

2層系 $\nu=1$ 量子ホール効果における擬スピン・ソリトン

Pseudospin Soliton in the Bilayer $\nu=1$ Quantum Hall Effect

福田昭, 澤田安樹

京都大学低温物質科学研究センター

A. Fukuda and A. Sawada

Research Center for Low Temperature and Materials Sciences, Kyoto University

We investigate a soliton lattice - a domain structure of pseudospins, in the bilayer quantum Hall state at total Landau level filling factor $\nu=1$, with an in-plane magnetic field, where the vertical and in-plane components of the pseudospin represent the layer degree of freedom and phase difference between two layers, respectively. An anomalous peak in the magnetoresistance R_{xx} appears at the commensurate - incommensurate transition point. The R_{xx} at the peak behaves highly anisotropic for the angle between the in-plane magnetic field $B_{||}$ and the current, and indicates a formation of the soliton lattice aligned parallel to $B_{||}$. Temperature dependence of the R_{xx} peak reveals that the dissipation is caused by thermal fluctuations of pseudospin solitons. We construct a phase diagram of the bilayer $\nu=1$ system as a function of $B_{||}$ and the total electron density.

1. はじめに

量子ホール効果[1]とは、2次元電子面に対して垂直方向に磁場をかけた場合、ホール抵抗 R_{xy} が h/e^2 の何倍かに量子化され、磁気抵抗 R_{xx} が0になるという特異な量子輸送現象である。ここで、 h はプランク定数、 e は素電荷である。ホール抵抗の量子化値を $R_{xy} = h/\nu e^2$ とし、この ν をランダウ準位占有率という。 ν が整数のときを整数量子ホール効果、分数のときを分数量子ホール効果という。物理的には、 ν は電子 ν 個に対し、磁束量子1本が存在する状態に対応する。量子ホール効果の発見からすでに四半世紀以

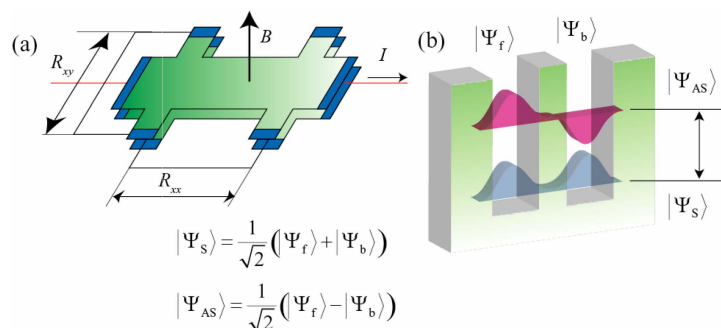


図1 2層2次元電子系の模式図とホール抵抗 R_{xy} ・磁気抵抗 R_{xx} (a). 2重量子井戸構造における電子の固有状態とトンネリングエネルギー (b).

上経過したが、近年高い移動度を持つ2次元電子を作成出来るようになったこともあり、現在でも新たな物理現象が次々と発見される奥の深い分野である [1]. 2次元特有の事情により、量子ホール状態にある電子と磁束量子を合わせて粒子（複合粒子）と考えると、交換位相とアハラノフ・ボーム位相と合わせてボソンの交換関係を持つ。そのような描像（複合ボソンモデル）が単独電子に対してどこまで成り立つかも興味あるポイントのひとつである。

さて、2次元電子面を2枚近接配置した2層系と呼ばれる系を考えてみよう（図1(a)）。なお、この系に対しては、詳しい解説が低温物質科学研究センター誌等に掲載されているので、是非参考にされたい[2]。図1に、半導体2重量子井戸中での電子の波動関数の模式図を示す。電子は、前面層(f)と背面層(b)の間をトンネルすることが可能である。固有状態は、基底状態である対称状態 $|\Psi_S\rangle$ と反対称状態 $|\Psi_{AS}\rangle$ があり、そのエネルギーの差をトンネリング・エネルギー Δ_{SAS} という（図1(b)）。この Δ_{SAS} が大きいほど、電子は層間をトンネルすることが容易になる。このような2層系では、“層”という自由度（“擬スピン”と呼ぶ）が付け加わったことにより、電子間の層内相互作用と層間相互作用や、擬スピン自由度とスピン自由度との競合が起こり、新たな量子相が発現する期待が持てる。複合ボソンモデルで考えると、この様な系は、超伝導のジョセフソン接合と極めて類似している。また電子の多体効果が重要である様々な量子相が近年理論的にも実験的にも明らかになってきており、例えば、2層系 $\nu=2$ 量子ホール状態における傾角反強磁性相なども極めて興味深い研究対象である[3,4]。

この章の最後に、擬スピン $\mathbf{P}$ の意味を解説しておく。擬スピンのZ成分は直接層の自由度を表す。すなわち、 $P_z=+1/2$ であれば、電子が前面層にいる事を表し、 $P_z=-1/2$ であれば、背面層にいる事を示す。

前面層と背面層との間に位相差 ϕ がある場合、すなわち電子が $|\Psi\rangle = 1/\sqrt{2}(|\Psi_f\rangle + e^{i\phi}|\Psi_b\rangle)$ なる波動関数を持つ場合を考える。この波動関数に対し、Pauli行列の期待値を取ると、 $(P_x, P_y, P_z) = 1/2(\cos\phi, \sin\phi, 0)$ となり、擬スピンの面内成分(P_x, P_y)のなす角は、層間位相差 ϕ を表していることがわかる。

2. 2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態と擬スピン強磁性

一般に2層系ランダウ準位占有率 ν の量子ホール状態は、電子間の多体相互作用を考えなければ、スピン自由度や擬スピン自由度を含めた上で、ランダウ準位の下から電子を詰めていった状態が基底状態となる。つまり、各エネルギーレベルは i ($=0,1,2\cdots$)をランダウ量子数、 p ($=S, AS$)を擬スピン自由度、 s ($=\uparrow, \downarrow$)をスピン自由度として、 $|i, p, s\rangle$ で表され、この準位に下から ν 個まで電子を詰め込んでいけばよい。2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態の基底状態は、すべての電子が $|0, S, \uparrow\rangle$ に存在する状態であり、良く言えば単純な系、悪く言えば実につまらない系のように思える。しかしながら、事態はそう単純ではない。そもそも2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態が量子ホール状態になり得るというこ

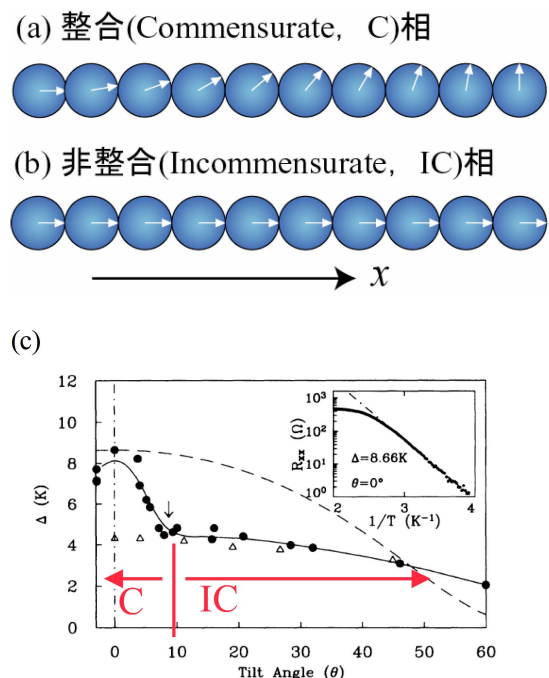


図2 整合相 (a) 及び非整合相 (b) の擬スピン表示と活性化エネルギーの試料の傾斜角依存性 (c) (Ref.[5]より)。

と自身，非常に不思議なことである．2層が独立していて，前面層と背面層との電子数の均衡が取れている場合，各層のランダウ準位占有率は $\nu_f=\nu_b=1/2$ となる．しかしながら，偶数分母の1層系 $\nu=1/2$ 単独ではLaughlinの階層構造から外れ，量子ホール状態にはならない．したがって，2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態というのは，層間の相互作用で安定化している状態と言うことが出来る．驚くべきことに，層間を電子がトンネルできない極限 ($\Delta_{SAS} \rightarrow 0$) においても，層間距離 d が十分近ければ，クーロン相関によって量子ホール状態になることが知られている[5]．

さて，実際には，2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態の基底状態はどのような状態であろうか？ これに関しては，理論的・実験的にも数々の研究があり，量子凝縮系物理学の観点から非常に興味深い．例えば，電子に磁束量子を奇数本貼り付けた粒子を考える複合ボソン理論の立場では，2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態は電子1個に磁束量子1本を貼り付けた複合ボソンが，層間位相差に関して巨視的なコヒーレンスを持つボース凝縮状態として捉えられている[6]．このような考え方では，前面層と背面層がJosephson結合していると考えられ，Josephsonプラズモン共鳴が起こる可能性が示唆されている．実際，実験的にもゼロバイアスにおける共鳴的な伝導度のピークが観測され，DC-Josephson共鳴の現れである可能性を示唆している[7]．また，前面層と背面層とで電子と正孔の対（エキシトン）が対向流を引き起こし，超流動を起こしているといふとみなせるとする実験結果もある[8]．

ここで原点に立ち戻り，スピン自由度と擬スピン自由度がそれぞれどうなっているかを考えてみよう．スピン自由度に関しては，一体モデルで説明できるようにほぼ偏極していると考えられる[9]．擬スピンに関しては，擬スピン間にスピンと同様の交換相互作用が働く[10]．この交換相互作用により，すべての擬スピンは2次元面内で同じ方向に揃おうとする．2次元でのXY強磁性が成り立っている．すなわち，2次元超流動状態になっている．このような系は，低次元系の物性物理において非常に普遍的で興味深い系であり，自発的対称性の破れによるGoldstoneモードの存在や，Kosterlitz-Thouless転移などが期待できる．素励起として，電荷 $e/2$ を持つ渦対による励起であるmeron対[11]や，整数電荷を持つ擬スピン・スカーミオン[12]などが考えられている．

擬スピンXY強磁性に，面内磁場 $B_{\parallel}$ を加えてみよう．面内磁場は，層間位相に $\phi \rightarrow \phi + (2\pi d/\phi_0)B_{\parallel}x$ だけのAharonov-Bohm位相を付け加える．ここで， $\phi_0 = h/e$ は磁束量子である．面内磁場が十分弱いときは，電子がトンネルするときのエネルギーを最小にするために，位相が位置の関数として回転していく ($\phi = -(2\pi d/\phi_0)B_{\parallel}x$) 整合 (commensurate, C) 相とよばれる相になる (図2(a))．面内磁場が十

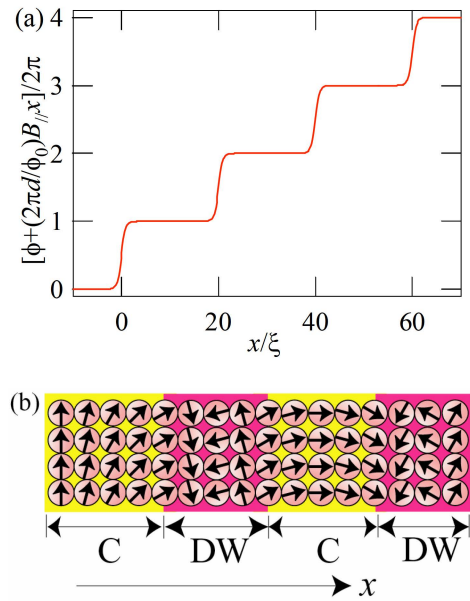


図3 式(2)の解である層間位相差の空間変化 (a) とその擬スピン表示 (b) ．

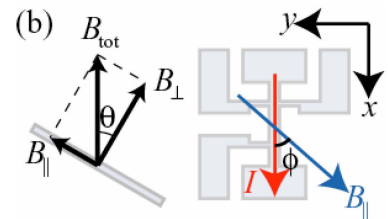
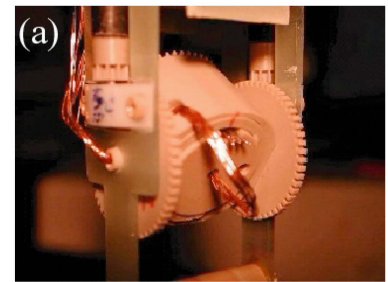


図4 2軸回転機構 (a) と磁場と傾斜角・回転角との関係 (b) ．

分強くなると、先ほど述べた擬スピン間の交換相互作用が支配的になり、擬スピンはもはや位置の関数として回転できなくなり、一定の方向を向く。これが、非整合(incommensurate, IC)相である(図2(b))。この整合-非整合(C-IC)相転移は、量子ホール効果の安定度を示す活性化エネルギーの急激な変化により、観測されている[5] (図2(c))。今まで述べた交換相互作用 E_{ex} とトンネリング・エネルギー E_t を含む系のHamiltonianは、

$$H = E_{\text{ex}} + E_t = \int d^2r \left[\frac{1}{2} \rho_s |\nabla \phi(x)|^2 - \frac{t}{2\pi l^2} \cos \left(\phi(x) + \frac{2\pi l}{\phi_0} B_{\parallel} x \right) \right] \cdots (1)$$

となる。ここで、 ρ_s は擬スピンの硬さ、 l はトンネリング・エネルギー、 l は磁気長である。磁気長は垂直磁場を $B_{\perp}$ として、 $l = \sqrt{\eta/eB_{\perp}}$ で与えられる。式(1)は、Pokorovsky-Tarapovモデルと呼ばれる[13]。

C-IC転移点付近においては、最も興味深いことが起こる。式(1)を最小化すると、簡単な計算で

$$\nabla^2 \left(\phi + \frac{2\pi l}{\phi_0} B_{\parallel} x \right) = \frac{1}{\xi^2} \sin \left(\phi + \frac{2\pi l}{\phi_0} B_{\parallel} x \right) \cdots (2)$$

なる式が得られる。これは、有名なsine-Gordon方程式であり、ソリトン解を与える[12,14]。ここで

$\xi = l\sqrt{2\pi\rho_s}/t$ は、ドメインの幅を与える。式(2)を解き、 ϕ を位置の関数として示したグラフを図3(a)

に示す。また、擬スピン表示したものを図3(b)に示す。図3(b)のように、整合相とドメイン壁が交互に並んだようなストライプ構造が実現すると予想される。

3. 2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態における異方的伝導現象

実験は、NTT物性基礎科学研究所において、分子線エピタキシー法を用いて成長したGaAs-AlGaAsの積層構造の半導体試料を用いて行った。試料は、井戸幅20nm、障壁層3.1nmであり、 $\Delta_{\text{SAS}}=11\text{K}$ の二重量子井戸構造を持つ。量子井戸の前面及び背面にはゲート電極があり、各ゲートに印加する電圧を変化させることによって、前面層の電子密度 n_f 及び背面層の電子密度 n_b を自由に制御することが可能である。ここで、総電子密度 $n_T = n_f + n_b$ 及び 電子密度差パラメータ $\sigma = (n_f - n_b)/(n_f + n_b)$ を定義しておく。試料は、希釈冷凍機の混合器の中に取り付けられ、40mKまでの冷却が可能である。面内磁場を印加した状態で異方的電気伝導を測定するために、試料の傾斜角と回

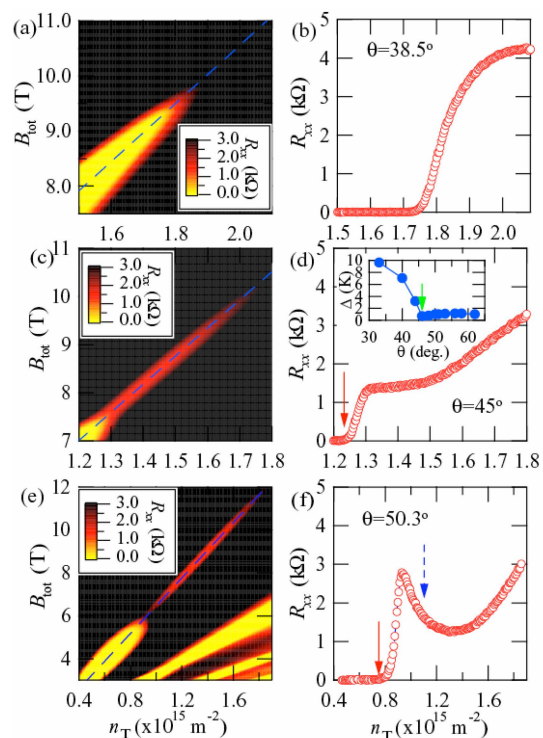


図5 $\theta=38.5^\circ, 45^\circ, 50.3^\circ$ に対する磁気抵抗 R_{xx} の総磁場 B_{tot} 及び総電子密度 n_T に対するイメージプロット(a, c, e)と $\nu=1$ 直上での磁気抵抗の依存性(b, d, f). 図(d)の内挿図は、 $n_T=1.24 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ での活性化エネルギーの Δ の傾斜角 θ 依存性。

転角を独立に制御できる、極低温に冷却したまま動作可能な2軸の回転機構を開発した(図4(a)). ここでは、2次元面に対する法線と総磁場 B_{tot} のなす傾斜角を θ , 面内磁場と試料に流す電流とのなす角を ϕ とする(図4(b)). 面内磁場 $B_{\parallel}$, 総磁場 B_{tot} , 垂直磁場 $B_{\perp}$ の間には $B_{\parallel}=B_{\text{tot}}\sin\theta$, $B_{\perp}=B_{\text{tot}}\cos\theta$ の関係があり, θ が大きいほど, 面内磁場 $B_{\parallel}$ も大きくなる.

図5左に, 3つの傾斜角 $\theta=38.5^{\circ}$, 45° , 50.3° に対する磁気抵抗 R_{xx} の総磁場 B_{tot} と総電子密度 n_T に対するイメージプロットを示す. 黄色の領域が磁気抵抗 R_{xx} の小さい領域, すなわち量子ホール状態である. 青色の破線は $\nu=1$ 直上であることを示している. 図5

右は $\nu=1$ 直上での R_{xx} を示す, 面内磁場の小さい $\theta=38.5^{\circ}$ (図5a, b)では, 低電子密度側に一つの大きな安定状態が見て取れる. これは, 整合相である. $\theta=45^{\circ}$ (図5c, d)では, 低電子密度側の比較的幅の広い領域と, 幅の狭い領域の2つの量子ホール状態が存在する. 前者は整合相, 後者は非整合相に対応する. 図4dの内挿図には, $n_T=1.24\times 10^{15}\text{ m}^{-2}$ での活性化エネルギー Δ の傾斜角 θ 依存性を示しており, 二つの量子ホール状態の境界が, ちょうどC-IC転移点に対応していることがわかる. さらに試料を傾け, $\theta=50.3^{\circ}$ (図4e, f)になると, 整合相と非整合相が二つに分裂する. ちょうど $\nu=1$ 直上で切断した R_{xx} の断面図(図5f)を見ると, 磁気抵抗に極大が生じているのがわかる.

この磁気抵抗の極大をさらに詳しく調べるため, 磁気抵抗の極大を, 測定電流 I と面内磁場 $B_{\parallel}$ とのなすさまざまな角 ϕ に対して測定を行った. R_{xx} を総磁場の関数として測定した結果を, 図6(a)に示す. 測定条件は, $\theta=54^{\circ}$, $n_T=0.58\times 10^{15}\text{ m}^{-2}$, 温度 $T=300\text{ mK}$ である. $B_{\parallel}$ と I とが平行な場合($\phi=0^{\circ}$), 磁気抵抗の極大は現れない. しかし, $B_{\parallel}$ と I とが垂直な場合($\phi=90^{\circ}$), 2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態の中に, 明確な極大が現れる. この極大に磁場を固定して, 磁気抵抗 R_{xx}^{peak} を ϕ の関数で測定したものを図6(b)に示す. R_{xx}^{peak} は, ϕ の三角関数としてきれいにフィットできていることがわかる. このことは, 取りも直さず, 量子ホール状態の中に一軸異方性を持つストライプ状の構造が形成されていることを示すものである. また, この磁気抵抗の極大はC-IC転移点近傍でのみ見られることから, この“ストライプ状の構造”は, まさに擬スピン・ソリトンに由来するものであることが分かった. 本章の最後に, この異方性

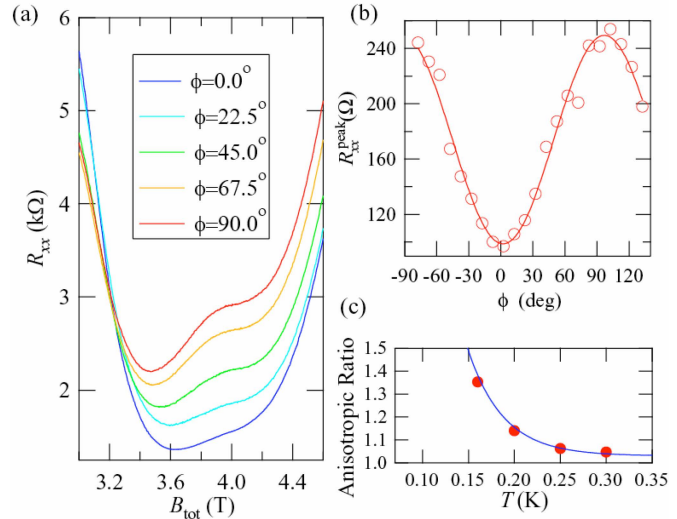


図6 (a)さまざまな ϕ に対する磁気抵抗 R_{xx} の異方性と(b)極大での磁気抵抗の ϕ 依存性. (c)磁気抵抗異方比の温度 T 依存性.

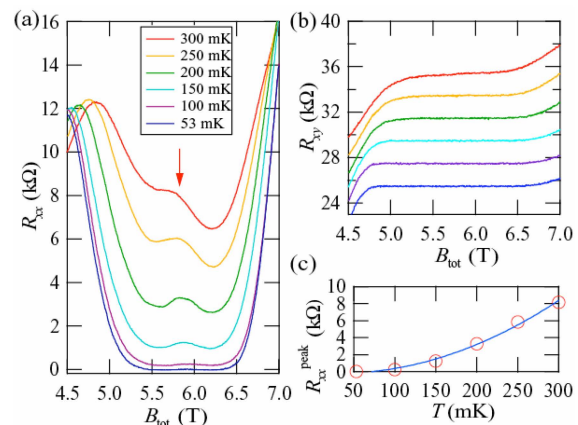


図7 (a)磁気抵抗及び(b)ホール抵抗の温度依存性. (c)極大点における磁気抵抗の温度依存性. 見やすいように, ホール抵抗は $2\text{ k}\Omega$ のオフセットをつけてプロットしてある.

の温度変化について示しておく．磁気抵抗の異方比を $\{R_{xx}^{\text{peak}}(\phi=90^\circ) - R_{xx}^{\text{peak}}(\phi=0^\circ)\} / R_{xx}^{\text{peak}}(\phi=0^\circ)$ というように定義し，温度の関数として測定したものを図6(c)に示す．低温にいくほどこの異方比が発散しているのが分かる．

4. 擬スピン・ソリトンによる散逸機構と安定性

量子ホール状態において抵抗の増大があるとき，最初に考えなければいけないのは量子ホール状態自身が壊れていると言う可能性である．例えば，2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態の場合は，電子密度を上げていくことによって，層内の電子間相互作用が大きくなり，非量子ホール状態に転移することは先にも述べた．このことは，非圧縮性のLaughlin状態が，圧縮性のフェルミ液体に相転移したとして理解できる．また，温度を上げることによって，量子ホール状態を壊すことが出来る．これは，熱活性により，上のランダウ準位に電子を励起したり，多体の素励起を作ったりすることにより，Fermi面直下のランダウ準位に空きが生じ，系が圧縮可能になるためである．これらのことと区別するために，擬スピン・ソリトンが実際散逸に影響を与えているのかどうかを調べておくことは，重要な問題である．図7に磁気抵抗(a)及びホール抵抗(b)の温度依存性を示す．測定条件は， $\theta=50.3^\circ$ ， $n_T=0.95 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ ， $\phi=90^\circ$ である．磁気抵抗に関しては， $T=300\text{mK}$ において明確なピークが現れているが，温度を下げるにつれてピークが小さくなり，最低温度においては，ピークが消失している．この磁気抵抗の極大点における磁気抵抗値を温度 T の関数としてプロットしたものを図7(c)に示してある．一方，ホール抵抗は，どの温度においても，比較的に明瞭なプラトーが現れており，量子ホール状態が成立していることがわかる．このことは，磁気抵抗の極大が出現する原因は，量子ホール効果の崩壊ではないことを示している．それでは，なぜ磁気抵抗の極大は低温の極限で消失してしまったのであろうか？ 2章で述べたように，擬スピン・ソリトンの形成は，面内磁場 $B_{\parallel}$ や総電子密度 n_T などの影響は受けるものの，温度にはよらないはずである．これは，次のような固体物理の基礎を考えてみると理解できる．通常，固体中の電子は，Bloch状態と呼ばれる周期ポテンシャルの中にあり，常にポテンシャルの影響を感じながら運動している．しかしながら，不純物や格子欠陥がなく，完全な周期ポテンシャルが形成されている場合，電流は散逸を伴うことなく流れることが出来る．しかし，温度が上昇すると，格子に揺らぎが生じ，格子振動であるフォノンなどの素励起に変換することで，電流は散逸される．同様の事情が擬スピン・ソリトンに対しても起こっていると考えてよい．すなわち，低温の極限では，擬スピン・ソリトンは，ソリトン格子と呼ばれ

る完全な格子を組んでおり，電流の散逸には寄与しない．しかし，温度の上昇に伴い，ソリトンの熱揺らぎが生じ，電子の流れに後方散乱を引き起こすことが出来るようになる．これが，高温で磁気抵抗を生じさせる原因となる．このような状態は，ソリトン格子が融解し，ソリトン液体のようなものになったとする理論もある[15]．熱揺らぎは，ソリトンに対する電子の散逸を支配するだけでなく，ソリトン格子の方向に対しても揺らぎを与える．もう一度図6(c)

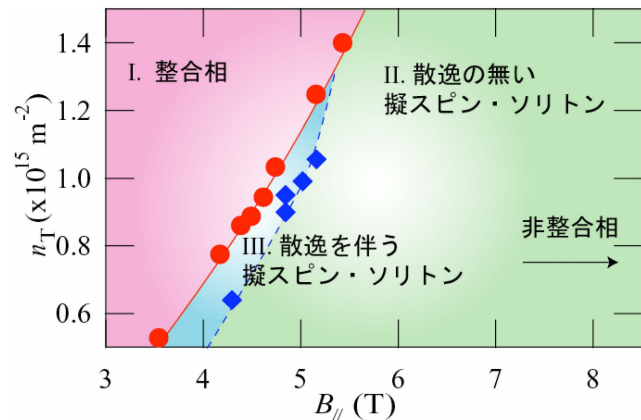


図8 $T=130 \text{ mK}$ における面内磁場 $B_{\parallel}$ -総電子密度 n_T での2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態の相図．

を眺めてみよう．理想的なストライプ形状であれば，磁気抵抗の異方比は無限大になるはずである．しかし，図6(c)では，温度の上昇とともに異方比は減少し，高温で1に漸近している．このことは，まさにソリトンの方向が熱揺らぎで乱され，高温の極限であらゆる方向から散逸を受けるようになることに対応したものである．また，このことは，低温極限で異方比無限大の巨大磁気抵抗効果 (GMR) とみなせることも追記しておきたい．

以上のことを元に，2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態

の面内磁場 $B_{\parallel}$ -総電子密度 n_T に対する相図を作成した．図8に $T=130$ mKでの相図を示す．相境界は，磁気抵抗が出始めるところ（赤丸）と磁気抵抗が総電子密度 n_T の増加とともに減少していき，傾きが最大になるところ（青菱形）から決めた（図5(f)参照）．まず，面内磁場の小さいところでは，整合相が広がっている（図8，Iの領域）．残りの領域を，磁気抵抗が顕著に出る領域（III）とそうでない領域（II）に分けた．擬スピン・ソリトンによる散逸の大きい領域IIは，整合相のまわりの極めて細い領域に分布していることがわかる．このことは，擬スピン・ソリトンの数 n_S の面内磁場 $B_{\parallel}$ 依存性を考えると理解しやすい（図9）．

整合相においてソリトンは存在しないのが，整合-非整合相転移点 $B_{\parallel}^C$ よりも面内磁場が少しでも大きくなると，ソリトンが生成され始め，急激にその数 n_S が増える． $B_{\parallel}^C$ は，図8の相図では赤線に対応する． n_S が小さい領域では，ソリトンが疎に分布している状態なので，容易に熱揺らぎを受けることになる．さらに面内磁場を大きくすると， n_S も急激に増えると同時に，ソリトン間の斥力相互作用が大きくなり，ソリトンが格子を組むようになる．このようなBloch状態に近い状態になると，ソリトンを熱的に揺らがせることが容易ではなくなる．したがって，ソリトンによる電流の散逸も小さくなる．面内磁場が十分大きい極限では，純粋な非整合相に近づく[16]．なお，図8の相図には温度依存性があり，図の測定結果から，十分低温の極限では，IIIの領域は消失することに注意しておきたい．

整合相・ソリトン格子相・非整合相を，第二種超伝導体と対応付けて考えることは極めて興味深い．整合相では，位相は磁場に応じて変化しているので，磁場を2次元面から排除していることを意味し，超伝導体における完全反磁性（マイスナー状態）に対応する（図10(a)）．面内磁場を強くすると，やがてマイスナー状態は壊れ，2次元電子面を面内方向に貫く磁束が生じ始める．この状態は，第二種超伝導体において磁束渦糸が出現した状態に対応し，2層2次元電子系ではソリトン格子相に対応する（図10(b)）．さらに面内磁場を強くした

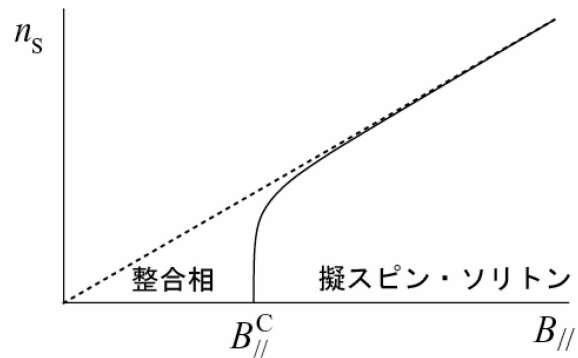


図9 擬スピン・ソリトンの数密度 n_S の面内磁場 $B_{\parallel}$ 依存性．

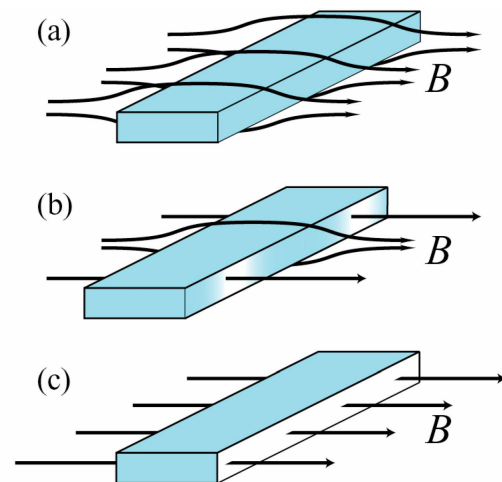


図10 (a)は整合相，(b)はソリトン相，(c)は非整合相を表す．それぞれ超伝導ジョセフソン接合に磁場がかかっているマイスナー状態，磁束侵入状態，常伝導状態に対応することになる．しかし磁場侵入長よりも層間距離が短いために，大きな反磁性は期待できない．

非整合相においては、磁束は完全に2次元面を貫くようになり、超伝導が壊れ、磁場が自由に侵入している状態に対応する (図10(c)). このような対応関係を考えると、2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態におけるソリトン格子相の出現は、磁場中にある超伝導と類似の現象であり、2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態が超伝導におけるJosephson接合とみなすことが出来る可能性を示唆するものである.

5. おわりに

以上のような異方的磁気抵抗の測定結果から、面内磁場を印加した時の2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態における擬スピン・ソリトンの存在を実験的に検証したのみならず、擬スピン強磁性を明確に説明することができた. さらに、磁気抵抗極大における温度依存性や面内磁場依存性から、擬スピン・ソリトンによる散逸機構も明らかになった. 2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態におけるソリトン格子相の研究展開についての今後は、2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態における擬スピン・ソリトンを光学的な方法や、磁気的な方法で、直接観測することが課題であろう. また、2層系 $\nu=1/3$ 分数量子ホール状態は、複合フェルミオン模型[17]によれば、電子に磁束2本を貼り付けた複合フェルミオンの2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態であると解釈でき、2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態と良く似た性質を持っていると考えられる. したがって、2層系 $\nu=1/3$ 分数量子ホール状態においても整合-非整合相転移や、擬スピン・ソリトンが出現するかどうかは極めて興味深く[18]、今後の研究展開を図っていきたい.

謝辞

本研究は、寺澤大樹氏 (東北大学理学研究科, 現・アドバンテスト), 森野正行氏 (東北大学理学研究科, 現・旭硝子), 岩田一樹氏 (京都大学理学研究科, D3), 古住信介氏 (東北大学理学研究科, 現・NECエレクトロニクス), 江澤潤一氏 (東北大学理学研究科), 熊田倫雄氏 (NTT物性基礎科学研究所), 平山祥郎氏 (東北大学理学研究科) との共同研究である. 特に、磁気抵抗極大の発見に関しては寺澤・古住氏の、異方的磁気抵抗の測定については森野・岩田氏の尽力に負うところが大きい. 貴重な半導体試料は、NTT物性基礎科学研究所の佐久規氏に御提供いただいた. また、研究を推進するにあたって、京都大学の水崎隆雄氏、前野悦輝氏と有益な御議論をいただいた. 本研究推進には、科学研究費補助金 (課題番号: 14010839, 18740181, 18340088, 18043012) に支援をいただいた. なお、本研究成果は、主に文献[19]に発表されたものである.

参 考 文 献

- [1] 量子ホール効果に関しては多くの教科書や解説書があるが、例えば、次のような文献を参考にしたい. Z.F. Ezawa, *Quantum Hall Effects*, World Scientific (1st ed. 2000, 2nd ed. 2008); 吉岡大二郎, 量子ホール効果, 岩波書店 (1998); 中島龍也・青木秀夫著, 多体電子論III 分数量子ホール効果, 東京大学出版会 (1999).
- [2] 澤田安樹, 低温物質科学研究センター誌 **5**, 10 (2004); 江澤 潤一・澤田 安樹, 日本物理学会誌 **56**, 334 (2001); 澤田安樹・江澤潤一・大野英男, 固体物理 **32**, 941 (1997).
- [3] A. Fukuda, A. Sawada, S. Kozumi, D. Terasawa, Y. Shimoda, Z. F. Ezawa, N. Kumada and Y. Hirayama, Phys. Rev. B **73**, 165304 (2006).
- [4] N. Kumada, K. Muraki, and Y. Hirayama, Science **313**, 329 (2006); Phys. Rev. Lett. **99**, 076805 (2007).

- [5] S. Q. Murphy, J. P. Eisenstein, G. S. Boebinger, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **72**, 728 (1994).
- [6] Z.F. Ezawa, and A. Iwazaki, Int. J. Mod. Phys. B **6**, 3205 (1992); Phys. Rev. B **47**, 7295 (1993).
- [7] I.B. Spielman, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. Lett. **84**, 5808 (2000).
- [8] M. Kellogg, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer and K.W. West, Phys. Rev. Lett. **93**, 036801 (2004).
- [9] 2層系 $\nu=1$ 量子ホール状態のスピンは完全偏極であると信じられて来たが、近年の研究では、必ずしも完全に偏極しているとは限らないことが分かってきている。 N. Kumada, K. Muraki, K. Hashimoto, and Y. Hirayama, Phys. Rev. Lett. **94**, 096802 (2005); I.B. Spielman, L.A. Tracy, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer and K.W. West, Phys. Rev. Lett. **94**, 076803 (2005).
- [10] Kun Yang, K. Moon, L. Zheng, A. H. MacDonald, S. M. Girvin, D. Yoshioka, and Shou-Cheng Zhang, Phys. Rev. Lett. **72**, 732 (1994).
- [11] Kun Yang, K. Moon, Lotfi Belkhir, H. Mori, S. M. Girvin, A. H. MacDonald, L. Zheng, and D. Yoshioka, Phys. Rev. B **54**, 11644 (1994).
- [12] Z.F. Ezawa, *Quantum Hall Effects*, World Scientific (1st ed. 2000, 2nd ed. 2008).
- [13] V. L. Pokrovsky and A. L. Talapov, Phys. Rev. Lett. **42**, 65 (1979).
- [14] C. B. Hanna, A. H. MacDonald, and S. M. Girvin, Phys. Rev. B **63**, 125305 (2001).
- [15] S. Park, K. Moon, C. Ahn, J. Yeo, C. Rim, and B. H. Lee, Phys. Rev. B **66**, 153318 (2002).
- [16] 実際には、 $B_{//}^C$ よりも少し大きな面内磁場を加えただけで、ソリトン間隔が十分小さくなり、純粋な非整合相とみなしてよい。
- [17] Jain, Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1989).
- [18] A. Fukuda, K. Iwata, T. Sekikawa, T. Arai, N. Kumada, Y. Hirayama, Z. F. Ezawa, and A. Sawada, To be published in Physica E.
- [19] A. Fukuda, D. Terasawa, M. Morino, K. Iwata, S. Kozumi, N. Kumada, Y. Hirayama, Z. F. Ezawa and A. Sawada, Phys. Rev. Lett. **100**, 016801 (2008).

著者略歴



福田 昭 (Akira Fukuda)

兵庫医科大学医学部物理学教室 准教授

経歴 2002 年京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻博士課程修了，学位取得（理学博士）。同年より，独立行政法人理化学研究所・基礎科学特別研究員。2004 年より京都大学低温物質科学研究センター・ナノ量子物性研究室・講師（研究機関研究員），教務補佐員。2008 年より現職。



澤田 安樹 (Anju Sawada)

京都大学低温物質科学研究センター 教授

経歴 1977 年東北大学大学院理学研究科物理学専攻博士課程修了，理学博士。1978 年名古屋大学理学部助手。1985 年東北大学理学部超低温実験施設助教授。2004 年より現職