

第1章 光と磁気

光は真空中では磁気(静磁界)によって影響を受けないことはよく知られている。しかし、物質中を伝わる光や、物質の表面で反射された光は磁気(正確には物質中の磁束)の影響を受ける。また、光がもつエネルギーが物質に吸収されることによって、何らかの物理過程を通じて、物質の磁気に影響を与える。このように光と磁気は物質を介して結びついている。物質のもつ「光と磁気を結びつける作用」のうち、光が磁気に及ぼす作用を広い意味での「磁気光学効果」といい、光が磁気に及ぼす作用を「光磁気効果」という。本書では、磁気が光に及ぼす効果のうち、物質の磁気的作用が光の偏り(偏光)に及ぼす性質であるファラデー効果、カー効果など狭い意味での「磁気光学効果」を中心に記述する。

最近、磁気光学効果に対する関心が高まっている。いうまでもなく磁気光学効果を利用したデバイスが実用化され、市場に現れるようになったことがその原因である。例えば、光磁気ディスク、光通信用アイソレータ、電流センサなどがそれである。このような応用例については第7章で述べる。ここでは一例として光磁気ディスクを取りあげてみる。光磁気ディスクというのはディスク基板につけた磁性体の薄膜にレーザ光をあてて温度を上昇し温度の上昇した部分のみの磁化の向きを変化させて記録する磁気記録方式である。このディスクの再生に磁気光学効果が用いられる。すなわち、レーザ光の偏光方向が磁気光学効果(カー効果)のために磁化の向きに応じて回転することを利用する。このように、光磁気ディスクでは記録・再生にレーザ光を用いるため光の波長以下の微小な領域に磁気記録できるうえ消去もできるのでリムーバブルな大容量高密度の記憶装置として実用化が進んだ。いまでは、オーディオ用ミニディスク(MD)として日常生活にすっかり定着している。

しかし、このように磁気光学効果が実用化するまでには長い歴史の道程があった。磁気光学効果の発見は19世紀にまでさかのぼることができる。イギリスの科学者 Faraday (1791~1867) が 1845 年に、磁界をかけた鉛ガラスを透過した光の偏光面(第2章で説明)が回転する効果(いわゆる磁気旋光性)を発見したのが最初であった¹⁾。また、1876年にはイギリスの科学者 Kerr (1824~1907) が磁性体によって反射された光にも同じような偏光面の旋回があることを報告している²⁾。1898年にはドイツの Voigt (1850~1919) により磁気複屈折効果が発見されて³⁾19世紀末までに主な磁気光学効果はすべて発見された。

その後種々の物質における磁気光学効果のデータが蓄積され現象論的な説明がなされてきた。しかし、固体のファラデー効果の量子論的な取り扱いには1950年代の半ばまで待たねばならなかった⁴⁾。

磁気光学効果を記録や光通信に応用する試みは、昨日今日に始まったのではない。これは1950年代当初から行われていた磁区の光学的観察⁵⁾に端を発し、次第にメモリの分野に広がって行った。1957年 Williams らは MnBi 薄膜に熱⁶⁾で記録した磁区を磁気光学効果で観測することに成功した⁶⁾。1962年に発行されたアメリカの Journal of Applied Physics にはすでに「コンピュータメモリのための磁気光学的再生法」という論文⁷⁾が載っている。

1960年代後半にはマンガンとビスマスの化合物 MnBi の薄膜を媒体とした光磁気記録が盛んに研究され、1971年にはハネウェル社から光磁気ディスクが発表されたが⁸⁾実用化には到らなかった。また、同じころ透明な酸化物磁性体を利用した光回路も提案されている⁹⁾。しかし、当時の技術的状況から見て時期尚早だったと言えよう。

光磁気記録が急速に注目されるようになったのは、1970年代の後半から1980年代にかけてのコンピュータの発展により大容量の記録への要請が強まったことに一因がある。また、それを可能にするだけの材料技術と周辺技術の進歩も大きい要因であろう。材料技術の面では、1973年 IBM 社でなされたアモルファス(非晶質)希土類遷移元素合金薄膜の発見は光磁気記録の開発に大きなブレークスルーをもたらした^{10,11)}。また、半導体レーザの出現、高感度低雑音光検出器の発達も見逃せない。民生用光ディスク(コンパクトディスクなど)の普及はサーボ技術などの周辺技術に飛躍的な発展をもたらした。

一方、光ファイバ通信を中心とした光エレクトロニクスの発展は、磁気光学アイソレータへの要請を強めた¹²⁾。このように、今日の磁気光学効果に関する基礎的な研究とその応用への発展は長年にわたる積み重ねの上に、最近の光エレクトロニクス関連の技術の進歩が加わり、まさに「時代の要請」と言えるであろう。

磁気光学効果を使いこなし、さらに、一歩進めるにはこの効果が物質のどのような性質から生じているかを理解する必要がある。半導体の今日の隆盛は、半導体の電子論的な説明がなされ材料設計が可能になったことにあることは、万人が認めるところであろう。同様に磁気光学効果についても電子論的に理解することが重要である。したがって、本書では磁気光学効果の基礎的な取り扱いに重点を置き、特に磁気光学効果の波長依存性(スペクトル)が物質のどのような電子構造から起因しているのかと言う物理的なイメージをつかんでいただけるように工夫したつもりである。

第2章では磁気光学効果とはどのような効果であるかという定性的な説明を具体例を交えながら述べる。第3章では電磁気学の立場から物質を連続媒体として扱い、磁気光学効果を説明する。次いで、第4章ではミクロな電子論の立場から磁気光学効果が物質の電子構造とどのように関わっているかについて考察する。第5章では磁気光学効果の測定法について、その原理と実験装置の構成、実験データの解析の方法を述べる。第6章では種々の磁性体について磁気光学効果と電子構造の関わりについての実例を示す。第7章には磁気光学効果のいくつかの応用例について基礎的な問題との関連を述べる。第8章では、初版以降に著しい進展のあった磁気光学に関するトピックスをとりあげる¹³⁾。第9章では磁気光学効果の今後の展望について述べる。

本書では、なるべく物理的なイメージがつかめるように文章による定性的な表現を心がけたつもりであるが、第3章、第4章では定量的な取り扱いがどうしても必要であるため、数式を使わざるを得なかった。ほとんどの式は読者がフォローできるように問題などの形で補ったが、一部複雑な数式の知識が必要なものについてはアブリオリに結果の式を与えたこととお断りする。忙しい読者は各節の終わりに付けた「まとめ」だけを読めば流れが一応理解頂けるように工夫したつもりである。また、応用については、最新の成果のみを紹介することはせず、研究開発がどのような基礎的な成果の上にどのような技術的ブレークスルーによって進められたかに重点をおいて記述した。

本書が「光と磁気」のかかわりに関心をお持ちの読者に多少なりともお役に立てば幸いである。

参考文献

- 1) M.Faraday: Phil.Trans.Roy.Soc. 136 (1846) 1. (Faraday の日記の 1845 年のところに記述がある。)
- 2) J.Kerr: Rept. Brit. Assoc. Adv. Sci. (1876) 40.
- 3) W.Voigt: Nachricht Gesellschaft Wiss. Gottingen. Math.-Phys.Kl. 4(1898)355.
- 4) P.N.Argyres: Phys. Rev. 97 (1955) 334.
- 5) H.J.Williams, F.S.Foster, and E.A. Wood: Phys. Rev. 82 (1951) 119.
- 6) H.J.Williams, R.C. Sherwood, F.G. Foster, and E.M.Kelley; J. Appl. Phys. 28 (1957) 1181.
- 7) R.L.Conger and J.L.Tomlinson: J. Appl. Phys. Suppl. 33 (1962) 1059.
- 8) R.L.Aagard, F.M.Schmidt, W.Walters and D.Chen: IEEE Trans. Mag. MAG-7 (1973) 337.
- 9) J.F.Dillon Jr.: J. Appl. Phys. 39 (1968) 922.
- 10) P.Chaudhari, J.J.Cuomo, and R.J.Gambino: Appl. Phys. Lett. 23 (1973) 337.
- 11) 白川友紀, 桜井良文: 日本応用磁気学会学術講演会論文集 22pA-11 (1973)
- 12) 玉城孝彦, 対馬国郎: 日本応用磁気学会誌 8 (1984) 125.
- 13) 佐藤勝昭: 日本応用磁気学会誌 23 (1999) 913, 1793, 1907, 2009, 2124, 24 (2000) 79. (連載講座「磁気光学の基礎」として6回に分けて解説した。)

第2章 磁気光学効果とは何か

第2章の内容

前章で、物質の磁気的性質が光の偏りに及ぼす効果が磁気光学効果であると述べた。この章では光の偏りとは何かということから出発して、磁気光学効果とはどんな現象かについて定性的な理解を得ることを目的とする。また、磁気光学効果のいろいろについて具体例を交えながら説明する。

2.1 光の偏り

光は電磁波である。電磁波というのは電界と磁界の振動が伝搬する現象である。よく知られているように真空中を平面波として伝わる電磁波は光速 c で伝搬し、電界と磁界の振動方向は互いに垂直でかつ進行方向に垂直な平面内にある。通常、電界ベクトルは E と磁界ベクトルは H で表現される。(図2.1)

光の進行方向と磁界 H を含む面を光の偏りの面あるいは偏光面(電波工学では偏波面)と呼ぶ。電界 E を含む面のことは振動面と呼んでいる。偏光面の方向がそろっている場合を「偏光」と呼ぶ。これに対し、白熱電球などから放射される光の振動方向は任意の方向に一樣に分布しており時間的にみると不規則に揺らいでいる。このような光を自然光と呼ぶ。これに対し振動方向の分布が一樣でなく特定方向に振動する光の強度がそれ以外の方向に振動する光より強いものを部分偏光と言っている。(部分偏光も振動方向は刻々に見れば不規則に変化している。)自然光が物体で反射されるとき部分偏光になる場合が多いので偏光サングラスが役に立つ。ちなみに、反射による光の偏光を最初に見つけたのは Malus(1775-1812)で、窓ガラスで反射された夕日を方解石を通して眺めているときのことであった(1808年)という。(この逸話は Born, Wolf の教科書¹に載っている。)

偏光面が一つの平面に限られたような偏光を直線偏光と呼ぶ。直線偏光を取り出すための素子を直線偏光子という。直線偏光子には色々の種類がある。それらについては5.2節を参照されたい。レーザー光は偏光子を用いなくてもそれ自身で直線偏光になっているものが多い。

ある位置で見た電界(または磁界)ベクトルが時間とともに回転するような偏光を一般に楕円偏光という。光の進行方向に垂直な平面上に電界ベクトルの先端を投影したときその軌跡が円になるものを円偏光という。円偏光には右(回り)円偏光と左(回り)円偏光がある。どちらが右でどちらが左かは著者により異なっている。すなわち、光の進行方向に進む右ねじの回る向きに電界ベクトルが回転する場合は右円偏光と定義するもの¹⁾と、光源に向き合っている観測者からみて電界ベクトルの回転の向きが右まわりのものを右円偏光とするものである。この本では、磁気光学効果の物理学的な基礎を確立した Benett と Stern²⁾の記述法に従って前者つまり「(光源を背にして)波の法線方向を向いている静止した観測者にとって時間とともに時計方向に回転する」円偏光を右円偏光と定義する。(図2.2)(この場合には時間を止めて振動ベクトルの軌跡を見ると左ねじになっていることに注意。)IEE E(アメリカの電気・電子工学の学会)もこの立場に立っている³⁾。文献では、両方の表記法が見られるから、特に比較をする場合など、どちらの表記に従っているかを見極めなければならない。

2.1節のまとめ

偏光面・・・電磁波の進行方向と磁界を含む面
振動面・・・電磁波の進行方向と電界を含む面
自然光・・・振動方向が一樣かつランダムに分布
部分偏光・・・振動方向が特定の方向に強く分布

直線偏光・・・偏光面が一つの平面に限られる
円偏光・・・振動ベクトルが時間とともに回転
右円偏光・光源を背にした観測者から見て右ネジを進める向き
左円偏光・光源を背にした観測者から見て左ネジを進める向き

2.2 旋光性と円二色性

物体に直線偏光を入射したとき透過してきた光の偏光面がもとの偏光面の方向から回転していたとすると、この物体は旋光性を持つという。このような物質としては、ブドウ糖、ショ糖、酒石酸等がある。(図2.3)これらの物質にはらせん構造があって、これが旋光性の原因になる。(右旋性、左旋性の定義についても著者によって様々であるが、この本では、右ねじを進めるような回転方向を右まわりとしたときを正とする定義にしたがう回転角を θ で、光源に向きあった観測者から見て右まわりを正とする角を θ' で表すことにする。右旋ブドウ糖などは後の定義にしたがって命名されている。理科年表・化学便覧などもそうなっている。他の書物を読まれるときにはどちらで定義してあるかに気をつけて欲しい。)

物質の旋光性を始めて見つけたのは、フランスの Arago (1786-1853)で、1811年に、水晶においてこの効果を発見した。Arago は天文学者としても有名で、子午線の精密な測量を Biot (1774 - 1862) とともにに行い、スペインでスパイと間違われて逮捕されるなど波瀾に満ちた一生を送った人である。Arago の発見は Biot に引きつがれ、旋光角が試料の長さ に比例することや、旋光角が波長の二乗に反比例すること(旋光分散)等が発見された。

一方、酒石酸の水溶液などでは、右円偏光と左円偏光とに対して吸光度が違うという現象がある。これを円二色性という。この効果を開発したのは Cotton というフランス人で1869年のことである。彼は図2.4のような装置をつくって眺めると左と右の円偏光に対して明るさが違うことを発見した。後で説明するが(3.1節)円二色性がある物質に直線偏光を入射すると透過光は楕円偏光になる。

旋光性と円二色性を合わせて光学活性と呼んでいる。一般にこれらの2つの性質は同時に存在する。円二色性の存在のもとでは、旋光性は楕円偏光の主軸の回転によって定義される。(旋光性と円二色性は互いに独立ではなく、クラマース・クローニヒの関係で結びついている。この点については3.5節で改めてふれる。)ブドウ糖や酒石酸の光学活性は、物質に磁界や電界をかけなくても見られるので自然活性と称している。

これに対して、電界または電気分極の存在によって生じる光学活性を電気光学効果(EO効果)、磁界または磁化の存在によって生じるものを磁気光学効果(MO効果) 応力または歪によるものを光弾性またはピエゾ光学効果と呼ぶ。

2.2節のまとめ

光学活性・・・旋光性と円二色性の総称
旋光性・・・直線偏光の偏光面の回転
円二色性・・・右円偏光と左円偏光の吸光度の違い
自然活性・・・物質本来の異方性による光学活性

磁気光学効果・・・磁界または磁化の存在による光学活性
電気光学効果・・・電界または分極の存在による光学活性
ピエゾ光学効果・・・応力または歪の存在による光学活性

2.3 ガラスのファラデー効果

ガラス棒にコイルを巻き電流を通じるとガラス棒の長手方向に磁界ができる。このときガラス棒に直線偏光を通すと磁界の強さとともに偏光面が回転する。この磁気旋光効果を開発者 Faraday に因んでファラデー効果という。

この場合のように光の進行方向と磁界とが同一直線上にあるときをファラデー配置といい、進行方向と磁界の向きが直交するよう

な場合をフォークト配置という。(図2.5参照)

磁気旋光角 θ_F をファラデー回転角という。磁界の小さいとき、ガラスのファラデー効果は試料の長さ l 、磁界の強さ H に比例するので、

$$\theta_F = V l H$$

と表される*。上式で V はヴェルデ定数と呼ばれ、物質固有の比例係数である。一部の物質のヴェルデ定数は理科年表に載っている。例えば、クラウンガラスの V はナトリウムの D 線の波長 (オレンジ色 589.1 nm) において $2.4 \times 10^{-2} \text{ min/A}$ (CGS 単位系では $0.019 \text{ min/Oe} \cdot \text{cm}$) と記されている。1 m のガラス棒に 100 A/m (CGS では 1.3 Oe) の磁界をかけたとき 2.4 分回転することを表している。

図2.6(1)に示すように、2つの偏光子 P と A を互いに偏光方向が垂直になるようにしておく (これを直交偏光子またはクロス・ニコルの条件と呼ぶ)。この条件では光は通過しない。もし、(2)のように P と A の間に長さ 0.23 m のクラウンガラスの棒を置き 10^6 A/m の磁界をかけたとすると、ガラス中を通過する際に $2.4 \times 10^{-2} \times 10^6 \times 0.23 = 5520' = 92'$ 、つまり、ほぼ $90'$ だけ振動面が回転して検光子 A の透過方向と平行になり光がよく通過する。したがって、この原理を用いて、光のスイッチングや変調ができることが理解されよう。

ファラデー効果においては磁界を反転すると逆方向に回転が起きる。つまり回転角は磁界の方向に対して定義されている。ここが自然活性と違うところである。図2.7に示すように、ブドウ糖液中を光を往復させると戻ってきた光は全く旋光していないが、磁界中のガラスを往復した光は、片道の場合の2倍の回転を受ける。

ファラデー効果には磁気旋光性だけでなく楕円偏光を作る効果 (磁気円二色性 Magne-to-Circular Dichroism ; MCD) もある。

2.3節のまとめ

ガラスのファラデー回転：磁界 H と試料長 l に比例する。

$$\theta_F = V l H$$

V : ヴェルデ定数 (単位 min/A)

常磁性体と反磁性体とで符号と磁界強度依存性が異なる。

2.4 強磁性体のファラデー効果

前節に述べたガラスのファラデー効果に比べ、強磁性体は非常に大きな回転を示す。強磁性体という言葉になじみのない読者もおられると思うが、とりあえずここでは鉄のように磁石につく磁性体だと理解しておいて欲しい。磁性体の分類と定義については、付録を参照されたい。さて、この鉄であるが、磁界 H と磁束密度 B との間には図 B.1 に示すように、いわゆる、ヒステリシス (履歴) 曲線が成り立つが、十分大きな磁界では磁束密度は一定値に近づく。このとき磁氣的に飽和したという。磁氣的に飽和した鉄のファラデー回転は 1 cm あたり $380,000'$ に達する。この旋光角の飽和値は物質定数である。1 cm もの厚さの鉄ではもちろん光は透過しないが薄膜を作ればファラデー回転を観測することが可能である。例えば 30 nm の鉄薄膜では光の透過率は約 70 % で、回転角は約 $1'$ とする。

強磁性体では旋光角は物質定数であるが、飽和していない場合には、巨視的な磁化に関する量となる。従って、ファラデー効果を用いて磁化曲線を測ることができる。このことの説明のためには磁区というものを導入せねばならない。磁区というのは、その中で磁化の向きがそろっているような部分をいう。磁性体の初期状態では図 B.2 のようにさまざまな向き[‡]の磁化を持つ磁区が存在しているので全体としては磁化が打ち消しあっている。磁界をある方向にかけると磁界と同じ向きの磁区が成長して、ついには(c)のように全部が1つの磁区になってしまう。これが上に述べた磁氣的に飽和した状態である。この状態から磁界を減少しても逆向きの磁区がすぐ成長するのではなく、ある大きさの逆向き磁界 (保磁力) になるまではもとの状態を保とうとする。保磁力は磁区の移動や回転のむつかしさを表すもので、物質本来の性質ではなく試料の作成条件に依存する量である。ファラデー効果は磁化ベクトルと光の波動ベクトルとが平行なとき最大となり、垂直のとき最小となる、すなわち、磁化と波動ベクトルのスカラー積に比例する。測定に使う光のスポット径が磁区よりもじゅうぶん大きければ近似的にいくつかの磁区の平均の磁化の成分を見ることになる[‡]。また、スポット径が磁区より小さいときは磁区内の磁化の成分を見ることができる。換言すると偏光顕微鏡で観察すれば磁区が見える。図2.10はこの方法でみた Bi 添加 GdIG の磁区の写真である。表2.1にファラデー効果を示す代表的な磁性体の旋光性を示した。

2.4節のまとめ

強磁性体の磁気光学効果：磁界に比例せず磁化に比例

反磁性体、常磁性体に比べて、はるかに大きい旋光性を示す

磁化と波数ベクトルが平行のとき最大

大きい光スポット・・・いくつかの磁区の磁化の平均に比例

小さい光スポット・・・磁区内の磁化 (の光の進行方向の成分) に比例

2.5 磁気カー効果

磁気カー効果は、反射光に対するファラデー効果といってもよい。Kerr という人は電気光学効果の研究でも有名で一般にカー効果という電気光学効果のほうをさすことが多いので区別のため磁気カー効果と呼んでいる。しかし、この本では、電気光学効果は扱わないので単にカー効果と呼ぶことにする。

一般に物質に直線偏光を斜めに入射すると、反射光は楕円偏光になり、その主軸の方向が入射光の偏光の方向から回転する。この現象はエリブソメトリーとして物質の光学定数 n と k を決めたり、薄膜の膜厚を決めたりするのに利用されている。等方性の物質に光を垂直に入射した場合はこのような現象は起きない。ところが物質が磁化を持っていると直線偏光を垂直入射したとき、主軸の向きが入射直線偏光の向きから傾いた楕円偏光が反射して来る。これがカー効果である。この場合の磁気旋光角をカー回転角 θ_K 、楕円偏光の短軸と長軸の比をカー楕円率 κ (反射の磁気円二色性と簡単な比例関係にある) という。 θ_K と κ の符号は磁化の方向を逆にすると

* ここでは、ガラス棒を例にとったが、 θ_F が H に比例するのは上述のクラウンガラスのように反磁性体の場合のみである。その他、ガラスにはネオジウムガラスのような常磁性体もある。常磁性ガラスで θ_F が磁界 H に比例するのは、温度が高く H の小さいときだけで、 H が大きいとき、または、極低温ではランジバン関数にしたがって飽和する傾向を示す。なお、磁性体の分類については付録 A を参考にしてください。

† 結晶の場合、任意方向に向くわけではなく、磁気異方性によって決まるいくつかの容易軸方向を向く。

‡ 縞状磁区における磁気光学効果の大きさは、必ずしも磁化の平均値に比例せず、測定法に強く依存することが示されている。例えば、沼田他：日本応用磁気学会誌 14(1990)642; 棚池他：日本応用磁気学会誌 14(1990)648。

逆転する。表 2. 2 に、報告されている幾つかの代表的な物質についてカー回転角の大きさを掲げる。

磁気カー効果は、強磁性体やフェリ磁性体のように巨視的な磁化を持つ物質においてのみ観測できる。ファラデー効果の場合には、光と磁化の相互作用の距離 l を長くとれるので、たとえ小さなヴェルデ定数のものでも V_{IH} を観測可能な大きさにすることができるが、反射の場合には、相互作用は光の侵入長程度なので磁化の大きな物質でしか観測できないのである。カー回転角は一般にはせいぜい 1° 程度なので実用上使いにくい、金属のように光が透過しない磁性体では、ファラデー効果を利用できないのでカー効果に頼らざるを得ない。

カー効果には、図 2. 9 に示すように 3 種類のものがある。すなわち、

極カー効果(polar Kerr effect)

反射面の法線方向に平行に磁化がある場合：この効果は光の波数ベクトルと磁化ベクトルのスカラー積に比例するので、垂直入射の場合に最も大きな値を示す。光磁気ディスクの再生に用いられる効果である。

縦カー効果(longitudinal Kerr effect), または、子午線カー効果(meridian Kerr effect)

磁化が反射面内であって、かつ、入射面に含まれる場合：この効果は入射角に強く依存し、垂直入射では観測されない。超薄膜の表面磁化の「その場観察」に用いられる SMOKE(surface magneto-optical Kerr effect)は、縦カー効果を利用している。

横カー効果(transverse Kerr effect), または、赤道カー効果(equatorial Kerr effect)

磁化が反射面内であって、かつ、入射面に含まれる場合：磁気旋光・磁気円二色性などの偏光の変化をとまわず、反射光強度が磁化の向きと大きさに応じて変化する。検光子なしに磁気光学効果の測定ができるという特徴を持つ。

の 3 種類である。カー効果の現象論については 3. 6 節に述べる。

2. 5 節のまとめ

磁気カー効果・・・反射の磁気光学効果

強磁性体、フェリ磁性体などの様に巨視的磁化のあるもののみ観測が可能

磁気カー効果には 3 種類ある

極カー効果：最も大きな磁気光学効果。光磁気記録の再生に利用

縦カー効果(子午線カー効果)：入射角に大きく依存。表面磁化の検出に利用

横カー効果(赤道カー効果)：偏光の回転をとまわず、光強度が磁化に应答

2. 6 磁気光学効果スペクトル

磁気旋光(ファラデー回転、カー回転)に限らず一般に旋光度は、光の波長に大きく依存する。旋光度の波長依存性を化学の分野では旋光分散(optical rotatory dispersion; ORD)と呼んでいる。物理の言葉では旋光スペクトルである。旋光度や円二色性は物質が強い吸光度を示す波長領域で最も大きく変化する。これを化学の方では異常分散と称する。何が異常かということ、一般に吸収のない波長では旋光度は波長の二乗に反比例して単調に変化するのに対し、特定の波長でピークを持ったり、微分波形を示したりするからである。化学の研究者はこの異常分散曲線の中心波長と形状が各物質固有のものであることを利用して物質の同定を行う。

図 2. 12 には、旋光分散と円二色性分散の曲線を模式的に示してある。旋光分散がベル型の曲線を示すのに対し、円二色性はその微分形の曲線を示す。このような関係は一般に誘電率のスペクトルの実数部と虚数部の間にも成り立つもので、クラマース・クローニヒの関係によって記述される。(クラマース・クローニヒの関係については 3. 5 節で詳しく述べるが、物理現象における応答を表す量の実数部と虚数部は独立ではなく、互いに他の全周波数の成分がわかれば積分により求めることができるという関係である。)もちろん、磁気光学効果においても同様の関係が磁気旋光と磁気円二色性との間に成り立つ。磁気光学スペクトルの形状の電子論による説明については 4. 3 節に詳述する。

図 2. 13 はいくつかの測定波長におけるアモルファス GdCo (ガドリニウム・コバルト) 薄膜のカー効果のヒステリシス曲線である²⁶⁾。(この薄膜はガラス基板上にスパッタ法により付着したもので、ガラス面側から測定したためガラスのファラデー回転が重畳していることをお断りしておく。)この図を見るとヒステリシスループの高さばかりでなく、その符号までが波長とともに変わることが分る。ゼロ磁界におけるカー回転およびカー楕円率を光子のエネルギー E に対してプロットしたスペクトルは図 6.53 に示されている。(光の波長とエネルギー E の間の関係は、波長を nm を単位として表した場合、 E を eV 単位として $E = 1.2398/\lambda$ で与えられる。)なぜエネルギーを横軸にとるかということ、このような磁気光学効果スペクトルはそれぞれの物質の電子エネルギー構造に基づいて生じているものであるからである。第 4 章で述べるように磁気光学効果は物質中での特定の光学遷移から生じるので、物質の電子構造を調べするための手段として磁気光学効果を用いることもできることを示唆している。

スペクトルを測定することは、磁気光学効果がどのような電子構造から生じているかを明らかにし、光磁気材料の特性改善を計る上で欠くことのできない方法である。また、磁気光学効果の応用に際して、使用するレーザー光の波長でどのくらいの性能指数を持つかが問題になる。従って、磁気光学効果の波長依存性を広い波長範囲で求めておくことが応用上も重要なことなのである。さらに、一定の波長でのみカー効果を測定していると、熱処理などでカー効果の大きさが変化した場合に本質的にカー効果が変わったのか、それともピークの波長位置が移動したためそのように見えるのか区別できない。このような場合にはスペクトルを測定することによりどちらであるかを判定できる。磁気光学スペクトルの測定法については第 4 章に詳しく述べる。

2. 6 節のまとめ

磁気光学効果の大きさ・・・光の波長によって変化する

特定の波長でピークをつくるか、分散を持つ

旋光度と楕円率の間にはクラマース・クローニヒの関係が成立する

2. 7 その他の磁気光学効果²⁷⁾

狭い意味での磁気光学効果には、ファラデー効果およびカー効果のほかにコットンムートン効果とマグネトプラズマ共鳴効果が含まれる。

コットン・ムートン効果はフォークト配置(2. 3 節参照)で磁界を加えた試料に生じる複屈折の現象で、フォークト効果、磁気複屈折とも呼ばれる。その大きさ(複屈折による光学的遅延)は磁界(正確には、磁化)の強さの二乗で変化する。この効果は磁化にともなって物質に誘起された一軸異方性によるものである。(この効果のマクロな説明については 3. 7 節を参照されたい。)

マグネトプラズマ共鳴は自由電子の集団運動であるプラズマ共鳴とサイクロトロン共鳴が結合した状態で、高周波のホール効果と同じ起源を持つ。高濃度に不純物を添加された半導体の赤外反射スペクトルからさまざまなバンドパラメータを求める方法として重要である。(4. 1 節に詳細に論じる。)

広い意味での磁気光学効果には、ゼーマン効果、電子スピン共鳴、強磁性共鳴、反強磁性共鳴、サイクロトロン共鳴などが含まれる。

ゼーマン効果はスペクトル幅の狭い吸収線や発光線が磁界中で分裂する効果で、スピン多重項の縮退が磁界によって解けることによって起きる。ゼーマン分裂の大きさは、 $\hbar\omega = g(\mu_B\hbar/2m)H_0S$ で与えられるので、実験室で得られる磁束密度 μH_0 が 1T 程度の磁界では 0.1meV の程度となり、スペクトル線の微細構造は液体ヘリウムの温度付近まで冷却しないと観測できないことが多い。ゼーマン分裂した準位間の遷移が電子スピン共鳴 (ESR) で、通常は、マイクロ波の領域の電磁波を使って測定されるが、強磁界下では遠赤外域に共鳴を持ち、光学現象として扱うことができる。

次に、強磁性共鳴 (FMR) について述べる。強磁性体では不対スピン間に交換相互作用が働くので、全磁気モーメントが印加磁界下で歳差運動 (味噌すり) を行う。このモーメントの磁界方向からの傾き (正確には磁界方向の射影) は量子化されているので電磁波の磁界を受けて傾きが変わるときはとびとびにしか変化できない。この際の 1 単位が $\hbar\omega_F = g(\mu_B/2m)\{\mu H_0(\mu H_0 + I_s)\}^{1/2}$ である。 μH_0 は通常 1 T の程度であるのでやはりマイクロ波領域で共鳴し、吸収として観測される。

反強磁性体では 2 つの互いに逆向きの副格子磁化があるが、完全に打ち消しあうためにスピンの歳差運動は誘起されない。しかし、両副格子磁化は交換相互作用 H_E で結び付いており、また、磁気異方性 H_A があるために、外部磁界がなくても各副格子磁化は結合して互いに逆向きの回転方向を持つ 2 つの縮退したモードとして歳差運動する。これを反強磁性共鳴という。外部磁界 H_0 があるとき共鳴周波数 ω_{AF} は、 $\hbar\omega_{AF} = g(e\mu_0\hbar/2m)\{H_0 \pm (H_A(H_A + 2H_E))\}^{1/2}$ で与えられるが、この共鳴周波数はミリ波から遠赤外付近の値をとる。

サイクロトロン共鳴は、磁界中の自由キャリアのサイクロトロン運動と電磁波の結合によって生じる。別の見方をすると、伝導帯と価電子帯にある荷電粒子のエネルギーは、磁界中ではサイクロトロンエネルギー ($\hbar\omega_C = eB/m$) を単位とするランダウ準位に分裂しているが、これらの準位間の遷移がサイクロトロン共鳴である。この実験は半導体や金属のキャリアの有効質量を決めたりフェルミ面の形状を決定したりするのに用いられている。

また、磁気ラマン効果も広い意味での磁気光学効果に加えることができよう。磁気ラマン効果は反強磁性体の各の副格子に互いに逆符号の波数ベクトルをもつ 2 つのマグノン (スピン波の量子) を励起するようなラマン散乱である。

2. 7 節のまとめ

狭義の磁気光学効果にはファラデー効果、磁気カー効果のほかに

コットンムートン効果、マグネトプラズマ共鳴効果がある。

コットンムートン効果は磁界または磁化の 2 次の効果である。

広義の磁気光学効果には

ゼーマン効果、電子スピン共鳴 (ESR)、強磁性共鳴 (FMR)

反強磁性共鳴、サイクロトロン共鳴、磁気ラマン散乱

などがある。

2. 8 光磁気効果

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、光の吸収による発熱にもとづく磁化の温度変化 (正確には熱磁気効果) と、狭義の光磁気効果 (光誘起磁化、光誘起初透磁率変化など) が含まれる。熱磁気効果にも、キュリー温度や補償温度での磁化や保磁力の変化によるものと、磁化の向きの温度による変化 (温度誘起スピン再配列) とがある。光磁気記録には前者の熱磁気効果が用いられる。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。光誘起磁化の例としては、逆ファラデー効果がある。ルビーレーザーからの光を円偏光子を通し、まわりにコイルを巻いたルビーの c 面に照射すると、コイルに電圧を誘起する。これは逆ファラデー効果と呼ばれている。

2.8.1. 光誘起磁気効果²⁸⁾

Si を添加した YIG 結晶の強磁性共鳴周波数が光照射によって大きく変化する現象は 1967 年に英国の Teale, Temple らによって発見された²⁹⁾。この効果はその後オランダの Enz らによって詳細に研究され³⁰⁾、YIG だけでなく磁性半導体 CdCr₂Se₄ や他のフェライトにおいても光照射による磁気的性質の変化が見いだされた。例えば YIG (Si_{0.006}) において 77 K での光の照射によって、はじめ 120 あった初透磁率が数秒の間に 10 にまで減少する。また、同じ YIG において、50 Hz で測定したヒステリシスループが、もとは S 形で、Hc = 0.6 Oe だったものが、光照射によって角形となり、Hc = 2 Oe に増大する³¹⁾。このほかにも、光誘導磁気異方性、光誘導ひずみ、光誘導二色性などが報告されている。この効果には、光による電荷移動型遷移が起きたことによる 3d 遷移金属イオンの価数変化、光によって生成されたキャリアのトラップ準位による捕捉と再解放、電子正孔対の再結合などが絡み合っており、未だに完全な理解が得られていない。最近の興味ある研究としては、Co 添加 YNdIG 薄膜での光誘導磁気効果が直流磁界に依存する効果の研究があげられよう³²⁾。

2.8.2. 光誘起磁化

ピックアップコイルを巻いた常磁性体に共鳴する波長のパルスレーザーを照射すると、ピックアップコイルに電圧パルスが誘起される。常磁性体としては、最初の実験はルビーについて行われた³³⁾。照射はルビーレーザーの R 線を用いた。基底状態のスピン 4 重項から最低の励起状態である 2 重項に光学遷移が起きるときのスピンの変化によって磁化の変化が起きる。熱効果でないことは、円偏光の回転方向を右から左に変えたとき、コイルに誘起される電圧が反転することから確かめられる。この効果は、他の 3d 遷移金属イオンや希土類を含む酸化物、磁性半導体、希薄磁性半導体、3d 遷移金属錯体などでも観測されている³⁴⁾。遷移金属を含まない有機分子、例えば芳香族カルボニルにおいても 1 重項から 3 重項への遷移に伴うスピン準位の分布差による光誘起磁化が観測されている³⁵⁾。

このほか、磁性体超微粒子を分散したグラニューラー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³⁶⁾。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ると考えられるが、詳細は未解明である。

2.8.3. 光誘起スピン再配列

RCrO₃ (希土類オーソクロマイト) は反強磁性体であるが、不等価な 4 つの Cr サイトを有し、4 副格子 (sub-lattice) 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。ErCrO₃ 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。4.2 K において、この物質の Cr の配位子場遷移を共鳴的に励起すると、同様の磁気相転移が起きる。これを光誘起スピン再配列と呼ぶ。磁気転移が起きたことは、ストリークカメラによるスペクトル線の分裂の変化を観測することにより明らかにされた³⁷⁾。温度誘起スピン再配列を利用したものに光モータが知られている。これは、磁界中においた希土類オーソフェライトなどに光照射すると、熱誘起スピン再配列により、磁化の方向が変化し、磁界中でトルクが発生して回転するというものである³⁸⁾。

2.8.4 熱磁気効果

光磁気ディスクやミニディスクにおける記録には、レーザー光による熱磁気効果 (thermo-magnetic effect) が用いられる。詳細は、第 7 章に述べるが、これには、キュリー温度 (Curie temperature) における磁化の消滅や、補償温度付近での保磁力の変化が利用される。キュリー温度記録の場合、レーザー光により T_c 以上に加熱された領域は磁化を失うが、冷却の際、周囲からの反強磁性を受けて、周囲とは逆向きに磁化を受ける。より安定に記録するため、バイアス磁界を印加するのがふつうである。補償温度記録の場合、補償温度

comp 付近で、 H_c が増大することを利用する。 H_c が室温付近にあると、レーザ照射によって H_c が減少し、バイアス磁界または周囲ビットからの反磁界で反転が起きる。温度が下がると H_c が大きくなって安定に存在する。実際の光磁気ディスクでは、キュリー温度記録と、補償温度記録の要素をともに利用している。

レーザ光が、磁性体表面に集光されると、一部は反射され、残りは磁性体中にはいって行く。金属の場合、吸収が十分強いので、光は表面で直ちに熱に変換されると考えられる。(100 程度の薄い膜を用いたときは膜内部の熱分布を考えなければならない。)ある時間間隔(たとえば1 μ s)表面に熱が与えられたとき、どのようにして磁性体内に熱が伝わり、どのような温度分布となり、その結果、どのように保磁力が低下し磁化反転が起きるかは、光磁気システムや媒体の設計上重要であり、多くの研究がなされている。これは、基本的には熱拡散方程式を解き熱分布を求め、そのもとでの磁気モーメントの挙動を電磁学的に取り扱う問題に帰着する³⁹⁾。有限要素法などのコンピュータシミュレーション技術を利用して、記録ビットの形成のメカニズムや形成されたビットの形状などが議論されている。

2.8 節のまとめ

光が何らかの形で物質の磁性に影響を及ぼす効果を光磁気効果という

光磁気効果には

- 1) 光誘起磁気効果
- 2) 光誘起磁化
- 3) 光誘起スピン再配列
- 4) 熱磁気効果

がある。光磁気記録には、熱磁気効果が利用される。

第2章の参考文献

- 1) M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics*, 6th ed. (Pergamon, 1980). 邦訳: 「光学の原理 I, II, III」(草川、横田共訳、東海大学出版会)。
- 2) H.S. Benett and E.A. Stern: *Phys. Rev.* **137** (1964) A448.
- 3) *IEEE Standard Dictionary of Electrical and Electronical Terms*, 3rd ed. (IEEE, 1984) p483,789.
- 4) Landolt-Börnstein: *Zahlenwerte und Funktionen II-9, Magnetischen Eigenschaften I*.
- 5) W.A. Crossley, R.W. Cooper, J.L. Page and R.P. van Staple: *Phys. Rev.* **181** (1969) 896.
- 6) 玉城孝彦, 対馬国郎: 日本応用磁気学会第48回研究会資料 (1987.1) 43.
- 7) E. Sawatsky and G.B. Street: *IEEE Trans. Mag.* **MAG-7** (1971) 377
- 8) D. Chen, J.F. Ready and E.G. Bernal: *J. Appl. Phys.* **39** (1968) 3916.
- 9) J.T. Chang, J.F. Dillon, Jr. and U.F. Gianola: *J. Appl. Phys.* **36** (1965) 1110.
- 10) R.B. Clover, C. Wentworth and S. Moroczowski: *IEEE Trans. Mag.* **MAG-7** (1971) 480.
- 11) J.F. Dillon, Jr. H. Kamimura and J.P. Remeika: *J. Phys. Chem. Solids* **27** (1966) 1531.
- 12) K.Y. Ahn and J.C. Suits: *IEEE Trans. Mag.* **MAG-3** (1967) 453.
- 13) R.K. Ahrenkiel, F. Moser, E. Carnall, T. Martin, D. Pearlman, S.L. Lyn, T. Coburn and T.H. Lee: *Appl. Phys. Lett.* **18** (1971) 171.
- 14) H. Burkhard and J. Jaumann: *Z. Phys.* **235** (1970) 1.
- 15) J.L. Erskine and E.A. Stern: *Phys. Rev.* **B8** (1973) 1239.
- 16) X.X. Zhang, J. Schoenes and P. Wachter: *Solid. State Commun.* **39** (1981) 189.
- 17) K. Egashira and T. Yamada: *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 3643.
- 18) K. Sato and T. Teranishi: *J. Phys. Soc. Jpn.* **51** (1982) 2955.
- 19) W. Jung: *J. Appl. Phys.* **36** (1965) 2422.
- 20) J.C. Suits and K. Lee: *J. Appl. Phys.* **42** (1971) 3258.
- 21) J. Schoenes and W. Reim: *J. Magn. Magn. Mater.* **54-57** (1986) 1371.
- 22) R.K. Ahrenkiel, T.J. Coburn and E. Carnall, Jr.: *IEEE Trans. Mag.* **MAG-10** (1974) 2.
- 23) P. Chaudhari, J.J. Cuomo and R.J. Gambino: *Appl. Phys. Lett.* **23** (1973) 337.
- 24) K. Sato, H. Ikekame, H. Hongu, M. Fujisawa, K. Takanashi and H. Fujimori: *Proc. 6th Int. Conf. Ferrites, Tokyo and Kyoto, 1992* (The Japan Society of Powder and Powder Metallurgy, 1992) 1647.
- 25) J. Schoenes and R. Pittini: *J. Magn. Soc. Jpn.* **20** Suppl. S1 (1996) 1.
- 26) 佐藤勝昭, 戸上雄司: 真空, **25** (1982) 124.
- 27) E.D. Palik and B.W. Hennis: *Appl. Opt.* **6** (1967) 603.
- 28) 久武慶蔵: フェライトの基礎と磁石材料(エクセラ出版, 1978)p.81.
- 29) R.W. Teale and D.W. Temple: *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 904
- 30) U. Enz and H. van der Heide: *Solid State Commun.* **6** (1968) 347
- 31) U. Enz, R. Metselaar, P.J. Rijnierse: *J. Phys. (France)*, C1 (1970) 703
- 32) 大森一稔, 中川活二, 伊藤彰義: 日本応用磁気学会誌 **19** (1995) 249
- 33) T. Tamaki and K. Tsushima: *J. Phys. Soc. Jpn.* **45** (1978) 122
- 34) 高木芳弘, 嶽山正二郎, 足立 智: 応用物理 **64** (1995) 241
- 35) Y. Takagi: *Chem. Phys. Lett.* **119** (1985) 5
- 36) S. Haneda, M. Yamaura, Y. Takatani, K. Hara, S. Harigae and H. Munekata: *Jpn. J. Appl. Phys.* **39** (2000) L9-12.
- 37) T. Tamaki and K. Tsushima: *J. Magn. Magn. Mater.* **31-34**, (1983) 571
- 38) 玉城孝彦: 電子情報通信学会論文誌 **J60-C** (1977) 251.
- 39) M. Mansuripur: *J. Appl. Phys.* **63** (1988) 5809

表 2 . 1 代表的な磁性体のファラデー効果

物質名	旋光角 (deg/cm)	性能指数 (deg/dB)	測定波長 (nm)	測定温度 (K)	磁界 (T)	文献
Fe	$3.825 \cdot 10^5$		578	室温	2.4	4)
Co	$1.88 \cdot 10^5$		546	"	2	4)
Ni	$1.3 \cdot 10^5$		826	120 K	0.27	4)
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂ *		250	1150	100 K		5)
Gd ₂ BiFe ₅ O ₁₂	$1.01 \cdot 10^4$	44	800	室温		6)
MnSb	$2.8 \cdot 10^5$		500	"		7)
MnBi	$5.0 \cdot 10^5$	1.43	633	"		8)
YFeO ₃	$4.9 \cdot 10^3$		633	"		9)
NdFeO ₃	$4.72 \cdot 10^4$		633	"		10)
CrBr ₃	$1.3 \cdot 10^5$		500	1.5K		11)
EuO	$5 \cdot 10^5$	104	660	4.2 K	2.08	12)
CdC ₂ S ₄	$3.8 \cdot 10^3$	35(80K)	1000	4K	0.6	13)

* Y I G =yttrium iron garnet

表 2 . 2 代表的な磁性体のカー回転角

物質名	カー回転角 (deg)	測定光エネルギー (eV)	測定温度 (K)	磁界 (T)	文献
Fe	0.87	0.75	室温		14)
Co	0.85	0.62	"		"
Ni	0.19	3.1	"		"
Gd	0.16	4.3	"		15)
Fe ₃ O ₄	0.32	1	"		16)
MnBi	0.7	1.9	"		17)
CoS ₂	1.1	0.8	4.2	0.4	18)
CrBr ₃	3.5	2.9	4.2		19)
EuO	6	2.1	12		20)
USb _{0.8} Te _{0.2}	9.0	0.8	10	4.0	21)
CoCr ₂ S ₄	4.5	0.7	80		22)
a-GdCo*	0.3	1.9	298	23)	
PtMnSb	2.1	1.75	298	1.7	24)
CeSb	90	0.46	1.5	5.0	25)

* 「a-」はアモルファスと言う意味である .

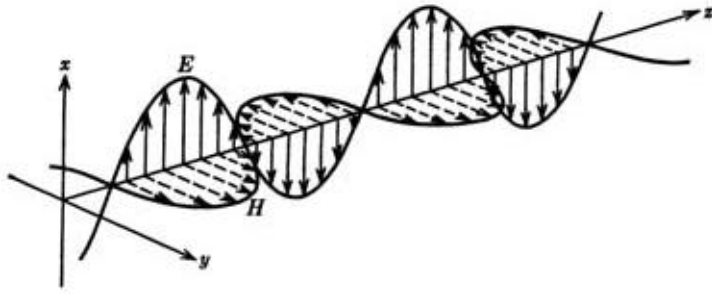


図 2.1 電磁波の電界ベクトル (E) と磁界ベクトル (H)

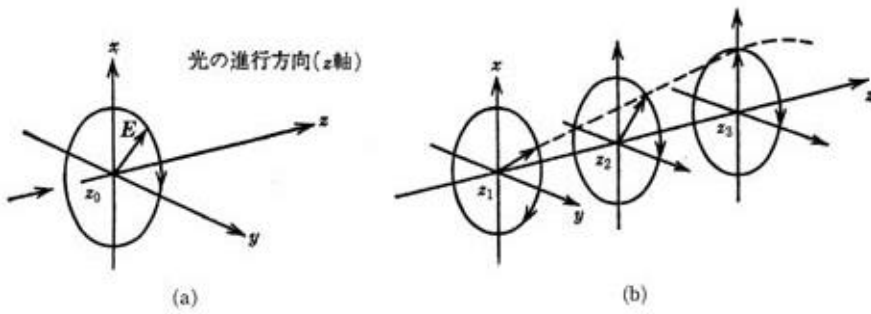


図 2.2 本書での定義による右円偏光

- (a) ある位置で光源を背にして見ると電界ベクトルが時間とともに右まわりに回転。
 (b) 時間を止めて電界ベクトルの軌跡をみると進行方向に左まわりになっている。

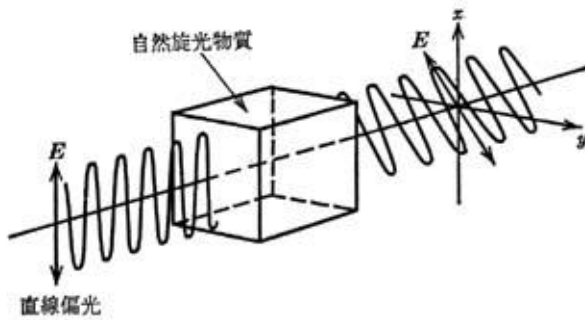


図 2.3 ブドウ糖などの自然旋光性
 右旋ブドウ糖では上図のように反時計方向に偏光ベクトルが回転する。

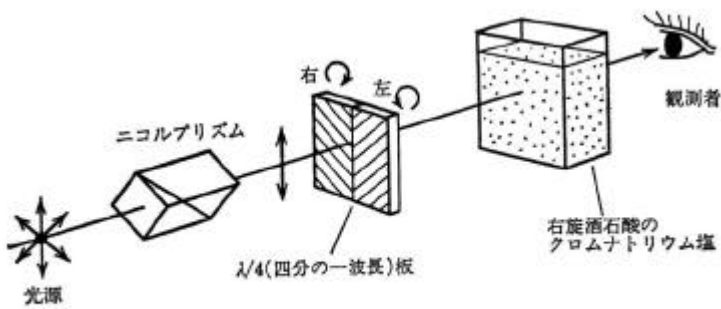


図 2.4 円二色性の観測法 (Cotton による)

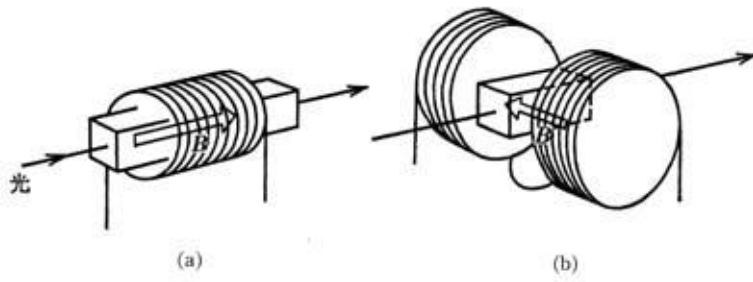


図 2.5 ファラデー配置 (a) とフォークト配置 (b)

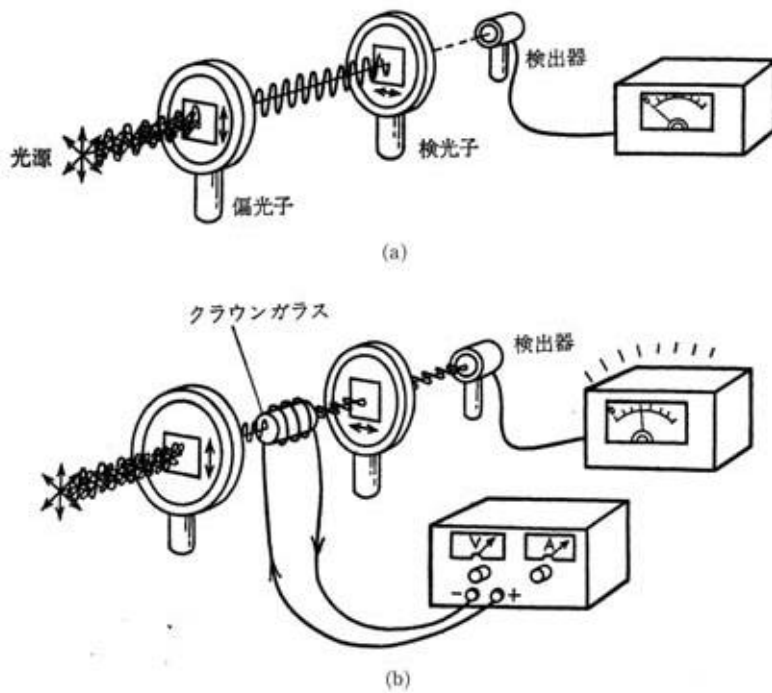


図 2.6 ファラデー効果による光のスイッチング

- (a) 磁界のないときに偏光子と検光子の透過方向を直交させておくと光検出器の出力は 0 である。
 (b) 磁界を光の進行方向に印加すると電界ベクトルが回転し検光子を光が通過するようになる。

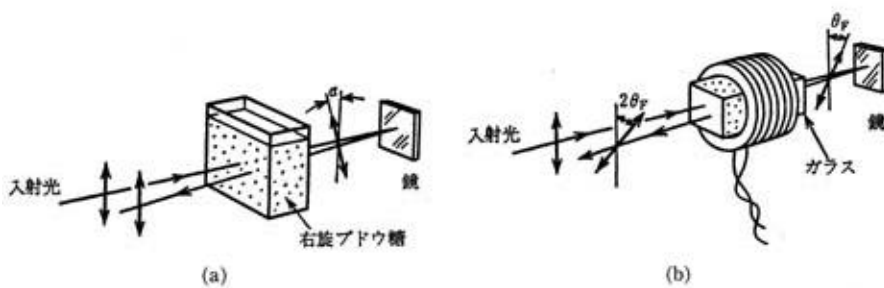


図 2.7 ファラデー効果の場合

- ブドウ糖液中を往復した光は旋光しないが (a), 磁界中のガラスを往復した光は片道の 2 倍だけ旋光している (b).

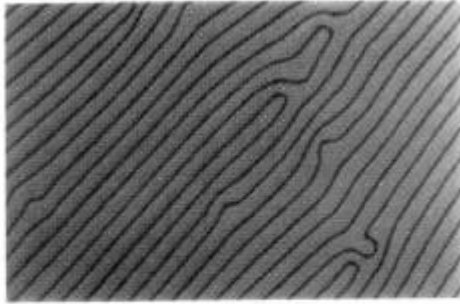


図 2.8 ビスマス (Bi) 添加ガドリニウム鉄ガーネット (GdIG) の磁区の顕微鏡写真 (玉城氏のご厚意による)

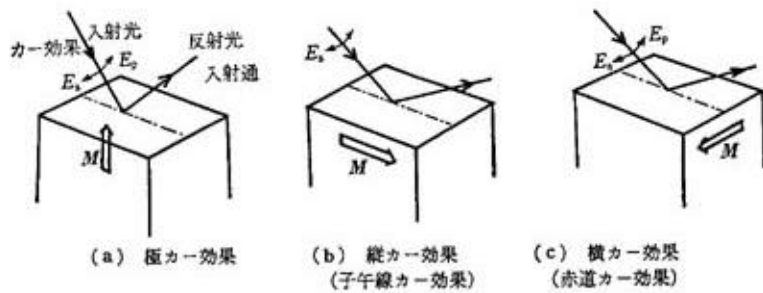


図 2.9 磁気カー効果

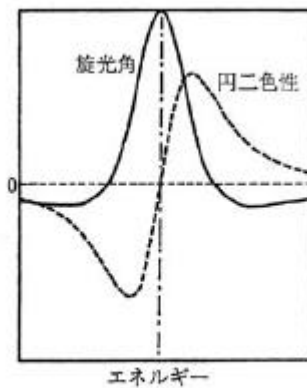


図 2.10 旋光分散 (実線) と円二色性分散 (点線)

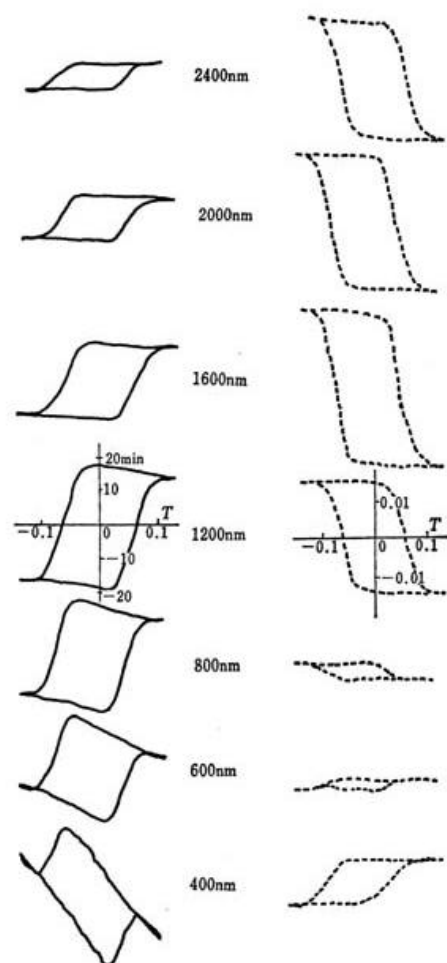


図 2.11 アモルファス GdCo (ガドリニウムコバルト) 薄膜におけるカー効果のヒステリシス曲線の波長依存性 (基板側から測定したもの)²⁴⁾
左側はカー回転角, 右側は磁気円二色性 (カー楕円率に相当) を示す。