



Title	半導体メゾスコピック系の量子伝導
Author(s)	邑瀬, 和生
Citation	大阪大学低温センターだより. 1995, 90, p. 28-31
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/7424">https://hdl.handle.net/11094/7424</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

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

The University of Osaka

# 半導体メゾスコピック系の量子伝導

理学部 邑瀬和生 (内線5373)

## 1. はじめに

半導体メゾスコピック系は結晶成長技術と微細加工技術の発展によって新しく開かれた研究分野である[1,2]。この系は高い移動度をもった2次元電子系、サブミクロンサイズに加工した1次元デバイス、0次元デバイス（量子箱、量子ドット、人工原子）[3]などの電子が演ずる研究対象を含んでおり、電子の量子性を反映し多彩な現象が見られる。メゾスコピック系の研究分野は理学、工学の連携によって切り開かれ、最先端の科学技術を結集して、これまでに多くの研究がなされており、基礎物理学において非常に重要であるとともに、工学的に見ても新しい電子波デバイスの基礎として大いに期待されている。

本稿では、とくにミリケルビン温度領域の量子現象のうち、われわれが関わってきた研究内容とその周辺の最近の動向について簡単に紹介したい。

## 2. 量子ホール効果とエッジ状態

### 2. 1. 整数量子ホール効果

Si-MOS FETやGaAs/AlGaAsヘテロ構造の2次元電子系においてゲート電圧で電子数を変えて（または磁場を変化させランダウ準位の間隔  $\hbar\omega_c$  を変える）図1のような配置でホール抵抗  $\rho_H$  を測ると、 $\rho_H = h/e^2 s = 25812.8 (\Omega)/s$ 、 $s = 1, 2, 3 \dots$  のように極めて高い精度で階段上にとびとびの値をとり量子化される（量子ホール効果）（図3）。このとき縦抵抗は  $\rho_{\text{eff}} = 0$  になる。2次元系のポテンシャルの乱れのために、各ランダウ準位のエネルギーに拡がりがあり、アンダーソン局在状態と非局在状態に分かれている。

フェルミ準位が局在状態にあれば、伝導度  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = 0$  となり、ホール伝導度は  $-e^2/h$  の整数倍になる[1]。クリッツィングはホール抵抗が極めて正確に一定のプラトを示すことを発見し、その業績でノーベル賞を受賞している。現在、量子ホール抵抗は、抵抗の国際標準として認められ、微細構造定数  $\alpha = (e^2/h) \times (\mu_0 c/2)$  の精密測定にも利用されている（ $c$  は光速、 $\mu_0 \equiv 4 \pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$  は真空の透磁率）。

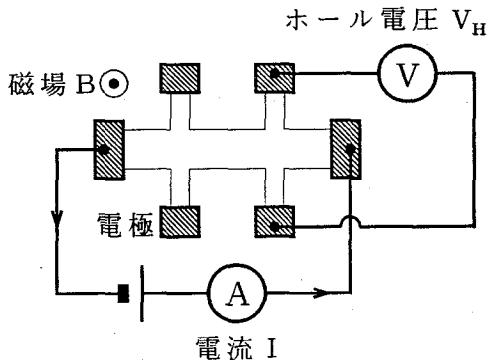


図1 ホール抵抗の測定方法。電流  $I$  をまたいで  $V_H$  を測定する。

## 2. 2. エッジ状態

強磁場中の2次元バルクの電子状態はランダウ準位を形成するが、試料の端では電子を閉じ込めるポテンシャルにより、準位のエネルギーが高くせり上がっている。端っここの電子は壁のポテンシャルの影響で、端に沿って一次元的に動く。このような電子状態をエッジ状態とよぶ。整数量子ホール効果をエッジ状態による伝導で説明しようする立場がある。量子ホール状態では2次元電子のバルク状態が局在しているため、幅の広い試料のエッジ状態は反対側のエッジ状態とは独立である。エッジ状態の電子は後方散乱を受けずに、すべてホール端子に流入する。このようにエッジ状態の電子は遠くの情報を運ぶことができ、非局所的量子伝導を担うことになる。ここに、ランダウアの公式を適用すると、ホール抵抗の量子化を説明できる[2]。しかし、エッジ電流と量子ホール効果の関係はまだ、十分に理解できていない。

図2のように、GaAs/AlGaAsヘテロ構造の試料の上に金属膜（ゲート）をつけて2次元電子系とゲートの間の電気容量（1~100kHzのACを用いる）を精密に測定すると、エッジチャネルの様子を調べることができる[4]。磁場のかかっていないときの電気容量は、ゲートと2次元電子系を両極板とする平行板コンデンサーの電気容量に等しい。ホール抵抗が量子化値をとるとき、フェルミ準位のはとんどの電子は局在状態にあって動けない。このため2次元電子系側のコンデンサ極板の有効面積が減り、観測される電気容量が著しく小さくなる（図3）。

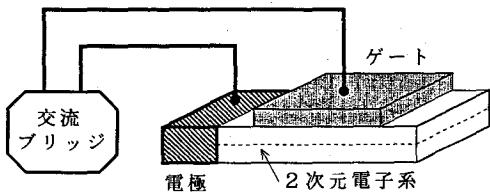


図2 静電容量の測定方法。2次元電子系とゲートの間に絶縁体。

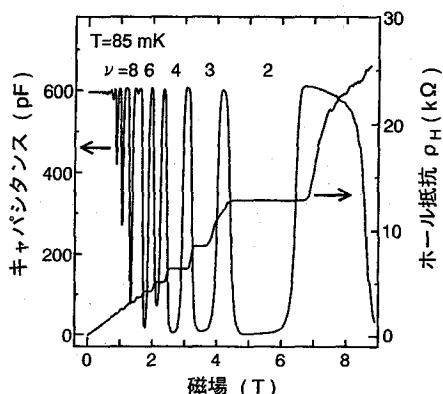


図3 極低温(温度85mK)で測定したホール抵抗 $\rho_H$ および静電容量。横軸は試料にかけた磁場の強さで、ホール抵抗が量子化されると、静電容量が著しく減少する。

エッジ状態の電子は試料の端に沿って電流を運ぶため、図3の極小値はエッジチャネルの面積を反映する。このように磁気電気容量スペクトルの極小値からエッジチャネル幅を見積るとランダウ準位の占有数 $\nu=2$ (B~5T)のとき $0.7 \mu m$ となる[5]。一方、1電子描像ではエッジチャネルの幅は磁気長 $(\hbar/eB)^{1/2} \sim 110 \text{ \AA}$ 程度である。

ツイネフらはエッジチャネル電子輸送（T=25mKまでの温度）の時間分解測定を行った。この結果もエッジチャネルの1電子描像では理解しえない[7]。静谷はカイラルな反磁性エッジ電流とホール電流を区別することで、エッジを含む2次元系の量子ホール効果を場の理論的なアプローチで記述し、かなりの電流がバルク・エッジに沿って流れることを指摘している[8]。

磁気電気容量スペクトルから2次元バルク電子のごくわずかな電気伝導の様子を知ることができる[6]。20mKまでの測定ができればバルク・エッジ電流についても明らかになると期待できる。

### 3. 分数量子ホール効果

強磁場中の2次元系電子系で量子ホール効果が発見されたのち、ツイ、ストルマー、ゴサードらにより1K以下の低温で移動度の高いGaAs/AlGaAsの試料のホール抵抗が測定され、ランダウ準位の占有率が1/3とか2/3のような分数のところにも異常が観測された。これを分数量子ホール効果という。分数量子ホール効果は強い電子間クーロン相互作用によって2次元電子が強相関多体状態（非圧縮性量子液体）に凝縮することに起因する。ここにおいても、エッジ状態が注目されている。分数量子ホール状態は極低温、強磁場下の高移動度、低キャリア濃度の2次元電子系で実現する。この多体系は基底状態と準粒子で記述される。準粒子は分数統計（フェルミ統計でもボース統計でもない）にしたがい分数電荷を運ぶ素励起である。分数量子ホール効果に関する実験と理論の進展もめざましいものがある[9]。ランダウ占有率 $\nu$ が小さいと、クーロン相互作用によって電子はウイグナー結晶になると考えられる[10]。

このような多体基底状態からのギャップ素励起スペクトルは極低温、強磁場下のルミネッセンスや非弾性光散乱のような光学スペクトルで詳しく研究されている。光による試料温度の上昇を極力避けるために、光量を抑えなければならない。以前は素励起スペクトルの観測ができなかったが、高感度光検出技術の進歩によってこの困難を克服できるようになった[11]。

ウェインは分数量子ホール効果のエッジ状態はフェルミ液体でなくラッティンジャー液体（朝永・ラッティンジャー液体）であると結論づけた。分数量子ホール効果のエッジ状態間のトンネル効果を調べ、占有率 $\nu = 1/3$ のとき、トンネル伝導度は $T^4$ になることを理論的に予想した。ウェップラは1K以下のトンネル伝導度の実験で $T^4$ の振舞を観測している[12]。

樽茶ら[13]は量子細線の実験で朝永・ラッティンジャー液体の研究を行っており、小形・福山の理論[14,15]に基づき解析している。

### 4. おわりに

本稿では極低温、強磁場下の半導体2次元電子系の整数および分数量子ホール効果に関わる量子状態の研究の一端を紹介することで、良質の試料（半導体デバイス）、高感度検出器、極低温、強磁場装置など最先端技術の重要性の具体例を述べた。

### 参考文献

- [1] 邑瀬和生, 「半導体と新物質開発」, 量子の世界, 江尻宏泰・櫛田孝司 編, 大阪大学出版会, p112, 1994.
- [2] 「メゾスコピック現象の基礎」 難波 進 編, オーム社, 平成6年.
- [3] M.A.Kastner, Phys. Today 46, 24, 1993; 邦訳, 家 泰弘, ハイテクでつくる人工原子, パリティー, Vol 08, No. 07, p10, 1993.

- [4] S.Takaoka, K.Oto, H.Kurimoto, K.Murase, K.Gamo and S.Nishi, Phys. Rev. Lett. 72, 3080, 1994.
- [5] K.Oto, S.Takaoka, H.Kurimoto, K.Murase, K.Gamo and S.Nishi, Proc. 22nd Int. Conf. Phys. Semicon. Vol 2, p1007, 1995, (ed. D.J.Lockwood, World Scientific).
- [6] K.Oto, S.Takaoka and K.Murase, Physica B (to be published).
- [7] N.B.Zhitenev, R.J.Haug, K.v.Klitzing and K.Everl, Phys. Rev. Lett. 71, 2292, 1993.
- [8] K.Sizuya, Phys. Rev. Lett. 73, 2907, 1994.
- [9] 家 泰弘, 量子ホール効果の主題による三声のフーガ, パリティー, Vol 09, No. 09, p24, 1994.
- [10] A.Khurana, Phys. Today, Vol. 43, p17, 1990; 邦訳, 家 泰弘, ウィグナー結晶がついに発見された, パリティー, Vol 06, No. 03, p45, 1991.
- [11] A.Nurmikko and A.Pinczuk, Phys. Today, Vol 46, No. 6, P24; 邦訳, 家 泰弘, 光で見る量子ホール効果, パリティー, Vol 08, No. 11, p16, 1993.
- [12] B.G.Levi, Phys. Today 47, No. 6, P21, 1994; 邦訳, 家 泰弘, ラッティンジャー液体とは何か, パリティー, Vol 09, No. 10, p35, 1994.
- [13] S.Tarucha, T.Honda and T.Saku, Solid State Commun. 94, 413, 1995.
- [14] M.Ogata and H. Fukuyama, Phys. Rev. Lett. 73, 468, 1994.
- [15] 小形正男, 一次元電子系の基底状態:「私は如何にして波動関数を愛するようになったか」, 日本物理学会誌 49, No. 11, 894, 1994.