

# 第3章 まぐねのふしぎに迫る

他の国、たとえば半導体の国からまぐねの国に来て戸惑うのは、「磁性体は初期状態では磁気を帯びておらず、いったん強い磁界を受けると、磁気を帯びた状態になること」、さらに、「逆向きの磁気を帯びさせためにはある閾値以上の逆向き磁界を加えなければいけない」ことです。この章では、このようなまぐねのふしぎに迫ります。

## 3.1 磁性体はなぜ初期状態で磁気を帯びていないかー磁区と磁壁

買って来たばかりの鉄のクリップはほかのクリップをくっつけて持ち上げることができません。けれども、磁石をもってきて鉄クリップをこすると、クリップは磁気を帯び、磁石のようにほかのクリップをくっつけることができるようになります。どうしてこんなことができるのでしょうか。

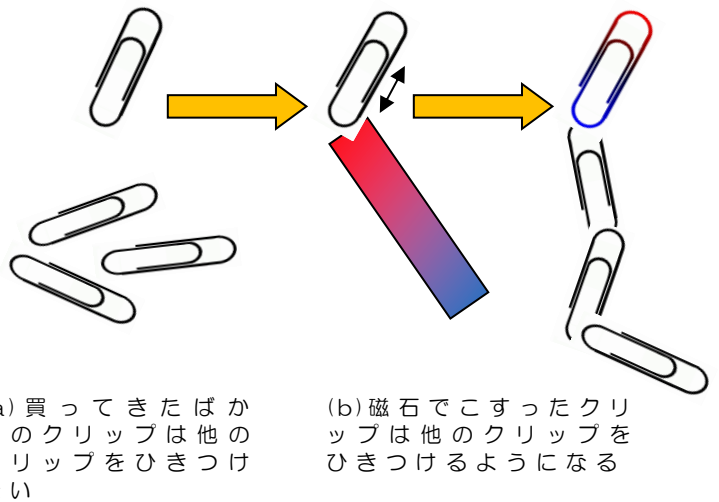


図 3.1 鉄のクリップを磁石でこすると磁気を帯びる

### 3.1.1 磁性体を偏光顕微鏡で見ると

クリップの鉄を偏光顕微鏡で拡大して見ると図 3.2 に模式的に示すように磁石の向きが異なるたくさんの領域に分かれていることがわかります。図の場合は4つの方向を向いているので、磁気モーメントのベクトル和はゼロに成り、全体として磁化を打ち消しています。

クリップを磁石でこすり磁界を加えると、磁界の方向を向いた磁気領域が大きくなり、磁界を取り去っても完全にはもとに戻らないため、

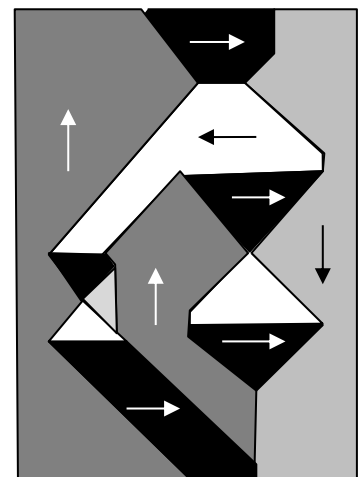


図 3.2 磁化前の磁性体の磁区構造の模式図

クリップは磁石のように磁気を帯びます。こうなると別のクリップを引きつけることができます。

磁気モーメントが同じ方向を向いている領域のことを「磁区」と呼びます。初期状態（磁石で擦る前）のクリップが磁気を帯びていなかった理由は、磁性体が磁区に分かれていることで説明されました。

## Q & A

**Q3.1:** 磁区に分かれていることは誰が考えついたのですか？また、実際にはどうやって確かめたのですか？

**A3.1:** 磁区のご概念は、有名なワイスが 1907 年にその論文で指摘したのが最初だとされています。磁区が発見されたのは 40 年も後の 1947 年のことです。ウィリアムスが磁性微粒子を懸濁したコロイドを磁性体に塗布し、顕微鏡で観察することによって、磁区のご存在を確かめました。

**Q3.2:** なぜ磁区に分かれるのですか

**A3.2:** 磁区のご理論は、固体物理学の教科書で有名なキッテルが 1949 に打ち立てました。物質が磁化をもつと磁極間に反磁界が働くので磁化が不安定になりますが、磁区に分かれると反磁界の効果が少なくなるのです。反磁界のごことは 3.1.2 節で説明します。

### 3.1.2 磁性体の磁束線と磁力線－反磁界の起源

磁性体ご磁区に分かれることを説明するには、磁性体の中をつらぬく反磁界のごことを考えなければなりません。

第 1 章の Q1.7 で、磁化  $M$  をもつ磁性体ご外部磁界  $H$  を加えた場合、磁性体中の磁束密度は  $B = \mu_0 H + M$  となることを指摘しました。

外部磁界のない場合 ( $H=0$ ) を考えますと、磁性体のご内部では  $B=M$  と

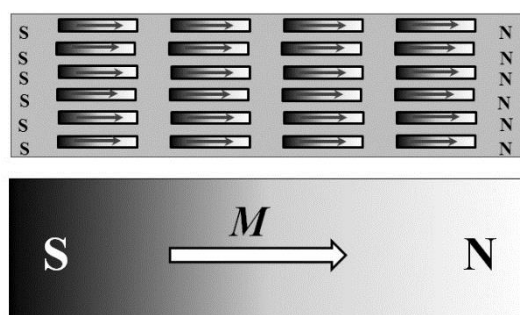


図 3.3 磁性体のご内部には多数の原子磁石があるが隣り合う原子磁石の磁極は互いに打ち消しあい両端に磁極が生じる

なります。

磁性体の中の原子磁石は図 3.3|のようにきちんと方位を揃えて配列して磁化  $M$  をもつと考えます。

磁性体の内部の原子磁石に注目すると、1つの原子磁石のN極はとなりの磁性体のS極と接していますから、内部の磁極はうち消し合い、磁性体の端っこにのみ磁極が残ります。これは図 2.1 で磁石を微細化したときと逆の過程ですね。

磁性体内部の磁束密度（磁化  $M$  に等しい）と外部磁束密度  $B$  は連続なので、 $B$  の流れを表す磁束線は図 3.4 のように外部と内部がつながっています。

これに対して、N、S の磁極がつくる磁界による磁力線は磁性体の外も中も関係なく図 3.5 の線のように N 極から湧きだし S 極に吸い込まれます。磁性体の外を走る磁界は  $H=B/\mu_0$  なので、磁力線は磁束線と同じ向きですが、磁性体の内部の磁界の向きは磁化の向きと逆向きなのです。この逆向き磁界  $H_d$  のことを反磁界と呼びます。

## Q&A

Q3.3: 反磁界と反磁性の区別がわかりません。

A3.3: 英語で書くと反磁界は demagnetization field です。”de” は減少を表す接頭辞で、demagnetization は外から加えた磁界を減じる作用という意味です。従って、反磁界は、正しくは自己減磁界と書くべきものです。一方、反磁性は英語では diamagnetism です。”dia” は逆向きを表す接頭辞で、外から加えた磁界と逆向きの磁化を示す磁性という意味です。両者は全く別のものです。

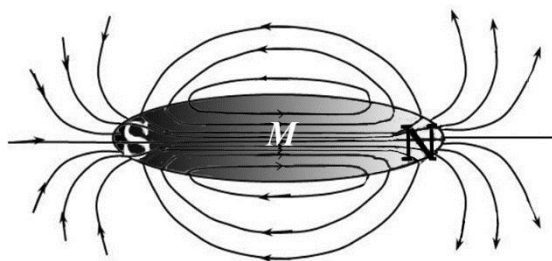


図 3.4 磁束線は磁化と連続

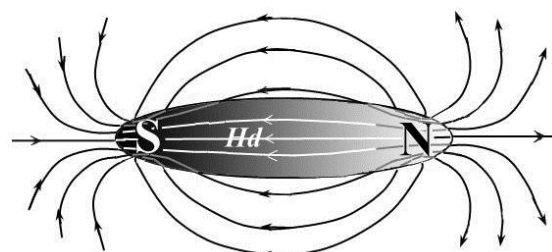


図 3.5 磁力線は N 極から S 極に向かって流れている

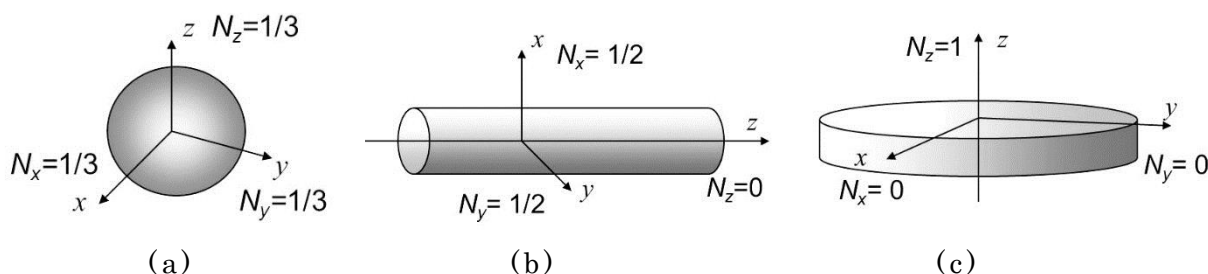


図 3.6 反磁界係数は磁性体の形と向きで異なる。

### 3.1.3 形で異なる反磁界係数

反磁界  $H_d$  [A/m] は磁化  $M$  [T] がつくる磁極によって生じるのですから磁化に比例し、

$$\mu_0 H_d = -NM \quad (3.1)$$

と書くことができます<sup>1</sup>。この比例係数  $N$  を反磁界係数とよびます。実際には、反磁界、磁化はそれぞれ  $H_d$ 、 $M$  というベクトルなので、反磁界係数はテンソル  $\tilde{N}$  で表さなければなりません。すなわち、

$$\mu_0 \mathbf{H}_d = -\tilde{N} \mathbf{M} \quad (3.2)$$

成分で書き表すと

$$\mu_0 \begin{pmatrix} H_{dx} \\ H_{dy} \\ H_{dz} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

となります。任意の形の磁性体の反磁界係数を計算で求めるのは難しく、図 3.6 に示すような単純な形状についてのみ正確な数値が求められています。反磁界は磁性体の形と向きで異なるのです。

球形の磁性体の場合どの方向にも 1/3 なので反磁界は

$$\mu_0 H_{dx} = \mu_0 H_{dy} = \mu_0 H_{dz} = -M/3 \quad (3.4)$$

となります。

$z$  方向に無限に長い円柱だと、長手方向には反磁界が働きませんが、長手に垂直な方向の反磁界係数は 1/2 です。したがって、円柱反磁界は、

$$\mu_0 H_{dx} = -M_x/2, \quad \mu_0 H_{dy} = -M_y/2, \quad \mu_0 H_{dz} = 0 \quad (3.5)$$

となります。従って棒状の磁性体では長手方向に磁化すると安定です。

<sup>1</sup> 単位系：SI系 E-H対応

$z$  方向に垂直方向に無限に広い薄膜の場合は面内方向には反磁界が働きませんが、面直方向には 1 となります。

$$\mu_0 H_{dx}=0, \mu_0 H_{dy}=0, \mu_0 H_{dz}=-M_z \quad (3.6)$$

従って、磁性体薄膜では  $M_z$  成分があると不安定になるので面内磁化になりやすいのです。最近のハードディスクは垂直記録方式を使っていますが、面直に磁化をもつためには記録媒体に使われる磁性体が強い垂直磁気異方性を持つことが必要です。

**Q3.4:** 反磁界があることは、どうやってわかるのですか？

**A3.4:** 磁性体の磁化曲線が図 3.7 の点線のように傾いていることから判断できます。

磁性体に外部から磁界  $H$  を加えたとき、実際に内部の磁化に加わっている磁界  $H_{eff}$  (これを実効磁界と呼びます) は、外部磁界より反磁界  $H_d=NM/\mu_0$  だけ小さいため、磁化の立ち上がりの傾きが緩やかになっています。たとえば、垂直磁化をもつ広い円盤に垂直に磁界を加えた場合、磁化曲線は図の点線のように傾いていますが、反磁界の補正をすると実線のように立ってきます。

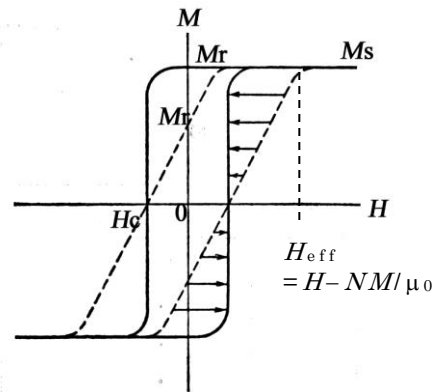


図 3.7 測定した磁化曲線は図の点線のように傾いているが、磁気モーメントに加わる磁界が反磁界の分だけ減少しているため、適切な補正を行うと実線のようになる。

### 3.1.4 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 3.8 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

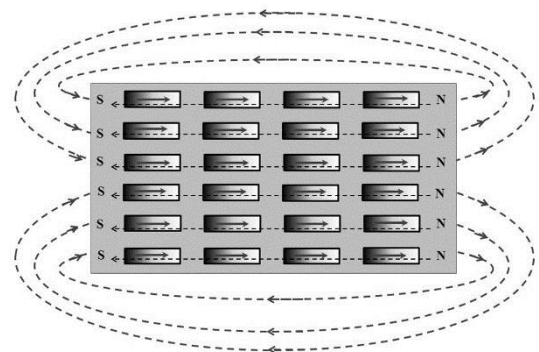


図 3.8 磁性体内部の原子磁石は反磁界を受けて静磁的に不安定

ので不安定なのです。

そこで、図 3.9 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 3.9 のように縞状に分かれた磁区のことを縞状磁区 (stripe domain) といいます。図 3.10 は磁気力顕微鏡を使って観測した縞状磁区です。明るい部分と暗い部分の面積は等しいので、この磁性体の磁化はゼロになります。

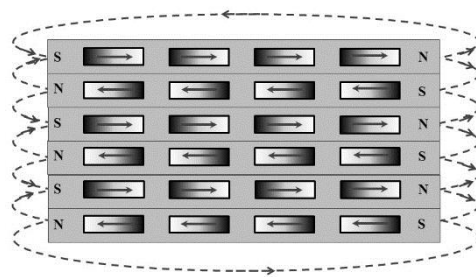


図 3.9 右向きの磁化をもつ領域と左向きの磁化をもつ領域とに縞状に分かれると反磁界は打ち消しあって安定になる

**Q3.5:** 縞状磁区だと磁区と磁区の境目

では磁化の向きが  $180^\circ$  変わっています。境目では原子磁石同士が同じ向きに並ぼうとする働きはどうなっているのですか？

**A3.5:** よい質問ですね。たしかに磁区

に分かれると静磁エネルギーは得るのですが、原子磁石をそろえようとする交換エネルギーを損します。だから、急に原子磁石の向きが  $180^\circ$  変わることはなく、実際には数原子層にわたって徐々に回転して行くのです。この遷移領域のことを磁壁といえます。

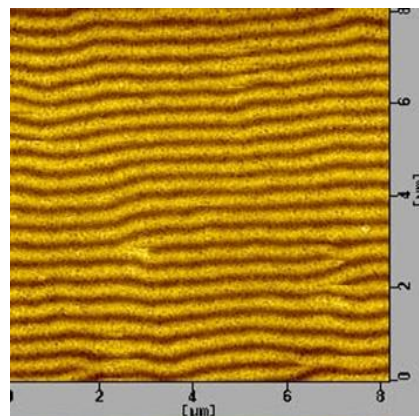


図 3.10 磁気力顕微鏡 (MFM) で見た縞状磁区の像

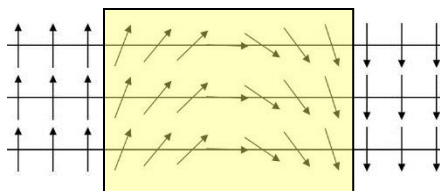


図 3.11 磁壁内では原子磁石が徐々に回転して隣り合う磁区の磁化をつなぐ

### 3.1.5 さまざまな磁区

環流磁区：磁性体には、磁気異方性と称して磁化が特定の結晶方位に向こうとする性質を持ちます。立方晶の磁性体では(100), (010), (001), (-100), (0-10), (00-1)の6つの方位が等価です。図 3.12 のように磁化が等価な方向を向き、磁束の流れが環流する構造をとると、

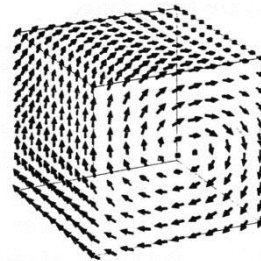
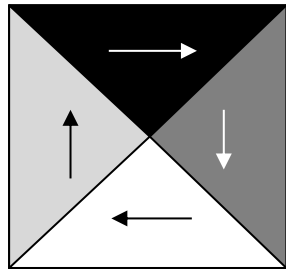


図 3.12 環流磁区構造 図 3.13 ボルテックス構造

磁極が外に現れず静磁的に安定になります。

ボルテックス：磁気異方性の小さな磁性体では、あるサイズより小さな構造を作ると、図 3.13 に示すように渦巻き状の磁気構造をとります。これをボルテックスとよびます。

図 3.14 は微小な磁性体で見られるさまざまな磁区構造の MFM 像です。(a)は縞状磁区、(b)は環流磁区、(c)はボルテックスです。(d)直径 100nm 以下になると単磁区の方が磁区に分かれるよりエネルギーが低いので単磁区になります。

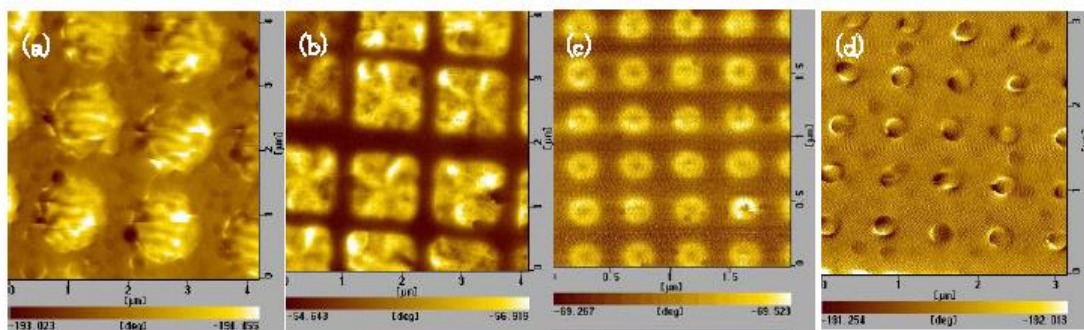


図 3.14 微細ドットの磁気構造 (a) 縞状磁区(Co 円形ドット 1.2  $\mu\text{m}\phi$ ), (b) 環流磁区(パーマロイ正方ドット 1.2  $\mu\text{m}$ ), (c) ボルテックス(パーマロイ円形ドット 300nm $\phi$ ), (d) 単磁区(Co 円形ドット 100nm $\phi$ )

### 3.2 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。

第1章で、磁性体の「かたさ（磁化反転のしにくさ）」を表すのが**保磁力**で、保磁力が大きいと**ハード磁性体**、小さいと**ソフト磁性体**になると述べました。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（ピニング）**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。

この章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。

### 3.2.1 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。

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。

図 3.15 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

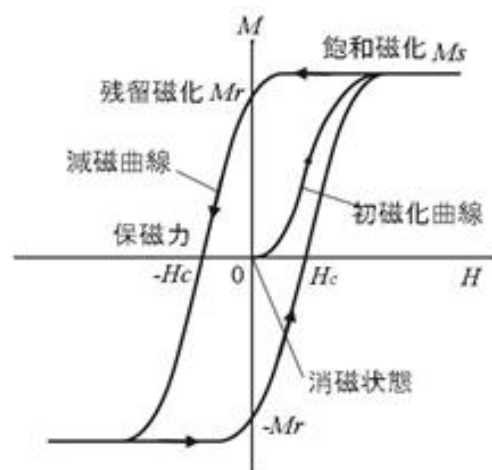


図 3.15 強磁性体の典型的な磁化曲線



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。

### 3.2.2 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 3.16 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。

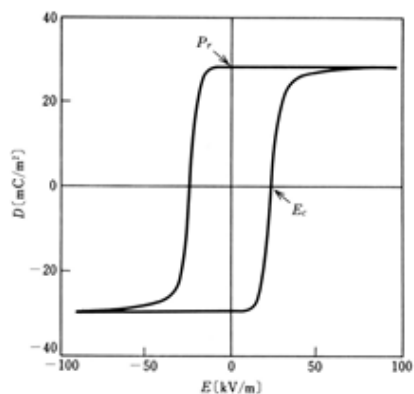


図 3.16 強誘電体硫酸グリシンの D-E ヒステリシス曲線 (佐藤勝昭)

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。

ヒステリシス現象は、機械系にも見られます。図 3.17 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

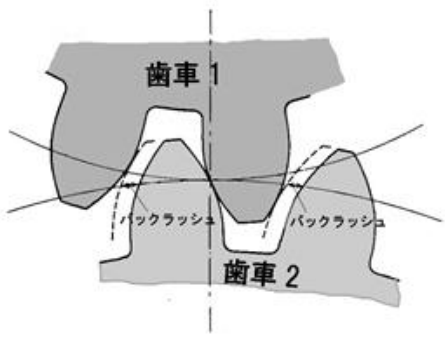


図 3.17 歯車もヒステリシスをもつ

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。

”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されています。

### 3.2.3 初磁化曲線と磁区<sup>4)</sup>

図 3.18 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。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 3.19(a)です。

いま、磁化容易方向に磁界を加える場合を考えます。図 3.18 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。この振る舞いは、図 3.19(b)に示すように磁壁 (domain wall: 磁区と磁区の境界) が動いて、磁界の方向の磁化をもつ磁区が広がるとして説明できます。

$H_B$  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

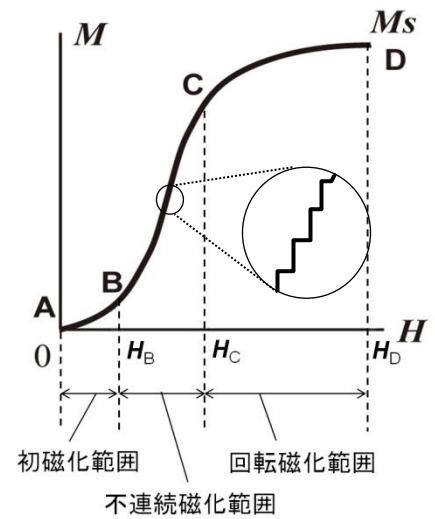


図 3.18 初磁化曲線

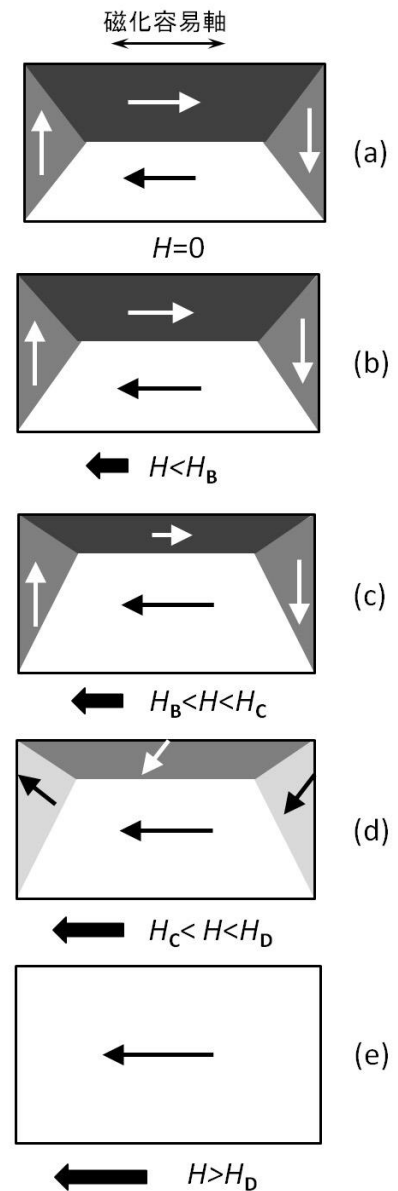


図 3.19 初磁化曲線の磁壁移動・磁化回転による説

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 3.18 の B→C、図 3.19(c)）を不連続磁化範囲といいます。磁化曲線 B→C を拡大すると多数の小さい段差（バルクハウゼンジャンプ）が見られます。

磁界が  $H_c$  を超えると、磁化の増加が緩やかになります。この領域では図 3.19(d) に示すように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。そして、ついには図 3.18 の D のように磁化は飽和します。これは、図 3.19(e) に示すように単一磁区になったことに対応します。このときの磁化を飽和磁化と呼び、 $M_s$  と書きます。添字 s は飽和を意味する英語 (saturation) の頭文字です。

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 3.15 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。添字 r は残留磁化を表す英語 (remanence) の頭文字です。

## Q&A

**Q3.5** 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。

**A3.5:** 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 3.20 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るのです。

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。

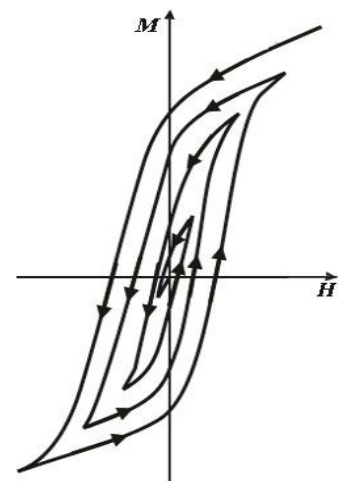


図 3.20 交流消磁の消磁過程

### 3.2.4 磁気異方性<sup>1,2,3)</sup>

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

3.1 で、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 3.21 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。

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・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、

$$E_u = K_u \sin^2 \theta \quad (3.7)$$

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  $\theta$  の関数として表したのが図 3.22 です。  $K_u > 0$  のとき異方性

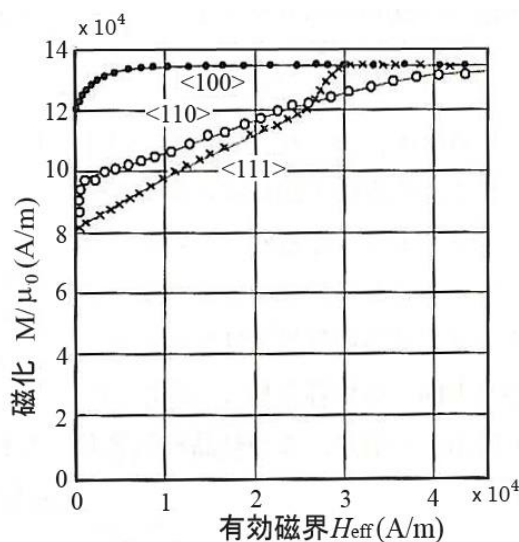


図 3.21 Fe の磁化曲線の結晶方位依存性 (Kaya による。佐藤勝昭 編著: 応用物性 p.209)

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

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、

$$H_K = 2K_u / M_0 \quad (3.8)$$

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/m<sup>3</sup>]、磁化は  $M_0 = 1.79$  [Wb/m<sup>2</sup>] 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。

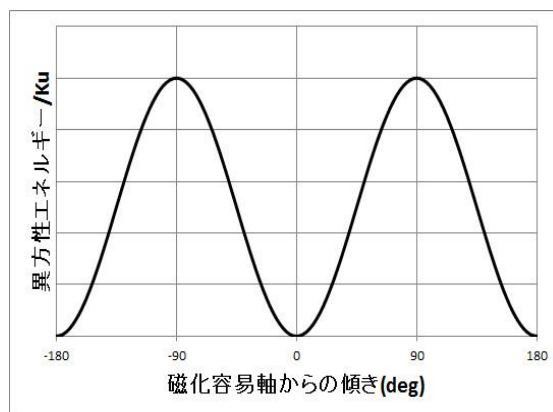


図 3.22 磁化容易軸からの傾きと磁気異方性エネルギーの関係

## Q&A

**Q3.6:**結晶磁気異方性はなぜ起きるのですか

**A3.6:**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します。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<sup>2)</sup>。

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  $\mu\text{eV}$  の異方性を求めなければならないからです。

垂直磁気記録材料として期待がかかる L1<sub>0</sub> 構造の FePt については、 $5 [\text{MJ}/\text{m}^3] \rightarrow 0.8 [\text{meV}/\text{Fe}]$  という大きな磁気異方性が実験から得られていますが、第 1 原理計算から求めた理論値も  $2.75 [\text{meV}/\text{Fe}]$  とやや大きい数値ながら傾向を説明できています。なお、hcp-Co の磁気異方性の値  $4.1 \times 10^5 [\text{J}/\text{m}^3] \rightarrow 45 [\mu\text{eV}/\text{atom}]$  を第 1 原理計算から説明する試みはうまくいっていないようです<sup>5)</sup>。

## Q&A

**Q3.7:** Fe は立方晶で等方的なのに、図 3.21 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？

**A3.7:** 磁壁移動のしかたが方位によって異なるのです<sup>1)</sup>。[100]方向に磁界を加えると、図 3.23 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  $180^\circ$  磁壁や  $90^\circ$  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 3.21 の  $[100]$  方向の磁化曲線に対応します。

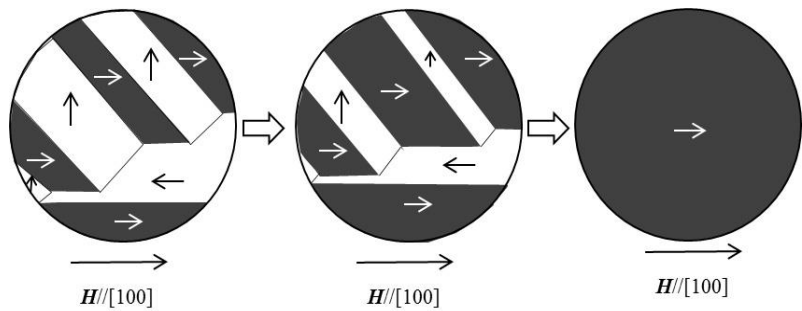


図 3.23 Fe $[100]$ 方向に磁界を印加した時の磁壁移動と磁気飽和。弱い磁界で飽和磁化に達する

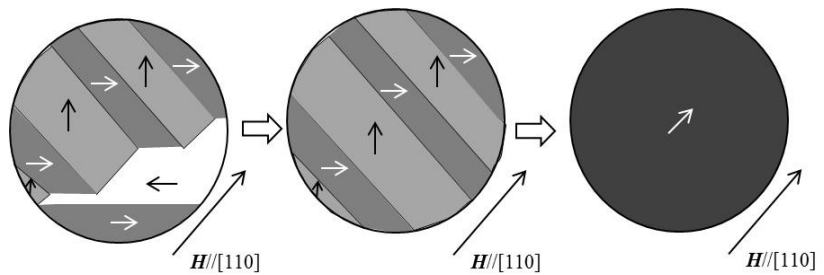


図 3.24 Fe $[110]$ 方向に磁界を印加した時は、磁壁移動によって $[100]$ 磁区と $[010]$ 磁区が埋め尽くし磁化が  $M_s/\sqrt{2}$  をとった後、磁化回転が起きて飽和磁化状態に達する。

一方、磁界を  $[100]$  方位から  $45^\circ$  に傾いた  $[110]$  に加えた場合、図 3.24 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。これが、図 3.21 の  $[110]$  方向の磁化曲線です。

磁界を  $[111]$  方向に加えた場合、 $[100]$ 、 $[010]$ 、 $[001]$  の 3 方向の磁化をもつ磁区で埋められます。この場合の図は省略しますが、磁化が縦軸から離れ、磁化回転に移るのは磁化が  $M_s/\sqrt{3}$  のところです。

### 3.2.5 保磁力のなぞ<sup>6)</sup>

残留磁化状態から逆方向に磁界を加えると、図 3.15 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。

### (a) 単磁区ナノ粒子集合体の保磁力

3.1 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。

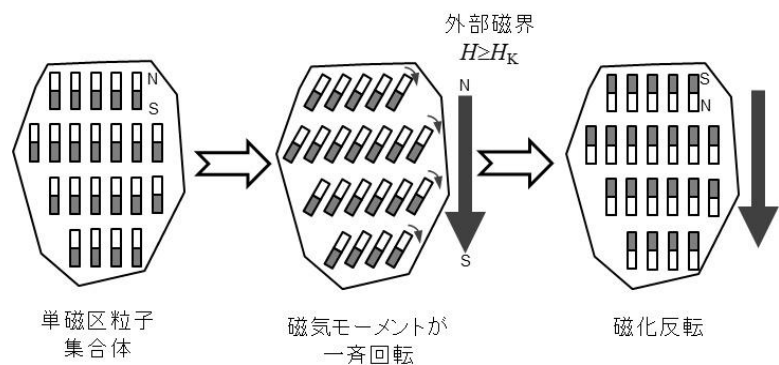


図 3.25 単磁区粒子集合体における反転機構の模式図

図 3.25 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・ウォルフファースのモデルです。

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、

$$H_c = \frac{2K_u}{M_0} \quad (3.9)$$

で与えられます。

### (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

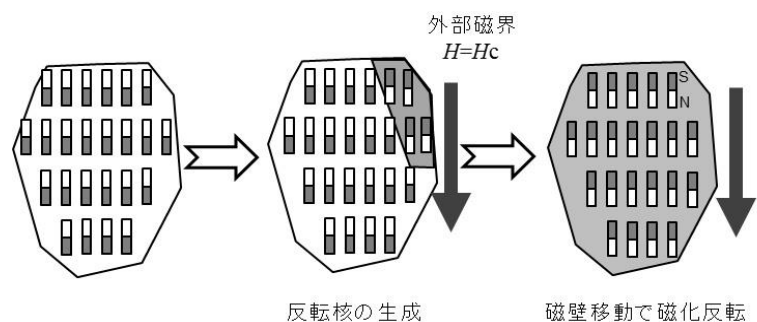


図 3.26 核生成型磁性体における反転機構の模式図

に動くことができ、磁化反転が起きやすくなります。図 3.26 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、

$$H_c = \alpha H_K - NM_0 \quad (3.10)$$

ここに  $\alpha$  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。

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。ネオジウム磁石 (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 3.27 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。

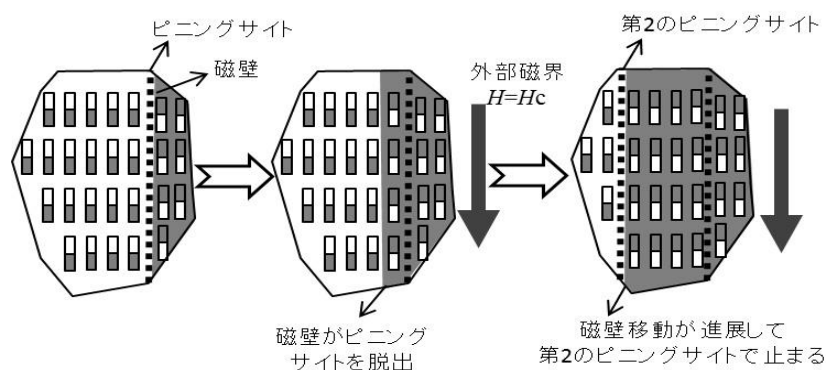
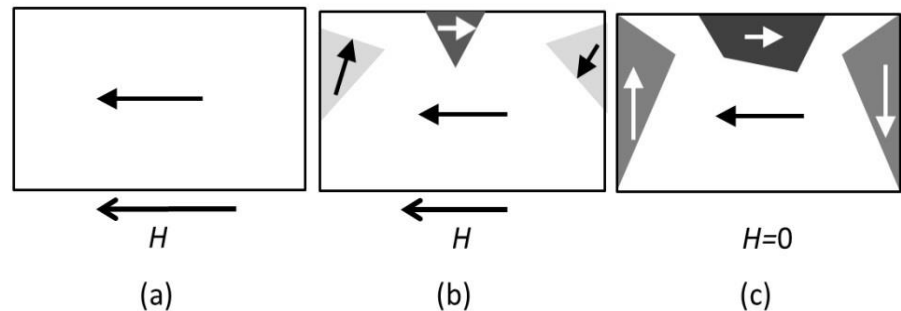


図 3.27 ピンニング型磁性体の反転機構の模式図

### 3.2.6 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 3.2.1 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。

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



3.28 です。

図 3.28 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。

図 3.28(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ですが、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、反磁界を減じるさまざまな磁化方向の磁区が核発生しようとしませんが、3.2.5 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 3.28(b)のような状態になります。ここで、磁壁のピンニ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 3.28(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。

### 第 3 章のまとめ

今回は、磁性体を特徴付けてい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。

### 第 3 章の参考書

- 1) 近角聡信著:強磁性体の物理(下),裳華房,1984.
- 2) 志村史夫監修/小林久理眞著:したしむ磁性,朝倉書店,1999.
- 3) 高梨弘毅著:磁気工学入門—磁気の初歩と単位の理解のために—(現代講座・磁気工学),共立出版,2008.
- 4) 佐藤勝昭編著:応用物性,オーム社,1991.第5章(高橋研執筆部分)
- 5) P.M.Oppeneer:Handbook of Magnetic Materials Vol.13 (ed. K.H.J.Buschow), North-Holland, Chap.3,2001.
- 6) 西内武司:ハード磁性材料(永久磁石の基礎と応用),第31回MSJサマースクール「応用磁気の基礎」テキスト,日本磁気学会,2007.