

メゾスコピック系の磁性

—小さな強磁性体の大きな磁性—

宮島英紀

慶応義塾大学 理工学部物理学科 教授

Hideki Miyajima

Magnetics in Mesoscopic System

—Greater Magnetics in Smaller Magnets—

1 形状・サイズ・近接効果と物性

物の「形状」や「大きさ、量」が物の「性質」に及ぼす影響をそれぞれ「形状効果」、「サイズ効果」というが、一般に巨視的な物の性質は形や量によらない。たとえば、丸い鉄と四角い鉄、1 kgの鉄と10kgの鉄は、結晶構造をはじめ電気的性質、磁性は同じである。従って、数グラムの純鉄の試験片を調べることで、鉄の一般的な性質を理解することができる。このような相似的な性質があると物性値(電気抵抗、電気容量、……)は、大きさを示すサイズ因子と物性定数の積で表される。

物性値＝物性定数×サイズ因子 ……………(1)

物性定数(電気抵抗率、誘電率、磁化率、……)はサイズ因子に依存しない。たとえば、断面積が S 、長さが ℓ 、電気抵抗率が ρ である線材の電気抵抗 R は

$$R = \rho \times \frac{\ell}{S} \dots\dots\dots (2)$$

と表される。この場合には電気抵抗率が物性定数、 ℓ/S がサイズ因子に相当し、電気抵抗率は物体の形状やサイズに依存しない。では、寸法比 ℓ/S を一定に保ったまま物体を小さく(あるいは大きく)していった場合、この関係は常に成立するであろうか。

そもそも「大きい、長い、厚い、広い」といった人間の感覚に基づく形容詞では物理現象のスケールを表すことができないので、新しいメジャーを導入してスケールリングする必要がある。

我々は3次元の空間と1次元の時間からなる4次元の世界に在るから、時空間でのメジャーが必要になる。空間の

メジャーを特性長さ(characteristic length)、時間のメジャーを特性時間 τ (characteristic time)という。長さや時間をフーリエ変換すると、それぞれ(空間周)波数 k 、(時間)周波数 ω になるが、ここにプランク定数 $\hbar$ を乗じると、それぞれ運動量 $\hbar k$ 、エネルギー $\hbar\omega$ になることに注意すると、特性長さ・特性時間という概念は特性運動量・特性エネルギーと考えることもできよう。

このように物体の大小、長短の比較は注目する現象を反映した特性長さや特性時間と比べて行う。特性長さよりも十分大きい場合を「マクロスコピック」、逆に小さい場合を「ミクロスコピック」と呼ぶ。感覚的に大きいからマクロ、小さいからミクロとなるわけではない。また、特性長さや前後する大きさをもつ系を「メゾスコピック」(mesoscopic)な系という。メゾ(meso-)とは「中間」を表す接頭語である。

メゾスコピック系は大きさが中途半端であるというだけではない。もう一つの特徴は現象が系のサイズや形状に「生々しく」依存することである。前述の例でいえば、1 kgの鉄と10kgの鉄は異なる性質を示すかもしれない*。

具体的な例として非常に細い(すなわち、電子の平均自由行程と線幅が同じくらいの)金属線を考えよう。線幅を w 、線の中心軸を z 方向とすると、金属線中の電子は、 z 軸方向には自由に動けるが、半径方向では幅が $\pm w/2$ の井戸型ポテンシャルの中に拘束されている。従って、電子の半径方向の運動が制限され、通常の自由電子ガス模型とは異なる振る舞いを示す。これをhard wallモデルに従って、電子のエネルギー固有値を計算すれば、

$$E_{nk} = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\pi n}{w} \right)^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \dots\dots\dots (3)$$

* この事情は奇妙に思うかもしれない。たとえば、1トン積みのトラックを考えてみよう。1 kgの鉄と100kgの鉄は「運搬可能」という点から、また、10トンと100トンの鉄は「運搬不可能」という点から、同じである。しかし、0.9トンのように1トンに近い鉄は、運べるかどうか微妙であろう。このように特性“重”に近いときに、トラック特有の現象が表れてくる。その結果、特性“重”に前後する100kgの鉄と10トンの鉄は違う性質を示している、ということになる。

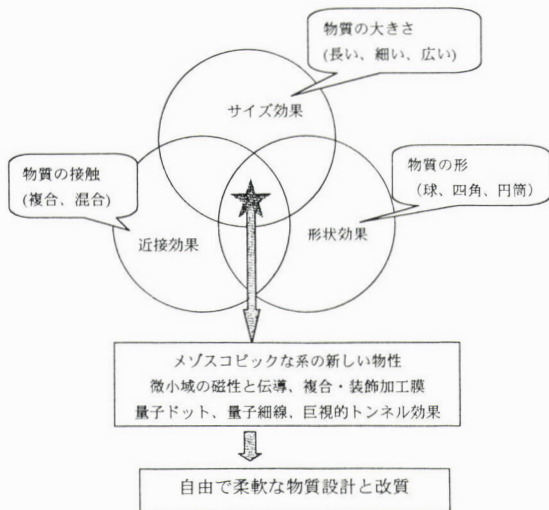


図1 メゾスコピックな系の物性研究

となる。ここで k は z 軸方向の波数、 n はサブバンドの指数である。式(3)からわかるように、固有値(波動関数)は線幅 w に顕わに依存しており、太い線と細い線は異なる性質を示すことになる。

さて、物体が小さくなると表面積は大きさの2乗、体積は3乗で減少するから、表面積と体積の比が増加する。一方、物体は必ず他の物質と接しており、表面積の割合が増えるに従い、接触面積も増大する。このため表面・界面を介して相手の物質との間に何らかの相互作用が発生し、自分や相手の物性を改質させる可能性がある。このような現象を広く近接効果(proximity effect)という。メゾスコピックな系の特徴の一つとして何らかの近接効果が生じていることが挙げられる。近接効果には、互いに協調してその物性を拡大する協調的近接効果と、互いの物性が相克して特徴的な物性を弱めてしまう競合的近接効果の2種類がある。良く知られたものとして、超伝導体から常伝導体へ

マクロ波動関数が浸透する量子論的な近接効果や、磁気テープの間の磁気転写や鏡像効果のような古典的な近接効果などがある。

このように物の大きさや形が変わると(今の場合、小さくなると)、様々な新しい効果が重畳して発現し、バルク試料では予想もできないような新しい性質を示す可能性がある。この様子を図1に示した。メゾスコピックな系では、大きさ、パターンや配置など人為的に制御できる因子が大幅に増加するから、物質設計もそれだけ自由になる。鉄やコバルトなどありふれた単体の金属であっても、見違えるような物性を示すこともある。今までの物性物理学では、添加物、熱処理や結晶粒径など“物質の内側”を変えて新しい特性を追求してきたが、このメゾスコピック系では、“物質の外側”(サイズ、形、周辺)を変えることにより物質の性質を変えようとするものである。境界条件がはっきりしない“開放系”の物性物理ということができよう。

この解説では、バルクの物性物理では考えられないような磁氣的現象の例を紹介する。

2 特性長

2.1 物性現象と特性長

物性物理学の本から、長さや時間(周波数)に関連した物理量を拾い出すと、表1のようになる。特徴的なことは、量子力学的な特性長は次元性と電子数密度(n_s)に依存することである。

半導体では添加不純物濃度を大幅に変えることが可能であるから、これらの特性長を変えて、現在の微細加工(サブミクロン)の領域まで持ってくるができる。実際、多彩な量子力学的現象が発見された。たとえば、電子の平均自由行程よりも小さな系では、電子は散乱されない(バリス

表1 量子力学的な特性長と特性時間の次元性 (μ_e : 移動度、 m^* : 有効質量、 n_s : 電子数密度)

物理量	2次元系	3次元系
フェルミエネルギー	$E_F = \pi \hbar^2 n_s / m^*$	$E_F = \hbar^2 (3 n_s \pi^2)^{2/3} / 2 m^*$
フェルミ速度	$v_F = \sqrt{2 E_F / m^*} = \hbar \sqrt{2 \pi n_s} / m^*$	$v_F = \sqrt{2 E_F / m^*} = \hbar (3 n_s \pi^2)^{1/3} / m^*$
フェルミ波長	$\lambda_F = \sqrt{2 \pi / n_s}$	$\lambda_F = 2 \pi (3 \pi^2 n_s)^{-1/3}$
サイクロトロン周波数	$\omega_c = e B / m^*$	$\omega_c = e B / m^*$
サイクロトロン半径	$r_c = m^* v_F / e B = \hbar \sqrt{2 \pi n_s} / e B$	$r_c = m^* v_F / e B = \hbar (3 n_s \pi^2)^{1/3} / e B$
ボア半径	$a_0 = 4 \pi \epsilon_0 \hbar^2 / m^* e^2$	$a_0 = 4 \pi \epsilon_0 \hbar^2 / m^* e^2$
ド・ブロイ波長	$\lambda = h / p = 2 \sqrt{\pi / n_s}$	$\lambda = h / p = 2 \sqrt{\pi / n_s}$
電子の散乱時間	$\tau = m^* \mu_e / e$	$\tau = m^* \mu_e / e$
弾性散乱平均自由行程	$\ell = v_F \tau = \mu_e \hbar \sqrt{2 \pi n_s} / e$	$\ell = v_F \tau = \mu_e \hbar (3 n_s \pi^2)^{1/3} / e$

ティック伝導)という不思議な現象を示す。

一方、金属では電子数密度が $10^{29}\sim 10^{30}\text{m}^{-3}$ と非常に大きい上、数密度を大幅に変えることができないので、特性長は1 nm以下になり現在の微細加工技術の限界を越えてしまう。このため超高純度・完全単結晶の超微細金属を超低温に冷却しない限りメゾスコピック系の現象を見ることは難しい。しかし、強磁性体では、次に述べるような磁気的特性長があり、その大きさはサブミクロン程度であるから、室温でも観測できる。このような事情により微細加工技術の進展と共にメゾスコピック磁性体が注目されるようになった。

2.2 磁気的特性長

強磁性体が磁化されると表面に磁荷が表出するので、大きな自己エネルギー(静磁エネルギー)が生じる。この自己エネルギーを減少させるような自発的分域構造(磁区)が磁性体の中に形成される。磁気モーメントが空間的に分散したり、分域間の境界(磁壁)で磁気モーメントが急激にその方向が変わると、磁気異方性エネルギーが増大してしまうが、その分自己エネルギーが大幅に減少する。このエネルギーの損得勘定の詳細はW. F. Brown Jr.により明らかにされた。彼が開発した手法をマイクロマグネティックスという。すなわち、磁気的エネルギーの総和(=交換エネルギー+磁気異方性エネルギー+静磁エネルギー+ゼーマンエネルギー+他)を磁気モーメント密度関数 $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ を用いてあらわし、これを最小にする条件を変分法を用いて算出すると、最終的に $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ に関する非線形2階偏微分方程式(Brown方程式)を得る。このBrown方程式を解くことによって磁区構造を説明できる。

磁気的な物理量を次のようにおく。飽和磁化： M_s 、交換結合定数： A 、反磁場係数： N 、反磁場： H_N 、磁気異方性定数： K 、外部磁場： H_{ex} 、真空の透磁率： μ_0 。いま $H_{ex} \parallel z$ とし、磁化容易軸が z 軸方向にあるとすると、 $\mathbf{m}$ の x 成分 m_x に関する次のようなBrown方程式が得られる。

$$-A\Delta m_x + K \cdot m_x = \frac{1}{2}M_s H_N m_x \dots\dots\dots (4)$$

ここで Δ はラプラス演算子である。式(4)の形は、量子力学のSchrödinger方程式、あるいは超伝導のGinzburg-Landau方程式とスタイルが同じである。この意味においてもBrown方程式は、磁気物理学の最も基本的な式の一つであるといえよう。しかし、Brown方程式を解析的かつ一般的に解くことはほとんどできないので、コンピュータ・シミュレーションによって解くことが多い。定性的には次のような特性長を使って考えても良い。

Brown方程式を導出する過程で、次のような3つの特性

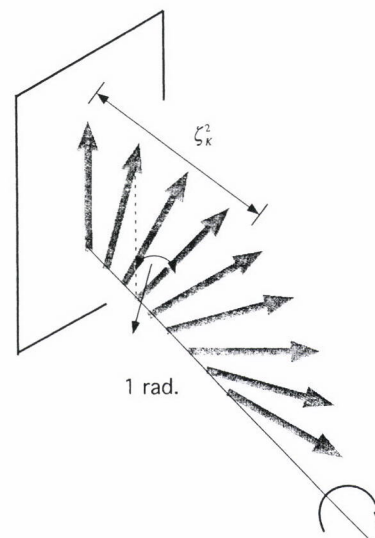


図2 磁壁特性長のイメージ

片側が固定された磁気モーメント鎖を捻り、磁気モーメントが1ラジアン(57.29°)回転するのに必要な長さが磁壁特性長である。

長が得られる。

$$\text{磁壁特性長: } \zeta_K = \sqrt{\frac{A}{K}} \dots\dots\dots (5)$$

$$\text{静磁特性長: } \zeta_N = \sqrt{\frac{2\mu_0 A}{NM_s^2}} \dots\dots\dots (6)$$

$$\text{磁場特性長: } \zeta_H = \sqrt{\frac{A}{H_{ex}M_s}} \dots\dots\dots (7)$$

磁壁特性長の直感的なイメージとして図2のようなものを想定すればよい。すなわち強磁性体中の磁気モーメントは交換結合により磁化容易軸方向に整列している。これを片側が固定されて軸上に並んだ磁気モーメント鎖で考えよう。他の一端に磁気異方性磁場、反磁場、外部磁場を印加して磁気モーメント鎖を捻る。磁気モーメントが単位角度(1 rad=57.29°)だけ回転するのに必要な長さが磁壁特性長である。したがって、磁気モーメントが180°回転するのに必要な長さ(180°磁壁の幅)は $\ell = \pi\zeta_K$ と与えられる。系の大きさを L とすると、 $\zeta_K > L$ であれば、系の中では磁気モーメントは一様に整列しているが、 $\zeta_K < L$ であれば、磁気モーメントの向きが分散する。

反磁場係数が非常に小さいとき(たとえば、薄膜の膜面内)、静磁特性長は長くなるので磁気特性は試料の形状に依存しない。しかし、反磁場係数が大きいとき(たとえば、薄膜の垂直方向)には特性長が短くなり、その形状を反映した磁気特性を示す。

磁場特性長は、外部磁場の大きさを他の特性長と比較しやすいように“長さ”に換算したもので、磁場が低い時は長く、強いときは短い。特に、磁場特性長が他の特性長よりも長い場合($\zeta_K, \zeta_N < \zeta_H$)が技術磁化過程、逆に磁場特性

長が短い場合 ($\zeta_K, \zeta_N > \zeta_H$) が飽和漸近過程に相応する。

磁気的特性長の長さは、FeやNiなどの強磁性体で1nm～10nm位の大きさになるから、試料の大きさがこの程度になった系で、磁気的にメゾスコピックな系が実現することになる。

これらの特性長を使うと、我々が磁気物理学の教科書¹⁾でよく使う諸式が意外と素直な形で表現できるので、“遊び”がてらに試してみよう。

2.3 磁気的特性長と磁気特性

(1) 保磁力

一方向に整列した磁化を反転させる磁場を保磁力 H_c というが、単磁区状態から一斉回転で磁化が反転するとき (Stoner-Wohlfarthモデル)、

$$H_c = \frac{2K}{M_s} \dots\dots\dots (8)$$

と与えられるが、これを特性長で表すと

$$\zeta_K = \sqrt{2} \zeta_{H_c} \approx \zeta_{H_c} \dots\dots\dots (9)$$

となる。次のようなイメージを描けばよいだろう。左(あるいは右)に捻った磁気モーメント鎖バネを、反対向きの磁場を印加して右(あるいは左)に捻り戻す。両者が釣り合った磁場が保磁力である。

(2) 透磁率

磁束密度 B と印加磁場 H の比例定数を透磁率 $\mu (B = \mu H)$ といい、次式で与えられる。

$$\mu = \frac{M_s^2}{2\mu_0 K} \dots\dots\dots (10)$$

これを特性長で表せば

$$\mu = \frac{1}{N} \cdot \left(\frac{\zeta_K}{\zeta_N} \right)^2 \dots\dots\dots (11)$$

である。係数 $1/N$ は見かけの透磁率の最大値に相当し、それが $(\zeta_K/\zeta_N)^2$ 倍だけ減じられていることを表している。

(3) 最大エネルギー積

永久磁石が単位体積あたり蓄積できる磁気的エネルギーをエネルギー積というが、これの理論的最大値は

$$(BH)_{\max} \leq \frac{M_s^2}{4\mu_0} \dots\dots\dots (12)$$

である。これから次の不等式を得る。

$$(BH)_{\max} \leq \frac{K}{2N} \left(\frac{\zeta_K}{\zeta_N} \right)^2 = \frac{A}{2N} \left(\frac{1}{\zeta_N} \right)^2 \dots\dots\dots (13)$$

(4) 微粒子の単磁区臨界半径

磁性体を小さくし、磁壁幅程度以下になると、静磁エネルギーの減少よりも交換エネルギーや磁壁エネルギーの増加の方が増大するので、ある臨界半径以下では、磁区に分

割されない。これを単磁区という。その臨界半径 R は

$$\frac{1}{R^2} = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{M_s^2}{18\mu_0 A} - \frac{K}{2A} \right) \dots\dots\dots (14)$$

と与えられるので特性長で表すと

$$\frac{1}{R^2} = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{1}{9N\zeta_N^2} - \frac{1}{2\zeta_K^2} \right) \dots\dots\dots (15)$$

となる。もし $K=0$ の球状微粒子 ($N=1/3$) であれば $R = \sqrt{3}\pi\zeta_N \approx \pi\zeta_N$ となる。すなわち、 ζ_N の数倍以下の大きさの微粒子は単磁区になることがわかる。

このように磁気的特性長を使うとBrown方程式を解かないでも、基礎的な磁気的特性を視覚的・直感的にスケールすることができる。



メゾスコピック磁性体の例

3.1 磁性細線

3.1.1 磁性細線の特徴

線幅が静磁特性長 ζ_N 以下 ($\leq \mu\text{m}$)、厚さが数十nm程度の線を磁性細線という。要するに薄く長い板である。あまりにありふれていて何も新しいことは無いように思えるが、重要な磁気現象や電流磁気効果が次々と発見されている²⁾。

いま、線の長手方向を x 軸、幅方向を y 軸、膜厚方向を z 軸、長さを L 、幅を w 、厚さを t とし、 $L \gg w > t$ と仮定する。長手方向 ($\parallel$) と幅方向 ($\perp$) の反磁場係数は $N_{\parallel} \approx 0$ 、 $N_{\perp} \approx 1$ であるから、 $\zeta_{N\parallel} \gg \zeta_{N\perp}$ となり磁気モーメントは長手方向を向く (幅方向に向くと磁荷が表面に露出し静磁エネルギーが増加してしまう)。換言すれば、長手方向に強い形状磁気異方性が発生していることになる。

このような細線の中で2つの磁区が発生すると、磁気モーメントは長手方向を向いているから、正負の向きを持った磁気モーメントがどこかで対向し、180°磁壁を作る。このため非常に大きな静磁エネルギーが生じる。したがって、幅 w を小さくすればするほど一本の細線の中では単磁区状態に近い状態が実現する。

3.1.2 対向磁壁 (head-on-head wall)

2つの磁気モーメントが対向すると、その間で対向180°磁壁が生じる。これは、ちょうど矢印の頭と頭を突き合わせているので、head-on-head wallともいう^{3,4)}。この磁壁 (と呼んでいいかどうか問題もあるが) の構造は、現在のところ余りよくわかっていないが、大雑把に言えば次のようなものであると考えられる。

矢頭が突き合わせた付近では同極の磁荷が表出するの

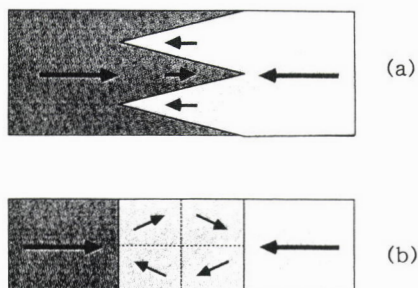


図3 対向 180° 磁壁
対向 180° 磁壁におけるジグザグ磁区(幅が広い場合)と環流(渦)磁区(幅が狭い場合)

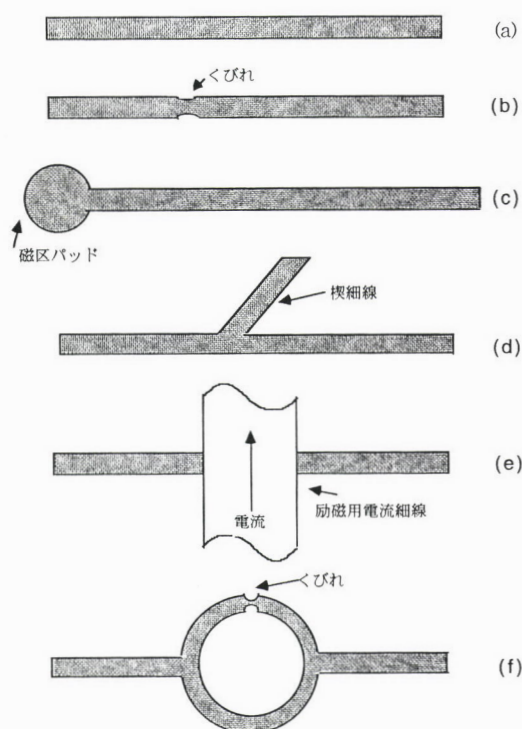


図4 各種磁性細線の形状
いずれも、幅は $1\mu\text{m}$ 以下、長さは数十 μm 、厚さは数十nm程度である。

で、強い反磁場が存在して静磁エネルギーが増加するから、これを減じるために磁区が互いが入り組んでジグザク模様になるだろう(図3(a))。このため有効磁場が減じるので、入り組んだ磁区同士が組み合わさって1つの閉じた磁区(環流磁区、渦磁区)が形成される(図3(b))。線幅が狭くなると環流磁区の数が数個位に減るものと思われる。このような磁区模様で磁壁長がどの位になるか、判然としないが、数 μm から十 μm 程度と考えられている。

3.1.3 磁化反転

特定方向に整列した磁気モーメントの向きと逆方向に磁場を加えると、ある磁場に達したときに磁気モーメントは反転する。この過程を磁化反転過程といい、永久磁石や磁気記録では重要な意味を持つ。単磁区類似の磁性細線で磁化反転がどのように進行するか、また、その反転速度はどの位になるか、など大変興味深い。

直感的に考えると、前述の微粒子のようにStoner-Wohlfarthモデルが適用され、磁気モーメントの一齐回転で磁化が反転すると思うかもしれないが、そうではない。微粒子と細線の違いは「端があるか、ないか」である。端のない微粒子の単磁区は、対称性から「耐えられるところまで耐えて」反転するのに対し、細線では「端という弱みを持つ」ので、まず端の弱い部分に磁化反転の芽が生じ、これが突破口となって磁壁移動により反転が進行する。

端の部分では磁気モーメントの頭と足が表出するので反磁場が増大し、減磁状態にある。あるいは、頭と足を頭わに表出しないよう磁気モーメントが回転しているので磁氣的に不安定である、といっても良い。これを逆用して図4(c)のように端の部分に磁区溜め(パッド)を作り、溜めの大きさや形状を変えることにより逆磁化発生を制御する試みも行われている。

磁化反転が進行していく過程は、磁気モーメントの運動方程式であるLandau-Lifshitz-Gilbert方程式を解くこと

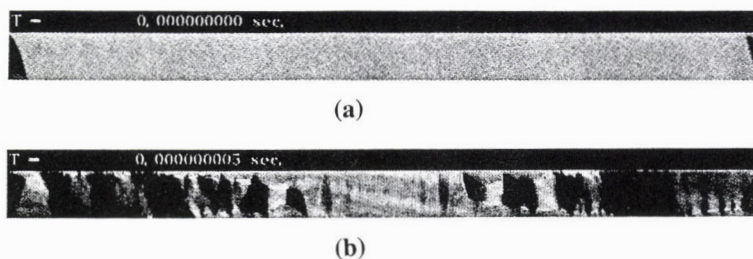


図5 磁性細線の中の磁壁と磁区⁵⁾

- (a) 残留磁化状態の磁区。両端に見える三角形の磁区はエッジ磁区で、磁気モーメントは長軸方向から傾いている。
(b) 磁壁移動中の磁区模様。(a)のエッジ磁区から磁化反転が発生し、中央部分に進行していく。

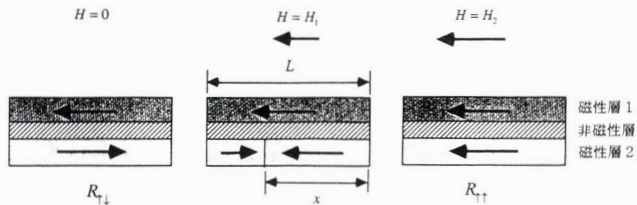


図6 巨大磁気抵抗効果(GMR)を使った磁壁移動速度の測定原理⁷⁾

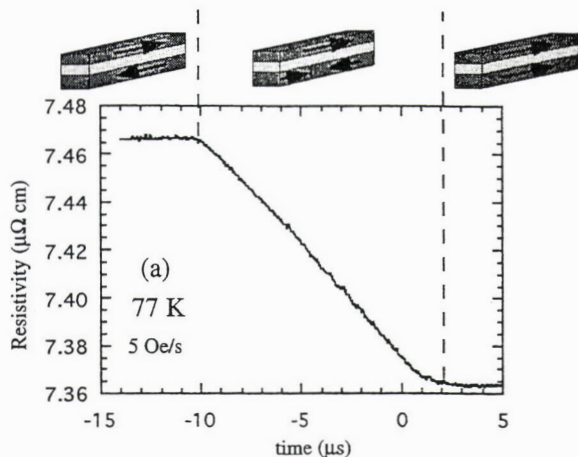


図7 磁壁移動にともなう磁気抵抗の時間変化⁷⁾

によって知ることができる。その結果を図5に示す⁵⁾。図の(a)は外部磁場 $H=0$ の残留磁化状態である。両端の部分に三角状の環流磁区が僅かに見える。(b)は磁化反転が両端から中心へ進んでいく途中の磁区模様である。

磁化反転が進行する速度、すなわち、対向 180° 磁壁の移動速度は、磁性体、外部磁場や温度はもとより線幅や線材の加工精度にも依存するので複雑であるが、狭い限られた空間の中で磁壁がどのように移動するか興味深い。磁性線の磁壁の移動速度を測る方法には、古くから知られている方法としてSixtus-Tonksの実験⁶⁾があるが、最近、巨大磁気抵抗効果(GMR効果)を使う巧妙な方法が考案された⁷⁾。GMR効果とは、非磁性層を挟む2つの強磁性層からなる複合膜において電気抵抗が強磁性層の磁気モーメントの向きによって大きく変化する現象である。

いま、2層の磁気モーメントが平行、反平行なときの電気抵抗を各々 $R_{\uparrow\uparrow}$ 、 $R_{\uparrow\downarrow}$ すると $R_{\uparrow\downarrow} > R_{\uparrow\uparrow}$ であり、その差が非常に大きい。したがって、図6のような長さ L である3層膜において、上・下層の磁気モーメントが無磁場下で反平行になっている。ここへ磁場を印加すると下層の磁化が反転し、電気抵抗 R は次のようになる。

$$R = \frac{x}{L} R_{\uparrow\uparrow} + \frac{L-x}{L} R_{\uparrow\downarrow} \dots\dots\dots (16)$$

ここで x は下層で磁化が反転した部分の長さである。従っ

て、 R の時間変化を測定すれば反転進行速度 dx/dt 、すなわち磁壁の移動速度が求まる。

$$\frac{dx}{dt} = \frac{L}{R_{\uparrow\uparrow} - R_{\uparrow\downarrow}} \frac{dR}{dt} \dots\dots\dots (17)$$

実際、NiFe(40nm)/Cu(20nm)/NiFe(5nm)の複合膜(幅 $0.5\mu\text{m}$)において下層NiFe(5nm)の磁気抵抗変化を測定したところ、図7のような結果が得られた⁷⁾。これからNiFe細線の磁壁移動速度は、温度77K、印加磁場88Oeで182m/s(時速500km!)であることがわかった。Sixtus-Tonksの測定結果に比べて速度が遅いのは、渦電流や線幅の加工精度が反映しているものと思われる。

3.1.4 磁性細線の種類

現在、様々な形状の磁性細線が使われている。これらのいくつかの例を図4に示しておく。1)もっともシンプルな磁性細線、2)磁性細線の途中にくびれを入れて、磁壁をトラップさせるもの、3)磁性細線の端に磁区パッドを付けて、逆磁区の発生源にするもの、4)中心に斜めの楔を入れて、磁場に対して非対称な磁化反転を行わせるもの、5)磁性細線の上にもう一つの細線を直交させ、ここへ電流を流して局所磁場を発生させて、磁化反転を加速または減速させるもの、6)リング状細線(片側にくびれを入れるものもある)。

磁性細線の形には定形的なスタイルがあるわけではなく、研究者個人のアイディアによる。各人の様々なアイディアが細線の形状となって表れており、おもしろい。

3.2 ナノワイヤー

さらに細線の太さが減少し、太さがフェルミ波数波長程度か、それ以下になった場合($\leq 1\text{nm}$)、すなわち、金属細線径が原子サイズ程度になった場合を考える。このようなワイヤーのことをnano-wire、量子細線、量子コンタクトと呼ぶ。このようなナノワイヤーになると、大変不思議なことに、電気伝導度は物質に依存しないで一定になり、普遍的な電気伝導度(コンダクタンス G)を持つ。つまり、鉄でも、銅でも、アルミニウムでも電気抵抗は同じになる。さらに、コンダクタンスは連続的に変わるのではなく、量子化されて不連続に変化する⁷⁾。

前述のように電子の平均自由行程程度の線幅になると、幅方向については量子化されている。このため波動関数がある特定の広がり(特定のエネルギー)をもった電子しか通過できないので、ナノワイヤーのコンダクタンスは線幅によって量子化される。通常、 G はLandauerの公式と呼ばれる次式、

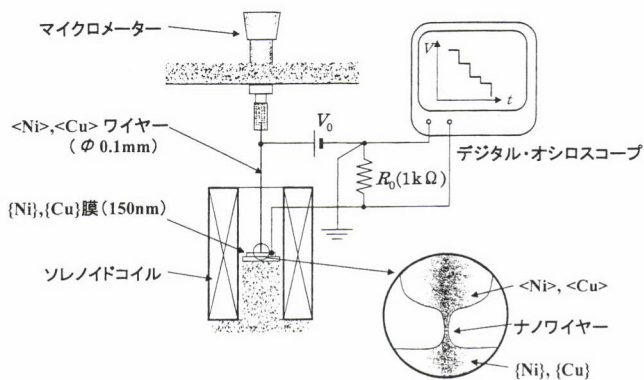


図8 ナノワイヤーにおける量子化コンダクタンスの測定法(機械的接触法)⁹⁾

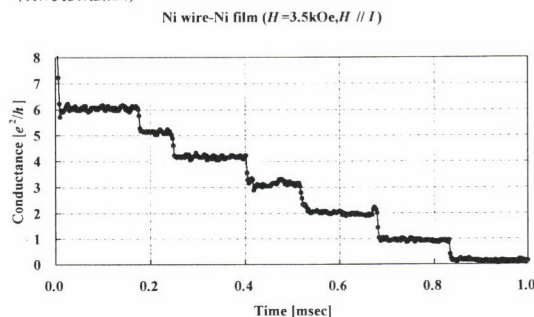


図9 外部磁場を印加したNiナノワイヤーの電気伝導の量子化⁹⁾
磁場を印加するとスピン縮退がとけて、 e^2/h で量子化されている。

$$G = \frac{e^2}{h} \left[\sum_{j=1}^{N_{\uparrow}} T_{j\uparrow} + \sum_{j=1}^{N_{\downarrow}} T_{j\downarrow} \right] \dots\dots\dots (18)$$

を用いて計算される。ここで $T_{j\uparrow}$ と $T_{j\downarrow}$ はそれぞれup(down) spinの j チャンネルの透過確率であり、全占有状態 N について総和をとる。係数 $e^2/h = G_0 = 1/12.906\text{k}\Omega$ は量子化コンダクタンスの最小単位である。

太さがnm以下のナノワイヤーを定常的に作製することは大変難しい。通常は、走査型トンネル顕微鏡の探針を金属にいったん接触させた後、それをゆっくりと引き上げると、探針と金属の間にナノワイヤーが形成されることを利用して、両者間の電気伝導を測定する。また、納豆の糸やガムを引き伸ばすと、糸を引き、それが伸びて細くなり最後に切れるが、細い金属線をゆっくりと引っ張ると切れる寸前にナノワイヤーが形成される。図8に筆者らが用いている方法(break junction法)を示す⁸⁾。ナノワイヤーが実現している時間は数ミリ秒程度であるから、電気抵抗測定は高速のデジタルオシロを使って行う。なお、最近ではナノワイヤーを数十秒間実現させることにも成功している。このような方法で測定したNiナノワイヤーのコンダクタンス G を図9に示す。図の横軸は時間であるが、これは太さに相当しており、右へ行くにつれて線は細くなり、最終的には切断して G はゼロになる。印加磁場がゼロのときはス

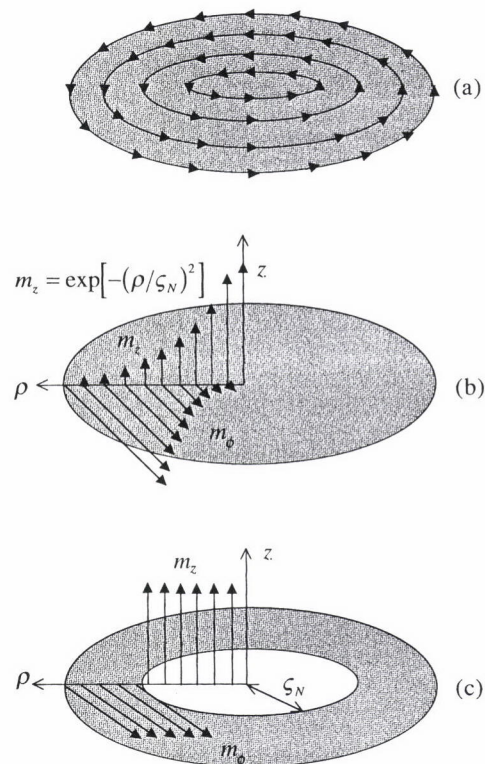


図10 磁気ドットの概念図

交換エネルギーが高い上のような配列(a)は不安定で、中心付近の磁気モーメントは立ち上がる(b)。大雑把には半径 ζ_N (静磁特性長) 内の磁気モーメントは垂直に立ち上がっているとみなせる(c)。

ピンが縮退しているので G は $2G_0$ で量子化されている。しかし、外部磁場を印加してスピン縮退がとけると図のように G の量子化単位は G_0 となり、電気伝導に対するup spin電子とdown spin電子の寄与を識別していることがわかる⁹⁾。

ナノワイヤーはいろいろな意味から興味深い。第1は、このようなコンダクタンスの量子化現象が室温(!)で観測されることである。通常、殆どの量子化現象は液体ヘリウム温度(4.2K)以下の低温でしか観測されていない。第2は、ナノワイヤーが200%にも及ぶ非常に大きな磁気抵抗効果を(しかも室温で)示すことである¹⁰⁾。式(18)から判るようにコンダクタンスがスピンの向きに依存するから外部磁場の印加によりup spinのチャンネルの透過率を1, down spinのチャンネルをゼロにすると、 $N=1$ の場合でも50%の磁気抵抗効果を示すことになることからわかる。

このような性質を使うと、nmサイズの非常に小さなスピン素子や磁場検出素子として応用できる可能性がある、注目されている。

3.3 磁性ドット

直径1mm以下の薄い円板を考え、円柱座標 (ρ, θ, z) を

図10のようにとる。磁気異方性が小さく単磁区で $K=0$ と仮定し、交換エネルギーと静磁エネルギーの2つだけを考え、

$$E = \zeta_K^2 (\nabla \mathbf{m})^2 - \frac{\zeta_K^2}{\zeta_N^2} \mathbf{m} \cdot \mathbf{h}_D$$

$$= \zeta_K^2 \left[\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \rho} \right)^2 + \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{\zeta_K^2}{\zeta_N^2} \mathbf{m} \cdot \mathbf{h}_D$$

..... (19)

と書くことができる。ここで、 $\mathbf{m}$ は磁化関数($m^2=1$)である。磁気的エネルギーを最小にする $\mathbf{m}=(m_\rho, m_\varphi, m_z)$ として次のような解が考えられる。

$$\begin{cases} m_\rho = 0 \\ m_\varphi = \sin \theta(\rho) \\ m_z = \pm \cos \theta(\rho) \end{cases} \quad \text{..... (20)}$$

ここで

$$\theta(\rho) = \exp \left[-(\rho/\zeta_N)^2 \right] \quad \text{..... (21)}$$

である。言い換えると、磁気ドットの中では静磁エネルギーを小さくするように磁気モーメントは渦状に回転しているが、中心付近($\rho \approx 0$)では回転半径が小さくなるので交換エネルギーが急増する。そこで中心付近では静磁エネルギーが発生してでも交換エネルギーを減少させるように、(大雑把に言えば半径が ζ_N 以内の)磁気モーメントは円板に垂直に立ち上がり、その外では渦を作ることになる。

一般に磁気モーメントが薄膜から垂直に立ち上がるためには垂直磁気異方性が必要であるが、ドットの大きさを静磁特性長と同程度にすることにより「見かけの垂直磁気異方性」が生じたことになる。この垂直磁気異方性は強い交換結合エネルギーから生じているから、温度や組成が少々変わっても有効であり、何よりもFeやCoなどのありふれた強磁性体でも発生するという魅力もある¹¹⁾。

磁気ドットの厚さを t とし、一つのドットの磁気モーメントの大きさ m を見積もると、大体

$$m = \pi \zeta_N^2 t \cdot M_s \quad \text{..... (22)}$$

となる。この磁気モーメント同士は双極子相互作用により反強磁性的に配列するが、双極子間の磁場は距離の3乗に反比例して減少するので、適当な距離を保てばドット間の相互作用を無視できる。従って、このようなドットを格子状に並べ、磁気モーメントが上向きのドットを「1」、下向きのドットを「0」と対応させると、これは磁気記録に使える。実際、このようにして、60Gbits/inch²の超高密度磁気記録に応用しようとするというアイディアもある¹²⁾。

4 おわりに

メゾスコピック系において物質設計の自由度が非常に高いということは、モノマネをすると直ぐわかるということでもある。ちょうどモナリザの絵をどのようにデフォームしてもモナリザであることがわかるように。したがって、基本的な描画パターンの特許が先取されれば後の祭りである。メゾスコピック系の磁性研究を行う研究者は「画家」のような創造的で独創的なセンスが必要になろう。ここがメゾスコピック系の磁性研究の面白さでもあり、怖さでもある。

謝辞 本研究の一部は文部省科研費特定領域研究A「微小領域の磁性と伝導」による援助を受けた。

引用文献

- 1) たとえば、太田恵造：磁気工学の基礎 I, II, 共立出版, (1973)
- 2) 大谷義近, 金 承九, 深道和明：日本物理学会誌, 54(1999), 528.
- 3) 能崎幸雄, 松山公秀, 小野輝男, 宮島英紀：日本応用磁気学会誌, 23(1999), 1121.
- 4) Y. Nozaki, T. Ono, H. Miyajima and K. Matsuyama : J. Magn. Soc. Jpn. 23(1999), 658.
- 5) 仲谷栄伸, 林 信夫(電通大)：私信
- 6) K. J. Sixtus and L. Tonks : Phys. Rev., 37(1931), 930.
- 7) T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, K. Mibu, N. Hosoi and T. Shinjo : J. Appl. Phys., 85(1999), 6181.
- 8) たとえば, P. A. Serena and N. Garcia (editors), *Nanowires* (NATO ASI series, Kluwer Academic Publishers) E340.
- 9) T. Ono, Y. Ooka, H. Miyajima and Y. Otani : Appl. Phys. Lett., 75(1999), 1622.
- 10) N. Garcia, M. Munoz and Y. Zhao : Phys. Rev. Lett., 82(1999), 2923.
- 11) 神田哲典, 大谷義近, 金 承九, 深道和明, 北上 修, 島田 寛：日本応用磁気学会会誌, 23(1999), 939.
- 12) 中谷 功：第23回日本応用磁気学会学術講演概要集, 23(1999), 290(7aB5).

(1999年12月6日受付)