.5”のGIGAMOの記録密度は 2.5Gb/in^2 程度である。次世代規格であるASMOでは磁界変調記録法を採用することにより $0.235\mu\text{m}$ の小さなマークを記録することが可能で、面記録密度としては約 4.6Gb/in^2 程度となる。

3.1.6 磁区応答・磁壁移動による信号増強

光磁気記録においてさらに小さなマークを十分な SN 比を以て光学的に読みとる方法として、磁区拡大再生(MAMMOS)および磁壁移動再生(DWDD)という技術が開発された。これらは、光磁気記録特有の再生技術で、MAMMOS では記録層から読み出し層に転写する際に磁界によって磁区を拡大して、レーザ光の有効利用を図り信号強度を稼いでいる。原理的にはこの技術を用いて 100 Gb/in² の記録密度が達成できるはずで、実験室レベルで 64 Gb/in² 程度までは実証されている。無磁界 MAMMOS も開発されている。DWDD も記録層から読み出し層に転写する点は MAMMOS と同じであるが、転写された磁区を読み出し層の温度勾配を利用して磁壁を移動させて拡大するので磁界を必要としない。DWDD を用いた大容量ハンディ AV 機器としてミニディスク(MD)との上位互換性をもった Hi-MD が発売されている。

3.1.7 近接場技術

回折限界を超えた高密度化に欠かせないのが、近接場光学技術である。1991 年、Betzig らは光ファイバをテーパ状に細めたプローブから出る近接場光を用いて回折限界を超えた光磁気記録ができること、および、このプローブを用いて磁気光学効果による読み出しができることを明らかにし、将来の高密度記録方式として近接場光がにわかに注目を浴びることになった。

しかし、このように光ファイバ・プローブを走査するやり方では、高速の転送レートを得ることができない。このことを解決する方法として提案されたのが、SIL (solid immersion lens) というレンズを用いた光磁気記録であるその後、SIL (solid immersion lens)を用いた近接場記録が提案された。Terris らは波長 780 nm のレーザ光を光源とし SIL 光学系を使って TbFeCo 膜に光磁気記録し、直径 0.2 μm の磁区が形成されることを MFM により確認した。SIL を磁気ディスク装置のヘッド・アセンブリ(いわゆるジンバル)に搭載して光磁気記録を行うアイデアが 1994 年 Terris らにより出された。この方法により、面記録密度 2.45 Gb/in²、データ転送速度 3.3 Mbps を達成したと発表されたが、実現しなかった。

3.1.8 光磁気ハイブリッド記録⁴

磁気記録密度が 1Tb/in² を超えるには、マークサイズは 25nm×25nm (アスペクト比を 1:2 として、18nm×35nm)にまで縮小しなければならない。熱的安定性を保証するには大きな保磁力をもたせなければならないが、それでは、ヘッドによる記録が困難になる。これを解決する方法としていくつかの提案されている。保磁力の大きな媒体にどのようにして記録するのかという課題への 1 つの回答がパターンディスク技術であるが、もう 1 つの回答が熱磁気記録である。

この目的に、MO ディスク、ミニディスク(MD)技術として確立した熱磁気記録技術が利用可能である。実際に市販されている MD では、アモルファス TbFeCo 材料を用い、キュリー点記録時の温度は 250°C くらい、記録用磁界はたったの 200 Oe であるが、室温での H_c はなんと 8-20 kOe 以上と巨大である。

熱磁気記録に用いられる媒体としては、室温付近で大きな H_c を示し、温度上昇とともに通常の磁気ヘッドで記録できる程度に H_c が減少する媒体が望ましい。現行 MO 媒体である TbFeCo 系の場合、補償温度が室温付近に来るよう膜組成が制御されているため、室温付近での M_s が小さく、従って、 H_c が大きいので、超常磁性効果に対して有効である。しかし、GMR ヘッドを用いた磁気読み出しにおいては不利である。一つの解決法が、記録層と再生層の分離である。再生層の補償温度を記録層より高温側にシフトさせることにより、磁気ヘッドで再生するのに十分な磁化を得ることができる。

もう一つの解決法が、再生の際にも熱アシストを行って、加熱された部分を補償温度からずらし M_s を強めて読み出す方法である。再生トラックが複数のトラックにまたがっていても、加熱された部分のみヘッドに磁束を届けることができるので、微小領域の選択にも好都合である。

一方、粒子状媒体である CoCr 系媒体における磁気異方性は室温からの温度上昇とともに急激に低下するので、ns 程度の短時間加熱することによって、弱い磁界でも磁化反転できるくらいまで一時的に H_c を低下させることができる。これにより、高保磁力媒体に記録することが可能になる。この媒体の磁化が超常磁性により失われる様子は、時間の指数関数となるので、加熱はできるだけ短時間に、かつ局所的になされなければならない。従って、媒体の設計に当たっては、結晶粒の配向制御による K_u の制御、キュリー温度の制御とともに、熱的な設計が重要性をもっている。

図 13(a)に示す半球型 SIL を用いればスポットサイズをレンズ光学系の屈折率分の 1 に、図 13(b)に示す超半球 SIL では屈折率の二乗分の 1 に縮小できる。SIL の近傍にはエバネセント場が存在するが、伝搬光も存在するので厳密な意味では近接場記録ではない。解像度を上げるにはスライダと媒体の距離を 100nm 以下にする必要があり、リムーバブルにすることはむずかしいと考えられる。光導波路にレンズを作り込むことも考えられている。いずれにせよ、回折限界ぎりぎりを使うということで、スポット径を 100nm 以下にするのはかなり難しいと考えられる。

微小開口を利用して小さなスポットを作る試みが行われている。金属で光学素子を覆い、その金属に波長よりかなり小さな開口を設ける方法により微小光スポットが得られる。微細孔は金属を FIB 加工することによって得られる。この方法により得られる光のスポットではエネルギー密度を大きくできないという問題点がある。これを解決し強いエネルギーの微小な光スポットを得る方法が、プラズモンによるエンハンスメントである。Ebbesenらは、微小開口の周りに同心円状に配置した金属リングによりプラズモンエンハンスメントで入射光より強い光が透過することを示した⁵。この技術を用いれば、高い効率で近接場光を利用できる。近接場光のエネルギー密度をエンハンスするもう 1 つの方法が、図 14 に示すようなボウタイ(蝶ネクタイ)型アンテナによる電磁場の集中である。Groberらは、マイクロ波周波数に対しこの形のアンテナの中心部に電界の集中が起きることを検証し⁶、光の周波数に対しても使用できると提案した。Matsumoto らは、電磁界計算を行い、ボウタイアンテナのギャップ程度の領域に光強度が集中していることを明らかにしている⁷。しかし、媒体の存在を考慮すると必ずしも強い近接場が得られないので、ボウタイの一方のみを使う方法などが提唱されている。

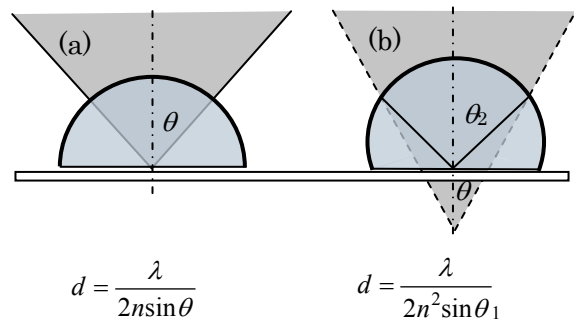


図 13 (a)半球 SIL と (b)超半球 SIL

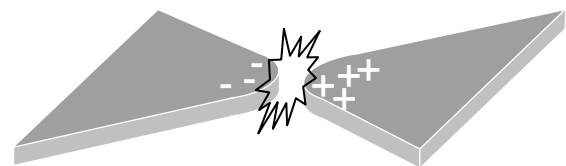


図 14 ボウタイアンテナ

微小開口の周りに同心円状に配置した金属リングによりプラズモンエンハンスメントで入射光より強い光が透過することを示した⁵。この技術を用いれば、高い効率で近接場光を利用できる。近接場光のエネルギー密度をエンハンスするもう 1 つの方法が、図 14 に示すようなボウタイ(蝶ネクタイ)型アンテナによる電磁場の集中である。Groberらは、マイクロ波周波数に対しこの形のアンテナの中心部に電界の集中が起きることを検証し⁶、光の周波数に対しても使用できると提案した。Matsumoto らは、電磁界計算を行い、ボウタイアンテナのギャップ程度の領域に光強度が集中していることを明らかにしている⁷。しかし、媒体の存在を考慮すると必ずしも強い近接場が得られないので、ボウタイの一方のみを使う方法などが提唱されている。

3.2 光アイソレータ⁸

光ファイバ通信網における光源である半導体レーザー(LD)は、ファイバ通信網のコネクタや分岐点などから反射された戻りビームが入射すると、発振が不安定となるほか、波形歪みを生じノイズを発生する。その対策としては LD のすぐ後に戻りビームをカットするためのアイソレータを挿入することが有効である。光伝送には光ファイバの伝送損失が最も少ない 1.3 μm および 1.55 μm の赤外光 LD が用いられるので、この波長帯で透明な磁性ガーネット結晶のファラデー効果が利用される。

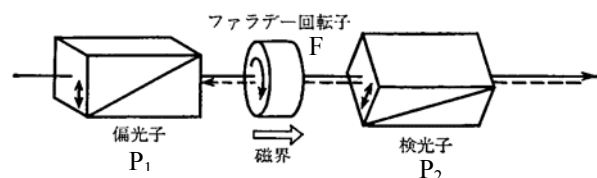


図 15 偏光依存型光アイソレータの構成図

光通信のさらなる大容量・高ビットレート化に応えるために光増幅器(光ファイバンプ)が開発され、急速に普及した。光増幅器とは、Er など希土類を添加した光ファイバにポンプ光を供給し、希土類の励起状態を反転分布状態にしておき、入射した 1.55 μm の信号光により誘導放出を起こし信号光を増幅するデバイスである。希土類として Er を用いた EDFA(Erbium doped fiber amplifier)が主流である。このデバイスは、原理からみてもわかるように一種のレーザーであるから、安定な動作のためには、前後および光ポンプ用 LD 部に光アイソレータを挿入する必要がある。

アイソレータには、順方向特性に偏光依存性があるものと、偏光依存性がないものに分けられる。前者は、LD 出力光のように偏光状態が一定である場合に用いられ、後者は光ファイバ出力光のように偏光状態が不定である場合に用いられる。

アイソレータには、順方向特性に偏光依存性があるものと、偏光依存性がないものに分けられる。前者は、LD 出力光のように偏光状態が一定である場合に用いられ、後者は光ファイバ出力光のように偏光状態が不定である場合に用いられる。

偏光依存型光アイソレータの構成を図 15 に示す。すなわち、2 枚の偏光子 P₁、P₂ の間にファラデー旋光子 F をはさみ、孔あき永久磁石中におき光の進行方向と平行に磁界をかけたものである。この磁界は旋光子の磁区を揃えて単一磁区にするためのものである。

入射光は偏光子 P_1 によって直線偏光にされ、ファラデー旋光子 F を透過する。入射直線偏光はこの旋光子によって正確に 45° の回転を受け、透過方向が鉛直から 45° 傾けておかれた第2の偏光子(検光子) P_2 を通してファイバなどの光学系に導かれる。戻り光はさまざまな偏光成分をもっているが、このうち鉛直から 45° 傾いた成分のみが P_2 を透過する。この偏光成分は、旋光子 F によってさらに 45° の旋光を受けて、 P_1 の透過方向とは垂直に向いた偏光となるため、光源側には光が戻らない。

偏光無依存アイソレータの基本構成はやや複雑で図 16 の構成図に示すように 2 枚の複屈折結晶の間にファラデー素子と補償板をおいた構成になっている⁹。複屈折結晶というのは屈折率が常光線(結晶の主軸に平行な振動面をもつ偏光)と異常光線(結晶の主軸に垂直な振動面をもつ偏光)とに対して異なるような結晶である。光ファイバ側からの入射光は複屈折結晶によって常光線と異常光線に分離される。常光線も異常光線もファラデー素子によって磁界について右回りに 45° の回転を受け、さらに補償板で右に 45° 回転して複屈折結晶に入るので、常光線と異常光線が入れ替わっていることとなり、複屈折結晶を通すと分離されていた光が合成されて、出力側ファイバに伝えられる。逆にファイバから来た光は、複屈折結晶で常光線と異常光線に分離され、補償板で光の進行方向に対し 45° 右に回るが、ファラデー素子では磁化方向について 45° 右に回るため打ち消して、複屈折結晶に対して常光線、異常光線がそのままの偏光方向で入射する。このため、両光線の分離はますます進み、ファイバには戻らない。

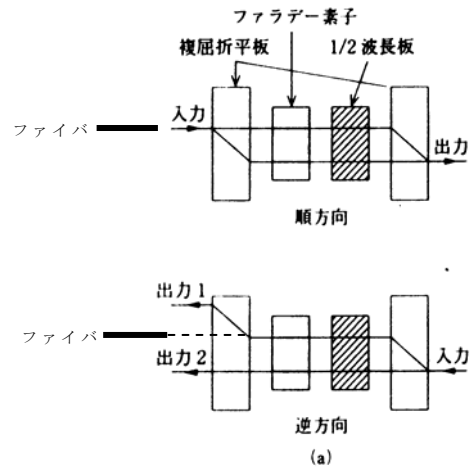


図 16 偏光無依存アイソレータの構成図

3.3 電流磁界センサ¹⁰

光ファイバの先端部に磁気光学センサを取り付けた電流計測デバイスが高压電線や高压発送電設備に用いられている。これは①電気的な絶縁性が高い、②電磁誘導ノイズに強い、③非接触測定ができる、などの特徴をもつ。磁気光学電流センサは図 15 のように、偏光子、磁気光学材料、検光子の組み合わせから構成される。偏光子と検光子は 45° の傾きとなっている。偏光子を透過した後の光強度 I は

$$I = I_0 \cos^2(\theta - \pi/4) = (I_0/2)(1 + \cos(\pi/2 - 2\theta)) \\ = (I_0/2)(1 + \sin 2\theta) \approx (I_0/2)(1 + 2\theta)$$

と表され、光強度は磁界(電流)の変化に対し線形に変化する。磁気光学材料としては、主として YIG が用いられる。Y の一部を Tb に置き換えることにより $-23 \sim 127^\circ\text{C}$ の広い温度範囲で使うことができる。架空配電線に取り付けるタイプの故障区間検出用電流センサは、U 字形の鉄心とセンサ部とで架空線を取りまく磁気回路を形成し、磁界を磁気光学素子で検出する。一方、大電流の場合は磁界が強いので、強磁性物質では磁気飽和のため、正確な測定ができなくなってしまう。そこで、光ファイバのループをファラデーセンサとして用いた電流センサが開発されている。

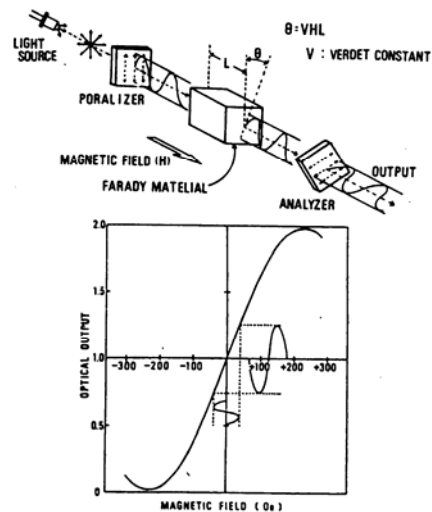


図. 17 電流磁界センサの原理図

3.4 非接触磁気イメージング

磁気光学効果を用いた非接触磁区観測技術は、かなり以前から実用化されている技術である。通常の磁気光学顕微鏡は、ほとんど直交した偏光子と検光子の間に磁性体を置き、磁性体によるわずかな偏光回転を光の強弱として画像化する。

コントラストを高めるため、正負の磁界に対する画像の差をとっている。この方法だと、そもそも直交偏光子の条件なので画像が暗い、定量的な測定がむずかしいなどの問題点があった。定量かつ高感度イメージングとしては、最近、筆者らが開発した円偏光変調法を適用した磁気光学顕微鏡がある¹¹。この顕微鏡では、図 18 に示すように、光源—偏光子のあとに回転する 4 分の 1 波長板、または、電界で光学遅延が制御できる液晶素子を置き、試料にあてる光の偏光状態を右円偏光→直線偏光→左円偏光→直線偏光というように変調する。それぞれの偏光状態で測定した CCD 画像から、画像処理演算によって、ファラデー回転像、磁気円二色性像を再構成することができる^{12,13}。

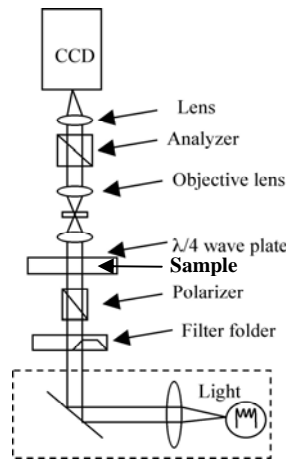


図 18 円偏光変調法を用いた磁気光学顕微鏡の構成

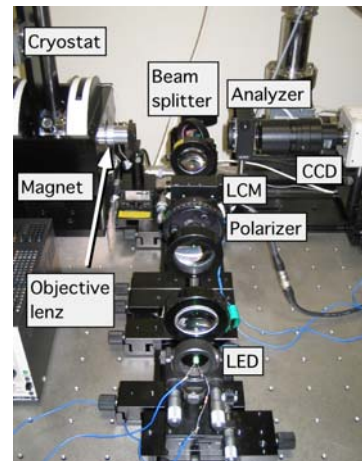


図 19 液晶素子を変調素子として用いた反射型磁気光学顕微鏡

直線偏光に対する画像と円偏光に対する画像の差がファラデー効果に、左右円偏光に対する画像の差が円二色性（楕円率）に対応する。図 19 のように回転 4 分の 1 波長板に代えて液晶変調素子を用いることでリアルタイムの動画像を得ることも可能である。



図 20 ベントタイプのファイバ・プローブ

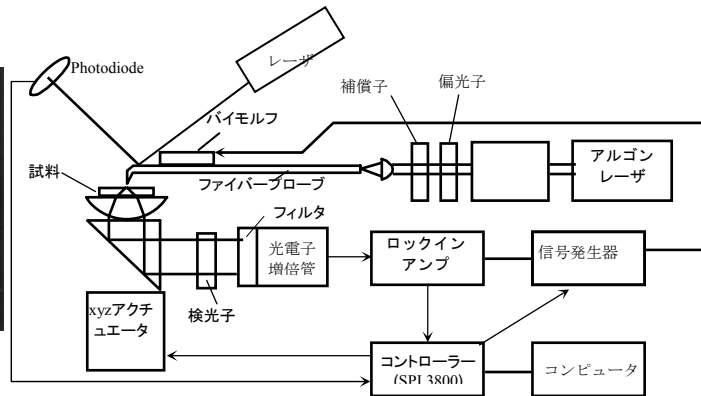


図 21 PEM を用いた磁気光学 SNOM システム

また、筆者らは、図 20 に示すような先を細くした光ファイバをプローブとして近接場の観察に用いる走査型近接場磁気光学顕微鏡を開発した。システム構成を図 21 に示す。これを用いて、Pt/Co人工格子膜に光磁気記録された記録マークの磁気光学像の観測に成功した。図 22 に示すように 0.1 μm の分解能を得ている¹⁴。

4. おわりに

この項では、磁気光学効果について、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説明した。また、熱磁気効果、近接場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ることを述べた。応用としては、光磁気記録を中心に応用技術について述べた。この小文が磁気光学効果の理解に多少なりともお役に立てれば幸いである。

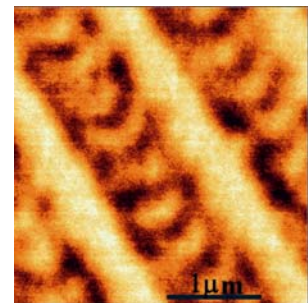


図 22 Pt/Co ディスクに記録された 0.2 μm のマークの MO-SNOM 像

【付録 1】

誘電率の古典電子論と磁気光学効果

物質に電界 \mathbf{E} を加えたときに正電荷 q と負電荷 $-q$ が相対的に \mathbf{u} だけ変位すると、 $q\mathbf{u}$ という電気双極子モーメントが誘起されるから、電気双極子の密度を n とすると、電気分極は

$$\mathbf{P} = nq\mathbf{u} \quad (\text{A1})$$

と表される。従って、電界 \mathbf{E} を印加したときの電荷対の相対変位 \mathbf{u} を見積もることができれば、電気感受率が得られ、従って比誘電率テンソルも求められる。

電子を古典的に扱い、高周波電界 \mathbf{E} と直流磁界 \mathbf{B} のもとの運動方程式を立てると次式で与えられる。

$$m \frac{d^2 \mathbf{u}}{dt^2} + m\gamma \frac{d\mathbf{u}}{dt} + m\omega_0^2 \mathbf{u} = q \left(\mathbf{E} + \mathbf{B} \times \frac{d\mathbf{u}}{dt} \right) \quad (\text{A2})$$

左辺において、 m は電子の有効質量、 γ は衝突の確率で $\gamma = 1/\tau$ (τ は電子の平均自由時間=散乱の緩和時間)、 $m\omega_0^2 \mathbf{u}$ は電子が \mathbf{u} だけ変位したときの復元力を表す。ここに ω_0 は共振周波数である。一方、右辺はローレンツ力である。ここで、磁界は z 方向に向いていると仮定すると $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ と表される。

光の電界が $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t)$ の形の高周波電界で表されるとすると、変位 $\mathbf{u} = (x, y)$ も同様に $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 \exp(-i\omega t)$ の形の高周波振動として表されるので、代入すると

$$-m\omega^2 \mathbf{u} - i m \omega \gamma \mathbf{u} + m\omega_0^2 \mathbf{u} = q(\mathbf{E} - i\omega \mathbf{B} \times \mathbf{u}) \quad (\text{A3})$$

上の式を x 、 y 、 z 成分別に書くと

$$\begin{aligned} m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)x + i\omega qBy &= -qE_x \\ -i\omega qBx + m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)y &= -qE_y \\ m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)z &= -qE_z \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

となる。この連立方程式を解くことにより、 $\mathbf{u} = (x, y, z)$ を求め式(A1)に代入することにより、電界 \mathbf{E} の関数として \mathbf{P} が求められる。 $P_x = \varepsilon_0 (\chi_{xx} E_x + \chi_{xy} E_y)$ を使えば電気感受率テンソル χ_{ij} は次式で表される。

$$\begin{aligned} \chi_{xx}(\omega) &= -\frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2 \omega_c^2} \\ \chi_{xy}(\omega) &= -\frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{i\omega \omega_c}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2 \omega_c^2} \\ \chi_{zz}(\omega) &= -\frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2} \end{aligned} \quad (\text{A5})$$

を得る。ここに、 $\omega_c = |qB/m|$ はサイクロトロン角周波数である。この式を $\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \chi_{ij}$ (ここに δ_{ij} はクロネッカーのデルタである) を使って誘電率に書き換えると次式を得る。

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx}(\omega) &= 1 - \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2 \omega_c^2} \\ \varepsilon_{xy}(\omega) &= \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{-i\omega \omega_c}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2 \omega_c^2} \\ \varepsilon_{zz}(\omega) &= 1 - \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2} \end{aligned} \quad (\text{A6})$$

式(A6)において、分母第2項の ω_c^2 は磁束密度 B が低いときは無視できるので、比誘電率の対角成分はほとんど磁界に依存しない。一方、磁気光学効果に寄与する非対角成分は B にほぼ比例するので、電子の古典的運動によって磁気光学効果が導かれる。

【付録 2】

無摂動系の基底状態の波動関数を $\phi_0(\mathbf{r})$ で表し、 j 番目の励起状態の波動関数を $\phi_j(\mathbf{r})$ で表す。無摂動系のハミルトニアンを H_0 とすると、

$$\begin{aligned} H_0\phi_0(\mathbf{r}) &= \hbar\omega_0\phi_0(\mathbf{r}) \\ H_0\phi_j(\mathbf{r}) &= \hbar\omega_j\phi_j(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

光の電界を $\mathbf{E}(t) = E_0(\exp(-i\omega t) + cc.)$ と表す。この電界を受けたときの摂動のハミルトニアンは $H' = e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(t)$ で与えられる。摂動を受けた系のハミルトニアン $H = H_0 + H'$ の（時間を含む）固有関数を $\psi_j(\mathbf{r}, t)$ と表すと、シュレーディンガー方程式は、

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = H\psi(\mathbf{r}, t) \equiv [H_0 + H']\psi(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A8})$$

と書くことができる。この固有関数は、次式のように無摂動系の（時間含まない）固有関数のセットで展開することができる。

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \phi_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega_0 t) + \sum_j c_j(t) \phi_j(\mathbf{r}) \exp(-i\omega_j t) \quad (\text{A9})$$

この式を式(4.23)に代入し、無摂動系の波動関数について成立する式(4.22)を代入すると、

$$i\hbar \sum_j \frac{dc_j(t)}{dt} \phi_j(\mathbf{r}) \exp(-i\omega_j t) = H'\phi_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega_0 t) + \sum_j c_j(t) \exp(-i\omega_j t) H'\phi_j(\mathbf{r})$$

左から $\phi_j^*(\mathbf{r})$ をかけて、 \mathbf{r} について積分すると

$$i\hbar \frac{dc_j(t)}{dt} = \langle j|H'|0\rangle \exp\{i\omega_{j0}t\} \equiv e\langle j|\mathbf{r}|0\rangle \cdot \mathbf{E}(t) \exp\{i\omega_{j0}t\} \quad (\text{A10})$$

となる。ここで $e\langle j|\mathbf{r}|0\rangle = e\int d\mathbf{r} \phi_j^*(\mathbf{r}) \mathbf{r} \phi_0(\mathbf{r})$ は、基底状態から励起状態への電気双極子遷移の遷移行列、 $\omega_{j0} = \omega_j - \omega_0$ は励起に要するエネルギーである。また、導出に当たっては、励起状態間の遷移行列 $e\langle i|\mathbf{r}|j\rangle$ は無視した。式(4.25)を積分することにより式(4.24)の展開係数 $c_j(t)$ が求められる。

ここで x 成分の電界についての展開係数を求めると

$$\begin{aligned} c_{xy}(t) &= (i\hbar)^{-1} \int_0^t e\langle j|x|0\rangle E_{0x} [\exp(i\omega t) + cc.] \exp\{i\omega_{j0}t\} dt \\ &= eE_{x0} \langle j|x|0\rangle \left[\frac{1 - \exp(i(\omega + \omega_{j0})t)}{\hbar(\omega + \omega_{j0})} + \frac{1 - \exp(i(-\omega + \omega_{j0})t)}{\hbar(-\omega + \omega_{j0})} \right] \end{aligned} \quad (\text{A11})$$

となる。この係数は、摂動を受けて、励起状態の波動関数 $\phi_j(\mathbf{r})$ が基底状態の波動関数 $\phi_0(\mathbf{r})$ に混じり込んでくる度合いを表している。

2.1 誘電率の導出

(1) 対角成分

式(A11)で求められた展開係数を式(A9)に代入して、固有関数を求め、それを使って電気分極 P の期待値を計算すると、入射光の角周波数と同じ成分のみについて、

$$\begin{aligned} \langle P_x \rangle &= \langle Nqx(t) \rangle = Nq \int \Psi^* x \Psi dx \\ &= Nq \sum_j \left[\langle 0|x|0\rangle + \langle j|x|0\rangle c_{xy}(t) \exp(i\omega_{j0}t) + \langle 0|x|j\rangle c_{xy}^*(t) \exp(-i\omega_{j0}t) + \dots \right] \\ &= Nq \sum_j \left[\langle j|x|0\rangle c_{xy}(t) \exp(i\omega_{j0}t) + cc. \right] \\ &= Nq^2 \left[\sum_j \left| \langle j|x|0\rangle \right|^2 \frac{1}{\hbar} \left(\frac{1}{\omega_{j0} - \omega} + \frac{1}{\omega_{j0} + \omega} \right) \right] E_{x0} [\exp(i\omega t) + cc.] \\ &= Nq^2 \left[\sum_j \frac{\left| \langle j|x|0\rangle \right|^2}{\hbar} \cdot \left(\frac{1}{\omega_{j0} - \omega} + \frac{1}{\omega_{j0} + \omega} \right) \right] E_x(t) \end{aligned} \quad (\text{A12})$$

が得られる。ここで入射光と異なる周波数の分極は無視した。また期待値を求めるにあたり、準位占有の分布関数を考慮していない。 $P_x(\omega) = \chi_{xx}(\omega) \varepsilon_0$ であるから、電気感受率テンソルの対角成分 $\chi_{xx}(\omega)$ は次式のように得られる。

$$\chi_{xx}(\omega) = \frac{Nq^2}{\hbar \varepsilon_0} \sum_j \left| \langle j|x|0\rangle \right|^2 \left[\frac{1}{\omega_{j0} - \omega} + \frac{1}{\omega_{j0} + \omega} \right] \quad (\text{A13})$$

上式は実数の応答を表している。虚数部は式(A13)よりクラマースクローニヒの関係式を用いて、

$$\chi''_{xx}(\omega) = i\pi \frac{Nq^2}{\hbar\epsilon_0} \sum_j |\langle j|x|0\rangle|^2 [\delta(\omega_{j_0} - \omega) + \delta(\omega_{j_0} + \omega)] \quad (\text{A14})$$

と表されるので、

$$\chi_{xx}(\omega) = \frac{Nq^2}{\hbar\epsilon_0} \sum_j |\langle j|x|0\rangle|^2 \left[\left\{ \frac{1}{(\omega_{j_0} - \omega)} + \frac{1}{(\omega_{j_0} + \omega)} \right\} + i\pi [\delta(\omega_{j_0} - \omega) + \delta(\omega_{j_0} + \omega)] \right] \quad (\text{A15})$$

と書ける。ここで、

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{1}{x + i\gamma} = P\left(\frac{1}{x}\right) + i\pi\delta(x)$$

の関係を用い、 γ を有限値にとどめると、

$$\begin{aligned} \chi_{xx}(\omega) &= \frac{Nq^2}{m\epsilon_0} \sum_j |\langle j|x|0\rangle|^2 \left[\frac{1}{\hbar(\omega_{j_0} - \omega - i\gamma)} + \frac{1}{\hbar(\omega_{j_0} + \omega + i\gamma)} \right] \\ &= \frac{Nq^2}{m\epsilon_0} \sum_j f_{xj} \frac{1}{\omega_{j_0}^2 - (\omega + i\gamma)^2} \\ &= \frac{Nq^2}{m\epsilon_0} \sum_j f_{xj} \frac{(\omega_{j_0}^2 - \omega^2 + \gamma^2) + 2i\gamma\omega}{(\omega_{j_0}^2 - \omega^2 + \gamma^2)^2 + 4\gamma^2\omega^2} \end{aligned} \quad (\text{A17})$$

ここに、 f_{xj} は基底状態 $|0\rangle$ から励起状態 $|j\rangle$ への電気双極子遷移の振動子強度で

$$f_{xj} = 2m\omega_{j_0} |\langle j|x|0\rangle|^2 / \hbar \quad (\text{A18})$$

で表される。この式は、古典的運動方程式から得られた電気感受率の式(A5)において、 $\mathbf{B} \rightarrow 0$ と置いた式と形式的に一致している。しかし、その物理的意味は古典的な式の意味とは異なり、電子状態間の光学遷移が関与していることが本質的である。誘電率に書き換えると、

$$\epsilon_{xx}(\omega) = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_j f_{xj} \frac{(\omega_{j_0}^2 - \omega^2 + \gamma^2) + 2i\gamma\omega}{(\omega_{j_0}^2 - \omega^2 + \gamma^2)^2 + 4\gamma^2\omega^2} \quad (\text{A19})$$

2.2 誘電率の非対角成分の導出

電気感受率の非対角成分は、 y 方向の電界が $E_y(t)$ が印加されたときの、分極 P の x 成分の期待値を求めることにより得られる。

$$\begin{aligned} \langle P_x \rangle &= \langle Nqx(t) \rangle = Nq \int \Psi^* x \Psi dx \\ &= Nq \sum_j [\langle 0|x|0\rangle + \langle j|x|0\rangle c_{yj}(t) \exp(i\omega_{j_0}t) + \langle 0|x|j\rangle c_{yj}^*(t) \exp(-i\omega_{j_0}t) + \dots] \\ &= Nq \sum_j [\langle j|x|0\rangle c_{yj}(t) \exp(i\omega_{j_0}t) + cc.] \\ &= Nq^2 \sum_j \langle j|x|0\rangle \langle 0|y|j\rangle \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_{y0}^* \exp(-i\omega t)}{\omega_{j_0} - \omega} + \frac{E_{y0} \exp(i\omega t)}{\omega_{j_0} + \omega} \right) \end{aligned} \quad (\text{A20})$$

これより、電界の $\exp(-i\omega t)$ の成分について感受率を求めると、

$$\chi_{xy}(\omega) = Nq^2 \sum_j \frac{\langle 0|x|j\rangle \langle j|y|0\rangle}{\hbar(\omega_{j_0} - \omega)} \quad \text{および} \quad \chi_{xy}^*(-\omega) = Nq^2 \sum_j \frac{\langle 0|y|j\rangle \langle j|x|0\rangle}{\hbar(\omega_{j_0} + \omega)} \quad \text{が得られる。}$$

Onsagerの関係式 $\chi_{yx}(\omega) = \chi_{xy}^*(-\omega)$ から、

$$\chi_{xy}(\omega) = \frac{\chi_{xy}(\omega) + \chi_{xy}^*(-\omega)}{2} = \frac{Nq^2}{2} \sum_j \left(\frac{\langle 0|x|j\rangle \langle j|y|0\rangle}{\hbar(\omega_{j_0} - \omega)} + \frac{\langle 0|y|j\rangle \langle j|x|0\rangle}{\hbar(\omega_{j_0} + \omega)} \right)$$

ここで $x^\pm = (x \pm iy)/\sqrt{2}$ という置き換えをすると、若干の近似のもとで

$$\chi_{xy}(\omega) = \frac{Nq^2}{2i} \sum_j \omega_{j_0} \frac{|\langle 0|x^+|j\rangle|^2 - |\langle 0|x^-|j\rangle|^2}{\omega_{j_0}^2 - \omega^2} \quad (\text{A21})$$

が得られる。ここで qx^\pm は右まわり(+)および左回り(-)の円偏光に対応する電気双極子の演算子である。また、

$|\langle 0|x^\pm|j\rangle|^2$ は右および左円偏光により基底状態 $|0\rangle$ から、励起状態 $|j\rangle$ に遷移する確率である。さらに、円偏光についての振動子強度を

$$f_{j0}^\pm = \frac{m\omega_{j0}|\langle 0|x^\pm|j\rangle|^2}{\hbar} \quad (\text{A22})$$

により定義し、有限の遷移幅を考えることにより電気感受率テンソルの非対角成分 χ_{xy} は

$$\chi_{xy}(\omega) = -i \frac{Nq^2}{2m\varepsilon_0} \sum_j \frac{f_{j0}^+ - f_{j0}^-}{\omega_{j0}^2 - (\omega + i\gamma)^2} \quad (\text{A23})$$

となる。誘電率に書き換えると、

$$\varepsilon_{xy}(\omega) = -i \frac{Nq^2}{2m\varepsilon_0} \sum_j \frac{f_{j0}^+ - f_{j0}^-}{\omega_{j0}^2 - (\omega + i\gamma)^2} \quad (\text{A24})$$

参考文献

- ¹ 佐藤勝昭：光と磁気（改訂版）朝倉書店 2001.
- ² R. Sato, N. Saito, Y. Togami: Jpn. J. Appl. Phys. **24**, L266 (1985).
- ³ B.G.Huth: IBM J. Res. Dev. **18**, 100 (1974).
- ⁴ 佐藤勝昭：オプトロニクス **272**, 104 (2004).
- ⁵ T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T.Thio and P.A.Wolff: Nature **391**, 667 (1998)
- ⁶ R.D. Grober, R.J. Schoelkopf, D.E. Prober: Appl. Phys. Lett. **70**, 1354 (1997).
- ⁷ T. Matsumoto, T. Shimano and S. Hosaka, *Technical Digest of 6th Int. Conf. Near Field Optics and Related Techniques, the Netherlands, Aug. 27-31, 2000*, p.55
- ⁸ 佐藤勝昭：日本応用磁気学会第 123 回研究会テキスト(2002) p.55.
- ⁹ 松本隆男：電子情報通信学会技術報告 OQE78-85 (1978).
- ¹⁰ 鎌田 修, 峯本 尚, 戸田和郎, 石塚 訓: 日本応用磁気学会第 48 回研究会資料 (1987) p.57.
- ¹¹ 石橋隆幸, 佐藤勝昭：信学技報 MR2004-27 (2004) pp.11-14
- ¹² X. R. Zhao, N. Okazaki, Y. Konishi, K. Akahane, Z. Kuang, T. Ishibashi, K. Sato, H. Koinuma, and T. Hasegawa: Applied Surface Science **223**, 73 (2004).
- ¹³ T. Ishibashi, Z. Kuang, Y. Konishi, K. Akahane, X. R. Zhao, T. Hasegawa and K. Sato: Trans. Magn. Soc. Jpn, **4**, 278 (2004).
- ¹⁴ 佐藤勝昭：応用磁気セミナーテキスト(2000.12) p.27.