

強 磁 性 体 の 磁 気 光 学 効 果

Magneto-Optic Effects in Ferromagnetics

芳 野 俊 彦*

Toshihiko YOSHINO

最近、磁気光学一般に少なからぬ関心が寄せられている。それは、一つには磁気光学効果が光変調または記憶読み出しなどに応用できるからである。そして一つには、物性研究の上で、電子状態に関する有益な情報を提供してくれるからである。そこで、ここでは応用上特に価値があり、また物性工学の上でも興味ある未知の問題を含んでいる、強磁性体の磁気光学効果について、特に強磁性金属を念頭におき、基礎的な事から応用までを簡単に述べてみたいと思う。

1. ま え が き

一般にどのような物質でも、磁場をかけるとその光学的性質（屈折率や吸収係数など）が変化する。したがって、磁場をかけられた物質を通過した光、またはその物質から反射してきた光は、磁場をかけられていない場合と比較すると、振幅、位相および偏光状態などが違っている。この現象を一般に磁気光学効果という。たとえば、ガラスに磁場をかけると、磁場に平行に進んだ光はその偏光面が回転する。この現象は古くから、透明体の「Faraday 効果」としてよく知られている。そして、最近、いろいろな物質の磁気光学効果が、応用あるいは物性研究を目的としてよく研究されている。そこで、ここでは応用する立場から見ても興味があり、また磁性研究の手段としても大きな価値を持つ、強磁性体の磁気光学効果 (Magneto-Optic Effects in Ferromagnetics, 以下 MOEF と略記) についてその概要を述べてみよう。

強磁性体の磁気光学効果が、非強磁性体のそれと比べて著しく異なる点は次の二点である。すなわち (i) MOEF は磁化に比例し、外部磁界は磁区の方向(強磁性体ではいくつかの磁区、すなわちすべてのスピンの特定の方向を向いた領域から成っている)を揃える役目をするだけである。そして (ii) MOEF は非強磁性体の MOEF に比べ著しく大きい。たとえば、代表的な強磁性金属である Fe の Faraday 回転は、飽和磁化状態で 3×10^5 °/cm もあり、これと同じ回転を 1cm のガラス棒で得るためには、 10^6 gauss 以上の磁場が必要となる。この (i)、(ii) の特徴を有するため、MOEF には非強磁性体の磁気光学効果では望めないいくつかの用途がある。また、(i)、(ii) の起因の解明は物理的にも非常に興味のあるところである。

そこで、本稿ではまず 2 章で磁気光学効果一般についてそのあらましを述べ、磁気光学効果を表わす公式を示し、磁性薄膜についての実験と比較する。3 章では、強磁性金属の磁気光学的性質の測定法とその結果を示す。そして、強磁性金属の MOEF の微視的性質について述べる。最後に 4 章で MOEF の応用について、具体

例を挙げて説明する。

2. 磁気光学効果

(1) 磁気光学効果の公式

媒質が強磁性体であるか否かを問わず、任意の媒質の磁気光学効果を記述する基本式を提示しよう。

今、光学的に等方的な媒質のある方向(それを z 方向とする)に磁場をかけ、磁化 \mathbf{M} を与えたとしよう。すると、媒質はもはや等方的ではなく z 軸を特異軸とする異方性が現われる。すなわち、Maxwell の方程式 (1) において、

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= j\omega \epsilon / c \cdot \mathbf{E} \\ \text{rot } \mathbf{E} &= -j\omega \mu / c \cdot \mathbf{H} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここに、 ω は電磁波の角周波数、 \mathbf{E} , \mathbf{H} はそれぞれ電磁波の電場、磁場ベクトル

磁化する前はスカラーであった複素誘電率 $\epsilon = \epsilon_0$ および複素透磁率 $\mu = \mu_0$ が、磁化後は、(2)、(3) のような反対称テンソルになる。

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_0 & \epsilon_{xy}(\mathbf{M}) & 0 \\ -\epsilon_{xy}(\mathbf{M}) & \epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\mu = \begin{bmatrix} \mu_0 & \mu_{xy}(\mathbf{M}) & 0 \\ -\mu_{xy}(\mathbf{M}) & \mu_0 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix} \quad (3)$$

(2)、(3) において、テンソルの各成分は複素数である。 ϵ_0 , μ_0 はそれぞれ等方的な複素誘電率および複素透磁率であり、非対角 (xy および yx) 成分が、磁化されることにより出てきた量である。この非対角成分は、物質および周波数 ω より変化するが、同一物質、同一周波数に対しては、磁化 \mathbf{M} に比例し、磁化を反転すると符号が変わる性質をもつ。そして、(2)、(3) のような ϵ , μ を持つ媒質は計算の結果^{1,2)}、複屈折性の媒質であることが示される。さてこの複屈折性の媒質は、電磁波をどのように散乱するか、すなわち反射および透過の問題を考えよう。いま、図 1 (b) に注目する。この図において、磁化された媒質は上面、下面を平行平面に境された膜厚 d の膜であるとする。そして、入射面および磁化 \mathbf{M} は紙面に平行で、 \mathbf{M} は、さらに境界

* 東京大学生産技術研究所第 1 部

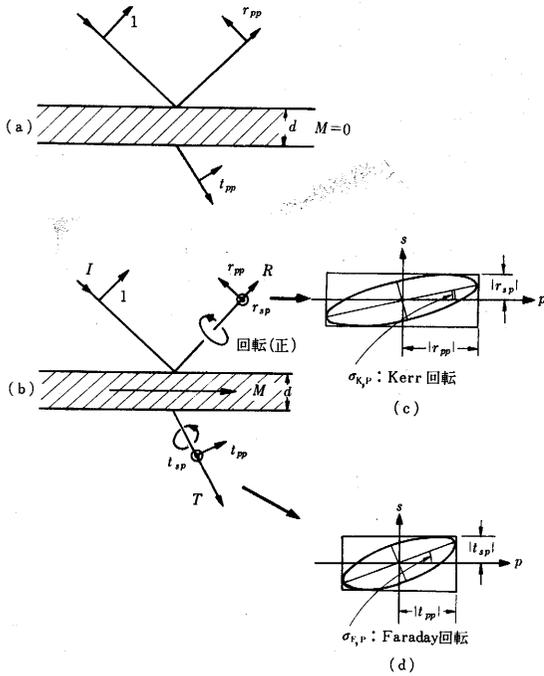


図 1 磁化による反射および透過光の変化と磁気光学的回転

面にも平行であるとする。このような配置をロンヂチユージナル配置 (longitudinal configuration) と呼び、これ以外にも、磁気光学の研究でしばしば用いられる配置に、ポーラ (polar) およびトランスバース (transverse) 配置がある(図 2 参照)。この三つの配置は、散乱の様子

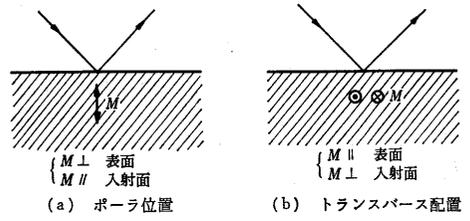


図 2 ポーラおよびトランスバース配置

が少しずつ異なる²⁾がここでは、ロンヂチユージナル配置での散乱を述べる。

いま、かりに p 偏光 (電磁波の E 成分が入射面に平行) が入射したとする。このとき、膜が磁化されていない場合は、散乱光の偏光方向はやはり p 方向である(図 1 (a) 参照)。すなわち、反射光については、 $R_p = r_{pp} I_p$ 、透過光については $T_p = t_{pp} I_p$ 。ここに r_{pp} , t_{pp} は Fresnel 係数、 I は入射光の電場ベクトルを表す。しかし、膜が磁化されていると、図 1 (b) のように、散乱光は入射光の偏光方向に垂直な s 偏光方向成分、すなわち、 $R_s = r_{sp}(M) I_p$ 、 $T_s = t_{sp}(M) I_p$ を持つ。ここに $r_{sp}(M)$, $t_{sp}(M)$ は磁気光学係数である。以上のことは s 偏光入射についても同様である。したがって、散乱光と入射光の電場ベクトル R, T, I の関係は (4), (5) 式

$$\begin{bmatrix} R_s \\ R_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp}(M) \\ r_{ps}(M) & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_s \\ I_p \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\begin{bmatrix} T_s \\ T_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{ss} & t_{sp}(M) \\ t_{ps}(M) & t_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_s \\ I_p \end{bmatrix} \quad (5)$$

で与えられる。ここに^{2,4)},

$$\left. \begin{aligned} t_{ss} &= \frac{t_s t_s'}{U^2 + r_s r_s'} U \\ t_{sp}(M) &= \frac{t_s t_p' \tan \theta \left\{ (U^2 - r_p r_p') \frac{\pi N d}{\lambda_0} - \frac{j}{4} \frac{1 - U^2}{\cos \theta} \left(\frac{\cos \theta_t}{\cos \theta} t_p' - t_s'' \right) \right\} (Q_E + Q_M) \cdot U}{(U^2 + r_s r_s') (U^2 + r_p r_p')} \\ t_{ps}(M) &= - \frac{t_s t_p' \tan \theta \left\{ (U^2 - r_s r_s') \frac{\pi N d}{\lambda_0} + \frac{j}{4} \frac{1 - U^2}{\cos \theta} \left(t_s' - \frac{\cos \theta_u}{\cos \theta} t_p'' \right) \right\} (Q_E + Q_M) \cdot U}{(U^2 + r_s r_s') (U^2 + r_p r_p')} \\ t_{pp} &= \frac{t_p t_p'}{U^2 + r_p r_p'} U \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} r_{ss} &= \frac{r_s U^2 + r_s'}{U^2 + r_s r_s'} \\ r_{sp}(M) &= \frac{M t_s t_p \tan \theta \left[\frac{4\pi N d \cos \theta}{\lambda_0} (r_s' + r_p') U^2 - j \{ U^4 - (1 - r_s' r_p') U^2 - r_s' r_p' \} \right] (Q_E + Q_M)}{4 M u \cos \theta_u (U^2 + r_s r_s') (U^2 + r_p r_p')} \\ r_{ps}(M) &= -r_{sp}(M) \\ r_{pp} &= \frac{r_p U^2 + r_p'}{U^2 + r_p r_p'} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

ただし、 $U = \exp\left(j \frac{2\pi N d \cos \theta}{\lambda_0}\right)$ (8)

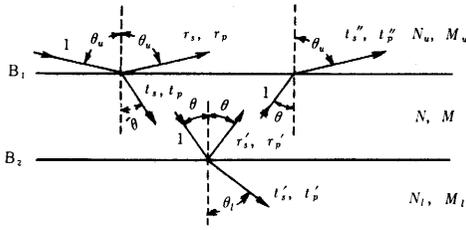


図 3 (6), (7) 式に現われる Fresnel 反射および透過係数

ここに、 θ_u は入射角を、 θ, θ_i はそれぞれ、非磁化状態における膜および膜の下面と接している媒質に対する屈折角を表わし、

$N_u \sin \theta_u = N \sin \theta = N_i \sin \theta_i$ (Snell の法則) の関係にある (図 3 参照). また N, N_u, N_i および M, M_u, M_i はそれぞれ膜および膜の上側および下側の媒質の複素屈折率および複素波動アドミタンスを表わし、 $N = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ および $M = \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0}$ などと与えられる。 λ_0 は真空中の波長であり、 $r_s, r_p, t_s, t_p, r'_s, r'_p, t'_s, t'_p, t'_s, t'_p$ は図 3 に示す Fresnel 係数²⁾ である。

Q_E, Q_M は磁気光学的パラメータ

$$Q_E = \frac{j\epsilon_{xy}(M)}{\epsilon_0}, \quad Q_M = \frac{j\mu_{xy}(M)}{\mu_0}$$

で、それぞれ磁化に比例する複素数である。

一般に、Fresnel 係数と磁気光学係数との間には位相差があるので散乱光はダ円偏光となる (図 1 (c), (d) 参照)。しかしながら、多くの場合、磁気光学係数は Fresnel 係数に比べて著しく小さい。したがって散乱光はきわめて細長いダ円偏光となるので近似的に直線偏光と考えてよい。このときダ円の長軸方向が偏光方向と考えられるので、偏光面の回転は、反射 (Kerr 回転という) および透過 (Faraday 回転という) した光についてそれぞれ、

Kerr 回転

$$\left. \begin{aligned} s \text{ 偏光入射に対し } \varphi_{K,s} &= -R_e \left(\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \right) \\ p \text{ 偏光入射に対し } \varphi_{K,p} &= R_e \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Faraday 回転

$$\left. \begin{aligned} s \text{ 偏光入射に対し } \varphi_{F,s} &= -R_e \left(\frac{t_{ps}}{t_{ss}} \right) \\ p \text{ 偏光入射に対し } \varphi_{F,p} &= R_e \left(\frac{t_{sp}}{t_{pp}} \right) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

で与えられる。ただし、回転の向きは、光の進行方向に対し右ネジの方向を正にとる。

(2) 磁性薄膜の磁気光学効果⁵⁾

次に、2 章 (1) で与えた公式と、実際の磁気光学効果とがどの程度合っているか、磁性薄膜の MOEF を例にとって具体的にみてみよう。以下の実験に使われてい

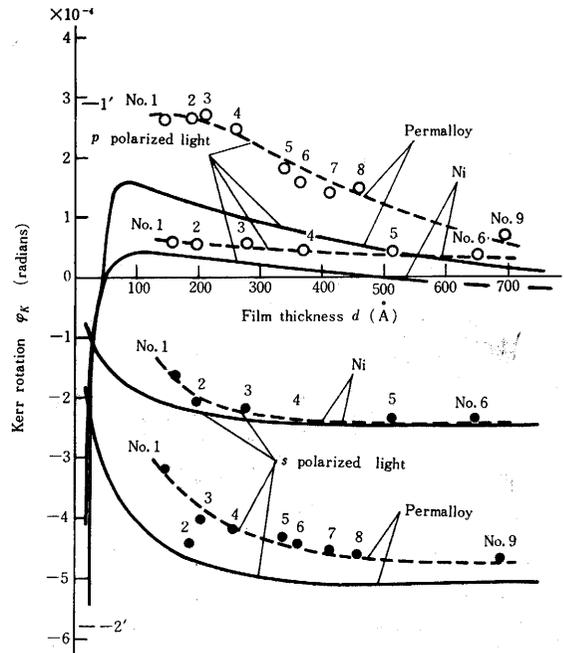


図 4 Kerr 回転の膜厚依存性に関する実験値 (破線) と理論曲線 (実線), 波長 $550 \text{ m}\mu$, 入射角 60°

る磁性薄膜はガラスを下地にした真空蒸着膜である。

(a) Kerr 回転

磁性薄膜の厚さ d を変えたときに、Kerr 回転がどのように変わるかを実験値と理論値を比較して示したのが図 4 である。実験と理論の比較は Ni とパーマロイ膜について行なっている。波長は $550 \text{ m}\mu$, 入射角は 60° である。そして、理論値を計算するのに用いた諸定数は、Ni については

$N = 1.40 - j2.52, Q_E = 4.55 \times 10^{-3} \exp(j21^\circ), Q_M = 0$ パーマロイについては、

$N = 1.65 - j2.80, Q_E = 1.20 \times 10^{-2} \exp(j26^\circ), Q_M = 0$ である。これらの定数の求め方は 3 章で述べる。図 4 より、理論、実験ともに膜厚とともに系統的に変化しているのが見られるが、膜厚が厚くなるにつれて、ある一定値に漸近して行くのがわかる。これは、磁性薄膜の強い金属吸収 (複素屈折率 N の虚数部が吸収を表わす) のために、膜厚がある程度厚くなると、膜内での内部多重反射の寄与がほとんどなくなることによる。図 4 より、膜厚が 700 \AA 以上の膜なら、その Kerr 効果はバルクのそれと同じであると考えてよい。図 5 には、膜厚約 1000 \AA の膜について、Kerr 回転の入射角依存性を示す。

理論式 (7), (9) から推察されるように、Kerr 回転は入射角のかなり複雑な関数であることがよくわかる。また、図 5 には、位相差板 (Babinet Soleil) により、反射光の s 偏光と p 偏光の位相差 δ を $\delta = 0$ (したがって $\cos \delta = 1$) にしたとき、すなわち、反射光を完全な直線偏光にしたときの回転も示してある。この位相補償を行な

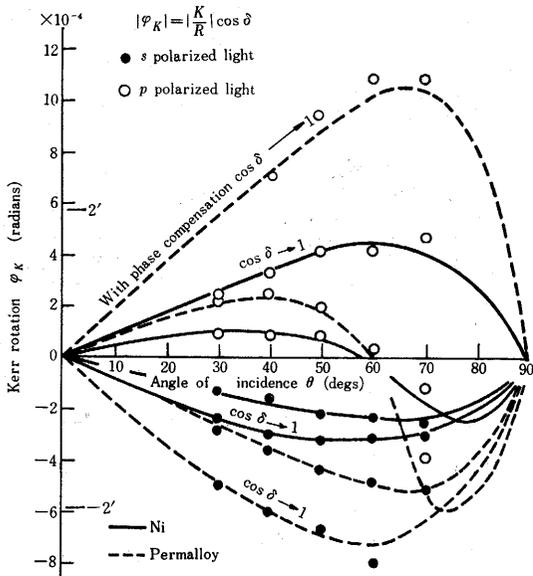


図 5 Kerr 回転の入射角依存性に関する実験値(小円)の理論曲線(実線および破線). 波長 550 mμ

うことにより, 一般に回転を増加することができる. たとえば, 極端な例として, p 偏光入射角 60° に対して, パーマロイの Kerr 回転は 0, すなわち, ダ円偏光の長軸が p 方向にあったのが, 位相補償をし, 完全な直線偏光にすると, 4' 近くの回転が得られる.

(b) Faraday 回転

図 6 に Faraday 回転の膜厚依存性について示す. 図

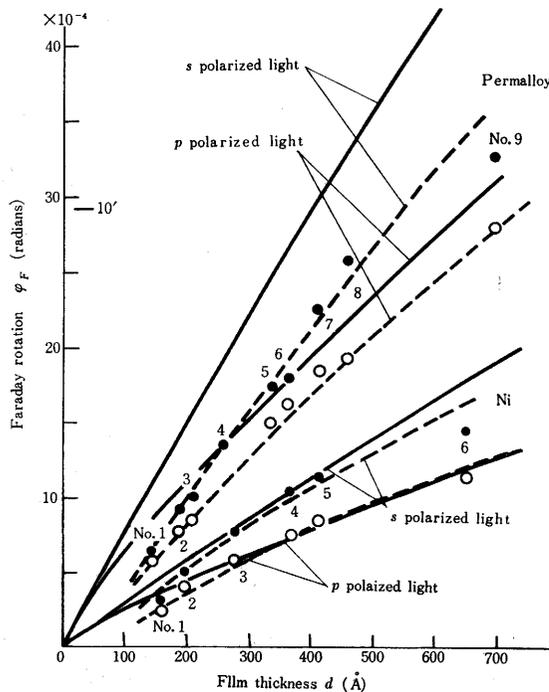


図 6 Faraday 回転の膜厚依存性に関する実験値と理論曲線. 波長 550 mμ

6 では, 実験値および理論値ともに, 膜厚に対しほぼ直線的に変化している. しかし, これは強い金属吸収のためであり, 吸収の少ない物質に対しては, Faraday 回転は膜厚に対し直線的に変わらない. たとえば, 吸収の小さな物質である n 型 PbS 膜の Faraday 回転は波長 λ₀ (位相因子 (8) 式からわかるように 1/λ₀ が膜厚 d と同じ役目をする) とともに振動的に変化する⁶⁾. これは, 位相因子 U が λ₀ の変化とともに ±1 の間を振動することに基づく. 薄膜の Faraday 効果について, この内部多重反射の効果のほかにもう一つ注意しなければならぬことがある. それは, 磁気光学的成分 (t_{sp}I_p など) は, 磁化された媒質が光が伝ばしている間に生じる (これを伝

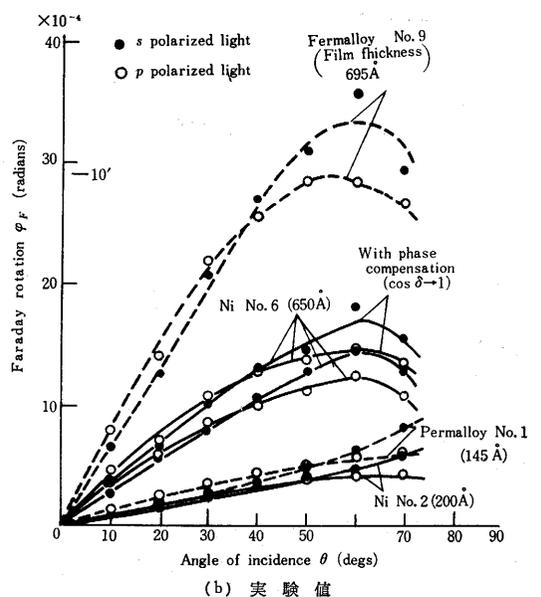
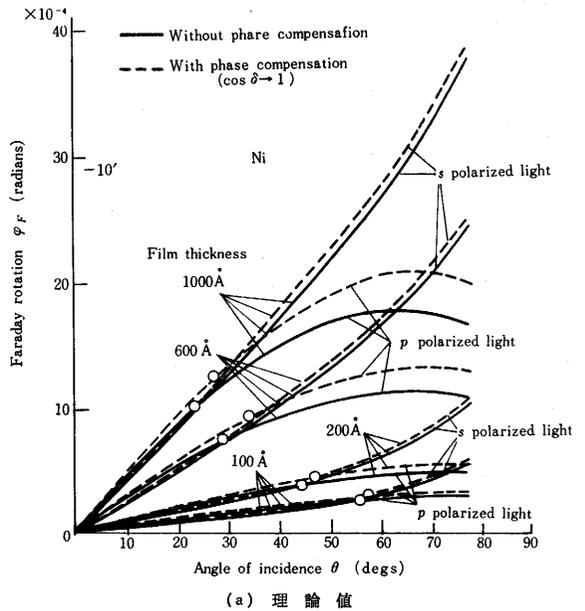


図 7 Faraday 回転の入射角依存性 (波長 550 mμ)

ば効果という) 以外に, 磁化されていない媒質の境界を通過する際にも生じる (これを境界効果という) ことである。したがって, 観測される Faraday 効果は, 両者の合わさったものである (これは, Kerr 効果についても同様である)。この事実は, この磁性薄膜の実験にも観測されており, 図 7 (a), (b) (これは Faraday 回転の入射角依存性を理論的および実験的に調べたものである) で, 原点の近傍で s 偏光に対する Faraday 回転 $\varphi_{F,s}$ と p 偏光に対するもの $\varphi_{F,p}$ との差が境界効果である⁵⁾。

3. 磁気光学的性質

2 章で MOEF を現象論的に見たので, 次に, 強磁性体の中でとくに金属の磁気光学的性質について述べる。

(1) テンソル ϵ の測定

いま, 扱っている光周波数域では, MOEF はテンソル ϵ で特徴づけられるので, ϵ を求めることが必要である。 ϵ の各成分, ϵ_{00} および ϵ_{xy} はそれぞれ複素数であるので, 一つの波長に対し ϵ を決定するには, 四つの独立な情報が必要である。そこでまず, 複素屈折率 N を測定し (これで二つの情報をうる), さらに二つの異なる条件での Kerr 回転 (たとえば, $\varphi_{K,s}(60^\circ)$ と $\varphi_{K,p}(75^\circ)$) を測定すれば ϵ が求まる。図 8 に Ni-Fe 系の Kerr 回転 $\varphi_{K,p}(75^\circ)$ の波長依存性を示す。測定範囲は可視域と近赤外域である。試料は 2 章で使用したのと同じく真空蒸着膜で (蒸着膜は光学的に平坦な表面をもつ試料として, 一般に金属の光学的性質の研究にしばしば使用される), 膜厚は約 1000 Å である。図 5 または図 8 に示したように, Kerr 回転は $2' \sim 3'$ の大きさの回転である。このように非常に小さな偏光面の回転の測定法の一例^{2,7)} を次に示す。

いま, かりに p 偏光を試料面に入射したとする。そのとき方位角 ϕ (偏光子の通過軸方向と p 偏光方向のなす角) におかれた検光子を通過した光の強度 $I(\phi)$ は, (11) 式

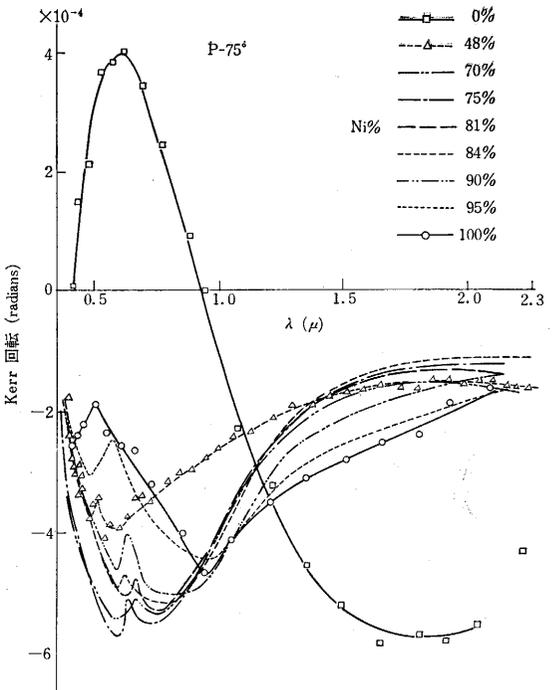


図 8 Ni-Fe のロンダチュージナル・Kerr 回転, P-75° の波長依存性

で与えられる。

$$I(\phi) = |r_{pp} \cos \phi + r_{sp} \sin \phi|^2 \approx \frac{|r_{pp}|^2 \cos^2 \phi}{I_0(\phi)} + \frac{R_e(r_{pp} r_{sp}) \sin 2\phi}{I_M(\phi)} \quad (11)$$

$$(\because |r_{sp}| \ll |r_{pp}|)$$

そこで, $I_0(\phi)$ と $I_M(\phi)$ を測定すれば (9) を用い, Kerr 回転が $\varphi_{K,p} = (I_M(\phi)/I_0(\phi))/(2 \tan \phi)$ で計算できる。一般に, r_{sp} したがって $I_M(\phi)$ は非常に小さな量なので, $I_M(\phi)$ が ϕ に関して最大になるように $\phi = \pi/4$ とおく。それでもまだ $I_M(\pi/4)$ は非常に小さな量なので,

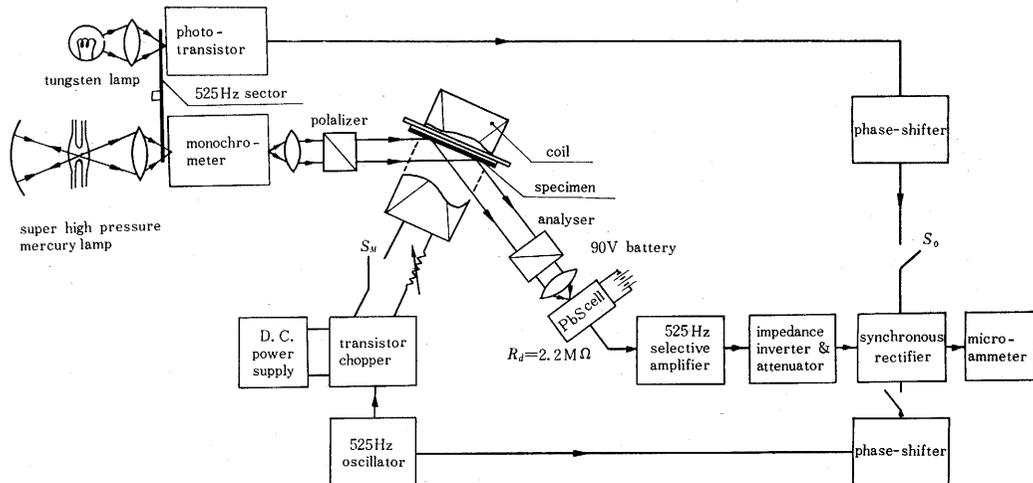


図 9 ロンダチュージナル・Kerr 回転と光学定数を測定する装置

直流的に測定することは困難であるので交流法による。すなわち、薄膜の飽和磁化を交流磁界（磁性薄膜の抗磁界は小さいので、Ni-Fe 系については数 10 gauss の磁場の強さで十分足りる）により交替的にふらせ（筆者の測定例では 525 Hz）交流信号にし、選択増幅（100 dB, $\Delta f = 40$ Hz 程度）をして、さらに同期整流をして読み出す。測定装置を図 9 に示す。測定に際し、なるべく高輝度の光源を使うことおよび、NEP（等価雑音電力）の低い検出器を用いることが必要である。他方、 $I_0(\phi)$ は十分大きな量なので直流法での測定も可能だが、セクターで交流にし、やはり同期整流をして読み出すと精度が上がる（図 9 参照）。 N の測定方法は、偏光解析法と呼ばれる方法すなわち一般に方位角 $\pi/4$ の直線偏光を等方的な金属の表面に入射すると反射光はダ円偏光となるの

だが、そのダ円の形を測定して複素屈折率 N を計算する方法による。楕円の形は、検光子を通った後の反射光の強さを、検光子の相異なる三つの方位角に対し測定すれば求まる（なお、ダ円を精度よく測定する方法の一つが参考文献²⁾ に述べられている）。

以上の測定から求めた、Ni のテンソル ϵ の非対角成分 ϵ_{xy} および対角成分 ϵ_0 の周波数依存性をフォトンエネルギー単位で、図 10, 11 に示す。 ϵ_{xy} は ϵ_0 に比べて約 10^{-2} 程度の大きさである。

(2) 微視的性質

次に、強磁性金属の MOEF の微視的性質について述べる。今までわれわれは主として光周波数域の MOEF を問題としてきたが、静電場からラジオ波、マイクロ波赤外波に至る全周波数域で磁気光学効果——磁気電磁波効果とでも言うべきだが——が存在する。すなわち、静電場では、自発 Hall 効果（自発磁化状態にある強磁性体の Hall 効果のことをいい、伝導電子が不純物、格子振動または不整スピンなどにより散乱されることに起因する）により、電流が磁気吸収を受ける。この場合の相互作用は電場を通したものであるので ϵ に関係している。また、マイクロ波域では、強磁性共鳴（静磁界の回りをスピンの才差運動をすることにより、マイクロ波を吸収する）により、マイクロ波が磁気吸収される。また、これに関して、マイクロ波の偏光面が回転する現象すなわちマイクロ波 Faraday 効果⁹⁾ もよく知られている。これらの場合、磁性体との相互作用は、磁性スピンとマイクロ波の磁場を通してであるので μ に関係している。さらに、光周波数域では、帯間遷移により光量子が吸収される。この場合、磁性体と光波との相互作用は、磁性電子の電気双極子能率によるので、 ϵ に関係している。したがって、任意の周波数では図 12 に示すように、

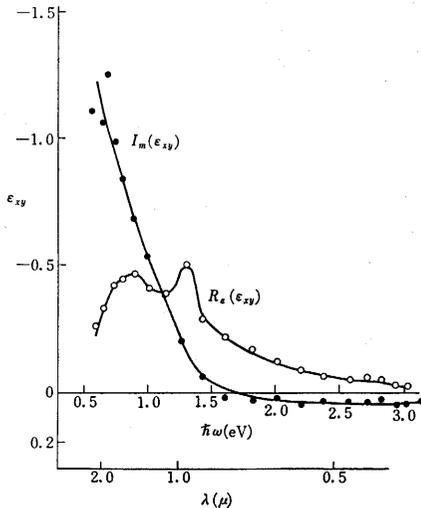


図 10 Ni のテンソル ϵ の非対角成分の周波数依存性

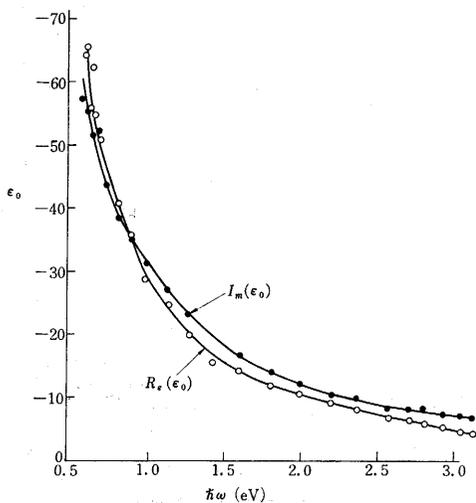


図 11 Ni のテンソル ϵ の対角成分の周波数依存性

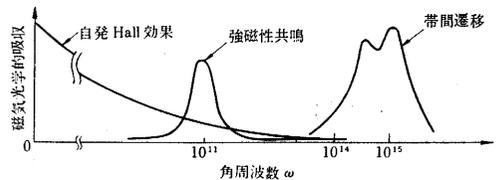


図 12 いろいろな周波数域での磁気光学効果の概念図

この三つの効果がそれぞれ大なり小なり MOEF に寄与している（単なる代数和でないが）。そして、光周波数域では、自発 Hall 効果の寄与はほとんどないことが、Ni-Fe 系合金の MOEF を系統的に調べた実験から証明されている⁹⁾。また、強磁性共鳴の寄与も無視できる位小さいことが、トランスバース Kerr 効果の実験（図 2 (b) の配置で、s 偏光を入射した場合の反射率の変化から $\mu_{xy}(M)$ が測定できる）から実証されている^{10, 2)}。この背景の下で最近二、三の著者により、Ni について現在知られているバンド構造をもとにして帯間遷移の理論

計算^{11,12,2)}が行なわれた。その結果を実験値と比較すると、理論と実験のある程度の一致が得られているが、まだ不十分な点が多く、実験値をよりよく説明する理論的研究が今後の問題として残されている。理論計算の方法や計算結果については原著論文を参照していただくとして、ここでは参考のために、テンソル ϵ の非対角成分の帯間遷移理論による公式^{13,2)}だけを掲げておく。

$$\left. \begin{aligned} R_e(\epsilon_{xy}) &= -\frac{e^2}{2\pi m^2 \omega^2 \hbar^3} \sum_{\sigma} \int s_{ue}(\mathbf{k}) \delta(\omega_{ue} - \omega) d\mathbf{k} \\ I_m(\epsilon_{xy}) &= -\frac{e^2}{\pi^2 m^2 \omega^2 \hbar^3} \sum_{\sigma} \int p_{\sigma} \int \frac{s_{ue}(\mathbf{k})}{\omega_{ue}^2 - \omega^2} d\mathbf{k} \end{aligned} \right\} (12)$$

ここに $s_{ue}(\mathbf{k})$ はスピノ軌道相互作用に比例する量^{2,14)}である。対角成分は、教科書によく見る、等方的な媒質の複素誘電率である。(12)式よりわかるように、 ϵ_{xy} の実数部が光子の吸収を表わし、虚数部が分散を表わしているのがわかる。これは、対角成分の場合とちょうど逆の関係になっているのに注意すべきである。

4. 応 用

最後に、MOEF がどのようなことに応用されているか、またどのようなことに応用される可能性があるかを具体的にみでみる。

(1) 磁区図形観察

強磁性体は細かく見ると、いくつかの微小またはかなり大きな磁区から成っている。この磁区の模様を観測することは、磁性学上きわめて重要なことである。そして、古くから知られている磁区観察の方法としては、粉末図形法がある。この方法では、強磁性体のコロイド(マグネタイト)を強磁性体の表面に載せると、磁壁(磁区と磁区の境、したがって極となっている)に黒色のマグネタイトが集まるのでそれを金属顕微鏡で観測する。しかし、この方法では、低温または高温における状態または、すみやかに変化する状態を観測することはむずかしい。ところが、MOEF を用いれば、この困難は取り除ける。MOEF による磁区観察は普通の偏光顕微鏡を使えば簡単に行なえる。図 13 は反射法(Kerr 効果を利用)

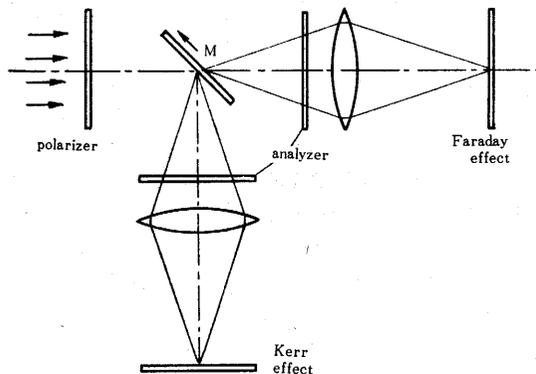


図 13 磁気光学効果を用いた磁区観測装置

用)または透過法(Faraday 効果を利用)により磁区図形を撮影する最も普通の装置を示したものである。ここで、一例として、反平行な磁化方向を持つ磁区図形を Faraday 効果を用いて観測する方法の原理と観測結果¹⁵⁾について述べる。試料は膜厚約 500 Å の Fe 膜である。試料面に s または p 偏光を入射すると、2 章で述べたように、通過した領域の磁化の向きに対応し、 $\mp\beta$ ($\beta = 0.5^\circ$) だけ偏光面の回転した直線偏光 E_1, E_2 (厳密に言えば円偏光だが) が透過光として出てくる。この様子を図 14 (A) に示す。そこでいま、図 14(A)-(a) のよう

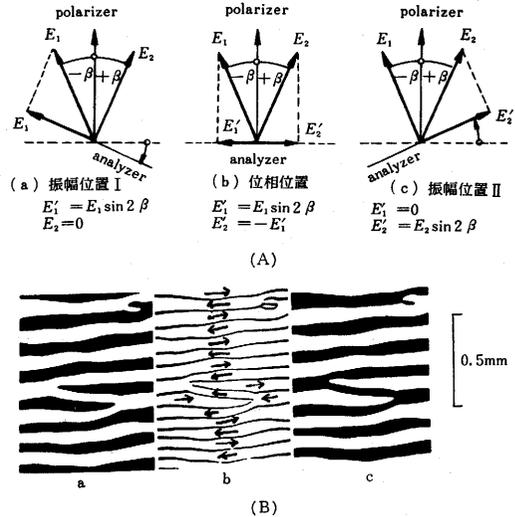


図 14 検光子の位置とコントラスト。(Faraday 効果による Fe 膜の磁区観察、膜厚 500 mμ, $\beta = 0.5^\circ$ 矢印は磁化方向を示す)。

に、検光子の通過軸を E_2 に垂直におくと、 E_2 はさきぎられるが、 E_1 の方は $E_1 \sin 2\beta$ だけ光が通過するので、その部分は明るい像となり観測される。それを、図 14 (B)-a に示す。また、逆に、検光子の通過軸を E_1 に垂直におくと(図 14 (A)-c) コントラストが反転した像が観測される(図 14 (B)-c)。ここで、一つの興味ある現象がある。いま、図 14(A)-b に示したように、検光子の通過軸を入射光の偏光方向に直角におくと、出力光は $E_2' = -E_1' = -E_1 \sin 2\beta$ すなわち隣り合う磁区を通過してきた光は、振幅が第しく位相が 180° ずれた光となっている。すなわち、この反平行な磁化方向を持つ磁区が、あたかも 180° 位相格子のように働いていることになる。したがって図 14(B)-b に示すように、 180° 位相格子による回折像と類似な像が観測される。

(2) 記憶読み出し

次に、MOEF のより積極的な応用として、磁性体に貯えられた磁気的情報の読み出しへの応用について述べる。その一例を図 15¹⁵⁾ に示す。これは、MnBi 磁性薄膜(膜厚約 700 Å)に記録された磁気的情報、すなわち同図で文字 JPL を形成しているスポットを Faraday 効

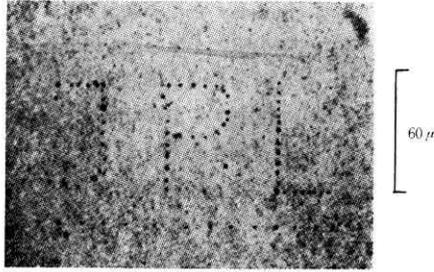


図 15 MnBi 磁性薄膜に記録された磁気的情報の Faraday 効果による読み出し

果により読み出したものである。この膜の Faraday 回転は 1.65° 、透過率は 3% である。図 15 で、スポットの部分の磁化方向が周囲の磁化方向と逆になっている。この小部分の磁化を反転すること、すなわち磁気的記録は Curie 点書き込み法と呼ばれる方法で行なったものである。ここに Curie 点書き込み方とは、膜厚方向に一樣に磁化された磁性体（ただし膜厚方向が容易磁化方向にしてある）の一局部を加熱して、その部分の温度をいったん Curie 点以上にあげふたび冷却すると、周囲からの反磁界のためその部分だけ磁化方向が反転する現象を利用した記録方法である。加熱には強力かつ集光性がすぐれている点でレーザー光を、または電子線を利用する。図 15 のスポットは、ルビーレーザー光を集光して書き込んだもので、スポットの大きさは $0.7 \mu\text{m}$ 程度のきわめて小さなものである。したがってこのスポットを一単位の記憶量すなわち一ビットとして使用するならば、 10^8 ビット/cm² の高密度の情報蓄積が可能となる。図 16 には、この磁気光学的読み出しを計算機のシステムに導入する場合の方式 (Mee と Man の提案¹⁷⁾) を示してある（詳細は原論文を参照されたい）。この磁気光学的読み出し方法は、1. 非破壊的読み出しが可能である。すなわち、磁化状態を変えずに読み出せる、2. 走査する光は適当な光学系を使えば十分小さく ($1 \mu\text{m}$ 以下) できるので分解能の高い読み出し法である、という点がすぐれているので今後より積極的な実用研究が期待される。

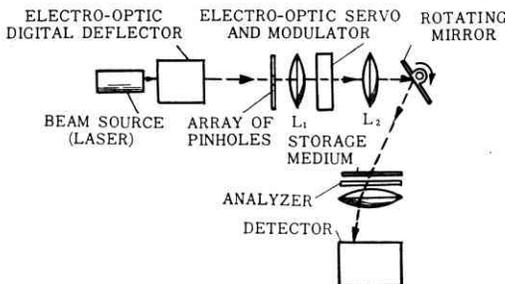


図 16 レーザ光で作動する記憶装置 (Mee と Fan の提案¹⁷⁾). 読み出しは Faraday 効果による

(3) 光変調

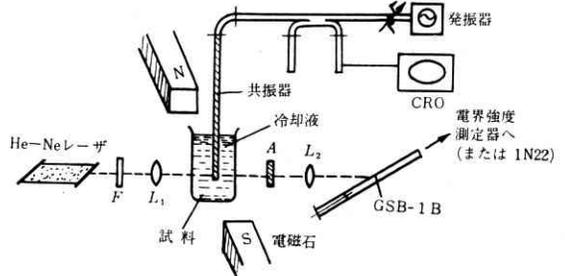
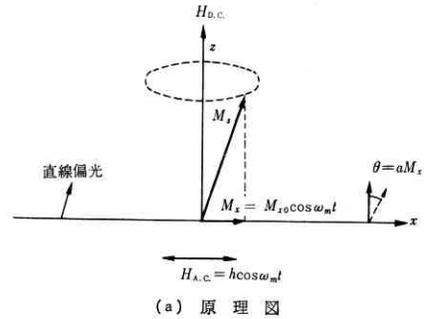
MOEF のより直截的な応用として

(a) 光の振幅 (強度) および位相変調

(b) サーキュレータやアイソレータ

(c) 光のスイッチ

などがある。(a) MOEF による光の振幅変調は、透明な磁性体の Faraday 効果を利用する方法が最もよく研究されている^{18,19,20)}。ここで一例として、強磁性共鳴現象を利用した、マイクロ波周波数域での光の振幅 (強度) 変調について述べる。原理を図 17 (a) に示す。すなわち、静磁界 $H_{d.c.}$ (z 方向) の下で、 z 方向に垂直な方向にマイクロ波磁界 $H_{a.c.} = h \cos \omega_m t$ (h は定数、 ω_m はマイクロ波の角周波数) をかけると、強磁性体の巨視的スピン M_s が z 軸の回りを角周波数 ω_m で才差運動を行なう。その結果、光の進行方向に $M_x = M_{x0} \cos \omega_m t$ (M_{x0} は定数) なる磁化が誘導されるので、Faraday 回転 $\theta = a M_x = a M_{x0} \cos \omega_m t$ (a は定数) を生じる。誘導磁



(b) 実験装置 (マイクロ波周波数は 10 GHz)

図 17 強磁性共鳴を利用したマイクロ波光変調のピーク値 M_{x0} は共鳴時すなわち $\gamma H_{d.c.} = \omega_m$ (γ はジャイロ磁気定数で物質固有の値である) で最大値をとる。図 17 (b) は、佐藤など²⁰⁾ が行なった 10 GHz 変調の実験装置である。用いた試料は低温で強磁性となるフェロガラスで、透過率は 98% (ただし長さは不明) 飽和磁化 $4\pi \times 30 \text{ gauss}$ (4.2°K) である。実験の結果、 4.2°K 、共鳴時 ($H_{d.c.} = 3300 \text{ guss}$) で、150 mW のマイクロ波入力に対し、0.35% の変調度を得ている。しかしこの値は実用的な変調度 20~30% に比べ 2 桁ほど小さいので、著者も述べているように内部での繰り返し反射を利用するなどして、変調度を高めることが今後の課題となる。一般に、Faraday 効果を利用した変調法では、変調度は試料が最適の長さであるとき φ/α に比例する¹⁹⁾。ここに φ は単位長さ当たりの Faraday 回転、 α は単位長さ

当りの吸収係数である。したがって φ/α が変調材料の良さを決める。そして、現在知られている磁性材料の中では、EuSe (4.2°K)²¹⁾ と EuO (60°K)²¹⁾ が、きわめて大きな値 φ/α を持つので、これらの材料の変調素子としての実用研究が期待される。また、 φ/α の大きな強磁性体は、(b)、(c) のような光の偏光面の回転を利用した光回路素子のすぐれた材料であることは言うまでもない。

5. あとがき

強磁性体の磁気光学効果について、基礎的な事項と応用について、その概要を述べた。引用文献は解説を進める上で最小限必要なものにとどめたので、他の関連した文献はここに引用した文献から孫引きしていただきたい。なお、1965年までの、磁気光学全般にわたる文献の題名が文献²²⁾ に集録されている。本稿が、強磁性体の磁気光学効果に関する研究の現状を知る上で少くとも役に立てば幸いである。 (1968年7月17日受理)

文 献

1) G. S. Krinchik and M. V. Chetkin; Soviet Physics-JETP **36** (1959) 1924.
 2) 芳野; 東京大学博士論文「強磁性金属の磁気光学的性質」(1968).
 3) 芳野, 田中; 応用物理 **34** (1964) 1220.
 4) T. Yoshino and S. Tanaka: Japan J. appl. Phys. **5** (1966) 989.

5) S. Tanaka, T. Yoshino and T. Takahashi: Japan. J. appl. Phys. **5** (1966) 994.
 6) E. D. Palik, T. R. Stevenson and J. Webster: J. appl. Phys. **37** (1966) 1982.
 7) 芳野, 田中: 東京大学工学部紀要 A-6 (1968)(印刷中)
 8) C. L. Hogen: Rev. mod. Phys. **25** (1953) 253
 9) 芳野, 田中: 第 14 回応用物理学関係連合講演会 (1967)
 10) G. S. Krinchik and G. M. Nurmuhkamedov: Zh. eksp. teor. Fiz. **47** (1964) 778.
 11) B. R. Cooper: Phys. Rev. **139** (1965) 1504 A
 12) G. S. Krinchik and E. A. Chanshina: Phys. Lett. **23** (1966) 31.
 13) H. S. Bennet and E. A. Stern: Phys. Rev. **173** (1965) 448 A.
 14) 芳野, 田中: 日本物理学会 1967 年秋の分科会. 広島
 15) M. Lambeck; I. E. E. E. Trans. **Mag-4** No. 1 (1968) 51.
 H. Boersch and M. Lambeck: Z. Phys. **177** (1964) 157.
 16) D. I. Tchernev and G. Lewicki: I. E. E. E. Trans. **Mag 4** no. 1 (1968) 75.
 17) C. D. Mee and G. J. Fan: I. E. E. E. Trans. **Mag-4** No. 1 (1967) 72.
 18) J. F. Dillon, Jr., H. Kamimura, and J. P. Remeika: J. appl. Phys. **34** (1963) 1240.
 19) J. K. Anderson: J. appl. Phys **34** (1963) 1230.
 20) 佐藤, 岡田, 長谷川: 信学誌 **50** (1967) 1905.
 21) T. C. Suits, B. E. Argle and M. J. Freiser; J. appl. Phys. **36** (1966) 1391.
 22) E. D. Palik and B. W. Henris: Appl. Opt. **6** (1967) 603.



次 号 予 告 (10 月号)

研究解説		高密度符号伝送の方式.....	安田 靖彦 野辺田 繁
極高真空技術の現状.....	富永 五郎	低温における MOS 形電界効果トランジスタの異常雑音について(その2).....	安達 芳夫 松下 孟史 上村 幸村
自動車に関する研究問題.....	平尾 収	酸アジドの光分解.....	宗像 誠二 菊池 真一
船舶の波浪の荷重ひん度.....	高橋 幸伯	Cu-Fe 合金の復元現象について.....	西川 精一 長田 和雄
	村松貞次郎 関 建世	二元系合金状態図に関する研究.....	西川 精一 王 啓一
明治建築について.....	本多 昭一 加藤 安雄 音川 惇子	-Sn-Cd 系状態図について-	
		亜鉛メッキしたアルミニウム線材の加熱に伴う性質変化.....	西川 精一 小林 繁美
調査報告		非線形ノズル噴流力によるカフィーディングバック空気圧サーボ弁のしげ振動.....	荒木 獻次
韓国化学年会に出席して.....	本多 健一	研究室紹介	
研究速報		平尾研究室.....	徐 錫 洪
音場における燃料液滴の燃焼.....	伊藤 忠温 遠藤 敏彦 水町 長生		
ラジアルタービン用ノズルの研究.....	松谷 敏史 遠藤 敏彦 水町 長生		
一高膨張比におけるノズル特性一			