半導体メソスコピック構造における量子効果とその応用*

音 賢一**・鷹岡貞夫**・邑瀬和生**

Quantum Effects and their Applications of Mesoscopic Semiconductors /
Kenichi OTO, Sadao TAKAOKA and Kazuo MURASE

Key words mesoscopic system, nonlocal conduction, Landauer-Buttiker model, electron wave interference, ballistic conduction, quantum Hall effect, edge state, electrode

1. は し め に

物質の電気伝導を調へるとき、試料に電流を流して電圧降下を測定する。このとき測定される電気伝導度 σ は伝導電子のキャリア濃度や散乱頻度（易動度）で決まり、電子が伝導中に多くの散乱を受けるとして考える古典的なDrude Lorentz 模型で説明される。しかし、試料の大きさが電子波の位相緩和長以下になると、古典論では説明できない新しい現象が現れる。例えば、伝導度が試料の大きさに比例しなくなり、材料の種類にもよらなくなる。さらに、測定に利用していない電極や試料全体の形状などが電気伝導に大きく影響する。これを説明するには従来のマクロな系の議論では扱われていなかった、電子の波動性や閉じ込めによる量子効果を考える必要がある。電子を波動として考える原子・分子のミクロな世界よりは大きく、電子を拡散的に移動する粒子として扱うマクロな（平均化

して考える）議論では理解できない中間をメソスコピックな領域という。近年、平均自由行程の大きな高品質の結晶が得られる半導体で、試料サイズを μm 以下に微細加工してメソスコピック領域の研究が盛んに行われている。ここでは、GaAs/AlGaAs ヘテロ界面にてできる2次元電子系をメソスコピックな構造に加工した試料の電気的性質を紹介する。この系は易動度が大きく、4.2 K 程度の低温で平均自由行程が数 μm ～数十 μm になり、試料の大きさと同程度またはそれ以上になっている。以下、2節ではメソスコピック系の電気伝導を表すモデルについて述べ、電子波の干渉や、バリスティック（弾道性）伝導の実験^{1)~4)}について説明する。3節では低温・強磁場での電気伝導で現れるメソスコピック効果⁵⁾を、4節では試料に付けた電極が電気伝導に及ぼす影響とその評価について解説する。

メソスコピック領域の研究は金属細線やリングでの伝導ゆらぎ、AB 効果⁶⁾、微小トンネル接合でのクーロン・ブロンケイト⁷⁾、超伝導-半導体接合での超伝導近接効果やアンドレーフ反射⁸⁾など幅広く研究されている。いずれも微細加工技術で開拓された新しい分野である。

2. メソスコピック領域の電気伝導

2.1 Landauer-Buttiker モデル

メソスコピック領域の電気伝導を表すモデルとして、Landauer Buttiker モデル（以下 L-B モデルと略す）を紹介する^{1)~3)}。Landauer は電極の間を結ぶ1次元の伝導路を考え、そこを通る電子の透過率で電

* 原稿受付 平成5年3月29日

** 大阪大学理学部（豊中市待兼山町1-1）

音 賢一

大阪大学大学院理学研究科博士課程在学中
日本学術振興会特別研究員 固体物理（半導体物理）

鷹岡 貞夫

1978年大阪大学大学院理学研究科博士課程修了、理学博士（大阪大学）現在、大阪大学理学部物理学科助教授 固体物理（半導体物理）

邑瀬 和生

1963年大阪市立大学大学院工学研究科修士課程修了、理学博士（大阪大学）現在、大阪大学理学部物理学科教授 固体物理（半導体物理）

図1 Landauer の伝導モデル

電極 1, 2 に 1 次元伝導体が接続されている。

(a) 散乱のないときは伝導率 $2e^2/h$ を示す。

(b) 散乱を透過率 t の障壁で表す。伝導率は $2e^2/h \cdot t$ となる。

気伝導を表すモデルを提案した。図 1 のように 1 次元の試料に電極が 2 つ付いており、電極間に電位差 V を与える。電流 I は、フェルミエネルギー E_F 付近の電子が運んでいると考えられるので、散乱を考えないときは電荷 e と電子のフェルミ速度 v_F と線密度の積で表され、

$$I = e \cdot v_F \cdot D(E_F) \cdot eV = \left(\frac{2e^2}{h} \right) V \quad (1)$$

ここで、速度 $v_F = (dE/dk)2\pi/h$ 、状態密度 $D(E_F) = (\pi dE/dk)^{-1}$ である。

つまり、1 次元の伝導率は一定値 $2e^2/h$ となる。ここで散乱を電子の透過率 t ($0 \leq t \leq 1$) で表し、電位差 V をそれぞれの電極の電子の化学ポテンシャルの差 ($eV = \mu_1 - \mu_2$) で表すと、電流は化学ポテンシャル μ_i をもつ伝導電子が透過率 t でもう一つの電極に到達して運ばれるので、

$$I = \frac{2e^2}{h} t \frac{(\mu_1 - \mu_2)}{e} \quad (2)$$

と表される。Büttiker はこれを拡張して、試料を 1 次元伝導体 (以後「チャンネル」という) の束とし、チャンネルが独立のときは式 (2) をチャンネルの数 N だけ足し合わせて考えた。一般に、図 2 のように N 本のチャンネルがあり、電極 1 から i 番目のチャンネルの電子が電極 2 の j 番目のチャンネルに出てくる確率を t_{ij} とすると、伝導度 G_N はチャンネル一つの伝導度に透過率の総和をかけた

$$G_N = \frac{2e^2}{h} \sum_i \sum_j t_{ij} \sim \left(\frac{2e^2}{h} \right) N_{\text{eff}} \quad (3)$$

で表される。この $\sum_i \sum_j t_{ij}$ の項数、すなわち電子の道筋は N^2 本あるが、散乱体が多数かつランダムにあるときには、実際には図 2 のように多くの道筋が行き止まり ($t_{ij} \sim 0$) となっており、 N_{eff} 本の透過率が $t_{ij} \sim 1$

図2 多チャンネルをもつ試料の伝導モデル

電極 1, 2 から N 本のチャンネルが出ているが、電気伝導に寄与するのは N_{eff} 本である。

図3 実際の試料での Landauer-Büttiker モデル

各電極間の電子の透過率を考えて、出入りする電子の化学ポテンシャルで電極の電位が決まると考える。図では電極 1 から出るチャンネルだけ書いたが、実際にはすべての電極で電子の出入りを考える (電圧端子や、使っていない電極なども含める)。

となって伝導に寄与していると考えられる。

ここでいくつかの電極をもった試料を考える。L-B モデルは、上記の伝導に寄与する N_{eff} 本のチャンネルを一まとめにして、それぞれの電極間を結ぶ一つのチャンネルとして考え、その透過率で電気伝導を表すものである。ここで電極 j から電極 i への透過率を T_{ij} とし、 T_{ii} は電極 i に出戻りする確率とする。電極 i を通して電流 I_i を流しているとき (図 3)、電流に寄与するチャンネルの数を N_i 、電極 i の化学ポテンシャル μ_i を用いて、電極から出て行く $N_i \mu_i$ と、入ってくる $\sum_j T_{ji} \mu_j$ の差で電気伝導が表され、

$$I_i = \left(\frac{2e}{h} \right) \left(N_i \mu_i - \sum_j T_{ji} \mu_j \right) \quad (4)$$

$$(\text{電荷の保存より } \sum_j T_{ji} = N_i)$$

となり、電極の数に対応した連立方程式で表される。たとえば、電流を電極 1 から 2 に流して電位差を電極 3, 4 で測定した 4 端子抵抗 $R_{12,34}$ は、式 (4) で $I_1 = -I_2 = I$, $I_3 = I_4 = 0$ として μ_i について解き、

$$R_{12,34} = \frac{\mu_3 - \mu_4}{eI} = \frac{T_{31}T_{42} - T_{32}T_{41}}{D} \quad (5)$$

と書ける。 D は磁場の向きや端子の組合せによらない。式 (5) で $T_{31}T_{42} - T_{32}T_{41} < 0$ となるとき 4 端子抵抗 $R_{12,34}$ は負となることがある。以下の節では、メソスコピック領域の電気伝導に現れる現象を L-B モデ

図4 GaAs/AlGaAs リング素子の磁気抵抗⁹⁾

磁気抵抗にAB効果による細かい周期的な振動がみられる。上図はフーリエ変換して周期を求めたもので h/eS に一致した。右上の写真は測定した素子。

ルで説明する。

2.2 伝導のゆらぎ：電子波の干渉効果

GaAs/AlGaAs ヘテロ界面にできる2次元電子系を図4のようにリング状に加工する。この試料の抵抗は磁場に対して周期的に変動する。非弾性散乱長が長いので、電極から入ってきた電子はリング内で電子波としての振舞いが顕著になり、分岐点で分かれた電子波は反対側で干渉する。この時、左回りと右回りの電子波の位相差により強め合ったり打ち消し合ったりするが、磁場を加えるとこの位相差が変わり、抵抗が変化する(AB効果)。この周期はリングの囲む面積を S とすると $B = h/eS$ 程度になる。この現象はL-Bモデルで、電極1から電極2の透過率 T_{12} が磁場により変化すると思えばよい。ただし、伝導に寄与するチャンネル数が多い(リングの線幅が太い)と、それぞれのチャンネルの透過率 t_{ij} が磁場に対してそろって変化しないので、平均化されて透過率 T_{12} に反映しなくなりAB効果は見えなくなる。固体電子のAB効果は、はじめ、金属の極微細リングにおいて100 mK以下の超低温で発見されたが、GaAs/AlGaAs ヘテロ界面では、金属に比べてチャンネルの数が少ないため干渉の効果が平均化されず、4.2 K程度の温度でも観測され

る。これは、キャリア濃度が少ないため電子波の波長が長いことや、空乏層があるため加工線幅よりも実際の線幅が細くなるためである。ここで、図4の磁気抵抗をみると、伝導のゆらぎと呼ばれるAB効果以外の非周期的な振動も観測されている。式(3)の説明でふれたように、 N 本のチャンネルのうち実際に伝導に寄与しているのは N_{eff} 本程度で、その N_{eff} 本の透過率が1程度となって電子を運んでいる。磁場を変化させると、試料内で不純物散乱などによる電子波の干渉が複雑に生じ、それぞれのチャンネルの透過率 t_{ij} が変化する。このとき伝導に寄与する(透過率が1程度の)チャンネルが $(N_{\text{eff}}+1)$ 本になったり $(N_{\text{eff}}-2)$ 本になったりという具合に変化する。磁場に対しては非周期的だが、伝導度の変化の大きさは、チャンネルの数が増減するため $2e^2/h$ 程度と普遍的である。伝導度 G の変化を ΔG とすると、 $\Delta G/G \sim 1/N_{\text{eff}}$ である。この伝導ゆらぎは、試料の形状、不純物の位置などの個性の表れで「磁気指紋」とも呼ばれている。

2.3 バリスティック領域での伝導

試料サイズに比べて平均自由行程が十分長い系では、電子は散乱を受けることなくバリスティック(弾道的)に運動する。図5は非常に狭いすきまを開けたゲートに負電圧をかけて、すきまの幅(チャンネルの数)を変化したときの伝導度を測定したものである⁹⁾。すきまの幅を大きくすると $2e^2/h$ ごとに階段状に伝導度が変化している。伝導に寄与しているチャンネルの透過率が1であるため、すきまの幅が一番狭いところでのチャンネルの数だけで伝導度が決まり、伝導度の量子化が観測される。

図6は易動度の高いGaAs/AlGaAs ヘテロ界面を細線に加工して、バリスティックな伝導を調べたものである。測定は4端子法で行い、図6の中に示したように、「電流経路」と電圧端子対を分離した(この距離を ΔL とする)「非局所抵抗」である。この抵抗は一般的な意味での試料の「電気抵抗」ではなく、マクロな試料ではほとんど観測できないほどである。バリスティックな細線中では、電流端子から出た電子が細線中を直進して離れた電圧端子に到達する。このとき、2つの電圧端子への透過率に差があるため電位差が生じる。この非局所抵抗の大きさは、電子が散乱を受けずに(運動の方向を変えずに)伝導する割合に比例しているので、分離距離が長くなるとともに小さくなる。このほかバリスティックな細線の線幅が細くなると、細線の分岐点の形状や側壁の荒さ(鏡面性)の影響が大きくなり、磁気抵抗やホール抵抗の異常が現れることが報告されている⁴⁾。

図5 ゲートでチャネルの幅を変えたときの伝導度⁹⁾
この試料でゲート電圧を変えると、バリスティックな狭いチャネルの幅が連続的に変化する。透過率が1である伝導チャネルの数が一つずつ変化するため、伝導度は階段状に変化し、量子化される。

図6 バリスティック細線の非局所抵抗の分離距離 ΔL 依存性⁴⁾

試料はGaAs/AlGaAs細線(線幅 $0.8 \mu\text{m}$)。分岐点Aで電子は直進するものが多く、分離距離を伝わり電圧端子に到達する。

図7 エッジ状態が形成される様子を示した模式図
試料の端でランダウ準位が持ち上がり、フェルミ準位をよぎる○、●で示した状態が占有される。○で示したエッジ状態の電子はy方向に、●は-y方向に試料に沿って進む。試料中央部分はバルク状態を示す。

3. 低温・強磁場の非局所伝導

次に、マクロなサイズに現れる非局所伝導について紹介する。2次元電子系に垂直に磁場をかけると電子の状態はランダウ準位に分かれ、低温で量子ホール効果や電気抵抗のシュベニコフ・ド・ハース(SdH)振動などが観測される。縮退半導体の電気伝導は、フェルミ準位付近の電子散乱を強く反映する。磁場によりランダウ準位に分かれた2次元電子系をフェルミ準位がよぎるのは、試料の中に広がった「バルク状態」と試料の端に沿った「エッジ状態」である(図7)。エッジ状態は試料の端での閉じ込めポテンシャルにより、ランダウ準位が持ち上がっている所状態で、試料の端に沿った1次元的な伝導のチャンネルを形成する。エッジ状態にある電子は、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、他のチャンネルと空間的に分離しているので、非常に長い距離にわたって化学ポテンシャルを変えず(非弾性散乱を受けず)に伝導する。電気伝導にはこれら「バルク状態」と「エッジ状態」の両方が関与している。以後これらの電流をバルク電流、エッジ電流と呼ぶことにする。このような系で測られる電気抵抗には、試料の電流を流している部分の電気伝導率だけでは説明できない特異な現象、例えばバリスティック伝導のところで説明した「非局所抵抗」が大きなサイズの試料でも観測される。

試料はMBE成長で作製されたGaAs/AlGaAs-HEMT構造を持つ基板を化学エッチングし、電極はAu-Ge合金、Ni, Auを真空蒸着した後、加熱・合金化させて作製した。抵抗の測定は0.5 Kで行い、交

図8 マクロなサイズ（長さ 1.5 mm，線幅 20 μm ）の試料での磁気抵抗
(b) は分離距離 $\Delta L = 0.5$ mm での非局所抵抗。

図9 低温・強磁場での2次元電子系の伝導モデル¹⁰⁾¹¹⁾

エッジ電流は透過率1で電極間を結び、バルク電流が受ける散乱を透過率 t_i の障壁で表している。各チャンネルは空間的に分離しているため、チャンネル間の電子の化学ポテンシャルは平衡状態にあるとは限らない。

流4端子法を用いた。図8は縦抵抗，および分離距離 $\Delta L = 0.5$ mm での非局所抵抗である。縦抵抗（図8 (a)）はSdH振動を示している。非局所抵抗（図8 (b)）はゼロ磁場では非常に小さいが、磁場が強くなるにつれて大きくなり、縦抵抗のSdH振動に対応した振動を示す。これらは、エッジ電流を散乱の無い1次元チャンネルと考え、バルク電流が受ける散乱を有限の透過率 t をもった障壁で表したときのL-Bモデル（図9）で説明できる⁵⁾¹⁰⁾¹¹⁾。この試料の電子の平均自由行程は13 μm である。試料サイズのはうが大きいマクロな系であるにもかかわらずL-Bモデルが適用できるのは、エッジ電流の散乱長が極めて長く、試料

サイズをはるかに上回っているためである。この系での“電流経路”は電流端子間をむすぶ最短距離とは異なり、エッジ電流が試料の端にそって周回している。このため、試料全体の形状や、電極の位置、電極の性質などが測定される抵抗に反映する“伝導の非局所性”が強く現れる。

4. 伝導に及ぼす電極の影響とその評価

前述のモデル（図9）では電極は理想的で、試料と電極の間の透過率は1（端子抵抗=0）としたが、現実には理想電極は有り得ない。ここで非局所性伝導の特徴として、電極の影響が抵抗に現れることを紹介する。図10は前節と同じ試料で、分離距離 $\Delta L = 1$ mm での非局所抵抗の電流依存性である。電流が小さいとき非局所抵抗が負になることが観測された¹¹⁾。強磁場下で電流端子1の“端子抵抗”は、約100 k Ω と非常に大きい（通常100 Ω 以下）。このような「悪い」電極を使って測定すると、非局所抵抗だけでなく縦抵抗すら負の値を示す。ふつう、4端子法は電極の接触抵抗などの影響を無くするために用いられるが、この系では電極（測定に用いるかどうかにかかわらず）の性質が電気伝導に大きな影響を及ぼす。「悪い電極」はエッジ状態やバルク状態に不均一に（むしろ異常に）電流を注入し、その不均一状態は伝導の途中で緩和せずに電圧端子まで到達する。また、電圧端子もエッジ電流、バルク電流の化学ポテンシャルを単純に平均せずに感じる。このとき条件によっては電圧端子の電位差が逆転し、負の抵抗が観測される¹²⁾。われわれは、

図10 「たちの悪い」電極を用いて測定した非局所抵抗
電流端子1は、強磁場下で約100 k Ω の高い端子抵抗を示した。電極とチャネル間の透過率が異常なため、負の抵抗が観測される。

ゲートによって積極的に透過係数を制御した実験で、このモデルの妥当性を確認している¹³⁾。

5. おわりに

近年、電子波干渉などの量子効果をデバイスとして応用するべく研究が進んでおり、新しい動作原理の提案やデバイスの試作について盛んに発表されている¹⁴⁾。本稿では、これらの電気伝導を説明するL-Bモデルを紹介した。L-Bモデルは伝導の非局所性を含んでおり、メゾスコピック系の伝導はすべて非局所的であるといえる。このため、電極、試料形状、界面・境界、不純物や欠陥の位置などがすべて伝導に大きな影響を及ぼす。結晶成長技術の発達でデバイスの電子の平均自由行程が非常に長くなり、最近ではサブミリメートル程度のデバイスでもメゾスコピック領域で見られる現象が観測されている。その際、デバイスの界面・境界や電極の位置、接続の具合などを考慮することが必要である。

強磁場中の2次元電子系の電気伝導では、電位差を測定している場所以外の要因が大きく関与する「非局所性」が強く現れ、また測定に用いる電極の性質が大きく影響する。これはエッジ状態の(エネルギー)緩和長が非常に長く、試料サイズを上回っているからで、超伝導と同じくマクロなサイズに現れる量子効果の一つである。量子ホール効果を電気抵抗の標準として精密に測定するとき、エッジ状態による伝導の非局所性(特に電極の性質など)に十分配慮することが必要である。この研究で注目した非局所抵抗には(1)

エッジ状態(端に沿って試料中を周回している)、
(2) バルク状態、(3) 電極の性質、などの情報が非常に敏感に反映するため、試料の均一性や電極の性質を評価する鋭敏な「バロメータ」となる可能性がある。特に量子細線など電極も試料の一部として考慮する必要のあるメゾスコピックな系に対して「良い電極」を作るといった応用の観点からも注目される。

謝 辞

本稿で紹介した非局所伝導、電極に関する研究は、大阪大学基礎工学部、極限物質研究センター難波進名誉教授、蒲生健次教授および理学部大学院生沢崎立雄氏と共同で行ったもので、ここに記して謝意を表します。また、高移動度GaAs/AlGaAs基板を提供して頂きました沖電気工業(株)西清次氏および日本電気(株)笠原健資氏に感謝します。この研究は文部省科学研究費補助金・重点領域研究「メゾスコピック領域における電子波干渉効果の基礎」および日本学術振興会の援助を受けて行われたものです。

参 考 文 献

- 1) 小林俊一：メゾスコピックな世界、バリエティ、3 (1988) 16.
- 2) 小林俊一：メゾスコピック系の物理、固体物理、27 (1992) 963.
- 3) 川畑有郷：バリスティック電子輸送における量子効果、固体物理、25 (1990) 448.
- 4) 高垣雪彦、蒲生健次、難波進、邑瀬和生：GaAs/AlGaAs量子細線中の量子輸送現象、固体物理、25 (1990) 950.
- 5) 平井 宏、小宮山 進：量子ホール効果に対するエッジ電流の影響、固体物理、25 (1990) 121.
- 6) 石橋幸治、蒲生健次、邑瀬和生、難波進：応用物理、57 (1988) 1170.
蒲生健次、大阪大学低温センターだより、60 (1987) 9.
- 7) 小林俊一、小森文夫：メゾスコピック系と超伝導、応用物理、60 (1991) 450.
- 8) 西野壽一、川辺 潮：超伝導電子波素子、応用物理、59 (1990) 586.
- 9) B. J. van Wees et al. : Quantized Conductance of Point Contacts in a Two-Dimensional Electron Gas, Phys. Rev. Lett., 60, (1988) 848.
- 10) P. L. McEuen et al. : New Resistance for High-Mobility Quantum Hall Conductors, Phys. Rev. Lett., 64, (1990) 2062.
- 11) S. Takaoka et al. : Influence of Edge Current and Contact on Nonlocal Shubnikov-de Haas Oscillations in Macroscopic GaAs/AlGaAs Wire, Solid State Commun., 80, (1991) 571.
- 12) K. Oto et al. : Anomalous Chemical Potential Distribution in Edge States Caused by Selective Transmission to Probes in GaAs/AlGaAs Wires, Proc. 21st Int. Conf. Physics of Semiconductors, Beijing, Aug. 10-14, (1992). to be published.
- 13) T. Sawasaki et al. : Quantum Transport in GaAs/AlGaAs Wire with Variable Contact Resistance Controlled by Gate, Proc. Int. Symp. IDSEMS, ed. S. Gonda, Osaka, 4-6, Nov. (1992) 169.
- 14) F. Capasso & S. Datta : Quantum Electron Devices, Physics Today, 43, 2, (1990) 74.
栗原 進 (訳)：量子効果デバイス、バリエティ、5 (1990) 22.