Osaka University Knowledge Archive

Title	メゾスコピック強磁性体における量子ダイナミクスと量子伝導現象
Author(s)	多々良, 源
Citation	大阪大学低温センターだより. 1997, 97, p. 9-16
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/5984
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

Osaka University

研究ノート

メゾスコピック強磁性体における量子ダイナミクスと量子伝導現象

理学研究科　多々良　源（内線5494）
E-mail:tatara@godzilla.phys.sci.osaka-u.ac.jp

1　メゾスコピック磁性細線

よく知られているように、現在用いられている記憶媒体のほとんどは磁気的なものである。現在までに実用化されている磁性記憶媒体では、単位となる磁性体は大きさが10μm程度以上であり、その磁化は古典的な存在と見なしてよい。しかし、近年の記憶の高密度化はめざましく、近いうちに媒体の単位は大きさ1μm以下のいわゆるメゾスコピック領域に達するのはまちがいがないであろう。このようなスケールになると、磁化の量子ゆらぎが重要になりはじめ、量子的ふるまいが見えてくる。そのような微小な磁性体の研究には、精密な磁性体の作製技術と、微小なサンプルからの信号を検出するための高感度測定技術が必要であるが、最近最先端の技術を用いた実験的研究が行われ始めている。ここでは、そのようなメゾスコピック磁性体の量子的ふるまいについての理論面での研究を、最近の実験もまじえて紹介する。

ここで考えるのは図1のような強磁性細線に限ることにする。現在実験的に作製されている例では、長さLは数十μm以下、太さ$L_\perp$は数百～数千Å程度である。このような細線では、サンプルの周辺に磁極が現れることによる静磁エネルギーの損を小さくするために、磁化は線方向に向いたほうが安定になる（このエネルギーのことを形状磁気異方性といい、ここではそのエネルギーをKで表す）。この状況で、強い磁場を正の方向にかけて磁化を飽和させておき（図2(a)）、だんだん磁場を弱めてやがて逆転してゆく磁化過程を考えると、まずある磁場のところで反対の磁化をもつ領域ができ、それが移動してゆきついには全体の磁化を反転させる図2(b-c)）という現象が起こっているであろう。磁化がそろっている領域のことを磁区というが、それほど長くないサンプルの場合（例えば長さ$L \lesssim$数十μm程度）には、いくつもの磁区に分かれるのではなく、2、3個の磁区のみであろう。磁区と磁区の境界ではスピンは図1にあるように空間的にねじれており、その配位のことを磁壁(Domain Wall)という。磁壁の言葉で言うと、磁化過程は磁壁の生成とその運動としてみることができる。磁壁の厚さλは、スピンをそろえようとする交換相互作用Jとスピンを容易軸方向に向けようとする異方性エネルギーKの競合によって$\lambda=\sqrt{J/K}$と決まっている。したがってλは物質やサンプルの形状によって異なり、鉄やニッケルの細線の場合は、λ～500～1000Å程度である。このように、原子のス

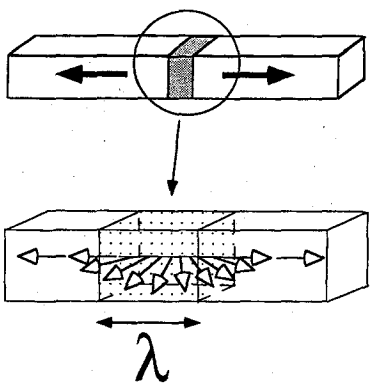


図1　細線状強磁性体中の磁壁。

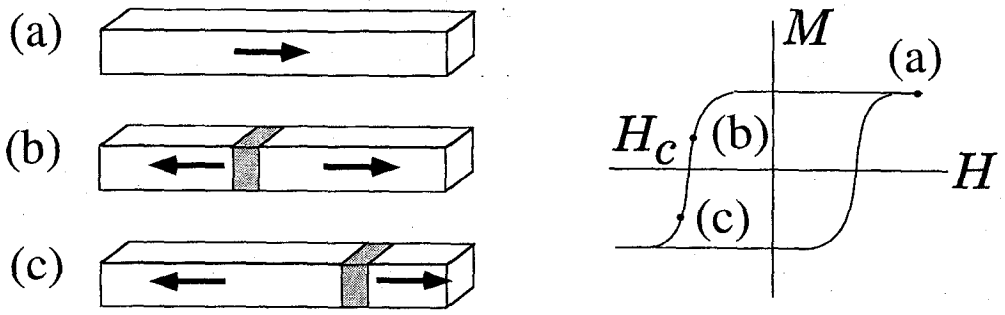


図2　細線状磁性体の磁化過程。

ケールから見ると巨視的な大きさをもつ磁壁も通常のエネルギースケール（ミクロなエネルギースケール(J〜1000 K)と比較して十分低い）で見るかぎりは、平均的に見ておのおののスピンは互いに強く結合しているので、磁壁全体を1つの粒子として扱うことができる。そのとき磁壁の有効質量は、磁壁の体積$\lambda L_\perp^2$に比例する。有効質量が小さいほど量子ゆらぎが大きくなるので、マクロな磁性体では磁壁は古典的と見なしてよいが、細線にしてゆくと（特にλが小さいような物質を用いた場合）、量子ゆらぎによって支配されることがありうる。例えば磁壁全体があたかも一個の粒子のように準安定点からのトンネルをおこすことが可能なのである。このような原子スケールから見て巨視的な物体のトンネルを巨視的トンネル現象という[1]。もちろんどんな大きさの物体でも量子ゆらぎをもつとすれば、サイズNの巨視的な物体でもe^{-N}の様な小さな確率ではあるがトンネルなどの量子現象をおこすことは原理的には不思議はない。しかし現実に問題になるのは観測可能な時間スケールで見られるかということである。その観点からいうと、通常の磁性体で量子的な領域に入るのは$L_\perp \lesssim$数千Åあたりの太さである。

もちろん対象が小さくなると、熱ゆらぎの影響も相対的に強く受けるようになるので、量子的効果を見るためには温度を下げなければいけない。どこまで冷やせばよいかは状況によるが、大ざっぱには、運動をおこすために越えなければならないエネルギー障壁の高さより熱エネルギー(k_BT) が小さければよく、磁性体の実験状況では大体数百mK〜数K程度が古典と量子のクロスオーバー温度として得られている。

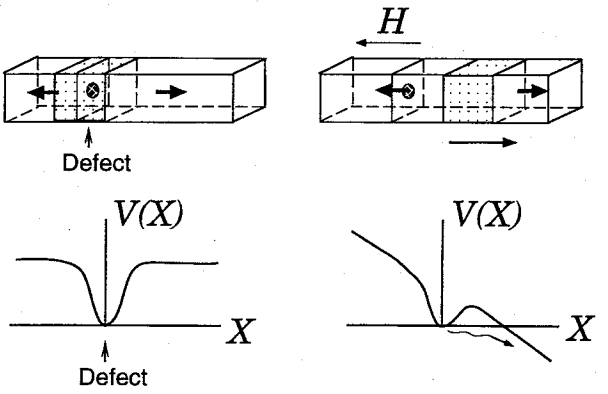
では実際にメゾスコピックな磁性細線で磁壁がどのような量子的運動をするかを考えてみよう。

2　磁壁の量子ダイナミクス

2.1　磁壁の並進運動

磁壁はスピンが交換相互作用に抵抗しながら空間的にねじれている構造である。したがってもしサンプル中に原子が抜けている欠陥があったりすると、そこでは交換相互作用が弱まっているので、磁壁は欠陥にピン止めされる（図3(a)）。この位置で磁壁は安定であるが、磁場をかけてゆくと磁場と同じ向きの磁化をもつ磁区を拡げようという力のため磁壁の位置Xに対するポテンシャルは図3(b)のように変形される。あまり強い磁場($H \geq H_c$, H_cは障壁が消える磁場の値)をかけるとピン止めの効果はなくなるが、

図3(b)のような状況ではピン止め中心の位置は局所的な準安定状態である。従って、いずれ量子ゆらぎによって磁壁はピン止めからはずれると期待される。もし温度が高いと熱ゆらぎによって準安定点からのエネルギー障壁を越えて、磁壁は動いてしまうが、今は十分低温でそのような古典的効果は無視できるとしよう。



(a) (b)

図3　欠陥による磁壁のピン止め(a)と外部磁場によるピン止めからのトンネルによる外れ(b)。下の図は磁壁の位置に対するポテンシャルである。

理論的にはこのピン止めからのはずれの現象は、強磁性を記述するHeisenbergモデルから出発して磁壁に対する有効作用を求め、またピン止めポテンシャルをミクロな観点から導くことで扱うことができる。実は、集団座標としてその位置Xをとることにより、磁壁は有効質量$M_w \propto (N/J)$ ($N \equiv \lambda L_1^2/a^3$は磁壁内のスピン数($a$は格子定数) をもつ粒子として表すことができる。したがってその量子的なピン止めからの外れは、図3(b)のポテンシャルからの粒子のトンネルとして記述され、WKB近似などの半古典論で扱える。実際の測定ではトンネル確率を観測可能なほど大きくするために障壁を十分低くするように磁場をかけるので、その状況に対応して$H \equiv H_c(1-\varepsilon)$とおく($\varepsilon \sim 0$)。$H_c$は障壁が消える磁場の値で、ピン止めの強さと関係している。この時、準安定点のまわりでの磁壁の量子的な振動数は$\omega_0 \propto \varepsilon^{1/4}$、またエネルギー障壁の大きさは$V \propto N\varepsilon^{3/2}$の依存性をもち、トンネルして抜ける確率は$\Gamma \sim \omega_0 \exp(-NA\varepsilon^{5/4})$ (Aは定数) ということがわかる[3]。また量子古典のクロスオーバー温度は$T \sim \omega_0/k_B$である。

いったん動きだすと磁壁は次のピン止め中心まで動くが、もし途中にピン止めがなければ、サンプルから出てしまい全磁化が反転することになる。特にメゾサイズのサンプルでは、磁壁の移動距離はサンプルの長さとcomparableであると期待され、磁化や磁気抵抗の変化は磁壁の運動によってほとんど決まっているであろう。磁壁の位置は全磁化の大きさと関係しているので、実験的にはサンプルの磁化を測って、磁化が突然変化したときに磁壁が動いたとわかることになる（通常磁壁が動く速さは数m/sと速いのでサンプル内を移動する時間は無視できるほど短い)。

これまでのところ一個の磁壁の量子トンネルを直接磁化測定の実験で見た例はなく、磁化測定の感度の問題から多数の微小なサンプルを用意してその中の全ての磁壁の運動の総和を測ることしかされていない。その結果は、約0.6 K以下では量子トンネルを示唆する磁化の緩和が得られている（詳細については文献[2]を参照)。しかしこの測定はいくつものトンネルイベントを平均した量を測っているので、サンプルサイズのばらつきなどの不確定要素が入ってくるため、例えばトンネル確率が$\exp(-\varepsilon^{5/4})$の磁場依存性をもつのかなどは議論することができない。最近はこのような点を改良しようとして、高感度マイクロSQUIDの開発や磁気抵抗測定によるsingle tunnneling eventの測定の試みが行われている。後者については後でもふれる。

2.2　磁壁のカイラリティの量子遷移

磁壁は並進運動のほかに内部自由度の量子的遷移を起こす可能性もある。磁性細線では通常、磁化が向きやすい方向と向きにくい方向（それぞれ磁化容易軸と磁化困難軸という）がある。容易軸をz軸、困難軸をx軸にとると、磁壁内部ではスピンがyz面内を回っているという構造が安定である。このとき磁壁内では、スピンが$+y$方向を回る可能性と$-y$方向を回る可能性がある（図4）。これらの状態をそれぞれカイラリティが±1とよぶ。図のように局座標ϕをとるとこの2つの状態は$\phi=\pm\pi/2$と表され、その間はx方向の困難軸異方性エネルギー($K_\perp$で表す）による障壁がある。バルクな磁壁ではカイラリティは固定されていると考えてよいが、メゾサイズの磁壁では量子ゆらぎが大きいため、ϕ方向のゆらぎによって2つのカイラリティの間を量子的に遷移することが可能である。

理論的にはやはり異方性エネルギーを入れた強磁性Heisenbergモデルで磁壁のカイラリティϕについての有効作用を求めればよい。この際、実は、先のdepinningの際の集団座標Xと今の集団座標ϕは互いに共役の関係にあることがわかる。したがって磁壁が強くピン止めされた状況では磁壁の位置は動かないがϕが大きくゆらぎ、逆にXのピン止めの方が弱いときにはdepinningの現象が起こることになる。つまり実際にカイラリティの量子的振動を観測するためには、サンプルに人工的にくびれをつくるなどしてピン止めを強めたほうが良い。計算によるとϕはcos-ポテンシャル中の粒子として記述され（Sine-Gordonモデル)、カイラリティの量子振動の振動数はピン止めの強さνと磁化困難軸方向の異方性エネルギー$K_\perp$に$\propto \exp(-NAK_\perp/\nu)$($N$は磁壁内のスピン数、$A$は定数）の依存性をもつ[4]。この場合の量子古典のクロスオーバー温度はν程度である。

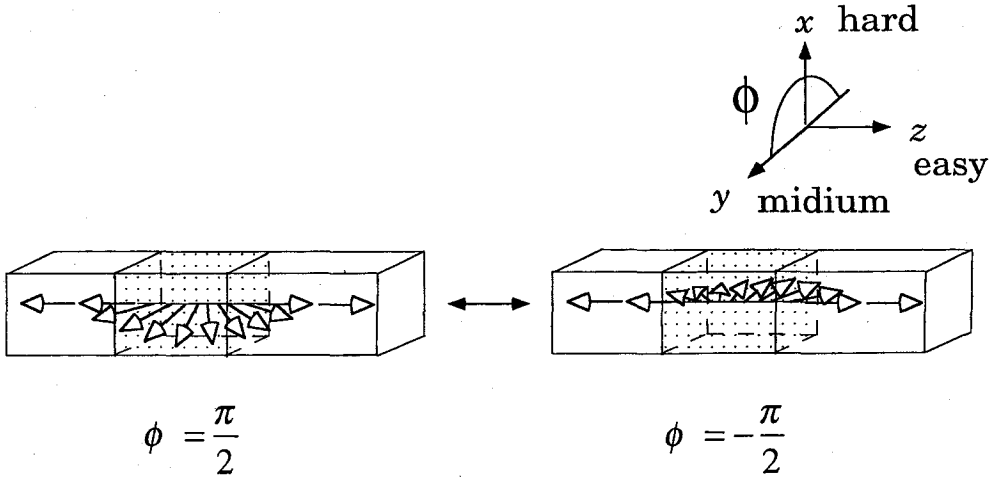


図4　磁壁のカイラリティの量子的振動。

3　磁壁のダイナミクスが電気伝導に与える影響

細線中の磁壁が、量子ゆらぎによる運動をするいくつかの可能性がわかった。現実には、磁性体中にはフォノンや磁壁自体のゆらぎであるスピン波などの自由度（外界）が存在するので、磁壁のそれらの運動はこれらの外界と無縁に起こるわけにはいかない。つまり磁壁の運動に対する外界の効果と、反対

に外界へ磁壁が及ぼす影響を考える必要がある。実はフォノンやスピン波は、結合が弱かったりギャップをもっていたりするため、低温では磁壁への効果としては効かないことが示されている。そこでここでは金属磁性体を考え、外界としての伝導電子について考えてみよう。特に、磁壁による伝導電子への効果は、電気抵抗の変化などに敏感に現れるはずであり、これはメゾ磁性と電気伝導現象のかかわりあいという新しい現象につながると同時に、メゾ磁性の新たな測定手法を示唆してもいる。これらの現象はもちろんバルク系でも起きてはいるが、たくさんの磁壁による効果が平均化されてしまい、一個の磁壁の物理現象という形ではみえなくなってしまっている。例えば、バルク系で観測される抵抗の滑らかな磁場依存性は、多数の磁壁の生成、運動などによる不連続なとび（下参照）をならした結果滑らかになっているのであろう。

まず電子が磁壁の量子的運動をどう変えるかを考えてみよう。磁壁が運動する場合、伝導電子との相互作用によりまわりの電子を引きずることになる。このことが磁壁の運動に対して摩擦としてはたらき、摩擦は古典的運動と同じく量子的運動をも妨げることが知られている。しかし通常の鉄やニッケルの細線の場合には、磁壁の空間変化のスケールは $\lambda \sim 500$ Å であり、電子の空間変化のスケール k_F^{-1} と比べてずっと大きいので、磁壁は電子と強くカップルせず、したがって生じる摩擦は定量的には無視できるほど小さいことがわかっている[5]。

3.1 磁壁の生成による電気抵抗の変化

では逆に磁壁が伝導電子に与える効果を考えてみよう。磁壁は空間的にスピンがまわっている配置なので、この効果は局所的に古典的なゲージ場がかかっているのと同じである。電子はこのゲージ場により散乱され、それが古典的なボルツマン抵抗率 ρ_c に寄与する。この過程は不純物散乱による古典的抵抗の場合と形式上は同じであるが、やり取りできる運動量が $q \lesssim \lambda^{-1}$ の様な小さな値に制限される点が異なる。この制限のため、電子による磁壁への摩擦が小さかったのと同じように、遷移金属磁性体のように磁壁が厚い場合はこの古典的散乱の効果は残念ながら無視できるほど小さい[6]。

しかし、磁壁は電子を古典的に散乱するだけでなく、電気抵抗の量子補正にも寄与する。この効果は電子間の干渉効果が重要になっているいわゆる弱局在領域で大きな寄与を与えるであろう。この領域では、ランダムな不純物による散乱の結果、電子が後方に散乱される振幅が大きくなっており、そのため電子は局在する傾向にある。つまり量子的効果により電気抵抗が増大しているわけである。この量子補正は電子の弾性散乱の寿命 τ を用いて $(\epsilon_F \tau)^{-1} \lesssim 1$ のオーダーの微少量であるが、重要なのは、この補正項は低エネルギー極限で増大する傾向があり、特に低次元では発散のふるまいを示すことである。この状況で磁壁が入ると、磁壁は磁場と同じように電子の干渉を乱すので、局在を抑制し電気抵抗が減ることになる。この場合もともと発散の傾向があるところに磁壁が加わってそれを抑えるので、実験にかかるほど磁壁の効果が強く現れることになる。

結局、不純物散乱による電気抵抗率を ρ_0 とすると、磁壁の散乱も考慮した全抵抗率は $\rho = \rho_0 + \rho_c - |\rho_q|$ とかける（ρ_c, ρ_q はそれぞれ磁壁からの古典的、量子的寄与）。現実の状況で磁壁の古典的寄与と量子的寄与の評価を行ってみよう。例えばFe, Niなどの遷移金属細線で、幅300 Å，長さ10 μm のものを考える。この場合磁壁の厚さは大体 $\lambda \sim 500$ Å 程度である。電子の平均自由行程を1000 Å とすると、

古典的、量子的寄与はそれぞれ $\rho_c/\rho_0 \sim 3\times10^{-9}$, $|\rho_q|/\rho_0 \sim 2\times10^{-3}$という値が得られる。したがって現実の場合では量子的効果の方が大きく、結果として磁壁が生成されると電気抵抗が不連続に減少することになる。特に面白い点は、磁壁の構造は安定なので、磁壁がどこにできても生じるとびの大きさはほぼ量子化されているはずであることである。またサンプル内に何個磁壁があるかもとびの数からわかることになる。細線以外では量子干渉効果のききかたが弱いため、磁壁の生成により古典的予想に従って抵抗は増加するであろう。

なお、この効果や以下で述べる電気抵抗への効果は、磁壁が生じたり動いたりするのが量子ゆらぎによるのか古典的になのかにはよらない。しかし生じたとびの温度依存性などを調べることによって、そのとびを生じさせた磁壁の現象が量子ゆらぎに起因するかどうかを知ることができる。

実際にNiやFeの細線で磁場中での電気抵抗を詳細に測った実験があり、それによると抵抗が最小となる磁場(H_c)付近で1つ、または2つの不連続なとびが観測されている[7,8]（図5）。これらのとびの大きさは全体の抵抗の0.2%程度であり、上の評価と近い。また図5ではとびは抵抗を増やす方向であるが、我々の解釈によると磁場を変えている間にどこかでできた磁壁が図にあるとびの位置で消滅したということになる。実際文献[8]の結果ではH_c付近でまず負のとびが観測され、そののち正のとびがみられており、これは磁壁が生成されその後消滅したという解釈にあっている。いずれにせよ確実な解釈には今後の詳細な実験が待たれる。

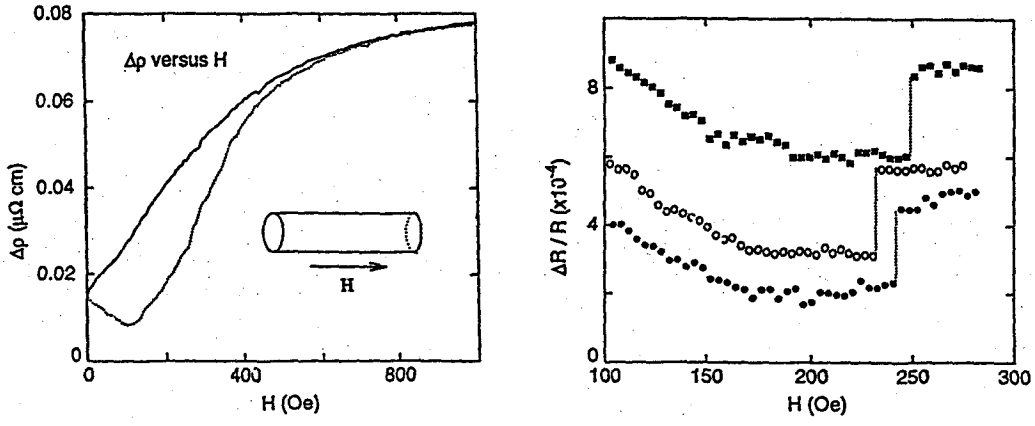


図5　文献[7]によるNi細線の磁気抵抗。抵抗が最小になる付近で不連続なとびがみられる。

3.2　磁壁の運動による電気抵抗のノイズ

では今度は磁壁がピン止めから外れて動いたり、あるいはそのカイラリティが変化した際にどのような効果が電気抵抗に現れるかを調べてみよう。磁壁が動くと、サンプル全体の磁化が変化するので、古典的な磁気抵抗効果によって抵抗は変わる。しかしこの効果は磁壁がサンプルの長さに匹敵するほど大きな距離を動いた際にのみ問題になる。そこでここでは上の場合と同じく、電子間に干渉効果が効いている状況を考えることにする。磁壁が動くと電子の干渉パターンが変わり、抵抗の変化が生じるわけである。これはuniversal conductance fluctuationとして知られるノイズの一種である。この場合もや

はり、古典的状況と異なり、磁壁が少し動いただけで干渉が変わり、電気抵抗には十分大きなノイズとして現れることが予想される。実際に計算してみると、先のFe, Niの状況では、磁壁が100Å動くだけでコンダクタンス($G \equiv \rho^{-1}(L_1^2/L)$)にして$\delta G \sim 10^{-3} \times e^2/h$という先の実験で見られたとびの大きさと同じ程度のノイズが生じるはずである。したがって先の実験を磁壁の運動によるノイズとしても説明することも可能である。しかし生成によるのか運動によるのかについて今の段階でははっきりしたことはいえない。

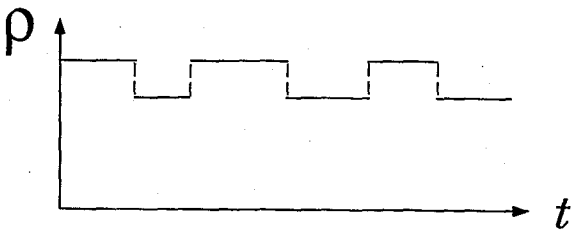


図6　磁壁のカイラリティのトンネルによる振動などに伴って現れると期待される抵抗率ρのtelegraph noise（横軸は時間）。トンネルは確率的現象なため、変化の周期はばらつくが、その平均はトンネル確率の逆数できまる。実験状況ではカイラリティは一瞬で変化するため、不連続にとぶようにみえるであろう。

磁壁のカイラリティが振動している場合も、電子の干渉パターンが時間的に変化するので、電気抵抗の時間変化をみていると２つの値の間を行き来しているtelegraph noiseが低温でみられるはずである（図６）。また磁壁と磁化の回り方が逆の反磁壁が束縛状態をつくっている状況も、理想的な系では可能と思われ、その束縛状態の様子もノイズ測定でわかると期待される。これらは見つかれば全く新しい現象である。

4　今後の可能性

以上遷移金属磁性体の細線を念頭に考えてきたが、磁壁のようなソリトン的励起はさまざまな系で現れる。例えばLaSrMnOのようなマンガン酸化物系は、最近磁性の転移とからんで金属－絶縁体転移を起こすことで注目されているが、この系の強磁性相でも伝導現象に磁壁が重要な役割を担っていると期待されている領域があるといわれている[9]。また、有機物やいわゆるハルデン系などの低次元磁性体では、磁壁の幅λが格子間隔程度のことが多い。そのような系で電導性物質の場合がもしあれば、伝導電子との結合は大きくなり、遷移金属では重要にならなかった様々な伝導電子のからんだ効果が現れるはずである。その場合には低温での電気抵抗のノイズを測ることで、基底状態からの励起についての情報が得られると期待される。また、磁壁が薄いことはスピンのゆらぎが大きいことを意味しており、遷移金属の場合のように磁壁を半古典的に扱うだけでは足りなくなるであろう。すると磁壁を表していた古典的ゲージ場を量子化する必要があり、強結合SU(2)ゲージ理論の結果を用いることが必要になる。

以上のように、メゾスコピックサイズの磁性体でその量子的側面という新しい現象が問題にされ始めている。古くから磁性体については特に日本で重要な研究がされてきたが、それらは全て磁化を古典的な存在としたものであった。しかし今後は磁性にも積極的に量子性を取り込むことが重要になるのは間違いないであろう。特に金属性の場合の量子電気伝導とのかかわりあいは、多様な現象の可能性をもち、同時に新しいデバイスへの応用の可能性をももっている。さらに、電気抵抗によるメゾ磁性の測定は、SQUIDによる磁化の直接測定に比べて比較的簡単に微小な磁化や磁壁の運動を電子の干渉効果を通して拾うことができるため、微小磁性の研究の新たな手段としての観点からも伝導とのかかわりは今後重

要となるであろう。

参考文献

1) 巨視的量子トンネルに関する日本語による解説としては、栗原進編、シリーズ物性物理の新展開「トンネル効果」、丸善(1994); 福山秀敏、固体物理**30**, 1 (1995); 多々良源、講談社「大学院物性物理」第3巻第6章、などがある。

2) 磁性の量子トンネルに関しては D. D. Awaschalom and D. P. DiVincenzo, パリティ **11**, 17 (1996); L. Gunther and B. Barbara (eds.), *Quantum Tunneling of Magnetization*, Kluwer Publishing (1995).多々良源、固体物理 **30**, 43 (1995)など。

3) P. C. E. Stamp, Phys. Rev. Lett. **66**, 2802 (1991); P. C. E. Stamp, E. M. Chudnovsky and B. Barbara, Int. J. Mod. Phys. **B6**, 1355 (1992).

4) Macroscopic Quantum Coherence of Chirality of a Domain Wall in Ferromagnets: Shin Takagi and Gen Tatara, Phys. Rev. B54, 9920–9923 (1996).

5) G. Tatara and H. Fukuyama, Phys. Rev. Lett. **72**, 772 (1994); J. Phys. Soc . Jpn. **63**, 2538 (1994).

6) G. Tatara and H. Fukuyama, preprint (cond-mat9612067).

7) N. Giordano and J. D. Monnier, Physica **B194–196**, 1009 (1994);K. Hong and N. Giordano, Phys. Rev. **B51**, 9855 (1995); J. Phys. CM8, 301 (1996).

8) Y. Otani, private communications.

9) P. Schiffer, Phys. Rev. Lett. **75** 3336 (1995).