

分数量子ホール液体の実空間観察

大学院理学研究科 遊佐 剛 (yusa@m.tohoku.ac.jp)

1. はじめに

半導体中の電子は通常、それぞれが独立した粒子とみなせるような、いわゆる”気体”として振る舞い、”電子ガス”と呼ばれたりする。しかし、電子の自由度を二次元に制限して、極低温に冷やし、垂直に磁場をかけると非圧縮性の液体に凝縮することが知られている。この現象は分数量子ホール効果[1]として知られており、電子と磁束量子の密度比つまりランダウレベル占有率(ν)が特定の分数になった時に、電子間相互作用がマクロな形で現れる量子力学的な現象である。量子ホール効果の実験研究は主として電気測定のようなマクロの測定によって行われており、整数量子ホール効果では走査型トンネル顕微鏡や走査型単電子トランジスタ顕微鏡のような走査型プローブ顕微鏡を使った実空間観察が行われているものの[2,3]、分数量子ホール効果は多体効果が極めて重要であることから、”壊れやすく”これまで分数量子ホール効果をミクロな視点から実空間観察することは困難であった[4-6]。今回我々は trion と呼ばれる荷電励起子[7]をプローブとすることで電子スピン偏極を可視化できる走査型偏光分光光学顕微鏡を開発し、分数量子ホール液体の実空間観察に成功した[8]。本研究ノートでは、実空間観察を通じて二つの典型的な分数量子ホール効果の基底状態について議論する。

2. 走査型偏光分光顕微鏡

本研究で用いた光学顕微鏡は光励起された二次元電子からの発光を可視化するものである。二次元電子系に光を照射すると、通常光励起されたホールに対して二つの電子が束縛された trion が基底状態となる。磁場中の trion は電子の全スピ

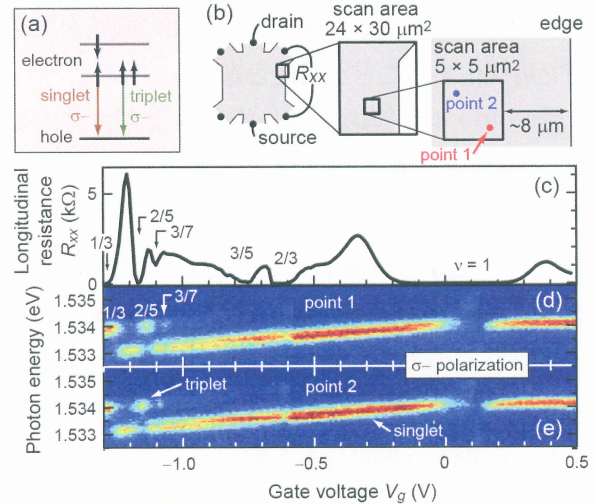


図 1. (a) 電子とホールのエネルギーの模式図 (b) 測定試料の模式図 (c) 縦抵抗(R_{xx})のゲート電圧依存性 (d) point 1 および (e) point 2 からの顕微 PL スペクトルのゲート電圧依存性。磁場 7T、温度 40 mK。

ンが singlet(一重項 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)$)と triplet(三重項 $|\uparrow\uparrow\rangle$)の二種類が存在することが知られている[9]。図 1(a)に示したように、Zeeman 分離した低エネルギー状態にある上向き電子は、ホールと再結合したとき σ^- の円偏光を持った光を生成する(photoluminescence, PL)。したがって singlet と triplet の発光強度によって、二次元電子のスピン状態を測定することができる。さらに PL の集光スポットを回折限界近い $1 \mu\text{m}$ 程度まで絞り、スポットを空間的に走査することで発光強度の実空間イメージを構築することが可能となる[8]。

まず、図 1(b)に示したデバイスの模式図で、point 1 と 2 で示された部分からの顕微 PL のスペクトルを図 1(d)、(e)に、また(d)と同時に測定した縦抵抗(R_{xx})を(c)に示す。横軸はゲート電圧で、電子密度に比例するので、磁場を固定すると ν に比例する量となる。典型的な PL スペクトルには、低エネルギー側の singlet と、高エネルギー側の

triplet に由来するピークが存在する。singlet はゲート電圧に関して比較的広い領域に涉って観測されるが、 $\nu = 1, 2/5, 3/7$ といった特定の分数量子ホールが形成された際に弱くなる一方、triplet は逆に強くなるのが分かる。このように量子ホール状態、特にスピン偏極度によって PL の発光強度は大きく変化するため、発光強度を空間的にマッピングすることで偏極、無偏極の領域を実空間で可視化することが可能となる。

量子ホール状態の基底状態はさまざまであるが、まず始めに最も単純なスピン偏極状態が基底状態の量子ホール状態から紹介する。今回の試料では、 $\nu = 2/5$ 分数量子ホール状態が 7 T のとき、電子のスピンがすべて上向きになった状態、すなわち完全偏極の強磁性状態が基底状態であることが分かっている。そこで $\nu = 2/5$ 状態近傍での量子ホール液体の空間分布を調べた。図 2(a) は各 ν における triplet の発光強度の空間分布である。 $\nu = 0.371$ 付近では triplet は空間的にほぼ一様で弱い。これは二次元電子が無偏極であることを意

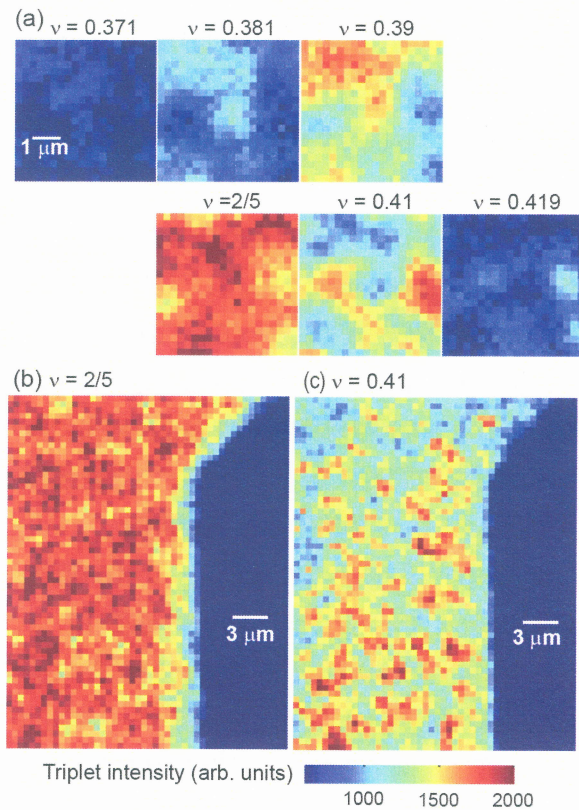


図 2. Triplet の積分強度から得られた $\nu = 2/5$ 近傍の実空間イメージ。磁場 7 T、温度 40 mK。(a) の測定範囲は $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ 、(b) と (c) は $24 \times 30 \mu\text{m}^2$ 。

味し、量子ホール状態が形成されていないことに対応している。 ν が $2/5$ に近づくと、図の赤い部分で triplet 強度が強くなっており、局所的に電子密度が高い部分から分数量子ホール液体の”水たまり”が形成されていくことが分かる。 ν がちょうど $2/5$ になると全領域で発光強度が強くなっており、すべての領域が偏極状態になったことが分かる。 $\nu = 0.41$ では、高電子密度領域から先に無偏極、すなわち非量子ホール状態になっていくため、 $\nu = 0.41$ と 0.39 では赤と青のカラースケールが反転した像となる。 ν が $2/5$ から十分離れると再び全面が無偏極になるため、発光強度は弱くなる様子が得られた。 $24 \times 30 \mu\text{m}^2$ の広い領域で観察すると、 $\nu = 2/5$ ちょうどの場合にはほぼ測定領域全面で量子ホール状態が形成されているのに対し、 $\nu = 2/5$ から僅か 2.5% ずらして $\nu = 0.41$ とすると、量子ホール状態と非量子ホール状態が共存している様子が分かる。

$2/5$ 状態は磁場 7 T で強磁性状態が基底状態であるが、基底状態が非偏極である量子ホール状態も存在する。次にスピン偏極度の異なる二つの量子ホール状態が共存している場合について考える。電子の Zeeman エネルギーと Coulomb エネルギーの競合関係で、ある種の分数量子ホール状

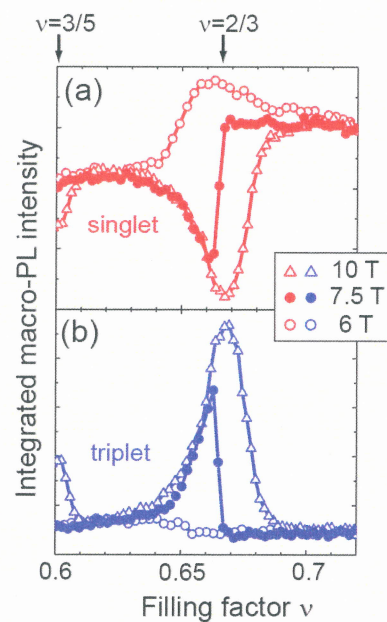


図 3. 各磁場における (a) Singlet と (b) Triplet の積分強度の ν 依存性。温度は 70 mK。

態(例えば今回の試料では磁場が 7.5 T 付近の $2/3$ 状態)では、スピン偏極とスピン非偏極の状態が縮退して、完全強磁性相と非磁性相がある特定の磁場で相転移を起こすことが理論的に予測されており[10]、電気測定のようなマクロな測定から相転移の存在が示唆されている。図 3 に示すのは、70 mK における singlet と triplet の ν 依存性を磁場 6, 7.5, 10 T で測定したものである。6 T では、triplet の発光は見られないため、弱磁場領域では無偏極状態が基底状態であることが分かる。10 T では、triplet の発光強度が $\nu = 2/3$ で最大となり、 $\nu = 2/3$ に対して左右対称に減少していく。これは、10 T のような強磁場では $\nu = 2/3$ の基底状態は完全偏極であり、その周囲で緩やかに非量子ホール状態へと遷移していることを示唆している。中間の磁場である 7.5 T では、 $\nu \sim 0.66$ を境に singlet、triplet 共に急峻な発光の変化が見られる。このような振る舞いは、高電子密度側では非偏極が基底状態で、低電子密度側では完全偏極が基底状態であり、その間の $\nu \sim 0.66$ 付近の極めて限られた条件で相転移が存在していることを示唆している。このような条件で発現する相転移の実空間観察を行った結果を図 4 に示す。これは 7.5 T、70 mK で得られた $\nu = 2/3$ 付近の singlet の強度マップである。 $\nu = 2/5$ で観測された空間パターンとは異なり、発光強度が強い領域(非偏極相)と弱い領域(完全偏極相)に二分され、境界領域の発光強度は急峻

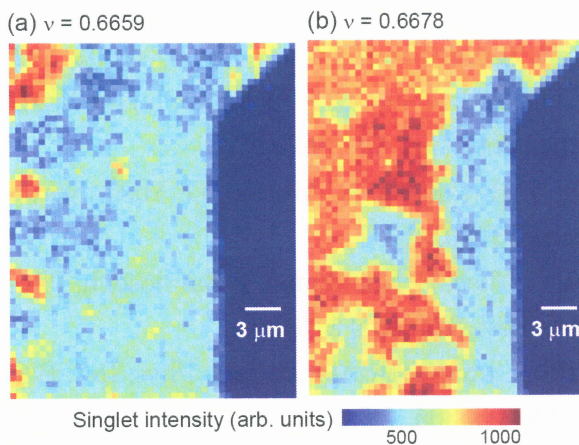


図 4. Triplet の積分強度から得られた $\nu = 2/3$ の相転移近傍の実空間イメージ。磁場 7 T、温度 40 mK。測定領域は $24 \times 30 \mu\text{m}$ 。

に変化する。さらに空間パターンの特徴的な長さが $\nu = 2/5$ の結果に比べて長くなり長距離の秩序が形成されていることが分かる。また、図 4(a)と (b)を比較すると分かるように、 ν が 0.6659 ではほぼ全面が偏極相(水色の領域)であるが、 ν をわずかに 0.3 % 増加させて $\nu = 0.6678$ にすると、非偏極相(赤色の領域)が大きな面積を占めるようになる。以上のように基底状態が縮退している $2/3$ 状態では偏極相、つまり完全強磁性相と、非偏極相、つまり非磁性相がドメイン構造を形成して共存していることが明らかになった[8]。

測定で得られた像の特徴、すなわち、長距離秩序、強磁性相と非磁性相の二相の振る舞い、ドメイン境界の急峻性は、スピン相転移近傍のイジング強磁性の特徴がマクロなスケールで発現したものと考えられる。そこでさらなる理論的考察のため、我々はランダム場二次元イジングモデルを用いて測定結果を解析した。ランダムポテンシャルの型は、 $\nu = 0.41$ で得られた測定結果をポテンシャルの振幅によってスケールした。計算量の問題から一個一個の電子を計算する代わりにある程度の数の電子を含んだブロックスピン σ のユニットセルを $100 \times 100 \text{ nm}^2$ のピクセルと定義し、非磁性相と強磁性相を $\sigma = -1$ か $+1$ で表す。したがって用いたハミルトニアンは、下記ようになる。

$$H = -(E_{ex}/2) \sum_{\langle i,j \rangle} \sigma_i \sigma_j - \sum_i \phi_i \sigma_i$$

ここで E_{ex} と ϕ はそれぞれ σ の交換エネルギーとポテンシャルエネルギーである。 ϕ の peak-to-peak はユニットセルにおける複合フェルミオンのエネルギーの和から、0.19 meV とした。 E_{ex} は計算結果を最適化するためのパラメーターである。仮に交換相互作用が存在しなかったとすると ($E_{ex} = 0$)、局所電子密度が相転移密度条件より多いか少ないかのみで相が決定されるため、空間パターンは図 5(a)および(d)のようにランダムポテンシャルのみを反映した像になり、観測されたような長距離秩序は発生しない。しかし、交換相互作用を最適化した条件で導入すると

($E_{ex} = 0.16$ meV)、図 5 (b)と(e)のような広い領域のドメイン構造が現れ、測定結果[図 5(c)と(f)]とよい一致を示している。つまり、ランダムポテンシャルと交換エネルギーの競合関係で長距離秩序を持った構造が形成されることが確認された。通常、一次相転移では秩序パラメーターが相転移近傍で発散するが、ランダム場イジングモデルではランダム場が存在するため無限に発散することはなく、図 5(f)の測定結果の自己相関係数を求めると、 $3 \mu\text{m}$ 程度で 0 になる。これは図 5(e)の理論計算の自己相関係数とよく一致している。

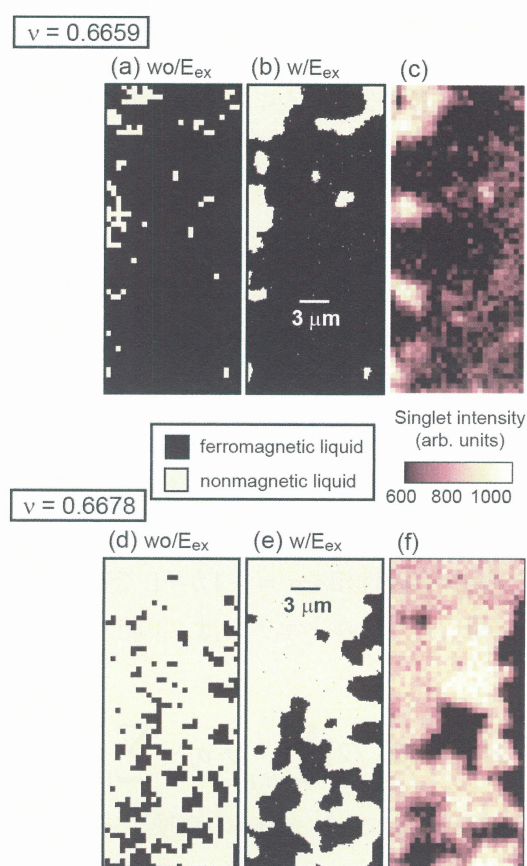


図 5. 数値計算によって求められた空間パターン(a), (b), (d), (e)と測定結果(c), (f)の比較。

3. まとめ

今回我々は分数量子ホール効果の実空間観察に初めて成功し、分数量子ホール効果および、完全強磁性量子液体と非磁性量子液体の一次相転移のマイクロな振る舞いについて明らかにした。このような量子液体の相転移は超伝導や超流動でも見られないユニークな系である。今回我々が行った測定は、二次元電子系に励起子を導入し、励

起子と電子の相互作用を使って電子状態を可視化したものである。このような励起子を使った分光法のおかげで、スピンの選択性を持ち、エネルギー分解能が高い顕微測定が可能となり、分数量子ホール効果の可視化が可能となった。ただし本研究で用いた手法は分数量子ホール効果に特化したものではない。本稿では触れなかったが今回の手法は核スピン状態に対しても感度があることが最近の研究で分かってきており、これまで探索が困難であった多体系のさまざまな物理現象に関して威力を発揮することが期待される。

謝辞

ここで紹介した研究は早川純一朗氏が博士課程で行った研究である。科学研究費 (No. 2124024, 24241039)、東北大学国際高等研究教育機構研究教育院生制度などの補助を受けている。本研究は日本電信電話(株) NT 物性科学基礎研究所の村木康二氏との共同研究の成果である。

参考文献

- [1] D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1559.
- [2] A. Yacoby *et al.*, *Solid State Commun.* **111** (1999) 1.
- [3] M. Morgenstern *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 056804.
- [4] S. Ilani *et al.*, *Nature* **467** (2004) 185.
- [5] J. Martin *et al.*, *Science* **305** (2004) 980.
- [6] B. Verdene *et al.*, *Nature Phys.* **3** (1993) 392.
- [7] G. Finkelstein, H. Shtrikman, I. Bar-Joseph, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 976.
- [8] J. Hayakawa, K. Muraki, G. Yusa, *Nature Nano.* **8** (2013) 31.
- [9] G. Yusa, H. Shtrikman, I. Bar-Joseph, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 216402.
- [10] T. Jungwirth, MacDonald, *Phys. Rev. B* **63** (2000) 035305.
- [11] N. Shibata, K. Nomura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** (2007) 103711.
- [12] V. Piazza *et al.*, *Nature* **402** (1999) 638.