

連載講座

実験を通して学ぶ磁気学 IV

Introduction to Basic Magnetism through Experiments IV

溝口 正・奥山大輔 学習院大学理学部

T. Mizoguchi and D. Okuyama, Faculty of Science, Gakushuin University

Key words: magnetization, magnetization curve, de-magnetizing field

5. 磁化と反磁場

5.1 磁化曲線

前回の実験 4.3 (連載講座 III, Fig. 13) で外部磁場に対して Ni の球状試料と円筒形試料が磁場勾配によって受ける力が外部磁場によってどのように変化するかを示した。試料の磁気モーメントは外部磁場の方向を向くが磁場の向きを反転し磁気モーメントを逆転しても試料が受ける力は逆転せず、磁気モーメントの向きに関係なく常に磁場の絶対値が強くなる電磁石の中心に向かっている。力の式 $\mathbf{f} = \mu_0 \mathbf{m} \cdot \nabla H_z$ (14.10) 式でいうと、磁気モーメント $\mathbf{m}$ が反転したとき ∇H_z も反転し、力の符号は変わらない。

試料の磁気モーメントを求めるには $|\mathbf{f}|$ を $|\nabla H_z|$ で割らなくてはならない。電磁石の磁場分布が変わらない限り ∇H_z は H_z に比例しているから H_z で割ってもほぼ同じ変化を与える。試料の磁気モーメント m を試料の体積で割って磁化を求め、これを外部磁場に対してプロットしたのが今回の Fig. 1 である。

しかしながら筆者らが実験で測定したのは磁場勾配中で試料に働いた力で、しかも実際に得られたのは力に比例し

たストレインゲージからの電圧出力である。この出力電圧と力の比例定数を求めておかなければ (14.10) 式で磁気モーメントを求めるわけにはいかない。錘を用いて直接電圧出力と力の関係を求めることも不可能ではないが、ここでは次節 5.2 で述べるように球形試料の磁化の外部磁場依存性を用いて磁化の値を校正した。

磁化とは“magnetization”の訳で、単位体積あたりの磁気モーメントのことである。したがってその単位は $[A/m]$ で磁場と同じ次元となり、磁化と磁場の比は無次元となる。「磁化する」という動詞は“magnetize”と自然な対応であるが、磁化という語は奇妙な造語で、磁性学をなじみにくくしている一因ともいえるが適訳もないのでいまさら変えるわけにもいかない。

物質の物性量を単位体積あたりで表すのも不自然な感じがする。磁気モーメントは個々の原子が担っていると考えられるから、原子 1 個あたり、あるいは単位質量あたりで表すのが自然で、これに密度をわざわざかけなくてもよいのではないと思われる。しかしながら、磁化は物性量であると同時に、電磁気的な量なのである。電磁気学は場の学問であるから空間の位置の関数として物理量が扱われることになる。

外部磁場を変化させたとき試料の磁化の変化をグラフにしたものを一般に磁化曲線と呼ぶ。Fig. 1 を見ると、同じ純金属 Ni でありながら、試料の形状、すなわち球状と円筒状では磁化曲線が異なる。さらに後者では外部磁場を円筒の軸方向と軸に垂直方向に印加した場合、異なった磁化曲線が得られる。磁化という物質固有と思われる物理量がこのように試料形状や磁場の印加方向で異なるのは由々しい問題である。そこで実験結果をもう一度虚心坦懐に見てみよう。大きく分けて次の三つの特徴を挙げることができる。

- 1) 外部磁場の絶対値 $|H_{ex}| < H_s$ の範囲では磁化 $\mathbf{M}$ はほぼ直線的に変化するが、その傾きは試料形状、磁場の方向で異なる。
- 2) $|H_{ex}| > H_s$ では試料形状によらず磁化はほぼ一定の値 $\mathbf{M}_s$ となる。 $\mathbf{M}_s$ を飽和磁化と呼ぶ。 H_s は試料形状によって異なる。
- 3) 外部磁場が増加していく過程と減少していく過程で同じ磁場に対して磁化の値が多少異なる。外部磁場

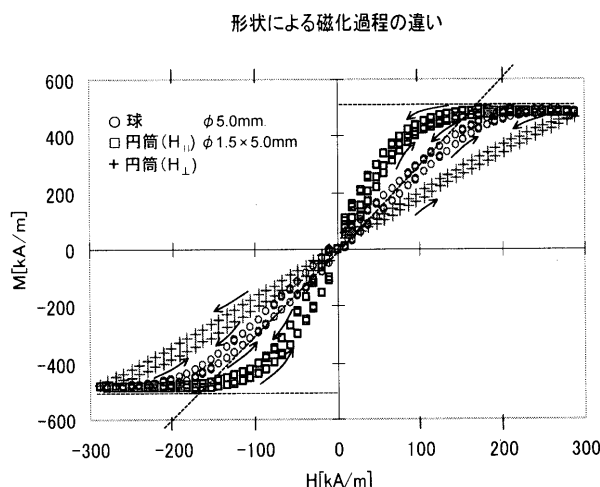


Fig. 1 Magnetization curves of a Ni sphere (5.0 mm ϕ) and a Ni cylinder (1.5 mm $\phi \times 5.0$ mm) with the external magnetic field parallel and perpendicular to the cylinder axis.

ゼロのときの磁化の値は磁場が減少する過程では正、増加する過程では負である。これを残留磁化と呼ぶ。磁化ゼロを与える外部磁場は磁場が増加する過程では正、減少する過程では負である。これを保磁力と呼ぶ。このように前歴によって物理量が異なる現象を履歴現象 (hysteresis) という。

5.2 形状磁気異方性

まず最も由々しい第一の特徴について考えよう。ひとまず第三の特徴は平均化して保磁力はゼロとして議論しよう。 $|H_{\text{ex}}| < H_s$ の範囲では磁化 M の値は同じ外部磁場に対して試料形状によってまぎれもなく異なっている。この実験事実をまず理解することが磁気物理の第一歩といえよう。ここで見方を変えて、同じ磁化 M を与える外部磁場 H_{ex} の値が異なるとみることもできる。まず形状が等方的な球形試料の場合 $|H_{\text{ex}}|/|M| = 1/3$ となっていることに注目しよう。最初に述べたように M と H_{ex} は同じ単位で表されるので、この比は無次元量で意味がありそうである。

球形試料に関しては $|H_{\text{ex}}| < H_s$ で $|H_{\text{ex}}|/|M| = 1/3$ となることが後に述べるように理論的に導かれるので、 H_{ex} を測定すれば M の値を逆に求めることが可能である。それによって磁化 M の値を校正し、装置の出力電圧と M の間の装置に固有な比例定数を求めることができる。その結果を用いて M_s の実測値を求めると、これが Ni の室温の飽和磁化の文献値

$$M_s = 4.89 \times 10^5 \text{ [A/m]}$$

と一致するので、この校正が正しかったことが確かめられる。

細長い円筒形試料の軸方向に外部磁場をかけたときは $H_{\text{ex}}/M < 1/3$ である。細長い磁性体は長手方向には磁化されやすく、より弱い外部磁場で飽和磁化に達する。極限として十分長い磁性体では、非常にわずかな外部磁場で磁化は反転し、正負の外部磁場に対してそれぞれ $+M_s$ または $-M_s$ が現れると推定できる。これが強磁性体の本質的な特徴であると考えれば、有限の長さの磁性体では、磁化の向きと逆向きの磁場が発生し磁化が飽和に達するまでは、これが外部磁場をちょうど打ち消しているのではないかという可能性を考えてもよいであろう。

この磁場は磁化の向きと逆向きであるから反磁場 H_D と呼ぶことにしよう。例えば球形強磁性体試料では $M < M_s$ のとき $H_D = -(1/3)M$ と考える。そうすれば磁化が飽和するまでは球形試料内部には正味

$$H_{\text{net}} = H_{\text{ex}} + H_D \approx 0$$

のゼロに近い磁場しか存在せず、 H_{net} の正負に応じて磁化も反転し $+M_s$ または $-M_s$ のいずれかの値をとるので、強磁性体の本質的な特性を保持していることになる。

強磁性体のこのような特性は磁気モーメントを担っている原子間には互いに磁気モーメントを平行にそろえようとする交換相互作用と呼ばれる量子力学的な相互作用が存在

するからであるとして説明されている。すなわちこの相互作用のおかげで強磁性体ではすべての原子の磁気モーメントは一般に磁区と呼ばれる光学顕微鏡で見える程度の大きさの領域内で共通のベクトル成分をもち、この合成された巨視的な磁気モーメントはわずかな正味磁場によって、容易にその方向を向くのである。いずれもう少し詳しく説明しなくてはならないが、試料の磁化が飽和に達するまではそれぞれの磁区の合成磁気モーメントの向きはすべてが平行とはならず、外部磁場をちょうど打ち消すような反磁場を作り出す平均の磁化 M を与えるように調整されている。このよくできたつくり話のような現象が実際実現していることを実験 4.3 の結果から得られた磁化曲線、Fig. 1 が物語っていることを読み取ってほしい。

さて、話は試料全体の平均磁化 M がどのような機構で反磁場 H_D をつくり出すかという問題に移る。ここからは量子力学はお呼びではなく、専ら巨視的な電磁気学の応用問題となる。

5.3 磁化による磁気ポテンシャル

磁性体中に十分多数の磁気モーメントを含む微小体積 V をとって、磁気モーメントの体積平均として磁化 M を定義した。このように物質を連続媒体と見なしたとき、磁気ポテンシャル ϕ_m も原子スケールの変動は平均化され、位置に関して滑らかに変化する扱いやすい関数となるであろう。

位置 r における磁気ポテンシャルは (14.15) 式に

$$\frac{r}{|r|} = -\nabla r$$

の関係を代入し

$$\phi_m(r) = \frac{1}{4\pi} \frac{m \cdot r}{|r|^3} = -\frac{1}{4\pi} m \cdot \nabla r$$

と書ける。

磁性体中の位置 R_j に j 番目の磁気モーメント m_j があるとき、上式の r を $r - R_j$ に置き換えて重ね合わせ

$$\begin{aligned} \phi_m(r) &= \frac{1}{4\pi} \sum_j \frac{m_j \cdot (r - R_j)}{|r - R_j|^3} \\ &= -\frac{1}{4\pi} \sum_j m_j \cdot \nabla \left(\frac{1}{|r - R_j|} \right) \end{aligned} \quad (15.7)$$

となる。

この ϕ_m は各磁気モーメントの近傍で激しく変化する微視的な磁気ポテンシャルである。一例として Fig. 2(a) のように、間隔 d で $2 \times 2 \times 4 = 16$ 個の磁気モーメントが配列した立方格子の中心軸上の ϕ_m を Fig. 2(b) に破線で示した。

磁性体を磁化という単位体積あたりの磁気モーメントによって表して連続的な媒体と考えたときは (15.7) 式のような原子スケールの微視的な磁気ポテンシャルではなく、平均化された巨視的な磁気ポテンシャルを考えたほうが適切である。すなわち、 m_j の和を MdV の積分に置き換

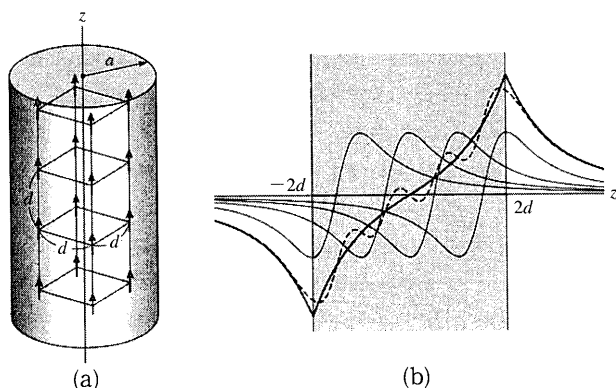


Fig. 2 (a) 16 magnetic moments on cubic lattice and an equivalent cylinder with uniform magnetization, $M=m/d^3$. (b) The magnetic potential along central axis for 16 magnetic moments on the cubic lattice (a broken line) and that in the uniformly magnetized cylinder (a solid line).

えることによって連続媒体の扱いに移行する。このとき (15.7) 式は次のような積分で置き換えられる。

$$\phi_m(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \iiint \mathbf{M}(\mathbf{R}) \cdot \nabla \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}_j|} \right) dV \quad (15.8)$$

これが磁気モーメントを平均化した磁化による磁気ポテンシャルである。ここで、微分演算子 ∇ は $\mathbf{r}(x, y, z)$ に関して作用し、積分は $\mathbf{R}(X, Y, Z)$ に関して行うものとする。積分は磁化の存在する領域に関して行えばよい。一様な磁化をもつ強磁性体の場合、 $\mathbf{M}$ の方向を z 方向にとり、

$$\zeta = z - Z$$

$$f(\zeta) = \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}|} = [(x-X)^2 + (y-Y)^2 + \zeta^2]^{-1/2} \quad (15.9)$$

と置けば、 $\mathbf{M} \cdot \nabla = M \partial / \partial z$ であるから、磁化による磁気ポテンシャルは

$$\phi_m(\mathbf{r}) = -\frac{M}{4\pi} \iiint \frac{\partial}{\partial z} f(\zeta) dX dY dZ \quad (15.10)$$

磁化 $\mathbf{M}$ が存在する領域が $|Z| \leq b$ のとき、 $dZ = -d\zeta$, $\partial / \partial z = \partial / \partial \zeta$ を代入して ζ に関する積分を行えば、

$$\phi_m(\mathbf{r}) = -\frac{M}{4\pi} \iint [f(z-b) - f(z+b)] dX dY \quad (15.11)$$

となる。

5.4 強磁性体内部の反磁場

半径 a , 高さ $2b$ で軸方向 (Z 方向) に一様に磁化した円柱状磁石を考えよう。この円柱磁石の内外の磁気ポテンシャルは (15.11) 式で積分範囲を $X^2 + Y^2 = R^2 \leq a^2$ とすれば求める。中心軸上では

$$\phi_m(z) = \frac{M}{2} \int_0^a \{ [R^2 + (z-b)^2]^{-1/2} - [R^2 + (z+b)^2]^{-1/2} \} R dR$$

$$= \frac{M}{2} \{ [z-b]^2 + a^2 \}^{1/2} - |z-b| - [z-b]^2 + a^2 \}^{1/2} + |z+b| \} \quad (15.12)$$

と具体的な形が求められる。

先ほどの間隔 d で 16 個の磁気モーメント $\mathbf{m}$ (1 個あたり d^3 の体積) が並んだ立方格子を、同じ体積 $16d^3 = 4d\pi a^2$ の円筒 (高さ $2b = 4d$, 半径 $a = 2d/\sqrt{\pi}$) で置き換え、 $M = m/d^3$ の一様な磁化をもつ円柱として $m \rightarrow M dV$ の置き換えを行う。このようにして計算した中心軸上の ϕ_m を Fig. 2(b) に実線で示した。和を積分に置き換えることによって平均操作が適切に行われ、滑らかに変化する磁気ポテンシャルが得られたことがわかる。

磁性体内外の磁場は磁気ポテンシャルの勾配をとって $\mathbf{H} = -\nabla \phi_m$ で与えられる。具体的に再び円柱磁石の中心軸上の磁場を求めてみよう。対称性から磁場は z 成分のみである。磁場の表式は磁場の内外で異なり、

$$g(\zeta) = \frac{\zeta}{\sqrt{\zeta^2 + a^2}} \quad (15.13)$$

と置けば、磁性体内部では

$$H_{in}(z) = \frac{1}{2} M \{ g(z+b) - g(z-b) - 2 \} \quad (|z| \leq b) \quad (15.14)$$

外部では

$$H_{ex}(z) = \frac{1}{2} M \{ g(z+b) - g(z-b) \} \quad (|z| \geq b) \quad (15.15)$$

となる。

b/a の種々の値に対して $H(z)/M$ のグラフを Fig. 3 に示す。

この結果を見ると、磁性体の内部には磁化 $\mathbf{M}$ と反対方向の磁場が生じていることがわかる。これが反磁場である。その大きさは $b/a \rightarrow 0$ の薄い円盤の場合 $H_{in} = -M$ となり、磁化と絶対値が等しく方向が逆である。もし薄膜を

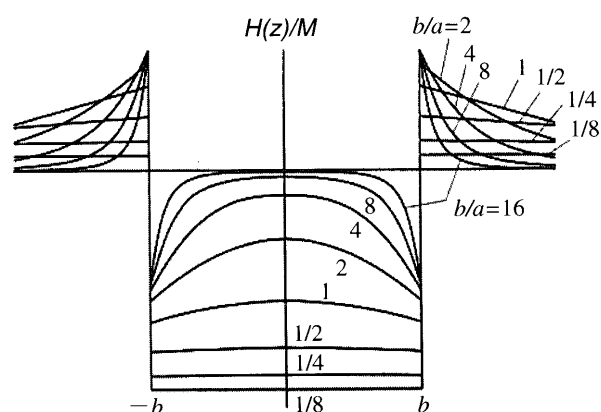


Fig. 3 The demagnetizing field normalized by the magnetization, $H(z)/M$ along the central axis of uniformly magnetized cylinders with different b/a .

面に垂直方向に磁化しようとするれば、少なくともこの反磁場を打ち消すだけの外部磁場が必要となる。

厚さを一定にして半径を大きくしていくと磁性体の外部に生ずる表面近傍の磁場はかえって小さくなっていく。

半径が小さい細長い磁性体では、 $z=\pm b$ の端から離れると、磁場は磁性体の内外ともに急速に減少する。針状の磁性体が長手方向に磁化した場合、内部では反磁場は両端近傍を除いてゼロに近い。磁性体の外部では $z=b+\delta$, $b\gg\delta\gg a$ のとき、

$$\begin{aligned} H(z) &\cong \frac{1}{2} M \left[1 - \frac{\delta}{\sqrt{\delta^2 + a^2}} \right] \\ &= \frac{1}{2} M \left[1 - \left\{ 1 + \left(\frac{a}{\delta} \right)^2 \right\}^{(1/2)} \right] \cong \frac{Ma^2}{4\delta^2} \end{aligned}$$

となるから、磁場は磁性体の先端からの距離 δ の2乗に反比例して減る。

これは電場が電荷からの距離の2乗に反比例して減るのに似ているので、細長い磁性体の先端には電荷に対応した磁荷が存在するのではないかと考えられたこともあった。しかしながら電荷のように分離してN, Sの磁荷を取り出すことはできない。細長い磁性体を分割すると分割した両側にそれぞれS極, N極が現れ、分割したそれぞれ磁性体の両端は必ず異なる磁極をもつ。

それにもかかわらず磁気モーメントを電気双極子と同様にN, Sの磁荷の対とする考えがいまだに根強く残っている。たしかに電気双極子が周囲につくる電場と磁気モーメントが周囲につくる磁場は同じ空間分布をもったベクトル場である。ここで単に物理量を表す文字を入れ替えて形式的な説明する教育を行えば、いきいきとした自然の姿は無味乾燥な形骸としか映らなくなってしまうであろう。

本講座では磁気モーメントを微小ループ電流の極限として定義した。この定義に従えばN, Sの磁荷はループの表と裏に対応するから分離できるはずがない。磁気モーメントは必ず角運動量に付随しているから、我々の定義は理にかなったものであるといえる。

話はそれだが(5.14)式と(5.15)式を見比べると $z=\pm b$ のとき

$$H_{\text{ex}} - H_{\text{in}} = M \quad (15.16)$$

の関係があることがわかる。いま、磁性体の表面 $z=b$ を挟んで半径 r 、中心軸 z を軸とする微小な薄い円筒を考えよう。この円筒の表面に関して $\mathbf{H}$ と $\mathbf{M}$ の面積分を考える。側面は $\mathbf{H}$, $\mathbf{M}$ に平行だから面積分には寄与せず $\mathbf{M}$ は円筒下面にしかない。(15.16)式の関係を用いると

$$\iint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} = \pi r^2 (H_{\text{ex}} - H_{\text{in}}) = \pi r^2 M = - \iint \mathbf{M} \cdot d\mathbf{S} \quad (15.17)$$

となる。上式にガウスの定理を適用すれば、磁性体の磁化 $\mathbf{M}$ に垂直な $z=b$ の表面上で

$$\text{div } \mathbf{H} = -\text{div } \mathbf{M} \quad (15.18)$$

が成立している。

磁石の一端で磁化が消失した点から磁場が内外へわき出している。磁石のこの一端をN極と呼ぶ。 $z=-b$ の面に関して同様な考察をすると、やはり(15.17)式の関係が成立しているが、ここでは磁化が発生している点で磁場が吸い込まれている。これをS極と呼ぶ。(15.18)式は磁化 $\mathbf{M}$ と磁場 $\mathbf{H}$ の間に一般的に成立する重要な関係である。

5.5 一様に磁化した強磁性体球

磁化の方向を z 軸にとって(5.8)式の積分を $R \leq a$ の球内で行ってみよう。 $\mathbf{R}$ が $\mathbf{r}$ となす角を θ , $\cos \theta = \xi$,

$$f(\xi) = \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}|} = [r^2 + R^2 - 2rR\xi]^{-(1/2)} \quad (15.19)$$

と置くと

$$\phi_m(\mathbf{r}) = -\frac{M}{4\pi} \frac{\partial}{\partial z} \iiint f(\xi) dV \quad (15.20)$$

ここからの計算はやや煩雑であるが丁寧に示そう。

$$dV = R^2 \sin \theta d\theta d\phi dR = -R^2 d\phi d\xi dR$$

とおいて最初に立体角の積分を行えば

$$\begin{aligned} & - \iint f(\xi) R^2 d\phi d\xi \\ &= \frac{2\pi R}{r} (r^2 + R^2 - 2rR\xi)^{1/2} \Big|_{\xi=1}^{\xi=-1} \\ &= \frac{2\pi R}{r} (r+R - |r-R|) \\ &= \begin{cases} \frac{4\pi R^2}{r} & (r \geq R) \\ 4\pi R & (r \leq R) \end{cases} \end{aligned} \quad (15.21)$$

これを R に関して積分する。球の外部の磁気ポテンシャルを求める場合は $r \geq a \geq R$ であるから

$$\iiint f(\xi) dV = \frac{4\pi}{r} \int_0^a R^2 dR = \frac{4\pi a^3}{3r} (r \geq a) \quad (15.22)$$

球の内部($r \leq a$)では $R \leq r$ と $r \leq R \leq a$ に分けて積分を行い

$$\begin{aligned} \iiint f(\xi) dV &= \frac{4\pi}{r} \int_0^r R^2 dR + 4\pi \int_r^a R dR \\ &= 2\pi a^2 \left\{ 1 - \frac{1}{3} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right\} \quad (r \leq a) \end{aligned} \quad (15.23)$$

$f(\xi)$ の体積積分を z で微分して、球の外部での磁気ポテンシャルは

$$\phi_m(\mathbf{r}) = -\frac{M}{4\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{4\pi a^3}{3r} \right) = \frac{1}{3} Ma^3 \frac{z}{r^3} (r \geq a) \quad (15.24)$$

これは、Fig. 4に示したように、球の全磁気モーメント $m = (4\pi/3)a^3 M$ が球の中心に局在している場合の磁気ポテンシャル(14.15)式と等しい(連載講座II, Fig. 14参照)。しかし、球内ではこれと全く異なった非常に単純な磁気ポテンシャルとなっていることは注目に値する。 $r \leq a$ のとき

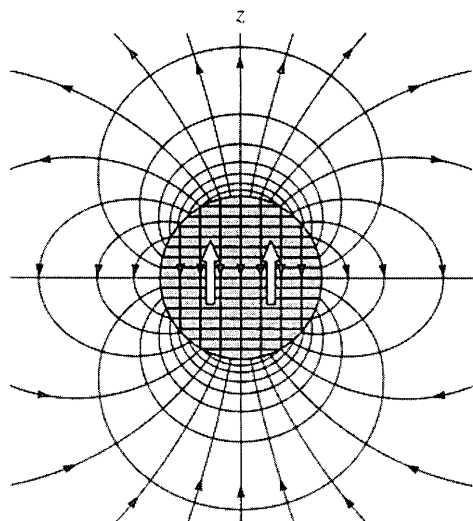


Fig. 4 Equi-surfaces of the internal and external magnetic potential and magnetic force lines for an uniformly magnetized sphere.

$$\begin{aligned}\phi_m(\mathbf{r}) &= -\frac{M}{4\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ 2\pi a^2 \left(1 - \frac{r^2}{3a^2} \right) \right\} \\ &= \frac{1}{3} Mz, \quad (r \leq a)\end{aligned}\quad (15.25)$$

すなわち、磁化ベクトル $\mathbf{M}$ に垂直な等ポテンシャル面が等間隔で並んでいる (Fig. 4). この磁気ポテンシャルより、磁化した球内の磁場を求めれば

$$\mathbf{H}_{in} = -\nabla \phi_m = -\frac{1}{3} M\mathbf{z} \quad (15.26)$$

を得る. すなわち、球内では磁化と逆方向に

$$H_{in} = -(1/3)M$$

の様な反磁場が生じている. これが実験 4.3 を解析する際、球形試料にかけた磁場の値から磁化の絶対値を求めた根拠である.

5.6 一様に磁化した楕円体

楕円体の形状をした様な磁化をもつ強磁性体では、一様な反磁場が内部に生じる. 楕円体の主軸方向を座標軸としたとき

$$\tilde{D} = \begin{pmatrix} N_a & 0 & 0 \\ 0 & N_b & 0 \\ 0 & 0 & N_c \end{pmatrix} \quad (15.27)$$

で表されるテンソルを用いて、反磁場は

$$\mathbf{H}_D = -\tilde{D}\mathbf{M} \quad (15.28)$$

と表される. 三つの主値に関しては

$$N_a + N_b + N_c = 1 \quad (15.29)$$

の関係がある. 球の場合は等方性より $N_a = N_b = N_c = 1/3$ である. 磁化が主軸方向を向いていなければ、一般には反磁場は磁化と反平行とはならない.

回転楕円体の場合、 c 軸方向に細長ければ $N_c < 1/3$, 扁平であれば $N_c > 1/3$ となる. a, b, c を回転楕円体 x, y, z の方向の径として z 方向に細長ければ

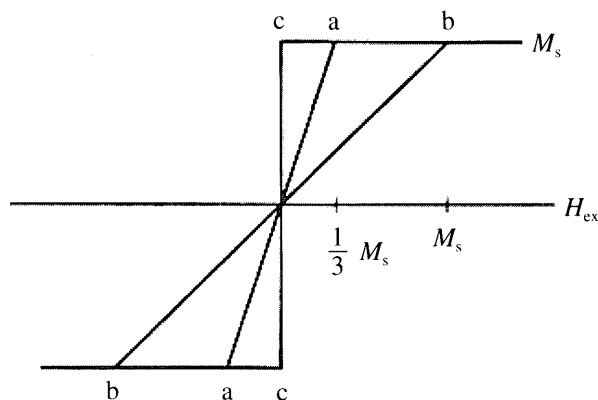


Fig. 5 Magnetization curve of an uniformly magnetized ferromagnetic sphere (a), that of ferromagnetic sheet with external field perpendicular to the plane (b) and that with in plane external field (c).

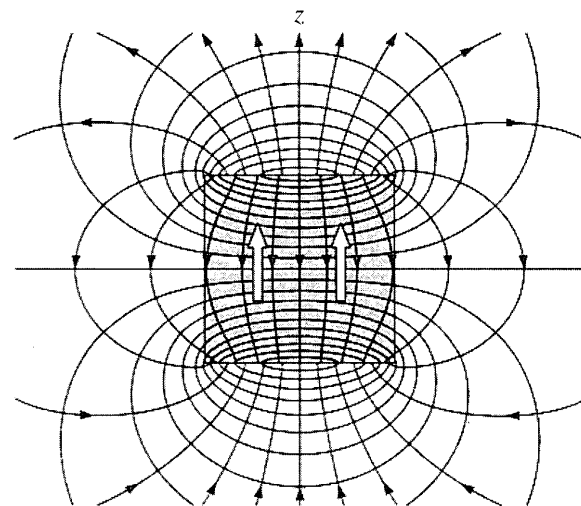


Fig. 6 Equi-surfaces of the internal and external magnetic potential and magnetic force lines for an uniformly magnetized cube.

$$N_a = N_b = \frac{1}{2}, \quad N_c = 0, \quad (c \gg a = b) \quad (15.30)$$

扁平な回転楕円体では

$$N_a = N_b = 0, \quad N_c = 1 \quad (c \ll a = b) \quad (15.31)$$

前者の場合、楕円の離心率を $\epsilon = \sqrt{c^2 - a^2}/c$ として

$$N_c = \frac{1 - \epsilon^2}{\epsilon^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon} - \epsilon \right) \quad (15.32)$$

と表せる.

Fig. 5 に、保磁力が非常に小さくて無視できる強磁性体の球、薄膜の磁化の外部磁場 H_{ex} に対する依存性を示した. 薄膜に対しては外部磁場を面内または面に垂直にかけた場合大きく異なった磁化変化を示す. 試料が感じているのは外部磁場だけではなく、試料そのものの磁化によって生ずる反磁場 $\mathbf{H}_D$ も考慮しなければならない. 有効磁場として

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_D = \mathbf{H}_{ex} - \mathbf{NM} \quad (15.33)$$

をとり、球、薄膜の面内、面に垂直方向の外部磁場に対し反磁場係数として $N_s=1/3, N_{//}=0, N_{\perp}=1/2$ を入れる。このとき有効磁場 H に対してはすべて同じ角形の磁化曲線となる。このように磁化の大きい強磁性体の磁化測定では試料の形状を考えた反磁場の補正が不可欠である。

楕円体の強磁性体が一様に磁化した場合、反磁場は一樣であるが、一般にはたとえ磁性体の磁化が一樣でも、内部の磁場は磁性体全体の形状によって異なってくる。軸方向に一樣に磁化した円柱磁性体内の反磁場は中心軸上でも Fig. 3 に示したようにその大きさが位置によって変化する。

Fig. 6 に一樣な磁化をもった強磁性立方体の内外の磁気ポテンシャルの等高面の断面を示した。磁場はこれらの面に直交している。磁場方向を接線とする曲線を磁力線と呼んだ。この磁力線は磁化 M が消失する磁石の N 極からわき出し、磁化が発生する S 極で吸い込まれている。磁石内部で磁場は磁化方向とほぼ逆向きを向いているが、中心軸

以外では必ずしも完全に反平行とはなっていない。磁石外部で $M=0$, 内部でも M は一樣 ($\text{div } M=0$) であるから、磁力線はそれぞれ磁石の外部または内部の領域で連続である。しかし磁極面では不連続で外部と内部の磁場の強さは異なるから磁力線の本数も変わる。

(2004 年 7 月 7 日受理)

溝口 正 みぞぐち ただし

昭 36 東京大学理学部物理学科卒業, 同年～昭 41 東京大学数物系大学院理学博士, 同年～昭 46 東京大学物性研究所磁気 1 部門助手, 同年～ 学習院大学理学部物理教室, 現在に至る。(理博)

奥山大輔 おくやま だいすけ

平 15 学習院大学理学部物理学科卒, 同年 同大学大学院博士前期課程進学, 現在に至る。