

磁石に親しもう (4)

佐藤勝昭



Eri Ando

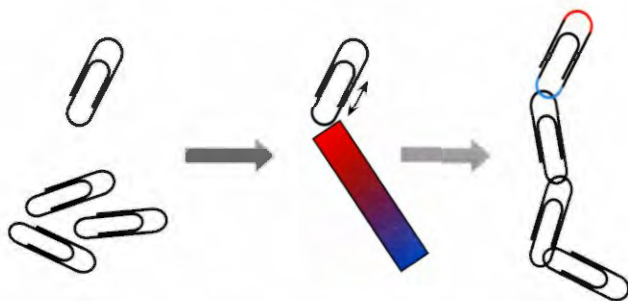
1. はじめに

第2,3回では、磁石が示す磁性のミクロスコピックな起源を学びました。今回は、マクロスコピックな観点から磁性体の特徴に迫ります(文献1)。

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、磁石で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ますようになります(図1)。どうしてはじめは磁気を帯びていないのに、磁石でこすると磁石になるのでしょうか。これを説明するには磁区と磁壁について知らなければなりません。

2. 磁性体は磁区に分かれている

鉄のクリップを偏光顕微鏡で拡大して見ると、図2に模式的に示すように磁石の向きが異なるいくつかの領域に分かれていることがわかります。図2の場合は四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なり、全体



買って来たばかりのクリップはほかのクリップを引きつけないが、磁石でこするとほかのクリップを引きつけるようになる。

図1 鉄製のクリップを磁石でこすると磁気を帯びる

として磁化を打消していません。クリップを磁石でこすり磁場を加えると、磁場の方向を向いた磁気領域が大きくなり、磁場を取去っても完全にはもとに戻らないため、マクロな磁化が残ります。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。

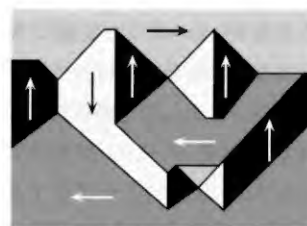


図2 初期状態の磁性体はさまざまな向きの磁区に分かれ磁化を打消している

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」とよびます。初期状態(磁石でこする前)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。

3. 磁区に分かれるのはなぜか

強磁性体の中の原子磁石は、図3のようにきちんと方位をそろえて配列して磁化 M をもちます。磁性体の内部の原子磁石に注目すると、一つの原子磁石のN極は隣の磁性体のS極と接しているため内部の磁極は打消し合い、磁性体の端っこにのみ磁極が残ります。これは第2回で磁石を微細化したときと逆の過程です。



図3 磁性体の内部には多数の原子磁石があり、隣合う原子磁石の磁極は互いに打消し合い両端に磁極が生じる

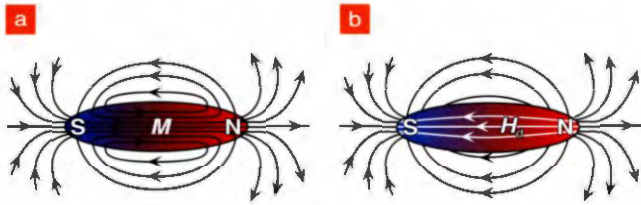


図4 a) 磁束線と、b) 磁力線

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4aのように外部と内部がつながっています。

これに対して、両端に生じたN極、S極の磁極がつくる磁場による磁力線は磁性体の外も中も関係なく図4bのようにN極から湧き出しS極に吸い込まれます。磁性体の外を走る磁場は $H=B/\mu_0$ なので、磁力線と磁束線は同じ向きですが、磁性体の内部の磁力線の向きは磁化 M の向きと逆向きなのです。この逆向き磁場 H_d のことを反磁場とよびます。

反磁場 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、

$$\mu_0 H_d = -NM \quad (1)$$

と書くことができます。この比例係数 N を反磁界係数とよびます。実際には、反磁場、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、

$$\mu_0 H_d = -\tilde{N}M \quad (2)$$

成分で書き表すと、

$$\mu_0 \begin{pmatrix} H_{dx} \\ H_{dy} \\ H_{dz} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \quad (3)$$

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

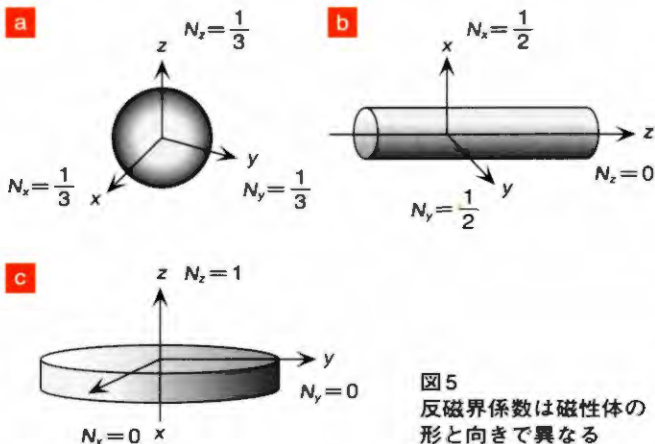


図5 反磁界係数は磁性体の形と向きで異なる

のは難しく、図5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。反磁場は磁性体の形と向きで異なるのです。

a) 球形 どの方向にも等しく1/3なので、反磁場は

$$\mu_0 H_{dx} = \mu_0 H_{dy} = \mu_0 H_{dz} = -\frac{M}{3} \quad (4)$$

となります。ここに、 $M=|M|$ 、すなわち磁化の大きさです。

b) z 方向に無限に長い円柱 長手方向には反磁場が働きませんが、長手に垂直な方向の反磁場係数は1/2です。したがって、円柱反磁場は、

$$\mu_0 H_{dx} = -\frac{1}{2}M_x, \quad \mu_0 H_{dy} = -\frac{1}{2}M_y, \quad \mu_0 H_{dz} = 0 \quad (5)$$

となります。したがって、棒状の磁性体では長手方向に磁化すると反磁場が働かないので安定です。

c) z 方向に垂直の方向に無限に広い薄膜 面内の方向には反磁場が働かないので、面直方向には1となります。

$$\mu_0 H_{dx} = 0, \quad \mu_0 H_{dy} = 0, \quad \mu_0 H_{dz} = -M_z \quad (6)$$

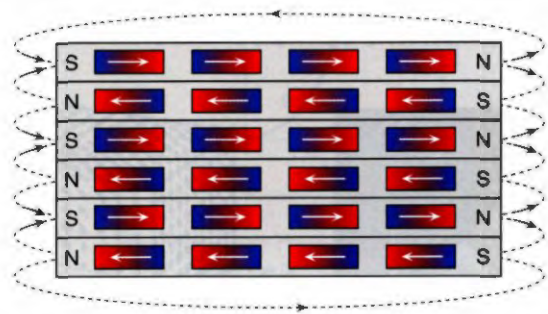
したがって、磁性体薄膜では M_z 成分があると不安定になるので面内磁化になりやすいのです。

磁 区

磁性体内部の原子磁石に注目すると、図3に示すように原子磁石のN極は磁性体のN極の方を向き、S極は磁性体のS極の方を向いているため反磁場に逆らって原子磁石の向きを保とうとすると、単位面積当たりの静磁エネルギー E_m は

$$E_m = -\frac{1}{2}M \cdot H_d = \frac{1}{2}\mu_0 N M^2$$

と正の値になるので不安定なのです。つまり原子磁石は逆向きの磁場の中に置かれているので不安定なのです。



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消し合って安定になる。

図6 縞状磁区

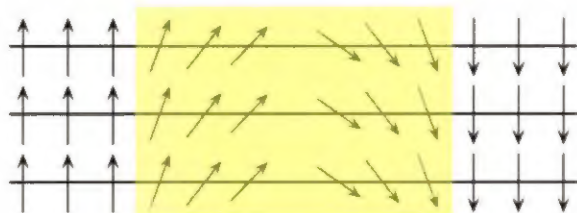


図7 磁壁内では原子磁石が徐々に回転して隣合う軸の磁化をつなぐ

そこで、図6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、反磁場が打消し合って静磁エネルギーが低くなり安定化します。これが磁区に分かれる理由です。図6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。

磁 壁

磁区に分かれると静磁エネルギーは得するのですが、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。そのため、急に原子磁石の向きが 180° 変わることはなく、図7に示すように数原子層にわたって徐々に回転していきます。この遷移領域のことを磁壁 (domain wall: 磁区と磁区の境界) といいます。図7のように磁化が面内で回転する磁壁をネール磁壁とよびます。これに対して磁化が面に対して垂直方向に回転していく磁壁をブロッホ磁壁とよびます。

さまざまな磁区

- a) 環流磁区 (closure domain) 磁性体は、磁気異方性 (magnetic anisotropy) と称して磁化が特定の結晶方位に向こうとする性質をもちます。立方晶の磁性体では(100), (010), (001), (-100), (0-10), (00-1)の六つの方位が等価です。図8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、磁極が外に現れず静磁的に安定になります。
- b) ボルテックス (vortex) 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つくと、図9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

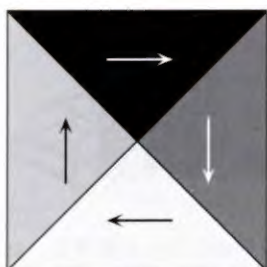


図8 環流磁区

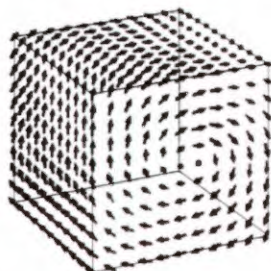
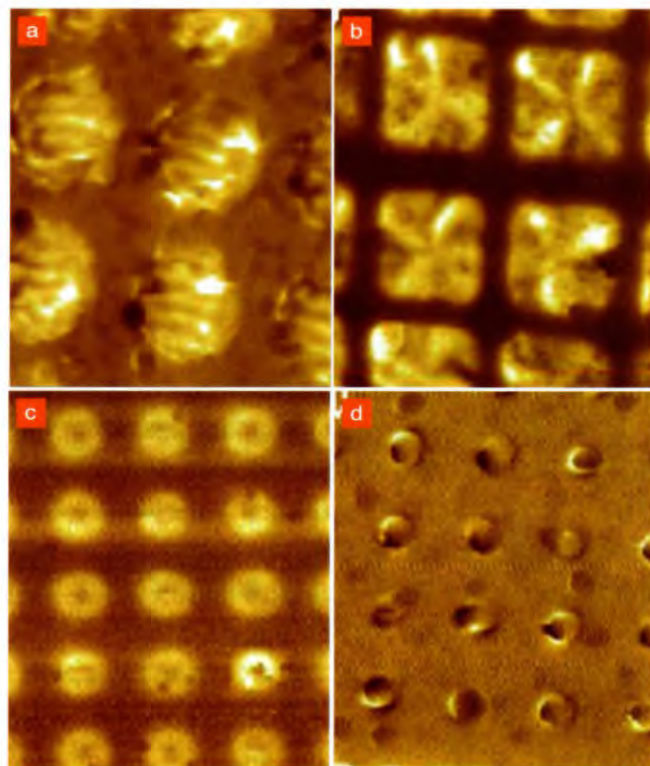


図9 ボルテックス



a) 縞状磁区, b) 環流磁区, c) ボルテックス, d) 単磁区 (磁区に分かれない)。

図10 さまざまな磁区

びます。

図10は微小な磁性体で見られるさまざまな磁区構造の磁気力顕微鏡 (magnetic force microscopy, 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。直径100 nm以下になると、単磁区の方が磁区に分かれるより交換相互作用が静磁エネルギーを上回るので、単磁区 (d) になります。

4. 磁気ヒステリシスの謎

磁性体の特徴づけるのが、磁気ヒステリシス曲線です。磁気記録はヒステリシスを利用しています。

第1回で磁性体の「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。保磁力のものは磁気異方性ですが、それだけでは説明できません。バルクの磁性体の磁化曲線は磁区と磁壁を考慮してはじめて説明できます。

この項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謎に迫ります。

磁気記録とヒステリシス

コンピュータの記憶装置に用いられているハードディスク

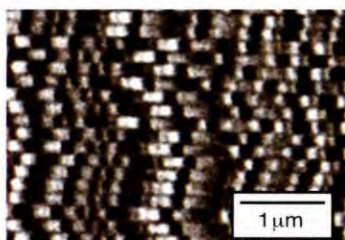


図11 垂直磁気記録された記録磁区のMFM像

ク(HDD)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11は磁気ディスクの円周に沿って情報がどのように記録されているかをMFMによって画像化した映像です。図では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極、S極の磁極が配列している様子です。NSの向きの異なるたくさんの永久磁石が円周に沿って並んで磁気のパターンをつくっています。HDDでこのような磁気パターンを記録できることは磁気ヒステリシスを使って説明できます。

図12は、磁性体の磁化 M を磁場 H に対して描いた磁化曲線です。消磁状態($H=0, M=0$)の磁性体に磁場 H を加え増加したときの磁化 M の変化を初磁化曲線とよびます。磁化は初磁化曲線に沿って増加し、ついには飽和します。いったん飽和した後、磁場を減じてもとには戻らず、図の矢印で示すようなループを描きます。磁場をゼロにしたときに残っている磁化を残留磁化とよび M_r で表します。添字 r は残留磁化を表す英語(remanence)の頭文字です。

逆向きの磁場を加えると M は減磁曲線に沿って減少し、 $-H_c$ を加えたときにゼロになります。 H_c を保磁力とよびます。添字 c は保磁力を表す英語(coercivity)の頭文字です。

さらに逆向き磁場を強めると逆方向に飽和し、その後、磁場を弱めても M はマイナスの残留磁化をもちます。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、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、磁場の値が0に対して正負二つの残留磁化をもちますから、この二つの値を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。

5. 初磁化曲線と磁区

図13は、初磁化曲線を示したものです。図のA(初磁化状態)では、磁化がゼロになっていますが、これは第3節で述べたように反磁場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ているからです。これを磁区イメージで表したのが図14aです。

いま、磁化容易方向に磁場を加える場合を考えます。図13の初磁化曲線のB点に相当する磁場 H_B より弱い磁場を加えた場合、磁化は磁場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、磁場をゼロにすると磁化はゼロに戻ります。この振舞いは、図14bに示すように磁壁が動いて、磁場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 より大きな磁場を加えると、 M は急に立ち上がります。この領域では、 M 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場を減じてもとに戻れないのです。この領域(図13のB→C、図14c)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。

磁場が 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14dに示すように磁区内の磁化が回転してい

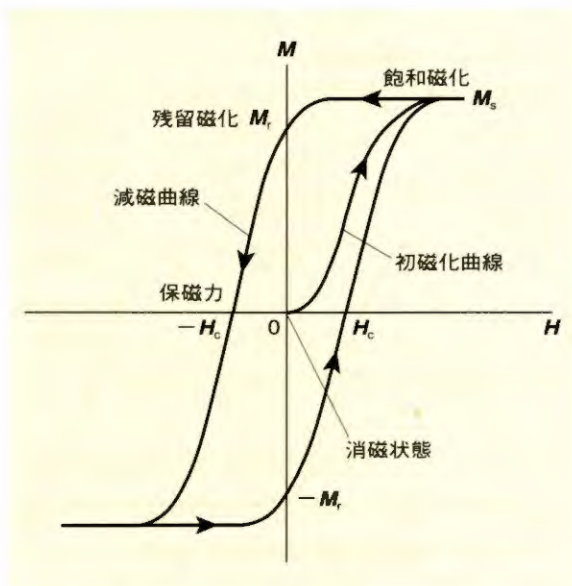


図12 強磁性体の典型的な磁化曲線

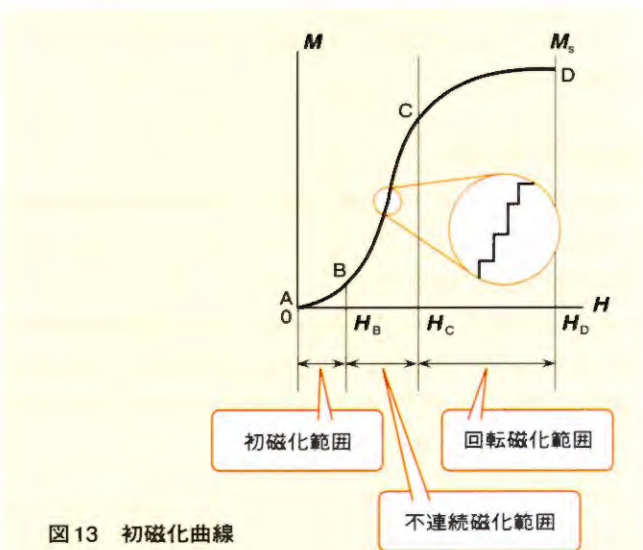


図13 初磁化曲線



図14 初磁化曲線の磁壁移動・磁化回転による説明

るので、回転磁化範囲といいます。そして、ついには図13のDのように磁化は飽和します。これは、図14eに示す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よび、 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。

6. 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はいろいろありますが、そのなかで最も重要な役割をもつのが磁気異方性です。

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）をもちます。これを磁気異方性とよびます。磁気異方性には、結晶磁気異方性、形状磁気異方性、成長誘導磁気異方性があります。

形状磁気異方性は反磁場に基づく異方で、第3節で述べたように棒状の場合は長手方向に磁化されやすい、薄膜の場合は面内方向に磁化されやすいというような形状に基づいて磁化方向が決まることを表しています。

成長誘導磁気異方性は、磁性体の成長時に誘導される磁気異方性です。基板結晶と格子不整合のある薄膜を成膜することによる界面に誘起される応力や、スパッタ成膜の際の特定の原子対の形成などが原因とされています。

以下では、結晶磁気異方性に焦点を当ててその起因について考察します。

結晶磁気異方性

結晶において、特定結晶軸が磁化しやすくなる性質を結晶磁気異方性といいます。コバルトは六方晶なので、 c 軸が磁化容易軸となる一軸異方性を示します。

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異方性エネルギーを求めます。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、

$$E_u = K_u \sin^2 \theta \quad (7)$$

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 θ の関数として表したものが図15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)のとき極小値をとり、 $\pm 90^\circ$ ($[110]$ 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 F を求めると

$$F = \frac{\partial E_u}{\partial \theta} = K_u \sin 2\Delta\theta \approx 2K_u \Delta\theta \quad (8)$$

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場を印加して異方性と同じ復元力を与えると、この磁場 H_K を異方性磁場といいます。このときの力は

$$F = \frac{\partial E}{\partial \theta} = - \frac{\partial M_0 H_K \cos \Delta\theta}{\partial \theta} = M_0 H_K \cos \Delta\theta \approx M_0 H_K \Delta\theta \quad (9)$$

となりますから、両者を等しいとおいて、

$$H_K = \frac{2K_u}{M_0} \quad (10)$$

が得られます。異方性磁界は、異方性定数に比例し飽和磁化に反比例することが導かれました。

異方性磁界の値はどれくらいかを見積もってみましょう。

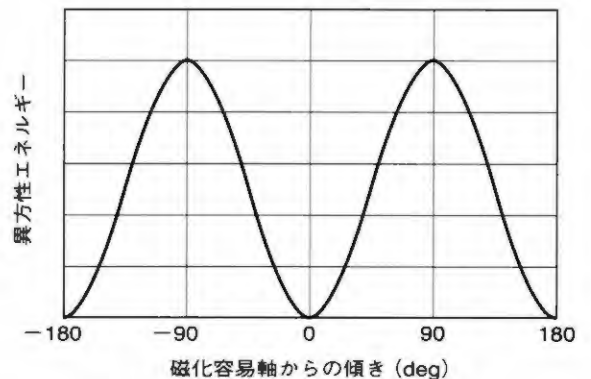


図15 磁化容易軸からの傾きに対する磁気異方性エネルギーの関係

六方晶のコバルト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。

7. 保磁力のなぞ

残留磁化状態から逆方向に磁場を加えると、図12の第2象限のように、磁化は急激に減少します。第4節で述べましたが、これを減磁曲線といい、減磁曲線が横軸と交わる（磁化が0になる）ときの磁場を保磁力 H_c とよびます。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場 H_K が大きいので、保磁力 H_c も大きいと考えられますが、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、構造に敏感な量で、その機構は現在に至るまで完全には解明されていません。ここでは保磁力についての考え方を紹介します。

a) 単磁区ナノ粒子集合体の保磁力 第3節の図10の説明で、ナノサイズの磁性微粒子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16に示すように、材料内のすべての磁気モーメントがいっせいに回転する場合の磁化過程を記述するのがストーナー・ウォルファースのモデルです。この場合、磁化容易軸に反転磁場を加えたときの保磁力 H_c は異方性磁場 H_K に等しいと考えられ、

$$H_c = \frac{2K_u}{M_0} \quad (11)$$

で与えられます。

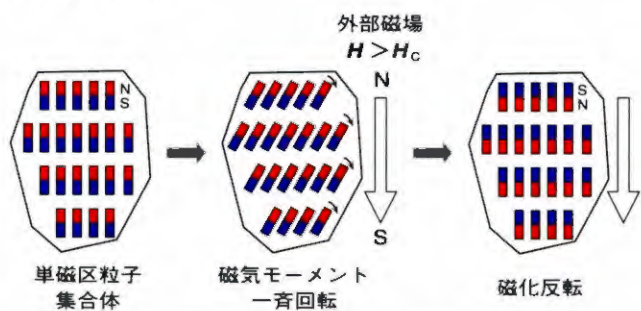


図16 単磁区粒子集合体における反転機構の模式図

b) 磁壁の核発生がある場合の保磁力 いったん磁壁が導入されると、外部磁場で容易に動くことができ、磁化反転が起こりやすくなります。図17にこの場合の磁区の様子を表します。反転核が発生する外部磁場は、理想的には異方性磁場 H_K に等しいはずですが、粒界における異方性磁場の低下

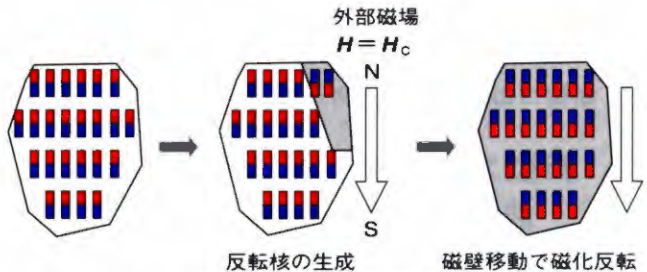


図17 磁壁の核発生がある場合

や反転場の局所的増大などによって、 H_c は H_K よりも小さくなっています。式で書くと、

$$H_c = \alpha H_K - N M_0 \quad (12)$$

となります。ここで α ($\alpha < 1$) は異方性磁場の局所的低下を表す因子、 N は反転界係数です。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。

c) 磁壁移動を妨げるサイトがある場合の保磁力 図18に示すように、磁壁の移動がピン止めされるピンニングサイトがあると磁壁はそこにトラップされますが、いったんそのサイトから脱出すると磁化反転が進行し、第二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。

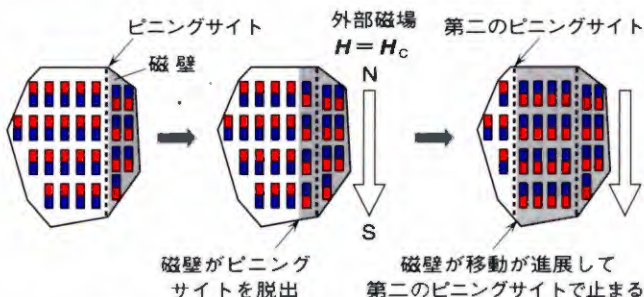


図18 ピニングサイトがある場合の磁化反転

ピンニングサイトとまわりとで磁壁のエネルギーに差があることがトラップの原因です。このエネルギー差は異方性エネルギーの差であると考えられます。ピンニングサイトは材料作製プロセスに依存します。

8. まとめ

今回は、強磁性体における磁気ヒステリシスの原因を、磁区、磁壁、磁気異方性の観点に立って考察しました。

参考文献

佐藤勝昭 著、「磁気工学超入門——ようこそまぐねの国へ」、第3章、共立出版 (2014)。