

第 2 章 磁気光学効果とデバイスへの応用

2.1 磁気光学効果の現象論

磁性体中を伝わる光や、磁性体の表面で反射された光は磁気（正確には物質中の磁気モーメント）により影響を受ける。すなわち、光と磁場は物質を介して相互作用を行う。このような磁性体を媒体とした光と磁場の相互作用は、磁気光学効果と呼ばれる¹⁾。旋光性（物質に直線偏光を入射した場合、透過光または反射光の偏光面が回転すること）と円二色性（左右の円偏光の光吸収係数が異なること）を合せて光学活性と呼ぶが、磁気光学効果によりこれらが磁場または磁化の値とともに変化する。直線偏光を持った透過光および反射光それぞれについて磁気光

学効果が観察されるが、透過光に対するものをファラデー回転、反射光の場合をカー回転と呼ぶ。図 2.1 にファラデー回転によって、透過する直線偏光の偏光面が回転する様子を示す。

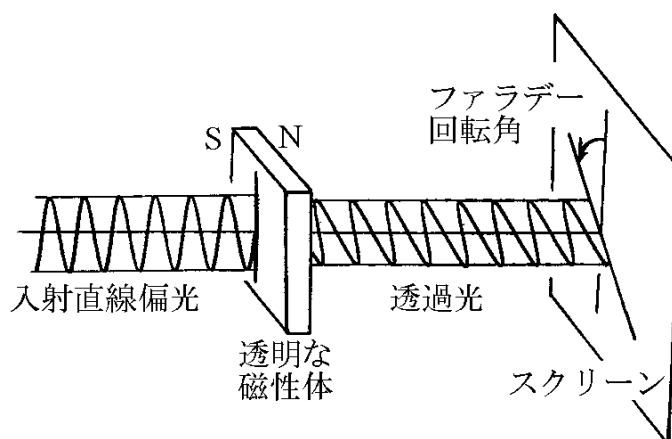


Fig. 2.1 ファラデー回転による偏光面の回転.

2.1.1 誘電率テンソルと磁気光学効果

磁気光学効果は、物質を構成するイオン又は分子の電子遷移が左右の円偏光に対して対等でないことから生じるが、現象論的には誘電率テンソルの非対称性から説明される^{2) - 5)}。以下の説明では、簡単のため磁化していない状態では、光学的に等方的な物質を扱うものとする。

このような物質における誘電率テンソル ϵ は、磁化していなければ、

$$= \begin{bmatrix} \chi_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{xx} \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

のように書き表わすことができる。もし、 z 軸方向に磁化が存在すると、 z 軸を異方軸とする 1 軸異方性が生じる。この時、 z 軸の回りの対称性に注目することにより は、

$$= \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ -\chi_{xy} & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

と 3 個のパラメータだけで表わすことができる。光学活性を与えるのは、このうちの非対角項 χ_{xy} である²⁾。また、非対角項は対角項に比べて小さく、

$$|\chi_{xx}|, |\chi_{zz}| \gg |\chi_{xy}| \quad (2.3)$$

が成立つ。

ここで、光吸収の効果を考える。

吸収が無い場合には誘電率テンソルはエルミート対称、すなわち、

$$\hat{\epsilon}_{ij} = \hat{\epsilon}_{ji}^* \quad (\wedge \text{は複素共役を表わす}) \quad (2.4)$$

である⁶⁾。

ここで χ_{xx} , χ_{xy} を

$$\chi_{xx} = \chi_{xx} + i \chi_{xx} \quad (2.5)$$

$$\chi_{xy} = \chi_{xy} + i \chi_{xy} \quad (2.6)$$

と、実部、虚部に分けると、光吸収の無い場合は(2.4)、(2.5)及び(2.6)式から、

$$\epsilon_{xx} = 0, \quad \epsilon_{xy} = 0 \quad (2.7)$$

を得る。

すなわち対角項 ϵ_{xx} は実数、非対角項 ϵ_{xy} は純虚数である。

ϵ_{xx} と ϵ_{xy} は光吸収を与える。酸化物などの吸収の少ない物質では、

$$\epsilon_{xx} \ll \epsilon_{xy} \quad (2.8)$$

である。このとき波長 λ の光に対する吸収係数 α は、

$$\alpha = \frac{2}{\lambda} \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx}} \quad (2.9)$$

で与えられる⁵⁾。

2.1.2 ファラデー効果

光の固有モードにおける電界ベクトルは、2次以上の高次項を省略すると、
 c :光速, t :時間, ω :角振動数, n_{\pm} :屈折率として、

$$E^{\pm} = \begin{pmatrix} E_x^{\pm} \\ E_y^{\pm} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix} e^{i \left(\frac{n_{\pm} z}{c} - t \right)} \quad (2.10)$$

$$n_{\pm} = \sqrt{\epsilon_{xx} \pm i \epsilon_{xy}} = \sqrt{\epsilon_{xx}} \pm i \frac{\epsilon_{xy}}{2\sqrt{\epsilon_{xx}}} \quad (2.11)$$

と表される⁷⁾。

ある試料に x 方向に偏光した直線偏光 E が入射したとすると、 E は

$$E = \frac{(E^+ - E^-)}{\sqrt{2}} \quad (2.12)$$

と表され、第 2.2 図 (a) に示すような右 (E^+) および左 (E^-) 回りの円偏光の電界ベクトルの和と考えることができる。

z 方向に磁化を持った物質の場合は、(2.11) 式で示す様に一般に右および左円偏光に対する屈折率 (n_+ , n_-) が異なる。このため、試料を光が通過すると偏光面が回転する。回転角の大きさ θ_F は、入射光の振動数を ω 、試料の厚さを l として

$$\theta_F = \frac{l}{2c} (n_+ - n_-) \quad (2.13)$$

で表される。この θ_F をファラデー回転角と呼ぶ。

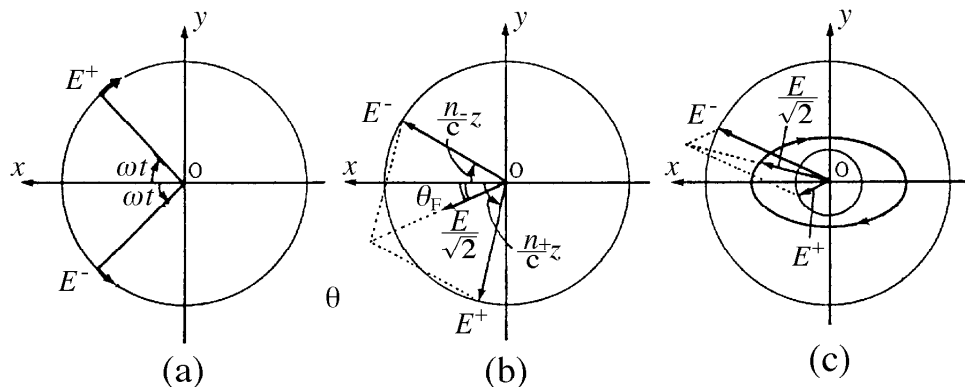


Fig. 2.2 (a) 右 (左) 円偏光の電界ベクトル E^+ (E^-) の時間変化, (b) ファラデー回転 θ_F の発現する様子 (ただし, 楕円率 $\epsilon_F = 0$), (c) ファラデー楕円率 ϵ_F による偏光面の回転.

光吸収が無い場合, すなわち, (2.11) 式が実数である場合を考える。 E^+ , E^- それぞれに対する屈折率を n_+ , n_- として, θ_F は,

$$\begin{aligned}
\theta_F &= -\frac{l}{2c} \operatorname{Real}(n_+ - n_-) \\
&= -\frac{l}{2c} \operatorname{Real} i \frac{xy}{\sqrt{xx}}
\end{aligned}
\tag{2.14}$$

で表わされる．ただし c は真空中の光速， ω は角振動数， l は試料の厚さであり， Real は実数部を示す．

図 2.2 (b) に示すように，左右の円偏光の屈折率が異なる結果，合成される電界ベクトル E が θ_F だけ回転する．

左右の円偏光に対する吸収係数に差がある場合は，図 2.2(c) に示すように，透過光の電界ベクトル E^\pm の大きさにも差が出てくる．その結果，透過光は楕円偏光となる．この楕円率 θ_F をファラデー楕円率と呼び，

$$\begin{aligned}
\theta_F &= -\operatorname{Tan}^{-1} \left[\operatorname{tan h} \left\{ \frac{l}{2c} \operatorname{Im}(n_+ - n_-) \right\} \right] \\
&= -\operatorname{Tan}^{-1} \left\{ \operatorname{tan h} \left(\frac{l}{2c} \operatorname{Im} i \frac{xy}{\sqrt{xx}} \right) \right\}
\end{aligned}
\tag{2.15}$$

で表わされる．ここで， Im は虚数部を表す．

通常，光吸収の少ない物質を扱うので， $\frac{l}{2c} \ll 1$ が成り立ち，

$$\theta_F \approx -\frac{l}{2c} \operatorname{Im} i \frac{xy}{\sqrt{xx}}
\tag{2.16}$$

と書き換えることができる．(2.14)と(2.16)をまとめて，

$$\theta_F + i \theta_F \approx -\frac{l}{2c} i \frac{xy}{\sqrt{xx}}
\tag{2.17}$$

と複素表示することができる．

2.1.3 ファラデー回転角と磁化

磁化 M をもつ物質では の各要素は磁化 M の関数となり，(2.2)式は，以下のように書き換えることができる．

$$= \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}(M) & \epsilon_{xy}(M) & 0 \\ -\epsilon_{xy}(M) & \epsilon_{xx}(M) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz}(M) \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

ここで，非対角成分は， Q を定数として

$$\epsilon_{xy}(M) = -iQM_z \quad (2.19)$$

と置くことができる． M_z は磁化 M の z 軸方向（この場合光の進行方向）の成分である．また，対角項への磁化の寄与は少なく，ファラデー効果には大きく寄与しない⁵⁾．

式(2.17)と(2.19)よりファラデー回転角は次のように表現できる．

$$\theta_F + i\theta_F = V l M_z \quad (2.20)$$

V はベルデ(Verdet)定数と呼ばれ，波長によって変る．式(2.20)より，ファラデー回転の大きさが，磁化の光進行方向成分と光が磁性体を通過する長さとの比例することを表している．

2.2 磁気光学効果の微視的説明

光に対する誘電率テンソルは，光の電界による物質中の電子の強制震動にもとづく電気分極に関連している．

図 2.3 に示すように，電子が基底状態 a から励起状態 b に励起され，エネルギー差 $h(\omega_b - \omega_a)$ に等しいエネルギーの光子が吸収される場合を考える．遷移エネルギー $\hbar\omega_{ab}$ は， $\hbar\omega_{ab}$ の広がりを伴うが，

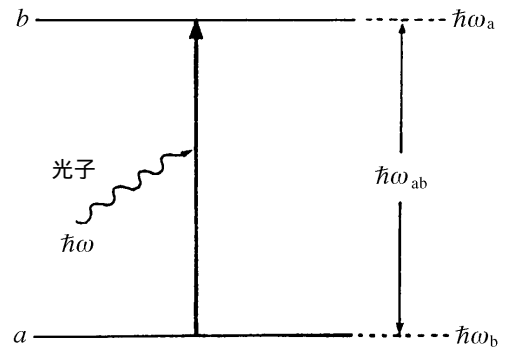


Fig. 2.3 電子遷移と光子の吸収.

$$\omega_{ab} \ll \omega_{ab} \quad (2.21)$$

である場合を考える．

2.2.1 各偏光に関する電子遷移

いま，このような基底状態 a 及び励起状態 b がそれぞれ複数個存在する場合について，角振動数 ω の光に対する誘電率テンソル $\epsilon_{ii}(\omega)$ を求めると，次のようになる^{5, 8, 9)}．

$$\epsilon_{xx}(\omega) = 1 + \frac{4Ne^2}{m} \sum_{a,b} \frac{af_{ab}^x}{\omega_{ab}^2 - \omega^2 + i2\gamma_{ab}} \quad (2.22)$$

$$\epsilon_{xy}(\omega) = \frac{2Ne^2}{m} \sum_{a,b} \frac{a(f_{ab}^+ - f_{ab}^-)}{\omega_{ab}} \frac{i + \gamma_{ab}}{\omega_{ab}^2 - \omega^2 + i2\gamma_{ab}} \quad (2.23)$$

ここで， m は電子の質量， e は電子電荷， N はイオン濃度， f_a は基底状態 a に電子が存在する確率であり，絶対温度を T ，ボルツマン定数を k として，

$$a \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (2.24)$$

の関係があるものとする。\$f_{ab}^x, f_{ab}^+, f_{ab}^-\$ はそれぞれ、直線偏光、右円偏光、左円偏光に対する振動子強度である。状態 \$a, b\$ の波動関数をそれぞれ \$\psi_a, \psi_b\$ とし

$$f_{ab}^x = \frac{2m}{h} \left| \int \psi_a^* x \psi_b dv \right|^2 \quad (2.25)$$

$$f_{ab}^\pm = \frac{m}{h} \left| \int \psi_a^* (x \pm iy) \psi_b dv \right|^2 \quad (2.26)$$

で与えられる⁵⁾。

直線偏光、右円偏光、左円偏光の光子が吸収されてこの電子遷移が起こる確率は、それぞれ、\$f_{ab}^x, f_{ab}^+, f_{ab}^-\$ に比例する。

また、(2.22) 式より対角項 \$f_{xx}\$ は、\$f_{ab}^x\$ に比例する。一方、ファラデー回転に関連する非対角項 \$f_{xy}\$ は、(2.23) 式により \$f_{ab}^+ - f_{ab}^-\$ に比例するため左右円偏光に対するそれぞれの振動子強度の差が寄与する。すなわち、\$f_{ab}^+ - f_{ab}^-\$ である特別な遷移だけがファラデー回転に寄与する。

2.2.2 電子遷移とファラデー回転

図 2.2.2 に示すように、ファラデー回転は、\$f_{ab}^+ - f_{ab}^-\$ である遷移が一つ存在するとき得られる 1 遷移型と、2 つ存在するとき得られる 2 遷移型とに分けられる⁵⁾。

(I) 1 遷移型

図 2.4 (a) に示すように、基底状態だけが磁場（外部磁場または分子磁場）に

よって, a_1, a_2, \dots, a_n に分裂し,

$$a_1 = 1, \quad a_2 = a_3 = \dots = 0 \quad (2.27)$$

であり, 全ての電子が最低準位 a_1 を占めている場合を考える.

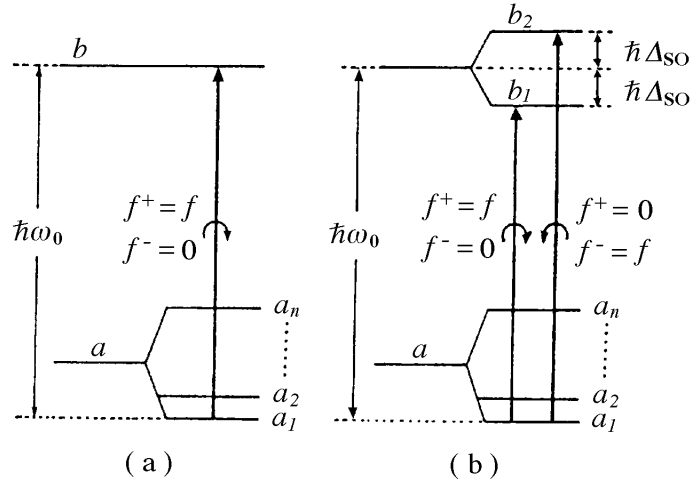


Fig.2.4 強磁性体における2種類の電子遷移.

(a) 1 遷移型, (b) 励起した状態がスピン軌道相互作用により b_1 及び b_2 に分裂した2 遷移型

$f_{a_1 b^+} = f, f_{a_1 b^-} = 0$ のように a_1 から b への遷移が右円偏光に対してのみ許容である場合には, (2.27) 式を (2.22), (2.23) 式に代入すると,

$$\chi_{xx} = 1 + \frac{4 Ne^2}{m} f \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + \omega_c^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \omega_c^2)^2 + 4 \omega^2 \omega_c^2} \quad (2.28)$$

$$\chi_{yy} = \frac{4 Ne^2}{m} f \frac{-2 \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \omega_c^2)^2 + 4 \omega^2 \omega_c^2} \quad (2.29)$$

$$\chi_{xy} = \frac{2 Ne^2}{m \omega_0} f \frac{(\omega_c^2 + \omega_0^2 + \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \omega_c^2)^2 + 4 \omega^2 \omega_c^2} \quad (2.30)$$

$$\chi_{yx} = -\frac{2 Ne^2}{m \omega_0} f \frac{(\omega_c^2 + \omega_0^2 + \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \omega_c^2)^2 + 4 \omega^2 \omega_c^2} \quad (2.31)$$

が得られる. (2.28) ~ (2.31) 式より, 図 2.5 に示す誘電率テンソルのスペ

クトルが得られる⁵⁾ .

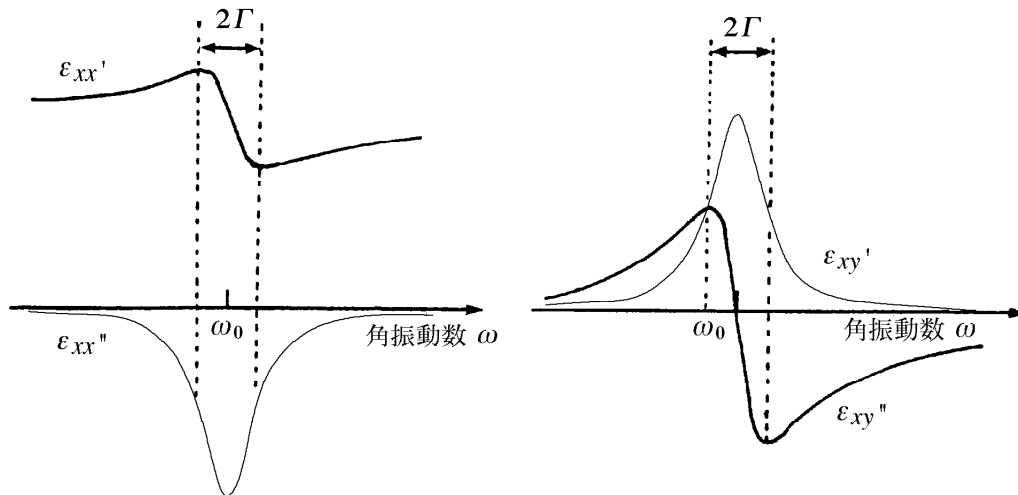


Fig. 2.5 1 遷移型電子遷移による誘電率テンソル成分のスペクトル.

(II) 2 遷移型

次に図 2.4 (b) のように，励起状態がスピン軌道相互作用によって 2 つの状態 b_1, b_2 に分裂している場合を考える． $a_1 \rightarrow b_1$ および $a_1 \rightarrow b_2$ の遷移がそれぞれ右および左円偏光に対して許容され，

$$\begin{aligned} f_{a_1 b_1^+} &= f, & f_{a_1 b_1^-} &= 0 \\ f_{a_1 b_2^+} &= 0, & f_{a_1 b_2^-} &= f \end{aligned} \quad (2.32)$$

であるとする．また，励起状態の分裂幅 $2h_{so}$ はエネルギーの広がり 幅より十分小さい，すなわち，

$$h_{so} \ll \left(\frac{1}{2} (f_{a_1 b_1} + f_{a_1 b_2}) \right) \quad (2.33)$$

とする．

(2.32) 式より

$$f_{a_1 b_1^+} - f_{a_1 b_1^-} = - (f_{a_1 b_2^+} - f_{a_1 b_2^-}) = f \quad (2.34)$$

の関係が得られるから、 ϵ_{xy}' 及び ϵ_{xy}'' は、(2.30)、(2.31) 式において、 ω_0 へ $\omega_0 \pm \Delta_{SO}$ を代入して、差を求めることにより得られる。 Δ_{SO} の 2 次以上の項を省略して近似計算を行うと、誘電率テンソルの非対角項は、

$$\epsilon_{xy}' = \frac{4 Ne^2}{m_0} f_{SO} \frac{(\omega_0 - \Delta_{SO})}{\{(\omega_0 - \Delta_{SO})^2 - \omega_p^2\}^2 + 4 \omega_p^2 (\omega_0 - \Delta_{SO})^2} \quad (2.35)$$

$$\epsilon_{xy}'' = \frac{2 Ne^2}{m_0} f_{SO} \frac{(\omega_0 - \Delta_{SO})^2 - \omega_p^2}{\{(\omega_0 - \Delta_{SO})^2 - \omega_p^2\}^2 + 4 \omega_p^2 (\omega_0 - \Delta_{SO})^2} \quad (2.36)$$

となり、図 2.6 のようなスペクトルが得られる。これに対して、対角項 ϵ_{xx}' 、 ϵ_{xx}'' では、2 つの電子遷移からの寄与が加算されるため、1 遷移型と同様（ただし大きさは 2 倍）のスペクトルが得られる。

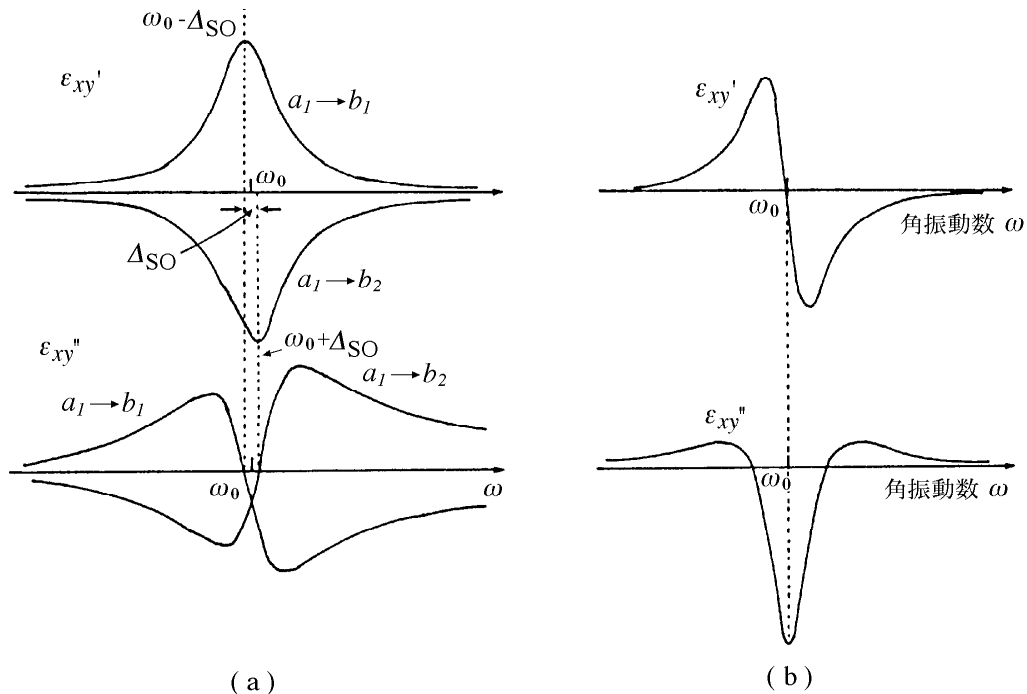


Fig. 2.6 2 遷移型電子遷移による、誘電率テンソルの非対角項のスペクトル. (a) それぞれの遷移からの寄与、(b) 合成されたスペクトル.

(I) 及び (II) の結果と (2.14), (2.16) 及び (2.9) 式の関係から, それぞれの場合のファラデー回転の回転角, 楕円率, 及び光吸収のスペクトル形状が得られる. 図 2.7 にその結果を示す⁵⁾.

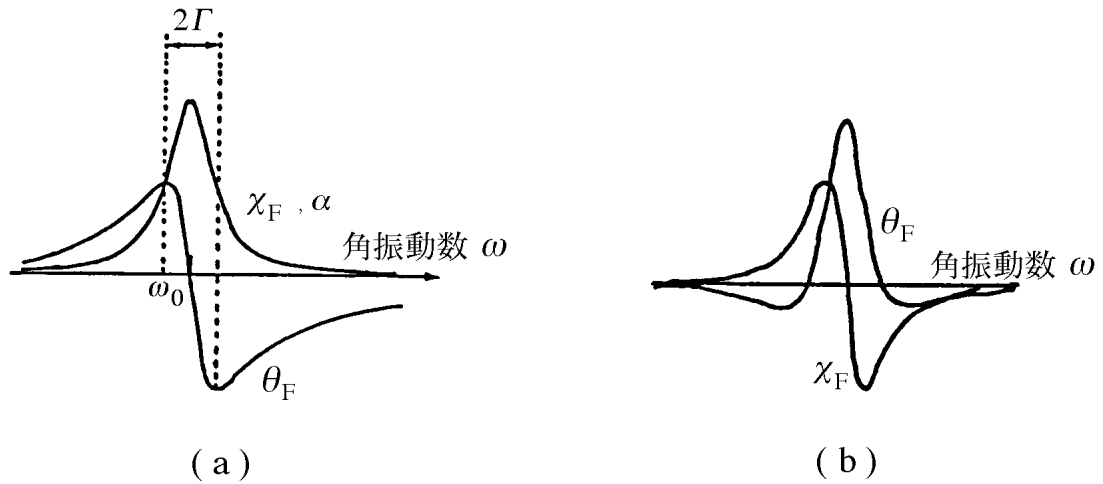


Fig. 2.7 ファラデー回転 θ_F , 楕円率 χ_F 及び光吸収係数 α の波長依存性. (a) 1 遷移型, (b) 2 遷移型 (χ_F は 1 遷移型と同様).

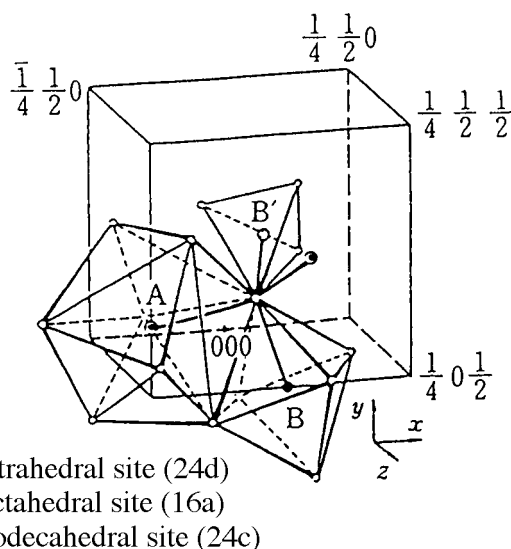
2.3 鉄ガーネットのファラデー効果

本研究で磁気光学媒体中に分散塗布される鉄ガーネット磁性微粒子は，空間群 Ia3d に属する酸化物結晶である．図 2.8 に単位格子の $1/8$ を示す．希土類元素を M として， $3M_2O_3 \cdot 5Fe_2O_3$ と表される． Fe^{3+} は 16a 位置（6 配位）と 24d 位置（4 配位）を占め， M^{3+} は 24c 位置（8 配位）を占め，酸化物イオンは 96h 位置を占める．

イットリウム鉄ガーネット $3Y_2O_3 \cdot 5Fe_2O_3$ ($Y_3Fe_5O_{12}$) は，古くから知られている光透過性を有する磁性体である¹²⁾．

1969 年，Buhner は $BiCa_2Fe_4VO_{12}$ の組成を持つガーネットが異常に大きなファラデー回転を示すことを見出し¹⁴⁾，Bi 置換鉄ガーネットを磁気光学材料として用いる緒を開いた．Bi を 8 配位の元素と置換すると，飛躍的にファラデー回転が増大するため，置換量を増やす努力が続けられ，全ての 8 配位位置を Bi が占めた $Bi_3Fe_5O_{12}$ の合成も報告された¹⁵⁻¹⁸⁾．

図 2.9 に置換量の異なる Bi-YIG 薄膜のファラデー回転スペクトルを示す¹⁸⁾．



- B' ; tetrahedral site (24d)
- B ; octahedral site (16a)
- A ; dodecahedral site (24c)

Fig. 2.8 ガーネット結晶の構造.

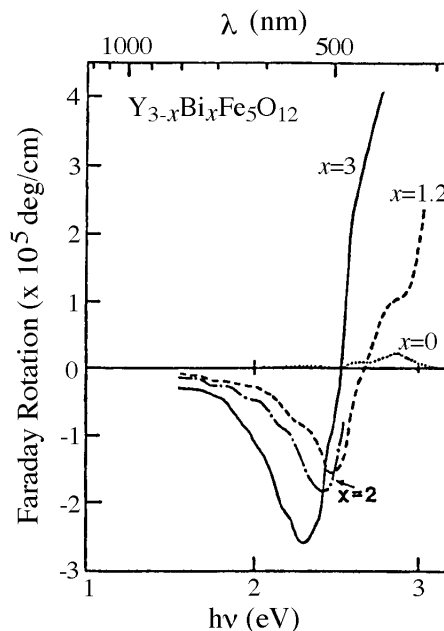


Fig. 2.9 Bi-YIG 薄膜のファラデー回転スペクトル.

Bi 置換量の増大と共に広い波長領域においてファラデー回転が増大している。

図 2.10 に Bi-YIG 薄膜の光吸収係数を示す¹⁹⁾。Bi 置換量の増加と共に各波長領域で吸収係数が増加している。

図 2.11 に各種磁気光学材料の性能指数 F (ファラデー回転角 θ_F を光吸収係数 α で割った値, 2.37 式) を示す³⁾。

$$F = \frac{\theta_F}{\alpha} \quad (2.37)$$

Bi-YIG 薄膜の磁気光学性能指数が、可視から近赤外領域でアモルファス希土類遷移金属 (RT) 膜より約一桁大きいことから、Bi-YIG 薄膜が優れた磁気光学材料であることがわかる。

2.3.1 Bi-YIG におけるファラデー効果

Bi-YIG では、Bi 置換量の増加に伴いファラデー回転の著しい増大が起こる。これについては、Bi 置換によって励起状態の分裂幅が増大することによる説明がなされている²¹⁾。

YIG のファラデー回転は O^2- の 2p 軌道と 6 配位の Fe^{3+} の 3d

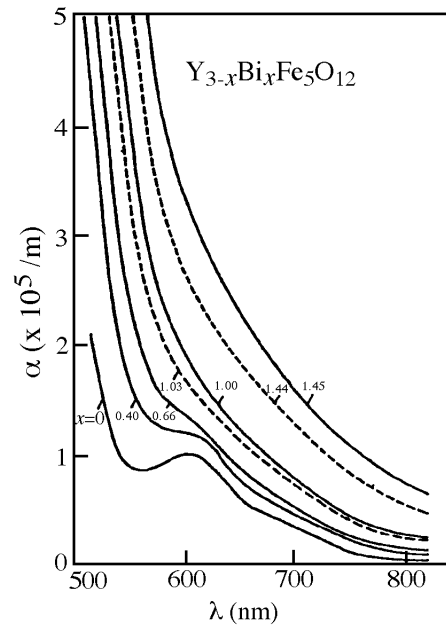


Fig. 2.10 Bi-YIG 薄膜の光吸収スペクトル.

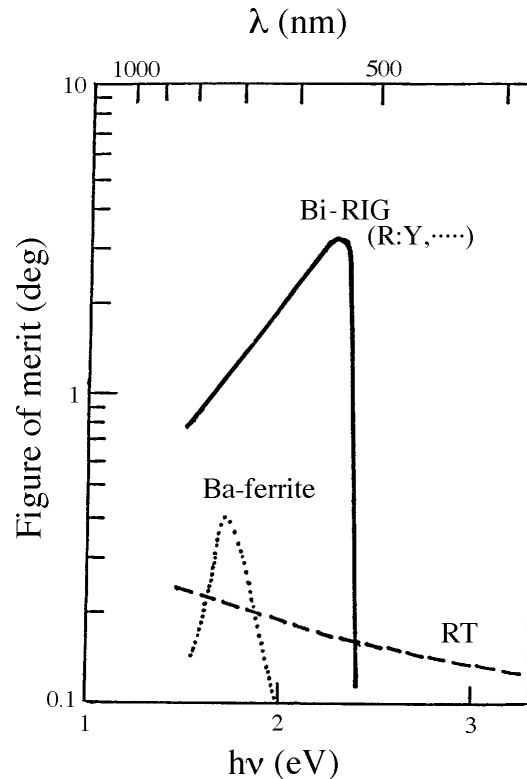


Fig. 2.11 各種磁気光学薄膜の磁気光学性能指数.

軌道で構成される分子軌道間の電子遷移に伴って生じると考えられている²²⁾。

Bi を置換した場合には、スピン軌道相互作用の大きな Bi^{3+} の 6p 軌道が O^{2-} の 2p 軌道と混合するために、上記分子軌道の分裂幅 が大きくなりファラデー回転が大きくなると考えられている²²⁾。

2.4 ガーネット材料の応用

鉄ガーネットの大きなファラデー効果と光透過性を利用して、数々のデバイスへの応用が検討されている。従来、鉄ガーネット系薄膜材料は、液相から成長させる方法や、スパッタなどのドライプロセスにより合成されてきた。従来検討されてきたデバイスへの応用例のうち、幾つかを示す。

2.4.1 光アイソレータ

光ファイバを利用した光通信システムや、光ディスクシステムの記録再生に利用されている半導体レーザーは、光ファイバの接合部分やシステムを構成する各種光学素子からの戻り光により発振が不安定になる。戻り光を防ぎ半導体レーザーの発振を安定にする役目を果たするのが光アイソレータである。長距離光ファイバ通信用光増幅器への戻り光を阻止するために不可欠な素子である。

光アイソレータは、ファラデー効果の非相反性を利用して構成されている。非相反性は、ファラデー効果の特徴の一つである。図 2.12 に旋光性を持つ物質 (a) と、ファラデー効果を示す物質 (b) による旋光の違いを示す。ブドウ糖などの自然旋光性を持つ物質では、光の進行方向に対して偏光面の回転角が定義される。従って、行き光の進行方向に対して、左回りに α 回転したとすると、返りには光の進行方向に対して、同じく左回りに α 回転する。返りの回転方向は行きの光の進行方向から見ると右回りとなるため、返り光の偏光面は元の入射光と同じとなる (図 2.12 (a))。

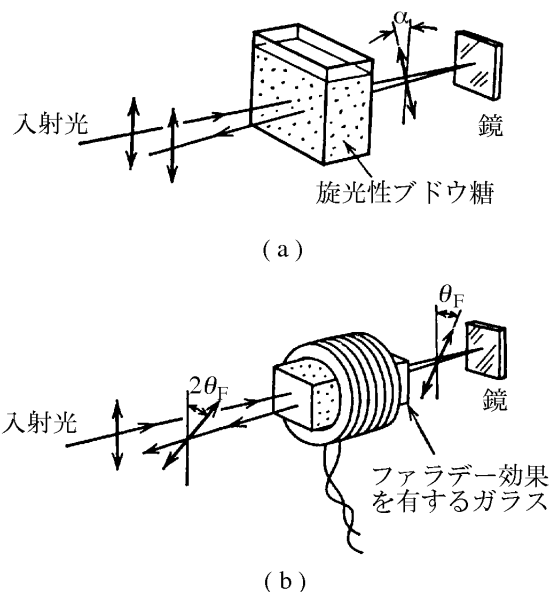


Fig. 2.12 ファラデー回転における非相反性.

一方、ファラデー回転では、磁界を反転させると逆方向に回転する。つまり、ファラデー回転角は、磁界の方向に対して定義されている。図 2.12 (b) に示すように、返り光は磁界の方向も反転するため、偏光面は同じ方向に回転することになり、片道の 2 倍の旋光を示す。これを非相反性という²⁾。

図 2.13 にバルク型の光アイソレータの原理を示す²³⁾。光アイソレータは透過軸をお互いに 45° 傾けた偏光子と検光子の間に、ファラデー効果によって偏光面を 45° 回転させる磁性材料（非相反部：Rotator）とそれを磁化させる磁石とから構成される。図 2.13 (a) に示すように、偏光子を通過し入射した直線偏光は非相反部で 45° 回転し検光子を通過する。しかし、図 2.13 (b) に示すように、戻り光は非相反部でさらに 45° 回転し、合計 90° 回転するため偏光子

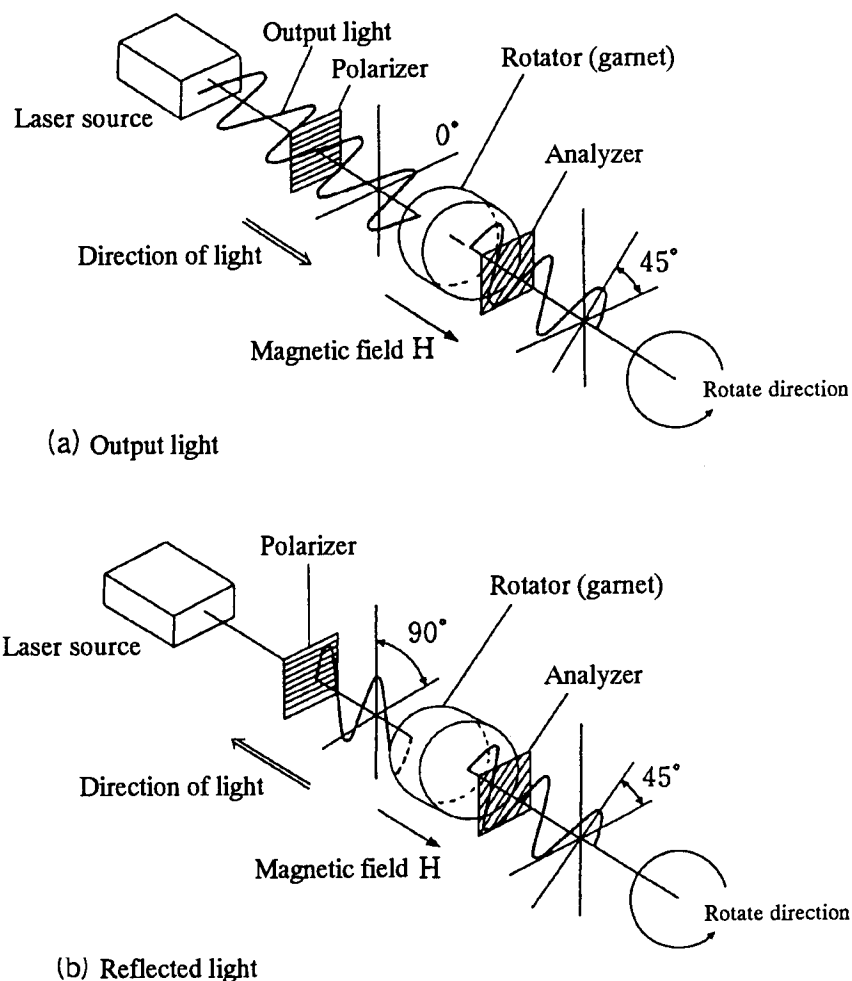


Fig. 2.13 光アイソレータの構成および原理.

を通過できず，光源に達することはない．大きなファラデー回転を示す材料である Bi を置換した鉄ガーネット結晶を利用した光アイソレータが実用化されており，市販されている²⁴⁾．

光アイソレータには，バルク型の他にも光集積回路を目標として，構成要素を全て薄膜化した導波路型も提案されている⁵⁾．また，光アイソレータの非相反機能に加え，幾つかの方向に光信号を分配する光サーキュレータ²⁵⁾や，光サーキュレータの永久磁石部を電磁石に置換え，ファラデー回転子に印加する磁界の向きを反転できるようにした，光スイッチなどの応用²⁶⁾も報告されている．

2.4.2 電流・磁界センサー

電流が流れている電線の近傍では，電流に比例した磁界 H が発生するので，ここに置かれたファラデー回転子の回転角の大きさを偏光子及び検光子を組合せて光強度変化に変換し，光ファイバなど光学的な手法を用いて電流の計測を行うことが可能である^{5,28)}。

入射光強度 P_0 ，ファラデー回転角 θ_F ，ファラデー回転子の光吸収係数を α ，偏光子と検光子のなす角度を 45° として，光強度変化 P は，

$$P = P_0 e^{-\alpha L} \left\{ \sin^2(45^\circ + \theta_F) - \sin^2(45^\circ) \right\} \quad (2.38)$$

と表すことができ， θ_F が大きくない場合には

$$P \approx P_0 e^{-\alpha L} \theta_F \quad (2.39)$$

と表せる．図 2.14 に波長 $1.27 \mu\text{m}$ の LED 光源を使った磁界センサー²⁵⁾を示す．

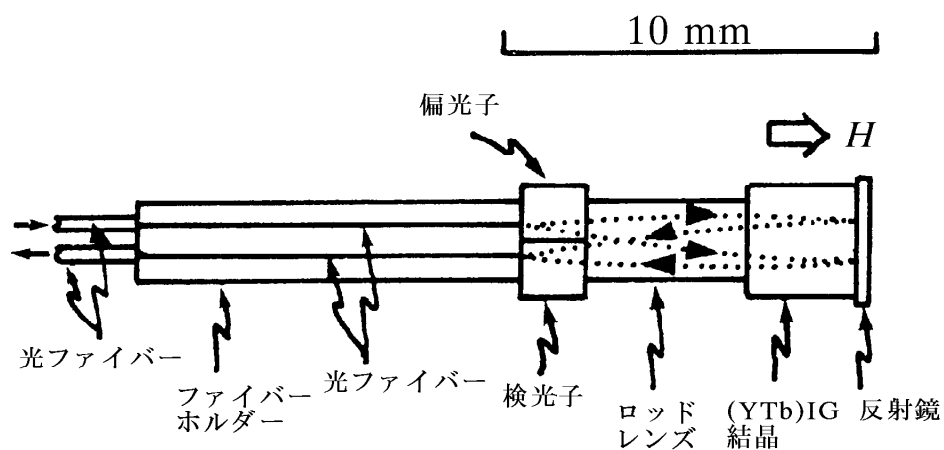


Fig. 2.14 ガーネット結晶を使った磁界センサー.

2.4.3 光磁気記録

光磁気記録システム（MO ディスク）は，再記録可能な非接触，高密度記録技術として，代表的なコンピューター用大容量ストレージシステムに応用されている．図 2.15 に光磁気ディスクシステムにおける書き込みと消去の方法を示す⁵⁾．媒体膜面に垂直な方向に一様に磁化された初期状態に対して，レーザー光の熱と補助磁界を組合せて磁化反転を起させ，情報を磁化の向きとして記録する²⁷⁾．

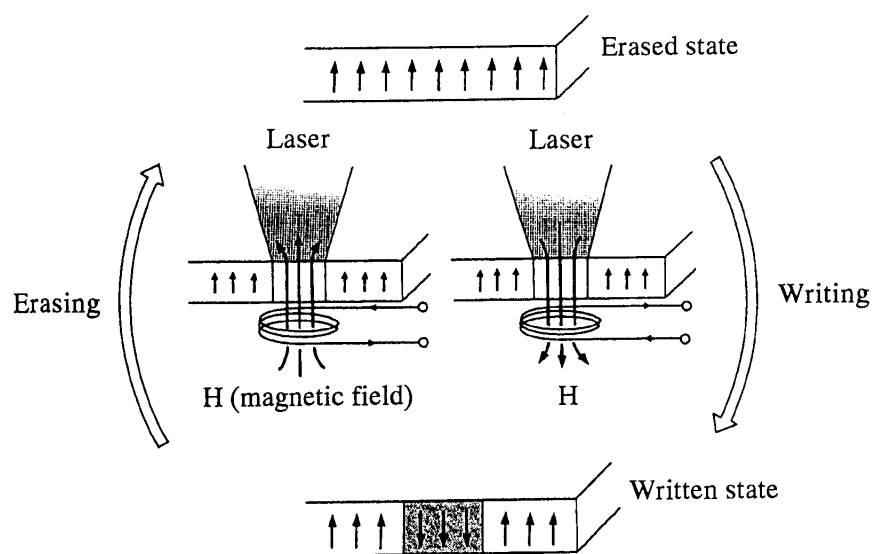


Fig. 2.15 光磁気ディスクシステムの記録，消去原理.

記録された情報の再生原理を図 2.16 に示す²⁸⁾．カー回転を偏光子，検光子を組合せて光強度に変換し，磁化の方向の違いとして検出する．

現在，アモルファス希土類遷移金属合金薄膜を記録媒体として利用しているが，鉄ガーネット系材料は，その少ない光吸収と大きな磁気光学効果が利用可能であるため新たな光磁気記録媒体材料として期待されている²⁹⁻³³⁾．鉄ガーネット系材料は酸化物系であるため，優れた耐腐食性をもち，データストレージシステムにとって極めて重要な特性である長期間安定した記録特性を示すこ

2.4.4 表示デバイス

ファラデー効果やカー効果を利用して磁区を観察³⁵⁾することができるが、表示デバイスの原理もこれと同じである。図 2.17 にファラデー効果を利用した表示デバイスの原理を示す⁶⁾。偏光子と検光子の間に磁化を反転させた領域（図の H 型の部分）を持つ透明磁性体を置き、スクリーンに投射する。磁化が反転しているため、ファラデー回転の方向が異なり、この領域が明るく表示される。

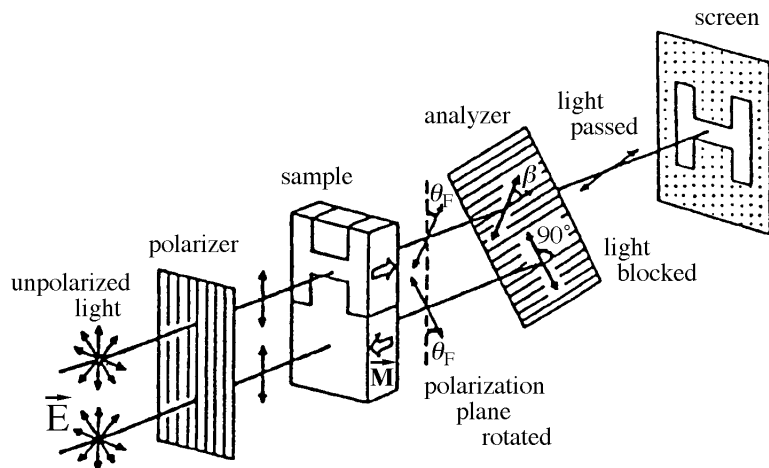


Fig. 2.17 ファラデー効果を使った表示デバイスの原理.

最近、様々な新しい表示デバイスが各種提案されている³⁷⁾。液晶を利用したディスプレイと同じ構成を考え、液晶の代わりに透明磁性体と磁界発生用のコイルアレイを使えば、フラットディスプレイを構成することができる。図 2.18 にガーネット薄膜を利用したディスプレイの構成例を示す³⁶⁾。磁性材料であるため、記録効果を有する“不揮発性ディスプレイ”を構成できる。また、完全な固体のデバイスとして構成することも可能であり、さらに電子スピンによるスイッチングであるから極めて高速応答が可能である。

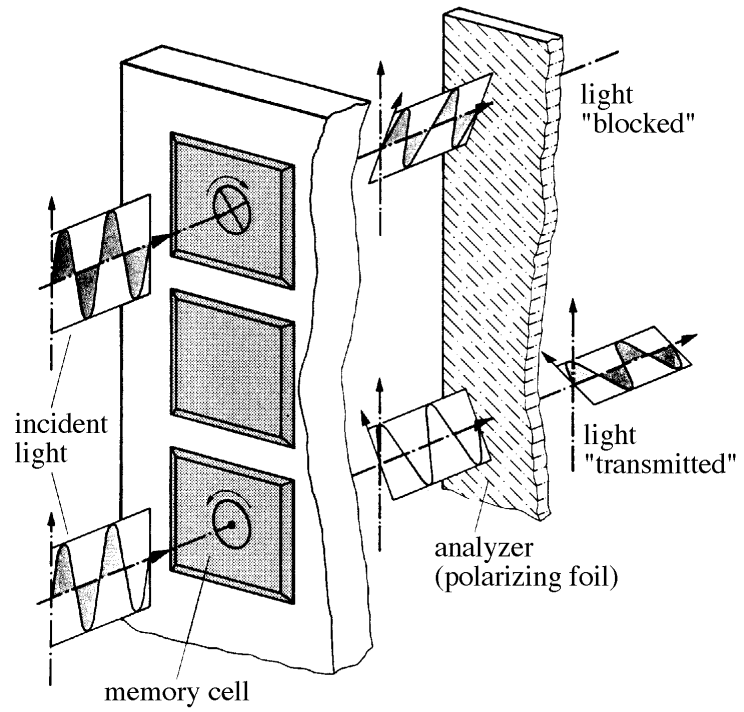


Fig. 2.18 光磁気ディスプレイパネルの構成.

参考文献

- 1) 佐藤勝昭, “現代人の物理 1 光と磁気”, pp.1-4, 朝倉書店 (1988).
- 2) 佐藤勝昭, “現代人の物理 1 光と磁気”, 第 2 ~ 3 章, 朝倉書店 (1988).
- 3) 趙 在慶, 博士論文, 第 2 章, 東京工業大学 (1990).
- 4) 小室栄樹, 博士論文, 第 2 章, 東京工業大学 (1995).
- 5) 阿部正紀, 五味 学, *応用物理*, Vol.57(9), pp.723-737 (1988).
- 6) ランダウ・リフシツ, 井上健男, 安河内昂, 佐々木健, 訳, “電磁気学”, pp.412, 東京図書 (1968).
- 7) 吉原邦夫, “物理光学”, 9, 10 章, 共立出版 (1968).
- 8) J. C. Suits, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-8**, pp.95-105 (1972).
- 9) F. J. Kahn, P. S. Pershan and J. P. Remeika, *Phys. Rev.*, **186**, pp.891 (1969).
- 10) 対馬国郎, *日本応用磁気学会誌*, Vol.9(5), pp.382-384 (1985).
- 11) 阿部正紀, *日本応用磁気学会誌*, Vol.8(5), pp.366-371 (1984).
- 12) S. Geller, H. J. Williams, R. C. Sehrwood and G. P. Espinosa, *J. Appl. Phys.*, **35**(6), pp.1754-1756 (1964).
- 13) 佐藤勝昭, “現代人の物理 1 光と磁気”, pp.72-76, 朝倉書店 (1988).
- 14) C. F. Buhner, *J. Appl. Phys.*, Vol.40(11), pp.4500-4502 (1969).
- 15) T. Okuda, T. Katayama, H. Kobayashi, N. Kobayashi, K. Satoh and H. Yamamoto, *J. Appl. Phys.*, Vol.67(9), pp.4944-4946 (1990).
- 16) S. Mino, A. Tate and A. Shibukawa, *Proceedings of the 6th International Conference on Ferrites, Tokyo and Kyoto*, pp.1529-1532 (1992).
- 17) E. Komuro, T. Namikawa and Y. Yamazaki, *J. Jpn. Soc. Powder Powder Met.*,
- 18) M. Gomi, K. Satoh and M. Abe, *Proceedings of the 5th International Conference of Ferrites*, pp.919- (1989).
- 19) P. Hansen and J. -P. Krumme, *Thin Solid Films*, **114**, pp.69-107 (1984).
- 20) 品川公成, 日本応用磁気学会第38回研究会資料, pp.7-11 (1985).
- 21) 竹内裕之, 品川公成, 谷口 哲, *応用物理*, Vol.48(3), pp.259-253 (1979).
- 22) 品川公成, *日本応用磁気学会誌*, Vol.6(5), pp.247-253 (1982).
- 23) 坪井泰住, 日比谷孟俊, “磁気光学の最前線”, 講談社, pp.24 (1989).
- 24) 町田克己, 中島和宏, 石川治男, *機能材料*, Vol.7(10), pp.13-20 (1987).
- 25) 白崎正孝, 福島暢洋, 中島啓幾, 浅間邦彦, 日本応用磁気学会第 38 回研究会資料, pp.87-92 (1985).
- 26) 青山 勉, 日本応用磁気学会第 38 回研究会資料, pp.93-97 (1985).
- 27) 今村修武, *画像電子学会誌*, Vol.14(2), pp.85-91 (1985).
- 28) 長妻一之, 松村宏善, 大畠 裕, 日本応用磁気学会第 38 回研究会資料,

- pp.99-103 (1985).
- 29) T. Fujimoto, Y. Kumura, M. Gomi and M. Abe, *J. Magn. Soc. Jpn.*, Vol.15(Sppl. S1), pp.263-266 (1991).
- 30) T. Fujimoto, Y. Kumura, M. Gomi and M. Abe, *J. Magn. Soc. Jpn.*, Vol.15(Sppl. S1), pp.267- (1991).
- 31) K. Nakagawa and A. Itoh, *J. Magn. Soc. Jpn.*, Vol.17(Sppl. S1), pp.278- (1993).
- 32) 伊藤彰義, 日本応用磁気学会第73回研究会資料, pp.1-6 (1992).
- 33) 黒田純夫, 庄野敬二, *応用物理*, Vol.64(3), pp.236-240 (1995).
- 34) 鈴木孝雄, *応用物理*, 64(3), pp.208-219 (1995).
- 35) 佐藤勝昭, “現代人の物理 1 光と磁気”, pp.13, 朝倉書店 (1988).
- 36) B. Hill and K. P. Schmidt, *Philips J. Res.*, Vol.33(5/6), pp.211-225 (1978).
- 37) 大石巖, *電気学会誌*, Vol.112(11), pp.903-907 (1992).