



早稲田大学 先端生命医科学センター
Center for Advanced Biomedical Sciences, Waseda University

磁気物性・磁気光学の基礎と応用 (2)

佐藤勝昭

(独)科学技術振興機構

特別講義・スケジュール

- 第1回(12/18)
 - 1.磁性の基礎
 - 2.磁気光学概説
- 第2回(12/25)
[予定を変更]
第1回の復習
 - 3.磁気ヒステリシスの謎
- 第3回(1/29)
第2回の復習
 - 4.磁気光学の基礎
 - 5.磁気光学の応用
- 第4回(2/9)
第3回の復習
 - 6.磁気共鳴の基礎
 - 7.磁気共鳴の応用

第1回の復習

磁性の基礎復習

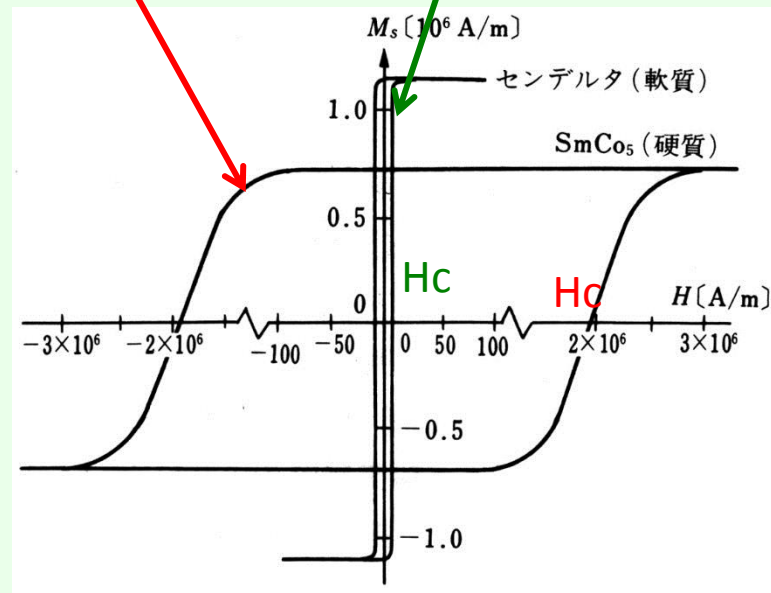
かたい磁性体とやわらかい磁性体

かたい磁性体

- 永久磁石・磁気記録媒体
- $(BH)_{max}$ が性能を表す
- H_c が大きいほどよい

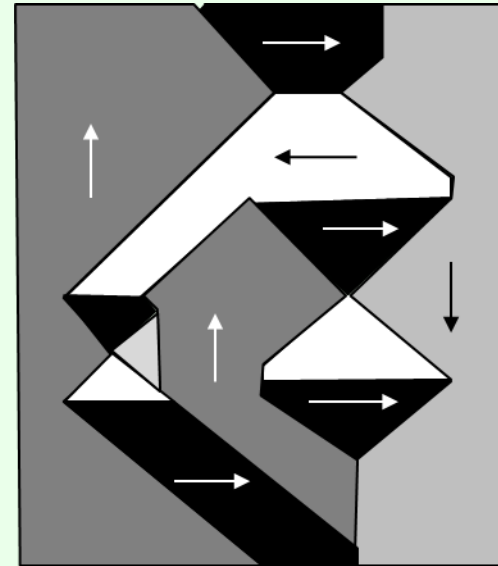
軟らかい磁性体

- 電磁石や変圧器の磁心
- 初透磁率 μ_r が性能を表す
- H_c が小さく M_s が大きい程よい



初磁化状態

- 強磁性体は自発磁化をもつが初磁化状態では磁化がゼロ
- 反磁界によって磁化が不安定にならないよう磁区に分かれる。
- 縞状磁区、環流磁区、ボルテックス、単磁区などさまざまな磁区が存在する



磁区に分かれるわけ

- 磁性体内部の原子磁石に注目すると、図2.9に示すように原子磁石のNは磁性体のN極のほうを向き、Sは磁性体のS極の方を向いているため静磁エネルギーを損しています。つまり原子磁石は逆向きの磁界の中に置かれているので不安定なのです。
- そこで、図2.10に示すように右向きの磁化をもつ領域と左向きの磁化をもつ領域とに縞状に分かれると、反磁界が打ち消しあって静磁エネルギーが低くなって安定化します。これが磁区に分かれる理由です。

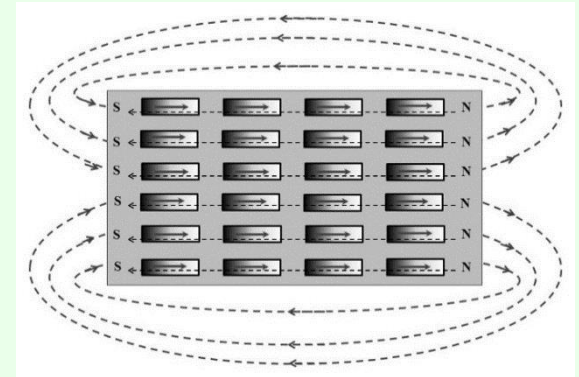


図2.9 磁性体内部の原子磁石は反磁界を受けて静磁的に不安定

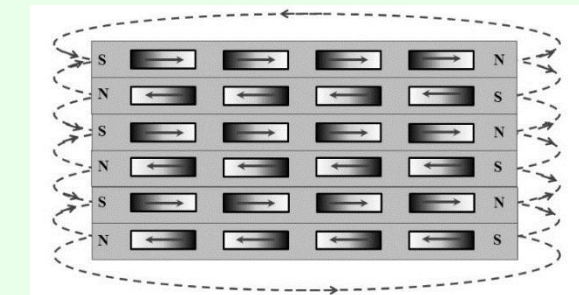


図2.10 右向きの磁化をもつ領域と左向きの磁化をもつ領域とに縞状に分かれると反磁界は打ち消しあって安定になる

環状電流と磁気モーメントの等価性

磁界中で環状電流の受けるトルク

- $$T = \oint dT =$$

$$(i/2) (\oint \mathbf{r} \times d\mathbf{s}) \times \mu_0 \mathbf{H}$$

$$= i \mathbf{S} \times \mu_0 \mathbf{H}$$

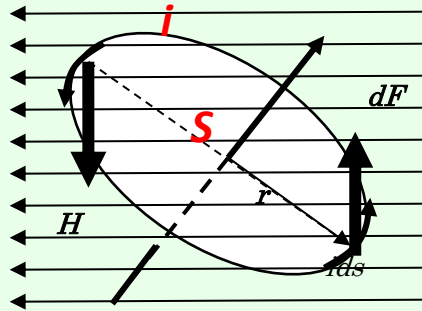
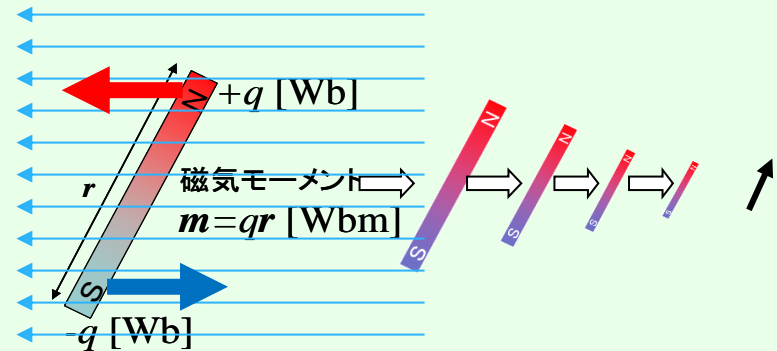


図2.17 磁界中に置かれた円電流に働く力

磁界中で磁気双極子が受けるトルク

- $$T = Qr \times H = m \times H$$



$$m = \mu_0 i S n$$

量子論で書き直す

- 角運動量を軌道角運動量量子数 l とスピン角運動量量子数 s を使って書き直す
- $\mu_l = -(eh/4\pi m)l = -\mu_B l$
- $\mu_s = -(eh/2\pi m)s = -\mu_B s$

磁気モーメントの起源

3d遷移金属イオン

- 磁性電子: 3d
- 軌道角運動量は消失
- スピン角運動量でよく記述できる

希土類イオン

- 磁性電子: 4f
- 軌道角運動量とスピン角運動量のベクトル和の全角運動量で記述できる。

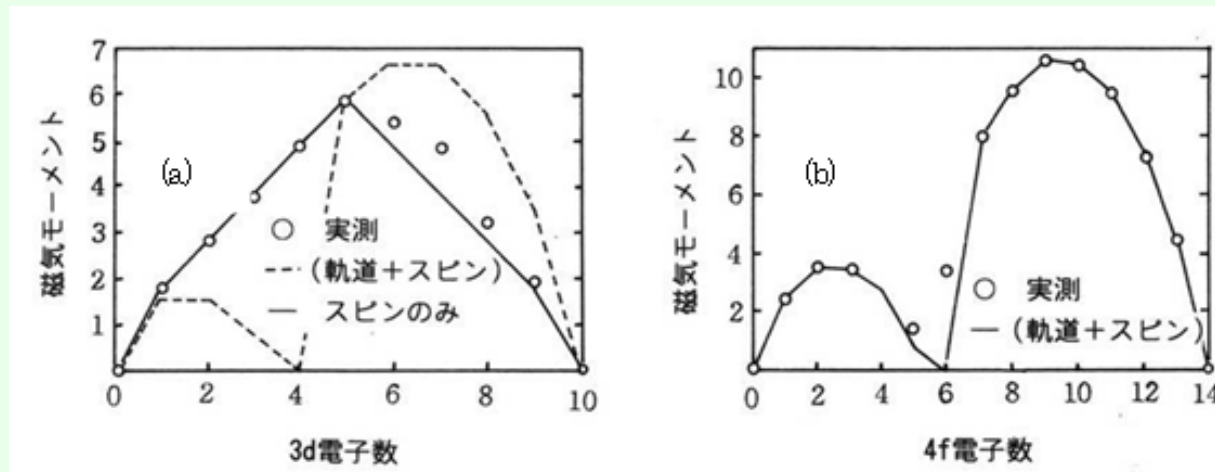


図 2.23 磁性イオンの磁気モーメントの実測値と理論値
(a) 3d 遷移金属イオンの場合 (b) 4f 希土類イオンの場合

2. 磁気光学概説(復習)

- 光学活性
- ファラデー効果
- 磁気カー効果
- 磁気光学スペクトル

光学活性の分類

- 物質本来の光学異方性による光学活性を「自然活性」とよびます。
- 電界あるいは電気分極によって誘起される光学活性を電気光学(EO)効果といいます。
 - ポッケルス効果、電気光学カー効果があります。
- 磁界あるいは磁化によって誘起される光学活性を**磁気光学(MO)効果**といいます。
- 応力による光学活性をピエゾ光学効果または光弾性といいます。

非磁性体のファラデー効果

- 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ます。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発見者 Faraday に因んでファラデー効果といいます。
- 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、磁気複屈折を発見した Voigt に因んでフォークト配置といいます。

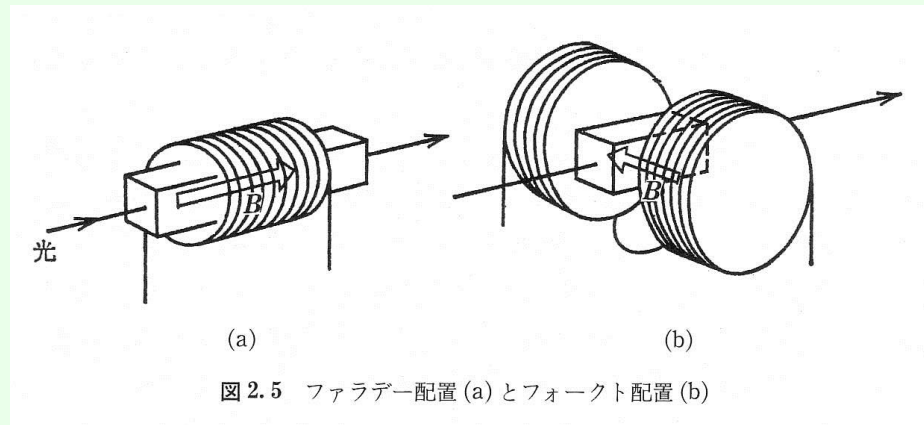
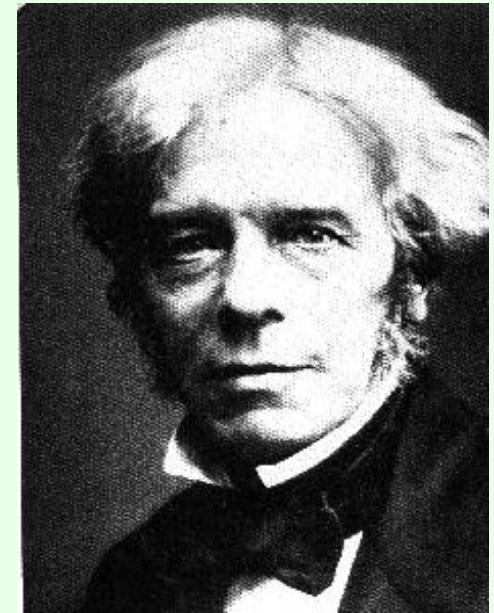
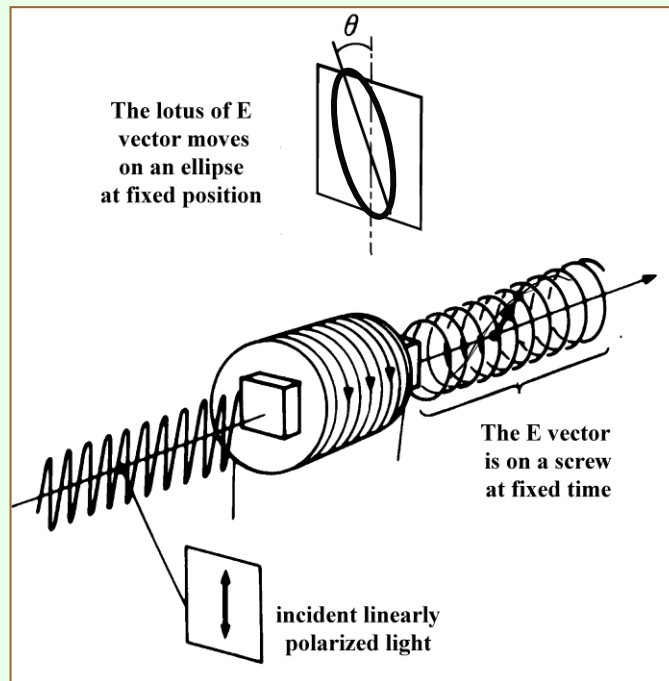


図 2.5 ファラデー配置 (a) とフォークト配置 (b)

ファラデー効果

- ファラデー配置において直線偏光が入射したとき出射光が**楕円偏光**になり、その**主軸が回転**する効果です。



M. Faraday (1791-1867)

ヴェルデ定数

- 強磁性を示さない物質の磁気旋光角を θ_F 、磁界を H 、光路長 l とすると、

$$\theta_F = V l H$$

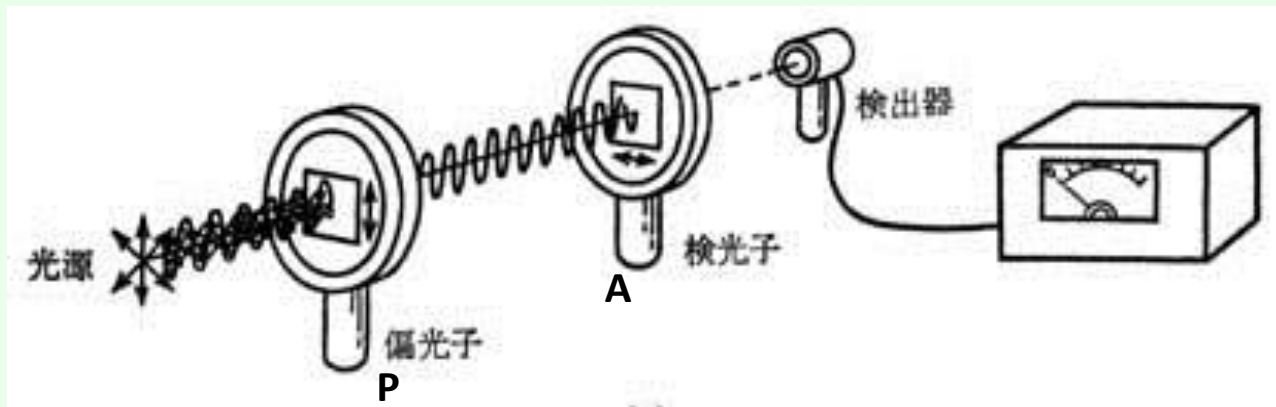
と表される。 V はベルデ(Verdet)定数と呼ばれ、物質固有の比例定数である。

ヴェルデ定数一覧表 $\lambda=546.1\text{nm}$ 理科年表による

物質	V [min/A]	物質	V [min/A]
酸素	7.598×10^{-6}	NaCl	5.15×10^{-2}
プロパン	5.005×10^{-5}	ZnS	2.84×10^{-1}
水	1.645×10^{-2}	クラウンガラス	2.4×10^{-2}
クロロホルム	2.06×10^{-2}	重フリントガラス	1.33×10^{-1}

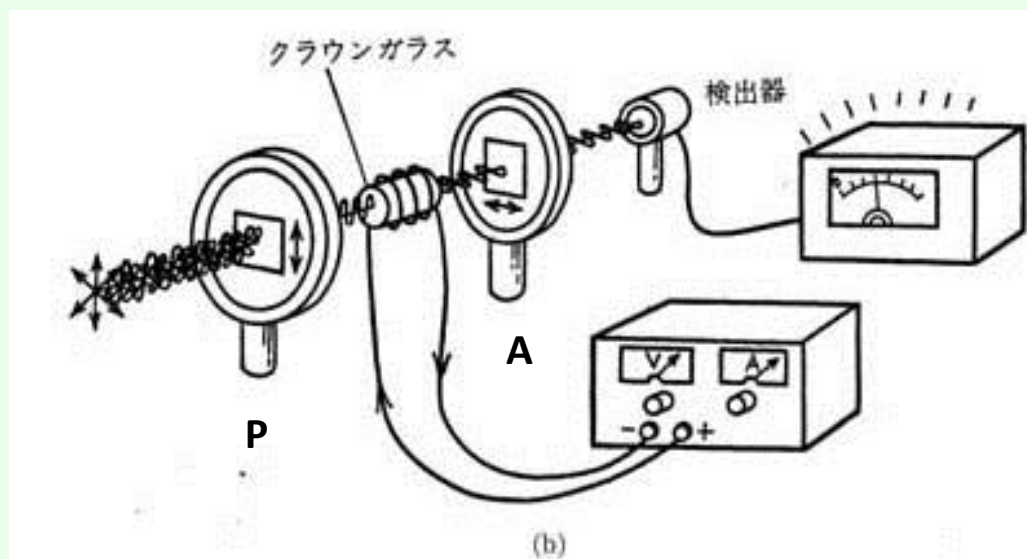
直交偏光子

- 偏光子Pと検光子Aを互いに偏光方向が垂直になるようにしておきます。(クロスニコル条件)
- この条件では光は通過しません。



ファラデー効果による光スイッチ

- クロスニコル状態の偏光子Pと検光子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(~ 1.3 T)の磁界をかけたとすると、ガラス中を通過する際にほぼ 90° 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。



ファラデー効果と自然旋光性のちがい

- 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ます。つまり**回転角は磁界の方向に対して定義**されている。一方、自然旋光性は回転が光の進行方向に対して定義されています。
- 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倍の回転を受けます。

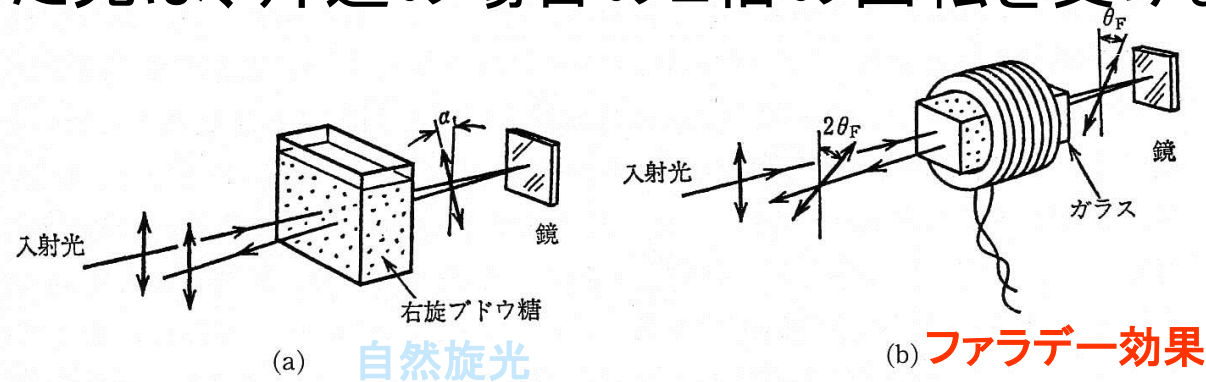


図 2.7 ファラデー効果の場合

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場合の2倍だけ旋光している (b).

強磁性体のファラデー効果

- ガラスのファラデー効果に比べ、強磁性体、フェリ磁性体は非常に大きなファラデー回転を示します。
- 飽和磁化状態の鉄のファラデー回転は1 cmあたり $380,000^\circ$ に達します。強磁性体のファラデー回転角の飽和値は物質定数です。
 - 1 cmもの厚さの鉄ではもちろん光は透過しません
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す。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° となります。

代表的な磁性体のファラデー効果

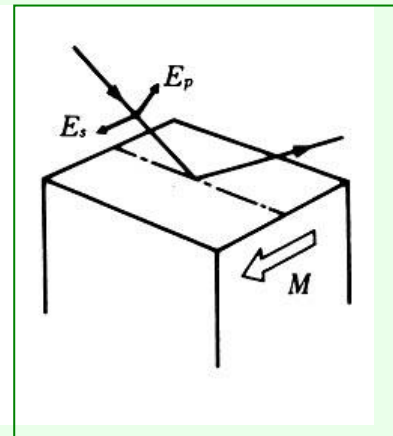
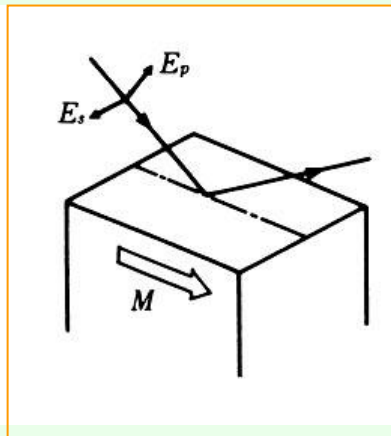
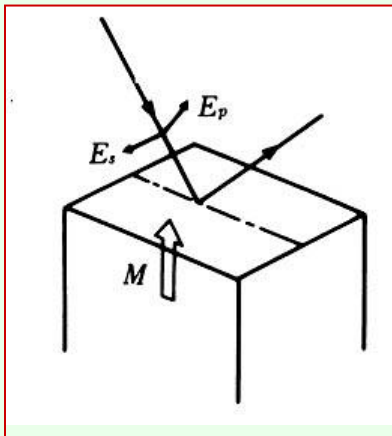
物質名	旋光角 (deg/cm) (T)	性能指数 (deg/dB)	測定波長	測定温度 (nm)	磁界 (K)
Fe	$3.825 \cdot 10^5$		578	室温	2.4
Co	$1.88 \cdot 10^5$		546	//	2
Ni	$1.3 \cdot 10^5$		826	120 K	0.27
$Y_3Fe_5O_{12}^*$	250		1150	100 K	
$Gd_2BiFe_5O_{12}$	$1.01 \cdot 10^4$	44	800	室温	
MnSb	$2.8 \cdot 10^5$		500	//	
MnBi	$5.0 \cdot 10^5$	1.43	633	//	
YFeO ₃	$4.9 \cdot 10^3$		633	//	
NdFeO ₃	$4.72 \cdot 10^4$		633	//	
CrBr ₃	$1.3 \cdot 10^5$		500	1.5K	
EuO	$5 \cdot 10^5$	104	660	4.2 K	2.08
$CdCr_2S_4$	$3.8 \cdot 10^3$	35(80K)	1000	4K	0.6

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ふことができます。カー(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とき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ます。
- 英語ではMagneto-optical Kerr Effect: MOKEと呼びます。

磁気カー効果

- MO-Kerr 効果には、3種類があります。
 - **極力一効果** (磁化が反射面の法線方向、直線偏光は傾いた楕円偏光となる)
 - **縦力一効果** (磁化が試料面内 & 入射面内、直線偏光は傾いた楕円偏光となる)
 - **横力一効果** (磁化が試料面内、入射面に垂直偏光の回転はないが磁界による強度変化)



代表的な磁性体のカー一回転角

物質名	カー一回転角 (deg)	測定光エネルギー (eV)	測定温度 (K)	磁界 (T)
Fe	0.87	0.75	室温	
Co	0.85	0.62	//	
Ni	0.19	3.1	//	
Gd	0.16	4.3	//	
Fe ₃ O ₄	0.32	1	//	
MnBi	0.7	1.9	//	
CoS ₂	1.1	0.8	4.2	0.4
CrBr ₃	3.5	2.9	4.2	
EuO	6	2.1	12	
USb _{0.8} Te _{0.2}	9.0	0.8	10	4.0
CoCr ₂ S ₄	4.5	0.7	80	
a-GdCo *	0.3	1.9	298	
PtMnSb	2.1	1.75	298	1.7

磁気光学スペクトル

- 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)と呼んでいます。物理の言葉では旋光スペクトルといいます。
- 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します。これを化学の方では異常分散と称します。
 - 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す。

磁気光学ヒステリシスループの波長依存性

- 右の図はいくつかの測定波長におけるアモルファスGdCo薄膜のカー効果のヒステリシス曲線です。
- 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ります。
- なぜ磁気光学で測定したヒステリシスは波長によって大きさが変わったり反転したりすることがあるのでしょうか？

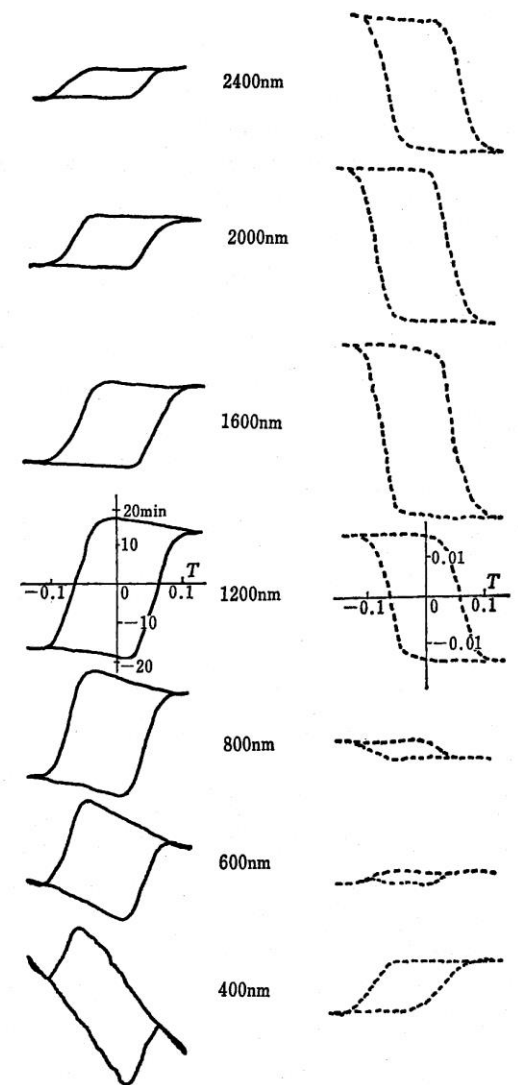
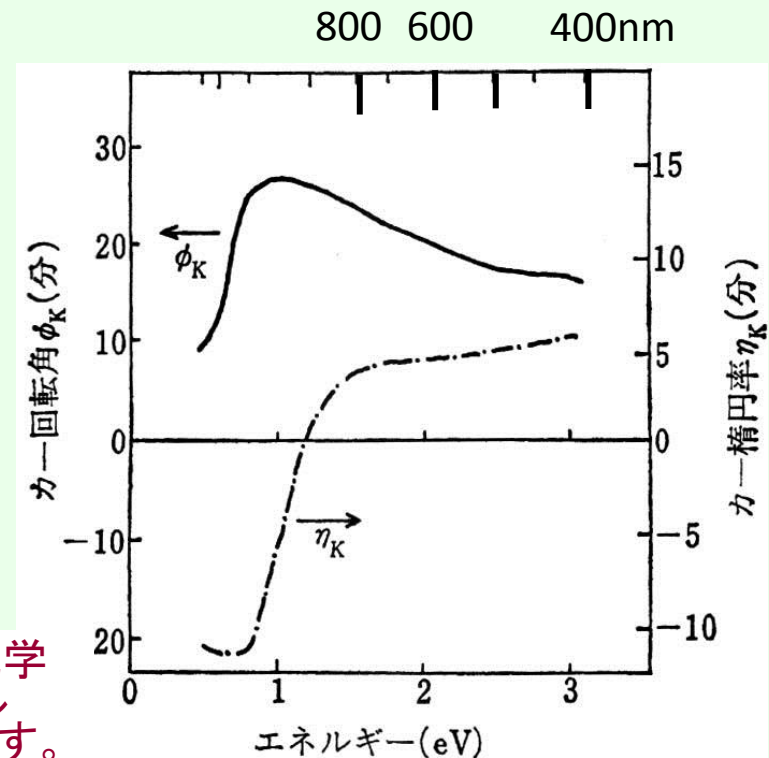


図 2.11 アモルファス GdCo (ガドリニウムコバルト) 薄膜におけるカー効果のヒステリシス曲線の波長依存性 (基板側から測定したもの)²⁴⁾
左側はカー回転角, 右側は磁気円二色性 (カー楕円率に相当) を示す。

GdCoの磁気光学スペクトル

- 図はアモルファスGdCo薄膜の残留磁化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です。
- 大きさや符号が波長と共に変化することが理解されるでしょう。

●なぜエネルギーを横軸にとるかという、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す。(光の波長 λ とエネルギーEの関係は、波長 λ を μm を単位として表した場合、EをeV単位として $E = 1.2398/\lambda$ で与えられます。)



なぜスペクトル測定？

- あとの講義で述べるように、量子力学によれば、磁気光学効果は磁化を持つ物質中での特定の光学遷移の円偏光に対する選択則から生じます。
- このため、磁気光学スペクトルは物質の電子構造を反映するのです。
- 逆に、電子構造を調べる手段として磁気光学効果を用いることもできるのです。

2 のまとめ

この講義では、次のことを学びました。

- 偏光には直線偏光・円偏光楕円偏光があること
- 旋光性と円二色性をあわせて光学活性ということ
- 磁界(または磁化)がある場合の光学活性を磁気光学効果ということ
- 磁気光学効果にはファラデー効果、磁気カー効果があること
- 磁気光学効果を使って光をスイッチしたり、磁気ヒステリシスを測定したりすることができること
- 磁気光学効果の大きさや符号は、波長(または光子エネルギー)に依存すること

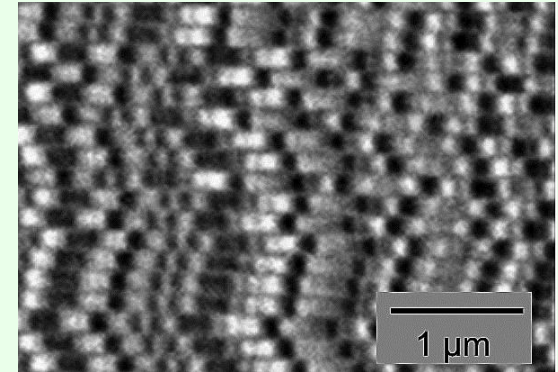
3. 磁気ヒステリシスの謎

3 磁性体を特徴づける磁気ヒステリシス

- バルクの磁性体の磁化曲線は磁区を考えて初めて説明できます。しかし、磁性薄膜の場合、単磁区磁性体のナノ粒子から構成されると、磁区に分かれていなくてもヒステリシスが見られるのです。実際、ハードディスクには、単磁区ナノ粒子からなる磁気記録媒体が使われています。
- 実は、ヒステリシスのもとになっているのは磁気異方性なのです。特に最近のハードディスクは垂直磁気記録方式なので、垂直磁気異方性をもつ媒体材料が求められます。
- 保磁力には磁気異方性が関わっているのですが、それだけでは説明できません。磁壁の核発生や、磁壁移動のピン止めなどが関わっているのです。磁気記録媒体や永久磁石の開発では、磁気異方性の高い材料を探索するとともに核発生や磁壁移動を抑えるための技術的な工夫が行われています。
- ここでは磁気異方性や保磁力の起源を解き明かす作業を通じて磁気ヒステリシスのナゾに迫ります。

3.1 磁気記録とヒステリシス

- コンピュータのストレージやテレビの録画に用いられているハードディスクでは、磁気ディスクという円盤状の記録メディア上の磁性薄膜に情報が記録されます。
- 図は磁気ディスクの円周に沿ってどのように記録されているかを磁気力顕微鏡(magnetic force microscope)によって画像化した映像です。図を見ると、白黒の縞模様が見られますが、これは記録メディアの表面にN、Sの磁極が配列している様子を表しています。
- ハードディスクではどうやって、このような磁気のパターンを記録できるのでしょうか。それを説明するキーワードが磁気ヒステリシスです。



磁気ヒステリシス曲線

- 図3.1は、磁性体の磁化 M を磁界 H に対して描いた磁化曲線です。消磁状態($H=0, M=0$)に磁界 H を加え増加したときの磁化 M の変化を初磁化曲線と呼びます。3.2.3にくわしく述べるように、磁化はこの曲線に沿って増加し、ついには飽和します。いったん飽和したあと、磁界を減じるともとには戻らず、図の矢印で示すようなループを描きます。
- このように、外場をプラスからマイナスに変化させたときとマイナスからプラスに変化させたときで径路が異なりループが生じる現象をヒステリシスといいます。ヒステリシスループがあると、磁界が0の時に正負2つの磁化状態をもちますから、この2つの値を1と0に対応させれば不揮発性の磁気記録ができるのです。

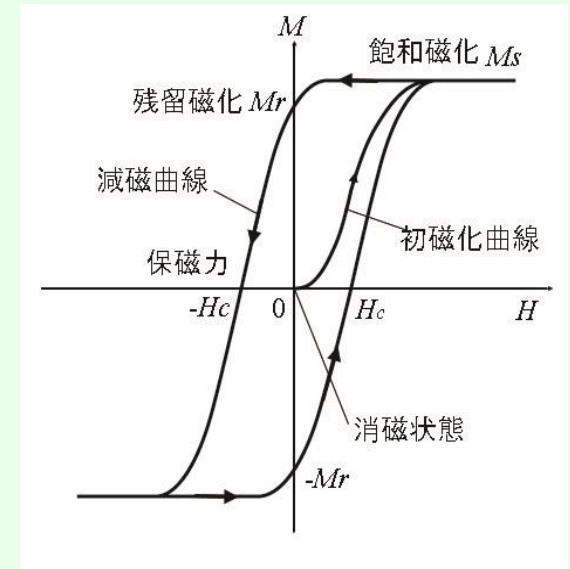


図3.1 強磁性体の典型的な磁化曲線

3.2 磁性以外にもあるヒステリシス

- ヒステリシスは強誘電体の電界 E と分極 P の間にも見られます。図3.2は硫酸グリシン(TGS)という強誘電体の誘電ヒステリシスループです。ここでは電束密度 $D = \epsilon_0 E + P$ を縦軸に、 E を横軸にとっています。強誘電メモリ(FeRAM)は強誘電体の残留分極 P_r を用いて情報を記録しています。
- このように、安定な2つの状態があって、両者の間にはポテンシャルの障壁があり、閾(しきい)値を超えないと応答しない系を双安定系といいます。このような系ではヒステリシスを示します。

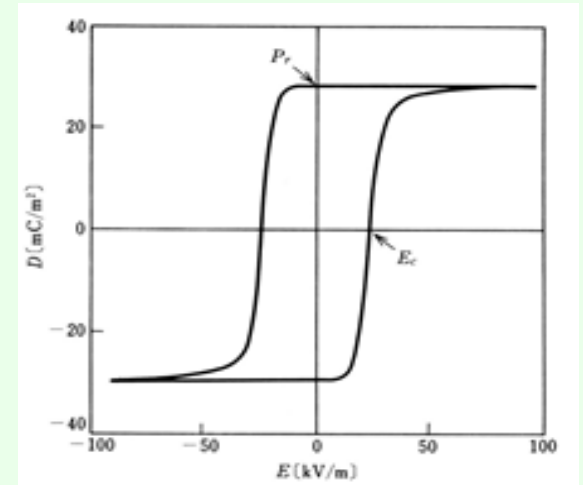


図3.2 強誘電体硫酸グリシンのD-Eヒステリシス曲線(佐藤勝昭編著：応用物性(オーム社1991)p.134による)

機械系のヒステリシス

- ヒステリシス現象は、機械系にも見られます。図3.3のように2つの歯車がかみ合っているとき、歯車1を左方向に回すときには歯車2はついてきますが、逆に右方向に回そうとすると、バックラッシュの角度だけ回転しないと、歯車2に回転が伝わりません。
- この場合も、歯車1が歯車2の右の壁にくっついた状態と、左の壁にくっついた状態という2つの安定状態があって、応答にバックラッシュという閾値動作があるためにヒステリシスが生じます。

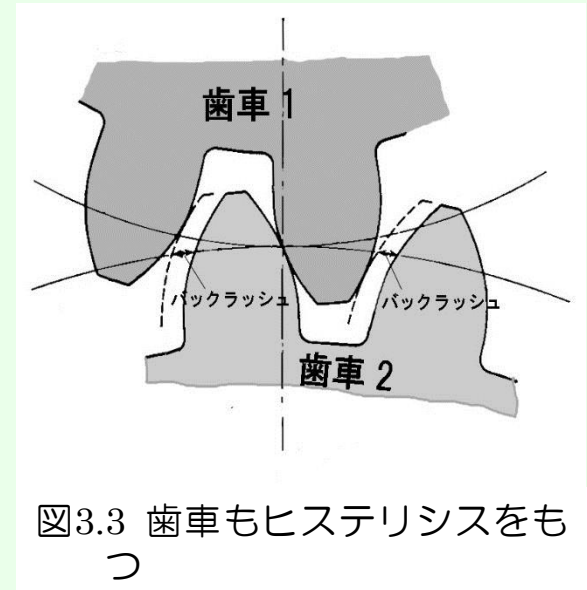


図3.3 歯車もヒステリシスをもつ

”hysteresis”の語源は、ギリシャ語で「遅れ」を表すことばで、外界の変化に対して応答が遅れることを意味しています。磁気ヒステリシスを磁気履歴ということがありますが、これは、hysteresisとhistoryを混同した誤訳に基づくものだといわれています。

3.3 初磁化曲線と磁区

- 図3.4は初磁化曲線を示したものです。図のAにおいては、3.1に紹介したように反磁界による静磁エネルギーを小さくしようとして磁区に分かれ全体の磁化がゼロになっています。
- いま、磁化容易方向に磁界を加える場合を考えます。図3.4の初磁化曲線のB点に相当する磁界 H_B より弱い磁界を加えた場合、磁化は磁界とともに緩やかに増加していきます。磁化曲線A→Bの変化(初磁化範囲)は可逆的で、磁界をゼロにすると磁化はゼロに戻ります。
- H_B より大きな磁界を加えると、磁化曲線は急に立ち上がります。この領域では、磁化は非可逆的に変化します。磁壁がポテンシャル障壁を越えて移動すると磁界を減じても元に戻れないのです。この領域(図3.4のB→C)を**不連続磁化範囲**といいます。
- 磁界が H_C を超えると、磁化の増加が緩やかになります。この領域では磁区内の磁化が回転しているので、**回転磁化範囲**といいます。

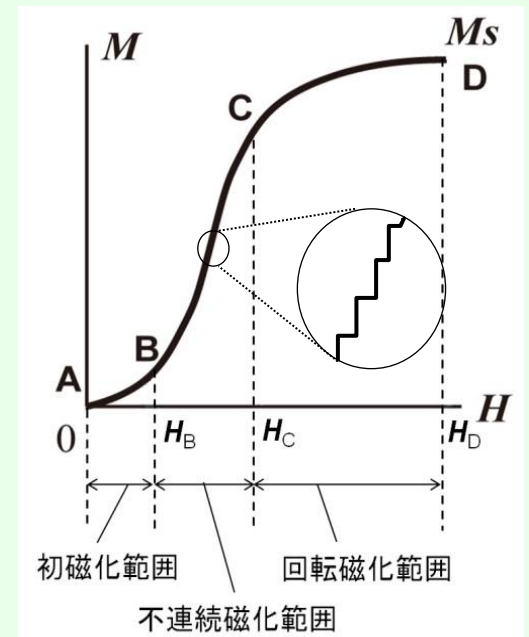


図3.4 初磁化曲線

カー効果で見る磁区の変化

- 初磁化状態では磁区に分かれ全体の磁化がゼロになっています。これを磁気光学効果による磁区イメージで表したのが図3.5(a)です。
- 磁化曲線A→Bの変化(初磁化範囲)は図(b)に示すように磁壁が動いて、磁界の方向の磁区が広がるとして説明できます。
- B→Cの磁化曲線の急な立ち上がりの領域では、図(c)に示すように磁壁は非可逆的に移動します。
- 磁界が H_C を超える領域では図(d)に示すように磁区内の磁化が回転します。
- 磁化の飽和は、図(e)に示すような単一磁区になったことに対応します。
- 初磁化曲線をたどっていったん飽和したあと、磁界を取り去っても、図3.1に示すように磁化は0に戻りません。磁化は有限の値をもちます。このときの磁化を残留磁化といい、 M_r と書きます。

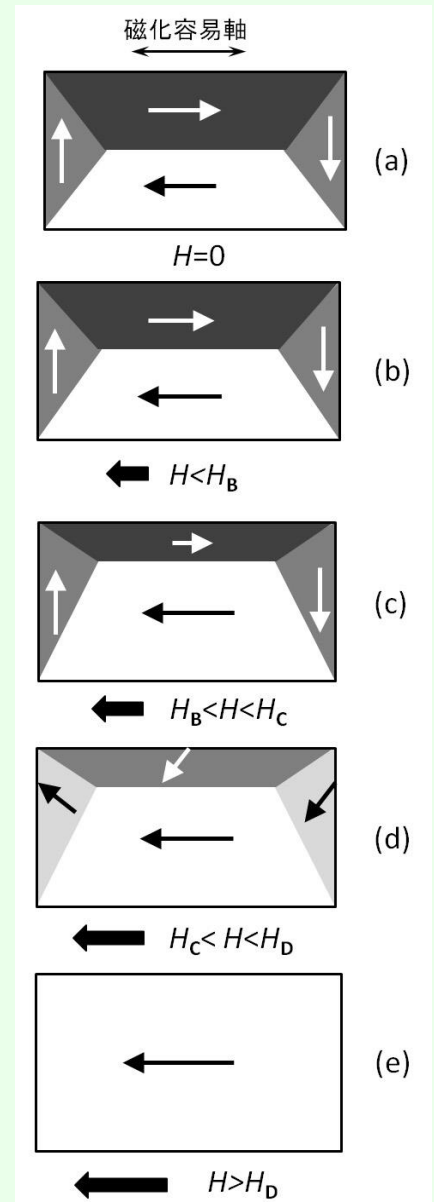


図3.5 初磁化曲線の磁壁移動・磁化回転による説明

Q3.1: 初磁化状態にあった磁性体をいったん飽和させると、磁界をゼロにしても元の状態に戻らないとありましたが、どうすれば元の状態に戻せるのですか。

- 交流消磁法によって戻すことができます。交流磁界を加え、その振幅を徐々に小さくしていくと図3.7のように、ヒステリシスループがスパイラル状に小さくなり、ついには初磁化状態に戻ります。
- ブラウン管式のカラーモニターでは、電子ビームのガイドであるシャドウマスクが地磁気の影響を受けて磁化し色むらが生じるので、これを防ぐために、スイッチオンの際に画面の周辺に巻いたコイルに数msで漸減する交流電流を流し消磁していました。

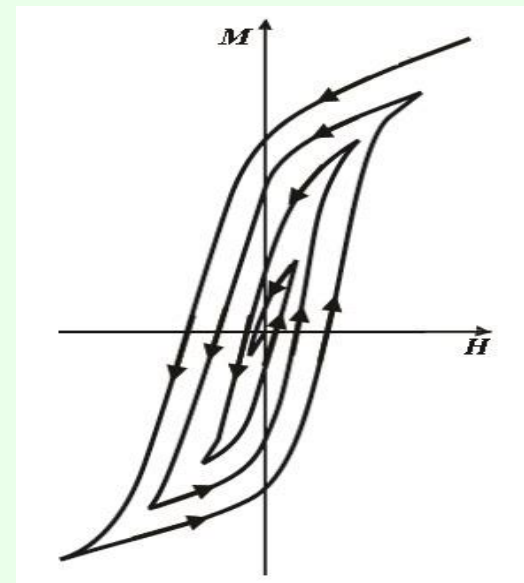


図3.7 交流消磁の消磁過程

3.4 磁気異方性

- 磁性体が初磁化曲線や磁気ヒステリシス曲線のような不可逆な磁化過程を示す原因のうち最も重要な原因は磁気異方性(magnetic anisotropy)です。強磁性体は、その形状や結晶構造・原子配列に起因して、磁化されやすい方向(磁化容易方向)を持ちます。これを磁気異方性と呼びます。

(a) 形状磁気異方性

- 形状によって反磁界の大きさが変わるということを示しました。針状結晶は長軸方向と短軸方向で反磁界が異なることによって、長軸方向が磁化容易方向になります。
- 薄膜では面内方向には反磁界がありませんが、面直方向には大きな反磁界が働きます。このため、面内が磁化容易方向になります。

(b) 結晶磁気異方性

- 結晶において、特定結晶軸が磁化容易方向になる性質を結晶磁気異方性といいます。Coは六方晶なので、c軸が容易軸となる一軸異方性を示します。
- 一方、Feは立方晶なので、誘電率や導電率については等方性ですが、磁化に関しては図3.8に示すように異方性をもち、 $\langle 001 \rangle$ が容易方向、 $\langle 111 \rangle$ が困難方向です。

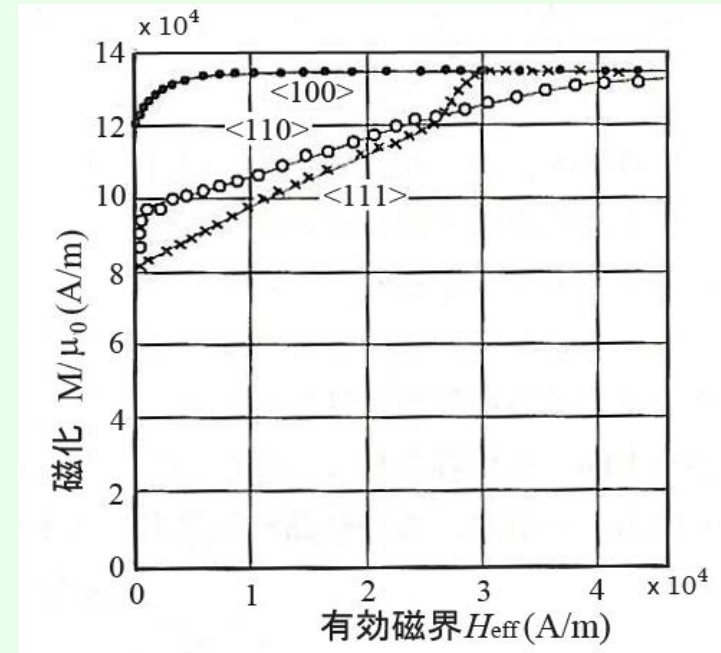


図3.8 Feの磁化曲線の結晶方位依存性 (Kayaによる。佐藤勝昭編著:応用物性p.209)

磁気異方性エネルギー

磁化容易方向を向いている磁気モーメントを磁化困難方向に向けるのに必要なエネルギーのことを異方性エネルギーとよびます。

一軸異方性の磁性体に磁化容易方向から角度 θ だけ傾けて外部磁界を加えたときの異方性エネルギー E_u は、

$$E_u = K_u \sin^2 \theta \quad (3.1)$$

で与えられます。

K_u は異方性定数で、単位は $[J/m^3]$ です。

異方性エネルギーを θ の関数として表したのが図3.9です。

$K_u > 0$ のとき異方性エネルギーは $\theta = 0^\circ$, $\pm 180^\circ$ ($[100]$ 方向)のとき極小値を取り、 90° , -90° ($[110]$ 方向)で極大値をとります。

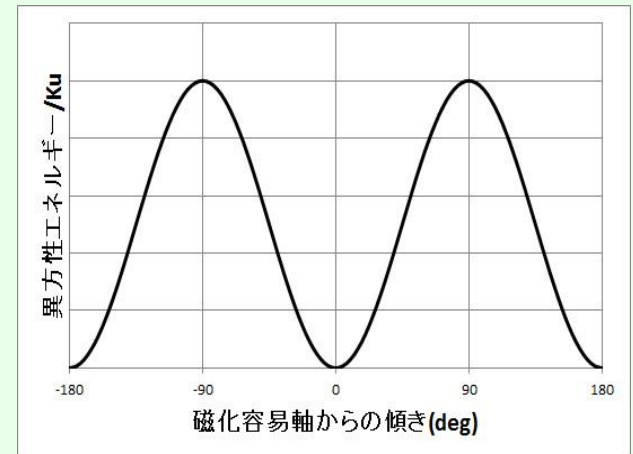


図3.9 磁化容易軸からの傾きと磁気異方性エネルギーの関係

異方性磁界 H_K

いま、磁化容易軸から磁界を小角度 $\Delta\theta$ だけ傾けたときの復元力を求めると $F = \partial E_u / \partial \theta = Ku \sin 2\Delta\theta \sim 2Ku\Delta\theta$ となります。磁化 M_0 に対して磁化容易軸から $\Delta\theta$ だけ傾けた方向に磁界を印加して異方性と同じ復元力を与えるとき、この磁界 H_K を異方性磁界といいます。このときの力は

$$F = \partial E / \partial \theta = -\partial M_0 H_K \cos \Delta\theta / \partial \theta = M_0 H_K \sin \Delta\theta \sim M_0 H_K \Delta\theta$$

となりますから両者を等しいと置いて、

$$H_K = 2K_u / M_0 \quad (3.2)$$

が得られます。

異方性磁界の実際の値はどれくらいでしょう。六方晶のCoの単磁区微粒子では、磁化容易方向の磁気異方性エネルギーは $K_u = 4.53 \times 10^5$ [J/m³]、磁化は $M_0 = 1.79$ [Wb/m²]なので、 $H_K = 5.06 \times 10^5$ [A/m]となります。cgs-emu単位系では6.36 [kOe]です。

(c) 誘導磁気異方性

- 磁性体の成長時に誘導される磁気異方性です。磁界中で成膜する場合、基板結晶と格子不整合のある薄膜を成膜する場合、スパッタ成膜の際に特定の原子対が形成される場合などがあります。
- たとえば、光磁気記録に用いるアモルファス希土類遷移金属合金薄膜(たとえばTbFeCo)は、垂直磁気異方性を示します。アモルファスは本来等方的なのに異方性が生じるのは、スパッタ時に面直方向に希土類の原子対が生じることが原因とされます。さらに、希土類を系統的に変えると軌道角運動量に対応して磁気異方性に変化が見られることから単一原子の磁気異方性も重要な働きをしていると考えられます。

Q3.2:結晶磁気異方性はなぜ起きるのですか

- スピン軌道相互作用があるためです。結晶磁気異方性があるということは、スピンの結晶の対称性を感じているということの意味です。そのメカニズムには、古典的な磁気双極子間に働く静磁的な相互作用と、スピン角運動量と軌道角運動量の間に関与する量子的なスピン軌道相互作用のいずれかが考えられますが、多くの研究の結果、磁気双極子相互作用は実測値の1/100以下の大きさであり、磁気異方性発現の原因にはなり得ないことが明らかになっています。
- 遷移金属の軌道磁気モーメントは消失しているとされていますが、実際にはわずかながら生きています。hcp構造のCoについて、XMCD(X線磁気円二色性)を使って求めた軌道磁気モーメントの実験値はおよそ $0.15\mu_B$ です。第1原理(近似や経験的なパラメータ等を含まない)バンド計算から求めた理論値はおよそ $0.08\mu_B$ で実験値の約半分となっていますが、軌道が生き残っていることを示しています。
- 第1原理計算で磁気異方性を求めることは大変むずかしいとされます。Ry(リドベリ=13.6eV)単位のエネルギー固有値の差をとって μeV の異方性を求めなければならないからです。

Q3.3: Feは立方晶で等方的なのに、図3.8の磁化曲線はなぜ結晶方位によって折れ曲がりかたが違うのですか？

H//[100]の場合

- 磁壁移動のしかたが方位によって異なるのです。[100]方向に磁界を加えると、図3.10に示すように磁界方向に磁化を向けている磁区の体積が増加するように180°磁壁や90°磁壁が移動して、ついに単磁区になって飽和磁化状態になります。磁壁移動を妨げるエネルギー障壁がなければ、この磁壁移動は極めて弱い磁界で終了します。これが図4.9の[100]方向の磁化曲線に対応します。

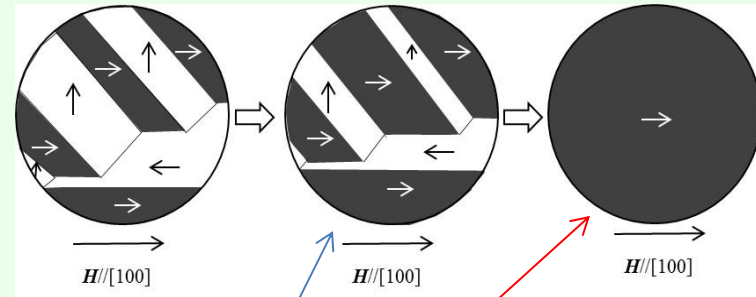


図3.10 Fe[100]方向に磁界を印加した時の磁壁移動と磁気飽和。弱い磁界で飽和磁化に達する

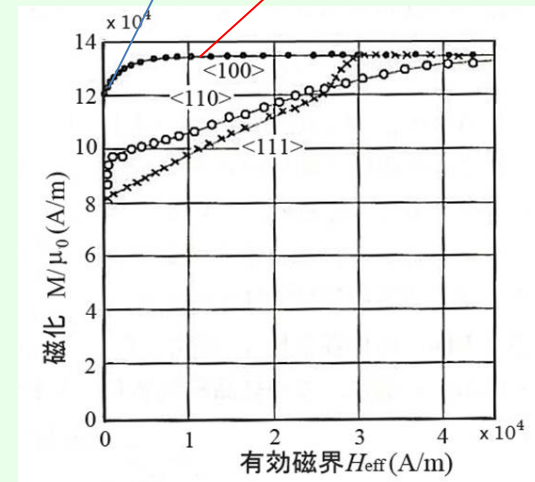


図3.8 Feの磁化曲線の結晶方位依存性 (Kayaによる。佐藤勝昭編著:応用物性p.209)

Q3.3: つづき

H// [110]の場合

- 磁界を[100]方位から 45° に傾いた[110]に加えた場合、図3.11のように[100]およびそれに垂直な[010]方向の磁化をもつ磁区は等価ですから、両磁区の体積を増加するよう磁壁が移動し、極めて弱い磁界によってこの2種類の磁区のみで埋められます。このときのH方向の磁化成分は飽和磁化 M_s の $1/\sqrt{2}=0.71$ です。磁界を増加すると磁化は縦軸から離れ磁化回転しながら飽和に向かいます。

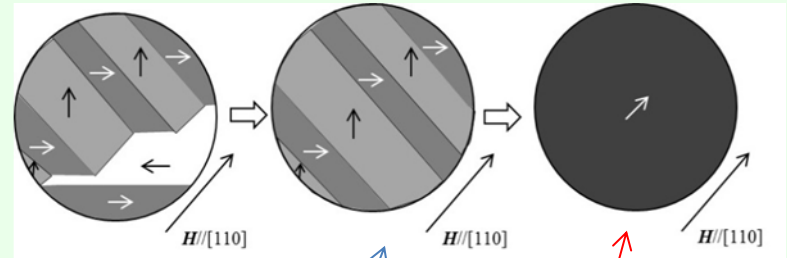


図3.11 Fe[110]方向に磁界を印加した時は、磁壁移動によって[100]磁区と[010]磁区が埋め尽くし磁化が $M_s/\sqrt{2}$ をとった後、磁化回転が起きて飽和磁化状態に達する。

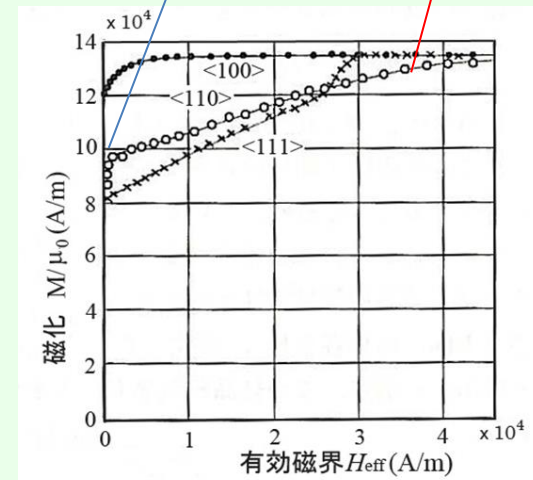


図3.8 Feの磁化曲線の結晶方位依存性 (Kayaによる。佐藤勝昭編著:応用物性p.209)

3.5 保磁力のなぞ

残留磁化状態から逆方向に磁界を加えると、図3.1の第2象限のように、磁化は急激に減少します。これを**減磁曲線**といいます。

減磁曲線が横軸と交わる(磁化が0になる)ときの磁界を**保磁力**といい、 H_c と書きます。添字cは保磁力を表す英語(coercivity)の頭文字です。Coerciveとは強制的なという意味で、磁化をゼロにするために無理矢理加えなければならない磁界という意味です。

単純に考えると、大きな磁気異方性をもつ磁性体では異方性磁界 H_k が大きいので、保磁力 H_c も大きいと考えられるのですが、実際に観測される保磁力は磁気異方性から期待されるものよりかなり小さいのです。

保磁力は作製法に依存する構造敏感な量で、その機構は現在に至るまで完全には解明されていないのです。

ここでは保磁力についての考え方を紹介するにとどめます。

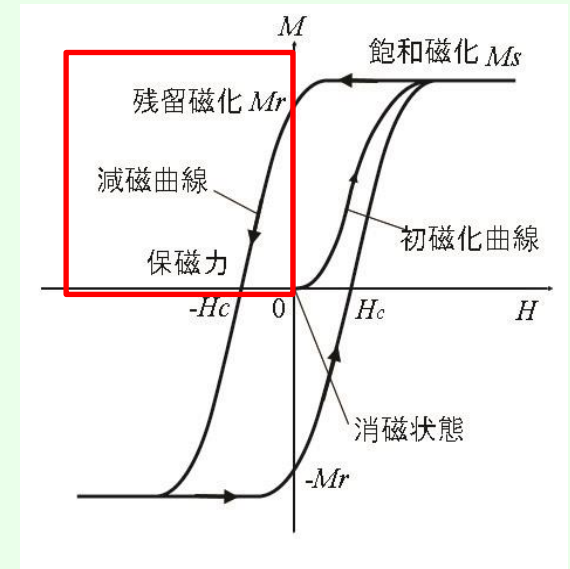


図3.1 強磁性体の典型的な磁化曲線

(a) 単磁区ナノ粒子集合体の保磁力

第1章で、ナノサイズの磁性微粒子では単磁区になっていると述べました。このような単磁区微粒子の集合体の系を考えます。単磁区粒子では、磁壁移動がないので磁化過程は磁化回転のみによります。

図3.12に示すように、材料内のすべての磁気モーメントが一斉に回転する場合の磁化過程を記述するのが**ストーナー・ウォルフアースのモデル**です。

この場合、磁化容易軸に反転磁界を加えたときの保磁力 H_c は3.2.4節の異方性磁界 H_K に等しいと考えられ、

$$H_c = \frac{2K_u}{M_0} \quad (3.3)$$

で与えられます

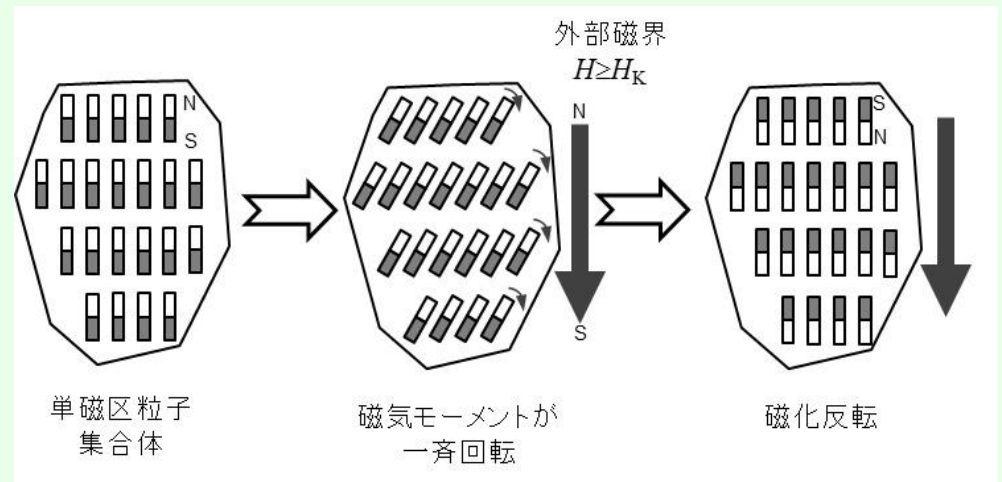


図3.12 単磁区粒子集合体における反転機構の模式図

(b) 磁壁の核発生がある場合の保磁力

異方性の大きな磁性体でも、いったん磁壁が導入されると、外部磁界で容易に動くことができ、磁化反転が起きやすくなります。図3.13にこの場合の磁区の様子を示します。

反転核が発生する外部磁界は、理想的には異方性磁界 H_K に等しいはずですが、粒界の一部で異方性磁界が低下していたり、反磁界が局所的に大きくなっていたりすることで、 H_c は H_K よりも小さくなっています。

式で書くと、

$$H_c = \alpha H_K - NM_0 \quad (3.4)$$

ここに α は異方性磁界の局所的低下を表す因子($\alpha < 1$)、 N は3.1で述べた反磁界係数ですが、隣接する結晶粒からの影響も受けた値になっています。

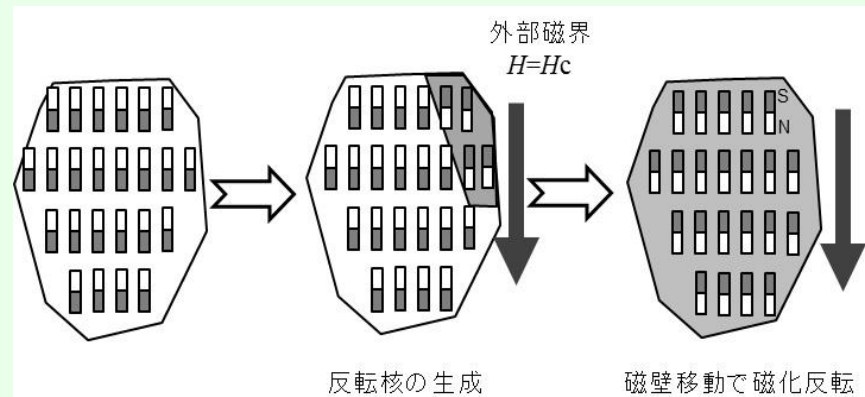


図3.13 核生成型磁性体における反転機構の模式図

ハード磁性材料にとっては磁壁の核発生をいかに抑えるかがキーになります。ネオジム磁石(Nd-Fe-B)では、結晶粒界付近での反転核の発生を抑えるために結晶粒間に異方性磁界の大きなDyを拡散させて界面の異方性を高めて、核発生を抑えています。

(c)磁壁移動を妨げるサイトがある場合の保磁力

- **ピンニングサイト**があると、図3.14に示すように、磁壁はそこにトラップされていますが、いったんそのサイトから脱出すると磁化反転が進行し、第2のピンニングサイトで磁壁がトラップされて止まります。ピンニングサイトと周りとの磁壁のエネルギーに差があることがトラップされる原因です。このエネルギーの差は異方性エネルギーの差であると考えられます。
- SmCo磁石はこのタイプであるとされています。ピンニングサイトは結晶粒界、格子欠陥や不純物などによってもたらされるため、材料作製プロセスに依存します。

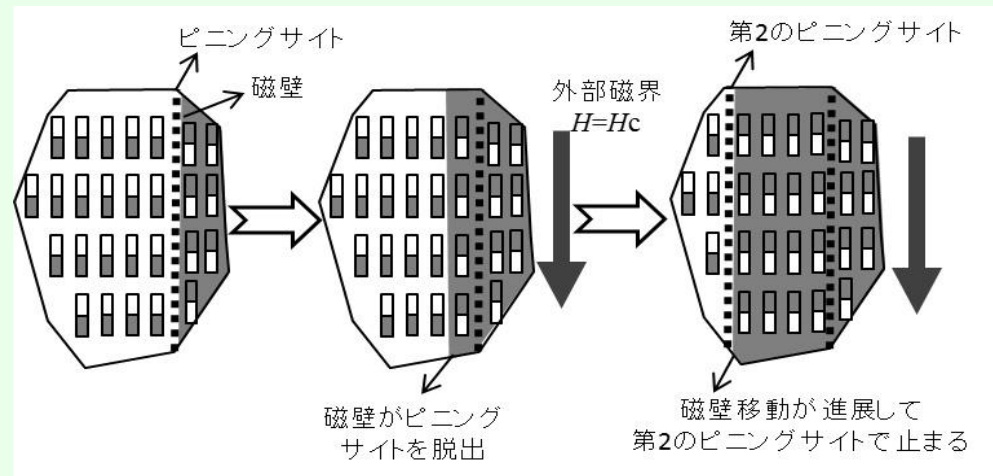


図3.14 ピンニング型磁性体の反転機構の模式図

3.6 残留磁化のなぞ

磁気ヒステリシスにおいて飽和に達したのち磁界をゼロにしても残っている磁化を残留磁化ということは3.1に述べました。飽和磁化に対する残留磁化の比を角形比と呼び、磁気記録においても永久磁石においてもこれが1に近いほどよいとされます。残留磁化状態とはどんな状態なのでしょうか。

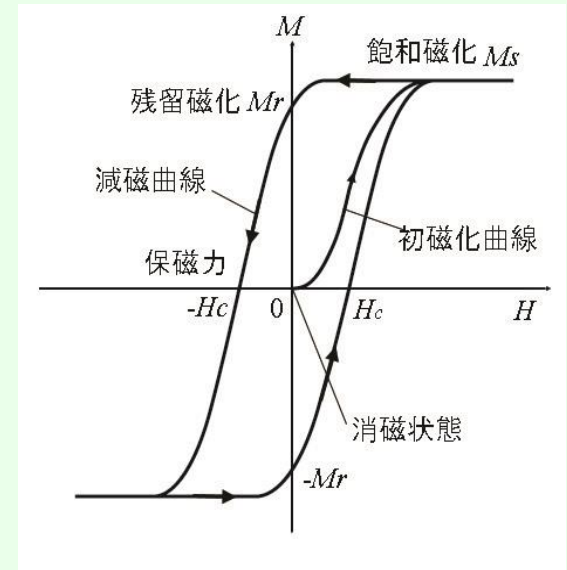


図3.1 強磁性体の典型的な磁化曲線

残留磁化のしくみ

磁氣的に飽和した単磁区の状態から磁界を減じるときの磁区の様子を模式的に表したのが図3.15です。

(a)の単磁区状態は磁極が生じ反磁界によって静磁エネルギーが高く不安定なのに、外部磁界によって無理やり単磁区にされているのです。

従って、外部磁界を減じると、反磁界を減るさまざまな磁化方向の磁区が核発生しようとしてますが、3.5に述べたように磁気異方性が強いと核発生が抑制されます。

いったん核ができると磁壁移動と磁化回転によって図 (b)のような状態になります。

ここで、磁壁のピンングサイトがあると逆方向の磁区は十分に成長できず、磁界をゼロにしても図 (c)のような磁化は打ち消されないで残ると考えられます。これが残留磁化です。

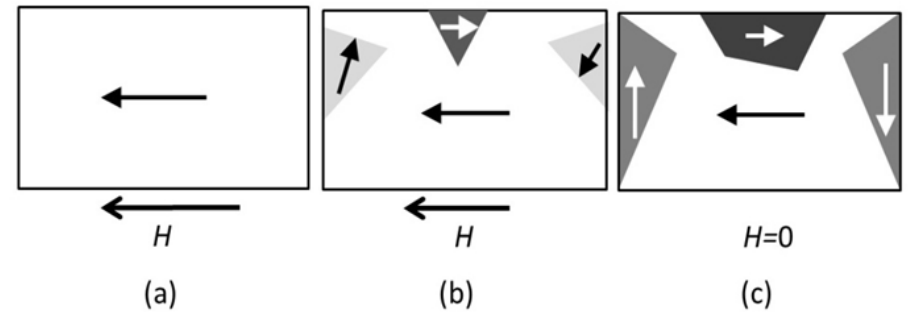


図3.15 磁気飽和状態から磁界を減らしていくと、さまざまな磁化方向の磁区が核発生し、成長するが、もとの状態には戻れない。

3のまとめ

- 今回は、まぐねの国のふしぎである磁気ヒステリシスのナゾに迫りました。ヒステリシス現象は強誘電体の自発分極にも見られ、双安定な状態間の遷移に障壁があると生じる一般的な現象であることも学びました。
- 磁化曲線には、初磁化曲線、ヒステリシスループという非線形で非可逆な現象をともなっており、最も重要な物理量は磁気異方性であるが、磁壁移動のピンニングも重要であるということも学びました。
- 磁性体を応用するには、磁気ヒステリシスにともなう保磁力、残留磁化などを制御しなければなりません。形状・サイズ・作製法・加工法などに依存する構造敏感な量であるため、現在に至るまで完全にはナゾが解けていないことも学びました。
- 磁区や磁壁の微視的な計測法がすすみ、理論的な解析法が開拓されれば、いつかこれらのナゾが完全に解明される日がくると信じています。この分野に参入された若い研究者たちに期待します。