

# 位相とスピンのコヒーレンスの精密測定

大阪大学大学院理学研究科 新見康洋

## §1 コヒーレンスに定量性を!

「コヒーレンス」とは、いったい何なのか? 筆者自身の話で恐縮だが、「コヒーレンス」というあまりに抽象的な言葉に出会った大学3年生当時、この言葉の意味がまったくわからなかったことを思い出す。英和辞典で「coherence」を調べると、「一貫性」、物理学に限定すれば、「干渉性・干渉のしやすさ」と記述してある。前半で議論する位相のコヒーレンスは、まさに「干渉」と関わっており、波動性が重要となる量子力学において、最も重要な概念の1つである。一方、後半で議論するスピンのコヒーレンスに関しては、後で見るように、「干渉」というよりも、むしろ「一貫性」という言葉が当てはまるのではないかと思う。

では、「干渉性」や「一貫性」という一見すると非常に抽象的な概念を、どうやって定量的に物理学で議論できるのか? 実は定量性を持たせるだけで、コヒーレンスに対する理解はずいぶんと深まる。一般的には波の性質を持つ光や音波などでもコヒーレンスは議論されるが、以下では、固体中における伝導電子の波動関数の位相やスピンについてのコヒーレンスを扱うことにする。

## §2 位相のコヒーレンス

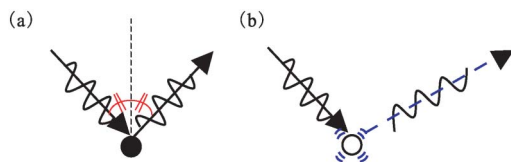
「電子は粒でもあり、波でもある」。これは、量子力学を勉強すれば、誰でも知っていることである。金属や半導体中の伝導電子に着目すると、電子は結晶の周期ポテンシャル中を運動する波として扱うことができる(ブロッホ状態)。理想的な系では、この波は1つの波動関数で記述でき、結晶全体に渡っている。しかし実際には、不純物や欠

陥のような乱れ(これらは総称して「disorder」と呼ばれる)、また有限温度では格子振動(フォノン)がある。そのような状況で、1つの波としての描像、つまり波動関数の位相は、どのくらいの長さまで保たれるだろうか? 次節では、この長さスケールを議論する。

### 2.1 位相のコヒーレンスと量子干渉性

導体中の電子がブロッホ状態にあるとき、その波動関数は  $\psi \propto e^{ik \cdot r}$  と記述できる。 $k$  は波数ベクトル、 $r$  は位置ベクトルである。この波動関数の位相成分、つまり波数ベクトルの大きさが何らかの要因で変化するまでの特徴的な距離を「位相コヒーレンス長(phase coherence length)」もしくは「位相緩和長(phase relaxation length)」と呼ぶ(以後は「位相緩和長」と呼ぶ)<sup>1)</sup>。以下ではまず「平均自由行程」と「位相緩和長」の違いを簡単に説明しておきたい。

「平均自由行程  $l$ 」は電子が弾性散乱を起こすまでの距離で、「弾性散乱長」とも呼ばれる。結晶中に、不純物など周期ポテンシャルの乱れがある場合、電子は乱れのある場所で散乱される。このときエネルギーの損失は伴わないので、散乱前後で波数の大きさは保存される[第1図(a)]. つ

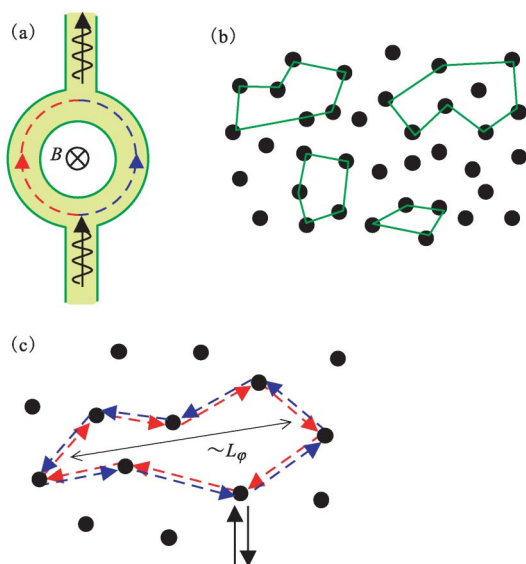


第1図

弾性散乱と非弾性散乱の違い。弾性散乱の場合、入射角と散乱角が保存される。非弾性散乱では、散乱前後で波のエネルギーは保存されず、位相の情報も失われる。

まり、弾性散乱によって波動関数の位相は乱されず、電子は自分の位相を散乱後も覚えている。一方、「位相緩和長  $L_\phi$ 」は「非弾性散乱長」とも呼ばれ、エネルギーの損失を伴う散乱過程で、波数の大きさは保存されない\*1。たとえば第1図(b)に示すように、フォノンによって結晶が動的に揺らいでいる場合、フォノンとのエネルギーのやりとりがあるため、波のエネルギーは保存しない。したがって、散乱後には散乱前の位相の情報が失われる。金属や半導体などの導体中では、電子の位相緩和長  $L_\phi$  は平均自由行程  $l_e$  より長く、また平均自由行程は波の波長(フェルミ波長  $\lambda_F$ )に比べて十分に長い( $L_\phi \gg l_e \gg \lambda_F$ )。

電子は位相緩和長の範囲内であれば、自分の波動関数の位相を忘れておらず、量子的な波として振る舞うことができ、系の「量子コヒーレンス」は保たれる。では位相緩和長をどうやって決定したらよいだろう？ 実は位相緩和長の決定方法はいくつかある。たとえば、固体素子中で観測できるアハラノフ・ボーム効果は直感的にわかりやすい。第2図(a)に示すようなリング形状があると、固体中の伝導電子は、リングの右側もしくは左側を通過するかの任意性がある。電子が粒としての性質しかなければ、どちらかを選択するしかないが、波としての性質があれば、右側と左側を通過した波が再び出口で交わり干渉する。この際、リング内に磁場を印加すると、ベクトルポテンシャルの効果により、右側と左側で電子の波動関数の位相成分に違いが生じ、磁場の関数とともに振動する、という現象である。実はこれは、電子の波動関数の位相はベクトルポテンシャルによってのみ変調されることが前提で、もし位相が上述の非弾性散乱によって乱されてしまった場合、振動パターンは消滅してアハラノフ・ボーム効果は観測されない。したがって、アハラノフ・ボーム効果の信号の大きさは、位相緩和長と深く関わっており、ここから位相緩和長を導き出すことができる\*2,3)。



第2図

(a) アハラノフ・ボーム効果、(b) アンダーソン局在、(c) 弱局在効果の概念図。(b)および(c)の黒丸は、弾性散乱が起きる disorder の位置を表わしている。

もう1つ干渉効果を利用した位相緩和長の算出方法がある。それが弱局在効果を用いた測定である\*3)。弱局在効果とは文字通り、弱く局在した状態のことを指し、局在というのはアンダーソン局在のことを指している。第2図(b)のように、試料中に不純物が多数存在すると、電子は不純物に散乱され続け、不純物で囲まれるループに閉じ込められる。そのため、試料中の電子は伝導に寄与できず、温度ゼロで必ず絶縁化する。このような現象はアンダーソン局在と呼ばれる。弱局在効果は、その前駆現象と位置付けられており、第2図(c)に示すように、導体中でも電子が不純物に何度か散乱されて、ループを形成しながら伝導する現象である。ループを1周したとき、左回りと右回りの波が位相のずれなく干渉すると、電子は元の位置で弱く局在する傾向を示す。後述するように、有限温度下で不純物が存在するような系では、位相緩和長はこのループの広がりの方の平均的な値になる\*2)。電子の波動関数の位相が途中で乱されると、定在波を形成することができないため、

\*1 この説明では、スピン反転を伴う過程は考慮していない。伝導電子が局在スピンと散乱してスピン反転する過程(たとえば近藤効果)では、エネルギーの損失はゼロ磁場下ではないが、位相緩和は生じる。

\*2 温度ゼロの極限では、位相緩和長は無限大に長くなる。

弱局在効果は観測されない。

ではどのようにすれば、位相緩和長を定量的に算出できるだろうか？ここでは、弱局在効果による伝導率の補正項  $\delta\sigma_{\text{loc}}$  が、全体の伝導率  $\sigma_0$  に比べてどのくらいの割合かを考える。この割合は、電子が出発点からある時間をかけて拡散し、再び出発点に戻ってくるまでの確率に比例しており、これを定式化すると<sup>4)</sup>、

$$\frac{\delta\sigma_{\text{loc}}}{\sigma_0} = -\frac{2\hbar}{m} \int_0^\infty dt C(t) e^{-t/\tau_\phi} \quad (1)$$

となる。 $\hbar$ は換算プランク定数(プランク定数  $h$  を  $2\pi$  で割ったもの)、 $m$ は電子の質量である。符号が負になるのは、第2図(c)のようなループを作ると、伝導率が減少するためである。 $2\hbar/m$ の因子は  $\lambda_F v_F$  に比例しており、 $\lambda_F$  程度の幅をもった束がフェルミ速度  $v_F$  で進んでいるときの経路に沿った積分、と考えることができる。 $C(t)$ は拡散的に伝導して、時間  $t$  経過後に出発点に戻ってくる確率に比例した因子である。 $e^{-t/\tau_\phi}$ は位相コヒーレンスを「手」で入れた形になっており、位相緩和時間  $\tau_\phi$  経過すると、出発点に戻ってくる確率は指数関数的に減少する。このとき位相緩和長  $L_\phi$  と位相緩和時間  $\tau_\phi$  は拡散定数  $D$  と

$$L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi} \quad (2)$$

で関係付けられている。 $D$  と伝導率  $\sigma_0$  はインシュタインの関係式から、 $\sigma_0 = DNe^2$  で結ばれている。 $N$ はフェルミエネルギーでの状態密度、 $e$ は電子の素電荷の絶対値である。

一方、式(1)の積分を実行する際、弾性散乱時間  $\tau_e (= l_e/v_F)$  より短い時間スケールでは、系は拡散的ではなく弾道的(バリスティック)であり、拡散に基づいた  $C(t)$ は厳密には正しくない。そこで式(1)を積分する際、短い時間スケールの問題を取り扱うために、半ば経験則的に  $1 - e^{-t/\tau_e}$  を入れる。

試料の厚みが  $d$ 、幅が  $w$ 、長さが  $L$  の導体を考える。量子コヒーレンスを考えると次の次元は、位相緩和長  $L_\phi$  との大小関係で決まる。 $d, w < L_\phi \ll L$  であれば「擬1次元系」、 $d < L_\phi < w \ll L$  であれば「擬2次元系」となる<sup>5)</sup>。「擬」という言葉を用いる理由は、伝導電子の本当の次元は、フェルミ波長  $\lambda_F$  と試料の大きさで決まるからである。§3で議論する半導体ヘテロ接合では、膜厚方向は高

いポテンシャル障壁によって閉じ込められ、フェルミ波長 ( $\lambda_F \sim 50$  nm) より短いので「2次元系」であるが、 $\lambda_F < w < L_\phi \ll L$  なので「擬1次元系」である。また§4で議論する金属細線では、 $\lambda_F \ll L, d, w$  なので、本来は「3次元系」であるが、やはり  $\lambda_F \ll d, w < L_\phi \ll L$  を満たすので「擬1次元系」である。以下では、 $d, w < L_\phi \ll L$  を満たす細線を主に議論するので、擬1次元系の結果のみを示す<sup>4,5)</sup>。

$$\begin{aligned} \delta\sigma_{\text{loc}} &= -\frac{2\hbar}{m} \sigma_0 \int_0^\infty dt \frac{1 - e^{-t/\tau_e}}{w\sqrt{4\pi Dt}} e^{-t/\tau_\phi} \\ &= -\frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{L_\phi}{w} \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (\tau_\phi/\tau_e)}} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

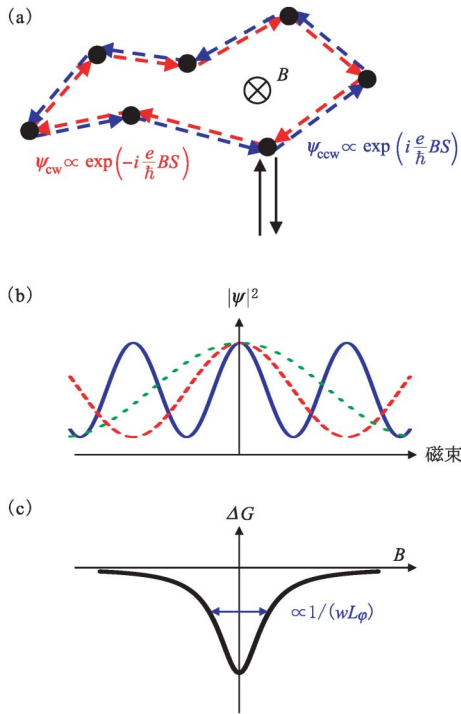
実際に、ドルーデの伝導率  $\sigma_0$  に対する弱局在効果の補正項  $\delta\sigma_{\text{loc}}$  は非常に小さく 0.01-0.1% 程度にしかない。したがって、この補正項を測定するのは通常容易ではない。

最も一般的に行われる弱局在効果の測定は、ゼロ磁場近傍での磁気抵抗の精密測定である。第3図(a)に示すように、弱く局在してできたループ(面積  $S$ )を貫くように、磁束密度  $B$  の磁場を印加した場合を考える。磁場を印加すると、第3図(a)の左回りの経路と右回りの経路では、波動関数が獲得する位相成分が異なる。左回りとは右回りの波動関数  $\psi_{\text{ccw}}, \psi_{\text{cw}}$  が獲得する位相は、ベクトルポテンシャルを経路に沿って積分したものになる。そのため  $\psi_{\text{ccw}}$  と  $\psi_{\text{cw}}$  にはそれぞれ  $e^{i(e/\hbar)BS}$  および  $e^{-i(e/\hbar)BS}$  の因子が付き、位相の符号が逆になる。電子が再び出発点に戻ってきたときの存在確率はそれらの足し合わせになるので、 $|\psi|^2 \equiv |\psi_{\text{ccw}} + \psi_{\text{cw}}|^2$  であるが、振動項にだけ着目すると、

$$\text{Re}(\psi_{\text{ccw}} \psi_{\text{cw}}^*) = \cos\left(2 \frac{e}{\hbar} BS\right) = \cos\left(2\pi \frac{B}{\Phi_0/2S}\right)$$

が得られる。ここで  $\Phi_0$  は磁束量子  $h/e$  である。 $B$  を変化させると、存在確率は  $\Phi_0/2S$  の周期で振動する。アハラノフ-ボーム効果と比べると、左回りと右回りの面積の足し算(ループの2倍の面積)になるので、振動周期は半分になる。

$S$  は電子が不純物に散乱されながら作るループであるが、このようなループは試料の中に多数存在し、また  $S$  の大きさもさまざまである。したがって、すべての考えられる  $\cos$  曲線を足し合わせ



第3図

- (a) 弱局在効果の磁場依存性. 左回り (counter clockwise; ccw) の経路は青矢印, 右回り (clockwise; cw) の経路は赤矢印で示す.
- (b) 振動項の磁束依存性. 磁場の大きさ  $B$  を固定した場合, 磁束は  $BS$  なので, 面積  $S$  の大きさに応じて振動周期が異なる.
- (c) 弱局在効果で期待される磁気伝導度. 擬1次元系の場合, 磁気伝導度の幅は  $1/wL_\phi$  に比例する.

たとき, 必ず  $B=0$  だけがいつも強め合う条件として残る [第3図(b)]. 擬2次元系では  $S$  が  $L_\phi^2$ , 擬1次元系では  $wL_\phi$  程度を超えてしまうと, 電子の波動関数は干渉パターンを作れなくなる. これらをすべて総合すると, 第3図(c)のような磁気伝導度 (磁気抵抗の逆数) 曲線が得られ, 曲線の幅は, 位相緩和長  $L_\phi$  に関係している. 曲線の半値幅は, 擬2次元系であれば  $1/L_\phi^2$  に, 擬1次元系であれば  $1/wL_\phi$  に比例する. 具体的に式(3)で磁場依存性を考慮した磁気伝導度  $\Delta G \equiv G(B) - G(\infty)$  は下記のように表わされる.

$$\Delta G = -\frac{e^2}{\pi \hbar} \frac{L_\phi}{L} \frac{1}{\sqrt{1 + (L_\phi^2 w^2 / 3 l_B^4)}} \quad (4)$$

$l_B \equiv \sqrt{\hbar / eB}$  は磁気長と呼ばれる.

実際の実験では, 擬1次元系 (細線) や擬2次元

系 (薄膜) を作製し, その磁気抵抗を測定することで,  $G(B)$  を得ることができ, 磁気伝導度の式 [擬1次元系の場合には式(4)] でフィッティングすることで,  $L_\phi$  を定量的に求めることができる. ここで筆者が擬1次元細線を主に説明する理由を述べたい. 通常の擬2次元系では, 磁気伝導度の式にディガンマ関数  $\Psi$  (ガンマ関数  $\Gamma$  の対数微分) が入るが, 擬1次元系の場合には式(4)のような平方根になるため, 解析が行いやすい. もう1つ重要な利点は, フィッティングできる磁場範囲が圧倒的に増えることがある. 擬2次元系では, 直径  $L_\phi$  の円の中に磁束量子が1本入る程度で干渉が消えてしまう.  $L_\phi$  が  $10 \mu\text{m}$  程度だと, 磁場範囲も  $1 \text{ G}$  程度と非常に小さいが, 細線にすれば,  $wL_\phi$  の細長い長方形の中に磁束量子が1本貫く程度に代わるので, たとえば  $w$  を  $100 \text{ nm}$  程度にすれば, 磁場範囲も  $100$  倍程度にまで広がり, より正確に  $L_\phi$  を見積もることができる.

## 2.2 内因的量子デコヒーレンスの問題

導体中には多数の伝導電子が存在し, その電子間には相互作用が働いている. 相互作用が強ければ, 電子同士は絶えず衝突を繰り返しているように思えるが, フェルミ縮退している状態では, パウリの排他原理のために, 衝突確率は小さく抑えられている. フェルミ液体論によると, 電子は相互作用という衣を着た準粒子として扱われる. この準粒子同士の散乱による寿命  $\tau$  は,

$$\frac{\hbar}{\tau} \sim \frac{(k_B T)^2}{\epsilon_F} \quad (5)$$

と表わされ, 温度ゼロの極限では準粒子の寿命  $\tau$  は発散的に長くなる<sup>6)</sup>. ここで,  $k_B$  はボルツマン定数,  $T$  は温度,  $\epsilon_F$  はフェルミエネルギーである. また準粒子と元の粒子である電子との間には, 1対1対応が成り立つ<sup>6)</sup>. 式(5)の  $\tau$  が, 有限温度における電子の位相緩和時間  $\tau_\phi$  に対応する. これは, 試料内部に不純物や欠陥のない理想的な系における結果であるが, 実際の系には必ず disorder が存在し, 高温ではフォノンなども  $\tau_\phi$  を減少させる要因となる. 今, フォノンによる散乱が無視できるほどの低温を考えた場合, 散乱の要因になるのは, 電子間に働く相互作用である. そ



の場合、擬 1 次元系の  $\tau_\phi$  および  $L_\phi$  は

$$\tau_\phi \propto T^{-2/3} D^{1/3} \quad (6)$$

$$L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi} \propto T^{-1/3} D^{2/3} \quad (7)$$

と表わされる<sup>5,7)</sup>。温度依存性や disorder (拡散定数  $D$ ) 依存性は系の次元により多少の違いはあるが、温度ゼロの極限では、やはり  $\tau_\phi$  や  $L_\phi$  は発散的に長くなる。

しかし、1997年に Mohanty, Jariwala, Webb によって測定された結果によると<sup>8)</sup>、フェルミ液体論に反して、100 mK 以下の極低温領域で  $\tau_\phi$  は発散せずに飽和する振る舞いが観測された。このことから Mohanty らは、フェルミ縮退した電子同士には、本質的に量子コヒーレンスを壊す「内因的量子デコヒーレンス」が存在することを主張した。さらに、Golubev と Zaikin も disorder が存在する系での内因的量子デコヒーレンスの理論を提唱した<sup>9,10)</sup>。

一方、Altshuler らは、内因的量子デコヒーレンスは存在せず、 $\tau_\phi$  が低温の極限で一定値になってしまうのは、すべて外因的な要因であることを主張したため、10年以上に渡って、両者の間で激しい論争が繰り広げられてきた<sup>11,12)</sup>。この間、どのような外的要因(たとえば、近藤効果<sup>2,3,13-24)</sup>や動的な 2 準位系<sup>25,26)</sup>など)が極低温で量子デコヒーレンスを生むかについての理論的、実験的研究が多くなされたが、どの実験も極低温での内因的量子デコヒーレンスの存在を完全に否定するものではなかった。

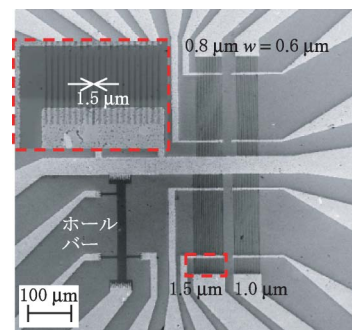
### §3 量子コヒーレンスにおける不純物効果

量子コヒーレンスを実験的に議論するために、これまでの研究では、測定した位相緩和時間  $\tau_\phi$  が温度に対してどのように振る舞うかを調べるものがほとんどであった。しかし、式(6)に示す通り、 $\tau_\phi$  は温度  $T$  だけでなく、系の乱れ、つまり拡散定数  $D$  にも依存する量である。位相緩和時間  $\tau_\phi$  の  $D$  依存性を調べることで、内因的量子デコヒーレンスの存在の有無を明らかにすることができる。そこで筆者らは、高移動度の半導体 2 次元電子ガスを用いた実験を行った。金属系では、拡

散定数  $D$  の値を大きく変調できないことが、問題解決の 1 つの障害になっていた<sup>8,27)</sup>。一方、半導体 2 次元電子ガスを用いれば、後述するように、 $D$  の値を大きく変えることが可能であり、式(6)、(7)を十分確認することができる。さらに半導体 2 次元電子系では、平均自由行程  $l_e$  が細線幅  $w$  よりも長く、細線長  $L$  より短い半バリスティック領域<sup>28,29)</sup>と呼ばれる、金属細線では調べることのできない領域も調べることができる。§3.1で、半導体 2 次元電子系を用いた細線加工や拡散定数  $D$  の変調の仕方を説明した後に、§3.2で拡散領域( $l_e < w, L$ )での位相緩和長の温度依存性、不純物依存性を紹介し、さらに §3.3では半バリスティック領域での量子コヒーレンスについて議論する<sup>30,31)</sup>。

#### 3.1 半導体 2 次元電子系を用いた擬 1 次元細線の作製と拡散定数の変調

第 4 図に示すように、GaAs/AlGaAs 半導体ヘテロ接合を有する基板(電子濃度  $n_e = 1.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 、移動度  $\mu_e = 1.3 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ )上に、電子線描画装置を用いて、ホールバーと、細線(設計値で  $w = 600, 1000, 1500 \text{ nm}$ )を 20 本並列に描画し、アルミニウムを蒸着してリフトオフすることで、ホールバーおよび細線部だけにアルミニウムマスクを残すことができる。20本の細線を準備する理由は、1本の細線では大きく伝導度に重畳する普遍コンダクタンス揺らぎ(universal conductance fluctuation; UCF)を、20本の細線で平均化



第 4 図

GaAs/AlGaAs 半導体ヘテロ接合で作製されたホールバーと擬 1 次元細線の電子顕微鏡像。挿入図は赤点線部分の拡大図である。

第1表

測定に使用した半導体2次元電子系ガスの特性. 拡散定数  $D$  は, 集束イオンビームを用いて, Ga イオン(\*のみ Mn イオン)を2次元電子ガスより 60 nm 上に注入することによって変調した.

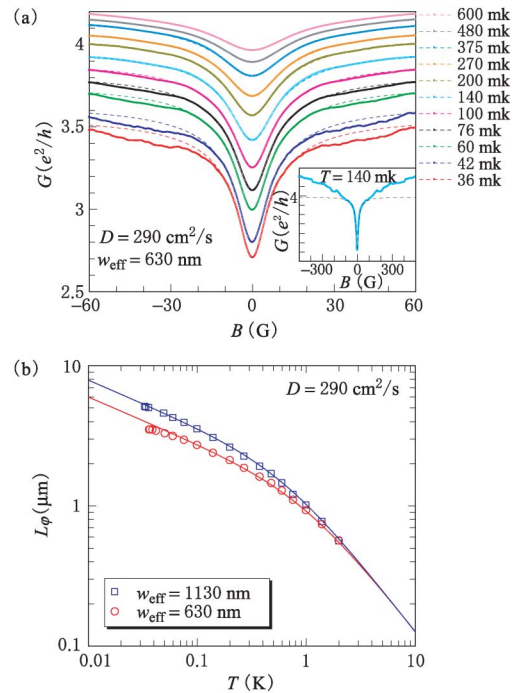
| Ga イオン注入量 ( $\text{cm}^{-2}$ ) | $D (\text{cm}^2/\text{s})$ | $l_e (\text{nm})$ | $k_F l_e$ |
|--------------------------------|----------------------------|-------------------|-----------|
| 0                              | 3500                       | 4000              | 400       |
| 0                              | 3100                       | 3600              | 350       |
| $*1.0 \times 10^8$             | 2400                       | 2800              | 270       |
| $1.0 \times 10^8$              | 1400                       | 1700              | 160       |
| $6.0 \times 10^8$              | 600                        | 660               | 69        |
| $1.0 \times 10^9$              | 290                        | 340               | 33        |
| $2.0 \times 10^9$              | 170                        | 200               | 19        |
| $2.5 \times 10^9$              | 130                        | 160               | 15        |

することで小さくするためであり, 弱局在効果の寄与だけを得られるように工夫をしている<sup>30-32)</sup>. その後, アルゴンミリング法を用いて, 表面を 5 nm だけ削った. 削った箇所では, GaAs/AlGaAs 界面 (表面から 110 nm 下) に形成される 2 次元電子ガスは空乏化し, 伝導に寄与しなくなる. このため細線幅は設計値よりやや狭くなる ( $w_{\text{eff}} = 320, 630, 1130 \text{ nm}$ ). 水酸化ナトリウム溶液に基板を浸すことで, アルミニウムマスクを除去した. このように表面層だけ浅くエッチングを行うことで, 細線の境界では鏡面反射が起きる<sup>33)</sup>. 電極には AuGeNi 合金を用いた.

準備した細線およびホールバーに, 集束イオンビーム装置を用いて, Ga イオンもしくは Mn イオンをランダムに浅く打ち込むことによって, バンド構造を変えることなく, 2 次元電子ガスの感じる disorder ポテンシャルを導入した<sup>34,35)</sup>. 第1表にホールバーを用いて測定されたサンプルの特性をまとめる.  $D$  を 2 桁以上に渡って変調することができた. それに応じて平均自由行程  $l_e$  も, 線幅より長い領域から短い領域まで変化させることが可能になった.

### 3.2 拡散領域における量子コヒーレンス

まずは, 高移動度 2 次元電子系に disorder を人工的に導入して,  $l_e < w_{\text{eff}} \ll L$  を満たす拡散領域で測定された位相緩和長の結果から説明する. 拡散領域は, 金や銀などの高純度貴金属を用いた測定も行われている領域である. また, フェルミ液体論に基づいた disorder 依存性か, 内因的量子デコヒーレンスに基づいた disorder 依存性かを判別することも可能である. 第5図(a)に極低温で測定



第5図

- (a) 拡散領域で測定された細線の磁気伝導度の温度依存性. 挿入図は高磁場領域まで測定された  $T = 140 \text{ mK}$  での磁気伝導度. 点線は式(4)でフィッティングした結果.
- (b) 拡散領域で得られた位相緩和長  $L_\phi$  の温度依存性. 実線は式(2), (5), (6)を用いてプロットした結果. これらの式では係数は省略しているが, 係数まで含めて理論と実験は一致している.

された磁気伝導度の温度依存性を示す. 点線は式(4)に細線の本数  $n = 20$  を乗じた式でフィッティングした結果である. この際のフィッティングパラメータは  $L_\phi$  のみである. なお線幅に関しては, 設計値ではなく, すべての温度および拡散定数の値で同じ有効線幅  $w_{\text{eff}} = 320, 630, 1130 \text{ nm}$  を用い

た．半導体2次元電子ガスの場合，シュブニコフ・ド・ハース(Shubnikov-de Haas)振動などの影響もあり，フィッティングできる磁場範囲は，§4で議論する金属細線よりも狭いが[第5図(a)挿入図参照]，すべての温度領域で線幅とピークの高さを再現できている．

フィッティングで得られた $L_\phi$ を，温度の関数として両対数プロットしたものを第5図(b)に示す．最低温度30 mKまで $L_\phi$ は飽和することなく，式(7)で示されている通り， $L_\phi \propto T^{-1/3}$ で増加し続け，金属細線で議論されていた極低温領域における飽和は観測されなかった．一方 $T \geq 1$  Kでは，量子性が保たれる長さスケール熱的拡散長 $L_T = \sqrt{\hbar D / k_B T}$ が平均自由行程 $l_e$ より短くなるため，電子の量子コヒーレンスはdisorderではなく，温度によってのみ決まる式(5) ( $L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi} \propto T^{-1}$ )が適用される．つまり $L_T < l_e$ となれば，不純物や欠陥などでの散乱は電子の波動関数にとって無関係となり，量子コヒーレンスは温度のみで決まるフェルミ液体論で記述される<sup>36)</sup>．そのため， $T \geq 1$  Kでは，線幅に依存せず， $L_\phi$ は同じ値に近づく．

さらに拡散領域における $L_\phi$ の $D$ 依存性を示したのが第6図である．この図から明らかなように， $L_\phi$ は $T = 60$  mKという極低温でも $L_\phi \propto D^{2/3}$ となり，Altshuler, Aronov, Khmelnitsky(AAK)によって予測された，disorderを考慮したフェルミ

液体論と一致している<sup>7)</sup>．さらに，式(7)では比例係数を省略して記述しているが，驚くべきことにその比例係数まで含めて定量的に一致した．この結果は，Mohantyらが実験的に主張し<sup>8)</sup>，GolubevとZaikin(GZ)が理論的に予測した「内因的量子デコヒーレンス」(低温で飽和した $L_\phi$ の値が $D$ に比例する)の可能性<sup>9,10)</sup>を完全に排除し，フェルミ液体論が正しいことを支持するものである<sup>30,31)</sup>．

### 3.3 半バリスティック領域における量子コヒーレンス

半導体2次元電子系では，disorderを少なくすることで，平均自由行程 $l_e$ が実行的な細線幅 $w_{\text{eff}}$ よりも長くなり得る<sup>4,28)</sup>．この際，細線の境界における散乱が拡散的ではなく鏡のような反射であれば，弱局在効果の式(4)は以下ようになる．

$$\Delta G = -\frac{e^2}{\pi \hbar} \frac{L_\phi}{L} \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 + (\tau_\phi / \tau_B)}} - \frac{1}{\sqrt{1 + (\tau_\phi / \tau_B) + (\tau_\phi / \tau_e)}} \right\} \quad (8)$$

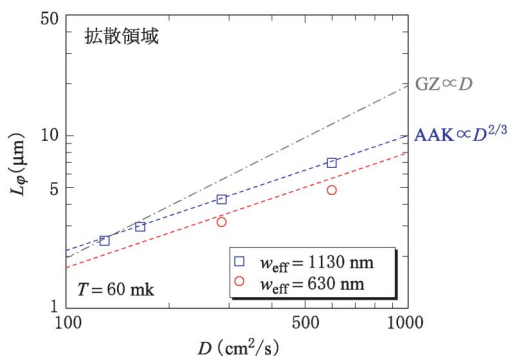
ここで， $\tau_B$ は磁気長 $l_B$ と $\sqrt{w_{\text{eff}} l_e}$ との大小関係によって，低磁場側と高磁場側で依存性が異なるが，全磁場範囲を扱う際には，これらの足し合わせで2つの領域を表現できることが知られている<sup>28,29,37)</sup>．

$$D\tau_B = D\tau_B^{\text{low}} + D\tau_B^{\text{high}} = \frac{9.5}{2} \frac{l_B^4 l_e}{w_{\text{eff}}^3} + \frac{4.8}{2} \frac{l_B^2 l_e^2}{w_{\text{eff}}^2} \quad (9)$$

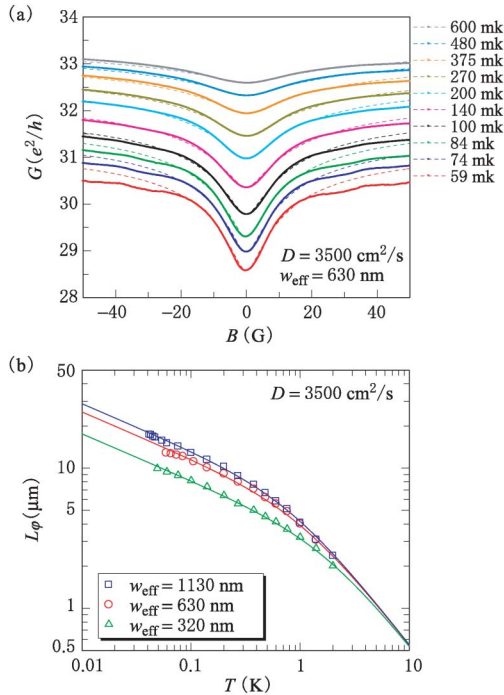
ただし，式(9)は $l_B > w_{\text{eff}}$ の磁場範囲でしか適用できない．たとえば， $w_{\text{eff}} \sim 500$  nmであれば，フィッティングできる磁場範囲はおよそ20 G程度である．

第7図(a)に半バリスティック領域( $l_e > w_{\text{eff}}$ )における磁気伝導度を示す．点線は式(8)に細線の本数 $n = 20$ を乗じた式でフィッティングした結果で，この場合のフィッティングパラメータも $L_\phi$ のみである．拡散領域と比べると，フィッティングできる磁場範囲はわずかに狭まるものの，異なる線幅・温度で，実験で得られた弱局在曲線を再現することができる．

フィッティングで得られた $L_\phi$ を温度の関数として両対数プロットしたものを第7図(b)に示



第6図 拡散領域で得られた $T = 60$  mKにおける位相緩和長 $L_\phi$ の拡散定数 $D$ 依存性．点線は式(7)をプロットした結果．式(7)では係数は省略しているが，係数まで含めて実験結果と一致している．一点鎖線はGolubevとZaikin(GZ)が提唱した，内因的量子デコヒーレンスで期待される $D$ 依存性．

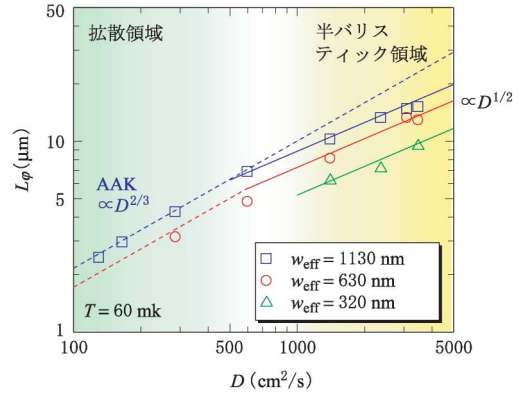


第7図

- (a) 半バリスティック領域で測定された細線の磁気伝導度の温度依存性. 点線は式(8)および式(9)でフィッティングした結果.  
 (b) 半バリスティック領域で得られた位相緩和長  $L_\phi$  の温度依存性. 実線は式(2), (5), (6)を用いてフィッティングした結果.

す. 拡散領域における結果と同じく, 最低温度30 mKまで飽和することなく  $L_\phi \propto T^{-1/3}$  に従うこと, 1 K以上では  $L_\phi \propto T^{-1}$  に比例して  $L_\phi$  が減少することがわかった. この温度依存性は, 半バリスティック領域で理論的に期待される振る舞いと一致する<sup>38)</sup>.

さらに  $L_\phi$  の disorder 依存性を示したのが第8図である. 半バリスティック領域での  $D$  依存性は, 拡散領域で期待される依存性よりも緩やかで,  $L_\phi \propto D^{1/2}$  となることがわかった. 式(2)を用いて位相緩和時間にすると,  $\tau_\phi$  は disorder に依存しないことを意味している<sup>30,31)</sup>. 現在までのところ, 半バリスティック領域における量子コヒーレンスの disorder 依存性に関する理論は存在しないが, 今後理論的な研究が進めば, バリスティック領域と拡散領域の間で生じる特異な量子コヒーレンスが議論できるかもしれない.



第8図

$T = 60$  mKにおける位相緩和長  $L_\phi$  の拡散定数  $D$  依存性. 半バリスティック領域では Altshuler, Aronov, Khmel'nitsky (AAK) によって予測された  $D$  依存性よりも弱い依存性 ( $\propto D^{1/2}$ ) を示す.

## §4 スピンのコヒーレンス

§3では, スピン軌道相互作用の無視できる系での量子コヒーレンスを議論してきた. しかし, スピン軌道相互作用が無視できるほど小さい系は一般的ではなく, 多くの導体中では, 磁気抵抗を測定するとスピン軌道相互作用の効果が現れ, 局在から反局在となる. 次節では, スピン軌道相互作用と弱反局在効果について議論する.

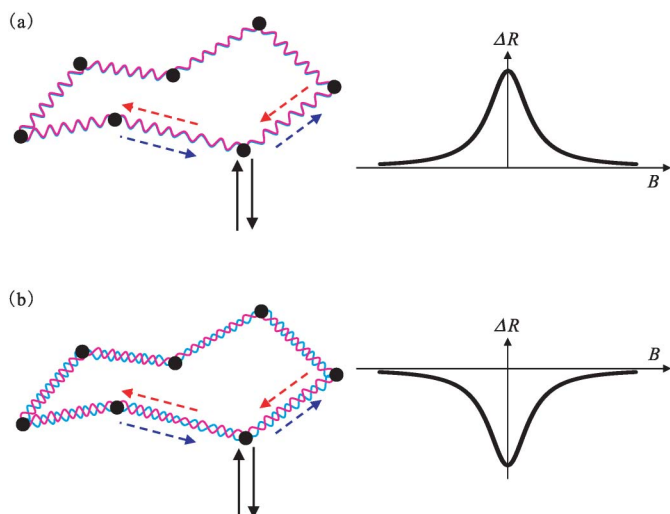
### 4.1 スピン軌道相互作用と弱反局在効果

スピン軌道相互作用が無視できない導体中では, 式(4)にスピン軌道相互作用に関係したスピン軌道長  $L_{SO}$  が加わり, 磁気伝導度は

$$\Delta G = -\frac{e^2}{\pi \hbar} \frac{L_\phi}{L} \left( \frac{3/2}{\sqrt{1 + (4L_\phi^2/3L_{SO}^2) + (L_\phi^2 w^2/3l_B^4)}} - \frac{1/2}{\sqrt{1 + (L_\phi^2 w^2/3l_B^4)}} \right) \quad (10)$$

と表わされる<sup>5,39)</sup>. もしスピン軌道相互作用が弱く,  $L_{SO} \gg L_\phi$  が満たされていれば,  $L_\phi$  はスピン軌道相互作用の効果による制限がないため, 式(10)は式(4)に戻る. 一方, スピン軌道相互作用が強く,  $L_{SO} \ll L_\phi$  になると, 逆に負の磁気伝導度, つまり正の磁気抵抗  $\Delta R \cong -R^2 \Delta G$  が生じる ( $R$  は細線の抵抗値). これは, 無視できない強さのスピン軌道相互作用が金属中に内在すると, 干渉の位





第9図

(a) 弱局在効果および(b) 弱反局在効果の概念図．弱局在効果では、ゼロ磁場下で電子の波動関数は強め合うので、負の磁気抵抗が現れるが、弱反局在効果ではスピン軌道相互作用のため、逆に電子の波動関数は弱め合い、正の磁気抵抗が現れる．

相が $\pi$ ずれて、局在ではなく反局在効果が現れることに起因している(第9図参照)．歴史的には、1980年に氷上-Larkin-長岡によって初めて弱局在効果にスピン軌道相互作用の効果が導入された<sup>40)</sup>．氷上-Larkin-長岡によって定式化されたのは、擬2次元系に対する弱反局在効果であったが、式(10)は擬1次元系に対する表式である．また第9図に示す通り、スピン軌道相互作用は干渉パターンの位相に寄与するだけで、位相緩和長そのものを変えるわけではない<sup>\*3</sup>．

一般に弱(反)局在効果は、フォノンによる非弾性散乱が比較的小さい10 K程度以下の低温領域で測定される．このような低温領域では、スピン軌道長 $L_{SO}$ は温度によって大きく変化しないことが知られている<sup>14)</sup>．したがって、全温度領域で $L_{SO}$ を固定し、 $L_{\phi}$ のみをフィッティングパラメータとすることで、極低温での量子コヒーレンスが議論できる．一方、スピン軌道長 $L_{SO}$ はその名の通り、スピン軌道相互作用に関するパラメータで、物質に固有のものだと考えられてきた．この後で議論するように、実は $L_{SO}$ はスピントロニクスで議論されるスピン拡散長と深く関係している．その関係を見る前に、スピントロニクス

素子でスピン拡散長がどのように見積もられるかを見ていくことにする．

## 4.2 スピントロニクス素子におけるスピン拡散長

導体中に一定の電流を流したとき、伝導電子の電荷は保存量なので、当然電流値は変化しない．一方、伝導電子のスピン角運動量は、ある量子化軸(たとえば $z$ 方向)を決めておいたとき、有限時間かけて導体中を伝導すると、スピン軌道相互作用によってスピンの向きは量子化軸からずれてしまい、一般には保存しない．スピン角運動量の情報をどれだけ長く、遠くまで伝送できるかという問題は、スピンの情報を電氣的に扱うスピントロニクス分野では、最も重要な課題の1つである<sup>41,42)</sup>．

スピン角運動量の向きをどのくらいの時間保持できるかの指標になるのがスピン緩和時間 $\tau_s$ であり、長さの指標になるのがスピン拡散長 $\lambda_s$ である．これらは式(2)と同様に系の拡散定数 $D$ を用いて、 $\lambda_s = \sqrt{D\tau_s}$ の関係をもつ．スピン拡散長は、強磁性体と非磁性体の薄膜を多層に積層した構造で発見された巨大磁気抵抗効果<sup>43,44)</sup>を説明する際に、ValetとFertによって1993年に議論されており<sup>45)</sup>、強磁性体と非磁性体との界面で生じるスピン蓄積が指数関数で減衰する距離として定義されている．2000年代に入ると、微細加工技術を用いて、サブマイクロメートルの強磁性体細線と

\*3 ただし後述するように、スピン軌道長と位相緩和長はそれぞれ系の拡散定数 $D$ でつながっているため、 $D$ が小さくなれば、両方とも小さくなる．

非磁性体細線を第10図(a)のように横に配置した構造での研究も行われている<sup>46,47)</sup>。横型素子の最大の利点は、非局所に電流を流すことによって、スピン角運動量のみの流れ「純スピン流」を作り出せることである。以下では、この横型素子の構造でどのようにスピン拡散長が定量的に算出できるかを説明する。

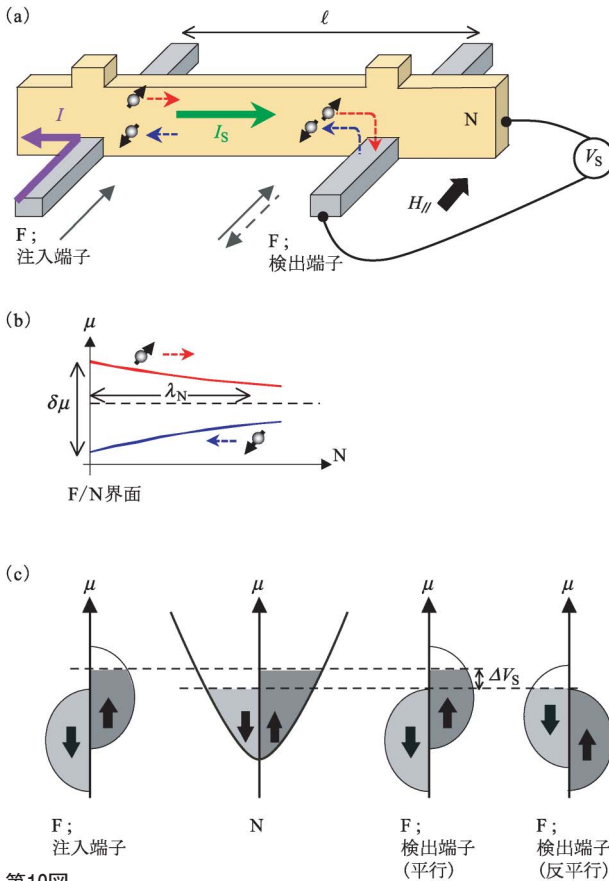
第10図(a)にあるように、2本の強磁性体細線を平行に準備し、それらを非磁性体細線で架橋した横型の構造を考える。この際、強磁性体(F)細線は1つの磁区(単磁区)しか持たないように、線幅 $w_F$ を100 nm程度とし、膜厚を $t_F$ 、抵抗率を $\rho_F$ 、

強磁性体細線間の距離を $\ell$ とする。また非磁性体(N)細線の線幅 $w_N$ も $w_F$ と同程度とし、膜厚を $t_N$ 、抵抗率を $\rho_N$ とする。左側のF細線からN細線左側に電流 $I$ を流す場合を考えたとき、アップ( $\uparrow$ )スピンとダウン( $\downarrow$ )スピンの数のバランスを考慮する必要があるため、電気化学ポテンシャル $\mu_{\uparrow(\downarrow)} \equiv \varepsilon_F^{\uparrow(\downarrow)} + e\phi$ を導入する。 $\varepsilon_F^{\uparrow(\downarrow)}$ はアップ(ダウン)スピンのフェルミエネルギーで、 $\phi$ は静電ポテンシャルである。F/Nの界面で、電気化学ポテンシャル $\mu_{\uparrow(\downarrow)}$ は連続になるため、接合近傍にはスピン蓄積 $\delta\mu (\equiv \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})$ が生じる[第10図(b)、(c)]。このスピン蓄積は非平衡状態であるため、非磁性金属中で緩和する。電流の流れしていないN細線の右側では、スピン蓄積の緩和だけが生じている。純スピン流 $I_S$ はこのスピン蓄積の勾配に比例した物理量であり、スピン拡散長 $\lambda_N$ と呼ばれる特性長に渡って距離とともに減衰する。ここで、 $\lambda_N$ の範囲内に検出用のF細線を接合すると、電流注入端子と電圧検出端子のF細線の磁化配向方向に依存して変化する非局所電圧 $V_S$ が検出される[第10図(c)]。2つのF細線の磁化が平行と反平行のときの差分 $\Delta V_S$ を電流 $I$ で割ったものをスピン信号 $\Delta R_S$ と呼び、その大きさは検出端子位置でのスピン蓄積量に比例する。そのときのスピン信号 $\Delta R_S$ の表式は、高橋-前川の1次元モデルで説明できる<sup>48)</sup>。

$$\Delta R_S \equiv \frac{\Delta V_S}{I} = \frac{4p_F^2 R_N (R_F/R_N)^2 e^{-\ell/\lambda_N}}{\{1 + 2(R_F/R_N)\}^2 - e^{-2\ell/\lambda_N}} \quad (11)$$

ここで $p_F$ は強磁性体細線のスピン偏極率、 $R_F$ と $R_N$ はそれぞれ強磁性体と非磁性体のスピン抵抗で、 $R_F = \rho_F \lambda_F / (1 - p_F^2) w_N w_F$ 、 $R_N = \rho_N \lambda_N / w_N t_N$ で定義される。 $\lambda_F$ は強磁性体のスピン拡散長である。

異なる $\ell$ に対して $\Delta R_S$ を測定し、式(11)でフィッティングすることで、 $\lambda_N$ や $p_F$ を決定できる<sup>46-48)</sup>。しかしこの素子構造では、電子線描画装置の分解能等の技術的な制約のため、決定できる $\lambda_N$ はおおよそ数 $\mu\text{m}$ –100 nm程度までで、比較的スピン軌



第10図

- (a) 横型構造を用いたスピン輸送素子の概念図。  
 (b) 電流 $I$ を流すことで生成されるF/N界面のスピン蓄積 $\delta\mu$ とN細線中での減衰の様子。スピン蓄積が緩和する過程で、純スピン流 $I_S$ が流れる。  
 (c) NおよびF細線の電気化学ポテンシャル。2つのF端子の磁化状態(平行もしくは反平行)に応じて、電圧差 $\Delta V_S$ が生じる。

道相互作用の弱い物質のスピン拡散長である．一方，近年のスピン트로ニクス分野では，スピン軌道相互作用の強い物質を用いることで，純スピンドラを生成する手法がいくつか提案されており，そのような物質に大きな注目が集まっている<sup>49-51</sup>．スピン軌道相互作用の強い物質は逆にスピン拡散長が数 nm 程度と非常に短いために，上述した方法でのスピン拡散長の決定は難しい．現在までにスピン軌道相互作用の強い物質のスピン拡散長を決定する方法は数種類報告があるが，ここでは上述の横型素子を活かした方法を紹介する<sup>50,51</sup>．

第10図(a)の横型素子に，さらにスピン軌道相互作用の強い導体(M)細線を，2本のF細線のちょうど真ん中に配置し，それらをスピン軌道相互

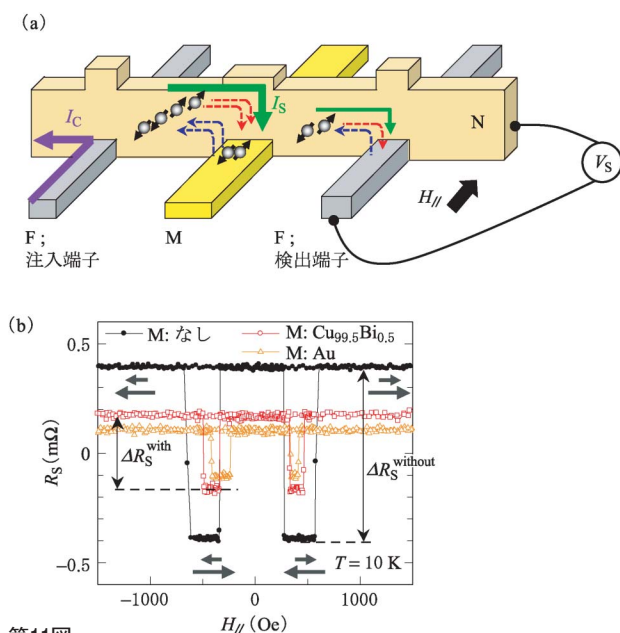
作用の弱いN細線で架橋した構造を考える[第11図(a)]．中央に配置した細線の幅  $w_M$  はその他の線幅と同程度の 2-300 nm とし，膜厚を  $t_M$ ，抵抗率を  $\rho_M$  とする．上述したように，左側のF細線からN細線の左側に電流を流すと，N細線の右側では純スピンドラ  $I_S$  が生じる．しかし，第11図(a)には中央にスピン軌道相互作用の強いM細線があるため， $I_S$  のほとんどはM細線の中で緩和する．緩和しきれなかった残りの  $I_S$  が電圧検出端子のF細線まで到達し，非局所電圧として測定される．M細線があるとき( $\Delta R_S^{\text{with}}$ )とないとき( $\Delta R_S^{\text{without}}$ )のスピン信号を比べることによって[第11図(b)]，M細線のスピン拡散長  $\lambda_M$  が決定できる．

$$\frac{\Delta R_S^{\text{with}}}{\Delta R_S^{\text{without}}} = \frac{2Q_M \{ \sinh(\ell/\lambda_N) + 2Q_F e^{\ell/\lambda_N} + 2Q_F^2 e^{\ell/\lambda_N} \}}{\cosh(\ell/\lambda_N) - 1 + 2Q_M \sinh(\ell/\lambda_N) + 2Q_F \{ e^{\ell/\lambda_N} (1 + Q_F) (1 + 2Q_M) - 1 \}} \quad (12)$$

ここで， $Q_F$  はF細線とN細線のスピン抵抗の比( $Q_F = R_F/R_N$ )， $Q_M$  はM細線とN細線のスピン抵抗の比( $Q_M = R_M/R_N$ )，M細線のスピン抵抗は  $R_M$

$= \rho_M \lambda_M / w_M w_N \tanh(t_M/\lambda_M)$  である．式(12)の未知数は  $R_M$  のみなので，M細線があるときのスピン信号  $\Delta R_S^{\text{with}}$  を測定すれば， $\lambda_M$  が得られる<sup>39,52-54</sup>．

§4.3でスピン軌道長とスピン拡散長の関係を述べる前に，この横型素子の利点をまとめておきたい．スピン트로ニクスでスピン拡散長を決定する際に，ほとんどの実験(恐らくこの手法以外)では，スピン軌道相互作用の強い導体の膜厚  $t_M$  を変えながら，何らかの信号を観測し，膜厚の関数としてフィッティングすることで， $\lambda_M$  が決定される<sup>55</sup>．しかし，§4.4で説明するように， $\lambda_M$  は抵抗率  $\rho_M$  にも依存する物理量で， $\rho_M$  は(特に低温で)膜厚  $t_M$  に依存するので， $t_M$  を固定できる点で，より信頼度の高い  $\lambda_M$  が得られる．もう1つの利点として，この素子は，スピン軌道相互作用の強いM細線とF細線とが直接接触せず，必ずスピン軌道相互作用の弱いN細線を，数百 nm に渡って介している点である．白金のようなスピン軌道相互作用の強い金属が，強磁性体金属と直接接触すると，白金の界面も強磁性体化して磁気モーメントをもつという研究もある<sup>56-58</sup>．その場合には，白金そ



第11図

- (a) M 細線を挿入した場合の横型スピン輸送素子の概念図．  
 (b)  $T = 10$  K で測定された M 細線がない場合とある場合(Au および CuBi 合金)のスピン信号  $R_S$ ．図中の矢印は(a)の注入および検出強磁性体細線の磁化方向を表わす．

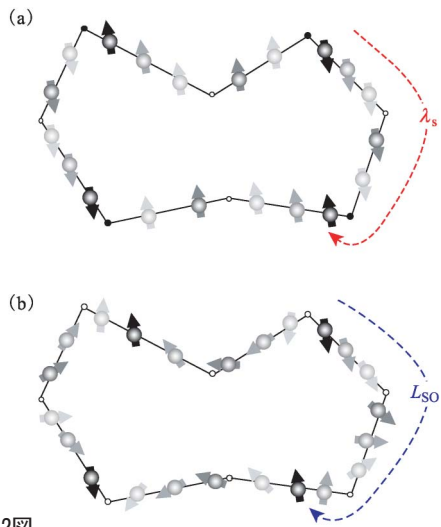
のもののスピン拡散長を得ることは難しい．一方で，上述した横型素子であれば，そのような近接効果の可能性は完全に排除できる<sup>56)</sup>．

### 4.3 スピン軌道長とスピン拡散長

§4.2で，横型素子を用いると，スピン拡散長を定量的に求められることを示してきた．しかしながら，特にスピン軌道相互作用の強い白金のスピン拡散長について，上述の方法で求められた値と，強磁性体/白金2層膜を用いて得られた値とは数倍の違いが生じており，未だに激しい論争が続いている<sup>39,55)</sup>．§4.2のような素子を利用せず，比較的簡単に導体中のスピン緩和を議論できる方法が，実は§4.1で紹介した弱反局在効果測定である．第2表を見ると，スピン軌道長 $L_{\text{SO}}$ とスピン拡散長 $\lambda_s$ は非常に近い値であることがわかる．しかし， $L_{\text{SO}}$ は非磁性体の磁気抵抗を測定することで得られる物理量， $\lambda_s$ は強磁性体を用いたスピン輸送測定から得られる物理量なので，2つをまったく別のもの，もしくは値がほとんど一緒なので同一のもの，と捉えていた方も多いかもしれない．実際筆者自身も， $L_{\text{SO}}$ と $\lambda_s$ が何となく近い値であるくらいの認識しかなかった．また筆者の知る限りこの2つの物理量を正しく関連付けた論文は文献41)しかない(しかも長いレビュー記事の中で数行程度の記述である)．

以下では，低温における当方的な不純物散乱に話を限定する．このとき，スピン軌道長 $L_{\text{SO}}$ とスピン拡散長 $\lambda_s$ の直感的な描像は，第12図に示す通りである<sup>50,51)</sup>．第12図(a)は一般的な Elliott–

Yafet 機構<sup>59,60)</sup>の描像である．第10図(a)や第11図(a)で示した通り，強磁性体細線を用いたスピン輸送では，スピンの向きは $\uparrow$ か $\downarrow$ の2つの方向に限られる．Elliott–Yafet 機構では， $\uparrow$ もしくは $\downarrow$ のスピンの方向を持った伝導電子が不純物に散乱する過程を繰り返しているうちに，ある確率でスピン反転が生じ， $\uparrow$ から $\downarrow$ の状態(もしくはその逆の過程)になる<sup>42)</sup>．スピン反転の平均的な距離が，スピン拡散長 $\lambda_s$ となる．一方，第12図(b)では弱反局在効果で生じる描像を図示している．弱反局在の描像では，Elliott–Yafet 機構と異なり，スピン



第12図  
(a) Elliott–Yafet 機構で説明されるスピン拡散描像．  
(b) 弱反局在効果でスピン角運動量の向きが変化する場合．  
 $\lambda_s$ および $L_{\text{SO}}$ はそれぞれ導体のスピン拡散長およびスピン軌道長である．

第2表  
非磁性体金属細線で得られたスピン拡散長とスピン軌道長．Agのスピン拡散長に関しては，式(11)で得られた値を，その他の金属に関しては，式(12)のスピン輸送1次元解析を用いて算出した $\lambda_s^{1\text{D}}$ と，有限要素法を用いた3次元解析で算出した $\lambda_s^{3\text{D}}$ の両方を記す．スピン軌道長に関しては，スピン拡散長と比較するため式(13)に基づき， $\sqrt{3}/2$ 倍している．

| 金 属                                  | 膜厚(nm) | $\lambda_s^{1\text{D}}$ (nm) | $\lambda_s^{3\text{D}}$ (nm) | $(\sqrt{3}/2)L_{\text{SO}}$ |
|--------------------------------------|--------|------------------------------|------------------------------|-----------------------------|
| Ag                                   | 50     | 600                          | —                            | 650 ± 40                    |
| Au                                   | 20     | 33 ± 9                       | 40 ± 16                      | 38 ± 4                      |
| Cu <sub>99.7</sub> Bi <sub>0.3</sub> | 20     | 53 ± 8                       | 86 ± 17                      | 66 ± 4                      |
| Cu <sub>99.5</sub> Bi <sub>0.5</sub> | 20     | 32 ± 9                       | 45 ± 14                      | 37 ± 3                      |
| Pt                                   | 20     | 11 ± 2                       | 10 ± 2                       | 10 ± 2                      |



の向きは規定しない．ただし Elliott-Yafet 機構と同様に，伝導電子は何度か不純物に散乱されながら，徐々に最初のスピン状態から回転し，最終的に始状態とは逆の方向を向く．逆の方向を向くまでにかかる平均的な距離が，スピン軌道長  $L_{SO}$  である．

弱反局在効果の描像では第12図(b)に示す通り，スピンは3次元空間内の自由な向きを取り得るのに対し，Elliott-Yafet 機構の描像では第12図(a)に示す通り， $\uparrow$ か $\downarrow$ の2方向にスピンの向きが制限されている．さらに弱反局在効果の描像では， $\uparrow$ から $\downarrow$ への反転確率(もしくはその逆)のみを考慮しているのに対し，Elliott-Yafet 機構でのスピン緩和頻度( $1/\tau_s$ )は， $\uparrow$ から $\downarrow$ への反転確率と $\downarrow$ から $\uparrow$ への反転確率の足し合わせで記述される．これらをすべて考慮すると，スピン緩和時間  $\tau_s$  とスピン軌道時間  $\tau_{SO}$  の間には  $4/3$  の因子が付く<sup>39,41,54</sup>)． $\lambda_s = \sqrt{D\tau_s}$  および  $L_{SO} = \sqrt{D\tau_{SO}}$  の関係を用いると，最終的に

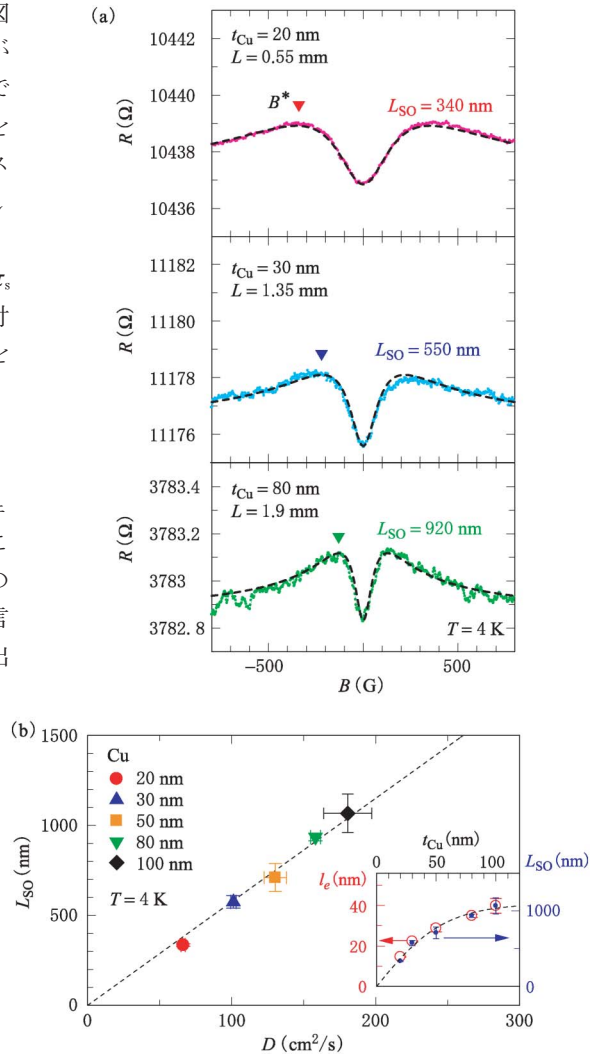
$$\lambda_s = \frac{\sqrt{3}}{2} L_{SO} \quad (13)$$

の関係が成り立つ<sup>39</sup>)．第2表にあるように，フェルミ面がほぼ球であると考えられる銀などではこの関係が定量的に正しいことがわかる．またその他の金属でも概ね，式(13)が成り立っていると言える<sup>54</sup>)．このことから，横型素子を用いた算出されたスピン拡散長は，スピン軌道相互作用の強弱に関わらず，非磁性体自体の特性を反映した物理量であること，一方，強磁性体/非磁性体2層金属膜で得られるスピン拡散長に関しては，非磁性体そのものというよりもむしろ強磁性体/非磁性体界面に特有の効果を反映した値であることが示唆される．

#### 4.4 スピン軌道長の不純物効果

さらに弱反局在効果で得られたスピン軌道長が，本質的に強磁性体・非磁性体を用いたスピン輸送測定で得られるスピン拡散長と同じであることを示すために，膜厚の異なる細線で弱反局在効果を測定した．Elliott-Yafet 機構では，フォノン散乱が無視できる低温に限ると，スピン拡散長は不純物による散乱確

率に反比例する<sup>61,62</sup>)．つまり導体の電気伝導率もしくは，アインシュタインの関係式を用いると拡散定数  $D$  に比例する．式(13)が正しいければ，スピン軌道長も拡散定数  $D$  に比例するはずである．第13図(a)には，異なる膜厚で測定された銅細線の磁気抵抗の結果を示す．膜厚が厚い細線では，磁気抵抗は低磁場側で増大から減少に転じて



第13図

- (a) 異なる膜厚  $t_{Cu}$  で作製された銅細線 ( $w = 100$  nm) の弱反局在曲線．測定温度は  $T = 4$  K．点線は式(10)でフィッティングした結果． $\blacktriangledown$  は  $B^*$  の位置を示す．  
 (b)  $L_{SO}$  の拡散定数  $D$  依存性．点線は式(14)でフィッティングした結果．挿入図は  $L_{SO}$  および  $l_e$  の  $t_{Cu}$  依存性．大きさは違うものの，式(14)で期待される通り，両者とも同じ依存性を示す．

いるが、膜厚が薄い細線では、その磁場( $B^*$ )が高磁場側にシフトしていることがわかる。

式(10)を見ると、磁気抵抗が増大から減少に転じる磁場  $B^*$  はおおそ  $4/3 L_{SO}^2 \sim w^2/3l_B^2$  で見積もられる。つまり  $B^* \sim 2\hbar/ewL_{SO}$  となるので、 $B^*$  を見るだけでも、 $L_{SO}$  が膜厚とともに増大していることがわかる。第13図(b)挿入図は細線の膜厚と平均自由行程  $l_e$  およびスピン軌道長  $L_{SO}$  との関係を表わしている。膜厚が薄いところでは、 $l_e$  は膜厚によって制限されている(つまり半導体2次元電子ガスの細線と異なり、鏡のような反射にはなっていない)のに対し、膜厚が厚くなってくると、 $l_e$  は徐々に飽和してくる。その傾向とまったく同じ傾向が  $L_{SO}$  にも言える。第13図(b)に  $L_{SO}$  を  $D$  の関数としてプロットした結果を示す。明らかに  $L_{SO}$  と  $D$  が線形関係にあるのがわかる。Elliott-Yafet 機構によると、スピン緩和時間  $\tau_s$  は弾性散乱時間  $\tau_e$  に比例するため、その比例係数を  $1/\varepsilon$  とすると式(13)は、

$$L_{SO} = \frac{2}{\sqrt{3}} \lambda_s = \frac{2D}{v_F \sqrt{\varepsilon}} = \frac{2l_e}{3\sqrt{\varepsilon}} \quad (14)$$

となる<sup>39)</sup>。式(14)から理論的には、 $L_{SO}$  は  $D$  や  $l_e$  に比例していることがわかるが、実験で初めてこの関係の正当性が示された。

第13図の試料は、抵抗加熱蒸着で作製された多結晶試料であるが、最近、東北大学の Ryu, 好田, 新田は、単結晶の白金薄膜の弱反局在効果を測定して、 $\tau_{SO}$  を算出したところ、 $\tau_e$  に反比例する振る舞いを観測した<sup>63)</sup>。このような振る舞いは通常、空間反転対称の破れた III-V 族の半導体などで観測され、Dyakonov-Perel 機構と呼ばれている。彼らの結果は、それが単結晶金属でも生じることを示しており、導体中で伝導電子の感じるスピン軌道相互作用の詳細を、磁気抵抗を測定するだけで導き出せることを表わしている。

## §5 まとめ

「コヒーレンス」という言葉をキーワードに、固体素子中の伝導電子がもつ位相のコヒーレンスとスピンのコヒーレンスについてそれぞれ説明してきた。電子の位相のコヒーレンスは、電子の波

動性・量子性に基づいており、固体素子を用いた将来の量子情報にも関わる基本的かつ重要な概念であるが、Mohanty らの実験で内因的量子デコヒーレンスの可能性が提唱されて以来、実験・理論の両面からさまざまな議論がなされてきた。筆者らは、位相コヒーレンスの不純物効果を測定することで、フェルミ液体論に基づく議論が正しいこと、つまり内因的量子デコヒーレンスの可能性を完全に否定した。

一方、スピンのコヒーレンスに関しては、弱反局在効果の測定からスピン軌道長が、スピントロニクスでは強磁性体を用いたスピン輸送素子でスピン拡散長が、それぞれ独立に議論されてきた。筆者らは、弱反局在効果の測定とスピン輸送測定を両方行い、スピン軌道長とスピン拡散長を比較することで、初めて両者の関係を実験的に明らかにした。弱反局在効果の測定からスピン拡散長を議論した結果は、現在までスピントロニクス分野で論争の続いている、スピン軌道相互作用の強い金属におけるスピン拡散長の相補的な測定手段を提唱しただけでなく、磁気抵抗を測定するだけで、さまざまな物質のスピン拡散長を議論でき、さらにスピン緩和のメカニズムにまで迫れるという意味で、今後、さまざまな物質群に対して同様の測定が行われることが期待される。

## 謝辞

以上の研究成果の一部は、日本学術振興会特別研究員奨励費「少数スピン系における近藤効果・RKKY 相互作用の研究」、研究活動スタート支援「スピンホール効果のメカニズムの探索」および基盤研究 A「スピン流を用いた物性制御法の探索」による助成の下で行ったものである。また、この成果に関して共同研究を行った Christopher Bäuerle 氏、Laurent Saminadayar 氏(フランス・ネール研究所)、Dominique Mailly 氏(フランス・光子ナノ構造研究所)、Andreas D. Wieck 氏(ドイツ・ボーフム大)、大谷義近氏、加藤岳夫氏(東大物性研)、魏大海氏(現 中国科学院半導体研究所)、井土宏氏(現 ハーバード大)の各氏をはじめとして、ご援助頂いた多くの方々には謝意を表します。

## 〔参考文献〕

- 1) 長岡洋介, 安藤恒也, 高山一: 局在・量子ホール効果・密度波(岩波書店, 1993).
- 2) F. Pierre and N. O. Birge: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 206804.
- 3) L. Saminadayar, P. Mohanty, R. A. Webb, P. Degiovanni, and C. Bäuerle: Physica E **40** (2007) 12.
- 4) C. W. J. Beenakker and H. van Houten: Solid State Phys. **44** (1991) 1.
- 5) E. Akkermans and G. Montambaux: *Mesoscopic physics of electrons and photons* (Cambridge University Press, Cambridge, 2007).
- 6) 斯波弘行: 固体の電子論(丸善, 1996).
- 7) B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmelnitsky: J. Phys. C **15** (1982) 7367.
- 8) P. Mohanty, E. M. Q. Jariwala, and R. A. Webb: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 3366.
- 9) D. S. Golubev and A. D. Zaikin: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1074.
- 10) D. S. Golubev and A. D. Zaikin: Phys. Rev. B **74** (2006) 245329.
- 11) I. L. Aleiner, B. L. Altshuler, and M. E. Gershenson: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3190.
- 12) D. S. Golubev and A. D. Zaikin: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3191.
- 13) F. Schopfer, C. Bäuerle, W. Rabaud, and L. Saminadayar: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 056801.
- 14) F. Pierre, A. B. Gougam, A. Anthore, H. Pothier, D. Esteve, and N. O. Birge: Phys. Rev. B **68** (2003) 085413.
- 15) C. Bäuerle, F. Mallet, F. Schopfer, D. Mailly, G. Eska, and L. Saminadayar: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 266805.
- 16) G. M. Alzoubi and N. O. Birge: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 226803.
- 17) F. Mallet, J. Ericsson, D. Mailly, S. Ünlübayir, D. Reuter, A. Melnikov, A. D. Wieck, T. Micklitz, A. Rosch, T. A. Costi, L. Saminadayar, and C. Bäuerle: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 226804.
- 18) T. Capron, Y. Niimi, Y. Baines, D. Mailly, F.-Y. Lo, A. D. Wieck, A. Melnikov, L. Saminadayar, and C. Bäuerle: Phys. Rev. B **77** (2008) 033102.
- 19) M. G. Vavilov, L. I. Glazman, and A. I. Larkin: Phys. Rev. B **68** (2003) 075119.
- 20) G. Zaránd, L. Borda, J. von Delft, and N. Andrei: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 107204.
- 21) L. Borda, L. Fritz, N. Andrei, and G. Zaránd: Phys. Rev. B **75** (2007) 235112.
- 22) T. Micklitz, A. Altland, T. A. Costi, and A. Rosch: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 226601.
- 23) T. Micklitz, T. A. Costi, and A. Rosch: Phys. Rev. B **75** (2007) 054406.
- 24) T. A. Costi, L. Bergqvist, A. Weichselbaum, J. von Delft, T. Micklitz, A. Rosch, P. Mavropoulos, P. H. Dederichs, F. Mallet, L. Saminadayar, and C. Bäuerle: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 056802.
- 25) Y. Imry, H. Fukuyama, and P. Schwab: Europhys. Lett. **47** (1999) 608.
- 26) A. Zawadowski, J. von Delft, and D. C. Ralph: Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 2632.
- 27) J. J. Lin and L. Y. Kao: J. Phys.: Condens. Matter **13** (2001) L119.
- 28) C. W. J. Beenakker and H. van Houten: Phys. Rev. B **38** (1988) 3232.
- 29) M. Noguchi, T. Ikoma, T. Odagiri, H. Sakakibara, and S. N. Wang: J. Appl. Phys. **80** (1996) 5138.
- 30) Y. Niimi, Y. Baines, T. Capron, D. Mailly, F.-Y. Lo, A. D. Wieck, T. Meunier, L. Saminadayar, and C. Bäuerle: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 226801.
- 31) Y. Niimi, Y. Baines, T. Capron, D. Mailly, F.-Y. Lo, A. D. Wieck, T. Meunier, L. Saminadayar, and C. Bäuerle: Phys. Rev. B **81** (2010) 245306.
- 32) Y. Kunihashi, M. Kohda, and J. Nitta: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 226601.
- 33) Y. Lee, G. Faini, and D. Mailly: Phys. Rev. B **56** (1997) 9805.
- 34) A. D. Wieck and K. Ploog: Surf. Sci. **229** (1990) 252.
- 35) D. Diaconescu, A. Goldschmidt, D. Reuter, and A. D. Wieck: Phys. Stat. Sol. (b) **245** (2008) 276.
- 36) H. Fukuyama and E. Abrahams: Phys. Rev. B **27** (1983) 5976.
- 37) B. Reulet, H. Bouchiat, and D. Mailly: Europhys. Lett. **31** (1995) 305.
- 38) B. N. Narozhny, G. Zala, and I. L. Aleiner: Phys. Rev. B **65** (2002) 180202(R).
- 39) Y. Niimi, D. H. Wei, H. Idzuchi, T. Wakamura, T. Kato, and Y. Otani: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 016805.
- 40) S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka: Prog. Theor. Phys. **63** (1980) 707.
- 41) I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma: Rev. Mod. Phys. **76** (2004) 323.
- 42) J. Fabian and S. Das Sarma: J. Vac. Sci. Technol. B **17** (1999) 1708.
- 43) M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas: Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 2472.
- 44) G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn: Phys. Rev. B **39** (1989) 4828.
- 45) T. Valet and A. Fert: Phys. Rev. B **48** (1993) 7099.
- 46) F. J. Jedema, A. T. Filip, and B. J. van Wees: Nature **410** (2001) 345.
- 47) F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip, J. J. A. Baselmans, and B. J. van Wees: Nature **416** (2002) 713.
- 48) S. Takahashi and S. Maekawa: Phys. Rev. B **67** (2003) 052409.
- 49) J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth: Rev. Mod. Phys. **87** (2015) 1213.
- 50) Y. Niimi and Y. Otani: Rep. Prog. Phys. **78** (2015) 124501.
- 51) 大谷義近, 新見康洋: 固体物理 **50** (2015) 575.
- 52) Y. Niimi, M. Morota, D. H. Wei, C. Deranlot, M. Basletic, A. Hamzic, A. Fert, and Y. Otani: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 126601.
- 53) Y. Niimi, Y. Kawanishi, D. H. Wei, C. Deranlot, H. X.

- Yang, M. Chshiev, T. Valet, A. Fert, and Y. Otani: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 156602.
- 54) Y. Niimi, H. Suzuki, Y. Kawanishi, Y. Omori, T. Valet, A. Fert, and Y. Otani, Phys. Rev. B **89** (2014) 054401.
- 55) L. Liu, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph: arXiv:1111.3702.
- 56) Z. Celinski and B. Heinrich: J. Magn. Magn. Mater. **99** (1991) L25.
- 57) S. Y. Huang, X. Fan, D. Qu, Y. P. Chen, W. G. Wang, J. Wu, T. Y. Chen, J. Q. Xiao, and C. L. Chien: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 107204.
- 58) S. Geprägs, S. Meyer, S. Altmannshofer, M. Opel, F. Wilhelm, A. Rogalev, R. Gross, and S. T. B. Goennenwein: Appl. Phys. Lett. **101** (2012) 262407.
- 59) R. J. Elliott: Phys. Rev. **96** (1954) 266.
- 60) Y. Yafet: in *Solid State Physics*, edited by F. Sitz and D. Turnbull, Vol. 14 (Academic, NewYork).
- 61) F. J. Jedema, M. S. Nijboer, A. T. Filip, and B. J. van Wees: Phys. Rev. B **67** (2003) 085319.
- 62) H. Idzuchi, Y. Fukuma, L. Wang, and Y. Otani: Appl. Phys. Lett. **101** (2012) 022415.
- 63) J. Ryu, M. Kohda, and J. Nitta: Phys. Rev. Lett. **116** (2016) 256802.

アグネ技術センター 発行

# 状態図・七話

西澤 泰二 著 A5判 103頁 定価(本体 2,400円+税)

## ■著者の言葉

—非磁性Feの安定構造はhcpであろうと推定されています。もしもFeが非磁性だったならば、Fe-C系の状態図は単純共晶型となるでしょう。そこにはA<sub>3</sub>変態もA<sub>1</sub>変態也没有ありません。そしてパーライト組織もマルテンサイト組織も生成しません。現実の鉄鋼(=金属の王者)とは比べようもない、平凡な材料だったでしょう。—

### ・状態図・七話(その1) Fe-C系状態図の誕生

鉄から鋼へ—エッフェル・フィーバーの時代/状態図のあけぼの/A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>, A<sub>3</sub>変態の発見/オーステンのFe-C系状態図/もしもFeが非磁性だったら?

### ・状態図・七話(その2) H<sub>2</sub>OとFeとCの超高压状態図

アマガーの水銀柱実験/圧力の単位/タンマンからブリッジマンへ/変身する結晶と変身しない結晶/eFe(稠密六方晶)の発見/人工ダイヤモンドへの挑戦/ダイヤモンド合成のメカニズム

### ・状態図・七話(その3) ジュラルミンの状態図

Alの製錬/時効硬化の発見/G.P.ゾーンの発見/2相分離現象とは?/規則化にもとづく2相分離/Al-X系とFe-X系の状態図

### ・状態図・七話(その4) 計算状態図の源流

ソロバンと対数表で…/理論状態図の盛衰/状態図計算のあすじ/体心立方晶のAlの融点は?/基本状態図一覧

### ・状態図・七話(その5) 多元系化合物の状態図

Ⅲ-V化合物と炭・窒化物の結晶構造/Ⅲ-V化合物の状態図/炭・窒化物の状態図/島状溶解度ギャップ/アルニコ磁石の状態図

### ・状態図・七話(その6) 金属基・複合系の状態図

魔法の杖—複合材料の登場/金属基・複合材料の概観/快削鋼の状態図とマイクロ組織/方向性電磁鋼板の組織制御/ピン止めと逆ピン止め/複合材料に偏晶型が多いのは?

### ・状態図・七話(その7) 2元系状態図・特選

逆行溶解型状態図/RemeltingかCatatecticか/合成反応型の状態図/ゴシック様式の複雑な状態図/不変系反応は何種類か?/食塩水の状態図/奇妙な2液相分離/双頭型溶解度ギャップ/角状の臨界点をもつ2相分離