

2次元電子系の量子伝導におけるエッジ電流と測定端子の役割

阪大 理 沢崎立雄

(1993年3月22日受理)

目次

第1章 はじめに

第2章 理論的背景

第3章 実験方法

§3-1. 試料

§3-2. 測定

第4章 8端子ホールバー型試料

§4-1. 電気伝導の非局所性

§4-2. 4端子抵抗のキャリア数依存性

§4-3. 抵抗の高い端子を測定に用いた4端子抵抗

§4-4. 抵抗の電流依存性

§4-5. 4端子抵抗の磁場反転対称性

§4-6. 極低温での測定

第5章 浮き端子構造タイプIを持つ試料

§5-1. 浮き端子構造タイプI

§5-2. 浮き端子構造タイプIによる4端子抵抗の異常

§5-3. 浮き端子構造タイプIの端子抵抗のゲートによる制御

第6章 浮き端子構造タイプIIを持つ試料

§6-1. 浮き端子構造タイプII

§6-2. 浮き端子構造タイプIIの端子抵抗のゲートによる制御

§6-3. 非局所抵抗のゲート電圧依存性(i)

§6-4. 非局所抵抗のゲート電圧依存性(ii)

§6-5. 量子化ホール抵抗値の異常(i)

§6-6. 量子化ホール抵抗値の異常(ii)

第7章 まとめと今後の課題

謝辞

補足1

補足2

参考文献

第1章 はじめに

結晶成長技術の発達により、半導体ヘテロ接合等によって高移動度の2次元電子系が比較的容易に得られるようになった。2次元電子系に垂直に磁場をかけると電子のエネルギー状態はランダウ準位に分かれ、低温で量子ホール効果やシュブニコフ・ド・ハース振動（SdH振動）などが観測される。量子ホール効果[1]はマクロスコピックな物理量に現れる量子力学的な現象である。このうち整数量子ホール効果では h/e^2 ($=25.813k\Omega$)の整数分の1の抵抗が得られるため、国際的な抵抗の標準として用いられ、電圧の標準を与えるジョセフソン効果と共に電氣的測定の基準となる重要な効果として応用されている。また試料に2桁程度の精度で磁場をかけ、電流と電圧だけを7桁の精度で測定すれば、微細構造定数 α を7桁の精度で測れるので、基礎物理の世界からも注目を集めている。量子ホール効果は従来は試料全体に流れる電流により説明されていたが、最近試料の端に沿って存在する「エッジ状態」による電流（これをエッジ電流と呼ぶ）で説明できるという理論が発表されて論議を呼んでいる[2,3]。この「エッジ状態」とは、試料の端で2次元電子系を閉じ込めるポテンシャルによって持ち上げられたランダウ準位のことである（図1-1）。これは試料の端に沿った1次元的な伝導チャネルを形成する。エッジ状態にある伝導電子は、試料の端に沿って磁場の向きによって決まる方向に進み、非常に長い距離（ $\sim 1\text{mm}$ ）を化学ポテンシャルをほぼ一定に保ったまま伝播する。エッジ電流が存在する系では端子の電位（化学ポテンシャル）やエッジ電流の化学ポテンシャルは、測定に使用した端子の性質に強く依存する。

図1-1は、試料の端で2次元電子系を閉じ込めるポテンシャルによって持ち上げられたランダウ準位のことである（図1-1）。これは試料の端に沿った1次元的な伝導チャネルを形成する。エッジ状態にある伝導電子は、試料の端に沿って磁場の向きによって決まる方向に進み、非常に長い距離（ $\sim 1\text{mm}$ ）を化学ポテンシャルをほぼ一定に保ったまま伝播する。エッジ電流が存在する系では端子の電位（化学ポテンシャル）やエッジ電流の化学ポテンシャルは、測定に使用した端子の性質に強く依存する。

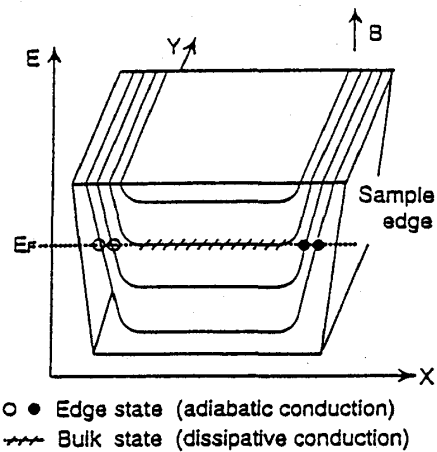


図1-1 エッジ電流が形成される様子を示した模式図。試料の端でランダウレベルが持ち上がり、フェルミ準位と交差する○●で示した所をエッジ状態とする。○で示したエッジ状態中の電子はY方向に、●で示したエッジ状態中の電子は-Y方向に試料の端に沿って進む。/////で示した所はバルク状態である。

エッジ状態にある伝導電子は、試料の端に沿って磁場の向きによって決まる方向に進み、非常に長い距離（ $\sim 1\text{mm}$ ）を化学ポテンシャルをほぼ一定に保ったまま伝播する。エッジ電流が存在する系では端子の電位（化学ポテンシャル）やエッジ電流の化学ポテンシャルは、測定に使用した端子の性質に強く依存する。

この研究は有限領域に閉じ込めた2次元電子系の電気伝導における、バルク電流、エッジ電流と端子の役割を解明し量子輸送現象の理解を深めることを目的とする。エッジ状態が電流を担っている証拠の一つとして、強磁場下で非局所抵抗が観測されることが挙げられる[4-7]。非局所抵抗とは“電流経路”と電位差を測定する部分を離して測定する4端子抵抗である（図1-2）。普通このような抵抗は非常に小さい値を示すが、エッジ電流が存在するような低温、強磁場下では大きな非局所抵抗が観測される。

この研究は有限領域に閉じ込めた2次元電子系の電気伝導における、バルク電流、エッジ電流と端子の役割を解明し量子輸送現象の理解を深めることを目的とする。エッジ状態が電流を担っている証拠の一つとして、強磁場下で非局所抵抗が観測されることが挙げられる[4-7]。非局所抵抗とは“電流経路”と電位差を測定する部分を離して測定する4端子抵抗である（図1-2）。普通このような抵抗は非常に小さい値を示すが、エッジ電流が存在するような低温、強磁場下では大きな非局所抵抗が観測される。本研究では、高移動度GaAs/AlGaAs

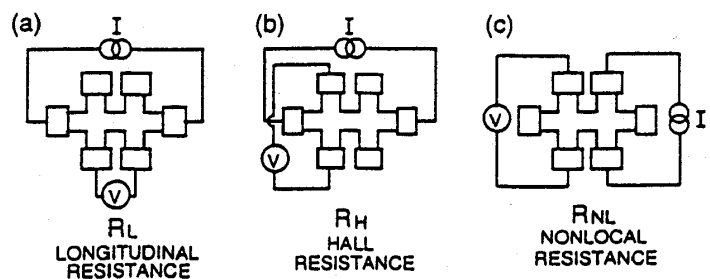


図1-2 (a)縦抵抗 R_L 、(b)ホール抵抗 R_H 、(c)非局所抵抗 R_{NL} の測定方法を示した模式図

ヘテロ構造を持つ基板を加工して作製したホールバー型試料で、縦抵抗、ホール抵抗、非局所抵抗（図1-2）について調べ、試料に付けた端子の性質が測定に重要な役割を持つことを示す実験について紹介する。また試料形状を工夫して端子の性質を制御できるようにした試料を作ったので報告する。

第2章 理論的背景

試料サイズが小さくなり、いわゆるメソスコピックの領域になると伝導の非局所性が顕著になることが知られており、また試料内のミクロスコピックな電子分布や端子の働きが重要となることが予想される。2次元電子系（2DEG）でホール抵抗が量子化されている状態[1]では、試料内でのエネルギー損失が無視できるほど小さく、また電子分布の平衡化に要する緩和時間も極めて大きくなるため、大きなサイズの試料においてもメソスコピック的現象が明瞭な形で観測されるということが最近分かってきた[5-8]。

低温強磁場下の2DEGではランダウレベルは図2-1のように試料の有限幅による閉じ込めポテンシャルによって試料の端で持ち上がった形になっている。そのため、試料内でランダウレベルが整数個満たされてホール抵抗が量子化される磁場領域（以下プラトー領域と略する）では、フェルミエネルギー E_F を持った電子は試料端のみに存在することになる。これら試料端に存在する状態をエッジ状態と呼ぶ。つまりランダウレベルと1対1に対応したエッジ状態が形成される。このとき試料中で、フェルミエネルギーは局在状態を貫いているが、局在状態はマクロな伝導には寄与しない。

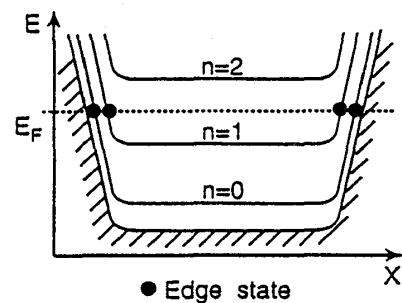


図2-1 有限幅の2次元電子系におけるランダウレベルのエネルギー模式図

ランダウレベルのエネルギー分散関係 $\varepsilon(k)$ を用いると、2DEGの状態密度はスピン縮退を考慮して $\rho(k) = (1/\pi) |\partial \varepsilon / \partial k|^{-1}$ となり、電子の群速度 $v(k) = (2\pi/\hbar) (\partial \varepsilon / \partial k)$ は状態密度に反比例するので、次に示す単純なLandauer-type公式に帰着する[9]。すなわち、 $k_1 \leq k \leq k_2$ ($\varepsilon(k_1) = \varepsilon_1, \varepsilon(k_2) = \varepsilon_2$)の範囲の k -vectorを持つ電子で満たされたランダウレベルが運ぶ電流 ΔJ は、 $\Delta J = e \int v \rho (\partial \varepsilon / \partial k) dk = (2e/h) (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$ となる。したがって、 n 個のランダウサブバンドのエッジ状態のエネルギーが試料の両端でそれぞれ μ_i' および μ_i ($i=0 \sim n-1$; ランダウ指数)の時に運ばれる全電流 J は、

$$J = (2e/h) \sum_i (\mu_i' - \mu_i) \quad (1)$$

となる[3]。ファクター2はスピン縮退を考慮したためである。

端子を2DEGの境界に付けるとエッジ電流は図2-2 ($n=2$ の場合)に示されるように、端子に向かう入射チャネルと、端子から出ていく出射チャネルに区別される。Büttikerによると端子は電子溜と乱れた領域から成り立っている[9]。電子溜にはフェルミエネルギー

近傍にたくさんの状態が存在し、非弾性散乱が頻繁に起きて化学ポテンシャル μ_c が保たれている。電子溜から2DEGに近い乱れた領域では弾性散乱によって電子溜と2DEGの間の電子のやり取りが起きている。このような端子の性質は散乱マトリックスを用いて表される。各エッジ電流に対する電流の保存を考えることにより、 n 本の入射チャネルの化学ポテンシャル μ_i ($i=0, 1, \dots, n-1$) が与えられたとき、端子の化学ポテンシャル μ_c が、

$$\mu_c = \sum_i (T_i/T) \mu_i + (h/2Te)J \quad (2)$$

出射チャネルの化学ポテンシャル μ_i' ($i=0, 1, \dots, n-1$) が

$$\mu_i' = \sum_j \{ (T_i' T_j/T) + R_{ij} \} \mu_j + (T_i'/T) (h/2e)J \quad (3)$$

で与えられる。ただし J は端子から2DEGへ注入される正味の電流である。また T_i は i 番目の入射チャネルから端子への、 T_i' は端子から i 番目の出射チャネルへの電子の透過率であり、 R_{ij} は j 番目の入射チャネルから i 番目の出射チャネルへの反射率である。反射率、透過率には次のような関係がある。

$$\begin{aligned} T &= \sum_i T_i = \sum_i T_i' \\ T_i + \sum_j R_{ij} &= 1 \\ T_i' + \sum_j R_{ji} &= 1 \end{aligned}$$

(2)式は、電圧端子 ($J=0$) において、 i 番目の入射チャネルの化学ポテンシャルが T_i の重みで検知されることを意味している。ここで、端子の乱れた領域における散乱が異なるエッジ電流 i に対して同一とは考えられないので、一般に T_i および T_i' はエッジ電流 i に依存すると考えられる。従って入射チャネル間に化学ポテンシャルの非平衡分布があるとき、全てのエッジ電流の透過率が1である理想的端子を除いて、一般に μ_c は μ_i の平均値に等しくならないのが分かる。ランダウ指数の小さいランダウレベルのエッジ電流ほど端子への透過率が多い ($i < j$ のとき $T_i > T_j$ [3]) ことが実験的に分かっている (本文第6章参照)。従って、(2)式の右辺の第一項は端子が出射チャネル間の化学ポテンシャルの非平衡分布を、入射チャネルのそれよりも小さくする (緩和する) 働きを持つことを意味している。また(3)式の右辺の第二項は電流端子として働くときに端子が i 番目の出射チャネルに T_i' の重みで不均等に電子を供給することを意味しており、理想的でない端子はエッジ電流の化学ポテンシャルに非平衡分布 (一般的な端子では $i < j$ のとき $\mu_i' > \mu_j'$) を作り出すことが分かる [3,9]。

また入射チャネルが平衡状態の時の端子の端子抵抗は、端子から出射されるチャネルの

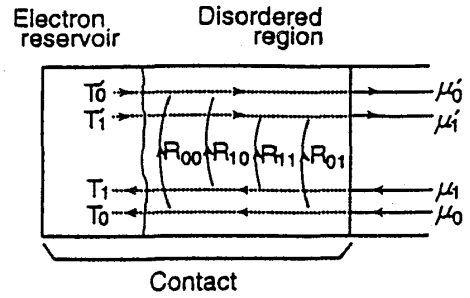


図2-2 エッジ電流の端子への透過係数と反射係数の概念図 ($n=2$)

エネルギーの平均値と端子自身の化学ポテンシャルの差に比例した量

$R_c = (\mu_c - \sum_i \mu_i' / n) / eJ$ で表すことができ、(2)式より、

$$R_c = \{(n/T) - 1\} \times (h/2ne^2) \quad (4)$$

となる。これは全透過確率が理想的な場合 ($T=n$) に比べてどれだけ小さいかを示す量である。

端子では電子のリザーバーが試料の電子系に接触して電子の交換が行われている。リザーバーでは頻繁な非弾性散乱のために、その中の電子系が化学ポテンシャル μ_c の熱平衡状態にあるとする。いま試料の両端でエッジ状態がエネルギー μ' 、 μ まで詰まっている(平衡状態)ならば ($\mu_i' = \mu_j'$ 、 $\mu_i = \mu_j$)、試料の側端に付けた電圧端子で測定される電位はそれぞれ μ'/e および μ/e となり、ホール抵抗 R_H は (1)式より

$$R_H = (\mu' - \mu) / eJ = h/2ne^2$$

のように量子化される[3]。しかし、試料の一方あるいは両端でエッジ電流の化学ポテンシャルの分布が平衡でないとき(つまり $i \neq j$ にたいして $\mu_i' \neq \mu_j'$ 、あるいは $\mu_i \neq \mu_j$)、電圧端子の電位はその端子の性質に依存し、抵抗の量子化が崩れる。つまり、量子化ホール抵抗は不変的な量では有り得ない。このように量子ホール効果の状態では試料の局所的平衡を仮定することが出来ず、ホール抵抗の精密測定の観点からも、端子を含めた全系に対して現象を考えなければならない。

第3章 実験方法

§3-1. 試料

基板は図3-1-1 の様な構造を持つ。分子線エピタキシー法により、GaAs層とAlGaAs層の間に原子レベルで均一な界面(ヘテロ接合)を作ったものである。SiドーパAlGaAsから供給される電子の大部分はGaAsの伝導帯の底の付近の状態におさまってしまうが、これらの電子は、ドナー不純物に残された正電荷によって界面に引きつけられ、2次元電子系(2DEG)を形成する。分子線エピタキシー法で成長した試料では、不純物と界面欠陥の濃度が非常に小さい。さらに、キャリアの存在する界面から空間的に離して、ドナーが選択ドーピングされており、界面に得られる2DEG中の電子は極めて高い易動度を持つ[10]。

このような GaAs/AlGaAsヘテロ接合を持つ基板から、次のような手順(図3-1-2)で試料を作製した。

- (a) GaAs/AlGaAsヘテロ接合基板にネガティブレジストを塗ってから、マスクをかぶせて紫外線(UV)露光、現像する。これにより、パターンの形をしたネガティブレジスト

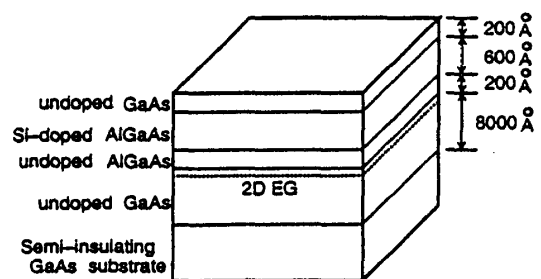


図3-1-1 GaAs/AlGaAsヘテロ接合を持つ基板の構造

が基板表面に残る。

- (b) これをリン酸系エッチング液に浸してネガティブレジストで保護されていない部分を表面から3000 Åだけエッチングする。その後不要なネガティブレジストを剥離する。
- (c) ポジティブレジストを塗って、端子の部分だけに光が当たるマスクをかぶせて紫外線露光、現像する。これにより、端子部分の上だけ基板表面が露出する。

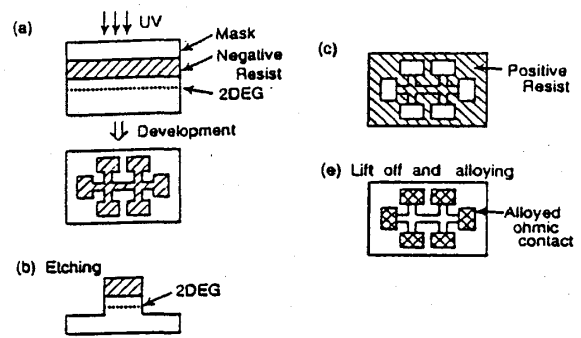


図 3-1-2 試料を作製する手順

- (d) この試料に真空中 ($\sim 2 \times 10^{-6}$ Torr) で、Au+12% Ge合金を1000 Å、Niを250 Å、Auを1000 Åだけこの順番に蒸着した後、端子の上以外の蒸着した金属をポジティブレジストごとリフトオフする。
- (e) オーミックな端子を作るために、酸化を防ぐための水素を10%含んだArガス中で、470°C の温度で4分間アニーリングする。
- (f) 試料にショットキーゲートを付ける場合には、さらに(c)、(d)と同様の行程を繰り返す。

(a)、(c)で用いたマスクはこの研究のために新たに設計、製作したものである。ガラス基板の上にCrO₂、Cr膜を蒸着したCr乾板に電子線レジストを塗り、電子ビームリソグラフィ法を用いてパターンを描画したのち現像して、CrO₂、Cr膜をエッチングして取り除く。このようにしてパターンの形をした部分のみ光が通る紫外線露光用のマスクが出来上がる。

(e) のオーミックコンタクトの作製については様々な研究がなされており [11]、最適なアニーリング時間と温度の条件は当研究室においても系統的に調べた [12]。また、蒸着金属Au-Ge合金とNiの膜厚比は4:1程度が望ましく、この時の端子表面は図3-1-3(a)のようになる。しかし、NiのAu-Ge合金に対する比が大きく ($\sim 1:1$) になると、端子表面は図3-1-3(b)のように大きな ($10 \sim 20 \mu\text{m}$) 粒状のAu-Ge合金が浮き上がって残り、このような端子の端子抵抗はかなり大きくなる。

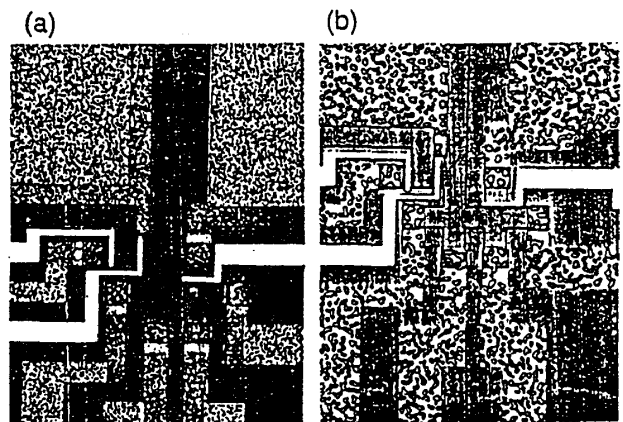


図 3-1-3 Au-Ge合金とNiの比が(a)4:1、(b)1:1程度の時の端子の表面の写真。(b)では大きなAu-Ge合金の塊 (直径10 $\mu\text{m} \sim 20 \mu\text{m}$) が見られる。この様な端子の端子抵抗は大きい。

(f) で作るショットキーゲートのゲート材料としては、Ni、Au、Al/Au、Ti/Auの4種類を試してみた。加工性、リーク電流等についての定量的なデータは取っていないが、以下に経験的に得られたそれぞれの金属のゲート材料としての長所と短所を簡単にまとめる。

- ・ Niは基板に対する密着性が非常に悪く、リフトオフする時にゲートがはがれてしまい全く実用にならなかった。

- ・ Auは抵抗加熱によって容易に真空蒸着することが出来て、しかも加工性、密着性ともに比較的良いので、大きな電圧をかけるような目的で使わなければ (Ti/Au、Al/Auに比べると電流が漏れ出す臨界電圧が小さい) 十分な性能を持つ。
- ・ Al/Au ゲートは最初にAlを約500 Å 蒸着したのち、その上にAlの酸化を防ぐためにAuを約1500 Å 蒸着して作った。このゲートの臨界電圧は4種類の金属の中で最も大きい、密着性がAuゲートよりも少し悪い。
- ・ Ti/Au ゲートは最初にTiを約200 Å 蒸着したのち、その上にAuを約1500 Å 蒸着して作った。Tiはスパッターイオンポンプにも用いられているように吸着力が非常に強く、いわば基板とAuをつける接着剤の役割を果たしている。密着性、加工性ともに非常に良く、また臨界電圧もAuゲートよりも大きいのでゲート材料としては良好な性質を持つ。しかしTiは抵抗加熱で真空蒸着が出来ないので加速電圧4kV の電子ビームを当てて加熱、蒸着する。したがって、この電子ビーム蒸着ではTi原子のエネルギーによる基板への悪影響が考えられる。実際、このゲートを付けた試料では、同じウェハーから切りだした他の試料よりもキャリア数が2割も小さくなった。

§ 3-2. 測定

図3-2 のような装置を用いて、 $T=1.7\text{ K}$ 、 0.5 K での測定を行った。試料のクライオスタットと超伝導コイルを液体 ^4He で冷却し、ロータリーポンプで液体 ^4He を断熱的に蒸発させることによって 1.7 K の温度が得られる。さらに試料クライオスタットに ^3He 冷却装置を接続して、試料室内に ^3He を液化して、シールドロータリーポンプで断熱蒸発させると 0.5 K の温度が得られる。試料室内で液化された ^3He は、真空槽によって断熱されているため長時間低温を保つことが出来る。この ^3He 冷却装置の利点は配管が太いために「つまり」が起きる危険性がほとんど無いことと、大量の ^3He ガスを用いるので長時間低温を維持できることが挙げられる。試料クライオスタットと ^3He 冷却装置はプラスチック製のカプラーでつなぎ、試料クライオスタットはアースする。

試料は超伝導コイルの中心におかれ、8 Tesla までの磁場が垂直にかかる。磁場は特に断わらない限り、電子が反時計周りに動く (エッジ状態中の電子が試料の端に沿って時計周りに移動する) ようにかけである。

このような条件のもとで、試料にKEITHLEY 220 電流源を用いて15 Hz の交流電流を流し、EG&G MODEL 5210 デジタル LOCK-IN AMPLIFIER で電位差を測定した。試料のそばには抵抗温度計 (炭素

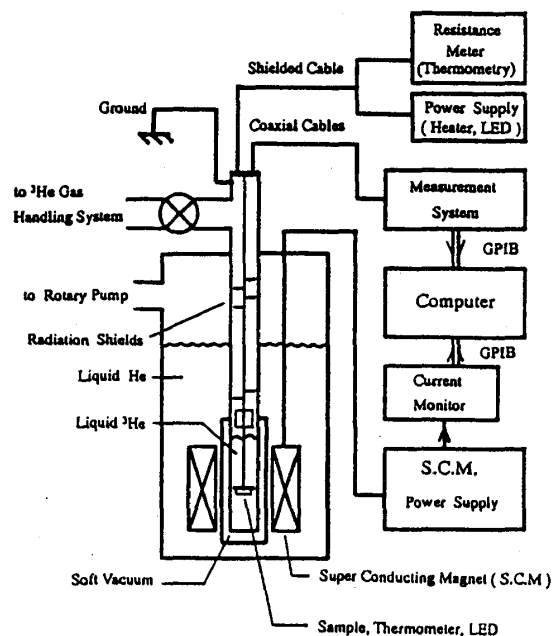


図 3-2 測定系の模式図

抵抗)と、試料のキャリア数を増やすための発光ダイオード ($\lambda=950\text{ nm}$) が付いている。これらの試料へのリード線には機器から試料のうえ約15 cm まではノイズ対策のために同軸ケーブルを用い、そこから試料までは熱流入を抑えるため熱伝導率の悪いマンガン線を用いた。さらに試料台支持棒に金メッキしたRadiation Shieldをつけて、試料クライオスタット上部からの輻射を反射している。

以上の方法で、表に示した5種類の試料を作り、低温強磁場下で測定を行った。

試料の諸元表

試料	キャリア数 $N_s (/cm^2)$	易動度 $\mu (cm^2/V \cdot s)$	測定温度 $T (K)$
A	3.4×10^{11}	1.3×10^6	0.5
B	2.8×10^{11}	5.0×10^5	1.7
C	3.3×10^{11}	6.2×10^5	0.5
D	3.4×10^{11}	5.9×10^5	0.5

第4章 8端子ホールバー型試料

測定に用いた試料A (試料諸元表参照) の形状を図4に示す。測定は $T=0.5\text{ K}$ で行い、試料には $0.3\text{ }\mu\text{A}$ の交流電流 (15 Hz) を流した。

§4-1. 電気伝導の非局所性

初めにホール抵抗 R_H (48.62)、縦抵抗 R_L (48.57)、非局所抵抗 R_{NL} (35.26) の3種類の4端子抵抗 ($R(i,j,k,l)$ は電流を端子 i から端子 j に流し、端子 k と端子 l で電位差を測ったときの抵抗を指す) を図4-1-1に示す。ホール抵抗には占有数 $\nu=2\sim 8$ に対応する量子化ホールプラトーが表れている。また、縦抵抗は磁場の変化と共に大きく振動し (SdH振動)、プラトー領域で縦抵抗はゼロになっている。非局所抵抗は、縦抵抗のSdH振動に比べるとピークの大きさが2桁小さいが、 $B=2\text{ T}$ 以上の磁場領域でピーク及びゼロをとる磁場は縦抵抗のそれと一致している (非局所抵抗に現れるこの振動を非局所SdH振動と呼ぶことにする) [4, 6, 13-15]。

非局所SdH振動を説明するためのモデルを図4-1-2に示す。図の縦軸は電子の化学ポテンシャルを示す。バルク電流は散乱を受け化学ポテンシャルを変化するのに対してエッジ電流はバルク電流と空間的に分離され、試料の端に沿ってその化学ポテンシャルを保って端子間を伝わって行く。エッジ電流があるために端子1 (図

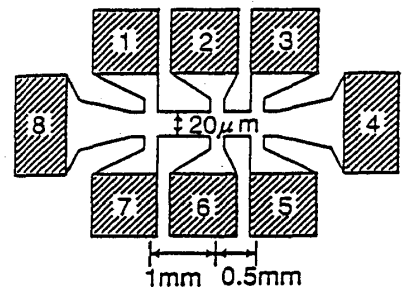


図4 試料Aの模式図。

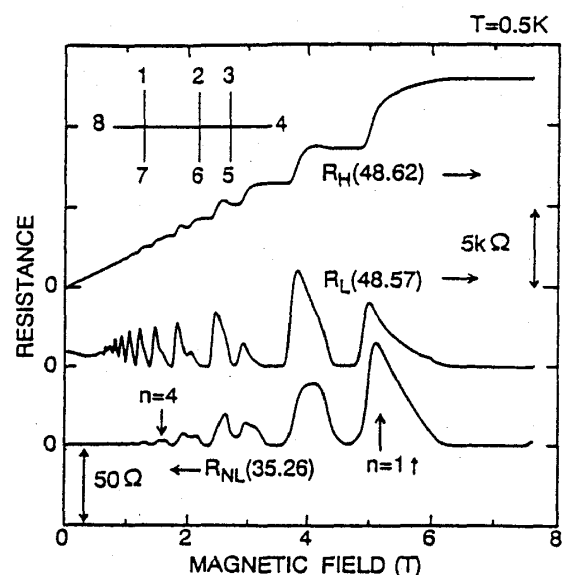


図4-1-1 ホール抵抗 R_H (48.62)、縦抵抗 R_L (48.57)と非局所抵抗 R_{NL} (35.26)の磁場依存性

中右下の端子)の化学ポテンシャルは高くなっている。次の端子2(図中左下の端子)の化学ポテンシャルは、端子1を出たエッジ電流と端子2付近のバルク電流の化学ポテンシャルで決まるので、端子1と端子2の間に電位差が生じる。また、プラトー領域ではエッジ電流のみが存在し、端子間を化学ポテンシャルを一定に保って伝わるので非局所抵抗はゼロになる。

古典的にはほとんどゼロになると思われるこの非局所抵抗の振舞いは、McEuen等によって示されたモデルによって説明出来る[4]。縦抵抗と非局所抵抗がゼロでない時、またホール抵抗が磁場と共に変化している時は、フェルミ準位は試料内部のランダウレベルと重なっており、エッジ電流とバルク電流両方が伝導に寄与する。このモデルではエッジ電流は端子間を流れるときは散乱を受けず化学ポテンシャルは一定であると仮定し、各セグメントにおけるバルク電流の散乱による化学ポテンシャルの変化は一つの障壁(透過率 t_j)で表す(図4-1-3)。バルク電流の透過率はセグメントの長さ l_j と幅 W_j とバルク電流の抵抗率 ρ を用いて

$t_j = 1 / [1 + e^2 / h \times \rho (l_j / w_j)]$ と表される。抵抗率 ρ はランダウレベルのバルク状態がフェルミ準位と交差するときにゼロから無限大に増加する。このモデルを用いて試料サイズと、満たされているランダウレベルの数 n が与えられると、非局所 SdH振動の振幅を計算できる。その結果を図4-1-4に示す[5]。図4-1-1中の非局所抵抗 $R_{NL}(35.26)$ の一番強磁場側にある $n=1$ のピーク($n=1$ のランダウレベルがスピン分離した2つの状態のうちエネルギーの低いほうの状態と、フェルミレベルが試料内部で重なっているときに起きるピーク)に対しては実験結果と計算結果はよく一致しているが、 $n=4$ のピークに対しては実験結果は計算結果より小さくなった。これは、エッジ電流の化学ポテンシャルが端子間を流れるときは変化しないという仮定が成り立たないためと思われる。このような低磁場ではエッジ電流とバルク電

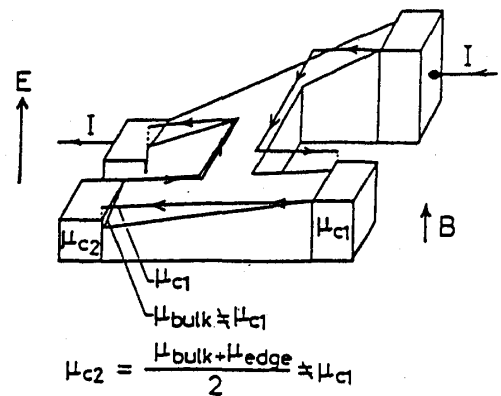


図4-1-2 非局所抵抗が現れることを示した模式図

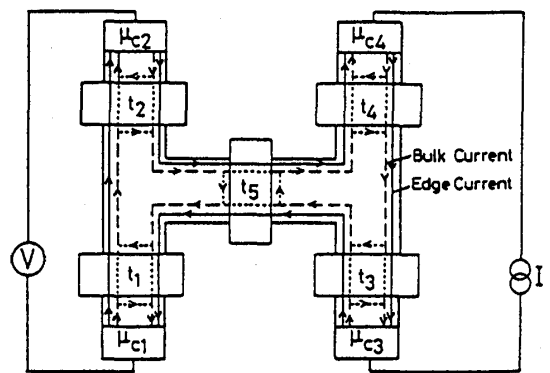


図4-1-3 非局所抵抗の値を計算するために用いたモデル。エッジ電流の化学ポテンシャルは端子間を流れるときは一定で、バルク電流の散乱による化学ポテンシャルの変化は透過率 t_j の障壁に置き換える。

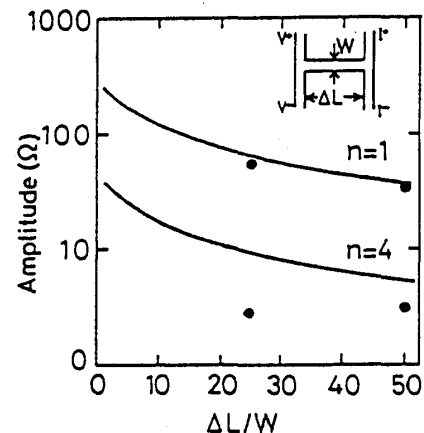


図4-1-4 $n=1$ と $n=4$ の非局所 SdH振動のピークの実験値(黒丸)と計算値(実線)。横軸は分離距離(ΔL)を試料幅 W で割ったもの。

流の間の空間分離距離が小さく、化学ポテンシャルの緩和が起きやすいためである。

このように伝導の非局所性の現れである 非局所SdH振動はエッジ電流とバルク電流両方が電気伝導に寄与するために起きると考えられる。

§ 4-2. 4端子抵抗のキャリア数依存性

図4-2-1 は縦抵抗 R_L (48.56) と非局所抵抗 R_{NL} (35.26)のキャリア数依存性である。発光ダイオードの光を試料に照射して系のキャリア数を増やしていくにつれて、SdH振動の振幅が大きくなり、非局所SdH振動の振幅が小さくなる。この傾向はキャリア数が増えるにつれて、エッジ電流とバルク電流の化学ポテンシャルの緩和が起きやすくなり、電圧端子間を短絡する(電圧端子間をほとんど化学ポテンシャルを変えずに伝わる)という働きが弱められたためと考えられる。その理由としては次の二つの事が考えられる。

・化学エッチングで作った

試料の端は図4-2-2

(a) のように荒れている。

発光ダイオードの

光を当てる前は試料の

端から内側のわずかな

領域にはキャリアが無い

ために(エッチング

によるダメージ)、エ

ッジ電流は比較的直線

的に流れる。しかし光

を当てるとこの領域に

もドナー層からキャリ

アが供給されて、エッジ電流の流れる経路は

試料の端の形に近くなるので、直線的には同

じでも実際に流れる経路は長くなり、化学ポ

テンシャルの緩和の度合が大きくなる。

・発光ダイオードの光を当てると試料の端のキ

ャリアが無い領域が狭くなって閉じ込めポテ

ンシャルの形が変わり、エッジ電流間あるい

はエッジ電流とバルク電流間の空間的距離が

狭くなって化学ポテンシャルの緩和の度合が

大きくなる(図4-2-2(b)) [16]。

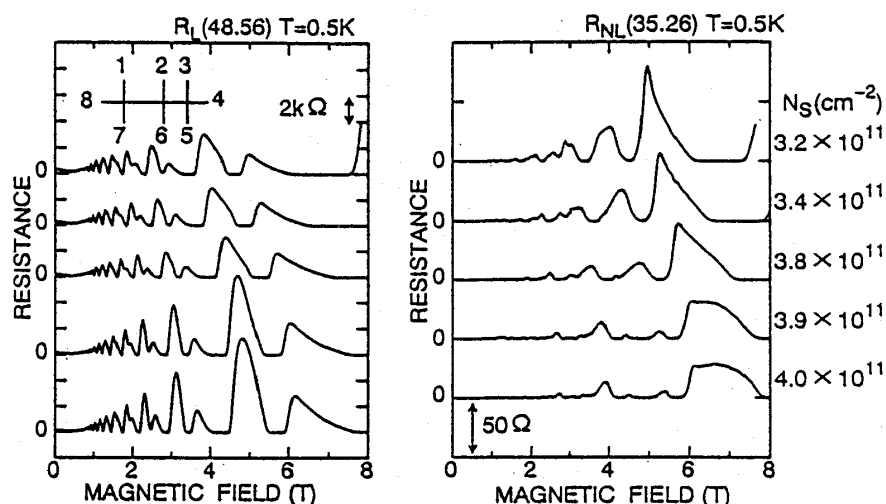


図4-2-1 縦抵抗 R_L (48.56)と非局所抵抗 R_{NL} (35.26)のキャリア数依存性。キャリア数が大きくなるにつれて縦抵抗のピークは大きくなり、非局所抵抗のピークは小さくなった。

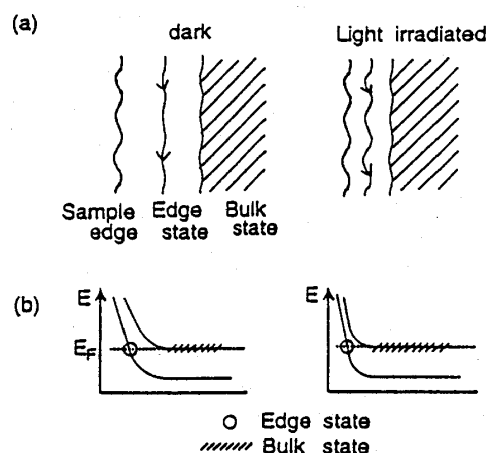


図4-2-2 発光ダイオードの光を当てると試料端の空乏層が狭くなり (a)エッジ電流の経路が試料の端の形状に影響されやすくなる。(b)閉じ込めポテンシャルの形が変わってエッジ電流とバルク電流の空間的分離距離が小さくなる。

§ 4-3. 抵抗の高い端子を測定に用いた4端子抵抗

一般に4端子抵抗測定法は、抵抗測定においてリード線や測定に用いる端子の端子抵抗の影響を取り除くことが出来る。しかし、量子ホール効果状態では端子抵抗の非常に高い端子を用いると測定に悪影響を及ぼすことが分かった。試料Aの端子1以外の端子の抵抗は全磁場領域にわたって $50\ \Omega$ 以下であったが、端子1の端子抵抗は図4-3-1中の3端子抵抗 $R(18.12)$ が示すように(磁場中の3端子抵抗 $R(18.12)$ はプラトー領域では端子1の端子抵抗に等しくなることがLandauer-Büttiker 公式から導かれる[3,4,9])、ゼロ磁場では他の端子と同じように $50\ \Omega$ 以下であるが、 $B=6\ \text{T}$ 前後と $B=4\ \text{T}$ 前後で非常に高くなっている。このような端子を測定に用いた4端子抵抗には異常な振舞いが現れた。

縦抵抗 $R_L(48.31)$ と非局所抵抗 $R_{NL}(17.26)$ は端子1の端子抵抗が高い磁場領域で負になった(図4-3-1)[5,15]。また図4-3-2から、ホール抵抗も、端子1を電流端子として用いた $R_H(17.28)$ 、電圧端子として用いた $R_H(48.71)$ とともに $B=6\ \text{T}$ 前後で良い端子だけを測定に用いた $R_H(48.62)$ より小さくなり、異常な振舞いを示しているのが分かる。

また一連の実験から、ホール抵抗と縦抵抗には異常はみられないにもかかわらず非局所抵抗は負の値を示すことがあり、端子の性質の影響を受けやすいことが分かった。負の抵抗は電流端子が異なるエッジ電流に不均一に(むしろ異常に)電子を供給し、その状態が緩和せずに伝わり、電圧端子が異なるエッジ電流の化学ポテンシャルを単純に平均化せずに感じたときに生じるものと考えられる。

このように非局所抵抗が負になる理由を以下に説明する[5]。簡単化のために、エッジ電流を2本考える(図4-3-3)。電流端子から来たエッジ電流が μ_0 、 μ_1 の化学ポテンシャルで次の端子に透過率 T_0 、 T_1 で入射する。その次の端子が理想的な端子と仮定するとそれぞれの端子の化学ポテンシャルは μ_{c1} 、 μ_{c2} で表される。従って端子1と端子2の化学ポテンシャルの差の符号は、 $(T_0 - T_1)(\mu_0 - \mu_1)$ で決定される。普

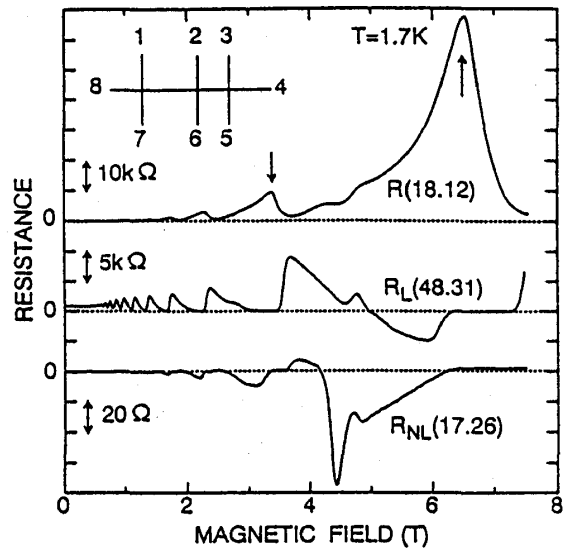


図4-3-1 端子1を用いた3端子抵抗 $R(18.12)$ 、縦抵抗 $R_L(48.31)$ 、非局所抵抗 $R_{NL}(17.26)$ の磁場依存性。端子1の端子抵抗($R(18.12)$)は占有数 $\nu=2$ と $\nu=4$ のプラトー領域で非常に大きくなった。また縦抵抗 $R_L(48.31)$ 、非局所抵抗 $R_{NL}(17.26)$ は負の値を示した。

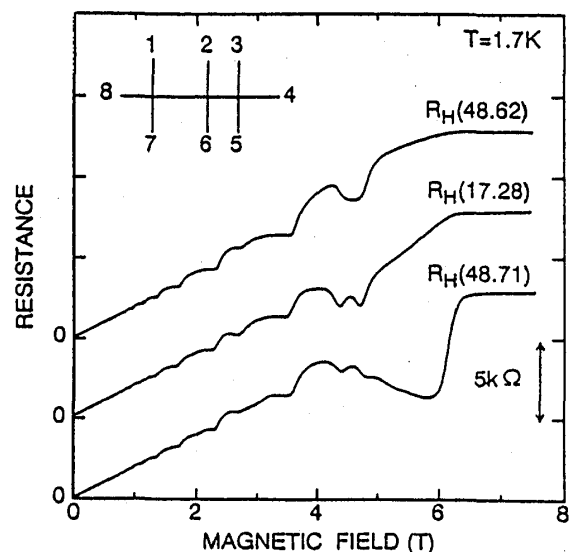
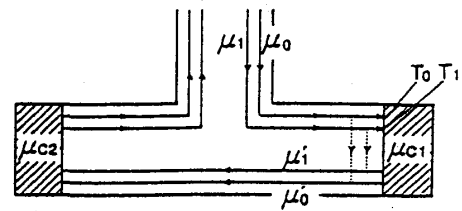


図4-3-2 正常なホール抵抗 $R_H(48.62)$ に対して、端子1を電流端子として用いたホール抵抗 $R_H(17.28)$ と電圧端子として用いた $R_H(48.71)$ に異常がみられた。

通の端子では $T_0 \geq T_1$ かつ $\mu_0 \geq \mu_1$ なので非局所抵抗はゼロまたは正の値を示すが、端子1のように端子抵抗の高い端子を電流端子として用いると、 $\mu_0 < \mu_1$ の様なエッジ電流の化学ポテンシャルの分布が作られて非局所抵抗は負の値を示す。この大小関係を化学ポテンシャルの反転分布と呼ぶことにする。このような分布は端子1からエッジ電流への電子の透過率に $T_0' < T_1'$ なる普通の端子とは逆の大小関係がある時に作られると予想される。



$$\begin{aligned}\mu_{c1} &= \frac{\mu_0 T_0 + \mu_1 T_1}{T_0 + T_1} \\ \mu_{c2} &= \frac{\mu_0 + \mu_1}{2} = \frac{\mu_0 + \mu_1}{2} \\ \mu_{c1} - \mu_{c2} &= \frac{(T_0 - T_1)(\mu_0 - \mu_1)}{(T_0 + T_1)}\end{aligned}$$

図4-3-3 エッジ電流が2本ある時に非局所抵抗が負になることを示すモデル。

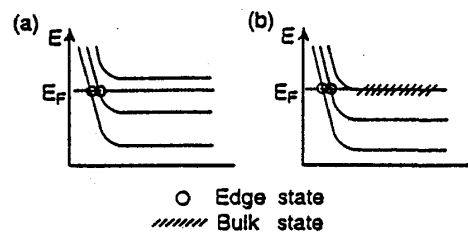


図4-3-4 エッジ電流とバルク電流の空間的分離距離は、エッジ電流間の分離距離よりも大きい。

以上の説明ではエッジ電流だけを考えたが（プラトー領域）、実際には実験結果はプラトー領域では非局所抵抗はほとんどゼロで、ホール抵抗が変化する（エッジ電流とバルク電流両方が存在する）磁場領域で抵抗が負になっている。これはエッジ電流の一つをバルク電流として考えることで上の説明と同様に出来る。この負の抵抗の現れ方の違いは次のように説明できる。図4-3-4 が示すように隣り合ったエッジ電流間の距離は、エッジ電流とバルク電流の間の距離よりも小さいために、化学ポテンシャルの反転分布の緩和はエッジ電流とバルク電流の間よりも、隣合ったエッジ電流間で起きやすい [13, 14]。プラトー領域で抵抗が負にならないのは、抵抗の高い電流端子1で作られたエッジ電流間の化学ポテンシャルの反転分布が、端子2に着く頃にはかなり緩和していることを示している。つまり図4-3-3 中の式が示すようにエッジ電流の化学ポテンシャルが平衡化すれば ($\mu_0 = \mu_1$)、抵抗はゼロになる。これに対してホール抵抗が変化する磁場領域での大きな負のピークは、バルク電流より低いエッジ電流の化学ポテンシャルがあまり緩和を受けずに端子2に到達して、端子2の化学ポテンシャルを小さくするためである。

§ 4-4. 抵抗の電流依存性

図4-4-1 に縦抵抗 R_L (48.57) と非局所抵抗 R_{NL} (35.26) の電流依存性を示す。縦抵抗は試料に流す電流を増加すると、弱磁場ではほとんど変化しないが強磁場では抵抗が増加している。また非局所抵抗は電流を増すとともに、振動が現れる磁場の値が大きくなり、抵抗が小さくなった。縦抵抗で電流依存性が生じる磁場と、非局所抵抗に振動が現れる磁場 ($B \sim 1$ T) が一致しており、エッジ電流の形成と共に非局所抵抗に振動が現れ、縦抵抗の SdH 振動の振幅が抑制されていることが分かる（エッジ電流は化学ポテンシャルをほぼ一定に保って端子間を移動するので、端子間を短絡する働きを持つと考えてよい）。これらの抵抗の電流依存性は次のように説明できる。電流を増加すると、エッジ電流とバルク電

流の化学ポテンシャルの差が大きくなって二つの状態間の散乱が大きくなるので（隣合ったエッジ電流とバルク電流の化学ポテンシャルの緩和は、それらの差が大きいほど起こりやすいと考えられる）、化学ポテンシャルを変化しないというエッジ電流の性質が弱められ、縦抵抗は大きくなり非局所抵抗が小さくなる [5,13,14]。

図4-4-2 は抵抗の高い端子1を含む3端子抵抗 $R(18.12)$ と電流端子に端子1を用いた非局所抵抗 $R_{NL}(17.26)$ の電流依存性である。試料に流す電流が小さい時にホール抵抗が変化する磁場領域で負の値を示していた非局所抵抗が、電流量を $5\mu A$ にすると正の値を示した [5,15]。さらに電流量を増やすと、非局所抵抗 $R_{NL}(35.26)$ の電流依存性と同じように抵抗は小さくなった。非局所抵抗が正になったということは、電流を増やすことによって、端子1によって作られるエッジ電流とバルク電流の間の化学ポテンシャルの反転分布

が正常な分布になった事を示している。このことは、端子1の端子抵抗（3端子抵抗 $R(18.12)$ から試料の抵抗を引いて得られる）が電流の増加とともに著しく小さくなった事からも予想できる。第2章(5)式が示すように端子1の全透過確率 $T(=\sum T_i=\sum T_i')$ が電流の増加と共に大きくなり理想端子のそれ（全ての i に対して $T_i=T_i'=1$ [3]）に近付いているのが分かる。この過程で、電流が小さい時は低いランダウレベルのエッジ電流の端子への透過率が、高いランダウレベルのそれよりも小さいが（ $i < j$ のとき $T_i < T_j$ ）、電流を大きくするとその大小関係が逆転して正常になり、非局所抵抗が正になったものと思われる。この透過率の電流依存性（エネルギー依存性）がどのような機構によるものかはよく分からない。

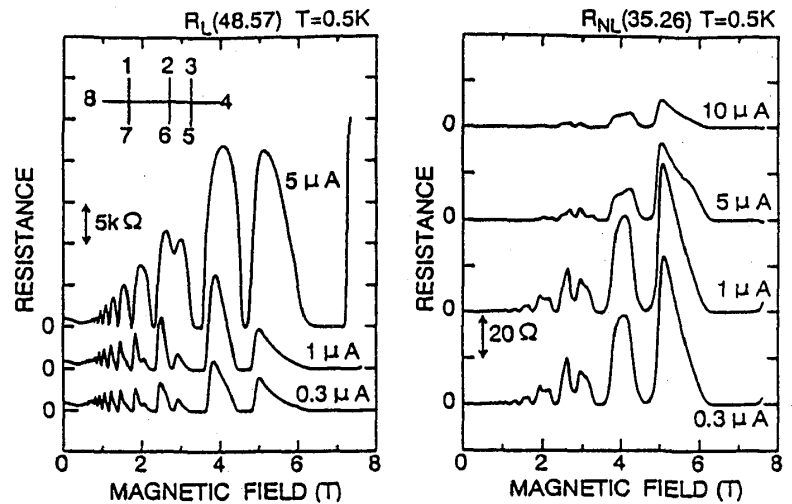


図4-4-1 縦抵抗 $R_L(48.57)$ と非局所抵抗 $R_{NL}(35.26)$ の電流依存性。電流が大きくなるにつれて縦抵抗のピークは大きくなり、非局所抵抗のピークは小さくなった。

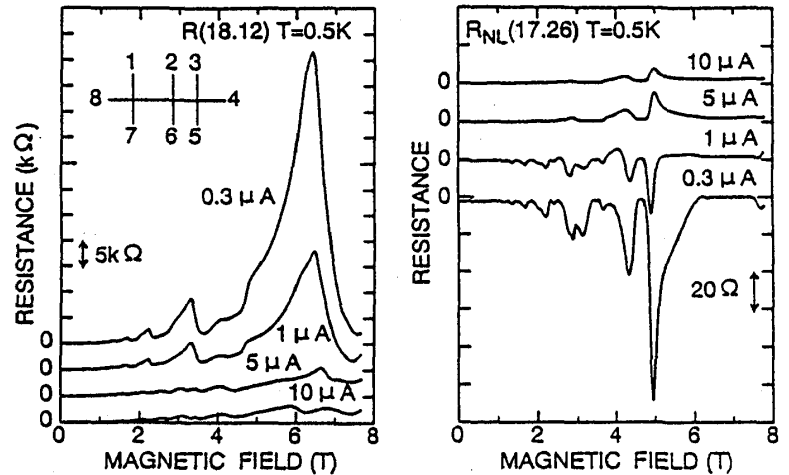


図4-4-2 3端子抵抗 $R(18.12)$ の $B=6$ Tのピークの値は試料に流す電流を大きくするにつれて小さくなった。非局所抵抗 $R_{NL}(17.26)$ は電流を増やすと負のピークが小さくなり、さらに増やすと正の値を示した。

§ 4-5. 4端子抵抗の磁場反転対称性

図4-5は、抵抗の高い端子1を測定に用いた場合にも、オンサーガーの相反定理[17] ($R(ij,kl)(B)=R(kl,ij)(-B)$) が成り立つことを示す実験結果である。つまり、電流端子と電圧端子を入れ替え、磁場を反転するとそれらの抵抗は等しい。

図4-5(a)の上の非局所抵抗 $R_{NL}(17.26)$ が負になるのは、本章3節で述べたように、抵抗の高い電流端子1で作られたエッジ電流とバルク電流の化学ポテンシャルの反転分布を、それが緩和しないうちに電圧端子2で測るためである。

しかし磁場を反転すると図4-5(a)の下グラフのように抵抗は正になる。これはエッジ電流の向きが逆になって、電流端子1から出たエッジ電流が端子8と電流端子7に入ってから電圧端子6に入るからである。第2章で述べたように端子には、入ってくるエッジ電流やバルク電流の化学ポテンシャルの非平衡分布を緩和する働きがある[3]。また電流端子1を出て電圧端子6に入るまでエッジ電流が流れる距離が長いので、散乱による緩和の度合いが大きく、電流端子1で作られた化学ポテンシャルの反転分布は電圧端子6に入るときには無くなっている。

これに対して図4-5(b)の下グラフの非局所抵抗 $R_{NL}(26.17)$ が負になっているのは、電流端子2から出たエッジ電流とバルク電流が端子抵抗の高い電圧端子1に入るからである。電圧端子1に入る時、バルク電流の化学ポテンシャルは散乱によってエッジ電流のそれよりも低くなっている。そして低い化学ポテンシャルを持つバルク電流の方が電圧端子1への透過率が大きいため、抵抗は負になる ($(T_0-T_1)<0$ 、 $(\mu_0-\mu_1)>0$)。

また、図4-5(b)の上グラフが正になるのは、エッジ電流が電流端子6から出て電圧端子7、端子8を経て非常に長い距離を流れた後に電圧端子1に入るため、化学ポテンシャルの分布がほぼ平衡化しているためである。B=6 T 付近の抵抗の振舞いは、この磁場領域で電圧端子として用いた端子1の端子抵抗が非常に大きくなっているため(図4-3-1中の $R(18.12)$ を参照)ノイズが入りやすく測定が困難なためである。

このように非局所抵抗は、磁場の向きによってエッジ電流が運んでくる情報(例えば電流端子から電圧端子までのエッジ電流が伝わる距離や、その途中にある測定に使用していない端子の数等)が変化すると大きくその振舞いを変える(抵抗の非局所性)。

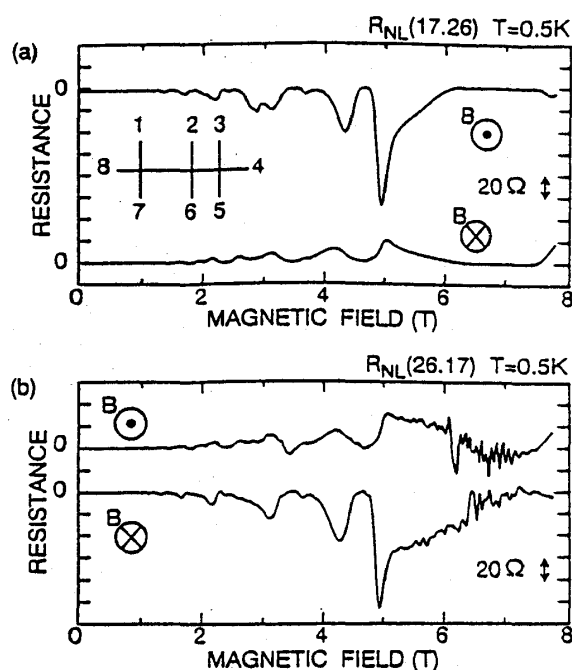


図4-5 図(a)の上のグラフと図(b)の下グラフ、および図(a)の下グラフと図(b)の上グラフはそれぞれ、電流端子と電圧端子を入れ換えて磁場を反転した関係にある。

第5章 浮き端子構造タイプ I を持つ試料

§5-1. 浮き端子構造タイプ I

第4章では端子抵抗の高い端子が、電流端子として用いたときはエッジ電流の化学ポテンシャルの反転分布を作り出し、電圧端子として用いると入ってくるエッジ電流の化学ポテンシャルの平均値より小さな化学ポテンシャルを感じるために、4端子抵抗に異常な振舞いが現れることを示した。そこで、端子の性質とその端子が作るエッジ電流の化学ポテンシャルの分布を調べるために図5-1(a)のような試料B（試料諸元表参照）を作った。この試料の端子1は試料端を覆っておらず2DEGで囲まれている。このような端子では図5-1(b)に示すように、外側のエッジ電流（エネルギーの低いランダウレベルのエッジ電流）は、内側のエッジ電流（エネルギーのより高いランダウレベルのエッジ電流）より低い端子への透過率、あるいは端子からの透過率を持つ。この透過率の関係は端子2のような普通の端子の性質とは逆であり、透過率の大きさもプラトー領域では非常に小さい[18]。そして、くさび形のゲート（ゲートの先端と端子1の距離は約 $0.5\ \mu\text{m}$ ）で端子1へのエッジ電流の透過率を制御する（図5-1(c)、この端子形状を「浮き端子構造タイプ I」と呼ぶことにする）。ゲートに負の電圧をかけてゲートの下の領域を空乏化するとエッジ電流の経路は図のように曲がる。そして、さらに強い電圧をかけると2DEGの空乏化領域が広がって端子1とゲートの間の2DEGの幅が狭くなって、まず内側のエッジ電流が端子1に入り次に外側のエッジ電流が入る。また、ホール抵抗が磁場と共に変化する領域では、試料全体に流れるバルク電流は透過率1で端子1に入る。つまり、端子1はエッジ電流からは浮いているが、バルク電流に対しては普通の端子として振舞う。

この試料Bに $0.1\ \mu\text{A}$ の交流電流（15Hz）を流し、 $T=1.7\ \text{K}$ で測定した。

§5-2. 浮き端子構造タイプ I による4端子抵抗の異常

図5-2 はゲートに $+0.2\ \text{V}$ の電圧をかけたとき（すなわちエッジ電流を端子1から浮かした時）の2端子抵抗 $R(21)$ 、縦抵抗 $R_L(36.21)$ 、非局所抵抗 $R_{NL}(51.42)$ である。正の電圧をゲートにかける理由は、試料全体に発光ダイオードの光をあてキャリア数を増やしたために、ゲートの下のキャリア数が周りの2DEGのキャリア数よりも少なくなっているのを補正するためである。プラトー領域での2端子抵抗はLandauer-Büttiker 公式から[3,9]、測定に用いる2つの端子の端子抵抗とホール抵抗の和になることが示される。端子2の端

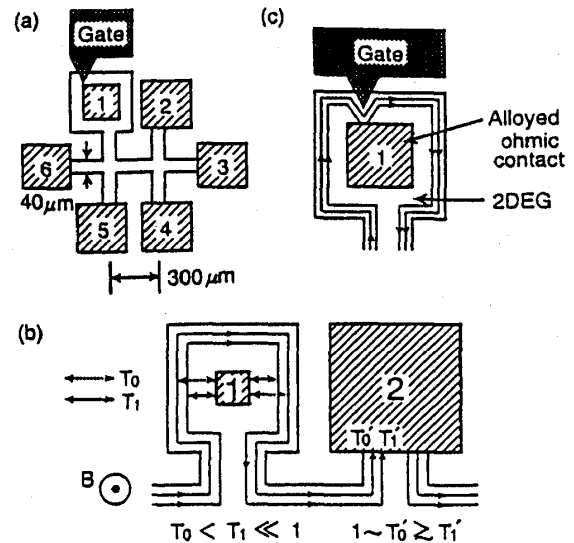


図5-1 (a)浮き端子構造タイプ I を持つ試料Bの模式図。端子1は試料の端を覆っておらず、2DEGで囲まれている。(b) ゲートに電圧をかけないとき、エッジ電流の端子1への透過率が非常に小さいので、プラトー領域では端子1の端子抵抗は大きくなる。(c) 浮き端子構造タイプ I の拡大図。ゲート電圧によってエッジ電流の端子1への透過率を制御できる。

子抵抗は低いので、2端子抵抗のプラトー領域でのピーク（図中の矢印、その磁場でのホール抵抗よりも非常に大きい）は端子1の端子抵抗が非常に大きくなっていることを意味している。第2章(4)式によると、端子抵抗はその端子へのエッジ電流の透過率の和で表すことが出来る。占有数 $\nu=2$ の2端子抵抗のピークの値は約350 k Ω であるので、全透過率は $T=T_0+T_1=0.07$ と理想的端子の $T=2$ に比べて非常に小さいことがわかる。このような端子1を測定に用いると縦抵抗 $R_L(36.21)$ 、非局所抵抗 $R_{NL}(51.42)$ は図のように端子1の端子抵抗が大きくなる磁場と同じ所で負の値を示した。第4章で述べた試料Aでは縦抵抗と非局所抵抗が負になったのは、ホール抵抗が変化する磁場領域であるが、この試料ではプラトー領域で抵抗が強く負になった。図5-1(a)と同じ形状の試料を他に7個作り測定したが非局所抵抗が負になる様子は試料によって異なり、プラトー領域でのみ負になる場合、ホール抵抗が変化する磁場領域で負になる場合、あるいはそれらを組み合わせたような場合、または弱磁場側では正、強磁場で負のピークが出る場合があった。これは、強磁場下の2DEGの伝導の非局所性の強い現れである。

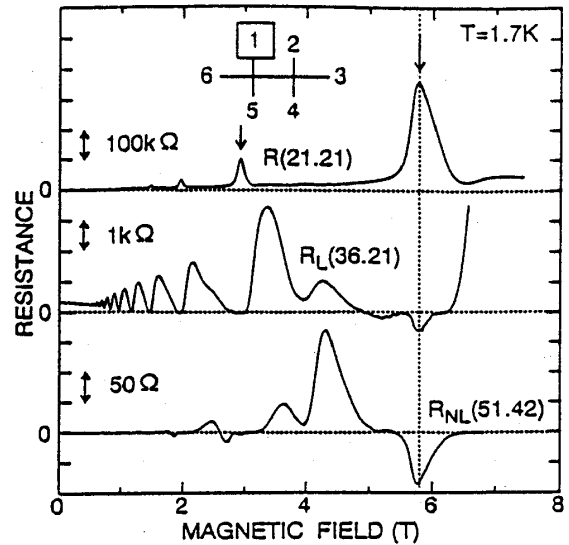


図5-2 $V_g=0.2$ Vの時の端子1を用いた2端子抵抗 $R(21.21)$ 、縦抵抗 $R_L(36.21)$ と非局所抵抗 $R_{NL}(51.42)$ の磁場依存性。2端子抵抗 $R(21.21)$ が大きくなる $B=5.7$ T付近で縦抵抗 $R_L(36.21)$ と非局所抵抗 $R_{NL}(51.42)$ は負になった。

§5-3. 浮き端子構造タイプIの端子抵抗のゲートによる制御

端子1の端子抵抗の値をコントロールするために、磁場を $B=5.7$ T（占有数 $\nu=2$ 、エッジ電流が2本存在する）に固定して、くさび形ゲートに負の電圧を強くかけた。その結果が図5-3-1である。負のゲート電圧を大きくしていくにつれて抵抗は小さくなった。このことから、浮き端子構造タイプIは普通の端子とは逆に、エネルギーの高いランダウレベル（内側）のエッジ電流に対して大きな端子1への透過率を与えることがわかる（ $i < j$ のとき $T_i < T_j$ ）。 $V_g = -2.8$ V以下で抵抗は12.9 k Ω ($h/2e^2$)で一定になったが、これはエッジ電流が2本とも端子1に入ったことを示している。しかし、エッジ電流2本のうち1本だけ入ったことを意味する

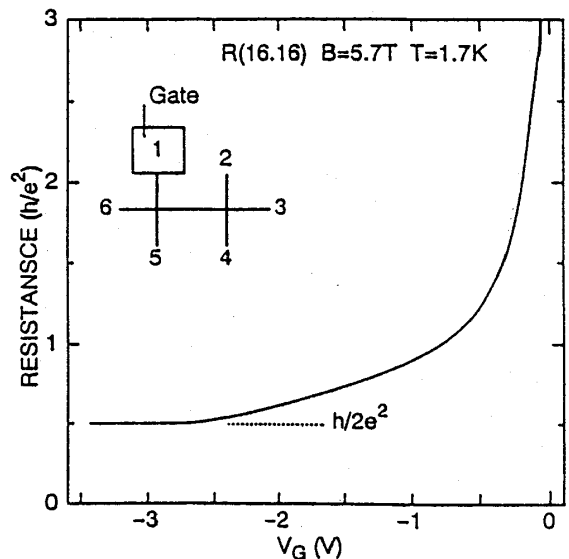


図5-3-1 占有数 $\nu=2$ ($B=5.7$ T)における2端子抵抗 $R(21.21)$ のゲート電圧依存性。負のゲート電圧が大きくなるにつれて抵抗は小さくなり、 $V_g = -2.8$ V以下で抵抗はエッジ電流が2本入ったことを示す $h/2e^2$ になった。

抵抗値 $25.8 \text{ k}\Omega$ (h/e^2) では、ゲート電圧変化に対してプラトーが現れなかった。つまりこのくさび形ゲートを用いた浮き端子構造タイプ I では、端子 1 に入るエッジ電流の本数はゼロまたは全部という具合に制御できる [18]。

このくさび形ゲートはエッジ電流が空間的に離れていることを利用して端子 1 に出入りするエッジ電流の本数を制御しようとした。つまり図 5-3-1 の横軸のゲート電圧は端子 1 とくさび形ゲートの間の 2DEG の幅に対応している。したがって、抵抗が $25.8 \text{ k}\Omega$ (h/e^2) でゲート電圧変化に対してプラトーが出来なかったのは、占有数 $\nu=2$ においてエッジ電流間の空間分離距離が非常に小さいことを意味している。

図 5-3-2 にゲートに -3.5 V かけたときの縦抵抗 $R_L(36.21)$ 、非局所抵抗 $R_{NL}(51.42)$ の磁場変化を示す。ゲート電圧 $V_G = -3.5 \text{ V}$ の時には全てのエッジ電流が端子 1 に入るので、両抵抗とも正常な振舞いを示している。非局所抵抗 $R_{NL}(51.42)$ の $B=4.3 \text{ T}$ 付近のピークの大きさが $V_G=0.2 \text{ V}$ の時に比べて大きくなっている。これは、 $V_G=-3.5 \text{ V}$ の時の方が電流端子 1 によってエッジ電流の化学ポテンシャルが大きくなり、それが電圧端子 2 に入るからである。このように僅かな面積のくさび形ゲートに負の電圧をかけるだけで抵抗の振舞いが大きく変わるのは、試料の端を流れるエッジ電流が電気伝導を担う強磁場下の 2DEG の輸送の特徴である。

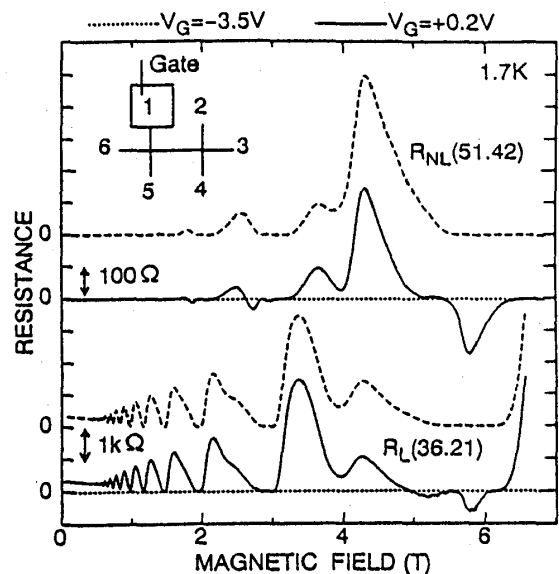


図 5-3-2 $V_G = -3.5 \text{ V}$ (破線) と $V_G = 0.2 \text{ V}$ (実線) の時の非局所抵抗 $R_{NL}(51.42)$ と縦抵抗 $R_L(36.21)$ の磁場依存性。ゲートに -3.5 V かけると、非局所抵抗 $R_{NL}(51.42)$ と縦抵抗 $R_L(36.21)$ は正常な振舞いを示した。

第 6 章 浮き端子構造タイプ II を持つ型試料

§ 6-1. 浮き端子構造タイプ II

第 5 章の浮き端子構造タイプ I では端子 1 に出入りするエッジ電流の本数を細かく制御することが出来なかった。そこで試料形状を図 6-1(a) のように変更した (試料 C、試料諸元表参照)。ゲート G 1 に負の電圧をかけていくと、ゲートの下の伝導帯が周りの 2DEG の伝導帯よりも相対的に高くなるので、高いエネルギーのランダウレベルから順にフェルミ準位よりも高くなり、ゲートの下をエッジ電流が通れなくなる (図 6-1(b)、(c))。さらに電圧を大きくするとゲートの下の 2DEG のキャリアが無くなって、全てのエッジ電流はゲートで反射されて端子 1 に入る。この端子形状を「浮き端子構造タイプ II」と呼ぶことにする。第 5 章の浮き端子構造タイプ I がエッジ電流間の空間分離距離を利用して端子 1 へのエッジ電流の透過率を制御したのに対して、この浮き端子構造タイプ II はランダウレベル間のエネルギー差を利用する (図 6-1) [18]。ゲート G 2 は端子 1 で作られたエッジ電流間の化学ポテンシャルの非平衡分布を、端子 2 に入るエッジ電流の本数を制御して調

べるために設けてある。

この試料Cに $0.1 \mu\text{A}$ の交流電流 (15Hz) を流し、 $T=0.5 \text{ K}$ で測定した。

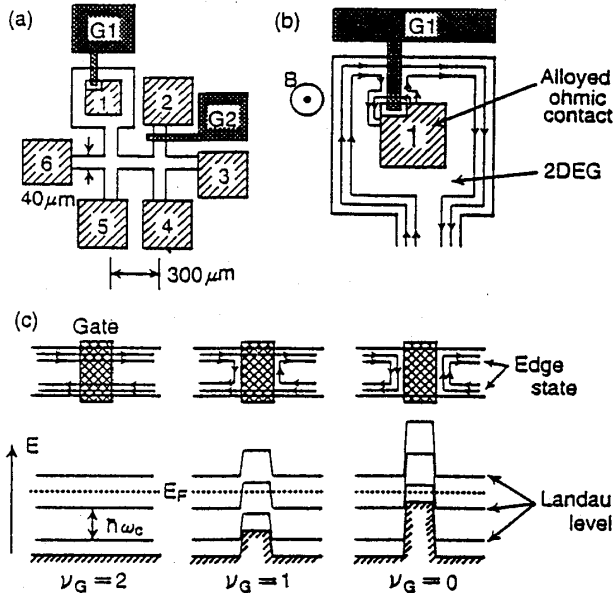


図 6-1 (a) 浮き端子構造タイプ II を持つ試料 C の模式図。(b) 端子 1 でのエッジ電流の様子を表した図。図では 2 本のエッジ電流のうち 1 本が端子 1 に入っている。(c) ゲートに負の電圧をかけてゲートの下の占有数 ν_0 を減らしていくと図のようにエッジ電流はゲートで反射される。

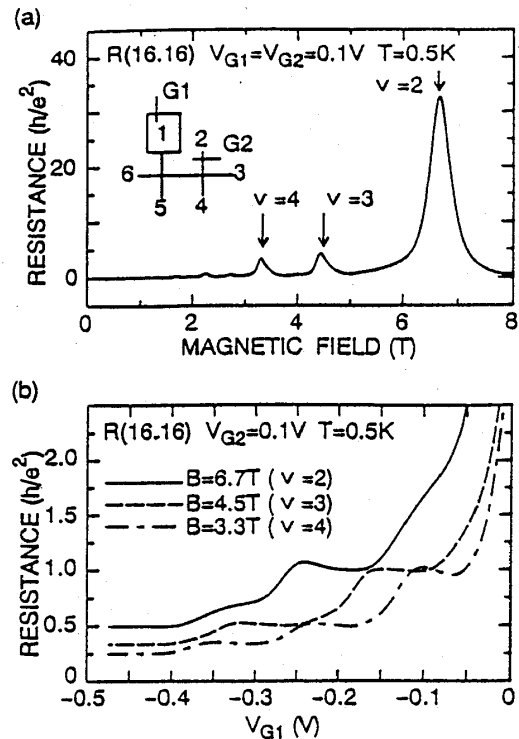


図 6-2-1 (a) $V_{G1}=0.1 \text{ V}$ の時の 2 端子抵抗 $R(16,16)$ の磁場依存性。エッジ電流のみが存在するプラトー領域で、抵抗が非常に大きくなっている (図中の矢印)。(b) 占有数 $\nu=2, 3, 4$ に磁場を固定して 2 端子抵抗 $R(16,16)$ の V_{G1} 磁場依存性を調べた。 V_{G1} に対してプラトーが出来ているがこれはエッジ電流が整数本入っていることを示している。

§ 6-2. 浮き端子構造タイプ II の端子抵抗のゲートによる制御

図 6-2-1(a) はゲート $G1$ に $+0.1 \text{ V}$ かけたときの 2 端子抵抗 $R(16,16)$ の磁場依存性である。占有数 $\nu=2, 3, 4$ のプラトー領域で抵抗が大きくなっている。磁場を $B=6.7 \text{ T}$ ($\nu=2$) に固定して 2 端子抵抗のゲート $G1$ 電圧依存性を調べると図 6-2-1(b) のようになった。図からわかるように、第 5 章の浮き端子構造タイプ I の場合とは違って抵抗が $25.8 \text{ k}\Omega$ (h/e^2) のところにもゲート電圧に対してプラトーが現れた ($-0.2 \text{ V} < V_{G1} < -0.15 \text{ V}$)。このように浮き端子構造タイプ II は占有数 $\nu=2$ の時に端子 1 に出入りするエッジ電流の本数を 0 本、1 本、2 本と制御できる。また占有数 $\nu=3$ と $\nu=4$ で同様に磁場を固定してゲート $G1$ にかける電圧依存性を調べると、図のようにそれぞれ 3 個、4 個のプラトーが出来た。

占有数 $\nu=2$ の時に端子 1 を電流端子として用いたときの働きを、以下のような仮定のもとに Landauer-Büttiker 公式を用いて計算すると図 6-2-2 のようになる。すなわち、ゲート $G1$ の手前で 2 本のエッジ電流が等しい化学ポテンシャル μ_0 を持ち (もう一方の普通の電流端子を出てから端子 1 に到達するまでに化学ポテンシャルの非平衡分布が十分に緩和していると仮定する)、ゲート $G1$ は外側 (低いエネルギーのランダウレベル) のエッジ電流には影響せず、内側 (高いエネルギーのランダウレベル) のエッジ電流のうち t ($0 < t \leq 1$) の割合だけ反射すると仮定すると (図 6-2-2)、端子 1 の化学ポテンシャル

μ_{c1} はゲートG1によるエッジ電流の反射率 t を用いて $\mu_{c1} = \mu_0 + hI/te$ と表される (I は試料に流す電流)。また、ゲートG1の下を通る時、外側のエッジ電流の化学ポテンシャルは変化せず、端子1から出てくる内側のエッジ電流の化学ポテンシャルは $\mu_1 = \mu_0 + hI/e$ となり t によらないことが分かる。このような浮き端子構造タイプIIの性質を用いて人工的に化学ポテンシャルの反転分布を作り、それをゲートG2を用いて観測し、化学ポテンシャルの反転分布の度合、それらの緩和距離、あるいは端子の性質（エッジ電流の透過率など）を調べた [19]。

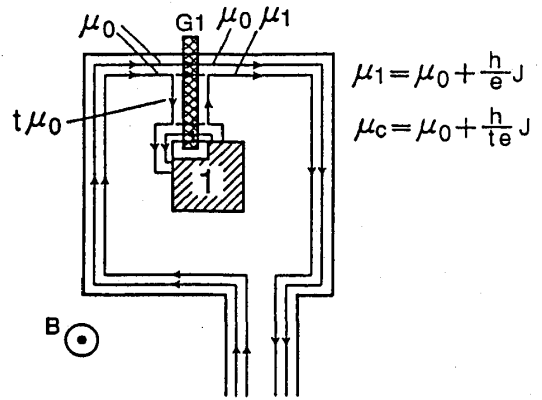


図6-2-2 端子1付近の化学ポテンシャルの分布の様子。ゲートG1で外側のエッジ電流のうち t ($0 \leq t \leq 1$) の割合だけ反射されると仮定すると、Landauer-Büttiker 公式から外側のエッジ電流の化学ポテンシャルは t の値によらないことが分かる。

§ 6-3. 非局所抵抗のゲート電圧依存性(i)

図6-3-1 は5種類のゲート電圧の組合せに対する非局所抵抗 $R_{NL}(51.42)$ の磁場依存性である。(a) $V_{G1} = -0.5$ V の時は正常な非局所 SdH振動を示したが、これは全てのエッジ電流が大きな透過率で端子1に出入りするので（占有数 $\nu = 2$ の時は $T_0 \sim 1$ 、 $T_1 \sim 1$: T_0 は外側のエッジ電流の端子1への透過率、 T_1 は内側のエッジ電流の端子1への透過率）、端子1が普通の端子と同じ性質を持つからである。これに対して(b)(c) $V_{G1} = 0.1$ V の時は非局所抵抗は異常な振舞いを見せた。この時はエッジ電流は端子1から浮いている（占有数 $\nu = 2$ の時 $T_0 = 0$ 、 T_1 は小さいけれどもゼロでないと仮定する）。この試料Cでは、非局所抵抗はプラトー領域とホール抵抗が変化する磁場領域両方で負になった。(d)(e) $V_{G1} = -0.2$ V の時は内側のエッジ電流だけがゲートG1によって端子1に入る（占有数 $\nu = 2$ の時 $T_0 = 0$ 、 $T_1 \sim 1$ ）。

前節でLandauer-Büttiker 公式から予想した端子1が作る化学ポテンシャルの反転分布は(b)(c) $V_{G1} = 0.1$ V ($T_0 = 0$ 、 $T_1 \sim 0$) の時と(d)(e) $V_{G1} = -0.2$ V ($T_0 = 0$ 、 $T_1 \sim 1$) の時は同じであるが、実験結果は(b)と(d)、(c)と(e)がそれぞれ互いに違った振舞いを見していることから、その予想を否定している。(b)(c)(d)(e)の全てにおいて化学ポテンシャルの反転分布が出来ていることは、非局所抵抗が負になっていることが示している。そこでプラトー領域でも抵抗が強く負になった(b)(c) $V_{G1} = 0.1$ V の場合（端子1

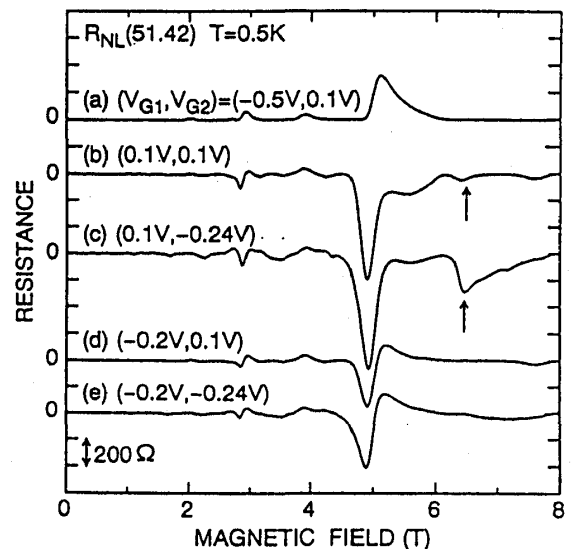


図6-3-1 5種類のゲート電圧の組合せに対する非局所抵抗 $R_{NL}(51.42)$ の磁場依存性。(a)エッジ電流は全て端子1に入っているため正常な振舞いを見している。(b)(c)(d)(e)では端子1で化学ポテンシャルの反転分布が出来ているので負の抵抗を示しており、(b)(c)では占有数 $\nu = 2$ (図中の矢印)でも抵抗は負になった。

によって作られるエッジ電流の化学ポテンシャルの差が(d)(e)の場合よりも大きいためと予想される)について詳しく調べた。

図6-3-2 に占有数 $\nu=2$ の時 (図6-3-1 中の矢印の磁場) のエッジ電流の流れを模式的に示す。(a) (V_{G1}, V_{G2}) = (-0.5 V, 0.1 V) の時はエッジ電流は全て端子1に入り、端子1と同じ化学ポテンシャルを持って端子1から出てくる。それらは散乱を受けずに流れるので、端子2、3、4は同電位になり抵抗はゼロになる。

(b)(c) $V_{G1}=0.1$ V の時は前節で示したように端子1から出てくるエッジ電流の化学ポテンシャルは反転分布 ($\mu_0 < \mu_1$) になっている。従って図6-3-1(b)(c)の振舞いの違いはゲートG2の働きによるものである。(b) $V_{G2}=0.1$ V の時はエッジ電流は2本とも端子2に入るが、(c) $V_{G2}=-0.24$ V の時は

内側のエッジ電流は反射されて端子3に向かい、外側のエッジ電流だけが端子2に入る。(c) $V_{G2}=-0.24$ V の時に負の抵抗が大きくなった事は、端子1でエッジ電流の化学ポテンシャルの反転分布が出来ていることをはっきりと示している。つまり、図6-3-2(c)に示すように端子1で作られた化学ポテンシャルの分布はゲートG2の直前ではある程度緩和しているが ($\mu_0 \rightarrow \mu_0'$, $\mu_1 \rightarrow \mu_1'$)、依然として反転分布 ($\mu_0' < \mu_1'$) である (端子1から端子2までのエッジ電流の経路上では、化学ポテンシャルの大小関係を反転するような散乱機構は存在しない)。Landauer-Büttiker 公式から端子2の化学ポテンシャル μ_{c2} は、 $V_{G2} \leq -0.24$ V では常に $\mu_{c2} = \mu_0'$ となることが分かる。一方端子4の化学ポテンシャルは $\mu_{c4} = (\mu_0' + \mu_1')/2$ なので $\mu_{c2} < \mu_{c4}$ となり、非局所抵抗 R_{NL} (51.42) は負になる。

これまでに普通の端子ではエッジ電流の端子への透過率に $T_i > T_j$ ($i < j$) の関係があると述べてきたが、(b) $V_{G2}=0.1$ V の時に占有数 $\nu=2$ の時に抵抗が負になったことからこのことが証明される。つまり端子2の化学ポテンシャル $\mu_{c2} = (T_0 \mu_0' + T_1 \mu_1') / (T_0 + T_1)$ が端子4の化学ポテンシャル $\mu_{c4} = (\mu_0' + \mu_1')/2$ より小さくなるのは、 $\mu_0' < \mu_1'$ の関係があ

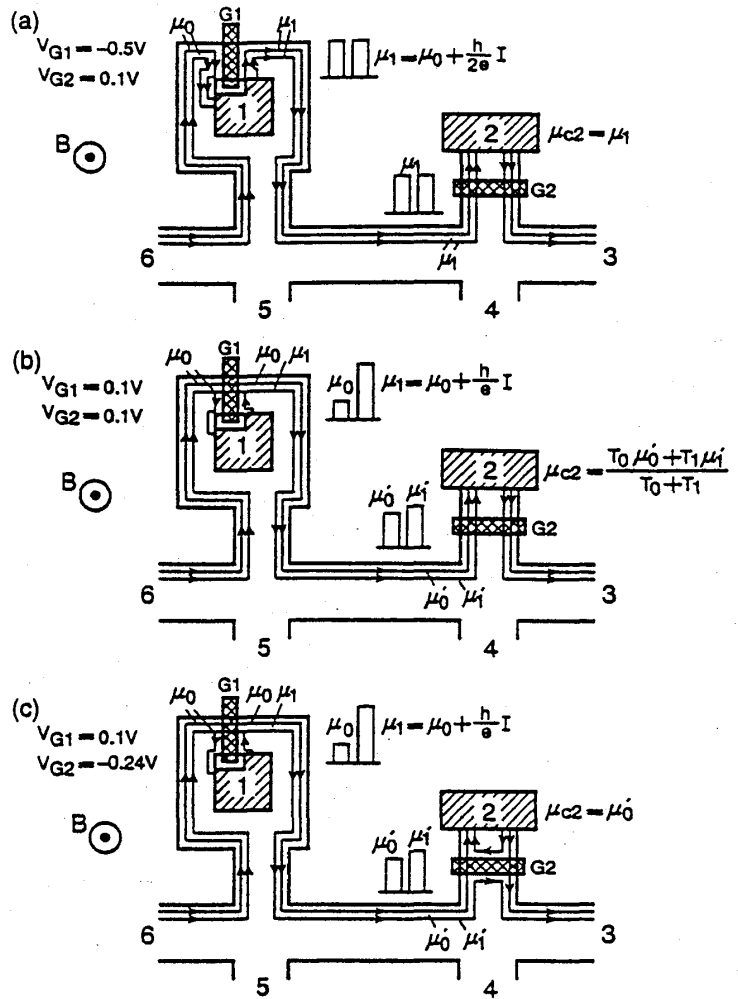


図6-3-2 各ゲート電圧の組合せに対するエッジ電流の流れの模式図。図中の棒グラフは化学ポテンシャルの大小関係を表している。

ることが分かっているので、 $T_0 > T_1$ の関係があるためである。

§ 6-4. 非局所抵抗のゲート電圧依存性(ii)

普通の端子による化学ポテンシャルの非平衡分布の緩和と、試料の端を流れる過程で起きるエッジ電流の化学ポテンシャルの緩和を調べるために図6-4に示すような非局所抵抗の測定を行った。占有数 $\nu=2$ の時の負のピークに注目してLandauer-Büttiker 公式を用いて、
 (a) $R_{NL}(51.43)$ ($V_{G1}=0.1$ V, $V_{G2}=0.1$ V) と、
 (b) $R_{NL}(51.43)$ ($V_{G1}=0.1$ V, $V_{G2}=-0.4$ V) の比を計算すると、端子2でのエッジ電流の化学ポテンシャルの緩和の度合が得られる((b)の測定ではエッジ電流は端子2に入らずに端子3に入る)。またその結果と、(a)と(c) $R_{NL}(51.42)$ ($V_{G1}=0.1$ V, $V_{G2}=0.1$ V) の比から端子2を出てから端子3に入るまでにエッジ電流が試料の端を流れる過程で起きる化学ポテンシャルの緩和の度合が得られる(詳細は補足1を参照)。

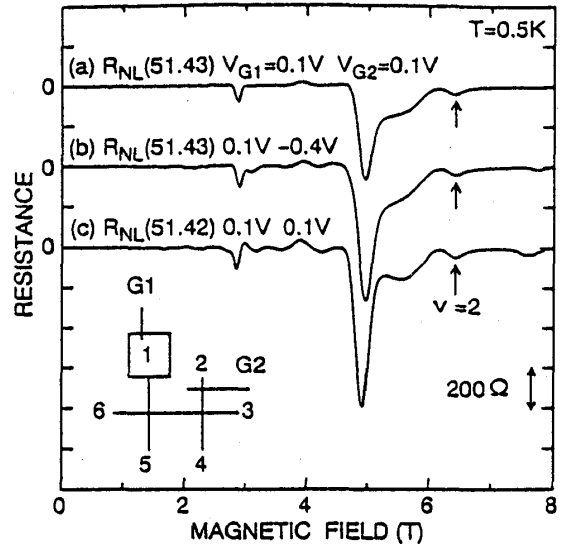


図6-4 化学ポテンシャルの反転分布の端子での緩和と、端子間での緩和を調べる測定。(a)と(c)を比較すると端子2と端子3の間で起きる化学ポテンシャルの緩和が分かり、(a)と(b)ではエッジ電流が端子2に入るか入らないかの違いから端子2での緩和の度合が分かる。

実験では(a)と(b)の $\nu=2$ での負のピークは同じ値を示した。このことを上の計算結果に当てはめると、端子2ではエッジ電流間の化学ポテンシャルの反転分布が全く緩和されなかった事になり、一般的な実験事実に反する。これを説明するには(a)と(b)の測定条件の唯一の違いであるゲートG2の働きを考慮しなければならない。最近、ゲートに負の電圧をかけていくと、ディプリート電圧(ゲートの下キャリアが完全になくなる電圧)の前後では、電圧による閉じ込めポテンシャルの変化によってエッジ電流間の距離が小さくなって化学ポテンシャルの緩和が起りやすくなることが報告されている。つまり、(b)の測定では端子2による化学ポテンシャルの緩和は受けていないが、ゲートG2に沿って端子3に向かうときに緩和を受けるために、 $\nu=2$ での負のピークは(a)と(b)ではほぼ等しくなってしまうものと思われる。端子2の性質がこのような理由から求められなかったので、試料の端を流れる過程で起きる緩和についても調べる事が出来なかった。ゲート近傍での化学ポテンシャルの緩和については本章5節と6節でも簡単に触れる。

$B=4.8$ T 付近の大きな負のピークはホール抵抗が磁場と共に変化する磁場領域で観測され、したがってエッジ電流とバルク電流の化学ポテンシャルの反転分布によるものである。占有数 $\nu=2$ での負のピークとは違い、これら3種類の抵抗の負のピークの値は大きく異なっている。第4章でも触れたようにエッジ電流とバルク電流は空間的に大きく離れているので(図4-3-4)、ゲートG2に-0.4 Vかけたときのゲート近傍での化学ポテンシャルの

緩和の効果は先ほどの占有数 $\nu=2$ の場合よりも小さい。そのために(a)と(b)の $B=4.8$ T 付近のピークの値は、端子2による化学ポテンシャル緩和の効果によって大きく異なっている。このようなバルク電流とエッジ電流が共存するような領域では、不純物などによるバルク電流の化学ポテンシャルの減衰と、エッジ電流とバルク電流の化学ポテンシャルの緩和を同時に扱うのに適当なモデルが無いために端子の性質や、化学ポテンシャルの緩和について詳しく調べることが出来なかった。定量的な検討は今後の課題として残る。

§ 6-5. 量子化ホール抵抗値の異常(i)

前節では、非局所抵抗から普通の端子の性質と化学ポテンシャルの緩和について調べようとしたが、ここではホール抵抗の量子化ホール抵抗からのずれを用いてそれらを決定する。

図6-5 はホール抵抗 $R_H(51.62)$ を本章3節の(a)(b)(c)と同じゲート電圧の組合せに対して測定したものである。前節と同じように(b)(c)では占有数 $\nu=2$ のところで抵抗に異常がみられ、(b)ではホール抵抗は量子化値より170 Ω 、(c)では400 Ω 小さくなった。(b)でのずれは、端子2が入ってくるエッジ電流の化学ポテンシャルの反転分布を完全に平均化せず感じているためで($T_0 > T_1$ 、 $\mu_0 < \mu_1$)、(c)でのずれは端子2が低い化学ポテンシャルを持つ外側のエッジ電流だけを感じているためである。この

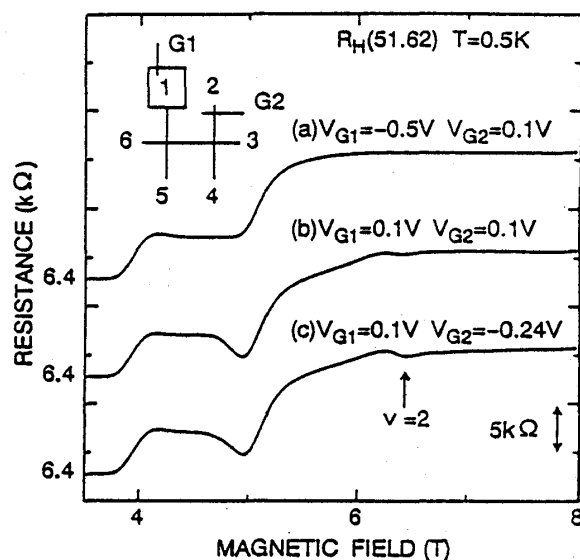


図6-5 3種類のゲート電圧の組合せに対するホール抵抗 $R_H(51.62)$ の磁場依存性。(a)エッジ電流は全て端子1に入るの正常な振舞いを示している。これに対して(b)(c)の時には端子1で化学ポテンシャルの反転分布が出来ているために占有数 $\nu=2$ のホール抵抗が量子化値よりも小さくなる。

ホール抵抗のずれをLandauer-Büttiker 公式を用いて計算することにより[3,9]、前節と同じように端子2による化学ポテンシャルの緩和の効果と、試料の端をエッジ電流が流れる過程で起きる緩和の効果について調べた(詳細は補足2を参照)[19]。

計算結果から、端子2へのエッジ電流の透過率には $T_0/T_1=2.4$ なる関係があることが分かった。これは普通の端子では $T_0 > T_1$ であることを示しており、 $T_0=1$ と仮定すると $T_0+T_1=1.42$ となる。この値は端子2の占有数 $\nu=2$ の時の端子抵抗から求めた $T_0+T_1 \sim 2$ に比べてかなり小さい。この理由としては前節で述べたようなゲート付近での緩和の効果が考えられる。2本のエッジ電流が端子2に入る(b)の場合にはエッジ電流の化学ポテンシャルは、ゲートG2の下を通る時に変化しない。しかし(c)のようにゲートG2によって内側のエッジ電流が反射されるような状況では、閉じ込めポテンシャルが変化して、エッジ電流の化学ポテンシャルの緩和が起きやすくなり、外側のエッジ電流の化学ポテンシャルはゲートG2の下を通った後に大きくなり、そのために端子2での緩和の効果が過小評価されて見かけ上 T_0/T_1 は大きくなる。

またエッジ電流間の化学ポテンシャルの緩和距離 l 。(化学ポテンシャルの差が $1/e$ になるのに必要な距離)は約 $700\text{ }\mu\text{m}$ と見積られ、ゼロ磁場での電子の平均自由行程約 $13\text{ }\mu\text{m}$ に比べると非常に大きい。一般にエッジ電流の緩和距離は長いといわれているが、その理由としてはエッジ電流が空間的に離れているために散乱が起こりにくいことがあげられる。本実験では化学ポテンシャルの反転分布の緩和距離を調べたが、普通の非平衡分布の緩和距離については $\sim 70\text{ }\mu\text{m}$ という値が報告されている[20]。

この約10倍の大きな緩和距離は反転分布での特徴ではなくて、計算の仮定に問題があると思われる。なぜなら、(b)(c)の場合には端子1の端子抵抗は非常に大きくなっており(図6-2-1(a))、周りのランダウレベルに影響を及ぼしてバルク電流が存在しない状態を壊していると予想されるからである。従ってエッジ電流には、端子1の周りの試料の端を流れているときにバルク状態を通して電流が供給され、端子1へのエッジ電流の出入りはゲートG1のところでのみ起こるとした仮定が成り立たない。そのために、どのような化学ポテンシャルの反転分布が出来ているか決定できない。しかし $700\text{ }\mu\text{m}$ という大きな緩和距離が見積られたことから、Landauer-Büttiker 公式から予想される化学ポテンシャルの差よりさらに大きな差を持つ化学ポテンシャルの反転分布が端子1によって作られていることが予想される[13,14]。

§ 6-6. 量子化ホール抵抗値の異常(ii)

エッジ電流の化学ポテンシャルの反転分布の緩和距離を正確に求めるために、試料形状を図6-6-1のように変更した(試料D、試料諸元表参照)。この試料では浮き端子構造タイプIIのゲートG1の場所を変更し、端子1で作られた化学ポテンシャルの反転分布を調べるための端子(端子7)とゲートG3を新たに付けた。ゲートG1とゲートG3の間隔は $60\text{ }\mu\text{m}$ である。図6-6-2は4端子抵抗 $R(51.67)$ の3種類のゲート電圧の組合せに

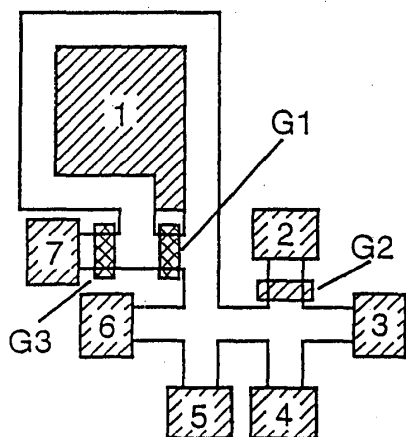


図6-6-1 浮き端子構造タイプIIのゲートG1の位置を変更し、端子7とゲートG3を新たに付けた(試料D)。これによって、ゲートG1で作られた化学ポテンシャルの反転分布を $80\text{ }\mu\text{m}$ だけ離れた端子7で調べることが出来る。

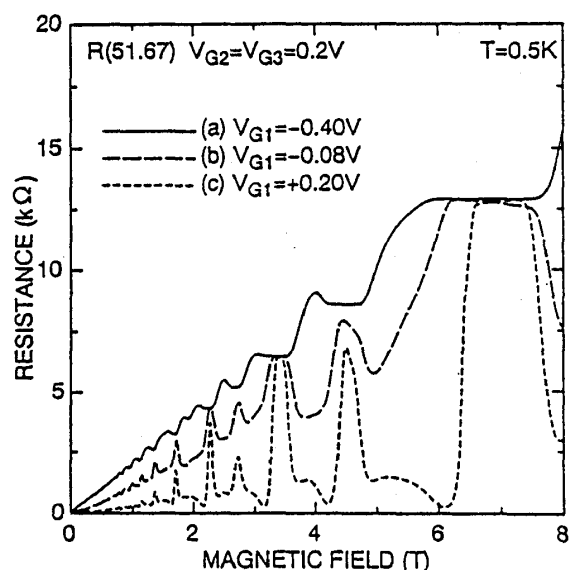


図6-6-2 3種類のゲート電圧に対する4端子抵抗 $R(51.67)$ の磁場依存性。(a)の場合にはプラトー領域の抵抗はホール抵抗の量子化値と等しくなっている。

対する磁場依存性である。この4端子抵抗が占有数 $\nu=2$ と $\nu=4$ のところで量子化ホール抵抗の値に近づいており、(a) $V_{G1}=-0.4\text{ V}$ の時には抵抗は量子化値を示していることに注目したい。

図6-6-3 に占有数 $\nu=2$ の時の端子1と端子7の付近のエッジ電流の様子を示す。(a) $V_{G1}=-0.4\text{ V}$ の時には電圧端子6から来たエッジ電流は2本ともゲート $G1$ で反射されて電流端子1に入り、電流端子1から出たエッジ電流が電圧端子7に入る。これに対して(b) $V_{G1}=-0.08\text{ V}$ の時には外側のエッジ電流がそのまま電圧端子7に入り、内側のエッジ電流はゲート $G1$ で反射されて電流端子1に入ってから電圧端子7に入る。(c) $V_{G1}=0.1\text{ V}$ では、電圧端子6から来たエッジ電流は2本ともゲート $G1$ の下を通して電圧端子7に入る。全ての端子が理想端子と仮定すると、Landauer-Büttiker 公式から、(a)(b)の時は4端子抵抗 $R(51.67)$ は量子化ホール抵抗値になり、(c)では抵抗はゼロなることが予想される[3]。

占有数 $\nu=2$ の時は、実験結果は(a)では抵抗は量子化値に等しくなっている。このような端子配置で抵抗が量子化値になることは、試料全体に電流が流れるとする従来の量子ホール効果の理論では説明し難いと思われる。(b)では抵抗は量子化値より低くなったが、この時には化学ポテンシャルの反転分布が出来ており、低い化学ポテンシャルを持つ外側のエッジ電流の方が電圧端子7への透過率が高いためである。Landauer-Büttiker 公式からゼロになると予想される。(c)は量子化値に近い抵抗値が観測された。これは、このゲート電圧の時には電流端子1の端子抵抗が非常に大きいために、本章5節で示したように端子1近辺のバルク状態を通して端子1からエッジ電流に電流が供給されて、エッジ電流の化学ポテンシャルが大きくなったためと思われる。

次に、(a)(b)に対して磁場を占有数 $\nu=2$ ($B=6.5\text{ T}$) に固定して抵抗の V_{G3} 依存性を調べた(図6-6-4)。(a)では抵抗は V_{G3} によらず一定で電流端子1から出て電圧端子7に入る2本のエッジ電流の化学ポテンシャルはほぼ等しいことを示している。(b)では $V_{G3}=$

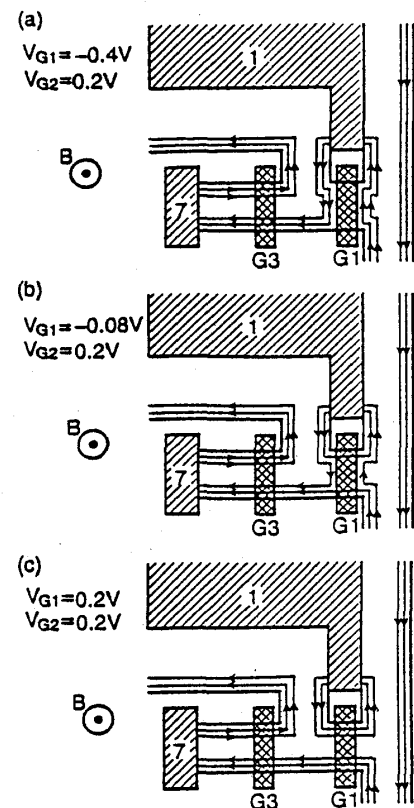


図6-6-3 各ゲート電圧の組合せに対するゲート $G1$ 付近のエッジ電流の流れの模式図。

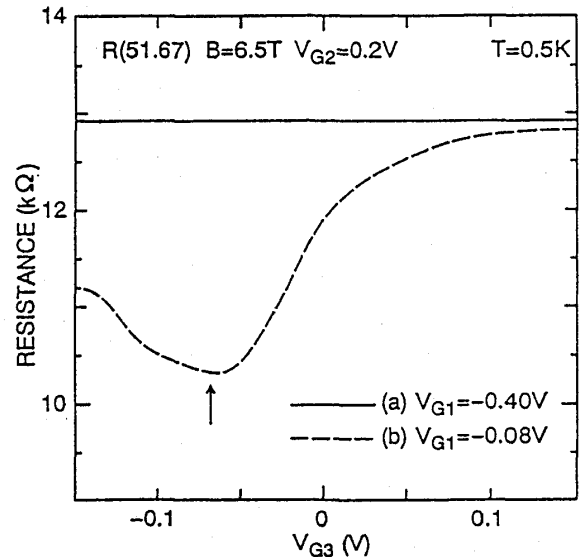


図6-6-4 占有数 $\nu=2$ のところで磁場を固定して4端子抵抗 $R(51.67)$ のゲート $G3$ にかかる電圧 V_{G3} 依存性を調べた。

-0.07 V の時に抵抗が最低になった。この-0.07 V という電圧はゲートの下を通れるエッジ電流が一本だけになる電圧なので端子7の化学ポテンシャルは入ってくる外側のエッジ電流のそれと等しくなる。そこで(b)の $V_{g3}=0.2$ Vの時の量子化値からのずれ(100 Ω)と $V_{g3}=-0.07$ Vでのずれ(2600 Ω)から前節と同じように端子の性質とエッジ電流の緩和距離を求めると(補足2参照) $T_0/T_1=1.08$ 、 $L_e=96$ μm [20]となり前節の計算結果とは大きく異なるものとなった。緩和距離については既に報告されている普通の非平衡分布の緩和距離と同じ程度であり、それらには違いはなさそうである。透過率の大きさの関係から $T_0=1$ と仮定すると $T_0+T_1=1.93$ となる。これは占有数 $\nu=2$ での端子抵抗から予想される値 $T_0+T_1=1.97$ に近いのでかなり正確な測定が出来たと思われる。しかし本節の測定でも、前節の測定と同じように T_0/T_1 は大きめに求められた。その理由としては前節で述べたようにゲート付近でのエッジ電流の化学ポテンシャルの緩和が考えられる。前節までの試料に付けていたゲートの材料は第3章でふれたAl/Auで、本節の試料のゲート材料はTi/Auである。このゲート材料の性質の違いが T_0/T_1 の測定の正確さに影響を及ぼしている可能性も考えられる。

Landauer-Büttiker 公式から $V_{g3}=-0.07$ V以下では、端子7の化学ポテンシャルは外側のエッジ電流のそれに等しくなり、抵抗は一定になることが予想される。しかし実験では図6-6-4(b)が示すように、 $V_{g3}=-0.07$ V以下で抵抗は大きくなった。このような振舞いは本章4節で触れたように、ゲート電圧がディプリート電圧の前後のときは閉じ込めポテンシャルの変化によってエッジ電流間の距離が小さくなり、化学ポテンシャルの緩和が起きやすくなるために起こると思われる。このようにショットキーゲートはエッジ電流の流れの制御には非常に有効な手段ではあるが、その近辺ではエッジ電流の環境が変化してしまうことが分かった。従って本章で行ったような測定をさらに正確に行うためには、ショットキーゲートの、エッジ電流の化学ポテンシャルに対する影響をさらに詳しく調べる必要がある。

第7章 まとめと今後の課題

本実験では端子とエッジ電流の化学ポテンシャルの関係を重点的に調べた。

- ・エッジ電流によって量子ホール効果が説明されるような系では、端子抵抗の大きな端子を測定に用いると4端子抵抗の磁場依存性に異常が現れた。これはエッジ電流の化学ポテンシャルの異常な分布のためであると予想される。
- ・この4端子抵抗に現れた異常は、試料に流す電流を増やすと小さくなった。これは、電流を増やしていくとエッジ電流とバルク電流の間の散乱により、それらの化学ポテンシャルがより平衡状態に近付くためである。
- ・それを確認するため浮き端子構造を作り、実際に化学ポテンシャルの反転分布が作られることを実験的に確かめた。この浮き端子構造では出入りするエッジ電流の本数を制御することが出来る。またこの時、浮き端子構造の端子抵抗は大きく変化し、占有数 $\nu=2$

のときのエッジ電流の端子への透過率の和は $T=0.07$ から $T=1.97$ まで変化する（理想端子では $T=2$ ）。

- ・この浮き端子を用いて、4端子抵抗に現れた異常を再現することが出来た。特に非局所抵抗は化学ポテンシャルの分布の様子に敏感であり、試料によって色々な磁場依存性がみられた。これは、エッジ電流が存在するような系では、エッジ電流に電子を供給する電流端子の性質、エッジ電流の化学ポテンシャル間の非平衡分布を緩和する端子の性質、エッジ電流が流れる全経路（試料の端付近）の情報など、古典的には伝導に寄与していないと思われる部分にも伝導が影響されるという非局所性が現れているためである。
- ・プラトー領域で浮き端子構造を電流端子として用いると、端子抵抗が非常に大きいときには、浮き端子は数十 μm 離れたエッジ電流にバルク状態を通して電子を供給する。従って浮き端子のそばを長い距離にわたって流れたエッジ電流の化学ポテンシャルを正確に決めることは出来ない。
- ・浮き端子構造タイプⅡを用いて作ったエッジ電流の化学ポテンシャルの反転分布を、ゲートを用いて選択的に調べた結果、化学ポテンシャルの差が $1/e$ になるのに必要な緩和距離は占有数 $\nu=2$ の磁場領域（エッジ電流が2本存在する）で $96\ \mu\text{m}$ であり、普通の非平衡分布の緩和距離とほぼ同じであることが分かった。またエッジ電流の端子への透過率に $T_0/T_1=1.08$ という関係があることを調べた。
- ・ショットキーゲートに電圧をかけていくとき、ディブリート電圧に近くなるとエッジ電流間の散乱が起きやすくなることが実験から分かった。これはゲート電圧によって閉じ込めポテンシャルの形が変わりエッジ電流間の空間的分離距離が小さくなるためと思われる。

※今後の課題

- ・端子抵抗が非常に高くなっている端子の周りではどのような化学ポテンシャルの分布が出来ているかを調べる。
- ・本実験では化学ポテンシャルの反転分布の緩和距離しか調べなかったが、同じ試料の中で普通の非平衡分布の緩和距離も調べることが出来るように試料形状を工夫する。
- ・プラトー領域でのエッジ電流の化学ポテンシャルの緩和距離だけでなく、ホール抵抗が磁場と共に変化する領域でエッジ電流とバルク電流の緩和距離を求める方法を考える。
- ・ゲート付近でエッジ電流が散乱されやすくなる現象について詳しく調べる。

謝 辞

本研究の遂行ならびに論文の作成にあたり、終始暖かい御配慮と御指導を頂きました大阪大学理学部教授 邑瀬和生先生 に深く感謝します。また実験に関する御指導ならびに助言を頂きました大阪大学理学部助教授 鷹岡貞夫先生 に深く感謝します。

本研究は大学院生の音賢一氏との共同研究であります。実験に於ての数々の指導と助言

をして頂きました。

試料の作製に於て大阪大学基礎工学部、および極限物質研究センターの蒲生健次先生、若家富士男先生、高原淳一氏をはじめ皆さんに協力して頂いたことに感謝します。

GaAs/AlGaAs基板を提供して下さった沖電気工業(株)西清次氏および、日本電気(株)笠原健資氏に感謝します。また公私にわたりお世話になった呂瀬研究室の皆さんに感謝します

補 足 1

浮き端子構造タイプⅡを電流端子として用いた非局所抵抗の占有数 $\nu=2$ におけるピークの値から、端子でのエッジ電流の化学ポテンシャルの緩和と、試料の端を流れる過程での化学ポテンシャルの緩和についてLandauer-Büttiker 公式を用いて計算する[3,13,14]。

スピン分離を考慮した上でエッジ電流2本が存在するとき、入射チャンネルの化学ポテンシャル μ_0 、 μ_1 を用いて端子の化学ポテンシャル μ_c と出射チャンネルの化学ポテンシャル μ_0' 、 μ_1' は次のように与えられる。

$$\mu_c = Z + Z\alpha/2 + (1+\delta)hI/2e \quad (1)$$

$$\mu_0' = Z + Z\beta/2 + hI/eT \quad (2)$$

$$\mu_1' = Z - Z\beta/2 + hI/eT \quad (3)$$

ただし I は試料に流す電流で

$$Z = (\mu_0 + \mu_1)/2, \quad Z = \mu_0 - \mu_1$$

$$T = T_0 + T_1, \quad \alpha = (T_0 - T_1)/T, \quad \beta = 1 - 2(T_0 T_1 + R_{01} T_0 + R_{10} T_1)/T, \quad \delta = 2/T - 1$$

である。また α と β には $0 \leq \alpha \leq 1$ 、 $-1 \leq \beta \leq 1$ なる関係があり、端子が理想ならば($T_0=1$ 、 $T_1=1$) $\alpha=0$ 、 $\beta=1$ である。

隣合った2本のエッジ電流が試料の端に沿って流れる過程で、それらの化学ポテンシャルの差が、その差に比例して距離と共に小さくなると仮定する。その差が $1/e$ 倍になるのに必要な距離を化学ポテンシャルの緩和距離 L と定義する(図I-1)。電流端子以外のところでは電流は保存するので、化学ポテンシャル μ_0 、 μ_1 を持つエッジ電流が距離 X だけ進むとそれらの化学ポテンシャルは次のように変化する。

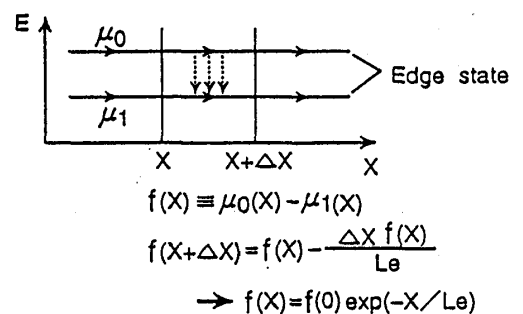


図 I-1 エッジ電流の化学ポテンシャルの緩和距離の定義

$$\mu_0' = Z + Zm/2 \quad (4)$$

$$\mu_1' = Z - Zm/2 \quad \text{ただし } m = \exp(-X/Le), \quad 0 \leq m \leq 1 \quad (5)$$

これら α 、 β 、 m を用いて非局所抵抗を計算する。

・ (a)(c) (V_{G1}, V_{G2}) = (0.1 V, 0.1 V) の時

端子2に入るエッジ電流の化学ポテンシャルを μ_0 、 μ_1 で表し各点における化学ポテンシャルを図 I-2 のように書く。端子2の化学ポテンシャルとそこから出て行くエッジチャネルの化学ポテンシャルは

$$\mu_{c2} = \bar{N} + \bar{N} \alpha / 2$$

$$\mu_0^{(1)} = \bar{N} + \bar{N} \beta / 2$$

$$\mu_1^{(1)} = \bar{N} - \bar{N} \beta / 2$$

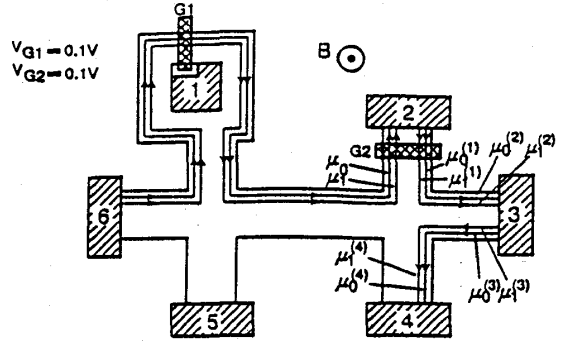


図 I-2 図のように各点の化学ポテンシャルを定義して、式 (1)~(5) を用いて各測定における電圧端子間の化学ポテンシャルの差を表す。それらの比を取ると端子の性質 (β) や緩和距離 (l_e) を求めることが出来る。

となる。このエッジ電流の化学ポテンシャルは端子3に到達するときにはある程度緩和されていて、

$$\mu_0^{(2)} = (\mu_0^{(1)} + \mu_1^{(1)}) / 2 + (\mu_0^{(1)} - \mu_1^{(1)}) m / 2 = \bar{N} + \bar{N} m \beta / 2$$

$$\mu_1^{(2)} = (\mu_0^{(1)} + \mu_1^{(1)}) / 2 - (\mu_0^{(1)} - \mu_1^{(1)}) m / 2 = \bar{N} - \bar{N} m \beta / 2$$

となる。この計算を端子4まで続けると、端子3と端子4の化学ポテンシャルはそれぞれ

$$\mu_{c3} = \bar{N} + \bar{N} \alpha \beta m / 2$$

$$\mu_{c4} = \bar{N} + \bar{N} \alpha \beta^2 m^2 / 2$$

となる。以上から端子2と端子4、端子3と端子4の化学ポテンシャルの差は

$$\mu_{c2} - \mu_{c3} = \alpha (1 - \beta^2 m^2) \bar{N}$$

$$\mu_{c2} - \mu_{c4} = \alpha \beta m (1 - \beta m) \bar{N}$$

となるので占有数 $\nu=2$ におけるピークの比は

$$\frac{(c) R_{NL}(51.42)(V_{G1}=0.1 \text{ V}, V_{G2}=0.1 \text{ V})}{(a) R_{NL}(51.43)(V_{G1}=0.1 \text{ V}, V_{G2}=0.1 \text{ V})} = 1 + 1 / \beta m \quad (6)$$

となる。

・ (b) (V_{G1}, V_{G2}) = (0.1 V, -0.4 V) の時

この時は、エッジ電流は2本ともゲート G2 によって反射されるので、端子2に入らずに端子3に向かう。全く同様に計算して

$$\frac{(b) R_{NL}(51.43)(V_{G1}=0.1 \text{ V}, V_{G2}=-0.4 \text{ V})}{(a) R_{NL}(51.43)(V_{G1}=0.1 \text{ V}, V_{G2}=0.1 \text{ V})} = 1 / \beta \quad (7)$$

と求められる。ただし端子2とゲートの距離は端子2と端子3の距離に比べると十分に小さいので、パラメーター m はエッジ電流が端子2から端子3に流れる場合と、ゲート G2

で反射されて端子3に向かう場合を等しいと仮定した。

このように (7)式から端子の性質を表す β が求まる。しかし第6章で述べたように非局所抵抗 $R_{NL}(51.43)(V_{G1}=0.1\text{ V}, V_{G2}=-0.4\text{ V})$ ではゲートG2によって化学ポテンシャルの非平衡分布の緩和が起きやすくなり、非局所抵抗 $R_{NL}(51.43)(V_{G1}=0.1\text{ V}, V_{G2}=0.1\text{ V})$ の測定における端子2による化学ポテンシャルの緩和の効果と区別がつかなくなる。

補足2

占有数 $\nu=2$ でのホール抵抗の量子化値からのずれから、端子の性質とエッジ電流の化学ポテンシャルの緩和距離をLandauer-Büttiker 公式を用いて求める。電圧端子6から出たエッジ電流の化学ポテンシャル μ_0 は、電流端子1で

$$\begin{aligned}\mu_0^{(1)} &= \mu_0 \\ \mu_1^{(1)} &= \mu_0 + hI/e\end{aligned}$$

と反転分布になる。そして電圧端子2の直前では

$$\begin{aligned}\mu_1^{(2)} &= \mu_0 + (1-m)hI/2e \\ \mu_1^{(2)} &= \mu_0 - (1-m)hI/2e \quad \text{ただし } m = \exp(-X/L_0)\end{aligned}$$

と緩和される。このエッジ電流が2本とも電圧端子2に入ったときは((b) $V_{G2}=0.1\text{ V}$)、端子2の化学ポテンシャルは

$$\mu_{c2}(V_{G2}=0.1\text{ V}) = \mu_0 + (1-\alpha m)hI/2e$$

となり、1本だけ入ったときは((c) $V_{G2}=-0.24\text{ V}$)

$$\mu_{c2}(V_{G2}=-0.24\text{ V}) = \mu_0 + (1-m)hI/2e$$

となる。したがってホール抵抗は次のように書ける。

$$(b) R_H(51.62)(V_{G1}=0.1\text{ V}, V_{G2}=0.1\text{ V}) = (\mu_{c2} - \mu_{c6})/eI = (1-\alpha m)h/2e^2 \quad (8)$$

$$(c) R_H(51.62)(V_{G1}=0.1\text{ V}, V_{G2}=-0.24\text{ V}) = (1-m)h/2e^2 \quad (9)$$

つまり $\alpha mh/2e^2$ 、 $mh/2e^2$ がそれぞれの抵抗の量子化ホール抵抗値 $h/2e^2$ からのずれである。それらの比を取ると

$$\alpha = ((T_0 - T_1)/(T_0 + T_1)) = 170\Omega / 400\Omega = 0.42$$

と求まり、 $T_0/T_1=2.4$ となる。また (2)式を用いて

$$m = \exp(-X/L_0) = (mh/2e^2)/(h/2e^2) = 400\Omega / 12.9k\Omega$$

に、ゲートG1から端子2までのエッジ電流が流れる距離 $X=2.54\text{ mm}$ をいれて、 $L_0=700\mu\text{ m}$

となる。

参考文献

- [1] K.von Klitzing, G.Dorda, and M.Pepper ; Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 494.
川路 紳治 ; 応用物理 58 (1989) 500.
青木 秀夫 ; 「量子ホール効果」 物理学最前線 (大槻義彦編) 11巻 共立出版 (1985).
- [2] B.I.Halperin ; Phys. Rev. B25 (1982) 2185.
- [3] S.Komiyama and H.Hirai ; Phys. Rev. B40 (1989) 7767.
平井 宏, 小宮山 進 ; 固体物理 25 (1990) 121.
- [4] P.L.McEuen, A.Szafer, C.A.Ritcher, B.W.Alphenaar, J.K.Jain, A.D.Atone, R.G.Wheeler, and R.N.Sacks ; Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 2062.
- [5] S.Takaoka, K.Tukagoshi, K.Oto, T.Sawasaki, K.Murase, Y.Takagaki, K.Gamo, and S.Namba ; Surface Science 267 (1992) 282.
S.Takaoka, T.Sawasaki, K.Tukagoshi, K.Oto, K.Murase, K.Gamo, and S.Namba ; Solid State Commun. 80 (1991) 571.
- [6] K.Tukagoshi, S.Takaoka, K.Oto, K.Murase, Y.Takagaki, K.Gamo and S.Namba ; Phys. Rev. B46 (1992) 5016.
- [7] B.J.van Wees, E.M.M.Willems, L.P.Kpuwenhoven, C.J.P.M.Harmans, J.G.Williamson, C.T.Foxon, and J.J.Harris ; Phys. Rev.B39 (1989) 8066.
- [8] H.Hirai, S.komiyama, S.Sasa, and T.Fujii ; J. Phys. Soc. Jpn. 58 (1989) 4086.
S.Komiyama, H.Hirai, S.Sasa, and T.Fujii ; Solid State Commun. 73 (1990) 91.
S.Komiyama, H.Hirai, S.Sasa, and S.Hiyamizu ; Phys. Rev. B40 (1989) 12566.
- [9] M.Büttiker ; Phys. Rev. B38 (1988) 9375.
R.Landauer ; IBM J. Res. Dev. 1 (1957) 233.
- [10] Loren Pfeiffer, K.W.West, H.L.Stormer, and K.W.Baldwin ; Appl. Phys. Lett. 55 (1989) 1888.
T.Saku, Y.Hirayama and Y.Horikoshi ; Jpn. J. Appl. Phys. 30 (1991) 902.
- [11] Yih-Cheng Shih, M.Murakami, E.L.Wilkie, and A.C.Callegari ; J. Appl. Phys. 62 (1987) 582. 等
長谷川 英樹 ; 応用物理 60 (1991) 1214.
- [12] 歳納 太郎 ; 大阪大学理学部物理学特別研究報告書 (1991).
栗本 秀彦 ; 大阪大学理学部物理学特別研究報告書 (1992).

- [1 3] S.Komiyama and H.Nii ; to be published in Proc. 33rd Yamada Int. Conf. Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics, Chiba, Japan 1992.
- [1 4] S.Komiyama, H.Nii, M.Ohsawa, S.Fukatsu, Y.Shiraki, R.Itoh, H.Toyoshima ; Solid State Commu. 80 (1991) 157.
- [1 5] 沢崎 立雄 ; 大阪大学理学部物理学特別研究報告書 (1991).
音 賢一, 沢崎 立雄, 鷹岡 貞夫, 邑瀬 和生 ; 大阪大学低温センターだより 81 (1993) 5.
- [1 6] K.Oto, T.Sawasaki, S.Takaoka, K.Murase, K.Gamo, and S.Namba ; Work Book of 2nd Int.Sympo.New Phenomena in Mesoscopic Structures, Maui, Hawaii 1992, p116.
- [1 7] M.Büttiker ; IBM J.RES.DEVELOP. 32 (1988) 317.
- [1 8] K.Oto, T.Sawasaki, K.Tsukagoshi, S.Takaoka, K.Murase, K.Gamo, and S.Namba ; to be published in Proc. 21st Int. Conf. Physics of Semiconductors, Beijing, China 1992.
T.Sawasaki, K.Oto, S.Takaoka, K.Murase, K.Gamo, and S.Namba ; Proc. Int. Sympo. Intelligent Design and Synthesis of Electronic Material Systems, Osaka, Japan, 1992 (edited by S.Gonda) p.169.
K.Oto, H.Kurimoto, T.Sawasaki, S.Takaoka, K.Murase, K.Gamo, and S.Namba ; Proc. Int. Sympo. Intelligent Design and Synthesis of Electronic Material Systems, Osaka, Japan, 1992 (edited by S.Gonda) p.171
- [1 9] G.Müller, D.Weiss, S.Koch, K.von Klitzing, H.Nickel, W.Schlapp, and R.Lösch ; Phys. Rev. B42 (1990) 7633.
G.Müller, D.Weiss, A.V.Khaetskii, K.von Klitzing, S.Koch, H.Nicke, W.Schlapp, and R.Lösch ; Phys. Rev. B45 (1992) 3932.
- [2 0] K. von Klitzing ; to be published in Proc. 33rd Yamada Int. Conf. Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics, Chiba, Japan 1992.