

Title	GaAs/AlGaAs極微ヘテロ接合素子における量子輸送現象の研究
Author(s)	高原, 淳一
Citation	大阪大学, 1995, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3081476
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

GaAs/AlGaAs極微ヘテロ接合素子
における
量子輸送現象の研究

1995年1月

高 原 淳 一
大阪大学大学院 基礎工学研究科

GaAs/AlGaAs極微ヘテロ接合素子
における
量子輸送現象の研究

1995年1月

高原 淳 一
大阪大学大学院 基礎工学研究科

内容梗概

本論文は、著者が大阪大学大学院基礎工学研究科（物理系専攻、電気工学分野）において行った「GaAs/AlGaAs 極微ヘテロ接合素子における量子輸送現象の研究」をまとめたものであり、本文 7 章と謝辞から構成されている。本研究は半導体大規模集積回路の微細化がさらに進んだときに現れる量子輸送現象について調べ、新しい現象の実験的探索を行い、その問題点を明らかにすることを目的としている。さらに、これによって得られた知見を統合して、微細構造中の電気伝導を制御することを目指している。従って本論文では一貫して、人工的に導入されたポテンシャル下での電気伝導とその制御について述べている。以下に各章の概要を記す。

第 1 章 序論

1980 年代に今日メゾスコピック系物理学と呼ばれる分野が急速に発達し、その基礎が築かれた。本章では、メゾスコピック系研究の歴史的背景を物理学的、電子工学的観点から概観し、明らかにされた点についてまとめ、残された課題について整理する。この分野における科学と技術の結びつきの強さについて述べ、今後の発展には極微構造作製技術および結晶成長技術のさらなる高度化が必要であることを示す。このような背景のもとに、本研究の意義および目的について位置づけを行う。

第 2 章 GaAs/AlGaAs 極微ヘテロ接合素子の作製と評価

本章では極微構造素子の作製方法とその電気伝導特性の評価方法についてまとめる。本研究では電子を低次元に閉じこめるために、イオンビームエッチングおよびショットキーゲートを用いている。これらの方法の詳細について述べる。

第 3 章 一次元平面超格子における磁気輸送現象

平面超格子はメゾスコピック系研究の初期から電子工学的、基礎物理的興味を引いてきたが、現在でもその特性を十分に確認するに至っていない。これは高品質かつ短周期の平面超格子を作製することが困難であるためである。本章では短周期構造作製に適した低エネルギーイオンビーム照射による新たな平面超格子の作製方法を提案する。本方法によって一次元平面超格子を作製し、その磁場中での電気伝導特性を調べることによって、実際に周期ポテンシャルを二次元電子系に印加できることを示す。さらに表面ショットキーゲートによって周期ポテンシャルの強さを制御できることを示す。またワイス振動について得られた新たな知見について述べる。

第 4 章 アンチドット平面超格子におけるバリスティック伝導

変調ドーパ GaAs/AlGaAs ヘテロ接合界面に形成される 2 次元電子ガスは高い移動度をもち、その平均自由行程は $10\mu\text{m}$ 以上に達する。電子はこのような長距離にわたって散乱

を受けることなくバリスティックに伝導する。従って、平均自由行程以下の大きさの人工的構造を作製すると、それが電子にとっての最大の散乱要因となり、その配置によって電気伝導特性を制御することができる。本章では、アンチドットと呼ばれる強い反発ポテンシャルを平均自由行程以下の距離に周期的に配置したときの磁場中での電気伝導について述べる。アンチドットの配列を人工的に制御することで、電気伝導の制御を試みる。

第5章 量子ポイントコンタクト構造における電子波伝搬過程の制御

拡散的伝導領域の電子波干渉効果の研究によって、ランダムなポテンシャルからの散乱によって伝導度に普遍的伝導度揺らぎが現れることが明らかとなった。普遍的伝導度揺らぎは系をバリスティック伝導領域にすることで抑制でき、このようにして初めて電子波伝搬を人工的に導入したポテンシャル配置によって制御できることになる。本章では、量子ポイントコンタクト構造を用いた電子波伝搬過程の人工制御について述べる。電子導波路としての量子ポイントコンタクトの基本的特性について述べ、直列量子ポイントコンタクト素子における抵抗の非加算性からバリスティック電子の存在を確認する。量子ポイントコンタクトを電子波のエミッター、コレクターとして用いる電子波出射分布測定について述べる。また、コレクターの影響についても調べる。さらに、不純物の作るポテンシャル揺らぎや、格子欠陥による電子トラップのために伝導に大きな影響が現れることについて述べ、バリスティック伝導領域における電子波制御の問題点について述べる。

第6章 拡散的伝導領域にある量子細線における位相コヒーレンス長

バリスティック伝導領域において、電子波を制御しようとする試みが行われてきているが、このためには電子波の位相破壊機構に対する理解が不可欠となる。特に、位相コヒーレンス長は電子波干渉素子設計のための重要な特性長である。量子細線における位相コヒーレンス長が低温において飽和する現象が報告されているが、その原因ははっきりしていない。本章では低温において位相コヒーレンス長が温度に依存しなくなる現象について、拡散的伝導領域にあるn-GaAs量子細線において、線幅依存性、加工方法依存性について調べた結果について述べる。位相コヒーレンス長を評価する方法として、アンダーソン弱局在による負の磁気抵抗、普遍的伝導度揺らぎの大きさおよび相関磁場を用いており、これら複数の方法によって評価した位相コヒーレンス長の温度依存性について述べる。

第7章 結論

本章では第2章から第6章までの研究成果を総括し、本研究で得られた主要な結論についてまとめる。

目次

第1章 序論	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 本研究の目的	4
1.3 本論文の構成	4
参考文献	7
第2章 GaAs/AlGaAs 極微ヘテロ接合素子の作製と評価	9
2.1 緒言	9
2.2 試料の作製	12
2.2.1 分子線エピタキシー法による GaAs 系ヘテロ接合基板の作製	12
2.2.2 試料作製プロセス	14
2.2.3 ナノメートル電子ビーム露光装置	16
2.2.4 Ar イオンミリング装置	17
2.3 低温測定系と電気伝導の評価	17
2.3.1 測定ホルダー	18
2.3.2 液体 4He 用クライオスタット	18
2.3.3 液体 3He 用クライオスタット	18
2.3.4 計測装置	20
2.4 永続的光伝導効果による二次元電子系の電子密度と移動度の増大	20
2.5 ショットキーゲートによる二次元電子系の電子密度制御	21
2.6 結言	27
参考文献	28
第3章 一次元平面超格子における磁気輸送現象	29
3.1 緒言	29
3.2 低エネルギーイオン照射を用いた平面超格子作製法の提案と作製	31
3.2.1 低エネルギーイオン照射を用いた平面超格子作製法の提案	31
3.2.2 GaAs/AlGaAs ヘテロ構造への低エネルギーイオンビーム照射効果	32
3.2.3 一次元平面超格子の作製	36
3.3 弱磁場下における一次元平面超格子の電気伝導特性	36
3.3.1 ワイス振動	36
3.3.2 ホール抵抗におけるワイス振動	39
3.3.3 磁気破壊効果	41
3.3.4 超格子パラメーターの評価	43

3.4	ショットキーゲートによる電子密度とポテンシャル強度の制御	44
3.5	強磁場下における一次元平面超格子の電気伝導特性	46
3.6	フェルミ波長程度の周期をもつ一次元平面超格子の作製と磁気輸送特性	48
3.7	結言	51
	参考文献	53
第4章	アンチドット平面超格子におけるバリスティック伝導	55
4.1	緒言	55
4.2	アンチドット構造の作製	56
4.3	弱磁場下におけるアンチドット平面超格子の電気伝導特性	57
4.3.1	六方格子における磁気抵抗	57
4.3.2	六方格子における磁気抵抗の電子密度依存性	66
4.3.3	六方格子におけるホール抵抗	69
4.3.4	シェルピンスキーギャスケット格子における電気伝導	69
4.3.5	長方格子における電気伝導	71
4.3.6	長方格子における異方的磁気輸送の面積依存性	71
4.4	解析	74
4.4.1	軌道密度と拡張ドルーデモデル	74
4.4.2	輸送係数の計算	76
4.4.3	実験結果との比較と考察	79
4.4.4	磁場中の電子の古典的軌道計算	82
4.5	結言	82
	参考文献	84
第5章	量子ポイントコンタクト構造における電子波伝搬過程の制御 ...	87
5.1	緒言	87
5.2	ショットキーゲートによる極微構造の作製と測定	88
5.3	量子ポイントコンタクトにおけるコンダクタンス量子化とその消失	90
5.4	電子波制御における問題点	94
5.4.1	Wide-Narrow 構造におけるコンダクタンス振動	94
5.4.2	ランダムテレグラフ信号	100
5.5	直列量子ポイントコンタクト素子におけるバリスティック伝導効果	104
5.5.1	抵抗の非加算性	104
5.5.2	曲がり抵抗	105
5.6	量子ポイントコンタクトからの電子波の出射分布測定	107
5.6.1	出射分布測定の方法	107
5.6.2	直列量子ポイントコンタクトの一次元サブバンドの制御	109
5.6.3	量子ポイントコンタクトからの出射分布	109

5.7 結言	114
参考文献	116
第6章 拡散的伝導領域にある量子細線における位相コヒーレンス長	119
6.1 緒言	119
6.2 理論	121
6.2.1 二次元弱局在理論	121
6.2.2 普遍的伝導度揺らぎ (UCF)	122
6.2.3 スピン-軌道相互作用とゼーマン分離存在下の UCF	123
6.3 δ ドープ n-GaAs 量子細線の作製	124
6.4 位相コヒーレンス長の低温における飽和現象	125
6.4.1 線幅依存性	125
6.4.2 加工方法依存性	126
6.5 普遍的伝導度揺らぎおよび相関磁場との関係	128
6.6 スピン-軌道相互作用がある場合の揺らぎの大きさと相関磁場	131
6.7 結言	134
参考文献	135
第7章 結論	137
謝辞	141
研究業績	143

第1章 序論

1.1 本研究の背景

シリコン (Si) 金属-酸化物-半導体電界効果トランジスタ (Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor: MOS-FET) をはじめとする Si 系電子デバイスは、微細化することによりその性能を向上させている。微細化がどこまで進むかについては物理的、工学的、経済的に多くの議論があるが、MOS-FET の場合 $0.1\mu\text{m}$ 程度の大きさまではこの流れは続くと考えられる [1,2]。さらに技術的にはゲート長 40nm の MOS-FET も実現されているし、原理的には 3nm の設計ルールまで動作可能とする報告もある [3]。このような電子デバイスの微細化の極限を迫る過程で微細構造中の物理が興味の対象となってきた。これは電子デバイスの動作限界がまさに微細構造中の物理によってきまるために、その物理の解明に大きな努力がはらわれてきたためである。このような大きさの系は、電子の様々な特性長と同程度の大きさを持つために低次元系としての性質を帯びてくる。また現在主流を占める電子デバイスの大きさは、極低温下においてはメゾスコピック (Mesoscopic) 系と呼ばれるマクロな系とマイクロな系の中間の系として興味を持たれている。ここでマクロな系とはその物理的性質が統計力学的な平均によって決まる系であり、マイクロな系とは原子や分子などの量子力学によって支配される系である。すなわち、メゾスコピック系とは量子力学的干渉効果がマクロな系のように平均化されることなく観測される系と定義することができる。従って、微細構造中の物理を研究することは低次元系やメゾスコピック系の物理を研究することにつながる。以下ではメゾスコピック系研究の歴史を電気伝導を中心として述べる。

1980年代に今日メゾスコピック系物理学と呼ばれる分野が急速に発達し、その基礎が築かれた [4-8]。そもそもメゾスコピック系物理の起源は久保による金属微粒子の研究にまで遡ることができるが [8]、ここでは最近の歴史的背景を電気伝導を中心としてまとめたものを図 1.1 に示す。メゾスコピック系を構成する材料によって大きく金属系と半導体系の二つに分けることができる。金属におけるメゾスコピック系研究の発端は弱局在効果にみることができ、これによって固体中の電気伝導における電子波干渉効果の重要性が認識されることとなった [9,10]。メゾスコピック系研究の初期においては主に拡散的伝導領域の微小金属細線において研究が行われ、この系で AAS (Altshuler-Aronov-Spivak) 効果 [11]、AB (Aharonov-Bohm) 効果 [12]、UCF (Universal Conductance Fluctuation) 効

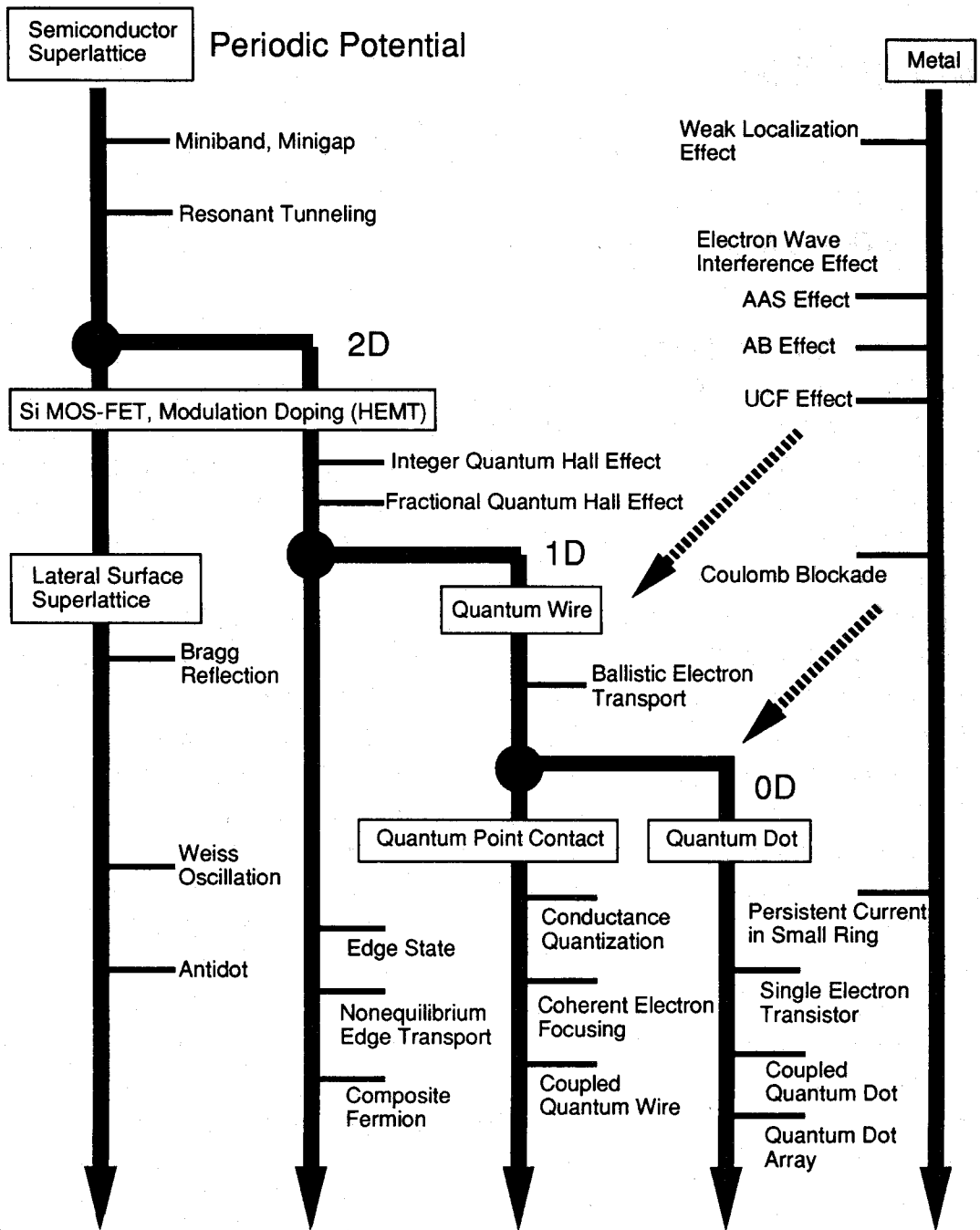


図 1.1 電気伝導を中心としたメソスコピック系物理研究の歴史的背景

果 [13] といった微細構造中の様々な電子波干渉効果が初めて観測された。一方、半導体においては、江崎とTsuによる半導体超格子の提案をその発端と見ることができ [14]、この提案を契機として結晶中に人工的ポテンシャルを導入して電気伝導特性や光学的応答を制御しようという流れが生まれた。金属微細構造中の電子波干渉効果の研究は、やがて半導体においてもその制御性や結晶の高品質性を生かして行われるようになった。また分子線エピタキシー法などの結晶成長技術の高度化と変調ドーピングの提案 [15] によって高品質の二次元電子系がGaAs/AlGaAsヘテロ接合界面にできるようになると、その高移動度の二次元電子系を生かしてバリスティック伝導領域の電気伝導の研究が進んだ [16]。さらに超微細加工技術 [17,18] によって高品質の二次元電子系を一次元、ゼロ次元に閉じこめることが可能となり、平面超格子 (Lateral Surface Superlattice)、量子細線 (Quantum Wire) および量子ドット (Quantum Dot) についての研究が現在進められている [18]。このように見えてくるとメゾスコピック系研究の流れの原動力は低次元化にあり、それを支えてきたのが超微細加工技術と結晶成長技術の高度化であるといえる。こうして科学と技術が密接に絡み合う、魅力的な分野が誕生した。

このようなメゾスコピック系に特有の電子波干渉効果を利用して従来の電子デバイスの微細化に伴う動作限界をこえて、より高密度かつ高速、低消費電力の電子波デバイスを作ろうという試みが始まっている [18]。以下の五種類の電子波デバイスがすでに提案、試作されている。

- (1) マッハツエンダー型電子波干渉計 [19-21]
- (2) スタブ型電子波干渉計 [22,23]
- (3) 平面超格子型電子波干渉計 [24,25]
- (4) 電子波方向性結合器 [26,27]
- (5) 電子波回折器 [28]

しかし電子波デバイスをつくる試みに対してLandauerは厳しい見解を示している [29]。それによれば電子波干渉型デバイスは完全に作る必要があり、メゾスコピック系特有の揺らぎや非局所性がデバイスにどのような影響を与えるかについてはまだわかっていないとして、ことさらに伝統的トランジスタを排除しようとする提案に警告を発している。この見解は本質をついたものであるが、それはデバイス応用など無意味だと主張しているのではなく、熱狂の反動を恐れ息の長い研究を期待するものなのであろう。現在までに試作された電子波デバイスは液体ヘリウム温度程度の極低温でのみ動作するものが多いが、量子効果の現れる温度を高くしようとする試みもすでに始まっている [30]。また近年注目を集めているクーロンブロックード現象を利用した単一電子素子は室温動作が可能である [31]。このようにデバイスの研究は着実に進んできているが、いずれにせよ微細構造素子としての決定的なものはいまだなく、今後は従来のトランジスタを電子波干渉効果で実現するアプローチに加えて、トランジスタとは別の論理動作を行う素子 [32]、セルオートマトン素子 [33] など異なった方向からの研究が望まれる。

このようなデバイスを実現するために必要な超微細加工技術も進展が著しい。エッチングやリソグラフィなどのプロセス技術が現在、微視的に解明されるようになってきた [34]。また結晶成長の動的過程や金属-半導体界面 [35] など、表面や界面についての理

解も深まっている[36]。これは走査型プローブ顕微鏡や様々なビーム分光法などの実験技術の進歩や、分子動力学に代表されるシミュレーション技術の進歩によるところが大きい。このような表面、界面に対する理解とプロセス技術の着実な進歩によってデジタルエッチング[37]や原子マニピュレーション[38]などのナノメーター領域での物質の制御(ナノテクノロジー)がすでに実現され、将来は技術として確立するだろう。また自然の自己組織化現象を利用して通常の微細加工の限界を乗り越える試みも始まっている[39]。室温動作する電子波デバイスの実現には10nmオーダーの素子を揺らぎを少なく作製する必要があるが、このためには少なくとも1nmの精度で微細構造を制御しなければならない。ナノテクノロジーが確立すれば、このような素子を制御性良く作製することが可能となると考えられる。

これまでの研究により、平均自由行程や位相コヒーレンス長程度の大きさの構造中のバリスティック伝導や電子波干渉効果についてはかなり解明されてきた。しかしそれらの制御についてはまだ研究が始まったばかりである。また、さらなる微細化が要求されるフェルミ波長程度の構造中の電気伝導については、理論的に興味深い現象が予測されているものの、その実験的検証は今後の課題である。新たな現象の探索と電子波伝搬過程の制御のためには、極微構造作製技術のさらなる研究が必要である。

1.2 本研究の目的

量子力学的効果が電子デバイスの性能の限界を決めるのか、逆にそれを利用して全く新しいデバイスが限界を越えるのかはまだわからないが、現在の大規模集積回路で主流を占めるSi系電子デバイスでは、まだしばらく量子力学的効果が問題になることはないと考えられる。しかしどのような効果が現れるかをあらかじめ研究しておくことは意義あることである。大規模集積回路に代表される微小伝導体はメゾスコピック系の典型であるから、本研究はメゾスコピック系の物理を明らかにすることにもつながる。これは電子波デバイス構築のための指針を与えるものとなると考えられる。

本研究は半導体大規模集積回路の微細化がさらに進んだときに現れる量子輸送現象について調べ、新しい現象の実験的探索を行い、その問題点を明らかにすることを目的としている。さらに、これによって得られた知見を統合して、微細構造中の電気伝導を制御することを目指している。従って本論文では一貫して、人工的に導入されたポテンシャル下での電気伝導とその制御について述べている。

1.3 本論文の構成

本論文は本文7章と謝辞から構成されている。本文の構成は第1章序論、第2章から第6章までの本論および第7章結論となっている。論文の構成を図1.2に示す。

第2章ではGaAs/AlGaAs極微ヘテロ接合素子の作製方法とその電気伝導特性の評価方法について述べる。素子の電子密度と移動度を増加させるため永続的光伝導効果を用いており、これによって基板特性が改善されることを示す。またショットキーゲートによる二次元電子系の閉じ込めの基礎特性について調べる。

第3章では一次元平面超格子における磁気輸送現象について述べる。本章では短周期構造作製に適した低エネルギーイオンビーム照射による新たな平面超格子の作製方法を提案する。本方法によって一次元平面超格子を作製し、その磁場中でのワイス振動を調べることによって、実際に周期ポテンシャルを二次元電子系に印加できることを示す。また、ワイス振動について得られた新たな知見について述べる。

第4章ではアンチドット平面超格子におけるバリステック伝導について述べる。アンチドットと呼ばれる強い反発ポテンシャルを平均自由行程以下の距離に周期的に配置したときの磁場中での電気伝導について述べる。アンチドットの配列を人工的に制御することで、電気伝導の制御を試みる。実験結果を説明するために軌道密度を考慮した拡張ドルーデモデルに基づく解析を行い、実験との比較検討を行う。またこのモデルの限界について述べる。

第5章では量子ポイントコンタクト構造における電気伝導特性と電子波伝搬過程の人工制御について述べる。電子導波路としての量子ポイントコンタクトの基本的特性について述べ、直列量子ポイントコンタクト素子における抵抗の非加算性からバリステック電子の存在を確認する。さらに、不純物の作るポテンシャル揺らぎや、格子欠陥による電子トラップのために伝導に大きな影響が現れることについて述べ、バリステック伝導領域における電子波制御の問題点について述べる。量子ポイントコンタクトを電子波のエミッター、コレクターとして用いる電子波出射分布測定について述べる。またこのときのコレクターの影響についても調べる。

第6章では拡散的伝導領域にある量子細線における位相コヒーレンス長について述べる。バリステック伝導領域において、電子波を制御しようとする試みが行われてきているが、このためには電子波の位相破壊機構に対する理解が不可欠となる。量子細線における位相コヒーレンス長が低温において飽和する現象が報告されているが、本章ではこの現象をn-GaAs量子細線において、線幅依存性、加工方法依存性について調べた結果について述べる。位相コヒーレンス長を評価する方法として、アンダーソン弱局在による負の磁気抵抗、普遍的伝導度揺らぎの大きさおよび相関磁場を用いており、これら複数の方法によって評価した位相コヒーレンス長の温度依存性について述べる。

第7章では第2章から第6章までの研究成果を総括し、本研究で得られた主要な結論についてまとめる。

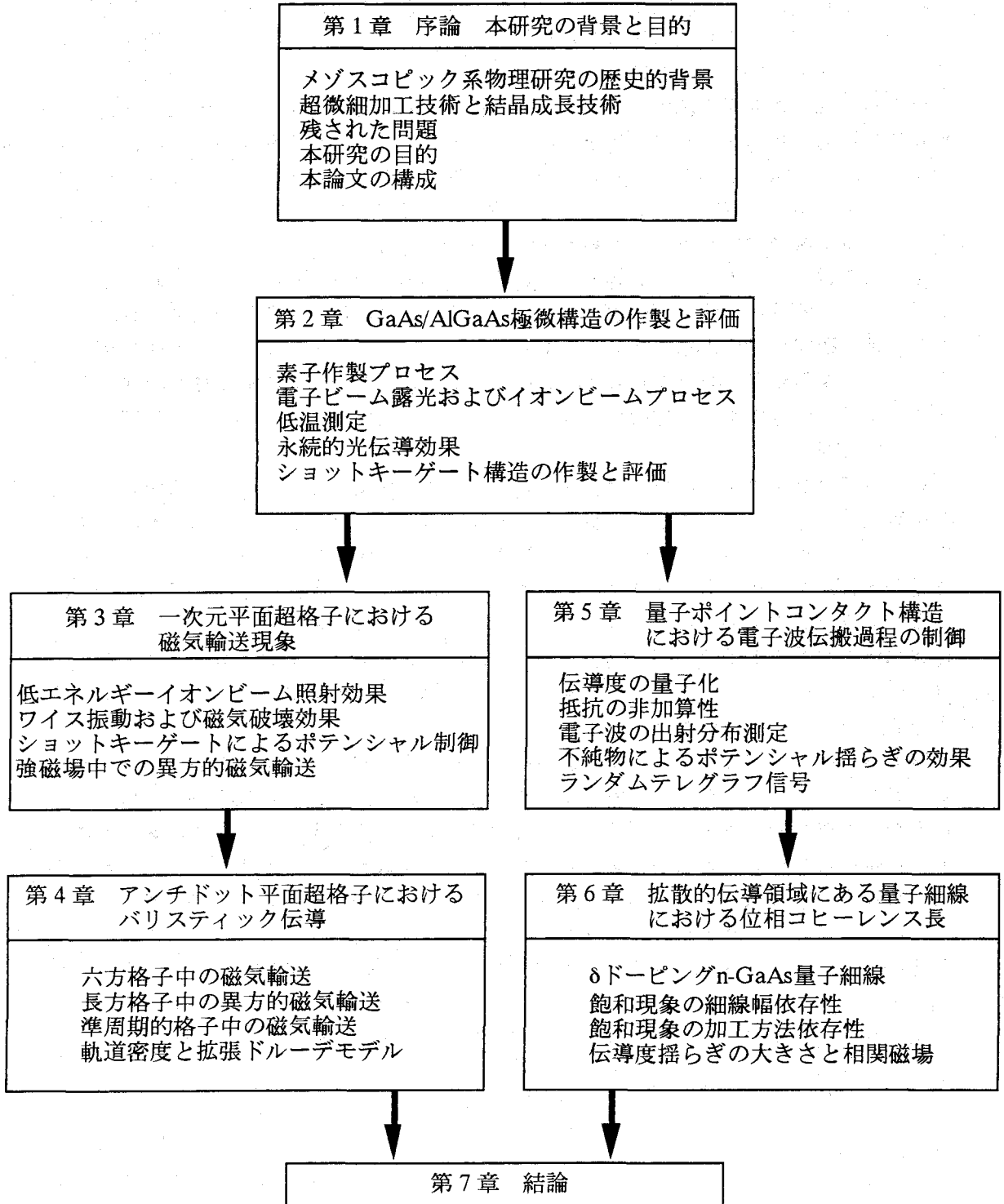


図 1.2 本論文の構成

参考文献

- [1] 名取研二：日本物理学会誌 **46** (1991) 352.
- [2] 谷口研二、園田賢一郎、浜口智尋：応用物理 **60** (1991) 1107.
- [3] 舛岡富士雄：第15回応用物理学会スクールテキスト (1994) p. 11.
- [4] Y. Imry: *Directions in Condensed Matter Physics*, eds. G. Grinstein and G. Mazenko (World Scientific, Singapore, 1986) p. 102.
- [5] C.W.J. Beenakker and H. van Houten, *Solid State Physics*, eds. H. Ehrenreich and D. Turnbull (Academic Press, San Diego, 1991) Vol. **44**, p. 1.
- [6] 家泰宏、長岡洋介、永長直人、三浦登編：固体物理 **28** (1993) 705.
- [7] 難波進編：メゾスコピック現象の基礎 (オーム社、1994) .
- [8] 川畑有郷、川村清編：物理学論文選集3 (1994).
- [9] 福山秀敏：物理学最前線 **2** (共立出版、1982) .
- [10] 長岡洋介、安藤恒也、高山一：局在・量子ホール効果・密度波 (岩波書店、1993) .
- [11] B.L. Altshuler, A.G. Aronov and B.Z. Spivak: Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **33** (1981) 101 (JETP Lett. **33** (1981) 94).
- [12] R.A. Webb, S. Washburn, C.P. Umbach and R.B. Laibowitz: Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 2696.
- [13] P.A. Lee and A.D. Stone: Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1622.
- [14] L. Esaki and R. Tsu: IBM J. Res. & Dev. **14** (1970) 61.
- [15] R. Dingle, H.L. Stormer, A.C. Gossard and W. Wiegmann, Appl. Phys. Lett. **33** (1978) 665.
- [16] 高垣雪彦、蒲生健次、難波進、邑瀬和生：固体物理 **25** (1993) 950.
- [17] 古川静二郎、浅野種正：超微細加工入門 (オーム社、1989) .
- [18] K.E. Ismail, P.F. Bagwell, T.P. Orlando, D.A. Antoniadis and H.I. Smith: ed. R.F. W. Pease, Proceedings of the IEEE, vol. **79** (1991) 1106.
- [19] S. Datta, M.R. Melloch, S. Bandyopadhyay, R. Noren, M. Vazirir, M. Miller and R. Reifengerger: Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2344.
- [20] S. Datta, M.R. Melloch, S. Bandyopadhyay and M.S. Lundstrom: Appl. Phys. Lett. **48** (1986) 487.
- [21] K. Tsubaki, T. Honda and Y. Tokura: Inst. Phys. Conf. Ser., No. **129** (1992) 293.
- [22] F. Sols, M. Macucci, U. Ravaioli and K. Hess: Appl. Phys. Lett. **54** (1989) 350.
- [23] K. Aihara, M. Yamamoto and T. Mizutani: Appl. Phys. Lett. **63** (1993) 3595.
- [24] K. Ismail, W. Chu, D.A. Antoniadis and H.I. Smith: Appl. Phys. Lett. **52** (1988) 1071.
- [25] K. Tsubaki and Y. Tokura: Appl. Phys. Lett. **53** (1988) 859.
- [26] J.A. del Alamo and C.C. Eugster: Appl. Phys. Lett. **56** (1991) 78.
- [27] N. Tsukada, A.D. Wieck and K. Ploog: Appl. Phys. Lett. **56** (1991) 2527.
- [28] K. Furuya: J. Appl. Phys. **62** (1987) 1492.
- [29] R. Landauer: *Nanostructure Physics and Fabrication*, eds. M.A. Reed and W.P. Kirk (Academic Press, San Diego, 1990) p. 17.

- [30] G.L. Snider, M.S. Miller, M.J. Rooks and E.L. Hu: Appl. Phys. Lett. **59** (1991) 2727.
- [31] 矢野和男、石井智之、橋本考司、小林考、村井二三夫、関浩一：応用物理 **63** (1994) 1248.
- [32] 雨宮好仁：極限構造電子物性第 151 委員会（第 31 回）・原子オーダープロセッシング分科会（第 17 回）合同研究会資料，p. 35.
- [33] C.S. Lent, P.D. Tougaw and W. Porod: Appl. Phys. Lett. **62** (1993) 714.
- [34] 谷口研二、浜口智尋：応用物理 **62** (1994) 1076.
- [35] A. Zangwill: *Physics at Surfaces* (Cambridge University Press, 1988).
- [36] 吉森昭夫ら：日本物理学会誌 **46** (1991) 259.
- [37] 青柳克信：日本物理学会誌 **47** (1992) 700.
- [38] D.M. Eigler and E.K. Schweizer: Nature **344** (1990) 524.
- [39] T. Arakawa, M. Nishioka, Y. Nagamune, S. Ishida and Y. Arakawa: Appl. Phys. Lett. **64** (1994) 2200.

第2章 GaAs/AlGaAs 極微ヘテロ接合素子の作製と評価

2.1 緒言

1980年代に今日メゾスコピック系物理と呼ばれる分野が急激に発展し、その基礎が築かれた。第1章にも述べたようにメゾスコピック系物理研究の原動力は低次元化にあるが、それを支えているのは超微細加工技術の高度化である。この他にもメゾスコピック系物理研究には半導体結晶成長技術や液体ヘリウム温度以下の低温測定技術が不可欠である。

メゾスコピック系物理研究の電気伝導の研究は主として二次元電子系を中心として行われてきた。これは二次元電子系に超微細加工を行うことで閉じ込めの次元を増やし、さらに低次元の系（一次元電子系、ゼロ次元電子系）を容易に作製することができるためである。二次元電子系と呼ばれるものには幾つかの種類があるが、その代表的なものを以下に示す [1]。

- (1) Si MOS-FET の界面に形成される電子
- (2) GaAs/AlGaAs ヘテロ接合界面の三角ポテンシャル中の電子
- (3) 半導体中のデルタ (δ) ドーピング層のV字型ポテンシャル中の電子
- (4) 液体ヘリウムの液面上に捕獲された電子

(1) から (3) は半導体結晶成長技術によって実現された系である。(4) は最も高品質の二次元電子系が実現できることが知られており、この系でウイグナー結晶も観測されているが半導体系に比べると制御性が劣る。(2)、(3) は分子線エピタキシー (Molecular Beam Epitaxy: MBE) 法によって初めて実現される系である [2]。本研究では二次元電子系として (2) と (3) を使用している。二次元電子系の電子密度が大きいとき電子間相互作用の効果は小さく、このとき二次元電子系は二次元電子ガス (2 Dimensional Electron Gas: 2DEG) と呼ばれる。

2DEGの閉じ込めの次元をさらに上げて、一次元、ゼロ次元閉じ込め構造を作製する方法には様々な種類がある。GaAs/AlGaAs ヘテロ接合系における代表的な低次元構造の作製法を図 2.1 に示す [3]。図 2.1(a) はディープメサエッチング (deep mesa etching) 法である。この方法は細線構造以外の領域を、2DEG層より深くエッチングするものである。電子は細線側面の表面空乏層によって一次元に閉じ込められる。この方法は2DEGの横方向閉じ込めが強いという利点をもつ。欠点として2DEGと細線側面の表面層が近接している

ために、加工損傷や表面の影響を受けて特性が劣化することである。図2.1(b)は埋め込み構造の例である[4]。ここでは(a)に示す細線を再成長によってAlGaAs中に埋め込んだものを示している。埋め込み構造にすることによって閉じ込め効果が強くなることが報告されている[4]。図2.1(c)はシャロウメサエッチング (shallow mesa etching) 法である。この方法は(a)の場合と異なりエッチング深さは2DEG層まで達しないが、エッチング面から表面空乏層が2DEG層の深さまで拡がることにより電子が閉じ込められる。(a)と比較して加工損傷を受けにくい、閉じ込め効果は弱い。図2.1(d)は高エネルギー集束イオンビーム (Focused Ion Beam: FIB) を用いた方法である[5]。高エネルギー FIB 照射領域はアニール後も高抵抗を保つという性質を持つため、閉じ込めに利用することができる。図2.1(a)-(c)の方法に比べると、マスクが不要であるためにプロセスが簡単であるという特徴を持つ。この方法も(a)同様にFIBの照射損傷の問題がある。図2.1(e)は半導体と金属とのショットキー接合を利用したもので、スプリットゲート (split gate) 法と呼ばれる[6]。ヘテロ基板表面のショットキーゲートに2DEGに対して負の電圧を印加することで、ゲート下の2DEGを空乏化し細線を形成する方法である。この方法の利点は加工損傷がほとんど無く、細線中の電子密度や線幅をゲート電圧によって制御できることである。欠点としてはゲートが2DEG層と離れているために、2DEGに加わるポテンシャルが急峻なゲート形状からなまってしまう点と、閉じ込めの強さを大きくできない点である。図2.1(f)は結晶成長の自己組織化現象を利用する方法である。この方法は結晶成長を利用しているため原子層単位でみたとき極めて高品質であり、かつ (通常の超微細加工技術では作製困難な) 微細な構造を作製することが可能である。図に示したのは基板にあらかじめV字型の溝を作製しておき再成長を行う方法である[7]。この他にも様々な構造が提案され試作されている[8]。これら一連の結晶成長を利用した方法は現在研究段階にあるが、本質的に微細加工に伴う加工損傷が無いために今後重要になると考えられる。欠点は作製できる形状の自由度が低く、任意の形を作製することが難しいという点である。

上に述べた低次元構造を作製するためには露光技術とエッチングが用いられる。パターンのサイズが100nm以下になると、紫外線 (UV) 露光法は回折限界のために使用できないとされる。このため電子線露光法、集束イオンビーム露光法、X線露光法などが用いられる[9]。またエッチングにはドライエッチング (dry etching) とウエットエッチング (wet etching) がある。超LSIのプロセスとしては高アスペクト比の得られるドライエッチングが主流であるが、メゾスコピック素子ではドライエッチングに伴う加工損傷が素子特性に大きな影響を与えるために、ウエットエッチングも重要となってくる。この方法の利点は加工損傷がないことであるが、その反面ウエットエッチングの等方性のために線幅の制御性が悪いという欠点を持つ。このためウエットエッチングは主として線幅がサブミクロン以上の比較的大きな試料の作製に用いられ、線幅100nm以下の構造の作製は困難である。しかし最近では結晶の選択エッチング特性を利用して100nm以下の構造も作製可能となってきた[11]。

本章では極微構造素子の作製方法とその電気伝導特性の評価方法についてまとめる。本研究で用いた試料は、変調ドーパ GaAs/AlGaAs シングルヘテロ接合基板およびδドーパ n-GaAs 基板に超微細加工を行って作製している。はじめに2節では本研究で使

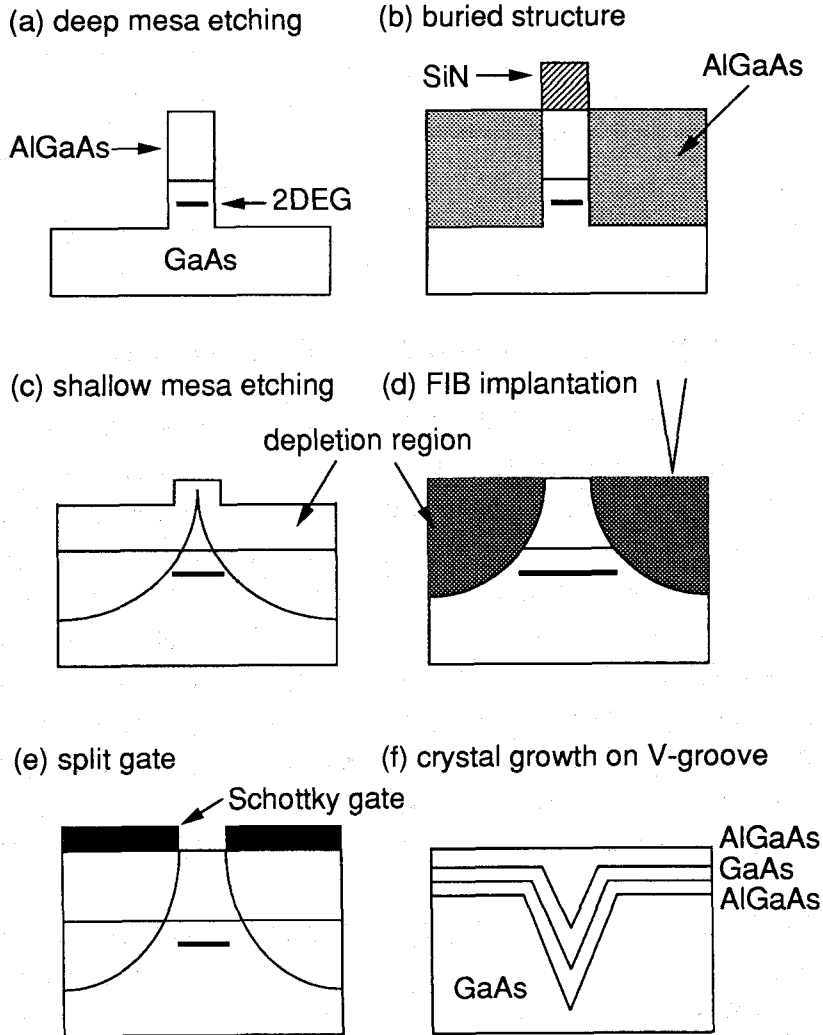


図 2.1 GaAs/AlGaAs ヘテロ接合系における低次元構造の作製法

板、試料作製プロセス、加工装置について概観する。ここでは分子線エピタキシー法によって成長させたヘテロ接合基板とその超微細加工プロセスについて述べている。電子を低次元に閉じ込めるために、電子ビーム露光法、ドライエッチングを用いているが、これらの方法の詳細についても述べている。測定は液体ヘリウムを用いて主に温度0.4-4.2Kにおいて行っており、3節において低温測定系と測定方法についてまとめる。4節では、バリスティック伝導の研究には平均自由行程の長い試料が必要となるため永続的光伝導効果を利用して電子密度と移動度を増大させており、この時の散乱機構について述べる。また5節においては、ショットキーゲートによって2DEGの電子密度制御および閉じ込めを行うにあたっての基礎的な特性について述べる。

2.2 試料の作製

本研究では第3章の一次元平面超格子および第4章のアンチドット平面超格子はシャロウメサエッチングにより作製している。第5章で述べる量子ポイントコンタクト構造はスプリットゲート法によって作製している。また第6章のn-GaAs量子細線はディープメサエッチングにより作製している。本節では試料作製に必要なGaAs系ヘテロ接合基板とその加工プロセスについて述べる。また電子ビーム露光装置とアルゴンイオンミリング装置についても述べる。

2.2.1 分子線エピタキシー法による GaAs 系ヘテロ接合基板の作製

本研究で用いた基板は全て極限物質研究センターのMBE装置 (Varian Modular Gen II System) により作製した。MBE装置は成長を行なう Growth Chamber、試料の搬入及び前処理を行なう Buffer Chamber、および試料の導入を行なう E/E Chamberの三つの部分から構成されており、それぞれ独立した排気系を備えている。排気系として Growth Chamber、Buffer Chamberはイオンポンプを備えており、真空度がそれぞれ 2×10^{-10} 、 2×10^{-9} Torr程度に維持されている。Growth Chamberには四極子質量分析計 (Quadrupole Mass Spectroscopy: QMS) および反射高速電子線回折 (Reflection High Energy Electron Diffraction: RHEED) 法の分析装置が備えられており、その場観測が可能である。排気能力の向上と雰囲気清浄化のため Chamberは液体窒素シュラウドで覆われている。分子線蒸発源として、アルミニウム (Al)、ガリウム (Ga)、ヒ素 (As) とシリコン (Si) を備えている。基板は面内回転機構を備えたマニピュレータによって保持され、最大 1000°C まで加熱することができる。

本研究に用いた GaAs 系ヘテロ接合基板は、半絶縁性 (100)GaAs 基板の上に MBE 成長法によって作製したものである。ドーパントとしては全て Si を用いている。作製した基板は二種類であり、変調ドーパ GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x=0.3$) シングルヘテロ接合基板 (以下 GaAs/AlGaAs ヘテロ接合基板と略記) および δ ドープ n-GaAs 基板 (以下 n-GaAs 基板と略記) である。図 2.2 にその薄膜構造を示す。GaAs/AlGaAs ヘテロ接合基板の構造は二種類 (図 2.2(a)、(b)) である。図 2.2(a) ではスペーサー層 (ノンドープ AlGaAs 層) 厚は 20nm であり、2DEG 層は表面から 100nm の位置に形成されている。図 2.2(b) はスペーサー層厚は同じ 20nm であるが 2DEG 層は表面から 80nm の位置に形成されている。ドーピング層と 2DEG 層とがスペーサー層によって空間的に離れているために高い移動度が実現される。図 2.2(c) は n-GaAs 基板である。デルタ (δ) ドーピングの手法を用いて n 型の伝導層を作製している [12]。 δ ドープ層は表面から 100nm の位置にあり、擬 2DEG を形成している。伝導は δ ドープ層でおこるので、不純物散乱の影響で移動度は低くなる。

成長した基板の電気伝導特性評価は基板をホールバー型に加工し $T=4.2\text{K}$ 、暗下においてホール測定を行い、面電子密度 (以下、電子密度と呼ぶ) n_s 、移動度 μ 、平均自由行程 l_s を求めることを行う。GaAs/AlGaAs ヘテロ接合基板の構造および電気伝導特性を

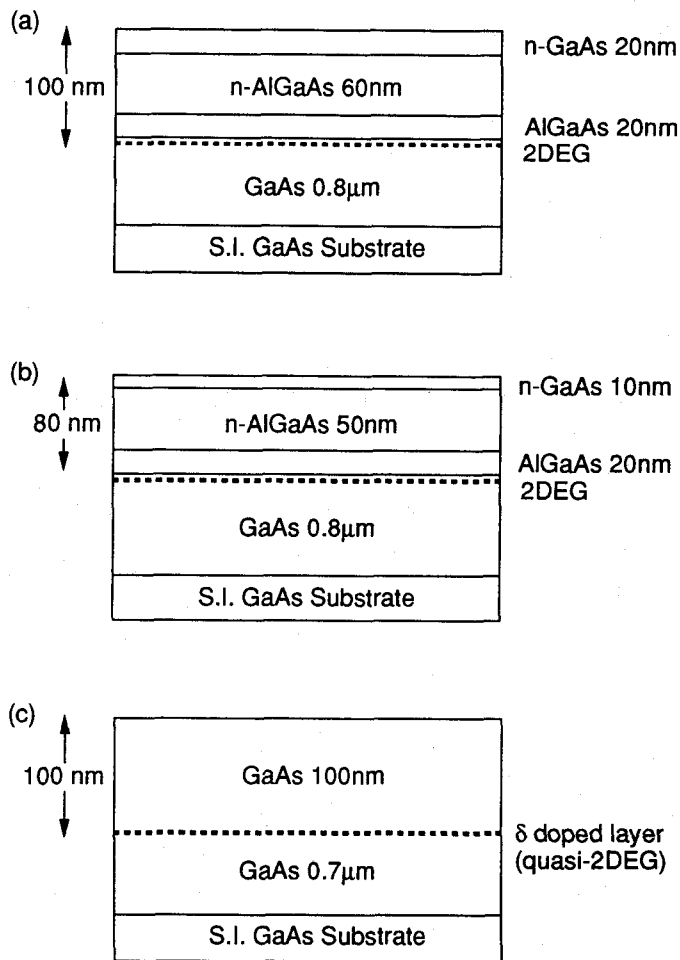


図 2.2 GaAs系基板の構造 (a)、(b)GaAs/AlGaAsヘテロ接合基板の構造、(c)n-GaAs基板の構造

表 2.1 GaAs/AlGaAsヘテロ接合基板の構造と電気伝導特性 ($T=4.2\text{K}$ 、暗中)

Hetero-structure No.	n-GaAs (nm)	n-AlGaAs (nm)	AlGaAs (nm)	GaAs (nm)	n_s ($\times 10^{15}\text{m}^{-2}$)	μ ($\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	l_e (μm)
#1	20	60	20	800	3.2	130	12
#2	10	50	20	800	3.0	12	1.1
#3	10	50	20	800	2.7	58	5.0
#4	10	50	20	800	2.4	49	3.9
#5	20	60	20	800	2.5	50	4.1
#6	10	50	20	800	2.4	66	5.3
#7	10	50	20	800	2.4	68	5.5
#8	20	60	20	800	2.3	66	5.2

表 2.2 n-GaAs 基板の構造と電気伝導特性 ($T=4.2\text{K}$ 、暗中)

n-GaAs	GaAs	δ -doped layer	GaAs	Growth	n_s	μ	l_e
No.	(nm)		(nm)	temp. ($^{\circ}\text{C}$)	($\times 10^{15}\text{m}^{-2}$)	($\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	(nm)
#1	100	1	700	545	6.6	0.065	6.7
#2	100	1	700	650	7.4	0.2	28

表 2.1 に示す。電気伝導特性は基板ごとに異なるが $n_s=2\text{-}3\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ 、 $\mu=10\text{-}130\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ 程度のもものが得られている。この基板は $l_e=1\text{-}12\mu\text{m}$ 程度と長いためにバリスティック伝導領域の研究に用いている。また n-GaAs 基板の構造、成長温度および電気伝導特性を表 2.2 に示す。電気伝導特性は基板ごとに異なるが $n_s=7\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ 、 $\mu=0.07\text{-}0.2\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ 程度である。n-GaAs 基板では $l_e=7\text{-}30\text{nm}$ 程度と短いので拡散的伝導領域の研究に用いている。

2.2.2 試料作製プロセス

図 2.3 に試料作製プロセスの概略を示す。試料の種類によってプロセスも異なっており、図 2.3(a) は平面超格子、(b) はショットキーゲート構造、(c) は量子細線の場合である。また使用したレジストの条件を表 2.3 にまとめる。

図 2.3(a)、(b) では初めに GaAs/AlGaAs ヘテロ接合基板を MBE 法によって作製する。次に紫外線 (UV) 露光とウエットエッチングによって微細構造部分の土台となるメサ型パターン (2DEG チャネルと測定端子) に加工する。UV 露光用レジストとして主にポジ型レジストである AZ-1350 を用いている (表 2.3 参照)。ウエットエッチングはリン酸系エッチャントを用いており、リン酸 (H_3PO_4)、過酸化水素 (H_2O_2)、水 (H_2O) のエッチャント ($\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}=1:1:30$) 中で室温下で 90 秒間行っている。次にメサ型パターン上にオーミック電極を形成するために、金ゲルマニウム (AuGe: Ge12%)、ニッケル (Ni)、金 (Au) を抵抗加熱蒸着 (ベース真空度 $2\times 10^{-6}\text{Torr}$) シアルゴン (Ar) 雰囲気中において 460°C で 240 秒間加熱して合金化させ、2DEG とオーミック接触をとり測定用電極とする。土台部分ができると電子ビーム露光用レジストポリメタクリル酸メチル (PolyMethylMetacrylate: PMMA) をスピコートする (表 2.3 参照)。ここまでは (a)、(b) 共通である。次に平面超格子の場合 (図 2.3(a)) は電子ビーム露光によって周期ポテンシャルパターンを描く。これに Ar イオンミリング装置中でドライエッチングを行うと、周期ポテンシャルパターンが基板に転写され 2DEG に周期ポテンシャルが導入される。ショットキーゲート構造の場合 (図 2.3(b)) はまず電子ビーム露光によってスプリットゲートパターンを描く。次に電子ビーム蒸着 (ベース真空度 $3\times 10^{-7}\text{Torr}$) によってチタン (Ti)、Au をそれぞれ膜厚 5nm、15nm 蒸着する。ここで Ti は Au と基板との密着性を良くする働きをする。蒸着後、リフトオフすると金属のスプリットゲートパターンが基板に転写される。

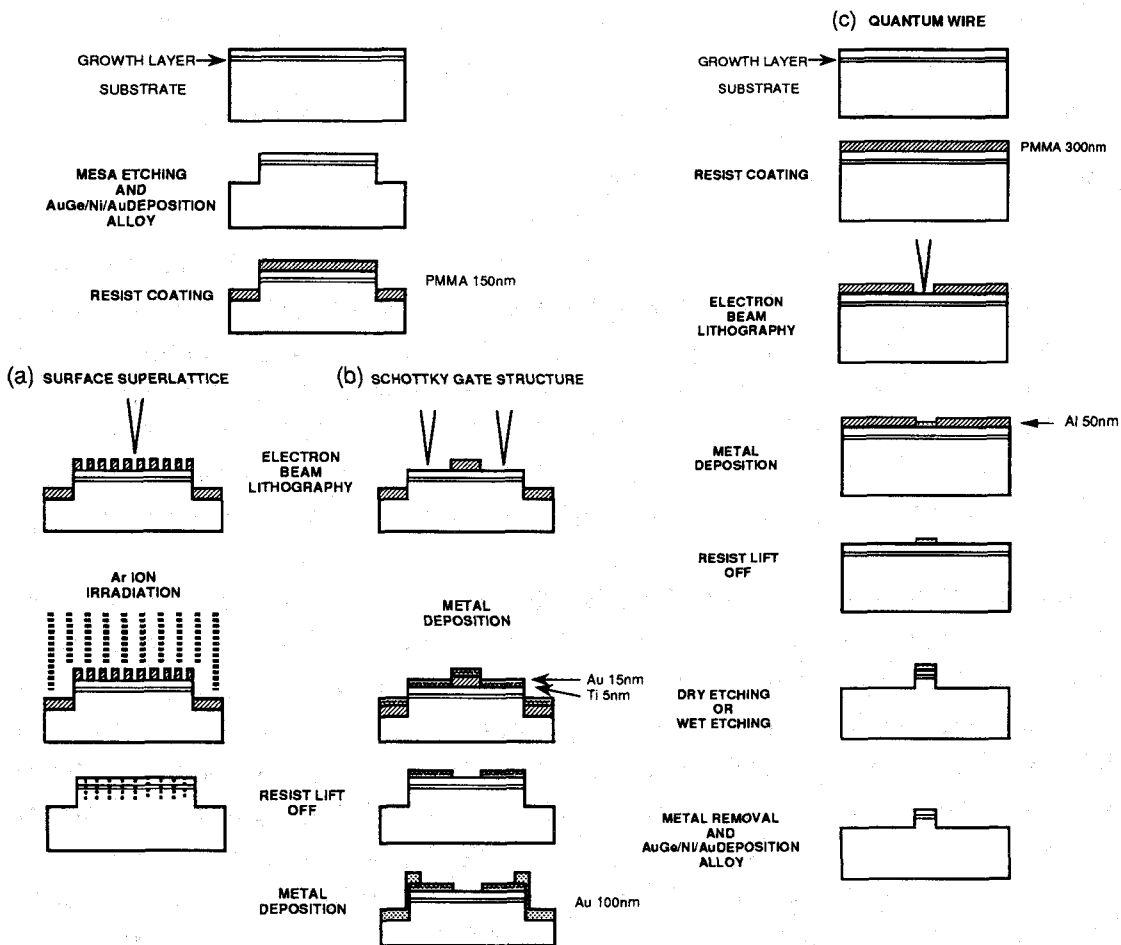


図2.3 試料作製プロセス (a)平面超格子、(b)ショットキーゲート構造、(c)量子細線の作製プロセス

表 2.3 レジストの使用条件

Resist	Exposure	Prebake (°C, min)	Spincoat (rpm, sec)	Developer	Rinse	Temperature (°C)
AZ-1350	UV (positive)	60, 5	5000, 40	AZ-developper :H ₂ O=1:1	H ₂ O	Room Temp.
PMMA	EB (positive)	170, 120	8000, 40	MIBK:IPA= 1:3	IPA	30

量子細線の場合 (図 2.3(c)) にはまず n-GaAs 基板を MBE 法によって作製する。次に PMMA を膜厚 300nm で基板にスピコートし、電子ビーム露光により細線パターンを描く。これに Al を膜厚 50nm で抵抗加熱蒸着しリフトオフすると細線パターンが基板に転写される。Al をマスクとしてドライエッチング (Ar イオンミリング) またはウェットエッチング (リン酸系エッチャント) を行い n-GaAs 基板をエッチングする。エッチング後に塩酸 (HCl) で Al のみ除去し、上記の方法でオーミック電極を形成する。

2.2.3 ナノメートル電子ビーム露光装置

電子のド・ブROI波長 λ はエネルギー 10keV において $\lambda=12\text{fm}$ 程度と極めて短く、また電子の質量も小さい。このため電子線は直径数 nm 程度に絞ることができる。電子ビーム露光法はこのような細い電子ビームによってレジスト上にパターンを描く技術である。電子ビーム露光法は電子ビームの描画位置をコンピューターにより制御することによって、マスクを使用することなく任意の形を容易に露光できるという特徴をもつ。電子ビーム露光法はスループットは劣るものの、解像度と任意の形状パターンを容易に作製可能という点で優れており、研究室レベルで 100nm 以下のパターンを描くのには主に用いられている [9]。

本研究に用いた電子ビーム露光装置は日本電子 NSF-1 である。電子銃としてタンダステンチップ (<100>W) 上に ZrO をコートした ZrO/<100>W エミッター高輝度電子銃を使用している [13]。チップ先端部の (100) 面には Zr と酸素分子の反応により安定でかつ仕事関数の低い表面層が形成される。この電子銃は熱電界放出によって電子ビームを得ているため高輝度でビームの安定性が高く、放出電流は 10 時間経過しても変動は 2 μ A 以内であり、使用可能電流範囲において電流の揺らぎは 0.5% 以下である。またエミッタを加熱するフィラメントやエミッタ側面から放出される熱電子を抑制するために、ショットキーシールドが組込まれている。加速電圧としては 20、50kV が可能である。加速電圧 50kV、動作距離 8mm における最小ビーム径は 2.4nm であることが計算によって示されている。電子ビーム露光におけるビームスキャン制御は 16bit パーソナルコンピューターによって行われる。このシステムを用いて 8nm のレジストパターンが描画可能であることが実証されている [14]。

電子線露光用レジストとしては PMMA を用いている。PMMA は 1968 年に IBM によって開発された電子線用レジストであり高解像度であるために広く用いられている。PMMA 高分子は放射線分解型高分子の代表的なものであり、放射線の照射によって分解し溶媒に溶けやすくなるからポジ型レジストとして用いることができる [15]。しかし感度が低いという欠点を持つために、実用的用途には PMMA よりさらに高感度のアクリレート系高分子が用いられている [15]。

電子は質量が軽いために、直径ナノメートル程度に収束した電子ビームでもレジスト入射すると前方散乱と後方散乱を受けて拡がってしまう。また電子は基板からの後方散乱によっても拡がる。電子の拡がりは一の細線のような孤立したパターンであれば比較的問題はないが、パターン間の分離距離が 0.5 μ m 以下になってくると近接効果がおこ

りコントラストの低下をもたらす。特に周期構造については近接効果の影響は大きい。従ってナノメートルパターン作製においてはこのような電子散乱を抑制することが重要となる。電子散乱を抑制する方法として(1) 電子の加速電圧を上げる、(2) 基板の薄膜化、(3) レジストの薄膜化、などの方法が考えられる。(1) については本研究で用いた電子ビーム露光装置は加速電圧50kVであり、コンピュータシミュレーションによってその効果が優れていることがわかっている。また(2) についてはGaAs系ヘテロ接合基板を利用する本研究では現実的でない。そこで本研究では(3) について検討を行い、PMMAの重量パーセント濃度を下げることで、PMMAの膜厚を薄膜化している。極微パターン作製のためには薄膜化するのが望ましいが、薄すぎるとリフトオフプロセスが困難となるために、最適な膜厚を選んで使用している。

本研究で用いたPMMAはELVACITE 2041であり、重量平均分子量(M_w)は 9×10^5 程度のものである。PMMAのベーク条件、スピコート条件、現像条件を表2.3に示している。PMMAはメチルイソブチルケトン(Methyl Isobutyl Ketone: MIBK)とクロロベンゼンの混合溶媒に溶かしたものをスピコートする。PMMAの膜厚はPMMAの重量パーセント濃度を変えることによって制御することができ、一般に濃度が低くなると膜厚は薄くなる。本研究で用いたのは主に6%と4.5%のもので、スピコート後の膜厚はそれぞれ250-350nm、100-150nm程度である。膜厚は走査型電子顕微鏡(Scanning Electron Microscope: SEM)によるレジスト断面観察により測定した。露光パターンの現像は現像液(MIBK: イソプロパノール(2-Propanol: IPA) = 1:3)中で30°Cにおいて10-30秒間行い、その後IPAで90秒間リンスを行っている(表2.3参照)。

2.2.4 Arイオンミリング装置

ドライエッチングはArイオンミリング装置を用いて室温下で行われる。このイオンミリング装置はイオン源としてKauffman型イオン源を備えている。試料ホルダーはイオン源から250mmの距離にあり、均一な照射を行うために照射中は回転させている。試料室はロータリーポンプと熱拡散ポンプを備えベース真空度は $1.0-2.0 \times 10^{-5}$ Torr程度である。またイオンビーム照射中のAr圧力は $6.0-7.0 \times 10^{-5}$ Torrである。加速電圧は0.15-3.0kVの範囲で可変である。通常のドライエッチングは加速電圧1.0kVにおいて行われる。イオンフラックスのモニターのためのファラデーカップが試料ホルダーから25mmの距離に設置されている。イオンドーズ量はファラデーカップによりイオン電流をモニターし、イオン照射時間が決まれば求めることができる。イオンフラックスはイオン照射直前と直後に測定して変化のないことを確認している。

2.3 低温測定系と電気伝導の評価

試料は自作したクライオスタットに取り付け低温下で測定を行う。クライオスタットは寒剤が入るデュワー瓶と測定試料をセットする測定ホルダーから構成されている。こ

れを電磁石中に固定し寒剤の減圧装置に接続して低温下での測定を行う。クライオスタットは測定温度および必要な磁場強度に応じて最適なものを用いる。本節では測定ホルダー、クライオスタットの基本的構成について述べる。また計測装置についての概要を述べる。

2.3.1 測定ホルダー

試料は測定ホルダーに取り付けデュワー瓶中に挿入される。測定ホルダーはプリント基板に銅のターミナルを多数並べたもので、各ターミナルには銅のリード線が接続されており、これが支持棒中を通過してクライオスタットから外部に取り出されて計測装置に接続される。試料の電極と測定ホルダーのターミナルとは白金線によって接続している。測定ホルダーにはキュープロニッケル製キャップがついており外部光を遮断できる構造になっている。クライオスタットの金属部分は測定中は接地されており、測定ホルダー中の試料は電磁的にシールドされている。また試料横には波長 950nm の赤外光用発光ダイオード (Light Emitting Diode: LED) がついており、低温下で試料に赤外光を照射することができる。測定ホルダーの裏側には抵抗温度計があり正確な温度測定が可能である。

2.3.2 液体⁴He 用クライオスタット

クライオスタットは室温からの熱放射を防ぐために、液体⁴He の入った硬質ガラス製デュワー瓶が、液体 N_2 の入ったパイレックス製デュワー瓶の内側につけられた形の二重構造になっている。測定ホルダーは内側のデュワー瓶中にあり液体⁴He に直接浸されている。液体⁴He の 1 気圧での温度は 4.2K であり、ロータリーポンプによって減圧することでさらに温度を下げる事ができる。減圧装置の構成を図 2.4 に示す。温度が下がると蒸気圧が急激に小さくなるために、排気による吸熱能力は 1K あたりで極めて小さくなり、熱流入とバランスして温度が下がらなくなる。また⁴He は $T=2.17K$ において相転移をおこして超流動状態になりフィルム状に壁をはい昇りはじめる。蒸発はフィルム面を含む全面から起こるから、排気の努力はほとんど蒸気圧の高いフィルムに食われてしまう [16]。こうした原因のために、この方法では最低 1K 程度までしか冷却できない。温度を下げる途中で、温度を長時間一定に保つためにマノスタット (恒圧器) が並列につながっている。温度は水銀温度計によって圧力をモニターすることで測定する。本研究では温度域 $T=1.4-4.2K$ の測定は液体⁴He 用クライオスタットにおいて行っている。

2.3.3 液体³He 用クライオスタット

減圧装置の構成は図 2.4 とほぼ同じである。デュワー瓶は上で述べた液体⁴He 用クライオスタットと同様の二重構造である。外側のパイレックス製デュワー瓶には液体 N_2 が入り、内側の硬質ガラス製デュワー瓶には液体⁴He が入る。測定ホルダーは排気したステンレス管の内部にセットされ、このステンレス管を内側のデュワー瓶に入れて液体⁴He に直接浸す。ステンレス管は外側から液体⁴He によって冷却され、内部の試料は液体³He に

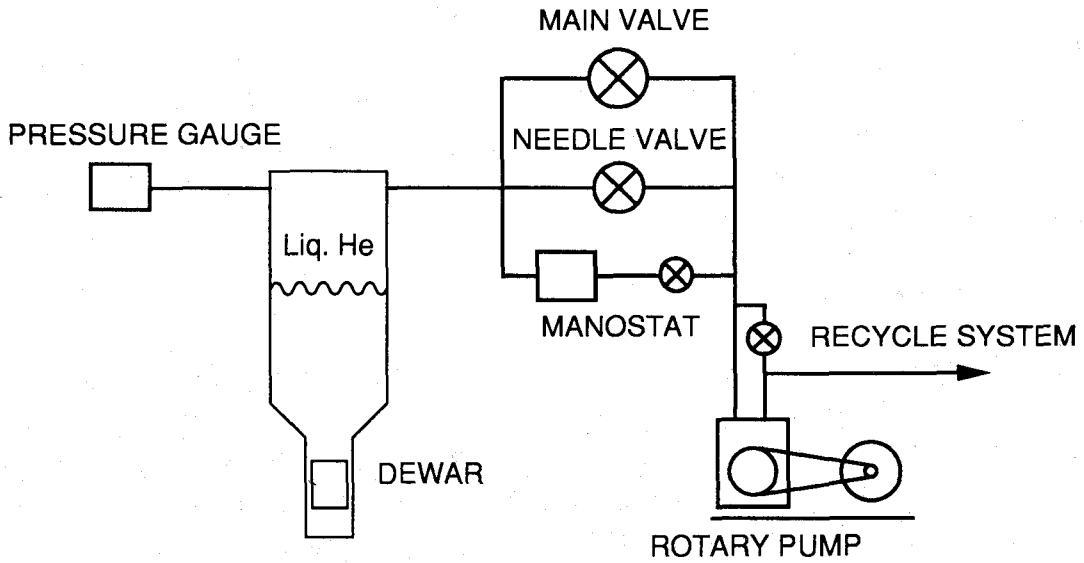


図 2.4 クライオスタットの減圧装置の構成

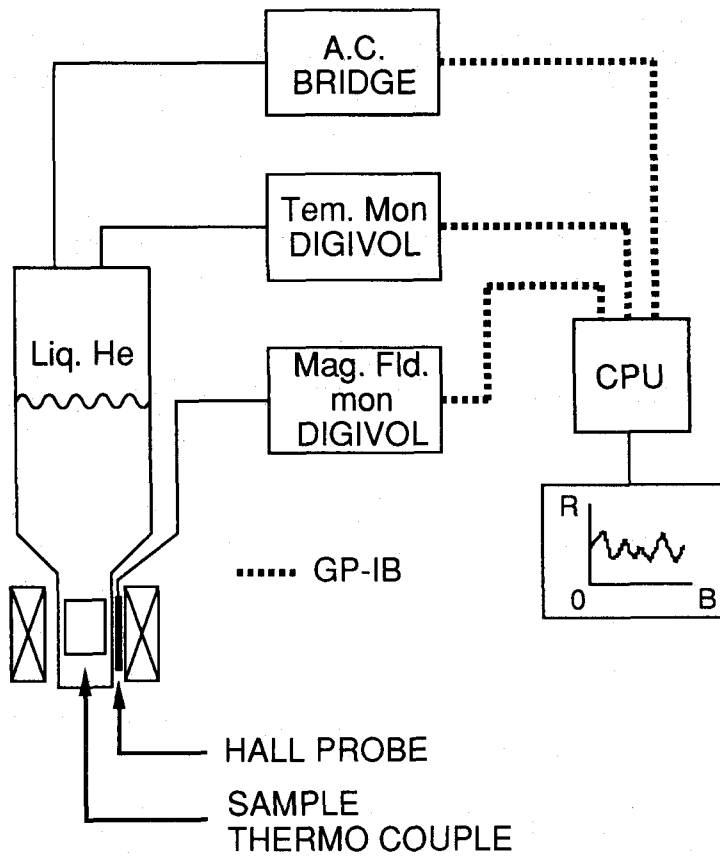


図 2.5 計測系の構成

よって直接冷却される。ステンレス管内部には上からの熱放射を防ぐため金属シールド板がつけられている。周囲の液体⁴Heを減圧して得た $T=1.4\text{K}$ の低温に³Heガスを熱接触させて液化し、次に断熱して³Heをロータリーポンプで排気して減圧すれば $T=0.4\text{--}0.5\text{K}$ 程度が得られる。³Heガスは原子炉で人工的に生成するため高価であり、ステンレス管と減圧、回収装置は完全に気密が保たれており、排気した³Heガスは完全に回収される。温度はルテニウムオキシド抵抗温度計によって測定する。本研究では温度域 $T=0.4\text{--}1.4\text{K}$ の測定は液体³He用クライオスタットにおいて行っている。

2.3.4 計測装置

計測系の構成を図2.5に示す。磁気抵抗およびホール抵抗を測定するために、クライオスタットを水冷式常伝導電磁石中に固定することにより試料に磁場を印加する。磁場の方向は回転ステージによって 360° 変えることができる。磁場強度はホール素子によって測定される。この電磁石で得られる最大磁場は 1.3T 程度である。これ以上の磁場は超伝導電磁石により発生させる。これにより得られる最大磁場は 8T 程度である。

試料の抵抗はRV-Elektronikka Oy社製の交流ブリッジAVS-45（測定周波数は 30Hz ）により四端子法で測定する。ジュール熱による試料の温度上昇を避けるために、試料に流す電流が 100nA 程度以下となるようにしている。またショットキーゲート電圧の印加にはKeithley社製電圧源Model 230を使用している。本論文中では四端子法により測定された抵抗を $R_{ij,kl}$ と表す。このとき電流を端子 i から j へ流し、 k と l の間で電圧降下を測定することを表している。

実際の測定では磁気抵抗の測定を例にとれば、磁場を掃引しながら電磁石に取り付けたホール素子からの磁場強度と交流ブリッジからの抵抗値を、GPIBを通してEPSON社製16bitパーソナルコンピュータPC-286に取込んでいる。

2.4 永続的光伝導効果による二次元電子系の電子密度と移動度の増大

本研究では測定時には永続的光伝導（Persistent Photoconduction: PPC）効果を利用することで電子密度を増加させている。GaAsに n 型不純物をドーブすると浅いドナーとなるが、AlGaAsではDXセンターと呼ばれる深い準位を形成する[17,18]。DXセンターの光学的イオン化エネルギーは熱的なイオン化エネルギーより非常に大きく、かつ伝導体へ光励起された電子の捕獲にはエネルギーを要する。このため電子捕獲エネルギー以下の低温では、DXセンターの光励起によっておこる光伝導は光を切った後も長時間にわたり減衰しない（PPC効果）[19]。本研究で用いているGaAs/AlGaAsヘテロ接合基板ではSiドーブAlGaAsがこの効果をおこす。PPC効果のために $T=200\text{K}$ 以下の低温での光照射によって電子密度を増加させると、光を切った後も長時間にわたって電子密度が増加したままに保たれる。

図2.6は $T=1.4\text{K}$ においてPPC効果により電子密度を増加させたときの移動度を二つの

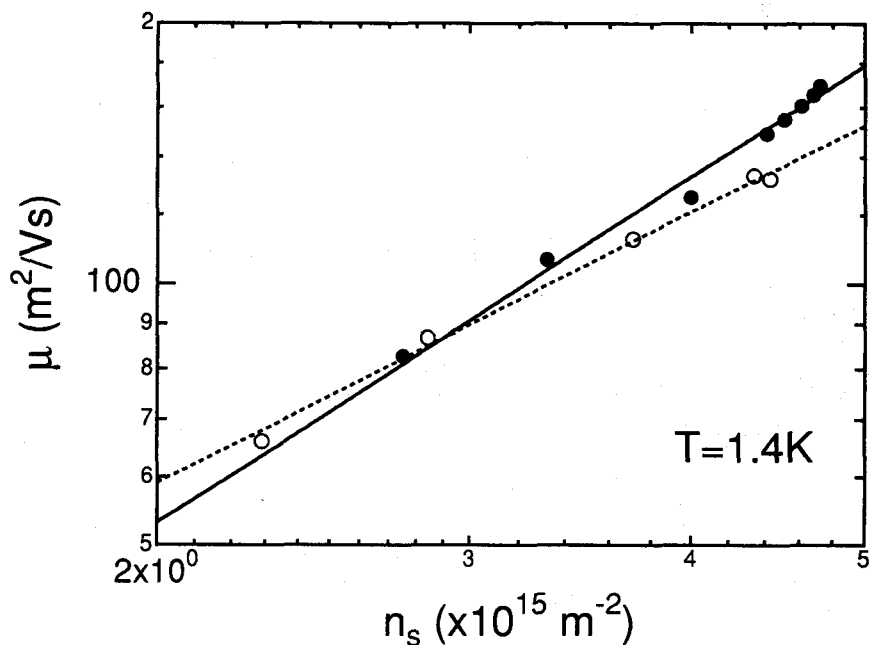


図 2.6 永続的光伝導効果により増加させた電子密度と移動度の関係

試料においてプロットしたものである。移動度は電子密度に対して冪乗依存性を示すことがわかる。いずれの試料においても電子密度が2倍程度に増加すると、移動度は2倍程度に増加している。これは電子密度の増加により低温での移動度を支配する不純物散乱の散乱ポテンシャルが遮断されるためであると考えられる。従ってPPC効果を利用すると移動度を改善することができる。二次元電子系では平均自由行程は移動度と電子密度の平方根の積に比例し $l_0 \propto \mu \sqrt{n_s}$ であるから、大きな平均自由行程を得ることができる。このとき磁気抵抗に観測されるシュブニコフ・ド・ハース (Shubnikov-de Haas: SdH) 振動の周期の解析から2DEGは基底二次元サブバンドのみに分布していることを確認している。電子密度の増加によって2DEGが第一励起二次元サブバンドを占有するようになると、サブバンド間散乱がおこるために移動度が低下してしまう[20]。このため測定は基底二次元サブバンドのみに分布している状態において行っている。

本研究では長い平均自由行程を必要とするバリスティック伝導の測定時には試料を $T=4.2\text{K}$ に冷却した後、測定前にLED光を試料に照射し電子密度を増加させてから測定を行っている。またPPC効果を利用して電子密度を増加させると空乏層幅が減少することが報告されており[21]、これを利用すれば試料に導入した人工的ポテンシャルの幾何学的形状を実効的に変化させることが可能となる。

2.5 ショットキーゲートによる二次元電子系の電子密度制御

本研究においては、GaAs/AlGaAsヘテロ接合基板表面に形成したショットキーゲートによって極微構造を作製し電子を低次元に閉じ込めたり、電子密度（フェルミエネルギー）を変化させている。従ってショットキーゲートの動作の基本特性を調べる必要がある。図2.7にショットキーゲートの構成と静電容量との関係を示す。これは $V_g=0$ において2DEGは伝導できるからデプレッション型MES-FET構造である。ゲート電圧 $V_g=0$ のときの電子密度を n_{s0} 、ショットキーゲートと2DEGとの距離および単位面積当たりの静電容量をそれぞれ d 、 C_g とすると、ゲート電圧 V_g のときの電子密度 $n_s(V_g)$ は、

$$n_s(V_g) = n_{s0} + \frac{C_g V_g}{e}, \quad C_g = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{d} \quad (2.1)$$

となる[22]。ここで ϵ_r 、 ϵ_0 はそれぞれ比誘電率、真空中の誘電率である。よってショットキーゲートの印加電圧によって2DEG系の電子密度を制御することができる。本節ではショットキーゲートへの電圧印加により2DEGの電気伝導特性がどのように変化するかについて述べる。

測定に用いた試料は幅40 μm 、電圧端子間距離は80 μm であり全面にTi/Auショットキーゲートを形成している。また同一試料上のゲート電極の無い領域も測定することができる。基板はGaAs/AlGaAsヘテロ接合基板#5を用いており(表2.1参照)、スペーサー厚は20nmである。。測定は温度一定の条件下でゲート電圧を変化させながらホール測定を行い、電子密度と移動度を求めている。使用した基板のショットキーゲートの無い領域における $T=4.2\text{K}$ 、暗中所ける電子密度、移動度はそれぞれ $n_s=2.4 \times 10^{15}$ 、 $\mu=49\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ であった。このときゲート電極を蒸着した領域の特性は $n_s=2.2 \times 10^{15}$ 、 $\mu=30\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ であり、もとの値より n_s が7%程度減少していることがわかる。これは試料表面にTi/Auが蒸着されることにより表面準位が増加したためかあるいは電子ビーム蒸着によるダメージの影響も考えられる。

図2.8はゲート電圧に対する2DEGの電子密度を $T=1.4$ 、 4.2 、 77K 、暗中所いてホール測定した結果である。これらの温度で電子密度はゲート電圧に対しほぼ線形の依存性を示している。このことは V_g と n_s の関係が(2.1)式の関係で記述できることを示している。実験結果とのフィッティングより求めた直線の傾きは、静電容量 C_g との良い一致を示す[23]。

図2.9(a)に $T=1.4\text{K}$ 、暗中所におけるゲート電圧に対する電子密度および移動度の変化を示す。上記のようにゲート電圧を負に印加するにつれて n_s 、 μ はゲート電圧にほぼ線形に減少しているのがわかる。チャンネルは $V_g=-270\text{mV}$ においてピンチオフしている。これより高抵抗領域の測定は交流抵抗ブリッジによる方法では測定できなかった。図2.9(b)は(a)に示した μ を n_s に対して再プロットしたものである(以下 n_s - μ プロットと呼ぶ)。電子密度の高い($n_s > 1.0 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$)領域については移動度は電子密度の冪乗で良く記述できることがわかる。不純物散乱が支配的な低温では移動度と電子密度の間に次の冪乗依存関係があることが知られている[22]。

$$\mu \propto n_s^\alpha \quad (2.2)$$

ここで冪乗則の指数 α はスペーサー層厚に依存して $\alpha=0.9$ - 1.7 程度の値をとり、スペー

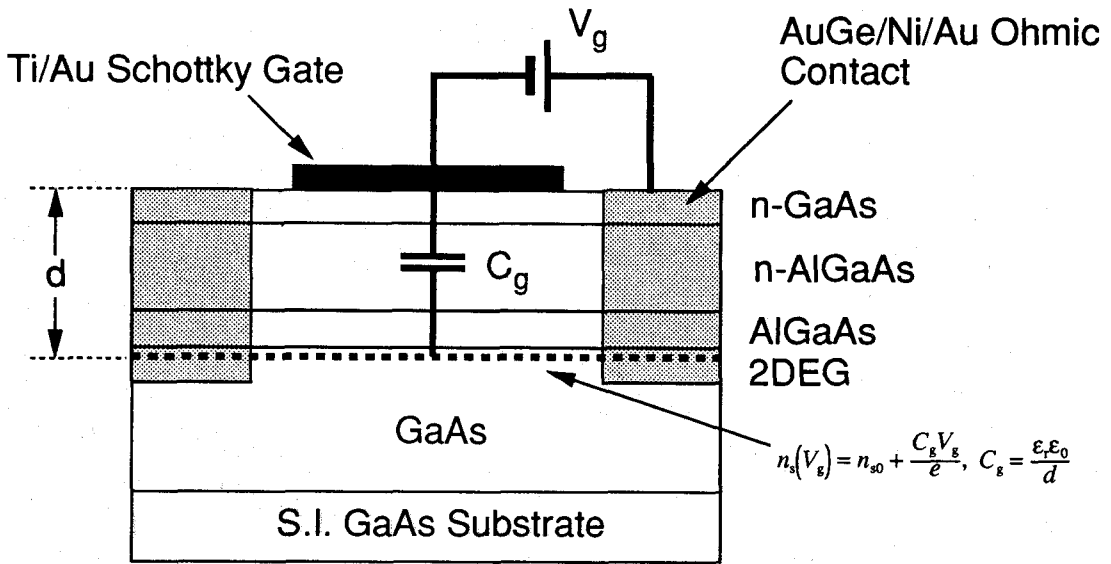


図 2.7 ショットキーゲート電圧による 2DEG の電子密度制御

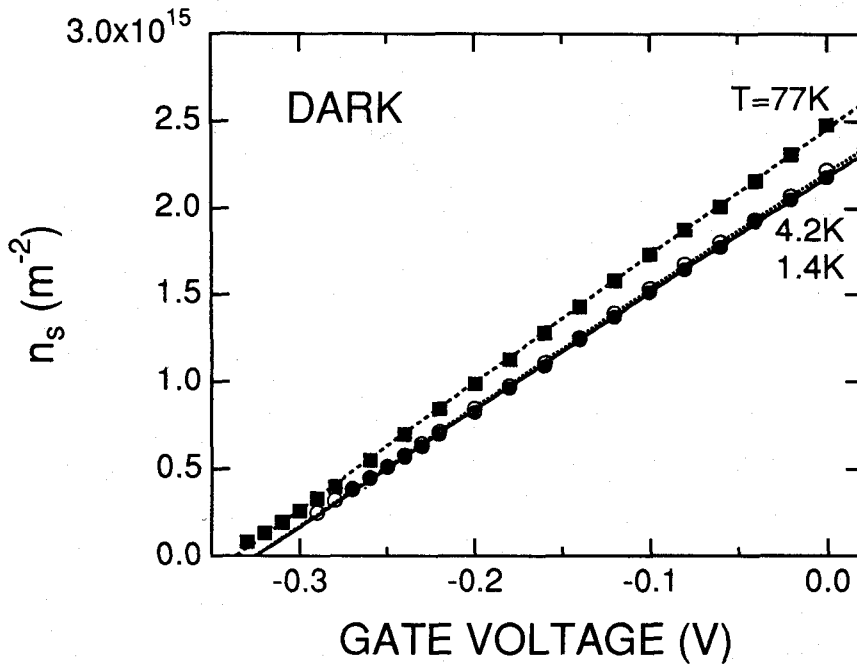


図 2.8 電子密度のゲート電圧依存性 ●、○、■はそれぞれ $T=1.4, 4.2, 77K$ の暗中所における特性

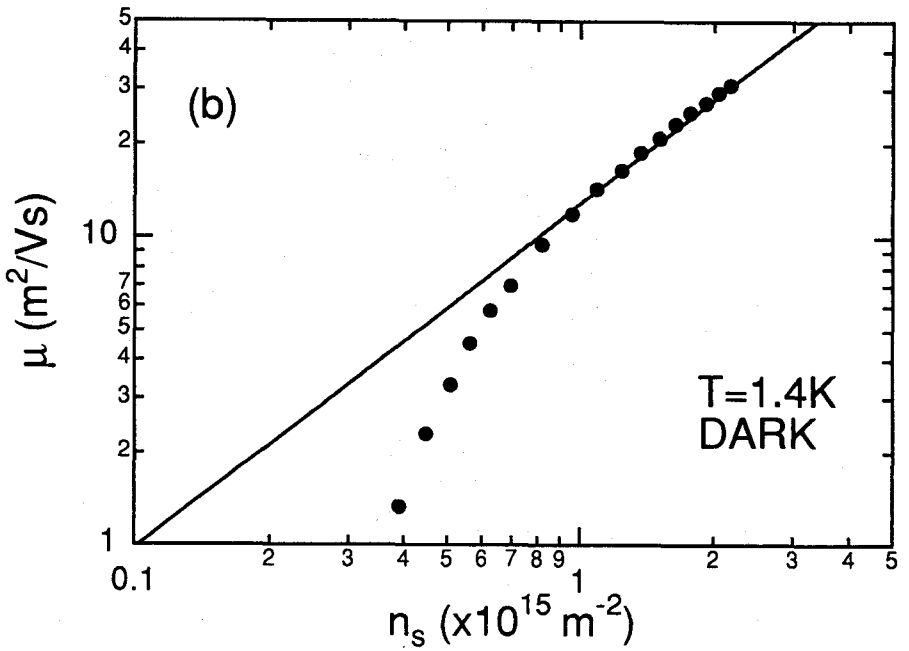
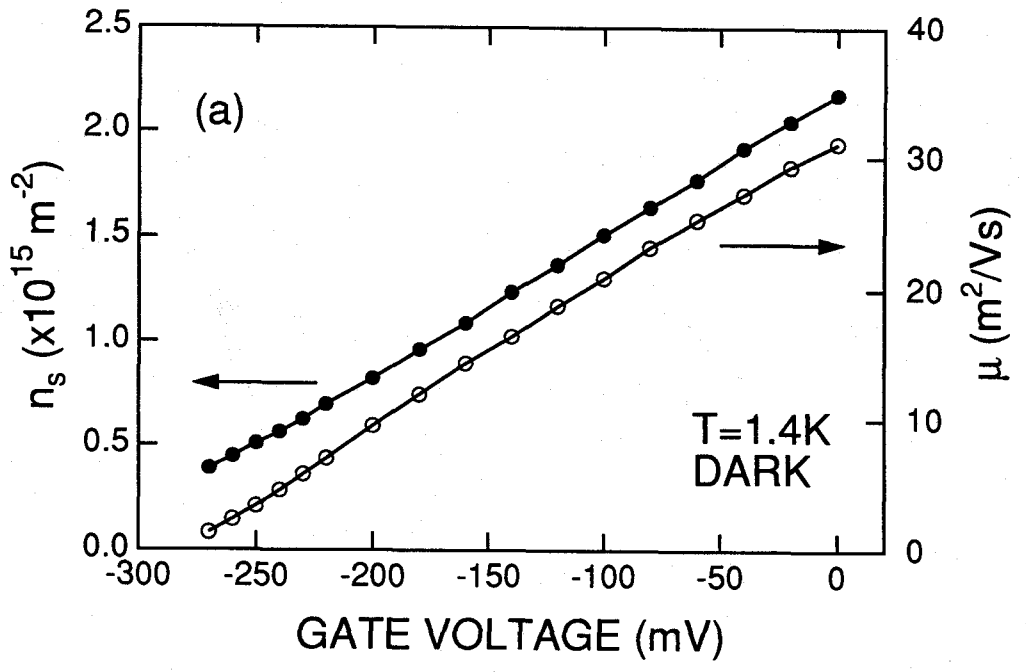


図 2.9 (a) $T=1.4\text{K}$ 、暗中所ける電子密度と移動度のゲート電圧依存性、(b)移動度の電子密度依存性 実線は冪乗依存性のフィッティング結果

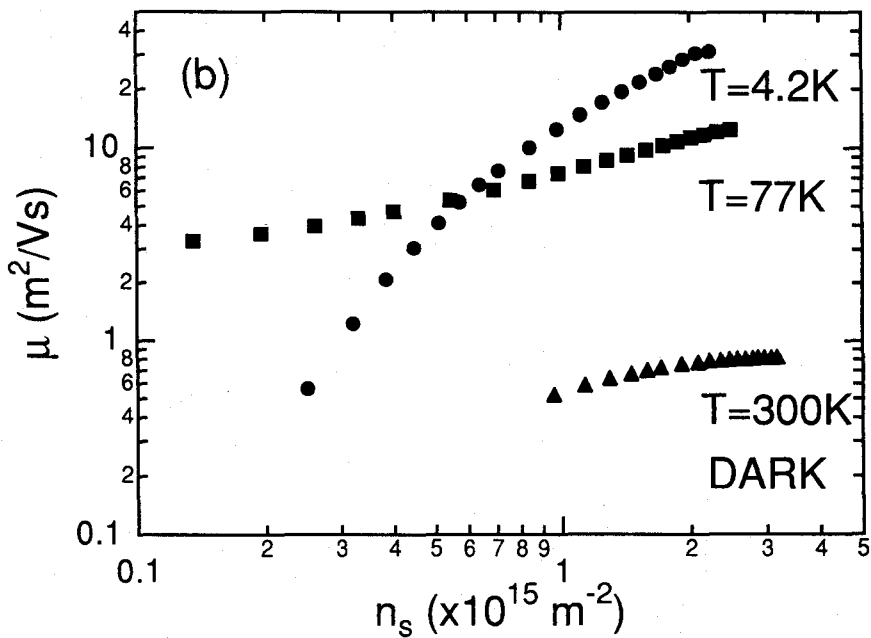
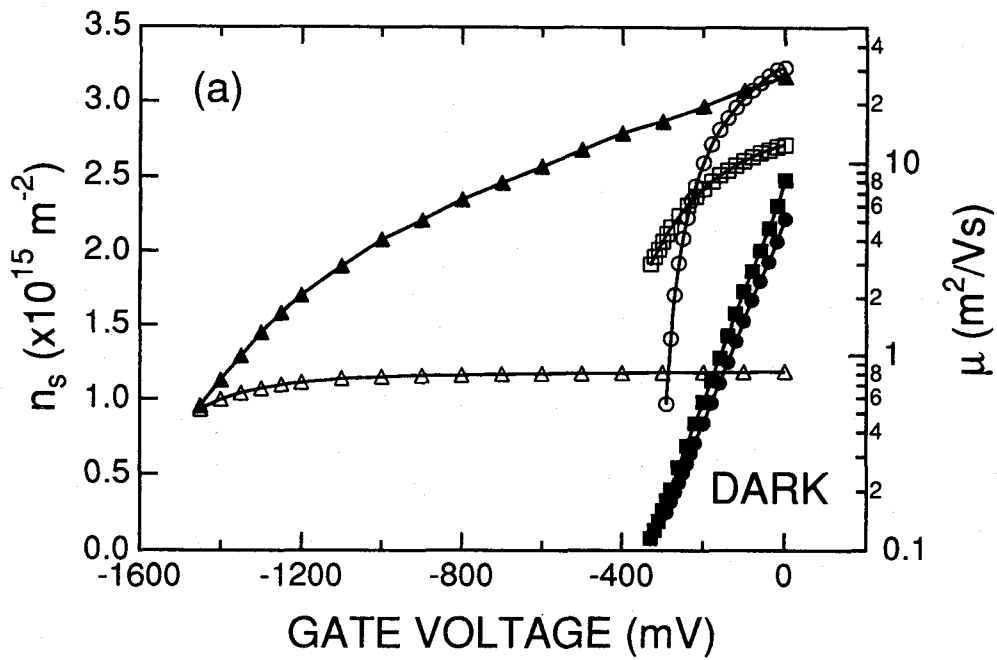


図 2.10 (a) $T=4.2$ (●、○)、77 (■、□)、300K (▲、△)、暗中所ける電子密度と移動度のゲート電圧依存性、(b) 移動度の電子密度依存性

サー層厚が大きくなるほど α が大きくなることが報告されている [24,25]。図 2.9(b) の $n_s > 1.0 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ の領域においてフィッティングにより冪の指数を求めると、 $\alpha = 1.1$ が得られた。図 2.9(b) の実線はフィッティング結果を示している。このような移動度の冪乗依存性は電子の散乱がイオン化不純物によるもの (n-AlGaAs 層の遠隔不純物、スペーサー層の残留不純物、GaAs チャネル層の残留不純物) であることを示している。ところが電子密度の低下につれて移動度は急激に減少し、冪乗則からのずれが観測された。冪乗則からのずれの始まる電子密度付近では $k_F l_e \gg 1$ であり、系の伝導は金属的領域にあることがわかる。このような n_s - μ プロットにおける冪乗則からのずれは Jiang らにより観測されており [25]、Efros によって古典的パーコレーション転移によるものであることが指摘されている [26]。このとき臨界電子密度 n_{sc} は

$$n_{sc} = \frac{\beta \sqrt{C}}{s} \quad (2.3)$$

で与えられる。ここで s は 2DEG とドーピング面との距離、 C はイオン (ドナー) 面密度、 β は定数であり計算から $\beta = 0.1$ 程度であることが知られている。ヘテロ接合基板 #5 のドーピング (n-AlGaAs) 層厚は 60nm であり、ドナー密度 N_D は $N_D = 1 \times 10^{24} \text{m}^{-3}$ であるから実効的イオン面密度は $C = 1 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ と見積もられる。またヘテロ接合基板の構造から n-AlGaAs 層の中央にドーピング面があるとすれば実効的なドーピング面との距離は $s = 50 \text{nm}$ となる。これらの実験値を代入すると $n_{sc} = 0.5 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ となり、冪乗則からのずれの始まる点を良く説明できる。一般に、変調ドープヘテロ接合ではイオン化不純物が伝導チャネルから離れたところにあるために散乱確率が小さく移動度が高い。このとき散乱要因となるのはクーロンポテンシャルの長距離力であるが、電子密度が高いときにはこれは遮断されてしまう。しかし電子密度が低くなるにつれて遮断効果は小さくなり、ポテンシャル揺らぎの効果が大きくなって 2DEG は金属的領域と非金属的領域に分かれるようになる。金属的領域が試料の端から端までつながっていれば伝導は可能であるが、さらに電子密度を低くしていくとつながりが切れてパーコレーション転移をおこし非金属的になると考えられる。

図 2.10 は図 2.9 に示す特性をそれぞれ $T = 4.2, 77, 300 \text{K}$ において測定したものである。図 2.10(a) からわかるように $T = 4.2, 77 \text{K}$ においては電子密度をゲート電圧の線形な関数として広い範囲にわたって変化させることができたが、 $T = 300 \text{K}$ については $V_g = 0$ のときの 30% 程度までしか減少させることができなかった。 $T = 300 \text{K}$ では $V_g = -1.4 \text{V}$ においても完全にピンチオフしていないことがわかる。これはショットキーゲートのリーク電流の増大のためであると考えられる。また $T = 4.2 \text{K}$ では図 2.9(b) に観測されるように n_s - μ プロットの冪乗依存性からのずれが見られるが、 $T > 77 \text{K}$ ではこのような依存性は観測されなかった。

上に述べたように印加ゲート電圧をピンチオフ電圧より十分負にすると、ゲート下の抵抗は十分高くなり 2DEG を分離することができる。そしてこれを電子の閉じこめに利用することができるわけである。また n_s が臨界電子密度より高い領域では、ゲートによって金属的伝導領域のフェルミエネルギーを制御することができる。そして $n_s = 1.0 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ のときのフェルミ波長は 80nm 程度となるから系のサイズと同程度となることも量子効果

観測のためには有利である。このような閉じこめポテンシャルとフェルミエネルギーの制御性がメゾスコピック系の研究における半導体の有利な点となっている。

2.6 結言

GaAs系極微素子作製と評価に関する実験技術の基本的事項についてまとめた。永続的光伝導効果とショットキーゲートを用いた電子密度制御の基礎特性を測定し、以下の結果を得た。

1. 赤外光LEDを試料に照射することにより、永続的光伝導効果によって2DEGの電子密度を最大、暗中で値の2倍程度に増加させることができる。このときの移動度は2倍程度に増加し、バリスティック伝導の測定においては平均自由行程の改善が期待できる。
2. 温度域1.4-77KにおいてはTi/Auショットキーゲートによって電子密度をゲート電圧の線形な関数として制御できる。温度1.4Kにおける順方向バイアス時の閾値電圧は0.7V程度である。
3. 移動度の電子密度依存性には低電子密度領域において、冪乗則からのずれが観測され移動度の急激な低下がおこる。これは電子の線形遮断効果が有効でなくなりパーコレーション転移がおこるためであると考えられる。この時の臨界電子密度は理論と良い一致を示す。
4. Ti/Auショットキーゲートによって2DEGの電子密度を $1.4 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ の範囲で制御することができ、この範囲で2DEGは空間的に均一であると考えられる。

参考文献

- [1] A. Ishihara: *Condensed Matter Physics* (Oxford University Press, 1990).
- [2] 日本物理学会編: 半導体超格子の物理と応用 (培風館, 1984) Ch. 6, p.108.
- [3] C.W.J. Beenakker and H. van Houten: *Solid State Physics*, eds.H. Ehrenreich and D. Turnbull (Academic Press, 1991) Vol. 44, p.1.
- [4] S. Nakata, K. Ikuta, M. Yamamoto and T. Mizutani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** (1993) 6258.
- [5] T. Hiramoto, K. Hirakawa, Y. Iye and T. Ikoma, *Appl. Phys. Lett.* **51** (1987) 1620.
- [6] T.J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews and G.J. Davis, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 1198.
- [7] E. Kapon, D.M. Hwang and R. Bhat: *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 430.
- [8] S. Tsukamoto, Y. Nagamune, M. Nishioka and Y. Arakawa: *Appl. Phys. Lett.* **63** (1993) 355.
- [9] 鳳紘一郎: 半導体リソグラフィ技術 (産業図書, 1984) .
- [10] 蒲生健次: 固体物理 **28** (1993) 832.
- [11] E. Inamura, Y. Miyamoto, S. Tamura, T. Takasugi and K. Furuya, *Jpn. J. Appl. Phys.* **28** (1989) 2193.
- [11] E.F. Schubert, *J. Vac. Sci. Technol.* **A8** (1990) 2980.
- [13] 難波進ら編: 極微構造エレクトロニクス (1986) p. 323.
- [14] F. Emoto, K. Gamo, S. Namba, S. Samoto and R. Shimizu: *Jpn. J. Appl. Phys.* **24** (1984) L809.
- [15] 野々垣三朗: 微細加工とレジスト (共立出版, 1987) Ch. 3, p.53.
- [16] 小林俊一, 大塚洋一: 低温技術第二版 物理工学実験 7 (東京大学出版会, 1987) .
- [17] P.M. Mooney: *J. Appl. Phys.* **67** (1990) R.1.
- [18] P.M. Mooney: *Semiconduct. Sci. Technol.* **6** (1991) B1.
- [19] D.V. Lang and R.A. Logan: *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 635.
- [20] S. Mori and T. Ando: *J. Phys. Soc. Jpn.* **48** (1980) 865.
- [21] Y. Takagaki, T. Kosugi, K. Gamo, S. Namba and K. Murase: *Semicond. Sci. Technol.* **5** (1990) 634.
- [22] 日本物理学会編: 半導体超格子の物理と応用, (培風館, 1984) Ch. 10, p.196.
- [23] 榊裕之: 超格子ヘテロ構造デバイス, (工業調査会, 1988) Ch. 9, p.327.
- [24] K. Hirakawa and H. Sakaki: *Phys. Rev.* **B33** (1986) 8291.
- [25] C. Jiang, D.C. Tsui and G. Weimann: *Appl. Phys. Lett.* **53** (1988) 1533.
- [26] A.L. Efros: *Solid State Commun.* **70** (1989) 253.

第3章 一次元平面超格子における磁気輸送現象

3.1 緒言

平面超格子 (Lateral Surface Superlattice: LSSL) はメゾスコピック系研究の初期から工学的、物理的興味を引いてきた。超格子の概念は1970年に江崎とTsuによって初めて提唱され、MBE法によって作製した多層膜構造の縦方向超格子について数多くの研究がなされてきた [1]。一方、平面超格子の概念は榊らによって1976年に提案された [2]。平面超格子は量子効果デバイスのなかで最も有望なものの一つであり、二次元平面超格子においてミニバンドとミニギャップ幅をうまく選べば、光学フォノン散乱が抑制できる可能性が示されている [3]。また磁場中のプロッホ電子のとり自己相似的バンド構造は基礎物理の観点からも興味を持たれている。しかし、現在でもその特性を十分に確認するに至っていない。これは高品質かつ短周期 (フェルミ波長程度) の平面超格子を作製することが困難であるためである。

結晶格子より長い周期をもつ人工的ポテンシャルの導入により自由電子的放物型バンドは多数のミニギャップを生じてミニバンドに分裂する。バリスティック伝導領域において超格子効果を観測するための条件は、(1) 超格子の周期 a が非弾性散乱長 l_i よりも小さいこと ($a < l_i$)、(2) ミニギャップエネルギー E_{gap} が温度 T におけるフェルミ分布関数の熱揺らぎよりも大きいこと ($E_{\text{gap}} > 3.5k_B T$) である [4]。この条件下において電子波のブラッグ反射が観測され、伝導率は $a = \lambda_F / 2$ (ここで λ_F はフェルミ波長であり、40~50nm程度である) を満たすとき極小値をとる。よって超格子効果を明確に観測するためには周期がフェルミ波長程度であることが必要である。図3.1にフェルミ波長 (実線) および平均自由行程 (点線) の電子密度依存性を示す。計算は GaAs/AlGaAs ヘテロ接合界面の2DEG に典型的な電子密度に対して計算している。この場合典型的なフェルミ波長は50nm程度であり、系の伝導を量子力学的領域にするにはフェルミ波長程度の構造を、高移動度を保持しながら作製する必要がある。

近年の超微細加工の進歩によって平面超格子を実際に作製し、その電気伝導特性が測定されるようになってきた [4,5]。電気伝導の研究ははじめにショットキーゲートを用いた素子で磁場のない領域で行われ、電子波のブラッグ反射に起因するトランスコンダクタンスの振動が観測されている [6-8]。近年、磁場中におけるフェルミ波長に比べて十分に長い周期を持ったポテンシャル中での電子の運動に興味を持たれている。発端は

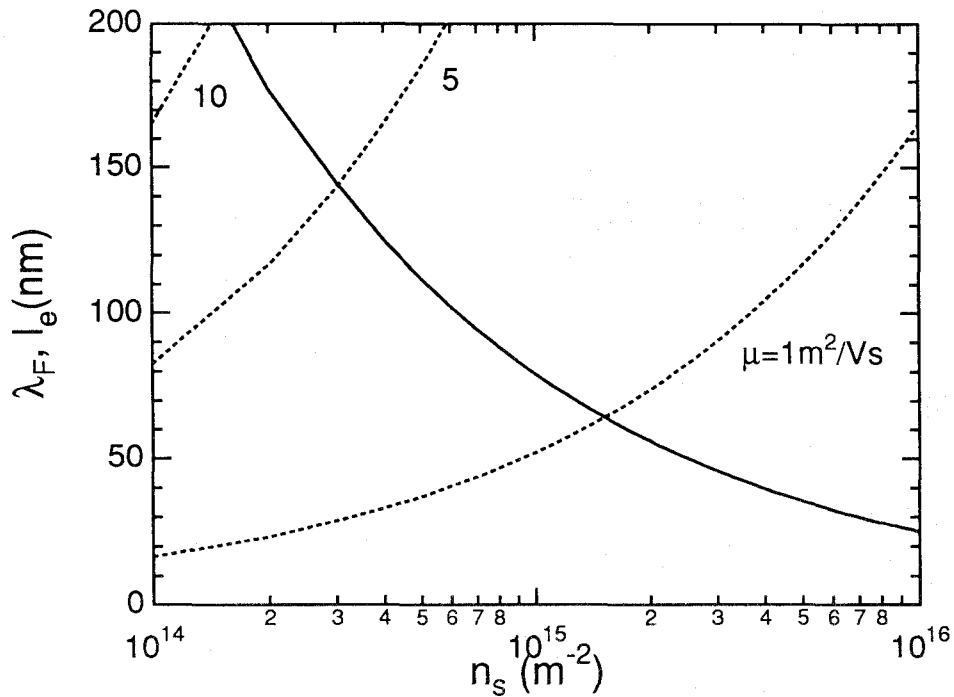


図 3.1 フェルミ波長 (実線) と平均自由行程 (点線) の電子密度依存性 GaAs/AlGaAs ヘテロ接合界面の 2DEG に典型的な電子密度に対してプロットしている

D.Weiss らによる弱い一次元表面周期ポテンシャル中の電気伝導の研究である [9]。そこで彼等は弱磁場での磁気抵抗に 1/B 周期の振動を見出した。この振動は強磁場に見られる SdH 振動と異なり温度依存性が弱い。この振動は、量子論的には周期ポテンシャルによる変調を受けて広がったランダウバンド幅の効果 [10,11]、古典的にはガイディングセンターの共鳴的なドリフト効果 [12] などにより説明されている。

一次元平面超格子についてはこのように多くの研究が行われてきたが、解決していないいくつかの点がある。それは、(1) 一次元平面超格子のホール抵抗に振動が現れることが、量子力学的計算により予測されているが [13,14]、実験的に観測されていない、(2) 一次元および二次元平面超格子において、磁気破壊に伴う正の磁気抵抗が観測されている [15-19]。磁気破壊についての理論と実験との比較は少ない、(3) 一次元平面超格子の強磁場中の電気伝導に異方性が現れることが理論的に予測されているが [12]、実験的には観測されていない、などである。

実験的には一次元平面超格子は、主として格子状ショットキーゲート [11] またはレーザ干渉法 [9] により 2DEG に変調ポテンシャルを印加するという方法で行われてきた。このような方法により周期として 200-500nm 程度のものが実現されている。しかし量子効果を顕著にするためには周期を電子波の波長程度にする必要があり、さらに周期を減少させることが望まれる。このため平面超格子作製のための新しい方法として分数超格子を利用した方法 [20] や歪み超格子を利用した方法 [21] などが試みられている。このような結晶成長技術を利用した方法は短周期構造ができ、ポテンシャル強度も大きくでき

るという利点があるが、高度な結晶成長技術を必要とする。通常の超微細加工プロセスで容易に短周期構造を作製できる方法が必要とされる。

本章では短周期構造作製に適した、低エネルギーイオンビーム照射による新たな平面超格子の作製方法を提案し、作製した一次元平面超格子の磁場中における電気伝導について調べている。はじめに2節では、低エネルギーイオンビーム照射を用いた平面超格子の作製方法を提案し、GaAs/AlGaAsヘテロ構造への低エネルギーイオンビーム照射効果について述べる。また本方法によって一次元平面超格子を実際に作製する。3節においては、作製した一次元平面超格子の磁場中でのワイス振動を調べることによって、実際に周期ポテンシャルを二次元電子系に印加できることを示し、磁気破壊理論との比較から周期ポテンシャルの大きさを評価する。また本方法により作製した一次元平面超格子において、ホール抵抗にもワイス振動が現れることを実験的に示す。さらに4節では表面ショットキーゲートによってフェルミエネルギーを変化させることにより周期ポテンシャルの強さを制御することについて述べる。この方法により、ポテンシャルの強さをフェルミエネルギーに対して弱い擾動とみなせる領域から、フェルミエネルギーと同程度の領域まで連続的に変化させることができることを示す。また5節において、強磁場中の電気伝導特性について研究を行い、シュブニコフ・ド・ハース振動に現れる異方性について述べる。6節においてはフェルミ波長程度の周期構造の作製とその電気伝導特性について述べる。

3.2 低エネルギーイオン照射を用いた平面超格子作製法の提案と作製

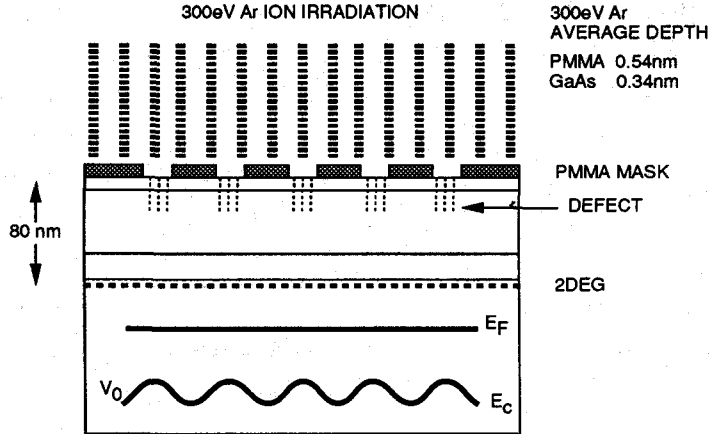
3.2.1 低エネルギーイオン照射を用いた平面超格子作製法の提案

電子ビーム露光法によって描くことのできるパターン線幅の限界は電子ビーム径よりもレジスト中の電子散乱によって決まる。これはレジストや基板の原子による電子散乱や二次電子の発生によって実効的な電子ビーム径が広がるためである[22]。電子の散乱断面積はエネルギーが大きくなると減少するので、散乱を抑えるには加速エネルギーを高く(>50keV)することが有効である。またレジストを薄膜化すると現像時間を短くするために、横方向のレジスト溶解が減少するために微細パターン描画が容易になる[23]。

平面超格子素子に必要な周期構造パターンは膜厚数百nm以上のレジストに100nm以下の周期を持つパターンを作製することは難しい。数十nm以下の薄いレジストを用いると多少容易にはなるが60nm以下はやはり困難である[23]。また薄いレジストの場合は近接効果のために周期構造パターンのコントラストが低下し、リフトオフ法によるパターン転写が困難となってしまふ。このため単層レジストでは100nm以下の周期のショットキーゲートを作製することは難しい。このため周期構造作製のための新たなプロセスが必要とされる。

本章では短周期構造作製に適した、低エネルギーイオンビーム照射による新たな平面

PERIODIC POTENTIAL INTRODUCTION TO 2DEG



CONTROL OF FERMİ ENERGY

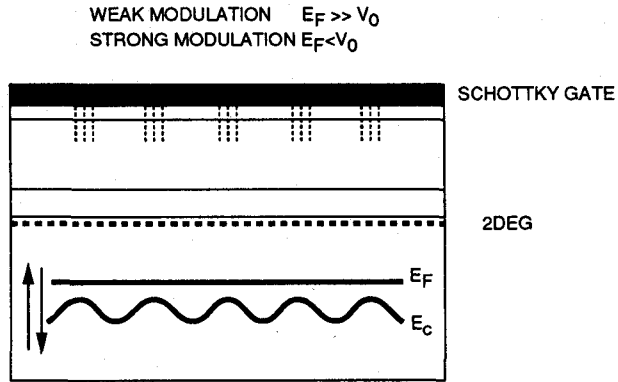


図 3.2 低エネルギーイオン照射による平面超格子作製の概念図

超格子の作製方法を提案する。その概念を図3.2に示す。この方法は薄膜化したPMMAをマスクとして、低エネルギーイオンビーム照射により GaAs/AlGaAs ヘテロ接合基板表面に格子欠陥を導入することにより2DEG層に電子密度変調を導入する。低エネルギーイオンの基板中での射影飛程は2DEG層までの距離に比べて短く、格子欠陥のみがキャリア供給層に達する。格子欠陥はバンドギャップ中に局在準位を形成して電子を捕獲し照射領域下の電子密度を減少させる。こうして2DEGへ電子密度変調が導入される。またヘテロ接合基板表面にショットキーゲートをつけることで、2DEG全体の電子密度を制御することも可能である。本方法の利点はショットキーゲートによる周期構造パターンの方々に比べてリフトオフプロセスが不要であるために、PMMA膜厚を薄膜化することが可能であるという点である。PMMA膜厚の薄膜化によって短周期構造作製が可能となる。

3.2.2 GaAs/AlGaAs ヘテロ構造への低エネルギーイオンビーム照射効果

GaAs/AlGaAsヘテロ構造への低エネルギーイオンビーム照射の影響を調べるために、エネルギー300eVのArイオンをGaAs/AlGaAsヘテロ接合基板（以下、基板と略記）に照射したときの2DEGの電気伝導特性の変化を調べた。

使用した基板は基板#4であり2DEGは基板表面から80nmの距離にある（第2章表2.1参照）。 $T=4.2\text{K}$ 、暗中における未照射時の面電子密度（以下では電子密度と呼ぶ） n_s 、移動度 μ はそれぞれ $n_s=2.4\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ 、 $\mu=49\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ である。この基板に幅100 μm 、長さ400 μm のホールバーパターンを形成し、加速エネルギー300eVのArイオンビーム照射を行った。基板の n_s 、 μ 測定のために $T=4.2\text{K}$ 、暗中においてホール測定を行った。

ホール測定の結果を図3.3に示す。図3.3(a)はイオンドーズ量に対する n_s および μ である。これをみると n_s はドーズ量の増加と共に単調に減少していることがわかる。ドーズ量 $1.0\times 10^{16}\text{cm}^{-2}$ における n_s の減少率（未照射時の電子密度を1としたときの減少の割合）は37%である。これに対して μ はかなり急峻な減少を示し、ドーズ量 $1.0\times 10^{16}\text{cm}^{-2}$ における μ の減少率（未照射時の電子密度を1としたときの減少の割合）は90%である。このような μ の減少はイオン照射によって散乱確率が増大したものと考えられるが、電子密度の減少によって散乱ポテンシャルの遮断効果が有効でなくなるために移動度は減少するので、イオン照射による効果を明白にさせ、その散乱機構を明らかにするため n_s に対して μ をプロットした（以下 μ - n_s プロットと呼ぶ）。結果を図3.3(b)に示す。図3.3(b)にはイオン照射によって n_s を変化させたものと、比較のためにイオンは照射せずショットキーゲートによって n_s を変化させたものを同時にプロットしている。

2.5節において述べたように、低温において μ は n_s の冪関数として(2.2)式のように表されることが知られている[24,25]。冪の指数 α は試料のスペーサー層厚に依存した数であり、 $\alpha=0.9$ -1.7程度の値をとることが実験的にわかっている。この冪乗依存性はドナーによる遠隔不純物散乱とGaAsバルク中の残留アクセプター不純物散乱、スペーサー層内の残留不純物散乱によるものと考えられている。イオン照射していない試料では $n_s>1.0\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ の領域で $\alpha=1.2$ であり妥当な値といえる。冪乗則に従うことはイオン照射していない試料では不純物散乱が支配的であることを示している。2.5節において述べたようにこのような冪乗則からのずれが $n_s<1.0\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ の領域において観測されており、Efrosは金属-非金属転移によって μ - n_s プロットに冪乗則からのずれが表れることを指摘している[26]。一方、イオン照射試料では μ は n_s の減少につれて（ショットキーゲート試料の場合より）急激に減少するが、これは μ の減少が n_s の減少による遮断効果の減少によるものだけではないことを示唆している。おそらくこの急激な減少はイオン照射によって何らかの散乱中心が導入されているためであると考えることができる。この点について以下で議論する。

イオンビームの深さ方向の分布を調べるためにモンテカルロシミュレーション(TRIM 85)によってGaAsおよびPMMA中のArイオン分布を計算した。エネルギー300eVのArイオンのGaAsおよびPMMA中での射影飛程はそれぞれ0.34nm、0.54nmとなる。この距離は基板表面から2DEG層までの距離80nmに比べると十分小さい。それ故、イオン照射によって生ずる格子欠陥などの照射損傷は、主としてn-GaAsキャップ層中に高密度に分布すると考えられる。これらの照射損傷はバンド中に高密度の局在準位を形成するため

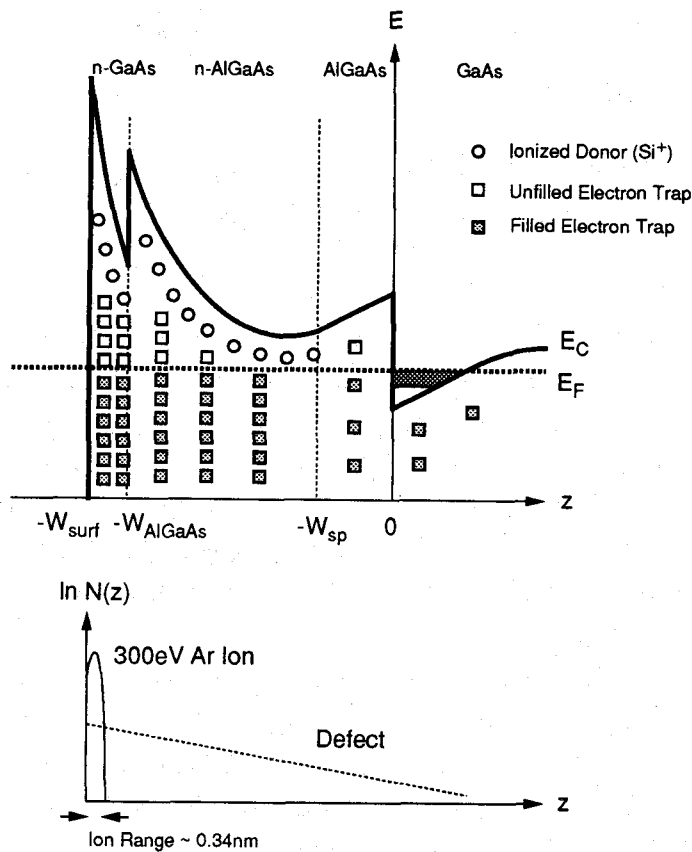


図 3.4 低エネルギーイオン照射によって誘起される格子欠陥の深さ方向分布の概略

に電子は捕獲され、この結果2DEG層の電子密度の減少がおこる。このことから電子密度の減少以外にはイオン照射の影響はほとんど無いように思われる。しかし拡散やチャネリング効果によって格子欠陥がその射影飛程より深くまで拡がること報告されている[27-29]。このような射影飛程を越えた格子欠陥の分布の模式図を図3.4に示す。このとき格子欠陥はバンドギャップ中に電子捕獲準位を形成し、フェルミ準位以下のこの電子捕獲準位は電子で占められている。このような電子で占有された電子捕獲準位が2DEG層近傍または2DEG層中にあれば、それらは散乱中心となり2DEGの移動度低下をもたらすと考えられる。

以上述べたように、低エネルギーイオンビーム照射によって電子密度を減少させることは移動度の低下をもたらす。これは一般に低エネルギーイオンビームプロセスに本質的な問題であると言える。このためバリスティック伝導の条件 ($a < l$) を満たすためには最適なイオンドーズ量を決定することが必要である。一次元横方向超格子素子の作製にあたってはイオンドーズ量を $8 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ に選んでいる。このときイオン照射領域の平均自由行程は $l_e = 0.88 \mu\text{m}$ であり、未照射領域では移動度の低下は少ないと考えられるので条件 $a < l$ を満たすことができる。このとき n_s の減少率は25%であるので、イオン未照射領域と照射領域の伝導帯底の差は 2.0meV となる。従って、このイオンドーズ量で一次元横方

向超格子を作製すれば $V_0=1.0\text{meV}$ 程度のポテンシャル変調を導入することができる。

3.2.3 一次元平面超格子の作製

試料作製に用いた基板はMBE法により作製したGaAs/AlGaAsヘテロ構造基板#3と#4(第2章表2.1参照)である。基板#3の $T=4.2\text{K}$ 、暗中所ける特性は $n_s=2.7\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ 、 $\mu=58\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ であり、このときの平均自由行程は $l_0=5.0\mu\text{m}$ となる。作製した試料は三種類である(ここでは試料1、2、3と呼ぶ)。作製した試料の構成と測定端子の配置を図3.5に示す。作製プロセスは2章の図2.3(a)に示したとおりである。電子ビーム露光によって幅 $50\mu\text{m}$ の十字路の交差部分に $100\times 100\mu\text{m}$ の一次元超格子パターンを描画している(以下では一次元超格子を形成した領域を超格子領域と呼ぶ)。試料1、2については一次元超格子パターンは線幅 $W=180\text{nm}$ の線を周期 $a=380\text{nm}$ で描いている。このときのイオン照射に対するマスクとなるPMMA膜厚は 300nm であり通常の膜厚のものを用いている。試料3についてはパターンは $W=10\text{nm}$ の線を $a=50\text{nm}$ で描いている。このときPMMAは薄膜化した膜厚 25nm のものを用いている。パターンを現像後、Arイオン照射を行い2DEGに周期ポテンシャルを導入した。

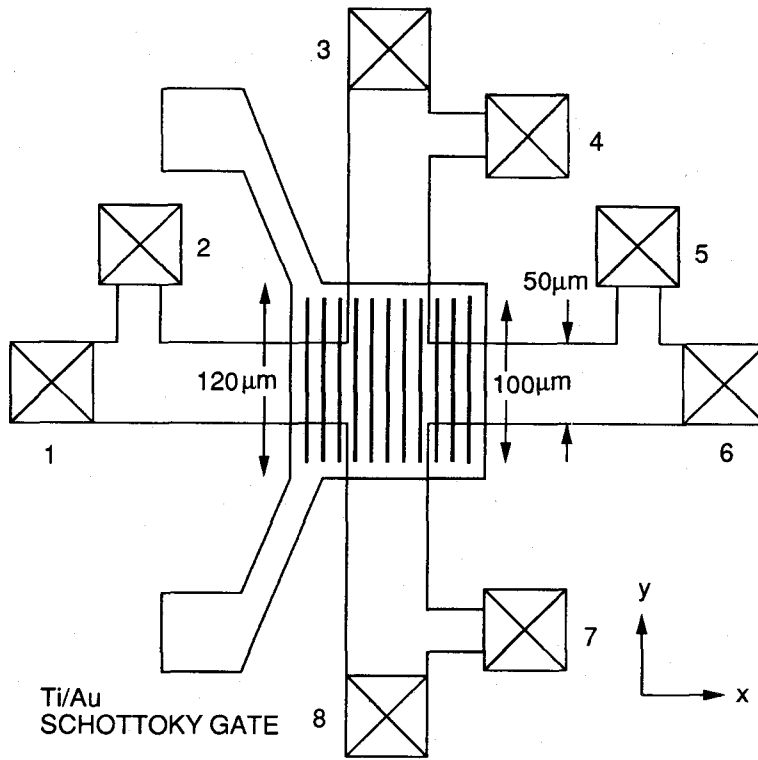
Arイオンビーム照射はイオンミリング装置で室温下で行った(2.2.4項参照)。バックグラウンド圧は $1.0\text{-}2.0\times 10^{-5}\text{Torr}$ であり、イオン照射中のAr圧力は $6.0\text{-}7.0\times 10^{-5}\text{Torr}$ である。Arイオンエネルギーは 300eV であり、イオンフラックスは $2.0\text{-}3.0\mu\text{Acm}^{-2}$ である。Arイオン照射後に試料を有機洗浄しPMMAを剥離する。試料1、3についてはこの状態で完成である。試料2については超格子領域上にTi/Auショットキーゲートを電子ビーム蒸着によって形成する。

測定は $T=4.2, 1.4, 0.4\text{K}$ において行った。試料1についてはLED照射によるPPC効果によって2DEGの電子密度を $n_s=2.7\text{-}4.8\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ の範囲で変化させている(2.4節参照)。試料2についてはTi/Auショットキーゲートに電圧を印加することで2DEGの電子密度を変化させている(2.5節参照)。これらの試料は磁場中の全ての抵抗率テンソルを測定できるように設計されている。本章では磁気抵抗 R_{xx} 、 R_{yy} およびホール抵抗 R_{yx} 、 R_{xy} をそれぞれ以下のように定義する。 $R_{xx}=R_{16,25}$ 、 $R_{yy}=R_{38,47}$ および $R_{yx}=R_{16,38}$ 、 $R_{xy}=R_{38,61}$ である。ここで $R_{ij,kl}$ は電流を端子*i*から*j*へ流し、*k*と*l*の間で電圧降下を測定することを表している。 R_{xx} と R_{yy} は電流を一次元周期ポテンシャルに垂直方向に流した場合であり、 R_{yx} と R_{xy} は平行方向に流した場合である。

3.3 弱磁場下における一次元平面超格子の電気伝導特性

3.3.1 ワイス振動

図3.6に $a=380\text{nm}$ の試料#1の $T=4.2\text{K}$ (点線)、 1.4K (実線)における磁気抵抗 R_{xx} 、 R_{yy}



$$R_{xx}=R_{16,25}, R_{yx}=R_{16,38}, R_{yy}=R_{38,47}, R_{xy}=R_{38,61}$$

図3.5 一次元平面超格子素子の構成と測定端子の配置 数字のついた端子はオーミック電極を表す

とホール抵抗 R_{yx} 、 R_{xy} を示す [30]。2DEG の移動度を増大させるため測定は LED 照射後に行っている。またホール抵抗については変調効果をはっきりさせるために磁場 B に比例した特性からのずれ $\Delta R_{yx}=R_{yx}-B/(n_s e)$ 、 $\Delta R_{xy}=R_{xy}-B/(n_s e)$ を同時に示している。ただし n_s としてゼロ磁場でのホール抵抗の傾きから求めた値 $n_s=3.8 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ を用いている。この値は SdH 振動から求めた値とほぼ同じである。

図 3.6(a) に示すように一次元周期ポテンシャルの導入により R_{xx} にはワイス振動の垂直方向振動が観測されている (以下では、簡単のために、ワイス振動のうち一次元周期ポテンシャルに垂直方向に電流を流したときに観測される振動を垂直振動、平行方向に流したときの振動を平行振動と呼ぶことにする)。 $B > 0.4 \text{T}$ の磁場領域で垂直振動に重なって観測されるのは SdH 振動である。また図 3.6(b) に示すように R_{yy} には平行振動が観測される。また $B > 0.4 \text{T}$ の領域では SdH 振動が平行振動に重なって観測される。既に報告されているように、SdH 振動の振幅は $T=4.2 \text{K}$ では減衰するが、ワイス振動の振幅にはほとんど変化がないことがわかる [31]。さらに R_{xx} のゼロ磁場近傍には正の磁気抵抗が観測されるが、 R_{yy} ではこのような大きな正の磁気抵抗は観測されない。正の磁気抵抗については 3.3.3 項で議論する。

ワイス振動において垂直振動 (平行振動) の極小値 (極大値) は次の整合条件を満た

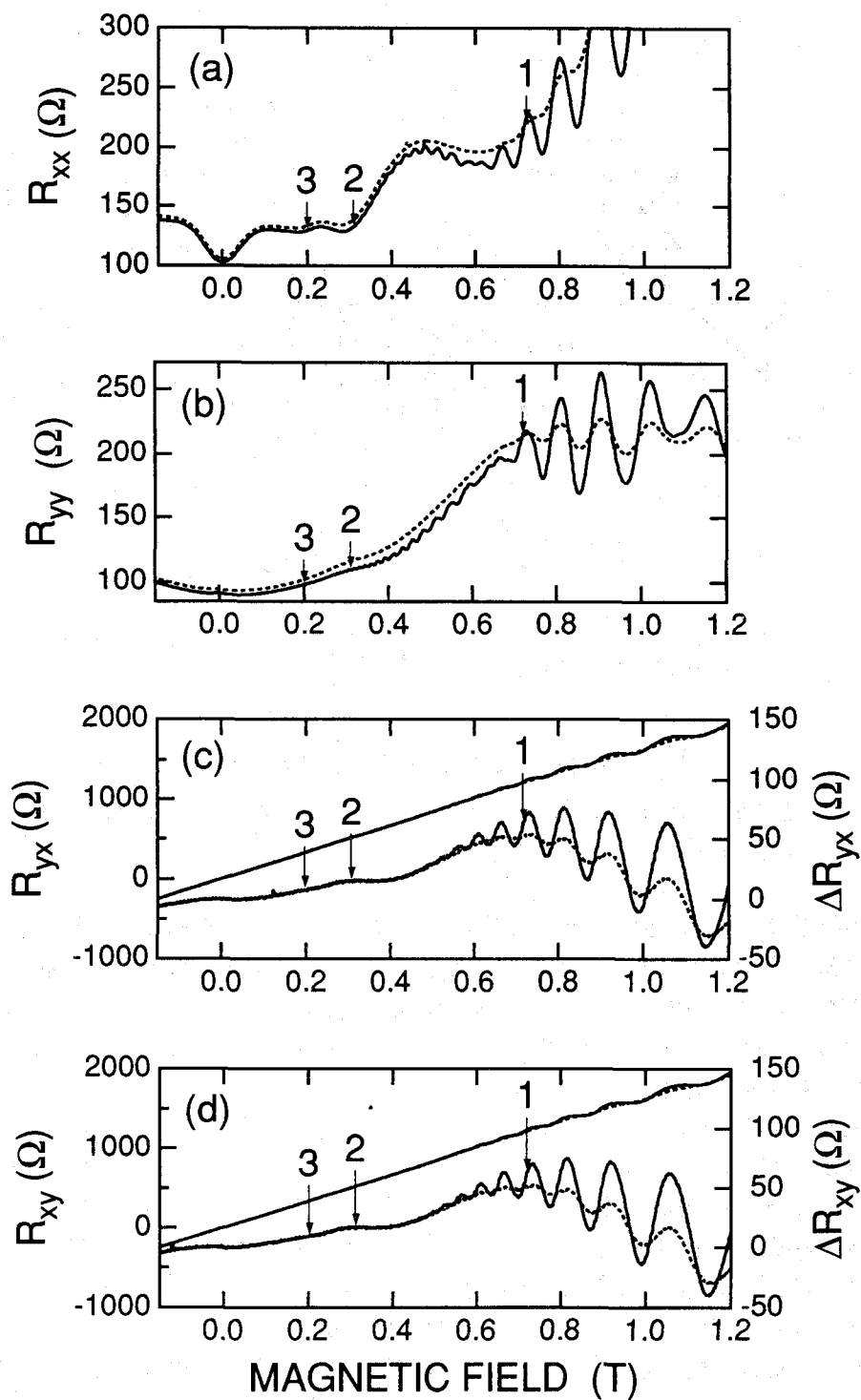


図3.6 一次元平面超格子の磁気抵抗 (a) R_{xx} 、(b) R_{yy} とホール抵抗(c) R_{yx} 、(d) R_{xy} および古典的ホール抵抗からのずれ 点線、実線はそれぞれ $T=4.2\text{K}$ 、 1.4K における特性である

す磁場において起こることが知られている [9,10]。

$$2R_c = (n - \frac{1}{4})a \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.1)$$

ここで $R_c = \hbar k_F / eB$ (ここで k_F はフェルミ波数) はサイクロトロン半径である。図 3.6 中に示す矢印は (3.1) 式を満たす磁場位置に対応している。また矢印の数字は n の値を表している。図 3.6(a) から垂直振動の極小値と整合条件とはほぼ一致を示していることがわかる。ここでは $n=3$ までの極小値が観測されている。また図 3.6(b) においても整合条件の位置で平行振動の極大値が観測される。ただし平行振動は $n=2$ がわずかに観測される程度であり、 $n=3$ についてははっきり観測されなかった。実験において極値をとる磁場位置が (3.2) 式による理論予測位置とずれているのは、この整合条件が正弦波型の周期ポテンシャルを仮定しており、実際のポテンシャルは正弦波型からずれているためであると考えられる。

垂直振動はサイクロトロン運動と周期ポテンシャルとの相互作用による共鳴ドリフト効果によって半古典的に説明することが可能である [12]。このような半古典的描像によればサイクロトロン直径が周期と整合する磁場において共鳴的に y 方向へのドリフトがおこる。実験において垂直振動が $n=3$ まで観測できることは、超格子領域の平均自由行程がサイクロトロン直径 ($2R_c$) が $(3-1/4)a$ を満たすような円軌道の円周の長さ ($3.3\mu\text{m}$) 程度であることを示している。

3.3.2 ホール抵抗におけるワイス振動

次にホール抵抗について述べる。図 3.6(c), (d) に示すように R_{yx} 、 R_{xy} は 2DEG のホール抵抗と同様に磁場に比例しており、 $B > 0.6\text{T}$ の磁場領域に量子ホール効果によるプラトーが観測されるほかには R_{xx} 、 R_{yy} に観測されたような構造は観測されない。しかし、 R_{yx} 、 R_{xy} から B に比例したホール抵抗を引いて ΔR_{yx} 、 ΔR_{xy} に変換すると振動する成分が観測される。矢印は 3.3.1 項に述べた整合条件 (3.1) 式を満たす磁場位置を示す。そこで抵抗は極大値をとっていることがわかる。これは R_{yy} に観測される平行振動の場合と同じである。以下では簡単のため、この振動をホール抵抗振動と呼ぶことにする。ここで観測されたホール抵抗振動はゼロ磁場に対して反対称的であり、垂直振動や平行振動が観測されたものではないと考えられる (垂直振動や平行振動はゼロ磁場に対して対称的である)。

ホール抵抗振動をさらに詳しく調べるため、LED 照射により電子密度を増加させその変化を調べた。電子密度を増加させるとフェルミエネルギーが増加し、ポテンシャル強度も変化すると考えられる。LED 照射の結果を図 3.7 に示す。図 3.7 の上から下へと n_s が増加している。ここでそれぞれのカーブは 40Ω のオフセットをとっている。 $B > 0.5\text{T}$ に観測される細かい振動は量子ホール効果のプラトーによるものなのでここでは考えない。特に電子密度が低いときに大きなホール抵抗振動が観測される。図 3.7 中の矢印は (3.1) 式を満たす磁場に対応しており、数字は n の値を表している。また電子密度が増加するにつれて、振動のピーク位置は強磁場側にシフトし、振動振幅は減少していることがわかる。そして $n_s = 4.8 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ まで増加させると、振動はほとんど観測されなくなった。

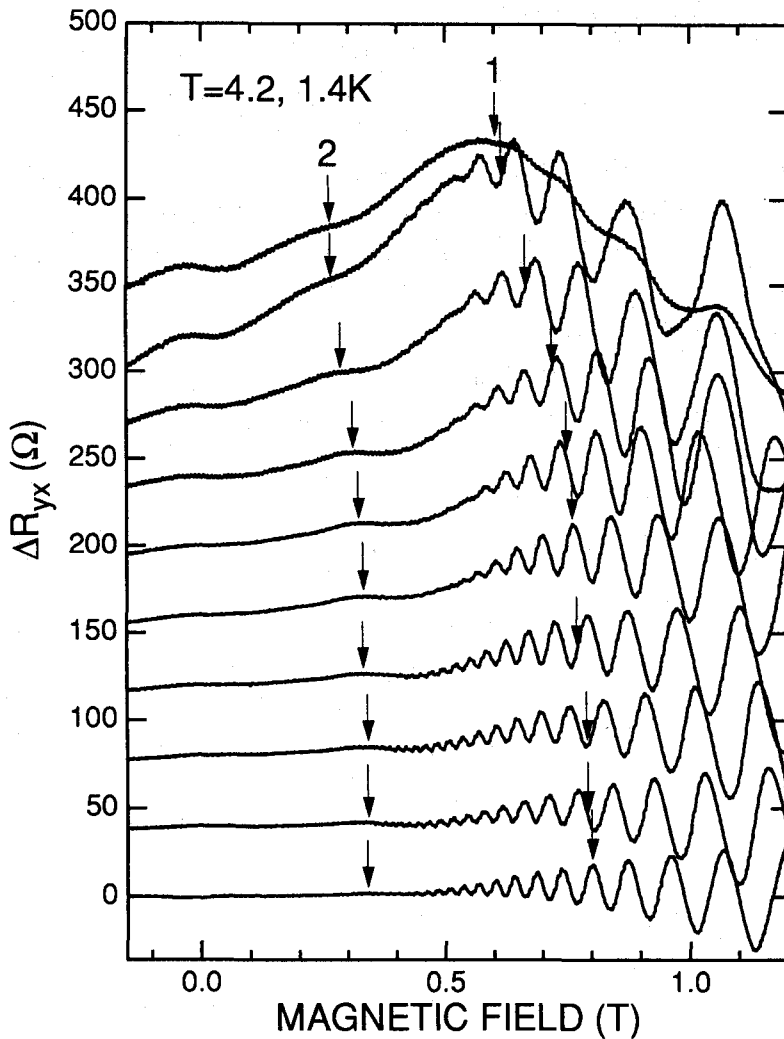


図 3.7 電子密度を変化させたときの古典的ホール抵抗からのずれ

とがわかる。これは以下に示すように磁場中での相反定理によると考えられる。相反定理によれば抵抗の四端子測定において、磁場反転と端子交換を同時に行う場合、抵抗は変化しない[32]。すなわち $R_{ij,kl}(B) = R_{kl,ij}(-B)$ である。この関係は試料の形状によらずに成立する。この測定に相反定理を適用すると $R_{yx} = R_{16,38}(B) = R_{38,16}(-B)$ となる。図 3.5 に示す試料ではその対称性よりホール抵抗は磁場に対して反対称である [33]。すなわち $R_{38,16}(B) = -R_{38,16}(-B)$ が成り立つ。故に $R_{yx} = R_{38,16}(-B) = -R_{38,16}(B) = R_{38,61}(B) = R_{xy}$ となって、 $R_{yx}(B) = R_{xy}(B)$ が成立することがわかる。従って R_{xx} と R_{yy} は異方性を示す場合でもそれぞれのホール抵抗には異方性は現れないということがわかる。

量子輸送理論によれば、均一な二次元系での伝導率 σ_{xx} と σ_{xy} との間には次のような関係がある [34]。

$$\sigma_{xy} = -\frac{n_s e}{B} + \frac{1}{\hbar \omega_c} (-2 \text{Im} \Sigma_N) \sigma_{xx} \quad (3.2)$$

ここで Σ_n は自己エネルギーである。よってホール抵抗は σ_{xx} を反映する ρ_{yy} の平行振動を反映して振動することがわかる。ZhangとGerhardtsは一次元横方向超格子において磁場が整合条件(3.2式)を満たすとき、抵抗が極大となるようなホール抵抗振動が現れることを理論的に予測している[13]。ここで観測したホール抵抗振動はこの理論予測と定性的に一致している。またフェルミエネルギーを増加させることでポテンシャル振幅は減少するが、ポテンシャル振幅が減少するにつれてホール抵抗振動は小さくなっている。このことからこのホール抵抗振動は一次元周期ポテンシャルによるものであることが示唆される。従ってここで観測されたホール抵抗振動は一次元周期ポテンシャルによって引き起こされたものであると考えられる。

レーザー干渉法により一次元周期ポテンシャルを導入する方法ではホール抵抗振動は観測されていないが[18]、今回観測できたのは低エネルギーイオンビーム照射により作製したことが本質的原因ではない。むしろホール抵抗振動が観測できたのは、ホール抵抗から磁場に対して線形な抵抗を引いて振動成分のみを取り出したこと、および周期ポテンシャルの振幅がレーザー干渉法によるものより大きかったこと、などの理由によるものと考えられる。

3.3.3 磁気破壊効果

3.3.1項に述べたように R_{xx} のゼロ磁場近傍には正の磁気抵抗が観測されるが、一方 R_{yy} には正の磁気抵抗は観測されない。フェルミエネルギーを変えてポテンシャル強度を変化させたとき、 R_{xx} と R_{yy} のゼロ磁場近傍の特性がどうなるか調べた。図3.8は磁場範囲 $B=0-0.3\text{T}$ における様々な電子密度の磁気抵抗 R_{xx} (実線)と R_{yy} (点線)である。また表3.1に各電子密度 n_0 に対する超格子領域の弾性散乱時間 τ 、平均自由行程 l_{SSL} を示す。ここで n_0 はゼロ磁場でのホール抵抗の傾きから求めた。また τ はゼロ磁場における抵抗率から求めた(超格子領域の抵抗率は、全抵抗から超格子領域以外の2DEGの抵抗を引いてから求めている)。

R_{xx} については図3.8から垂直振動の抵抗の極小値は、電子密度を増加させるにつれて強磁場側にシフトしていることがわかる。矢印は整合条件を満たす磁場のうち $m=3,4$ のものである。矢印で示した磁場位置と抵抗極小の位置は良い一致を示している。これに対して、正の磁気抵抗については電子密度の増加とともにピーク振幅は減少し、ピーク位置は弱磁場側にシフトしている(アスタリスクのついた矢印を参照)。また R_{yy} については負の磁気抵抗が観測されたが、この負の磁気抵抗は周期ポテンシャルを導入する前の基板でも観測されており、周期ポテンシャルの効果によるものではないと考えられる。正の磁気抵抗は理論的にはStredaとMacDonaldが磁気破壊効果によって説明しており、理論からは変調ポテンシャルの強度が増加すると正の磁気抵抗の振幅が増加し、ピーク位置が強磁場側にシフトすることが予測されている[17]。このことは我々の実験結果とも定性的に一致する。すなわち電子密度の増加とともにポテンシャル強度が減少するので、ピーク位置は弱磁場側にシフトすることになる。また磁気破壊効果の理論では一次元周

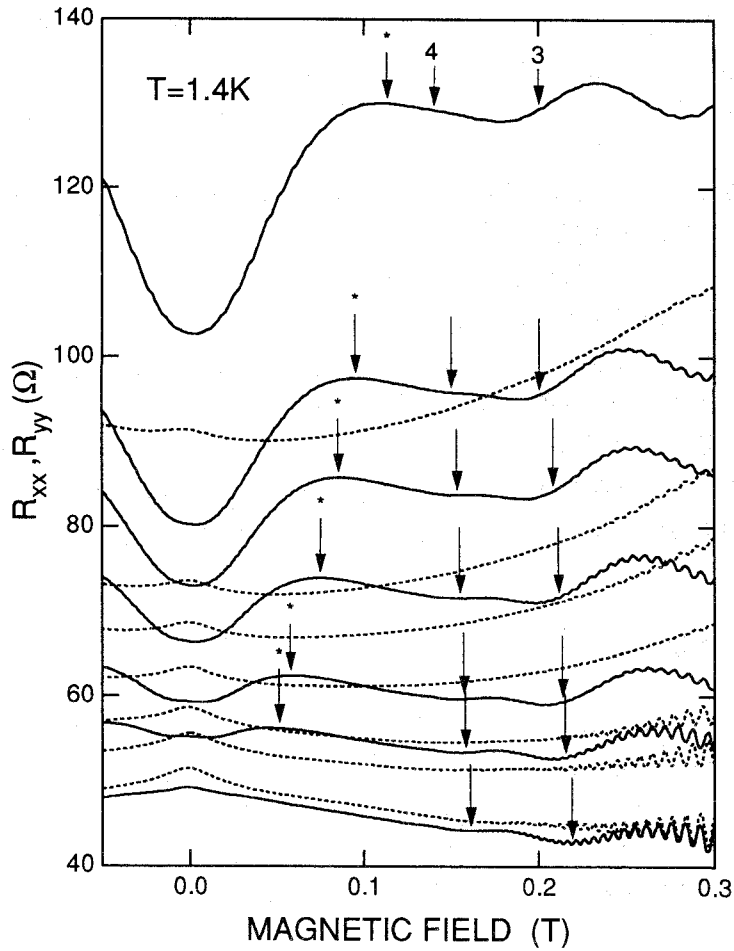


図3.8 ゼロ磁場近傍における磁気抵抗 R_{xx} (実線)、 R_{yy} (点線) の電子密度に対する変化
電子密度はそれぞれ上から $n_s=3.8, 4.2, 4.3, 4.5, 4.6, 4.6, 4.8 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ である

表3.1 図3.8から求めた超格子領域の弾性散乱時間と平均自由行程 図3.8のカーブに上から番号付けしている

Curve	$n_s (\times 10^{15} \text{m}^{-2})$	τ_1 (ps)	l_{SSL} (μm)
1	3.8	24	6.5
2	4.2	29	8.0
3	4.3	31	8.8
4	4.5	34	9.9
5	4.6	39	11.3
6	4.6	43	12.8
7	4.8	49	14.6

性的に一致する。すなわち電子密度の増加とともにポテンシャル強度が減少するので、ピーク位置は弱磁場側にシフトすることになる。また磁気破壊効果の理論では一次元周期ポテンシャル系の場合、正の磁気抵抗は R_{xx} のみに観測されるとされており、この点でも実験は理論と定性的に一致する。

3.3.4 超格子パラメーターの評価

前項までに述べたように、低エネルギーイオン照射により作製した一次元平面超格子素子の磁場中での電気伝導特性はワイス振動および磁気破壊効果の理論によって理解できる。従って理論式と実験結果を比較することによって、超格子の重要なパラメーターの一つであるポテンシャル振幅を評価することができる。低エネルギーイオン照射によるポテンシャル変調の効果を定量的に調べるため、磁気破壊効果の理論式を用いて正の磁気抵抗を解析した。そして理論式と実験値とのフィッティングから変調ポテンシャル振幅 V_0 と超格子領域での弾性散乱時間 τ を求めた。

変調ポテンシャル振幅がフェルミエネルギーに比べて十分小さく、かつフェルミ波長に比べてポテンシャル周期が十分長いという条件下 ($\delta \ll \pi, V_0 \ll E_F$) では、一次元周期ポテンシャル系における磁気抵抗は以下ようになる [17]。

$$\rho_{xx} = \rho_0 \frac{1 + \omega_c^2 \tau^2 C(\delta)}{1 - C(\delta)}, \quad (3.3)$$

$$C(\delta) = \frac{8}{\pi} \frac{\omega_c \tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} Q(\delta) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right), \quad (3.4)$$

$$Q(\delta) = \frac{1}{1 - (1-p) \exp\left(-\frac{\delta}{\omega_c \tau}\right)} - 1, \quad (3.5)$$

ただし τ は弾性散乱時間、 $\omega_c = eB/m^*$ はサイクロトロン角振動数、 δ は $\sin(\delta/2) = \pi/ak_F$ によって定義された波数空間でのブラッグ反射角である。また p は以下の磁気破壊確率である。

$$p = \exp\left(-\frac{\pi V_0^2}{4\hbar\omega_c E_F \sin(\delta)}\right). \quad (3.6)$$

図3.8の R_{xx} と(3.3)-(3.6)式との2パラメーターフィッティング (V_0 と τ)を磁場範囲 $B=0$ から $B=0.08\sim 0.15T$ において行った。これは(3.3)-(3.6)式にはワイス振動の効果が入っておらず、 $B>0.15T$ の磁場領域において観測されるワイス振動の影響を避けるためである。フィッティングには図3.8の R_{xx} のうち上から5番目までの結果を用いている。フィッティングにおいて超格子領域での n_g は、表3.1に示したホール抵抗から求めた値を用いた。この試料では $a=380nm$ であるので(3.3)-(3.6)式の適用条件 $\delta \ll \pi$ は満たされている。図3.8の R_{xx} を規格化したものと代表的なフィッティングカーブを図3.9にそれぞれ実線、点線で示している。またフィッティングパラメータの n_g および E_F 依存性を図3.10に示す。良い一致は $\Delta V_0=0.05meV$ および $\Delta\tau=1ps$ の幅で得られた。このときピーク振幅とピーク位

置はそれぞれ 15%、10% 変化する。このために図 3.9 にはエラーバーを示している。 $B < 0.1\text{T}$ では実験値との一致は非常に良いが、 $B > 0.15\text{T}$ では一致しなくなってくる。これは垂直振動の影響のためであると考えられる。

図 3.9 に示すフィッティング結果から V_0 は n_s (E_F) を増加させるにつれて減少するが $V_0 = 0.8\text{--}1.1\text{meV}$ 程度の値であることがわかる。この値はレーザー干渉法によるものより 3 倍程度大きい。さらに比較のために、垂直振動とワイス振動の理論式とのフィッティングから V_0 を独立に求めた。垂直振動の理論式は以下ようになる [11]。

$$\Delta\rho_{xx} \equiv \rho_{xx} - \rho_0 \approx \frac{1}{2\pi\hbar} \frac{\tau V_0^2}{\hbar^2 \omega_c} \frac{4 B^2}{ak_F n^2} \cos^2\left(2\pi \frac{R_c}{n} - \frac{\pi}{4}\right), \quad (3.7)$$

ここで ρ はゼロ磁場でのドルーデ抵抗率である。正の磁気抵抗から求めたポテンシャル振幅は垂直振動から求めた値とほぼ等しく、またその n_s 依存性は良い一致を示していることがわかる。

一方、正の磁気抵抗から求めた弾性散乱時間 τ はほぼ 15ps で、電子密度にあまり依存しなかった。これは抵抗率から求めた弾性散乱時間 τ_e が電子密度を増加させると大きくなることと対照的である。また超格子領域の抵抗率から求めた弾性散乱時間は二次元領域の弾性散乱時間より小さくなっている。低エネルギーイオン照射した変調ドープヘテロ構造において移動度が減少することは以前に報告があり、原因として 2DEG 層近傍に存在する格子欠陥や、有効な散乱センターとして働くイオン化したドナーがバンド曲がりのために増加したものと考えられている。超格子領域における τ と τ_e との間には 2-3 倍の差があり、しかも電子密度依存性も異なっている。 τ と τ_e との間の差はおそらく 2DEG 層から離れたイオン化不純物による小角散乱によるものと考えられる。小角散乱は運動量緩和が小さいので抵抗率から求める弾性散乱時間にはあまり利かないことが知られているが [35]、正の磁気抵抗から求めた弾性散乱時間が短いことは小角散乱の効果が磁気破壊効果に影響を及ぼしていることを示唆している。

小角散乱の効果を考慮すると垂直振動をより良く理解することができる。表からわかるように $n_s = 4.6 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ のときの超格子領域での平均自由行程は $11.3\mu\text{m}$ となるが、このとき垂直振動は $n=4$ までしか観測されない。 $n=4$ に相当するサイクロトロン軌道の円周長は $4.5\mu\text{m}$ であり、もし平均自由行程が $11.3\mu\text{m}$ ならばさらに高次の整合軌道まで観測されても良いはずである。このようなワイス振動の特性は τ_e よりむしろ τ によって良く説明できる。現在のところ、 τ_e が電子密度にほとんど依存しない特性の原因ははっきりしていない。このような電子密度に弾性散乱時間が依存しない現象は FIB により作製した電子フォーカシング素子においても観測されている [36]。イオン種と加速エネルギーが異なるため (FIB の場合イオン種は Ga、加速電圧は 100kV である) に直接の比較はできないが、 τ_e が電子密度に依存しないという実験結果はイオンビーム照射によって誘起された格子欠陥が関係しているのかもしれない。

3.4 ショットキーゲートによる電子密度とポテンシャル強度の制御

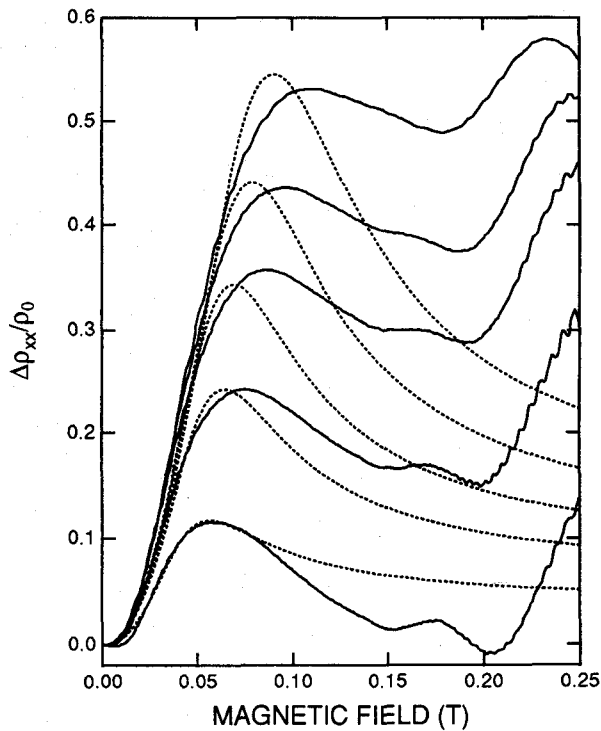


図 3.9 R_{xx} に観測される正の磁気抵抗 (実線) と磁気破壊理論とのフィッティング結果 (点線)

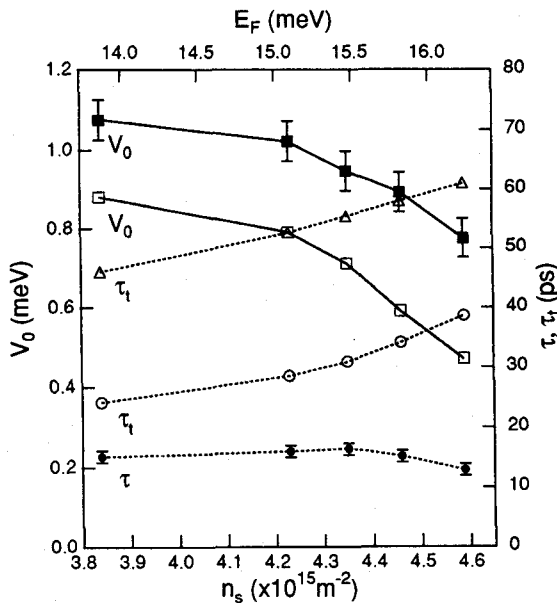


図3.10 フィッティングから求めたポテンシャルの強さと弾性散乱時間の電子密度依存性
 ポテンシャルの強さは磁気破壊理論 (■) およびワイス振動 (□) とのフィッティングより求めている
 弾性散乱時間は超格子領域の抵抗値 (○) および磁気破壊理論 (●) とのフィッティングより求めており、
 比較のために超格子ポテンシャルを導入していない領域のもの (△) も示している

平面超格子の量子効果デバイスへの応用に関しては電子密度の制御が必要である[37]。3.3節に述べた平面超格子素子では電子密度はLED照射によりPPC効果を利用して変化させていた。このようなPPC効果を利用した方法では電子密度を30%程度増加させることができるだけであり、広範囲にわたる精密な制御ができない。そこで素子表面にショットキーゲートをつけて電子密度を制御することで、電気伝導をを制御することを試みた[38]。また3.3.4項で述べたように電子密度を増加させると周期ポテンシャルの振幅を減少させることができるので、周期ポテンシャルを制御することもできる。ショットキーゲートを2DEG系に対して正または負に電圧印加すると、電子密度をそれぞれ増加、減少させることができる。この方法では従来行われている格子状ショットキーゲートを用いる方法に比べて、全体の電子密度を変化させることができる。

図3.11挿入図は $T=4.2\text{K}$ における R_{xx} 、 R_{yy} のゲート電圧依存性である。これからピンチオフの閾値電圧 V_{th} が R_{xx} については $V_{th}=-0.2\text{V}$ 、 R_{yy} については $V_{th}=-0.28\text{V}$ と異なっていることがわかる。さらに R_{xx} は緩やかにピンチオフするのに対して、 R_{yy} は V_{th} 近傍で急激にピンチオフがおこっている。このような異方的ピンチオフ特性は一次元周期ポテンシャルの異方性のためであると考えられる。 R_{xx} がピンチオフしても R_{yy} はまだ伝導できるということは、イオンが照射されていない領域はイオン照射領域がピンチオフしても金属的伝導状態であることを示している。従って R_{xx} の V_{th} 近傍における伝導は、周期ポテンシャルによって形成された多重ポテンシャルバリアのトンネリングによるものが主となっていると考えられる。このことが緩やかなピンチオフ特性の原因であろう。一方、ゲート電圧 $-0.28 < V_g < -0.2$ の領域では R_{yy} の伝導はイオン非照射領域の金属的伝導が主となると考えられ、このような状態はいわば長さ $100\mu\text{m}$ の量子細線が並列に並んでいることに相当している。電子密度を減少させるにつれて、金属的伝導状態にある量子細線は遠隔不純物の作るポテンシャル揺らぎの影響を受けて非金属状態になる領域が現れる[39]。急激なピンチオフ特性はこのことに起因するものと考えられる。 R_{xx} には電子波のブラッグ反射に起因する振動が現れることが予想されるが[37]、この試料ではブラッグ反射による抵抗の振動は観測されなかった。

図3.11は様々なゲート電圧に対する R_{xx} 、 R_{yy} である。ここで $V_g=0\text{V}$ において $n=1$ までのワイス振動が観測されている。次にゲート電圧を正に印加することで電子密度を増加させた。このときワイス振動の $n=1$ の極値をとる磁場位置は強磁場側にシフトしてゆき、そのシフト量は理論値と良く一致する。このことからショットキーゲートによってワイス振動が制御されていることがわかる。電子密度の増加につれて移動度が改善されるために R_{xx} の垂直振動の特性は改善され、 $V_g=0.4\text{V}$ のとき $n=3$ の抵抗極小値まで観測できた。一方、 R_{yy} の平行振動は改善が見られず、 $n=1$ のみが観測されるにとどまっている。 $V_g>0.45\text{V}$ にするとゲートリーク電流が増加するために安定な測定は困難であった。

3.5 強磁場下における一次元平面超格子の電気伝導特性

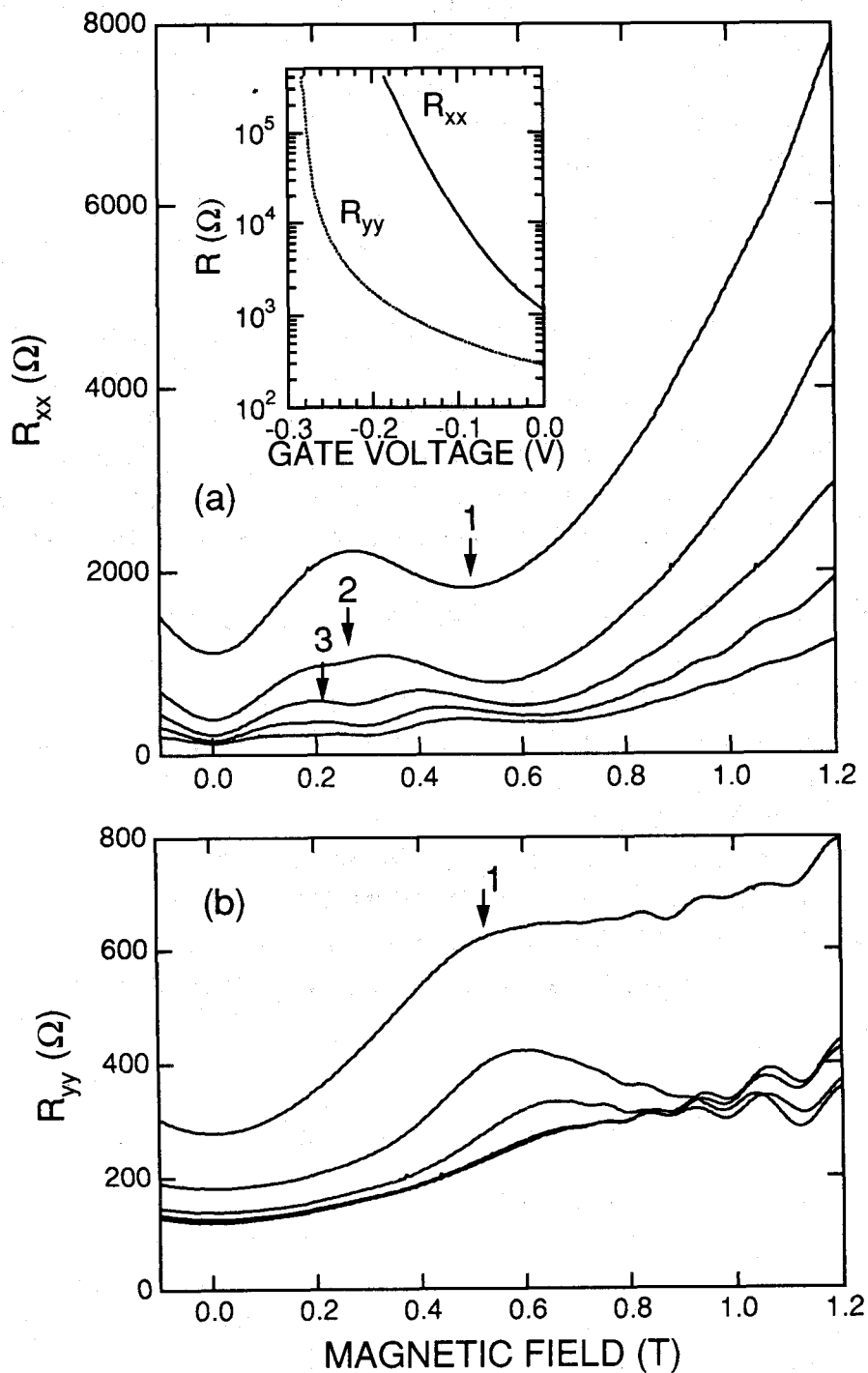


図3.11 ショットキーゲートによる超格子ポテンシャルの制御 挿入図はゲート電圧に対する R_{xx} および R_{yy} (a)および(b)はそれぞれ R_{xx} 、 R_{yy} の磁気抵抗のゲート電圧に対する変化

3.3節においてサイクロトロン半径が超格子周期よりも大きいような弱磁場下の電気伝導についてワイス振動を中心にして述べた。本節ではサイクロトロン半径が超格子周期よりも小さくなるような強磁場中の電気伝導特性について述べる。図3.12は $T=0.4\text{K}$ における $B=8.5\text{T}$ までの磁気抵抗 R_{xx} 、 R_{yy} およびホール抵抗 R_{yx} 、 R_{xy} である。ジュール熱による温度上昇を避けるため試料に流す電流は 30nA 以下にしている。ホール抵抗より求めた電子密度は $n_s=4.0\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ である。 R_{yx} 、 R_{xy} にはランダウインデックス $i=3,5$ の量子ホールプラトーが観測されている。また R_{xx} の $B<1\text{T}$ の弱磁場領域には垂直振動が観測される。これは3.4節に述べたとおりである。

R_{xx} 、 R_{yy} には強磁場においても異方性が観測されることがわかる。 R_{xx} においては $B>1.5\text{T}$ の領域で抵抗が急激に増大し大きな磁気抵抗を示すのに対して、 R_{yy} にはそのような増加は見られない。このような R_{xx} における大きな磁気抵抗はBeenakkerによる半古典的理論によって説明されているものである[12,40]。また R_{xx} は R_{yy} に比べてわずかに弱磁場側にシフトしている。SdH振動は磁場範囲 $1<B<8.5\text{T}$ において R_{xx} が R_{yy} より大きい、PPC効果によって電子密度を増加させるとこの差はほとんど無くなり異方性は観測されなくなる。

一次元平面超格子における強磁場下での電気伝導について、理論は次のことを予測している[13]。

- (1) SdH振動の振幅は R_{xx} の方が R_{yy} より大きく異方性を示す。
- (2) ランダウバンドにおける状態密度のファンホーフ特異点に起因する微細構造がSdH振動に反映される。
- (3) SdH振動の微細構造は R_{xx} よりも R_{yy} に明確に現れる。

ここで述べた実験結果はこの理論予測(1)と定性的に一致している。しかし図3.11に示すようにSdH振動には(2)で予測された微細構造は観測できなかった。ワイスらは R_{xx} のSdH振動にファンホーフ特異点による微細構造を観測したと報告している[41]。しかし彼らは R_{yy} にはそのような構造を観測していない。さらなる実験的検証が必要であると考えられる。

3.6 フェルミ波長程度の周期をもつ一次元平面超格子の作製と磁気輸送特性

低エネルギーイオン照射によって $a=50\text{nm}$ の一次元平面超格子を作製した[38]。図3.13にPMMAの超格子パターンの原子間力顕微鏡(Atomic Force Microscope: AFM)像を示す。AFMティップ先端の曲率半径は 20nm 程度であるために、AFM像パターンの幅や形状は完全に分解されていないが、 $a=50\text{nm}$ の一次元平面超格子パターンがPMMAに形成されていることがわかる。図3.14(b)にその弱磁場での磁気抵抗特性 R_{xx} と R_{yy} を示す。また比較のために $a=380\text{nm}$ の場合の結果も同時に示している(図3.14(a))。図3.14(a)に示す点線はワイス振動の理論[12]とのフィッティング結果である。SdH振動の影響をなくすために測定は $T=4.2\text{K}$ において行っている。

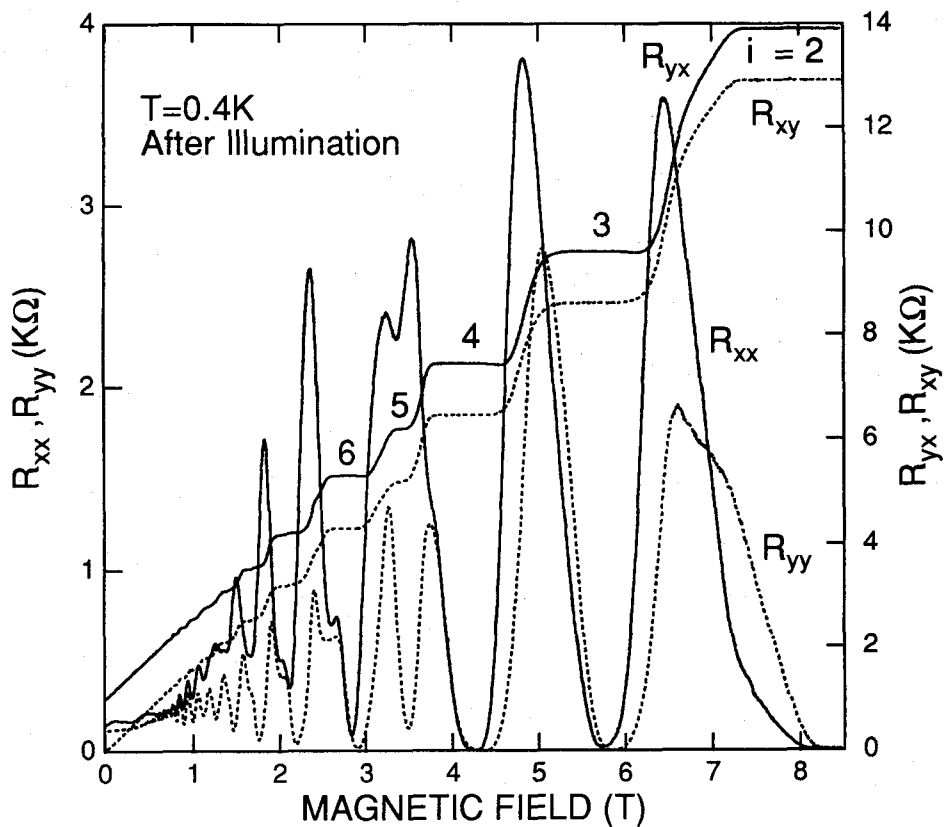


図3.12 $T=0.4\text{K}$ における強磁場下の磁気抵抗およびホール抵抗 実線は R_{xx} と R_{yx} 、点線は R_{yy} と R_{xy} である

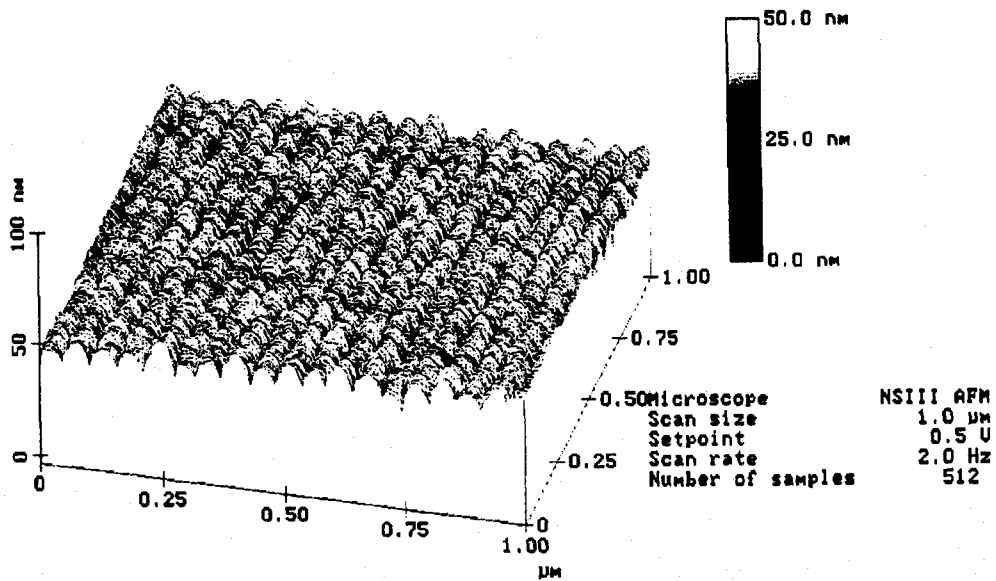


図 3.13 $a=50\text{nm}$ の一次元平面超格子 PMMA パターンの AFM 像

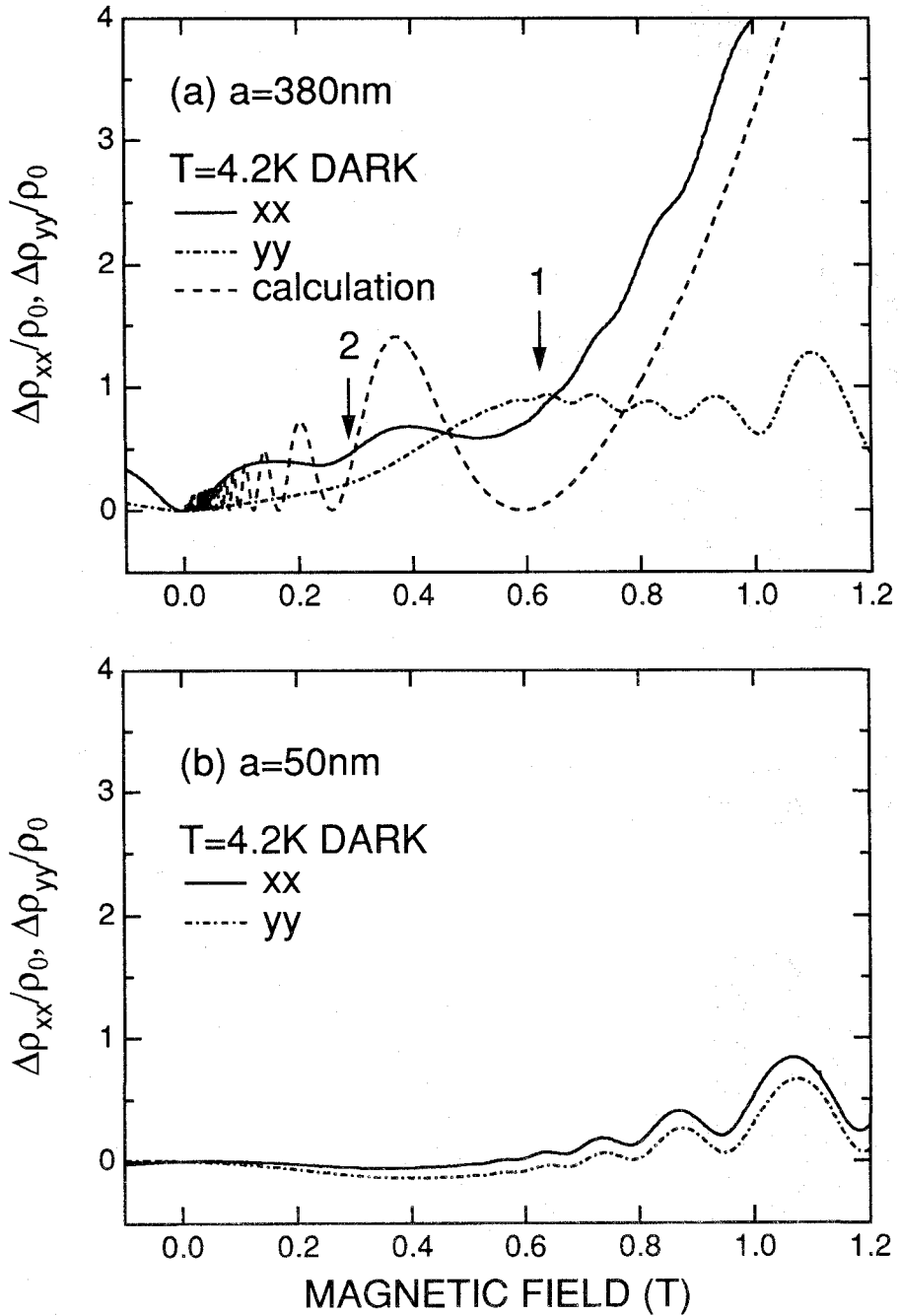


図 3.14 (a) $a=380\text{nm}$ および(b) $a=50\text{nm}$ の一次元平面超格子の R_{xx} (実線)、 R_{yy} (一点鎖線)および理論とのフィッティング結果(点線) SdH振動の影響を抑制するため $T=4.2\text{K}$ において測定している

ホール測定の結果、 $a=50\text{nm}$ の試料では電子密度と移動度はそれぞれ3.0および7.0%低下していることがわかった。しかし $a=50\text{nm}$ の素子においては周期ポテンシャルの導入に伴う磁気抵抗効果（ワイス振動や正の磁気抵抗など）は観測されなかった。電子密度と移動度がわずかに低下していることは、イオンの一部分は試料表面にあたっていることを示しているものの、電子密度の変調は導入されなかったと考えられる。

変調が導入されなかった原因は現在のところはっきりしないが、以下の二つが考えられる。第一の原因として電子ビーム露光領域のPMMAの剥離が不十分であったということが考えられる。エネルギー300eVのArイオンのPMMA中の射影飛程は0.54nmと短く、試料表面に残留したわずかのPMMAによってもイオンは妨げられる。第二の原因はイオン照射により導入される格子欠陥の横方向拡散である。横方向への拡散があると、電子密度と移動度の減少は均一になってしまい、変調が加わらないのかもしれない。このような予期しない格子欠陥の拡散を調べるために、低温でのイオン照射の結果と比較することが有効であると考えられる [42]。

3.7 結言

平面超格子の作製プロセスとして低エネルギーイオンビーム照射によって二次元電子系にポテンシャルを導入する新しい方法を提案した。本方法によって実際に一次元平面超格子を作製し、磁場中での電気伝導特性を測定した結果、以下の結論が得られた。

1. 低エネルギーイオンビーム照射によって作製した一次元平面超格子においてワイス振動および磁気破壊効果を観測し、弱いポテンシャル変調が二次元電子系に導入されていることを実証した。
2. 磁気破壊理論とのフィッティングによって、直接測定が困難な周期ポテンシャル系に関する情報を引き出すことができることを示した。
3. 一次元平面超格子の表面にショットキーゲートを形成することによりポテンシャルの強さを制御できることを示した。またポテンシャルに垂直、平行方向の抵抗のゲート電圧依存性を調べ、閾値特性に異方性を見いだした。
4. 理論的に予測されていたホール抵抗におけるワイス振動を初めて観測した。
5. 強磁場におけるシュブニコフ・ド・ハース振動に対する一次元周期ポテンシャルの効果について調べ、シュブニコフ・ド・ハース振動に異方性を見いだした。これは理論的予測と定性的に一致する。

低エネルギーイオンビーム照射を用いる方法における問題点は2DEGの移動度の低下である。これは格子欠陥の拡散によるものと考えられ、低エネルギーイオンビームプロセスに本質的な問題である。しかし移動度低下の主な原因と考えられる格子欠陥の分布は射影飛程より十分深いところにあるために、それほど高密度ではないと考えられる。従って2DEG層近傍の格子欠陥はアニールによって十分回復させることができると考えられ、

移動度を改善することが可能である。また低温において低エネルギーイオンビーム照射を行えば格子欠陥の拡散が抑制されるという報告もある[42]。これらの方法を組み合わせることによって、低エネルギーイオンビームプロセスはメゾスコピック素子作製に有効な方法となると考えられる。

参考文献

- [1] L. Esaki and R. Tsu: IBM J. Res. & Dev. **14** (1970) 61.
- [2] H. Sakaki, K. Wagatsuma, J. Hamasaki and S. Saito: Thin Solid Films **36** (1976) 497.
- [3] H. Sakaki: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) L314.
- [4] D.K. Ferry: Prog. Quantum. Electron. **16** (1992) 251.
- [5] W. Hansen, J.P. Kotthaus and U. Merkt: *Semiconductors and Semimetals*, ed. M. Reed (Academic Press, San Diego, 1992) Ch. 5, p. 279.
- [6] A.C. Warren, D.A. Antoniadis, H.I. Smith and J. Melngailis: IEEE Electron Device Lett. EDL-**6** (1985) 294.
- [7] Y. Tokura and K. Tsubaki: Appl. Phys. Lett. **51** (1987) 1807.
- [8] K. Ismail, W. Chu, D.A. Antoniadis and H.I. Smith: Appl. Phys. Lett. **52** (1988) 1071.
- [9] D. Weiss, K. von Klitzing, K. Ploog and G. Weimann: Europhys. Lett. **8** (1989) 179.
- [10] R.R. Gerhardt, D. Weiss and K. von Klitzing: Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1173.
- [11] R.W. Winkler, J.P. Kottaus and K. Ploog: Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1177.
- [12] C.W.J. Beenakker: Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 2020.
- [13] C. Zhang and R.R. Gerhardt: Phys. Rev. B **41** (1990) 12850.
- [14] P.Vasilopoulos and F.M.Peeters: Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 2120.
- [15] P.H. Beton, E.S. Alves, P.C. Main, L. Eaves, M.W. Dellow, M. Henini, O.H. Hughes, S.P. Beaumont and C.D.W. Wilkinson: Phys. Rev. B **42** (1990) 9229.
- [16] C.T. Liu, D.C. Tsui, M. Shayegan, K. Ismail, D.A. Antoniadis and H.I. Smith: Appl. Phys. Lett. **58** (1991) 2945.
- [17] P. Streda and A.H. MacDonald: Phys. Rev. B **41** (1990) 11892.
- [18] D. Weiss: *Localization and Confinement of Electrons in Semiconductors*, eds. F. Kuchar, H. Heinrich and G. Bauer (Springer-Verlag, Berlin, 1990) p.247.
- [19] P.C. Main: *Physics of Nanostructures*, eds. J.H. Davies and A.R. Long (IOP Publishing, London, 1992) p.129.
- [20] K. Tsubaki, Y. Tokura, T. Fukui, H. Saito and N. Susa: Electron. Lett. **25** (1989) 728.
- [21] C. Nguyen, B. Brar, V. Jayaraman, A. Lorke and H. Kroemer: Appl. Phys. Lett. **63** (1993) 2251.
- [22] A.N. Broers: IBM J. Res. & Dev. **32** (1988) 502.
- [23] 蒲生健次: 固体物理 **28** (1993) 832.
- [24] K. Hirakawa and H. Sakaki: Phys. Rev. B **33** (1986) 8291.
- [25] C. Jiang, D.C. Tsui and G. Weimann: Appl. Phys. Lett. **53** (1988) 1533.
- [26] A.L. Efros: Solid State Commun. **70** (1989) 253.
- [27] Y. Yuba, T. Ishida, K. Gamo and S. Namba: J. Vac. Sci. & Technol. B **6** (1988) 253.
- [28] H.F. Wong, D.L. Green, T.Y. Liu, D.G. Lishan, M. Bellis, E.L. Hu, P.M. Petroff, P.O. Holtz and J.L. Merz: J. Vac. Sci. & Technol. B **6** (1988) 1906.

- [29] M. Yamazawa, T. Matsumoto, H. Taniguchi, T. Sakamoto, Y. Takagaki, Y. Yuba, S. Takaoka, K. Gamo, K. Murase and S. Namba: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) 3261.
- [30] J. Takahara, S. Yoshimatsu, K. Gamo, S. Namba, S. Takaoka and K. Murase: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 3837.
- [31] P.H. Beton, P.C. Main, M. Davison, M. Dellow, R.P. Taylor, E.S. Alves, L. Eaves, S.P. Beaumont and C.D.W. Wilkinson: Phys. Rev. B **42** (1990) 9689.
- [32] M. Buttiker: Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1761.
- [33] R. Schuster, K. Ensslin, J.P. Kotthaus, M. Holland and C. Stanley: Phys. Rev. B **47** (1993) 6843.
- [34] T. Ando, A.B. Fowler and F. Stern: Rev. Mod. Phys. **54** (1982) 437.
- [35] D. Sarma and F. Stern: Phys. Rev. B **32** (1985) 8442.
- [36] T. Yamamoto, J. Yanagisawa, K. Gamo, S. Takaoka and K. Murase: Jpn. J. Appl. Phys. **32** (1993) 6268.
- [37] M.J. Kelly: J. Phys. C **18** (1985) 6341.
- [38] J. Takahara, Y. Ochiai, S. Matsui, S. Takaoka, K. Murase and K. Gamo: Jpn. J. Appl. Phys. **33** (1994) 7184.
- [39] J.A. Nixon and J.H. Davis: Phys. Rev. B **41** (1990) 7929.
- [40] A.K. Geim, R. Taboryski, A. Kristensen, S.V. Dubonos and P.E. Lindelof: Phys. Rev. B **46** (1992) 4324.
- [41] D. Weiss, K. von Klitzing, K. Ploog and G. Weimann: Surf. Sci. **229** (1990) 88.
- [42] T. Kosugi, R. Mimura, R. Aihara, K. Gamo and S. Namba: Jpn. J. Appl. Phys. **29** (1990) 2295.

第4章 アンチドット平面超格子におけるバリステック伝導

4.1 緒言

変調ドープ GaAs/AlGaAs ヘテロ接合界面に形成される 2DEG は高い移動度を持ち、その平均自由行程は $10\mu\text{m}$ 以上に達する。電子はこのような長距離にわたって散乱を受けることなくバリステックに伝導する。従って、平均自由行程以下の大きさのメソスコピックな人工的構造を作製すると、それが電子にとっての最大の散乱要因となり、その配置によって電気伝導特性を制御することができる。

超微細加工技術の発達により平面周期構造を平均自由行程の中に作製することができるようになると、電子波干渉素子の実現を目指して平面超格子素子の実験的研究が始まり [1]、一次元および二次元平面超格子の研究がすすんでいる [2]。特に二次元平面超格子は真のバンドギャップ [3] が形成されるために光学フォノン散乱が抑制でき高い移動度が実現されることが予想されており [4]、このような構造の実現は工学的課題となっている。またこのような系は基礎的な面からも非常に興味深いものであり、実際に実験が可能となる以前から理論的研究が進んでいた。Hofstadter は二次元正方格子ポテンシャル中にある電子の磁場中でのエネルギー準位を Tight Binding Model により計算し、それが自己相似的な非常に複雑なバンド構造を持つことを示した [5-7]。これはバタフライダイアグラムとして知られるものである。このような物理的興味からも二次元平面超格子の研究が行われている。

最近フェルミ波長に比べて十分に長い周期を持った一次元平面超格子においてワイス振動と呼ばれる磁気抵抗振動効果が観測され [8-11]、磁場中の平面超格子の研究が行われている。ワイス振動は周期ポテンシャルの大きさがフェルミエネルギーに比べて小さい場合におこる現象である。二次元平面超格子の場合にも同様の磁気抵抗振動効果が観測されているが、振動の位相が一次元平面超格子の場合と逆であり、その原因が Hofstadter 型のサブバンドの形成に起因しているとする報告もある [12,13]。

2DEG に対する強いポテンシャル変調であるアンチドット平面超格子は 1989 年から 1990 年にかけて幾つかのグループにより作製され、ポテンシャルが弱い場合とは異なる特異な磁気抵抗特性が報告された [14-18]。1991 年に D.Weiss らは正方アンチドット平面

超格子における実験を報告し、そこで磁気抵抗に現れる構造を Pinned 軌道の概念を用いて説明した[19]。同様の実験は六方格子においても行われ、Pinned 軌道の概念が六方格子においても有効であることが示された [20-23]。現在までに正方格子 [24,25]、長方格子 [26,27]、シェルピンスキーギャスケット格子 [21]、ペンローズ格子 [28]、面心長方格子 [29] など様々な結晶系についての実験が行われている。また不規則格子系における実験も進んできている [29-31]。磁場中におけるアンチドット平面超格子のミニバンド構造の計算も行われており、複雑なバンド構造が予測されている [32]。

従来行われてきたバリスティック伝導の研究は、メゾスコピックな大きさの測定端子によってメゾスコピックな大きさの人工的構造中での伝導を測定するものであった。アンチドット平面超格子の場合には周期構造自体はメゾスコピックな大きさであるが、測定領域はマクロな大きさであるから多くのアンチドットからの平均的な効果を見ていることになる。このことはアンチドット系においてはメゾスコピックな大きさのアンチドット配置によってマクロな系の伝導を制御できることを示している。アンチドット平面超格子の周期は平均自由行程より短いので、電子はアンチドットのポテンシャル障壁に散乱されながら、アンチドット間をバリスティックに運動する。このため周期ポテンシャルが弱い場合とはまた違った形で、サイクロトロン半径とポテンシャル周期との競合が観測されることになる。

本章ではアンチドットと呼ばれる強い反発ポテンシャルを平均自由行程以下の距離に周期的に配置したときの磁場中での電気伝導について述べる。まずはじめに 2 節においてアンチドット構造の作製について述べる。続いて 3 節において、アンチドットの配置を六方格子、シェルピンスキーギャスケット格子および長方格子状にすることで、磁場中でのマクロな電気伝導の制御を試みる。また長方格子に観測される異方性について述べる。4 節ではこの特性を説明するために軌道密度を考慮した拡張ドルーデモデルを適用し、高い電子密度領域での磁気抵抗を良く説明できることを示す。しかしホール抵抗の消失、異方的磁気輸送および低い電子密度領域の磁気抵抗についてはこのモデルでは説明できず、カオスの軌道を考慮したモデルが必要であることについて述べる。

4.2 アンチドット構造の作製

アンチドット構造を作製する方法として電子ビーム露光とドライエッチングによる方法 [33]、ショットキーゲートを用いる方法 [14]、集束イオンビームによる直接描画法 [17]、ラテックス微粒子をマスクとしてドライエッチングする方法 [34]、ウエットエッチングによる方法 [27] などがある。ここではアンチドット平面超格子を GaAs/AlGaAs ヘテロ接合基板に電子ビーム露光とドライエッチングを用いて作製している。GaAs/AlGaAs ヘテロ接合基板 (以下、基板と略記) としては基板 #1、5、8 を用いている (第 2 章表 2.1 参照)。基板 #1 の $T=4.2\text{K}$ 、暗中における電子密度 n_s および移動度 μ はそれぞれ $n_s=3.2\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ 、 $\mu=130\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ 、基板 #5 については $n_s=2.5\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ 、 $\mu=50\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ 、基板 #8 は $n_s=2.3\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ 、 $\mu=66\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ である。

作製した試料の形状は4種類であり、図4.1に試料の構成を示している。また図4.2にアンチドット配置、周期、また図4.3にそのSEM像 (PMMA上の露光パターン) を示す。図4.1(a)は六方格子であり、100 μm 幅のメサ型パターン中に周期 $a=0.8, 1.0\mu\text{m}$ でアンチドットを六方格子状に配置している。試料作製の基板としては基板#1を用いている。図4.1(b)はシェルピンスキーギャスケット格子であり、アンチドットを200 μm 幅の中にアンチドット間の最小間隔0.82 μm のシェルピンスキーギャスケット (Sierpinski Gasket: SG) 状に配置している。基板としては基板#1を用いている。図4.1(c)は全ての抵抗率テンソル成分を測定できるように設計されている。線幅は50 μm であり、十字路の中央部分に六方および長方格子を形成している。この素子では電流を流す方向を変えることで異方性について調べることができる。図4.1(d)も(c)と同様の構造であるが、線幅は20 μm であり測定できるアンチドット領域の面積は(c)の1/5に相当する。長方格子ではx軸方向とy軸方向で二つの周期 a_x, a_y が存在するが、図4.2に示すようにここでは六方格子との比較のため $a_x:a_y=1:\sqrt{3}/2$ となるように設計しており、 $a_x=0.8\mu\text{m}$ 、 $a_y=0.69\mu\text{m}$ と、 $a_x=1.2\mu\text{m}$ 、 $a_y=1.04\mu\text{m}$ のもの二種類を作製している。図4.1(c)、(d)の試料作製の基板としては基板#5または#8を用いている。

図4.3は電子ビーム露光によってPMMA上に形成したアンチドットパターンのSEM像である。アンチドットの半径はいずれの場合も0.1 μm 程度に設計している。試料作製プロセスは第2章図2.3(a)に示したとおりであるが、アンチドット領域の2DEGを完全に空乏化する程度に加速電圧1kVのArイオンミリングによるドライエッチングを行っている。エッチング深さは30nmである。エッチング深さは2DEGまでの距離(100nm)より十分小さく浅いエッチングを行なっているが、ドライエッチング領域の2DEGは空乏化されて電子の存在しない領域ができる。これらは電子に対して人工的な散乱体となる。測定は自然光またはLED照射後に温度域 $T=1.4-77\text{K}$ において行なっている。

4.3 弱磁場下におけるアンチドット平面超格子の電気伝導特性

4.3.1 六方格子における磁気抵抗

図4.4に $T=1.4\text{K}$ および 4.2K における光照射後の六方格子における磁気抵抗を示す[20]。試料としては図4.1(a)のものを用いている。ここで図4.4(a)は $a=0.8\mu\text{m}$ 、(b)および(c)では $a=1.0\mu\text{m}$ である。磁場 $B>0.3\text{T}$ の強磁場側に観測される振動はSdH振動である。SdH振動から求めた電子密度はどちらの試料とも $n_s=4.1\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ であり、PPC効果のために暗中で値より30%程度電子密度が増大している。 $B<0.3\text{T}$ の弱磁場側で磁気抵抗が急激に増大するとともに、いくつかの異常な抵抗のピークが観測された。これらのピークには細かい振動が重なっているが、これはSdH振動が重なったものと考えられる。異常な抵抗のピークのうち最大のもの(図4.4(a)では0.3T付近、(b)では0.2T付近のピーク)はサイクロトロン直径 $2R_c$ とアンチドット周期 a とが一致する磁場において観測されている。

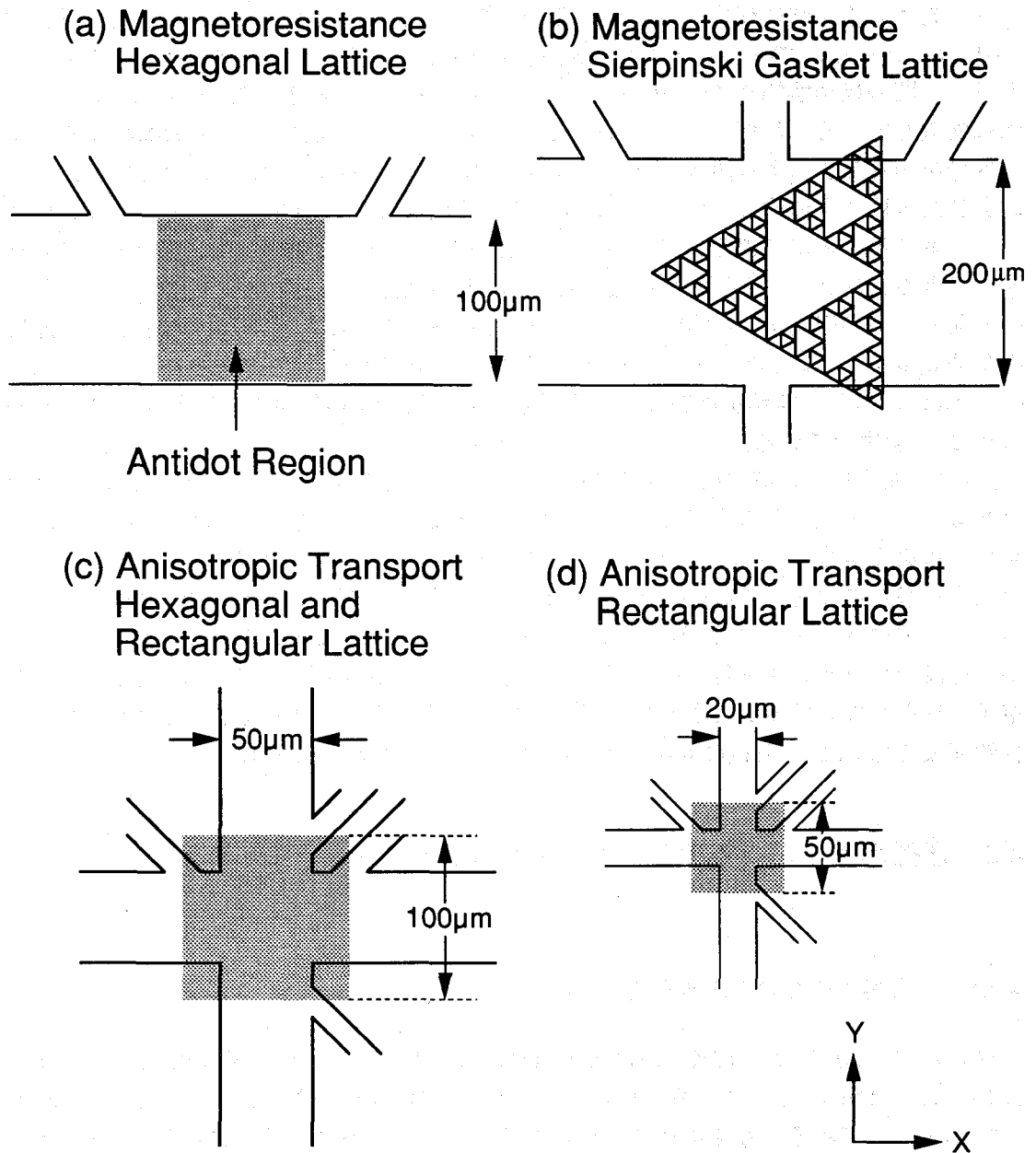
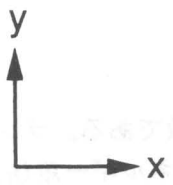
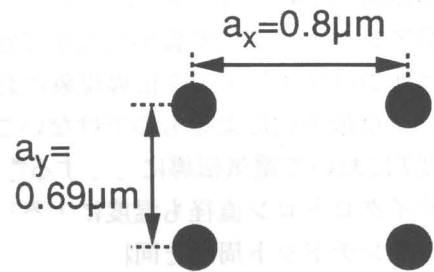
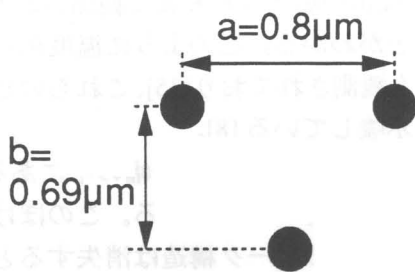
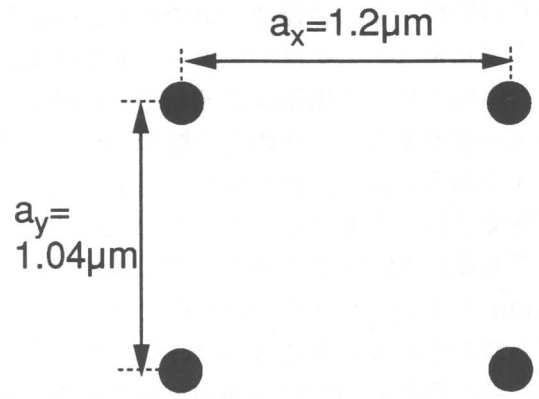
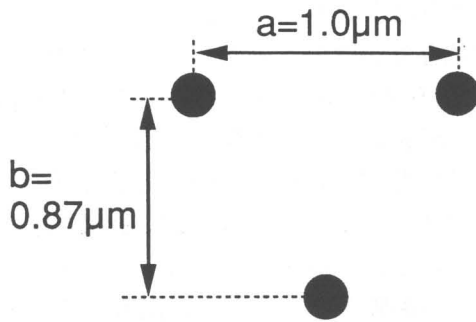


図 4.1 アンチドット平面超格子素子 (a)六方格子の磁気抵抗測定用素子、(b)シェルピンスキーギャasket格子の磁気抵抗測定用素子、(c)六方、長方格子の異方性およびホール抵抗測定用素子、(d)長方格子の異方性の面積依存性測定用 影の部分にアンチドット平面超格子を形成する

(a) Hexagonal Antidot

(b) Rectangular Antidot



$$a:b = 1:\frac{\sqrt{3}}{2}$$

$$a_x:a_y = 1:\frac{\sqrt{3}}{2}$$

図 4.2 (a) 六方および (b) 長方格子系のアンチドット配列

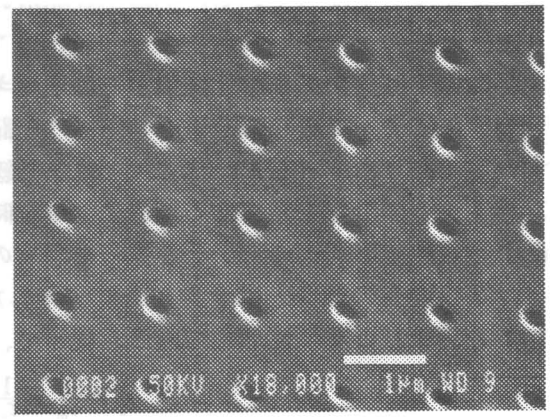
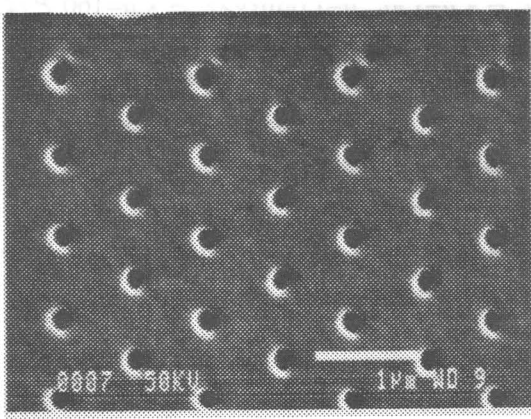


図 4.3 六方および長方アンチドット格子の PMMA 露光パターン の SEM 像

図4.4(c)に示すようにSdH振動が $T=4.2\text{K}$ ではほとんど消えるのに対し、弱磁場のピーク構造はそのまま残っている。アンチドットを導入しない通常の2DEG系では、弱磁場側で抵抗は磁場によらずほぼ一定でありこのような構造は観測されない。このことから、これらの異常なピークはアンチドットを導入したことによるものと考えられる。

弱磁場のピーク構造はSdH振動に比べて温度依存性が弱いことがわかったので、どの程度の温度までピーク構造が観測されるか調べた。図4.5は温度を上昇させたときの磁気抵抗である[22]。 $T=10\text{K}$ 程度までは全てのピークが観測されている。また図4.6は図4.5に観測された主要なピーク(図4.5(a)では $B=0.3\text{T}$ 付近、図4.5(b)では $B=0.2\text{T}$ 付近のピークである)の振幅 ΔR を温度に対してプロットしたものである。振幅として磁気抵抗の最小値から主要なピークの最大値までの値をとっている。主要なピークは、 $T=50\text{K}$ においても観測されていることがわかる。アンチドットの影響がどのくらいの温度まで残るのかを調べるため、図4.5の磁気抵抗の磁場に対する微分を調べた。主要なピークの影響と考えられる振動が $a=0.8\mu\text{m}$ の場合は 70K まで、 $a=1.0\mu\text{m}$ の場合は 60K まで観測された。短周期の方がアンチドットの影響が高温まで残ることがわかる。このように温度依存性が弱いことは他のバリスティック伝導現象においても観測されており[35]、これらのピーク構造がランダウ量子化によるものではないことを示唆している[8]。

有限温度 T において電気伝導に寄与する電子は $k_B T$ 程度のエネルギー幅の中にある。このためにサイクロトロン直径も温度による有限のぼけを持つことになる。このぼけの大きさ $2\delta R_c$ がアンチドット周期と同程度となると磁気抵抗のピーク構造は消失すると考えられる[36]。従って磁気抵抗のピークが観測されるための条件は

$$k_B T \ll \hbar \omega_c \frac{k_F a}{2} \quad (4.1)$$

となる。ここで $\omega_c = eB/m^*$ はサイクロトロン角周波数、 k_F はフェルミ波数である。ランダウ量子化に起因するSdH振動が観測されるためにはランダウ準位間のエネルギー差($\hbar \omega_c$)が熱によってぼけない条件、 $k_B T < \hbar \omega_c$ が満たされる必要がある。一方、ここでは a はフェルミ波長に比べて十分大きく $k_F a \gg 1$ であるから、(4.1)式はランダウ量子化が観測される条件よりゆるくなっている。実際 $a=0.8\mu\text{m}$ のとき $k_F a=130$ 、 $a=1.0\mu\text{m}$ のとき $k_F a=160$ となり磁気抵抗のピークがSdH振動より高温まで観測できることがわかる。

弱磁場ではランダウ準位間隔が熱エネルギーに比べて小さいので、電気伝導はドルーデモデルによって緩和時間近似の範囲内で記述される。そこでは抵抗率 ρ は磁場に依存せず一定であり、 $\rho = m^* / e^2 n_s \tau$ (ここで τ は有効緩和時間、 m^* は電子の有効質量)となる。アンチドットの影響を考慮するために、単位時間あたりの有効散乱確率は、アンチドットによる散乱確率(extrinsic)と、基板に固有の散乱確率(intrinsic)との和であると仮定する。基板固有の散乱とはランダムに分布した不純物や格子欠陥などによる弾性散乱と、フォノンなどの非弾性散乱である。従って、

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{in}} + \frac{1}{\tau_{ex}} \quad (4.2)$$

と書くことができる[19]。ここで τ_{in} は基板固有の散乱時間、 τ_{ex} はアンチドットによる散乱時間である。

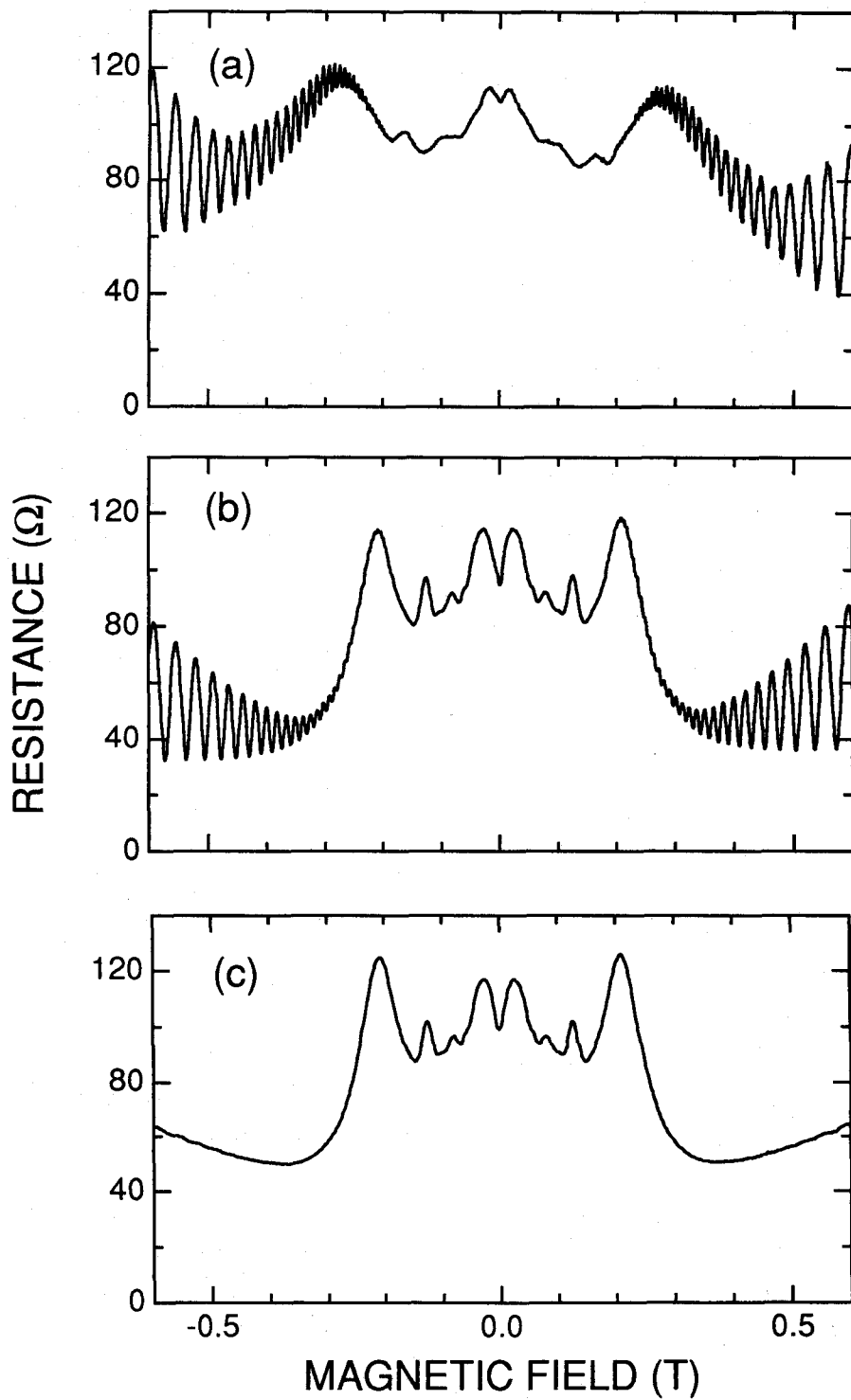


図 4.4 六方格子の磁気抵抗 (a) $a=0.8\mu\text{m}$ 、 $T=1.4\text{K}$ 、(b) $a=1.0\mu\text{m}$ 、 $T=1.4\text{K}$ および (c) $a=1.0\mu\text{m}$ 、 $T=4.2\text{K}$

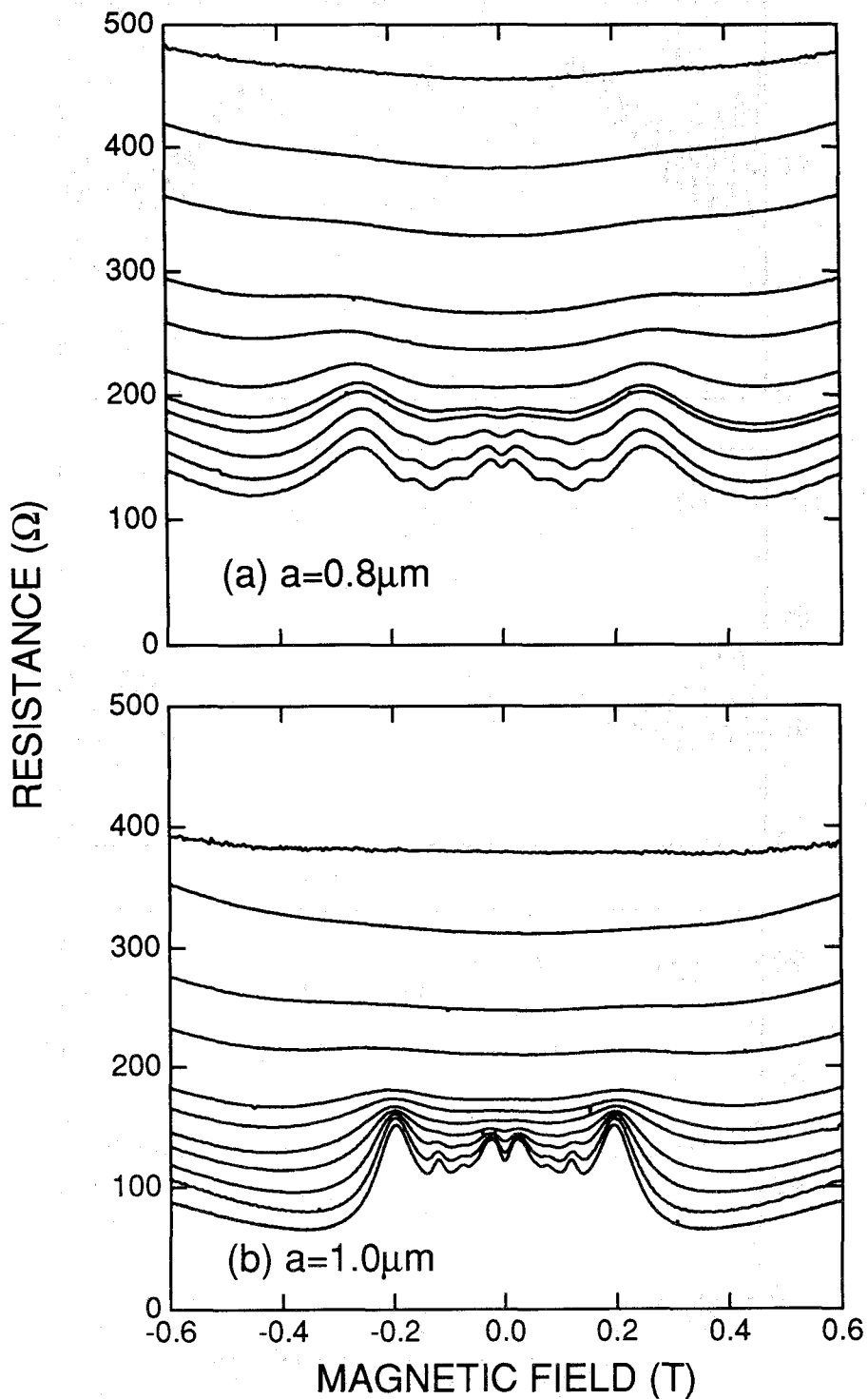


図 4.5 六方格子の磁気抵抗ピーク構造の温度変化 (a) $a=0.8\mu\text{m}$ 、(b) $a=1.0\mu\text{m}$ の場合 温度は上から $T=77, 70, 60, 50, 40, 30, 25, 20, 15, 10, 5.3\text{K}$ である

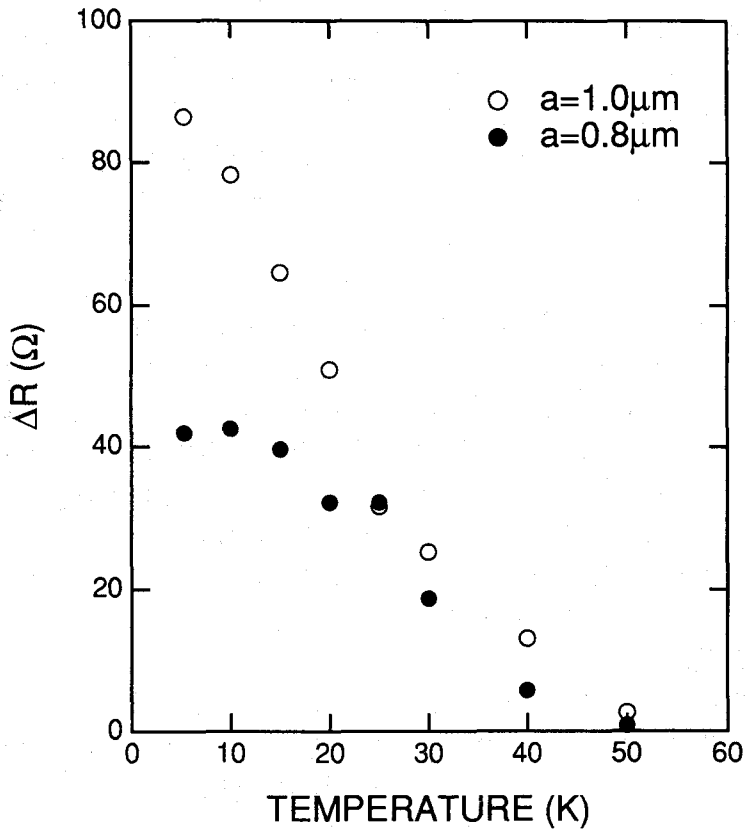


図 4.6 図 4.5 に示す磁気抵抗の主要なピークの振幅の温度依存性

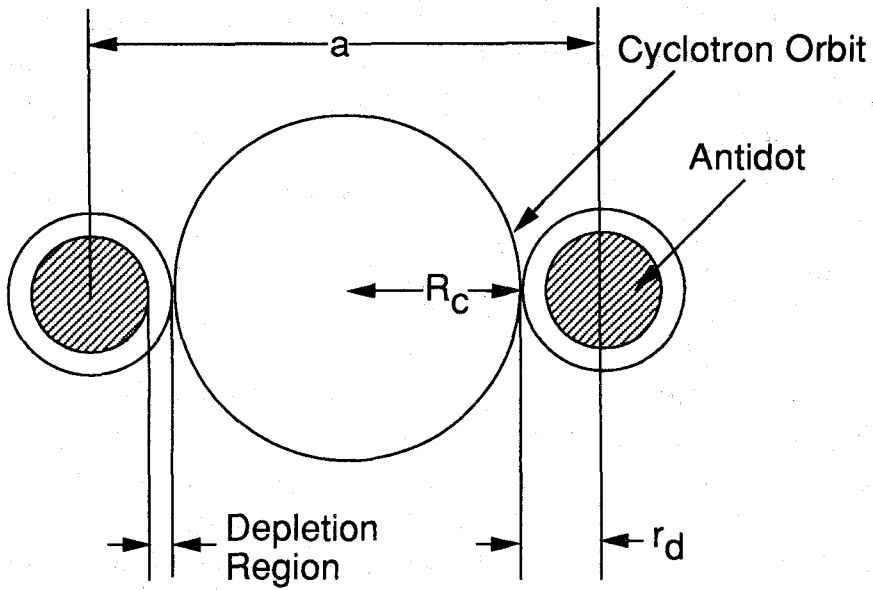


図 4.7 サイクロトン軌道とアンチドット周期との関係

アンチドット構造中の散乱について調べるため、実験結果から(4.2)式の散乱時間を求める。有効緩和時間 τ はゼロ磁場の抵抗率から求めることができる。図4.1(a)に示すようにアンチドットは試料中央部の $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ 領域に形成しており、 τ を求める際にはアンチドット形成領域以外の2DEG部分の抵抗を引いている。このようにして求めた τ は $a=0.8$ および $1.0\mu\text{m}$ の場合についてそれぞれ6.5、7.6psである。このときの移動度は $\mu=17$ ($a=0.8\mu\text{m}$)、 $20\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ($a=1.0\mu\text{m}$)と見積られ、導入したアンチドットの散乱によって実効的な移動度がもとの基板より低下していることがわかる。

図4.4の $B=0.3\text{T}$ 付近で抵抗が急に減少しているが、このことはアンチドットの影響が無くなった事を示唆している。従って $B=0.3\text{T}$ 付近の抵抗の最小値から τ_{in} を見積もることができる。結果は $\tau_{\text{in}}=39$ ($a=0.8\mu\text{m}$)、 47ps ($a=1.0\mu\text{m}$)であり、この時の移動度は $\mu=102$ ($a=0.8\mu\text{m}$)、 $122\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ ($a=1.0\mu\text{m}$)である。 $a=1.0\mu\text{m}$ の場合にはもとの基板の移動度からほとんど低下しておらず、アンチドット周囲の2DEG領域では高移動度が保たれていることがわかる。 τ と τ_{in} がわかれば、(4.1)式からアンチドットによる散乱時間 τ_{ex} を求めることができる。さらに $l_{\text{ex}}=v_{\text{F}}\tau_{\text{ex}}$ (ここで v_{F} はフェルミ速度)の関係からアンチドットによる散乱の平均自由行程を求めることができる。その結果は $l_{\text{ex}}=2.2$ ($a=0.8\mu\text{m}$)、 $2.5\mu\text{m}$ ($a=1.0\mu\text{m}$)となり、いずれの場合にもアンチドット周期の約2.5倍となる。約2.5倍という値は正方格子の場合とほぼ等しくなっている[19]。

上記のように $B=0.4\text{T}$ 付近でアンチドットの影響が無くなる事は、サイクロトロン直径がアンチドット周期より小さくなった結果と考えることができる。従って次のような条件式からアンチドット半径 r_d を評価することができる(図4.7参照)[17]。

$$2r_d + 2R_c = a \quad (4.3)$$

ここで $R_c = \hbar k_{\perp} / eB$ はサイクロトロン半径である。 $a=0.8$ および $1.0\mu\text{m}$ についてアンチドット半径はそれぞれ $r_d=0.15$ 、 $0.13\mu\text{m}$ であり、設計値($0.1\mu\text{m}$)よりわずかに大きい。これはアンチドット周囲の空乏層の影響であると考えられる。アンチドットの空乏層幅は $a=0.8$ および $1.0\mu\text{m}$ についてそれぞれ50、30nm程度である。この値はPPC効果による電子密度の増加のために暗中所ける値よりも減少していると考えられる[37]。周期と空乏層幅の比(アスペクト比) r_d/a は $a=0.8\mu\text{m}$ (図4.4(a))の場合0.19、 $a=1.0\mu\text{m}$ (図4.4(b))0.13であり $a=0.8\mu\text{m}$ の方が大きい。

次に弱磁場におけるピーク構造の原因について考察を行う。よく知られているように磁場中での電子はサイクロトロン半径 R_c 、サイクロトロン角周波数 ω_c の円運動をする。そこで二つの特性長である a と R_c の関係を考察してみる。

図4.4の磁気抵抗の弱磁場領域を拡大したものを図4.8に実線で示す。また点線はアンチドットを形成していない領域の磁気抵抗である。この図ではアンチドット形成領域外の抵抗を磁気抵抗から引いて、抵抗を抵抗率に変換している。また図4.9に示したのは六方格子上的サイクロトロン軌道の例である。ここでは三種類の軌道を示している。それぞれの軌道は、その円軌道の中心位置が異なっている。実際には中心位置として、六方格子上の既約領域(図4.18参照)の全ての点が考えられるが、ここでは既約領域の頂点に相当する対称性の高い三点に中心をもつ円軌道の系列のみを示している。実線で示したのは軌道中心がアンチドット上にあるものと、その高次系列である。この系列は次

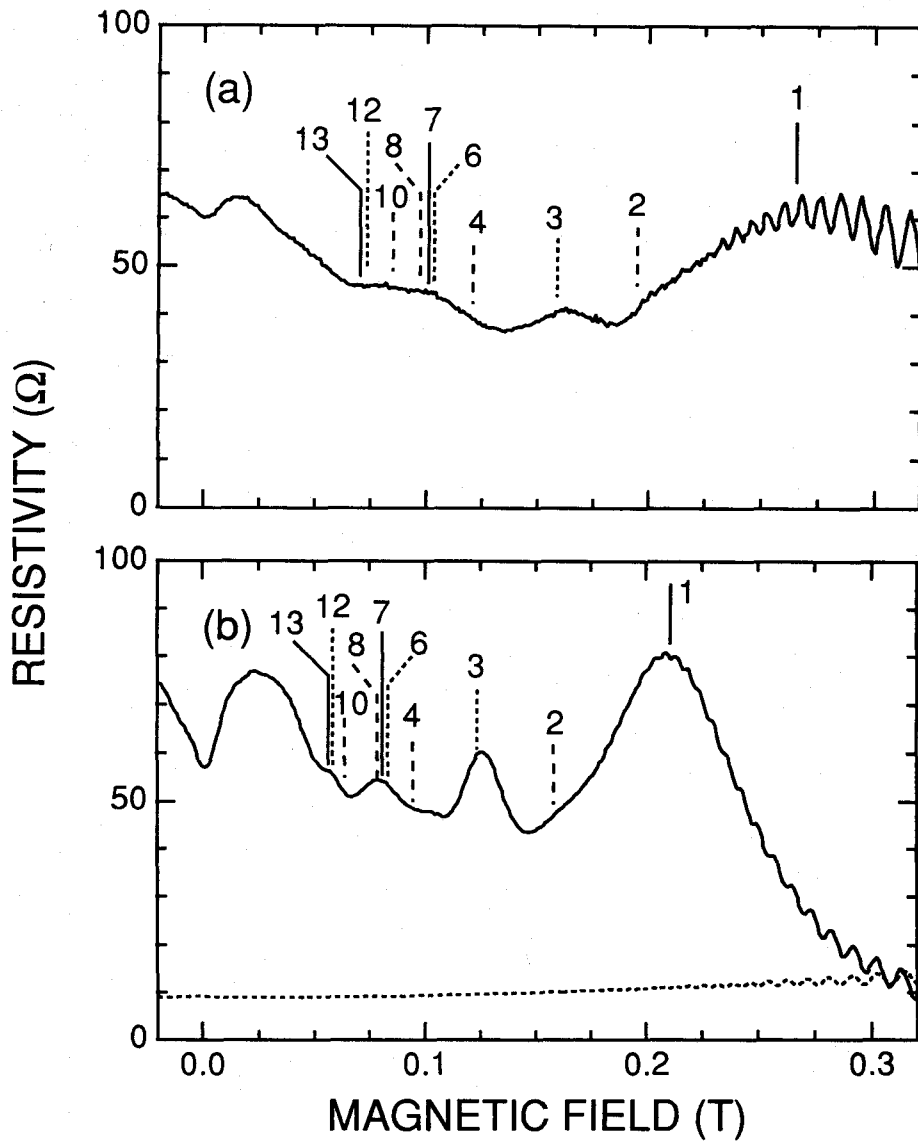


図4.8 弱磁場における磁気抵抗のピーク位置とサイクロトロン軌道との関連

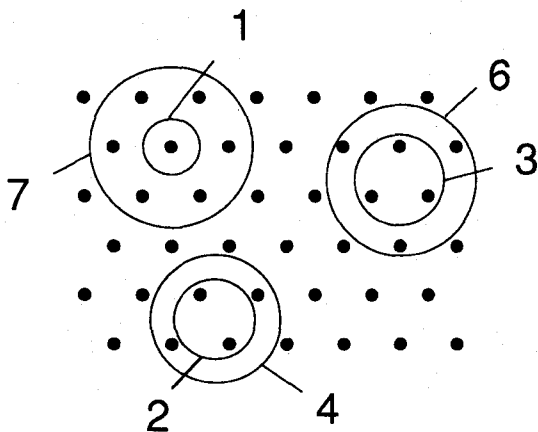


図4.9 六方格子上的サイクロトロン軌道(整合軌道)

の関係式を満たす。

$$2R_c = (2n - 1)a \quad (4.4)$$

破線、点線は軌道中心がそれぞれ、二つのアンチドットの中心および正三角形の重心にある系列である。図 4.9 の軌道横の数字は、軌道の囲むアンチドット数を表している。各サイクロトロン軌道に相当する磁場を、図 4.8 に矢印で示している。磁気抵抗のピークと矢印 1、3、7 とは良く対応していることがわかる。また矢印 2 に相当する軌道系列には構造が観測されない。これは軌道 3、7 といった比較的大きな空間的余裕のある軌道に対し、軌道 2 は余裕が少なく散乱されやすい為であると考えられる。また $a=0.8\mu\text{m}$ の場合は $a=1.0\mu\text{m}$ に比べて磁気抵抗ピークの振幅が小さいのは、アスペクト比 a/r_d が大きいためアンチドットを囲む軌道のとる空間的余裕が少ないことが原因であると考えられる。一般的に、高次の軌道になるほど、サイクロトロン半径が大きくなり散乱されやすくなるために、抵抗ピークの振幅は小さくなっていることがわかる。それにもかかわらず $B=0.02\text{T}$ 付近には大きなピークが観測されるが、この原因については後に 4.4 節において考察する。

これらの実験結果はアンチドットをちょうど囲むような軌道は電場方向に運動しにくくなる傾向にあることを示唆している。強磁場極限では、電子はポテンシャルの等高線の周りで局在するが、この実験のような弱磁場の場合には単純ではない。ただ定性的にはあるが以下のように考えることができる。磁場中では電場方向への伝導はサイクロトロン軌道の中心が散乱体により散乱を受けて移動することにより生じる。従って、アンチドット周期とサイクロトロン軌道が整合すると散乱を受ける確率が抑えられ、この結果電場方向に拡散しにくくなると考えられる。またある一つのアンチドットの周囲を取り囲んでいる周期的に並んだ他のアンチドットの斥力ポテンシャルは、全体として電場方向への運動を妨げるようにはたらくのかもしれない。

4.3.2 六方格子における磁気抵抗の電子密度依存性

アンチドット平面超格子の磁気輸送はアンチドット周囲のポテンシャルの影響を大きく受けていると考えられる。よって電子密度を変化させて空乏層幅を変化させアンチドット周囲のポテンシャルの様子が変わると、また異なった特性が現れることが予測される。図 4.10 に電子密度を変化させたときの磁気抵抗を示す [23]。電子密度は PPC 効果により徐々に増加させることで、 $n_s=3.16\text{--}3.92\times 10^{15}\text{m}^{-2}$ の範囲で変化している。4.3.1 項に述べた方法によってアンチドット半径 r_d を求めた。図 4.10 に示す磁気抵抗から求めた n_s 、 r_d とアスペクト比 r_d/a を表 4.1 に示している (表 4.1 では図 4.10 のカーブに上から番号をつけている)。電子密度の増加につれてアンチドット周囲の空乏層幅が減少するために r_d が減少し、アスペクト比が小さくなっていることがわかる。

さらに図 4.10 からわかるように電子密度の増加とともに、全てのピーク位置が強磁場側へシフトするのが観測された。図 4.11 は 1、3、7 に相当するピークの磁場位置を電子密度の平方根の関数としてプロットしたものである。三つの直線はサイクロトロン軌道から予測される 1、3、7 のピーク磁場位置である。これらの直線は実験値とよく一

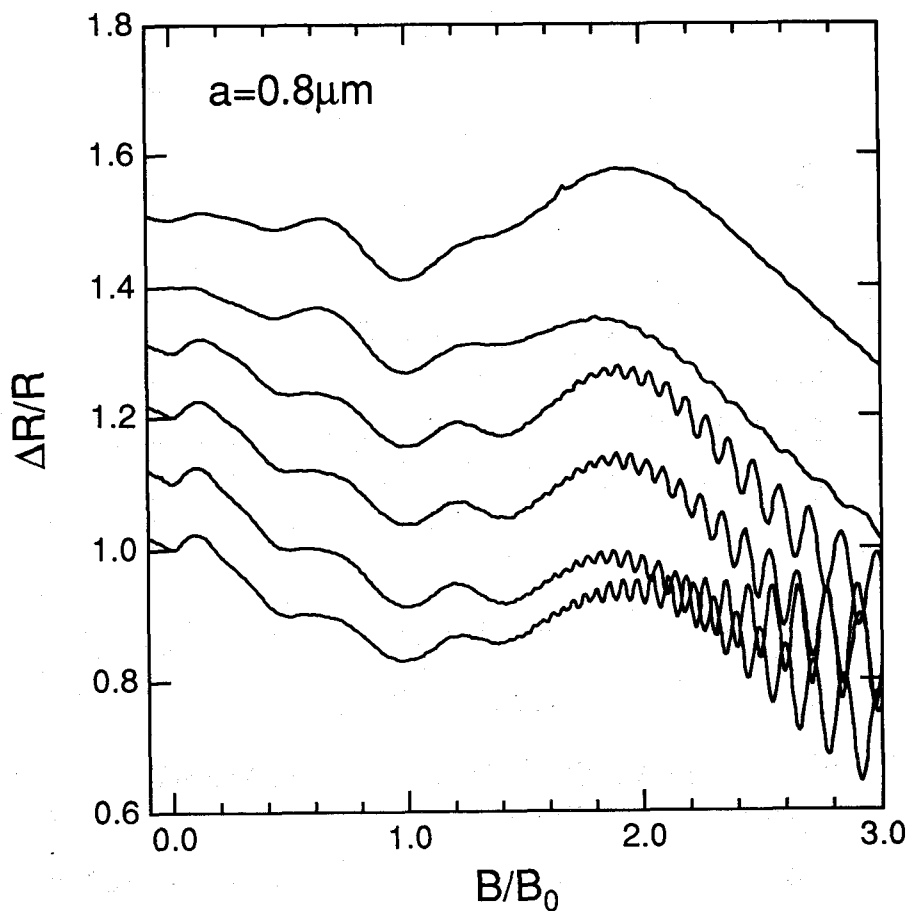


図 4.10 電子密度変化に対する磁気抵抗の変化 電子密度は上から $n_s=3.16$ 、 3.18 、 3.36 、 3.52 、 3.75 、 3.92m^{-2} である

表 4.1 六方アンチドット格子のアスペクト比の電子密度依存性

Trace	T (K)	LED	n_s ($\times 10^{15}\text{m}^{-2}$)	r_d (μm)	r_d/a
1	4.2	off	3.16	0.23	0.29
2	1.4	off	3.18	0.22	0.28
3	1.4	on	3.36	0.19	0.24
4	1.4	on	3.52	0.19	0.24
5	1.4	on	3.75	0.18	0.23
6	1.4	on	3.92	0.17	0.21

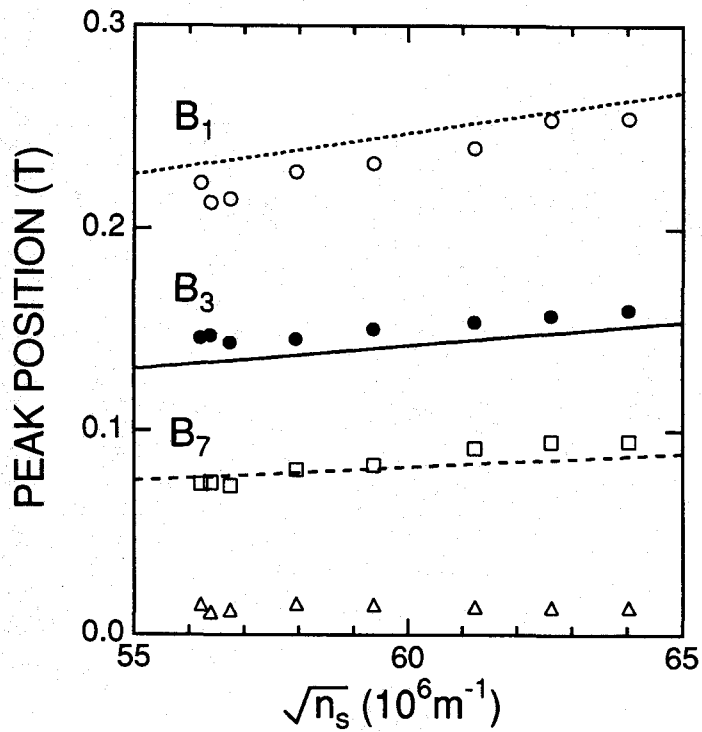


図4.11 図4.10に示す磁気抵抗におけるピーク磁場位置の電子密度依存性 直線は理論値

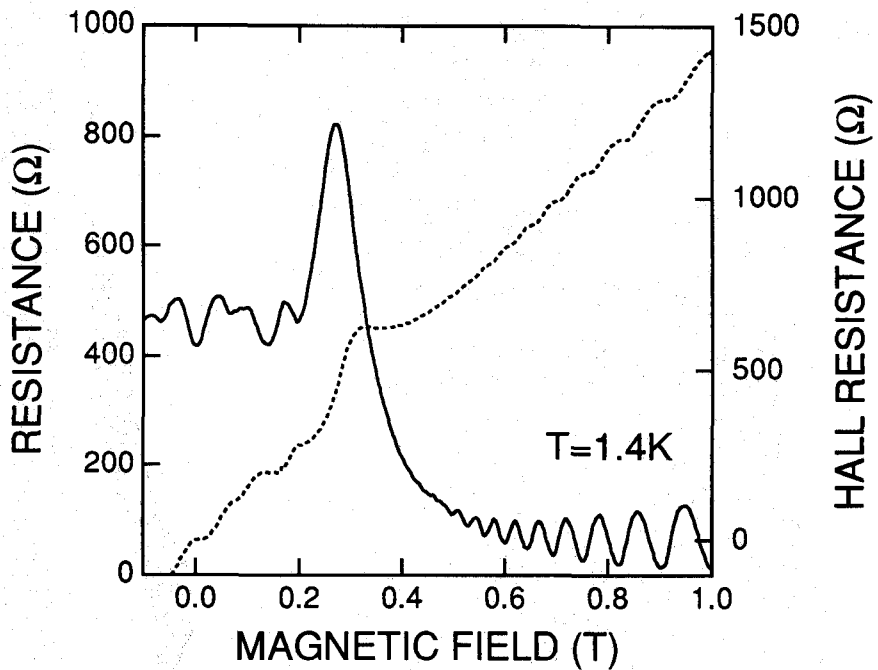


図4.12 六方格子における磁気抵抗 (実線) とホール抵抗 (点線)

致しており、ピーク位置のシフトは電子密度の増加に伴うサイクロトロン半径の変化によって説明できることがわかる。

4.3.3 六方格子におけるホール抵抗

アンチドットを導入することによる磁気抵抗ピークと同様の現象は、ホール抵抗においても観測される。ホール抵抗の測定に用いた試料は図 4.1(c) に示したものをを用いている。六方格子における $T=1.4\text{K}$ のホール抵抗を図 4.12 に示す。この図では比較のために磁気抵抗も同時に示している。 $B < 0.4\text{T}$ である弱磁場領域において、磁気抵抗に対応してホール抵抗にもピーク構造が観測される。またゼロ磁場近傍の領域でホール抵抗が無くなる現象（ホール抵抗の消失）が観測されている。このようなホール抵抗の消失現象はバリスティック伝導領域にある十字路型導波路において初めて観測され[38]、正方アンチドット平面超格子においても既に報告がある [15,33]。十字路型導波路の場合は電子波の集束効果（コリメーション効果）によって説明されており [39]、正方格子の場合は十字路が多数集まったものと考えられることができる。しかし六方格子の場合にも集束効果による説明が可能かどうか理論的検討が必要である。また $B=0.3\text{T}$ 付近の（サイクロトロン軌道がアンチドット 1 個を囲むような）主要なピーク的位置は、ホール抵抗の方が強磁場側にずれていることがわかる。

4.3.4 シェルピンスキーギャスケット格子における電気伝導

4.3.1 項において述べたように、アンチドットを六方格子状に配置することは磁気輸送に大きな影響をもたらす。それならばアンチドット配置を変えることで、また異なった特性が得られることが予測される。ここでは六方格子を準周期的配置にすることを考える。そこでアンチドットをフラクタルとして知られるシェルピンスキーギャスケット (SG) 格子状に配置し、その磁気抵抗について調べた [21]。

試料の構成は図 4.1(b) に示したものである。一般に SG は自己相似な三角形で構成されている。大きな三角形はその $1/2$ の大きさの小さな三角形 3 個から構成されており、その相似性次元 D は公式により $D = \log 3 / \log 2 = 1.585$ となる [40]。

図 4.13 に $T=1.4\text{K}$ における磁気抵抗を示す。この実験では SG をアンチドットによって構成しておりその配列の一部を図 4.14 に示す。ここでアンチドット間の最小間隔は $0.82\mu\text{m}$ である。SdH 振動から求めた電子密度は $n_e = 3.8 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ であり、4.3.1 項と同様にしてアンチドットの有効半径 r_d を求めると $r_d = 0.1\mu\text{m}$ となる。SG 格子上的の整合サイクロトロン軌道を図 4.14 に示す。アンチドット配列は六方格子と較べてかなり疎なので、アンチドットを囲むサイクロトロン軌道として多くの可能性が考えられる。ここではアンチドットを囲む軌道の他に、三角形に内接するような軌道も示している（ここでは内接軌道と呼ぶ）。軌道横の数字は、軌道の囲むアンチドットの数である。また内接軌道については内接円を構成するドットの数にアスタリスクを付けて区別している。この試料では $l_c = 12\mu\text{m}$ 程度なので、ここに図示した軌道はその円周の長さが、 l_c 以下のものである。これらの整合軌道に対応する磁場位置を磁気抵抗に示している。

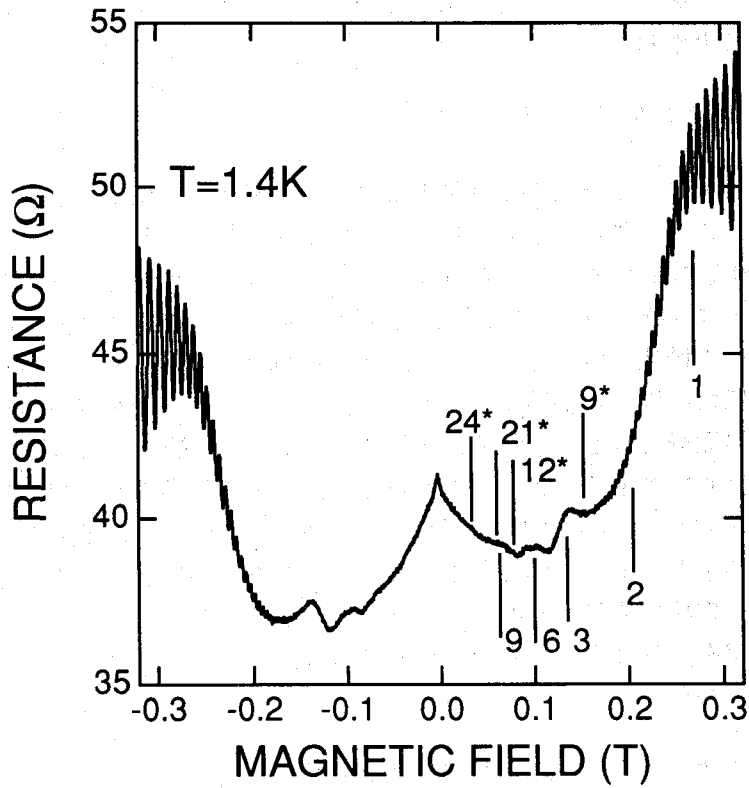


図 4.13 シェルピンスキーギャスケット格子における磁気抵抗

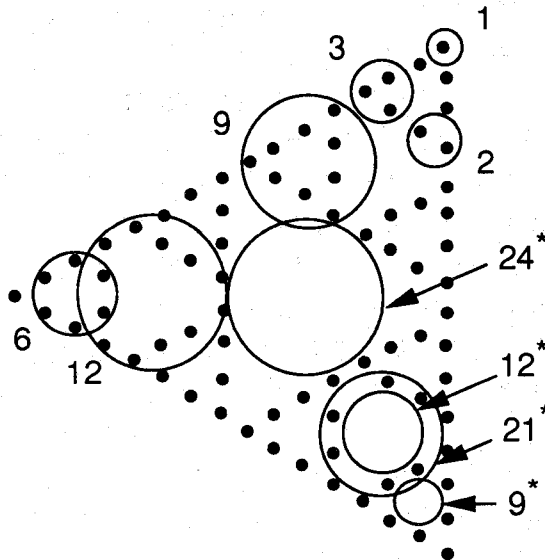


図 4.14 シェルピンスキーギャスケット格子上の整合軌道

整合軌道 1、3、6 に相当する磁場でピークが観測されるのに加えて、整合軌道 9 に相当する磁場では折れ曲りが見られる。六方格子の場合と同様にピーク 1 は他のピークに比べて大きくなっていることがわかる。一方、内接軌道に相当する磁場には何ら構造は観測されなかった。また六方格子の場合には、ゼロ磁場近傍で正の磁気抵抗が観測されたが、SG 格子の場合は大きな負の磁気抵抗が観測される。最近 G.M. Gusev らは準周期系（ペンローズ格子）[28] や不規則系アンチドット格子 [30,31] において負の磁気抵抗が現れることを観測している。また不規則系における負の磁気抵抗は塚越らによっても得られている [29]。このように完全な周期系でない場合には負の磁気抵抗が観測されている。

超伝導体 SG ネットワークは超伝導転移温度 [41]、インダクタンスおよび抵抗 [42] が自己相似的な振舞を示すことが知られている。また低温下のフラクタル系においては異常拡散がおこることが知られている [43]。アンチドット系において自己相似効果がどのような形であられるかは今後の課題として残されている。また準周期系や不規則系についての研究はまだ少なく、この方面での研究が望まれる。

4.3.5 長方格子における電気伝導

長方格子において磁気抵抗に異方性が現れることが報告されている [27]。しかしこの実験ではアンチドットの形が楕円形であるために、磁気抵抗に観測される異方性は格子の異方性によるものと楕円形アンチドットによるものが複合されていると考えられる。そこで円形アンチドットを長方格子状に配置したときの異方的磁気抵抗について調べた。また比較のために六方格子についても異方性を調べている。

試料は図 4.1(c) に示すものを用いた。六方格子との比較のために長方格子の二つの周期の比は $a_x:a_y=1:\sqrt{3}/2$ となるように設計している。六方格子および長方格子における規格化磁場に対する磁気抵抗をそれぞれ図 4.15(a)、(b) に示す。六方および長方格子についてそれぞれ $B_0 = 2\hbar k_F/(ea)$ 、 $B_0 = 2\hbar k_F/(ea_x)$ によって磁場を規格化している。図 4.1(c) の x 軸方向に電流を流した場合の抵抗率を ρ_{xx} (実線)、y 軸方向に電流を流した場合を ρ_{yy} (点線) としている。図 4.15(a) の矢印と数字は図 4.9 に示した六方格子上の整合軌道の磁場位置である。また図 4.15(b) の矢印と数字は図 4.16 に示した長方格子上の整合軌道の磁場位置である。1x および 1y はそれぞれ長方格子の x 軸、y 軸方向の周期とサイクロトロン直径が一致した磁場を示している。

六方格子の場合は二つの磁気抵抗はほぼ等しく異方性は観測されなかった。一方、長方格子の場合には x 軸方向と y 軸方向とで異方性が観測された。 ρ_{xx} の主要なピークの位置は y 方向の周期で決まり、 ρ_{yy} の主要なピークの位置は x 方向の周期で決まっていることがわかる。すなわち長方格子においては電流を流す方向に垂直方向の周期によって磁気抵抗のピーク位置が決まる。

4.3.6 長方格子における異方的磁気輸送の面積依存性

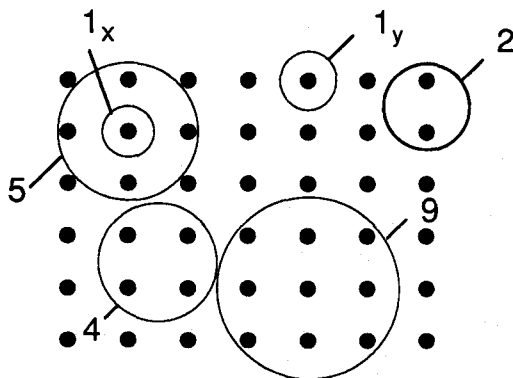
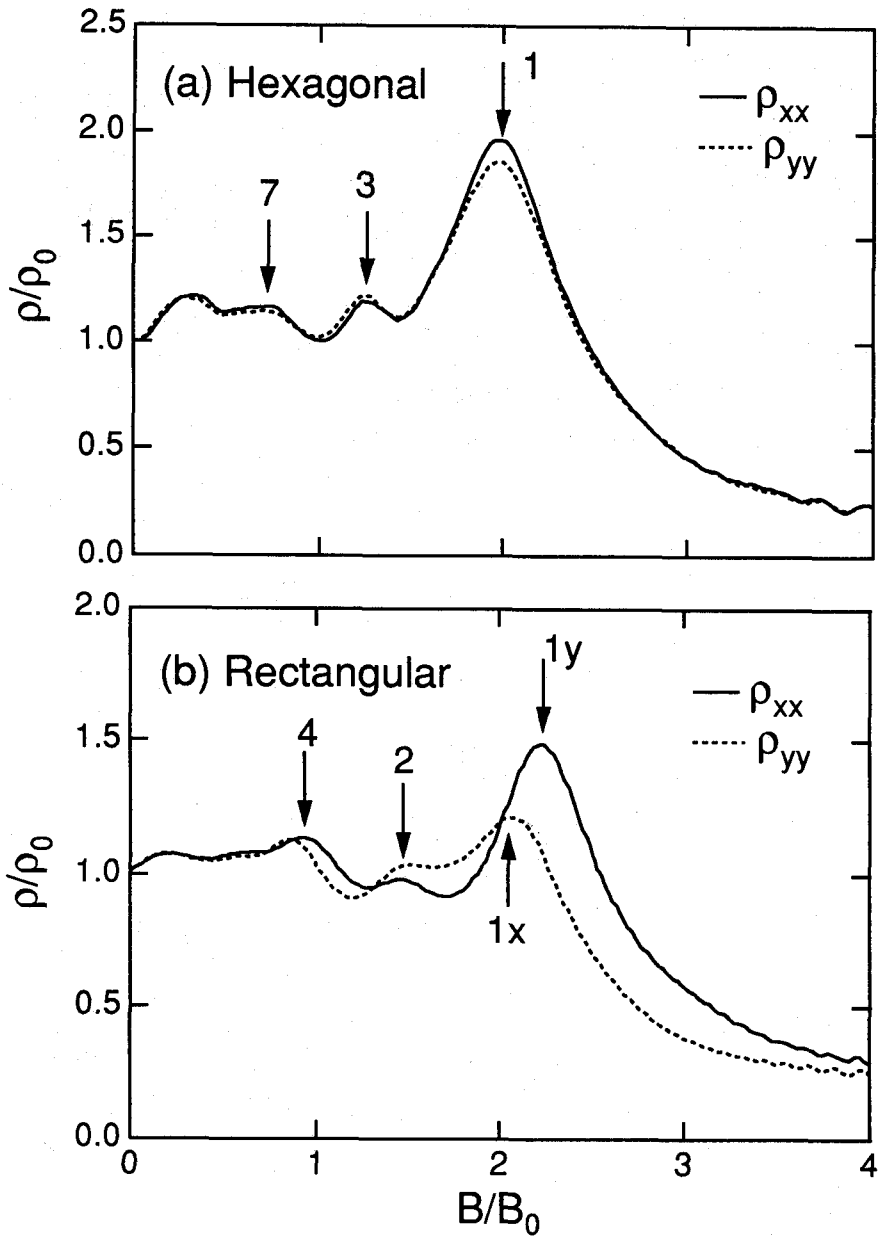


図 4.15 (a) 六方および (b) 長方形格子における異方的磁気輸送

図 4.16 長方形格子における整合軌道

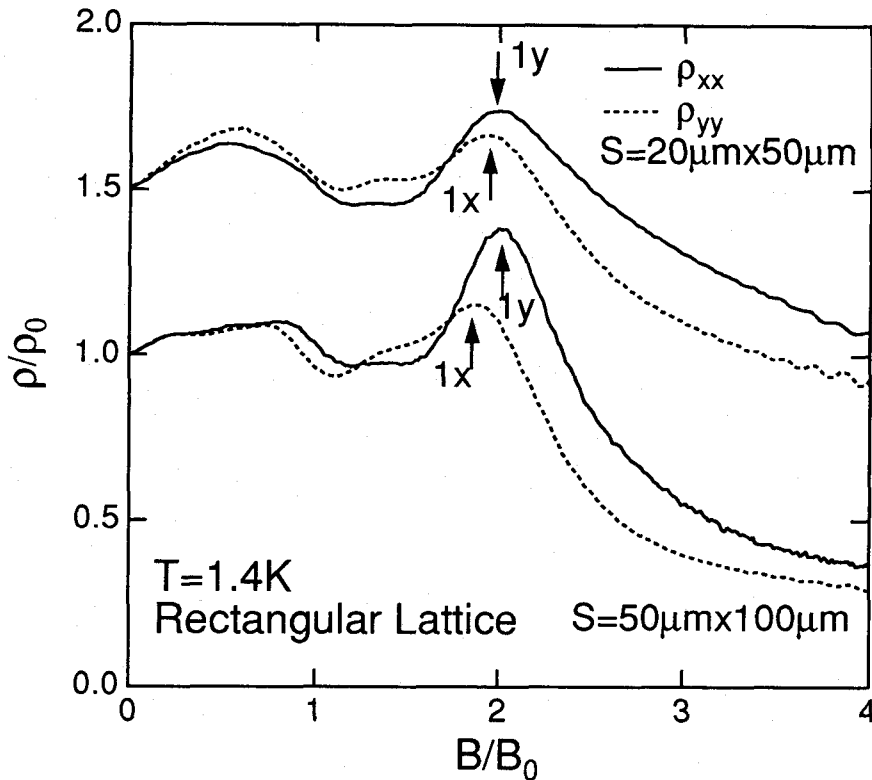


図4.17 長方格子における異方的磁気抵抗の面積による変化 上の磁気抵抗は0.5のオフセットをとって示している

アンチドット系において周期構造自体はメゾスコピックな大きさであるが測定領域はマクロな大きさであり、その磁気抵抗特性は多数のアンチドットによる平均的な効果を観測していることになる。そのためアンチドットの形成領域を小さくしていくと平均の効果が小さくなることが考えられる。そこで長方格子における異方的磁気輸送の面積依存性について調べた。測定した試料は図4.1(c)、(d)であり、アンチドット周期はどちらも $a_x=1.2\mu\text{m}$ 、 $a_y=1.04\mu\text{m}$ である(図4.2(b)を参照のこと)。図4.1(c)の試料についてはアンチドットの測定領域の面積 S は $S=50\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ であり、図4.1(d)の試料については $S=20\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$ である。図4.1(d)の試料の面積は図4.1(c)の試料の1/5である。

$T=1.4\text{K}$ における規格化磁場に対する磁気抵抗を図4.17に示す。面積の異なる二つの試料の磁気抵抗を示している。磁場は $B_0=2\hbar k_F/(ea_y)$ によって規格化している。 $S=50\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ の場合には4.3.5項で述べたように1xと1yのピーク位置は電流方向によって異なっている。しかし $S=20\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$ の場合ではその差はほとんど無いことがわかる。従って長方格子におけるピーク位置の異方性はアンチドット領域の面積が小さくなると小さくなっているといえる。このことはアンチドット系に観測される整合振動が多くのアンチドットからの寄与の平均によって決まることを表している。

4.4 解析

4.4.1 軌道密度と拡張ドルーデモデル

実験結果を説明するため D. Weiss らによって提案された軌道密度を取り入れた拡張ドルーデモデル [19] をもとにして、六方格子上の輸送係数を計算する。本項ではこのモデルについて述べる。ここでアンチドットとして半径 r_d 、周期 a で六方格子状に配置された円盤を考える。またアンチドットの間では散乱を受けないものと仮定する (4.3 節で述べたように、アンチドット間の移動度はもとの基板の値からほとんど低下していないので、この仮定は妥当であると考えられる)。電場 E と磁場 B が同時に存在する領域で、電子は $E \times B$ ドリフトとアンチドットによる散乱を繰返しながらか伝導してゆく (十分弱磁場では散乱による伝導が支配的になるだろう)。ただ 4.3.1 項の考察からわかるように、サイクロトロン軌道がアンチドットを囲むようになると、電子は散乱を受けにくくなり拡散しにくくなる傾向にある。ここで独立に電流を運ぶ三種類の軌道を考える。すなわち Scattered-軌道、Pinned-軌道、Drifting-軌道である (以下では簡単のため、それぞれ s、p、d-軌道と略記する)。それぞれの軌道について抵抗率テンソル ρ_n ($n=s, p, d$) を考える。各軌道の抵抗率を ρ_s 、 ρ_p 、 ρ_d とし、ホール係数を R_s 、 R_p 、 R_d とすると各テンソルは、

$$[\rho_n] = \begin{pmatrix} \rho_n & -R_n B \\ R_n B & \rho_n \end{pmatrix} \quad (n = s, p, d) \quad (4.5)$$

と表される。よって系の抵抗率テンソル ρ は

$$[\rho] = \left(\sum_{n=s, d} [\rho_n]^{-1} \right)^{-1} \quad (4.6)$$

で与えられる。(4.6) 式より系の抵抗率 ρ およびホール係数 R は

$$\rho = \frac{\rho_d \rho_s (\rho_d + \rho_s) + (\rho_d R_s^2 + \rho_s R_d^2) B^2}{(\rho_d + \rho_s)^2 + (R_d + R_s)^2 B^2} \quad (4.7)$$

$$R = \frac{R_d \rho_s^2 + R_s \rho_d^2 + R_s R_d (R_s + R_d) B^2}{(\rho_d + \rho_s)^2 + (R_d + R_s)^2 B^2} \quad (4.8)$$

となる。ここで p-軌道は全く伝導に寄与しないと過程して $\rho_p = \infty$ 、 $R_p = 0$ とおき、(4.6) 式で和をとるとき $n=s, d$ のみについてとっている。

各テンソル成分が磁場に強く依存していることは直観的にも明らかである。ここでアンチドット周期で規格化したサイクロトロン半径 $\hat{r}_c \equiv R_c / a$ を導入する。おおまかには $\hat{r}_c < \sqrt{3}/3 - \hat{r}_d$ (図 4.18 参照) の強磁場では d-軌道 (ドリフト) が主に伝導に寄与し、 $\hat{r}_c > \sqrt{3}/3 - \hat{r}_d$ の弱磁場では s-軌道 (ドットによる散乱) が寄与する。この弱磁場領域では、

s-軌道と図4.9に示したp-軌道とが磁場によって競合すると予測される。このような磁場の効果を入れるため軌道密度 (Orbit Density) f を定義する。すなわち s,p,d それぞれの軌道をとる電子の割合をそれぞれ $f_s(B)$ 、 $f_p(B)$ 、 $f_d(B)$ とすれば ($f_s+f_p+f_d=1$)、テンソル成分は次のようになる。

$$\begin{aligned} \rho_s &= \frac{\rho_0 \tau_{in}}{f_s \tau}, R_s = \frac{R_0}{f_s} \\ \rho_d &= \frac{\rho_0}{f_d}, R_d = \frac{R_0}{f_d} \end{aligned} \quad (4.9)$$

ここで $\rho_0 = m^* / n_s e^2 \tau_{in}$ 、 $R_0 = 1 / en_s$ はもとの基板の抵抗率およびホール係数である。 ρ_s は因子 f_s によって電子密度が減り、因子 τ によって緩和時間が減少する。 ρ_d はもとの基板の緩和時間のままで因子 f_d により電子密度のみが減少する。(4.9)式を(4.7)式、(4.8)式に代入すると、規格化抵抗率、規格化ホール係数が得られ、以下のようになる。

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\tau_{in}(\tau f_s + \tau_{in} f_d) + \tau(\tau_{in} f_s + \tau f_d) \omega_c^2 \tau_{in}^2}{(\tau f_s + \tau_{in} f_d)^2 + \tau^2 (1 - f_p)^2 \omega_c^2 \tau_{in}^2} \quad (4.10)$$

$$\frac{R}{R_0} = \frac{\tau^2 f_s + \tau_{in}^2 f_d + \tau^2 (1 - f_p) \omega_c^2 \tau_{in}^2}{(\tau f_s + \tau_{in} f_d)^2 + \tau^2 (1 - f_p)^2 \omega_c^2 \tau_{in}^2} \quad (4.11)$$

これらの(4.10)、(4.11)式では、p-軌道の影響があらわには入っていないが、関係 $f_s + f_d = 1 - f_p$ を通じて伝導に寄与する電子を減らすという形で入ってくる。特に、弱磁場 ($R_c > \sqrt{3}/3 - f_d$) では $f_d = 0$ とおけるので(4.10)、(4.11)式は簡単になり次式のように書ける。

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\tau_{in}}{\tau f_s} \quad (4.12)$$

$$\frac{R}{R_0} = \frac{1}{f_s} \quad (4.13)$$

次に軌道密度の磁場依存性 $f_n(B)$ を計算する。アンチドット周囲のポテンシャル勾配を無限大とし、アンチドット間でのポテンシャルは平坦であると仮定する。またアンチドットによる散乱は鏡面的であると仮定する。このとき $f_n(B)$ の計算方法は磁場の強さによって異なる。

強磁場 ($R_c < \sqrt{3}/3 - f_d$) の場合は幾何的な考察から、解析的に容易に解が求まる。六方格子の対称性を考慮すると、図4.18に示した既約領域内に中心を持つ軌道を調べれば良いことがわかる。例えば、図4.18においてp-領域 (アンチドットの中心から半径 $R_c - r_d$ の円の内部) にサイクロトロン軌道の中心を持つ軌道は全てアンチドットを囲み、p-軌道となる。またd-領域に中心を持つ軌道はアンチドットに全く当らずドリフトする。さらにs-領域 (向い側のドットを中心とする半径 $R_c + r_d$ の円と既約領域との交わり部分) の軌道は、二つのアンチドットにあたる弧を描いておりs-軌道となる。残りのd*-およびs*-領域は次のように解釈できる。d*-領域については、電子はアンチドット周囲をスキップしながら周回し (そのガイディングセンターはd*-領域内にある)、しばらく休止した後

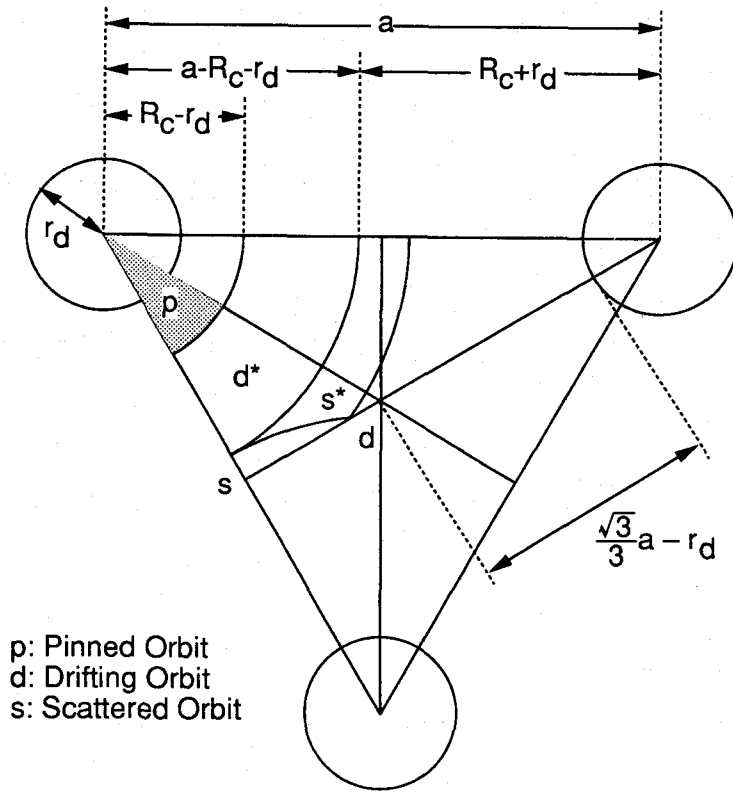


図 4.18 六方格子上の既約領域と軌道密度の概念

に再びドリフトをはじめるので d-軌道に含める。s*-領域の電子もアンチドット周囲を周回するが、周回している間にガイディングセンターがやがて s-領域に入ってしまう、散乱されると考えられるので s-軌道に含める。

これに対し弱磁場 ($R_c > \sqrt{3/3} - f_d$) では、d-軌道の影響はなくなるものの、多くのドットからの影響を同時に考慮する必要があり、上に述べた幾何的な方法は極めて複雑になってしまう。そこでこの領域では計算機を用い、既約領域内の約 2500 個の点の各々について、周りのアンチドット 36 個に対し s-軌道か p-軌道かを判断させ f_s , f_p を計算した。

4.4.2 輸送係数の計算

図 4.19 に計算により求めた軌道密度 f の規格化サイクロトロン半径依存性を示す。軌道密度計算のパラメータは図 4.8 の実験値からとっている。図 4.19(a) は $a=0.8\mu\text{m}$ 、(b) は $a=1.0\mu\text{m}$ の場合である。両者の間でアスペクト比 r_d/a は、 $a=0.8\mu\text{m}$ のとき 0.19、 $a=1.0\mu\text{m}$ のとき 0.13 と大きな差はないが、 f の計算結果は大きく異なっている。 $a=1.0\mu\text{m}$ に比べて、 $a=0.8\mu\text{m}$ の場合は d-軌道の減衰が大きくなり、p-軌道の寄与も小さくなって、 R_c が大きくなるといくつかのピークは消えているのがわかる。このことから、高次の p-軌道の影響を観測しようと思えば周期を狭めるだけでは不十分であり、 r_d/a を小さく維持する (アンチドットの大きさを小さくする) 必要があるということがわかる。

次に図 4.19 に示した軌道密度から、(4.10)-(4.13) 式によって磁気抵抗およびホール抵抗

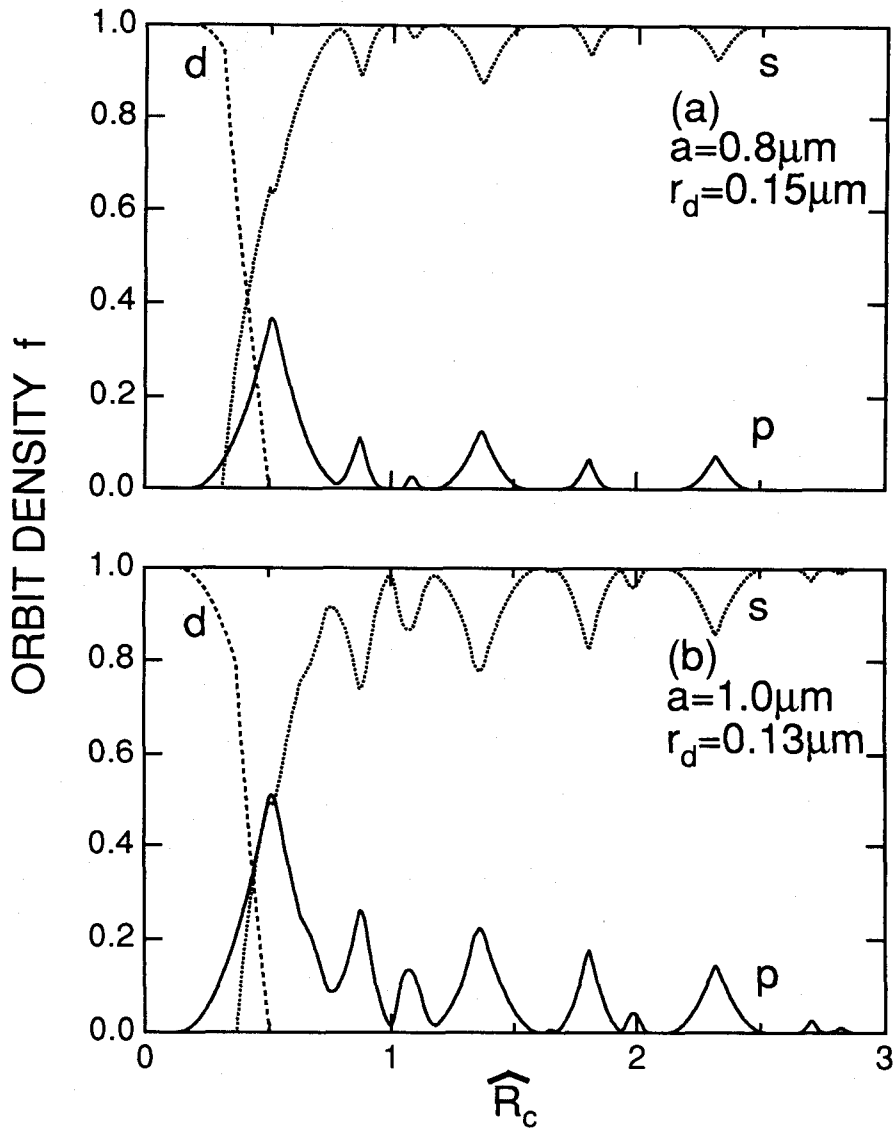


図 4.19 軌道密度の規格化サイクロトロン半径依存性

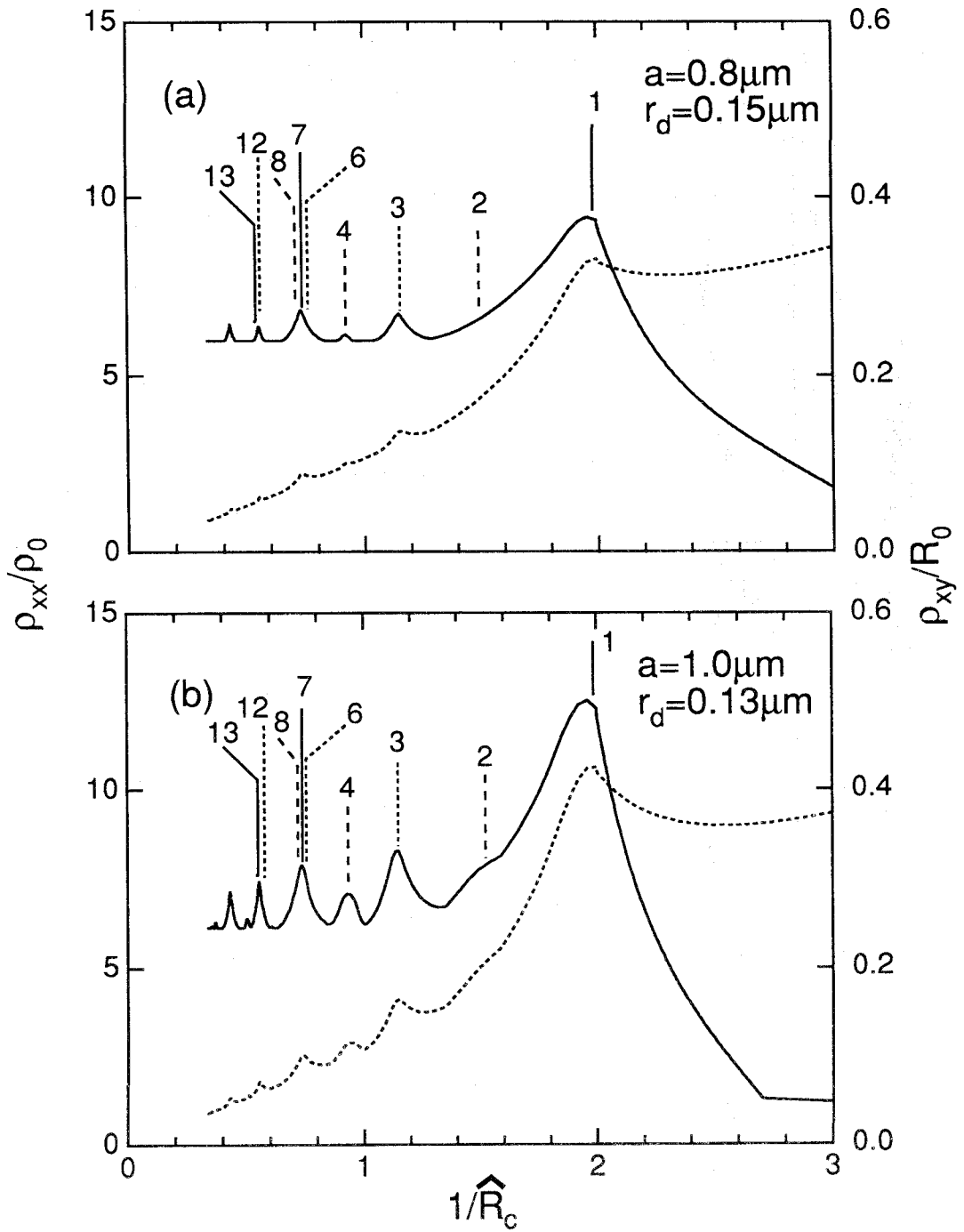


図4.20 拡張ドルーデモデルより計算した六方格子の磁気抵抗 (実線) およびホール抵抗 (点線)

を計算した。図 4.20 に得られた磁気抵抗（実線）およびホール抵抗（点線）を示す。

4.4.3 実験結果との比較と考察

磁気抵抗について、計算結果は実験結果と良く一致している。まず $a=1.0\mu\text{m}$ の場合について考察する。ピーク 1、3、6、7 は計算でもはっきりみえている。また計算では軌道 2 に関係すると思われる構造が、ピーク 1 の肩としてわずかに見えるほか、ピーク 4 がはっきりと現れている。これらは実験ではわずかに見られる程度である。また、 $a=0.8\mu\text{m}$ の場合であるが、計算ではピークの大きさが小さくなっており、実験結果を支持している。また軌道 2 の影響は見られず、軌道 4 とみられるピークも、 $a=1.0\mu\text{m}$ の場合と較べて極めて小さい（他のピークに比べ減衰率が大きい）ことがわかる。

また (4.12)、(4.13) 式を用いると、抵抗率におけるピーク構造の山と谷の比から f_p を求めることができる（このときアンチドット領域以外の 2DEG 領域の抵抗を引いて抵抗率に直している）。図 4.8(b) のピーク 1 からは $f_p=0.5$ 、ピーク 3 では $f_p=0.3$ が得られ、図の f_p のピークでの値と良い一致を示すことがわかる。しかし 2.3.1 項でも述べた $B=0.02\text{T}$ 付近の大きなピークは、計算では説明できない。高次の軌道に起因するピークは計算でも得ることができるが、これらは比較的小さく説明がつかない。図 4.8(b) のピーク比からは $f_p=0.45$ が得られ、45% もの p-軌道があることになる。これと同様のことは、アンチドットを正方形格子状に並べた場合でも観測されている [19]。

計算結果と実験結果の違いの一つの原因としては、このモデルにおいて軌道密度の計算ではアンチドット周囲の有限のポテンシャル勾配の影響を考慮していないことが考えられる。今回行なった計算ではポテンシャル勾配は無窮大と仮定しているが、現実的な有限のポテンシャル勾配の場合、電子は局所的電場のために軌道が曲り、複雑な軌道をとることが予想される（4.4.4 項参照）。このことは f_p の増大につながるかもしれない。実際 $B=0.02\text{T}$ というゼロ磁場近傍でのサイクロトロン半径は $5\mu\text{m}$ 以上になるので、その時のサイクロトロン軌道の円周は $30\mu\text{m}$ 以上となる。 $l_c=10\mu\text{m}$ 程度であるから、電子は完全な円軌道を描く前に散乱されるだろう。図 4.8(b) を見ると、ピーク 13 より弱磁場側になるにつれて抵抗が増加している。このときのサイクロトロン軌道の円周が l_c 程度に相当している。このようなゼロ磁場近傍では、軌道密度を取り入れた拡張ドルーデモデルとは別のモデルが必要であると考えられる。

次に図 4.8 に示す磁気抵抗の電子密度依存性と、表 4.1 に示す（実験値から求めた）アスペクト比を用いた計算から求めた磁気抵抗との比較を行う。計算した磁気抵抗を図 4.21 に示す。図 4.10 から電子密度が低くアスペクト比が大きいときの磁気抵抗の形は、大きく計算値からずれているのがわかる。特に弱磁場側ほど一致が悪くなっている。しかし電子密度が高くなると計算に近くなっている。アンチドット周囲のポテンシャル形状は、電子密度に強く依存しており、わずかの電子密度変化で磁気抵抗の形が変化することは、アンチドット周囲のポテンシャルの形が伝導特性に大きく影響することを示唆している。

以上述べたように軌道密度を取り入れたドルーデモデルは電子密度の高い領域では磁気抵抗をほぼ説明することができる。しかし図 4.20 に示すホール抵抗の計算結果と実験

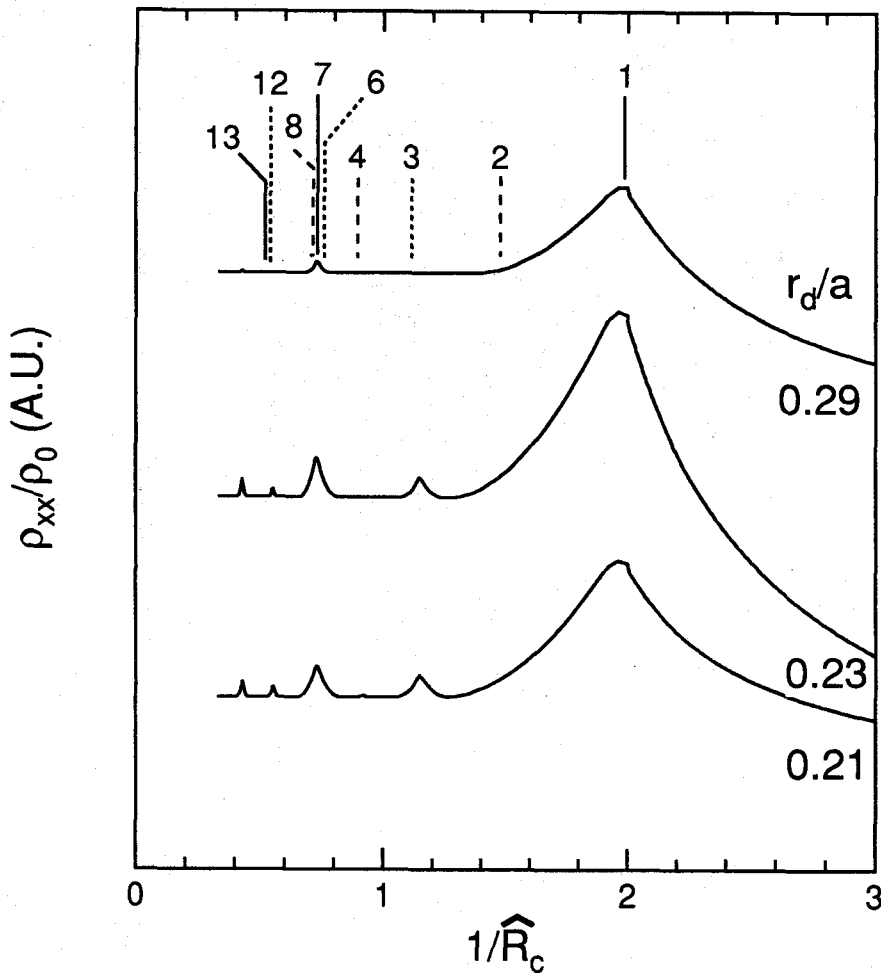


図 4.21 磁気抵抗のアスペクト比依存性

結果 (図 4.12 参照) とは幾つかの違いが見られる。まず拡張ドルーデモデルでは主要なピークの位置が磁気抵抗とほぼ一致しているのに対し、実験では異なっていることがわかる。またホール抵抗の消失はこのモデルでは説明することはできない。十字路におけるホール抵抗の消失は集束効果によって説明されていることから[39]、集束効果を取り入れたモデルとの比較が必要である。

また長方格子においては軌道密度は方向に依存しないから、長方格子の磁気抵抗に異方向性が観測されることは磁気抵抗のピークがp-軌道のみで決まっているのでは無いことを示している。最近、Fleischmannらは磁場中の正方アンチドットポテンシャル中の電子の古典的ハミルトン方程式を解いて非線形力学を計算し、アンチドットのピークはp-軌道よりもむしろカオス的なs-軌道の寄与が大きいことを指摘している[44]。Schusterらは実験的に観測されている長方格子における異方的磁気抵抗は、カオス的軌道の効果であるとしている[27]。このことは拡張ドルーデモデルにおいて仮定されている「アンチドットによる緩和時間は磁場依存性を持たず一定である」ということが成立していないこと

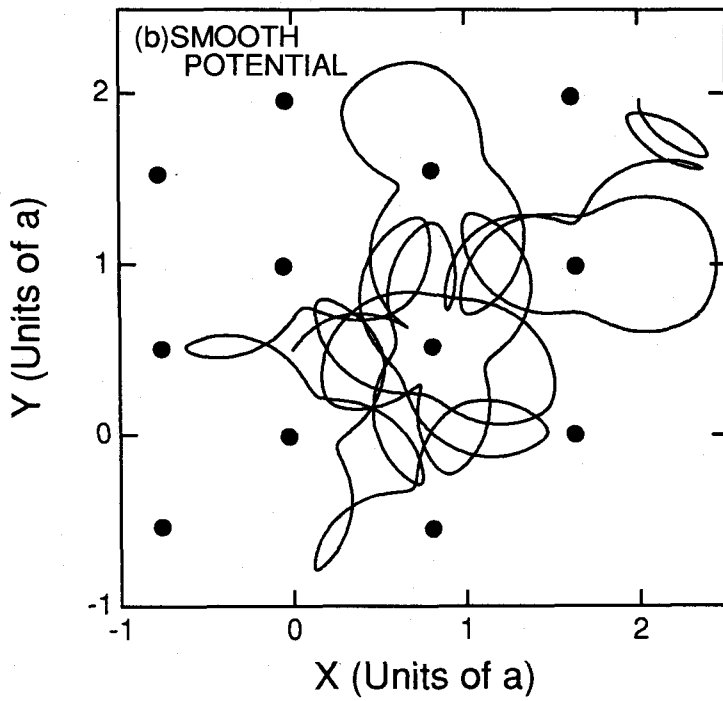
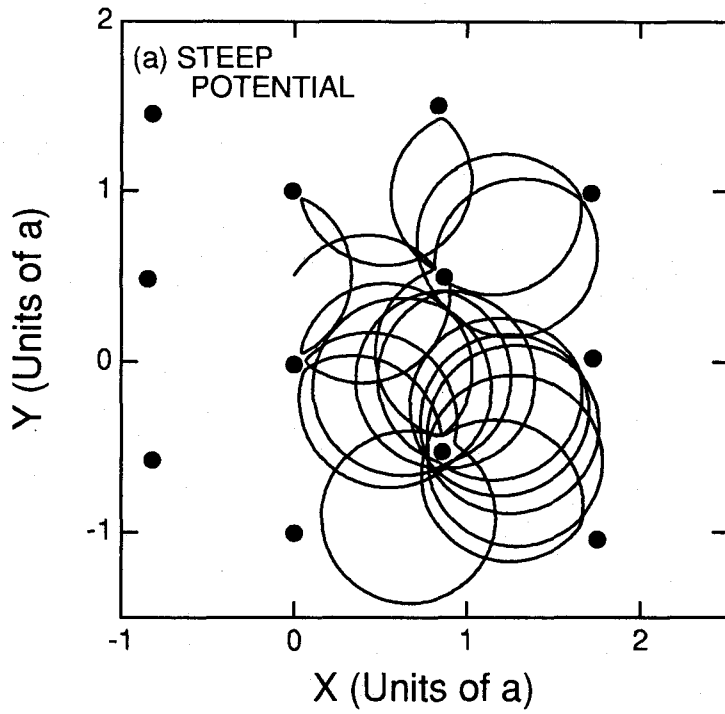


図4.22 六方格子中における磁場中での電子の古典的軌道の計算 (a)急なアンチドットポテンシャルの場合と(b)緩やかな場合

を意味しており、このモデルの限界を示している。

4.4.4 磁場中の電子の古典的軌道計算

4.4.3項に述べたように拡張ドローデモデルは磁気抵抗とホール抵抗の特性全てを説明することはできない。そこでFleischmannらの方法を基にして、アンチドットポテンシャル下の電子の軌道を古典的ハミルトン方程式を数値的に解くことにより調べた[44]。電子の軌道は磁場中における規格化されたハミルトン方程式を適当な初期条件のもとに4次のルンゲクッタ法によって数値的に解くことで求めている。ポテンシャルとしては六方格子ポテンシャルのポテンシャル勾配が急な場合と緩やかな場合を選んでいる。磁場はサイクロトロン直径がアンチドット周期と一致するように設定している。適当な初期条件を選べばカオスの軌道が得られる。カオスの軌道の計算結果の一例を図4.22に示す。

図4.22(a)はアンチドット周囲のポテンシャル勾配が急な場合、図4.22(b)はアンチドット周囲のポテンシャル勾配が緩やかな場合である。ポテンシャル勾配が急な場合には軌道密度計算の仮定は良く成り立っているように見えるが、ポテンシャル勾配が緩やかになると軌道は非常に複雑になってくる。このことによって電子密度が低くなりアスペクト比が大きくなってもピーク構造が観測されことを説明できるかもしれない。また長方形格子の異方磁気抵抗特性を説明するためには、このようなカオスの軌道の伝導度を考慮した動的なモデルが必要であると考えられる。

4.5 結言

高移動度のGaAs/AlGaAsヘテロ接合基板に六方および長方形格子状にアンチドットポテンシャルを導入し、強い周期ポテンシャル下での磁場中での電気伝導特性について調べ、以下の結果を得た。

1. 六方アンチドット平面超格子において初めて磁気抵抗の整合振動を観測し、軌道密度を考慮した拡張ドローデモデルを六方格子系において適用し、実験結果を良く説明できることを示した。
2. 六方格子系においてゼロ磁場近傍でのホール抵抗の消失現象を観測した。また拡張ドローデモデルではホール抵抗のピーク位置は説明できないことを示した。
3. 六方および長方形アンチドット平面超格子における電気伝導の異方性について調べた。六方晶系においては磁気抵抗は等方的であることを示した。長方形格子系において磁気抵抗に異方性が現れることを観測した。
4. 長方形系の整合振動は、電流に垂直な方向の周期によって決まることを、アンチドットポテンシャルの形が円形の場合について確認した。このような異方性はアンチドット領域の面積を小さくすると、観測されなくなることを初めて示した。このことはアンチドット系の整合ピークが多くのアンチドットからの寄与の平均的な効果であることを示している。

5. 長方格子系における磁気抵抗の異方性は、Pinned-軌道の概念のみでは磁気抵抗の整合ピークを説明できないことを示しており、バリスティック電子のカオス的運動の重要性を示唆する。

本章で述べたアンチドット平面超格子の磁気輸送特性は主に半古典的に説明できるものであった。最近、二瓶らは磁気抵抗のピークに AB 効果による振動を見出しているが [45]、これは周期的軌道の軌道量子化の効果であることが示されている [46]。今後はアンチドット系に現れる量子力学的効果についてさらに実験的研究を進める必要がある。アンチドット周期をもっと狭めて非弾性散乱長よりも小さくし、さらに測定する系全体が非弾性散乱長よりも小さくなれば、全体がコヒーレントな平面超格子が実現される。このようなコヒーレント平面超格子系の実験はすでに幾つかの報告があり、電子波干渉効果による興味深い結果が得られている [47]。このような領域の実験結果の理解には量子力学的な計算が必要となるが、アンチドット系に対する量子力学的計算も行われている [48]。またさらに微細化してフェルミ波長程度にすると擬ゼロ次元となり、結合量子ドット系が実現されると考えられる。このような領域で実験的に何が観測されるか、たいへん興味深いところである。

参考文献

- [1] K.E. Ismail, P.F. Bagwell, T.P. Orlando, D.A. Antoniadis and H.I. Smith: ed. R.F. W. Pease, Proceedings of the IEEE, vol. **79** (1991) 1106.
- [2] D.K. Ferry, Prog. Quantum. Electron. **16** (1992) 251.
- [3] C.W.J. Beenakker and H. van Houten, *Solid State Physics*, eds. H. Ehrenreich and D. Turnbull (Academic Press, San Diego, 1991) Vol. **44**, p. 1.
- [4] H. Sakaki: Jpn. J. Appl. Phys. **28** (1989) L314.
- [5] D.R. Hofstadter: Phys. Rev. **B14** (1976) 2239.
- [6] 青木秀夫: 物理学最前線 **11** (共立出版, 1985) .
- [7] F.H. Claro and G.H. Wannier: Phys. Rev. **B19** (1979) 6068.
- [8] D. Weiss, K. von Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann: Europhys.Lett. **8** (1989) 179 .
- [9] R.R. Gerhardts, D. Weiss, and K. von Klitzing: Phys.Rev.Lett. **62** (1989) 1173.
- [10] R.W. Winkler, J.P. Kotthaus, and K. Ploog: Phys.Rev.Lett. **62** (1989) 1177.
- [11] C.W.J. Beenakker: Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 2020.
- [12] R.R. Gerhardts, D. Weiss, and U. Wulf: Phys. Rev. B **43** (1991) 5192.
- [13] D. Pfannkuche and R.R. Gerhardts: Phys. Rev. B **46** (1992) 12606.
- [14] E.S. Alves, P.H. Beton, M. Henini, L. Eaves, P.C. Main, O.H. Hughes, G.A. Toombs, S.P. Beaumont and C.D. W. Wilkinson: J. Phys. C **1** (1989) 8257.
- [15] C.G. Smith, M. Pepper, R. Newbury, H. Ahmed, D.G. Hasko, D.C. Peacock, J.E.F. Frost, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones and G. Hill: J. Phys. C **2** (1990) 3405.
- [16] H. Fang and P.J. Stiles: Phys. Rev. B **41** (1990) 10171.
- [17] K. Ensslin and P.M. Petroff: Phys. Rev. B **41** (1990) 12307.
- [18] J.P. Kotthaus: *Granular Nanoelectronics*, eds. D.K. Ferry, J.R. Barker and C. Jacoboni (Plenum Press, New York, 1991) p. 85.
- [19] D. Weiss, M.L. Roukes, A. Menschig, P. Grambow, K. von Klitzing and G. Weimann: Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2790.
- [20] T. Yamashiro, J. Takahara, Y. Takagaki, K. Gamo, S. Namba, S. Takaoka and K. Murase: Solid State Commun. **19** (1991) 885.
- [21] J. Takahara, T. Kakuta, T. Yamashiro, Y. Takagaki, T. Shiokawa, K. Gamo, S. Namba, S. Takaoka and K. Murase: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) 3250.
- [22] J. Takahara, Y. Takagaki, K. Gamo, S. Namba, S. Takaoka and K. Murase: Microelectric Engineering **17** (1992) 509.
- [23] J. Takahara, K. Gamo, S. Namba, S. Takaoka and K. Murase: Jpn. J. Appl. Phys. **31** (1992) 3786.
- [24] A.Lorke, J.P. Kotthaus and K. Ploog: Phys. Rev. B **44** (1991) 3447.
- [25] G.M. Gusev, Z.D. Kvon, L.V. Litvin, Y.V. Nastaushev, A.K. Kalagin and A.I. Toropov: J. Phys. C **4** (1992) L269.

- [26] K. Ensslin, S. Sasa, T. Deruelle and P.M. Petroff: Surf. Sci. **263** (1992) 319.
- [27] R. Schuster, K. Ensslin, J.P. Kotthaus, M. Holland and C. Stanley, Phys. Rev. B **47** (1993) 6843.
- [28] G.M. Gusev, P. Basmaji, D.I. Lubyshev, L.V. Litvin, Y.V. Nastaushev and V.V. Preobrazhenskii: Phys. Rev. B **47** (1993) 9928.
- [29] K. Tsukagoshi, S. Wakayama, K. Oto, S. Takaoka, K. Murase and K. Gamo: Superlattice and Microstruct.(to be published).
- [30] G.M. Gusev, Z.D. Kvon, L.V. Litvin, Y.V. Nastaushev, A.K. Kalagin and A.I. Toropov: JETP Lett. **56** (1992) 172.
- [31] G.M. Gusev, P. Basmaji, Z.D. Kvon, L.V. Litvin, Y.V. Nastaushev and A.I. Toropov: Surf. Sci. **305** (1994) 443.
- [32] H. Silberbauer: J. Phys. C **2** (1990) 3405.
- [33] D. Weiss, P. Grambow, K. von Klitzing, A. Mensching and G. Weimann: Appl. Phys. Lett. **58** (1991) 2960.
- [34] H. Fang, R. Zeller and P.J. Stiles: Appl. Phys. Lett. **55** (1989) 1433.
- [35] Y. Takagaki, K. Gamo, S. Namba, S. Takaoka, K. Murase and S. Ishida: Solid State Commun. **71** (1989) 809.
- [36] P.H. Beton, P.C. Main, M. Davison, M. Dellow, R.P. Taylor, E.S. Alves, L. Eaves, S.P. Beaumont and C.D.W. Wilkinson: Phys. Rev. B **42** (1990) 9689.
- [37] Y. Takagaki, T. Kosugi, K. Gamo, S. Namba and K. Murase: Semicond. Sci. Technol. **5** (1990) 634.
- [38] M.L. Roukes, A. Scheler, S.J. Allen, Jr., H.G. Craighead, R.M. Ruthen, E.D. Beebe and J.P. Harbison: Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 3011.
- [39] H.U. Baranger and A.D. Stone: Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 414.
- [40] 高安秀樹 : フラクタル (朝倉書店, 1986) .
- [41] R. Rammal: *The Physics and Fabrication of Microstructures and Microdevices*, eds. M.J. Kelly and C. Weisbuch (Springer-Verlag, 1986).
- [42] R. Meyer, J.L. Gavilano, B. Jeanneret, R. Theron, Ch. Leemann, H. Beck and P. Martinoli: Phys.Rev.Lett. **67** (1991) 3022.
- [43] G. Dumpich: Festkörperprobleme **30** (1990) 59.
- [44] R. Fleischmann, T. Geisel and R. Ketzmerick, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1367.
- [45] F. Nihey and K. Nakamura: Physica (Amsterdam) **184B** (1993) 398.
- [46] D. Weiss, K. Richter, A. Mensching, R. Bergmann, H. Schweizer, K. von Klitzing and G. Weimann: Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 4118.
- [47] R. Schuster, K. Ensslin, D. Wharam, S. Kuhn and J.P. Kotthaus, G. Bohm, W. Klein, G. Trankle and G. Weimann: Phys. Rev. B **49** (1994) 8510.
- [48] T. Yamauchi: Phys. Lett. A **191** (1994) 317.

第5章 量子ポイントコンタクト構造における電子波伝搬過程の制御

5.1 緒言

拡散的伝導領域の電子波干渉効果の研究によって、ランダムなポテンシャルからの散乱によって伝導度に普遍的伝導度揺らぎ (Universal Conductance Fluctuation: UCF) が現れることが明らかとなった[1]。UCFは系をバリスティック伝導領域にすることで抑制でき、このようにして初めて電子波伝搬を人工的に導入したポテンシャル配置によって制御できることになる。

人工的に導入されたポテンシャル $V(r)$ のもとで、エネルギー E 、有効質量 m^* の電子の波動関数 $\Psi(r)$ は近似的に以下の有効質量方程式に従う[2]。

$$\Psi(r) \approx u_0(r)F(r) \quad (5.1)$$

$$\nabla^2 F(r) + \frac{2m^*}{\hbar^2} [E - V(r)] F(r) = 0 \quad (5.2)$$

ここで $u_0(r)$ は格子定数程度の周期で振動するブロッホ関数、 $F(r)$ は格子定数に比べて緩やかに変化するブロッホ関数の包絡線関数である。この有効質量方程式の形はマックスウエル方程式より導かれる電磁導波路中のヘルムホルツ方程式

$$\begin{aligned} \nabla^2 u(x,y,z) + k^2 u(x,y,z) &= 0 \\ k^2 &= \omega^2 \mu \epsilon \end{aligned} \quad (5.3)$$

と等価であることがわかる[3]。ここで k は波数ベクトル、 ω は角振動数、また ϵ 、 μ はそれぞれ導波路媒質の誘電率、透磁率である。従って、電磁導波路中の電磁波伝搬がヘルムホルツ方程式を適当な境界条件のもとに解くことによって求められるのと同様にして、ポテンシャル $V(r)$ のもとでの有効質量方程式を解くことで電子波伝搬特性を求めることができる。このとき系の電気伝導特性はポテンシャル形状によって決まってしまう。従って人工的ポテンシャルを導入することにより、電気伝導を制御することができる。これはいわば電子波動工学ともいふべきものである。

1988年にバリスティック伝導領域の量子ポイントコンタクト (Quantum Point Contact: QPC) において、磁場の無い状態でのコンダクタンスが $2e^2/h$ を単位として量子化される

ことが発見された [4,5]。このことは人工的ポテンシャルの形状によってコンダクタンスが普遍的な値に決まってしまうことを表している。この現象は2DEGの横方向閉じ込めによる一次元サブバンドの形成によっており、これは光（電磁波）導波路のモードに対応している。この意味でQPCは光導波路に相当するいわば電子導波路である [6]。QPCは電子導波路として電子波のエミッターやコレクターといったメソスコピック素子の基本的構成要素となっている。

QPCを複数個並べてバリスティック電子のエミッター、コレクターとして動作させる実験はMolenkampらにより初めて行われ、QPCから出射されるバリスティック電子をもう一方のQPCで検出できることが示された [7]。またQPCから出射された電子に対し、ショットキーゲートを静電レンズ [8] やプリズム [9] として用いることによってバリスティック電子の軌道を制御する素子も実現されている。しかしこれらの実験ではQPC中の一次元サブバンド数は多く、QPCの伝導は量子力学的領域には無い。これらはバリスティック電子幾何光学ともよぶべきものである。

系を拡散的伝導領域からバリスティック伝導領域にすることで電子波干渉効果を制御できると考えられてきた。しかし量子細線中のバリスティック伝導の研究によって、その伝導特性がビリヤードモデルによって良く説明できることが明らかとなった [10]。ビリヤードモデルでは電子を古典的粒子として扱い、試料壁面と電子との弾性散乱のみを考慮して端子間の透過確率を計算することで伝導特性が決まるとしている。従ってバリスティック伝導効果の多くは電子の運動量保存則に起因するものであり、位相の関係するような効果は少ない。これは電子-電子散乱によって平均自由行程は影響を受けないが、位相情報が破壊されてしまうためである。また位相情報が保存されていても電子が散乱を受けることなく同じ方向に進むために干渉を受ける余地が無くなり、古典的描像が良く成立することにもよる [11]。バリスティック伝導領域について位相の関係する電子波干渉効果の観測とその制御に関する系統的な研究はまだ始まったばかりである [12-14]。

本章では、QPC構造を用いた電子波伝搬過程の人工制御について述べる。はじめに2節ではショットキーゲートによるQPC構造の作製について述べる。次に3節において電子導波路としてのQPCの基本的特性について述べる。さらに4節において、ランダムに分布した不純物の作るポテンシャル揺らぎや、格子欠陥による電子トラップのために伝導に大きな影響が現れることについて述べ、バリスティック伝導領域における電子波制御の問題点について整理する。5節ではこれらの問題を克服し、QPCを電子波のエミッター、コレクターとして動作させ、直列QPC素子における抵抗の非加算性、負の曲がり抵抗、ホール抵抗の消失からバリスティック電子の存在を確認する。6節においてはQPCを電子波のエミッター、コレクターとして用いた電子波出射分布測定を行う。曲がり抵抗に観測された構造の出射分布との関連について考察を行う。さらに、出射分布測定におけるコレクターの効果について述べる。

5.2 ショットキーゲートによる極微構造の作製と測定

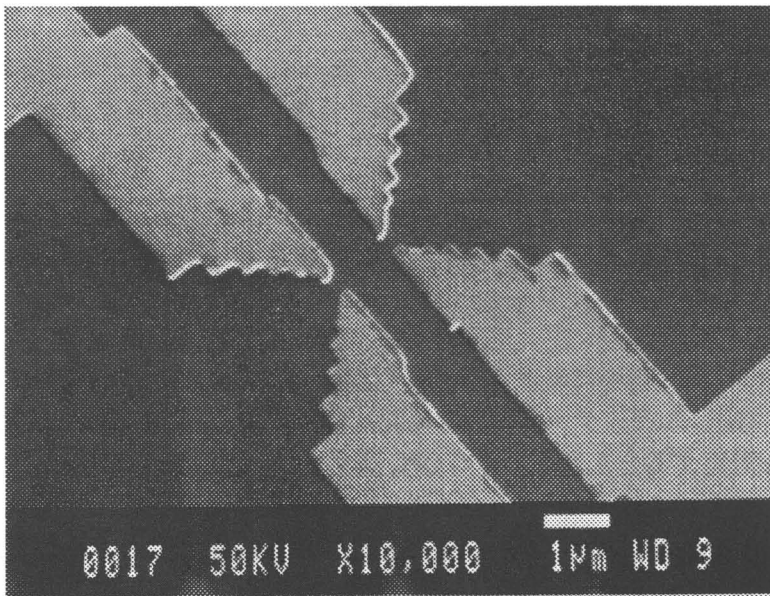
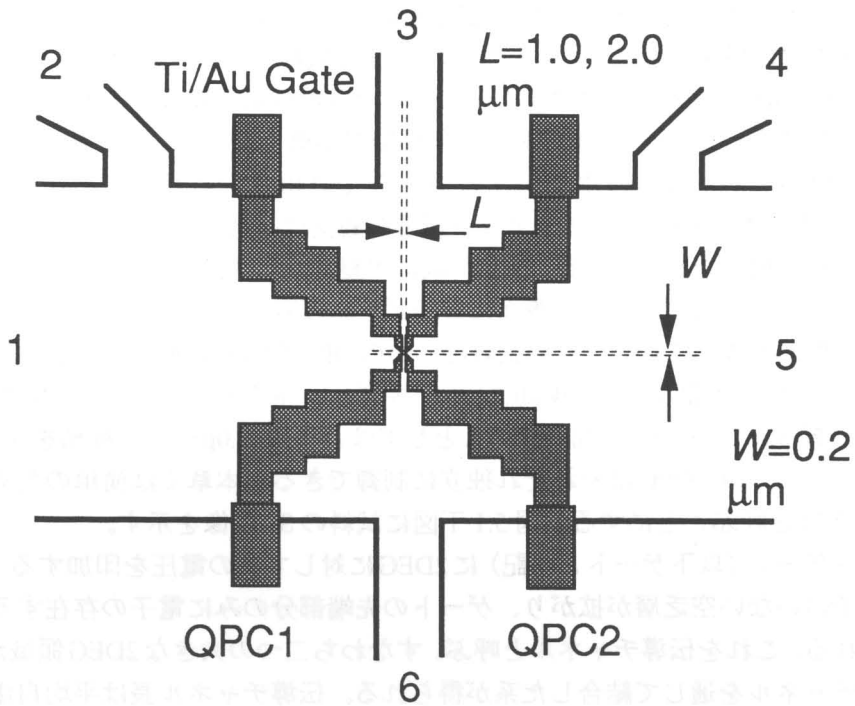


図 5.1 直列量子ポイントコンタクト素子の構成とそのSEM写真

試料作製に用いた基板はMBE法により成長したGaAs/AlGaAsヘテロ接合基板（以下、基板と略記）であり、ここでは基板#2、#6、#7、#8を用いている（第2章表2.1参照）。温度 $T=4.2\text{K}$ 、暗中所ける2DEGの特性は基板#2では $n_s=3.0 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$ 、 $\mu=12\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ であり、このときの平均自由行程は $l_e=1.1\mu\text{m}$ である。また基板#6、#7、#8についてはいずれも $n_s=2.4 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$ 、 $\mu=70\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ 程度であり、これらの平均自由行程は $l_e=5.0\mu\text{m}$ 程度である（詳細は表2.1を参照）。基板#2は他のものより移動度が低くなっている。基板#6、#7、#8については、LED光照射後の特性は $n_s=3.4 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$ 、 $\mu=140\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ 程度であり、このとき $l_e=14\mu\text{m}$ 程度と長くなるのでバリスティック伝導の観測に有利となる。

作製した試料の構成を図5.1上図に示す。試料作製プロセスは2.2.2項で述べたとおりであり（図2.3(b)参照）、Ti/Auを基板表面に電子ビーム蒸着しショットキーゲートをスプリットゲート型に形成している。この試料は二つのQPCを直列に配置しており、それぞれのスプリットゲート間隔 W は $W=0.2\mu\text{m}$ 、スプリットゲート先端部の長さ L_{QPC} は $L_{\text{QPC}}=0.2\mu\text{m}$ である。二つのQPC間の距離 L としては $L=1.0, 2.0\mu\text{m}$ の二種類を作製した。図5.1上図に示す二つのQPCはそれぞれ独立に制御できる。本章では簡単のためそれらをQPC1、QPC2と呼ぶことにする。図5.1下図に試料のSEM像を示す。

スプリットゲート（以下ゲートと略記）に2DEGに対して負の電圧を印加すると、ゲート下には電子のいない空乏層が拡がり、ゲートの先端部分のみに電子の存在する伝導領域が形成される。これを伝導チャンネルと呼ぶ。すなわち二つの大きな2DEG領域が、狭くて短い伝導チャンネルを通じて結合した系が得られる。伝導チャンネル長は平均自由行程に比べて十分短いので、電子はバリスティックに伝導チャンネル中を通過することができる。また半導体系では電子のフェルミ波長がチャンネル幅と同程度となるために、閉じ込めの効果により横方向の電子波の波数ベクトルが量子化されてバリスティックなQPCが実現されることになる。

本章における測定は全て $T=1.4, 4.2\text{K}$ において行っている。このとき測定前にLED照射を行い、PPC効果を利用して電子密度を増加させ移動度を改善した状態にする。その後LEDをoffにして暗中所において測定を行っている。

5.3 量子ポイントコンタクトにおけるコンダクタンス量子化とその消失

図5.2(a)は $T=4.2\text{K}$ 、暗中所におけるQPC1（点線）およびQPC2（実線）に印加したスプリットゲート電圧（以下、ゲート電圧と略記） V_g に対する各QPCの抵抗 $R_{15,24}$ である。各QPCの特性を測定するときもう一方のQPCは $V_g=0$ に固定（off状態）している。このときの基板の特性は $n_s=2.3 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$ 、 $\mu=66\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ であり $l_e=5.2\mu\text{m}$ となる。ゲートに負の電圧を印加すると、それぞれ $V_g=-0.3\text{V}$ 程度で抵抗が $1\text{k}\Omega$ 程度に増加することが観測される。このときゲート下の領域が高抵抗化し、ゲート先端部にのみ伝導チャンネルが形成されると考えられる。2.5節において述べたように、大きな面積をもつショットキーゲート下の2DEGの移動度は $V_g=-0.3\text{V}$ 付近でパーコレーション転移によって急激に低下する（図2.9参照）。従って $V_g < -0.3\text{V}$ のゲート電圧領域でさらに抵抗が上昇するのは、ゲート

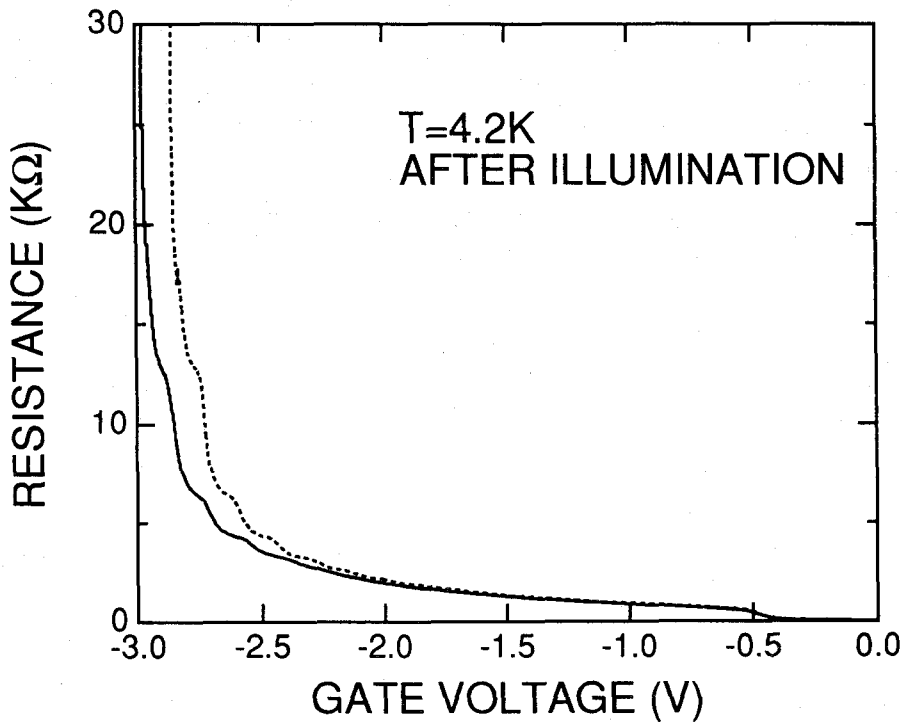
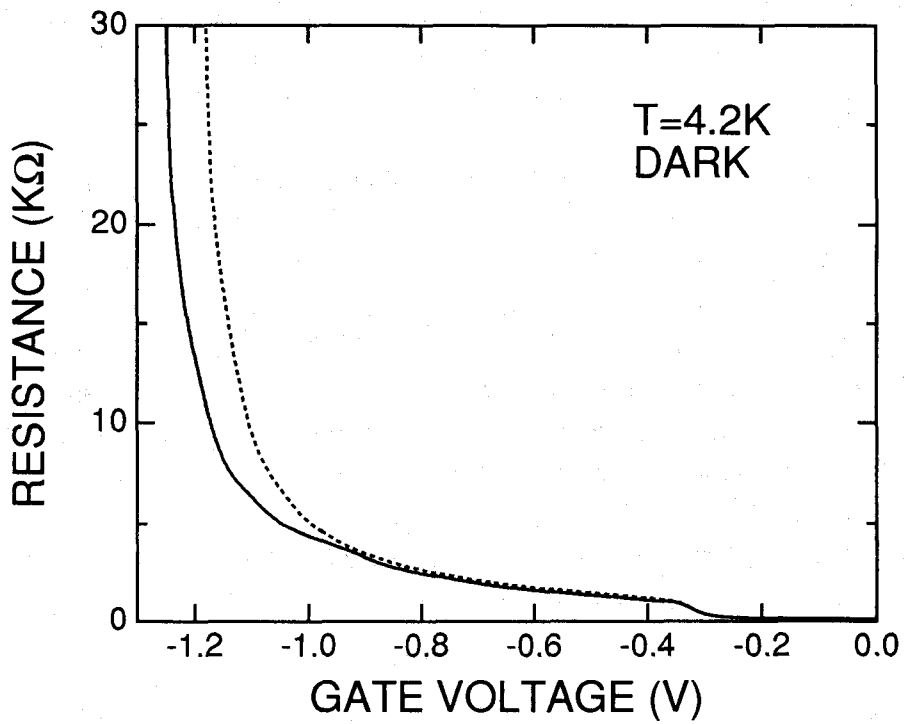


図 5.2 ゲート電圧に対する QPC1 (点線) と QPC2 (実線) の抵抗 (a) $T=4.2\text{K}$ 、暗中小よび (b) $T=4.2\text{K}$ 、LED 光照射後

先端部の空乏層が拡がり、伝導チャンネル幅とチャンネル中の電子密度が減少するためである。QPC1、QPC2について伝導チャンネルはそれぞれ $V_g = -1.2$ 、 -1.27 V付近でピンチオフしていることがわかる。このピンチオフ電圧の差は、ゲート幅 W や長さ L_{QPC} がわずかに異なっているためであろう。

図5.2 (b) は (a) の測定後に、LED光を照射した後の特性である。このとき基板の特性は $n_g = 4.2 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ 、 $\mu = 112 \text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ であり $l_g = 12 \mu\text{m}$ となる。電子密度が暗中の約2倍に増加しているためにピンチオフ電圧はQPC1、QPC2についてそれぞれ $V_g = -2.8$ 、 -3.0 V付近まで低下している。これは伝導チャンネル中の電子密度が増加したためと、ゲート先端部の空乏層幅の減少により伝導チャンネル幅が増加したためである。また抵抗値が階段状に増加していくのが観測されるが、これはQPCにおけるコンダクタンス量子化である。LED光照射後にコンダクタンス量子化が観測されるのは、電子密度の増加のために移動度が改善され平均自由行程が暗中の2倍程度に増加して、伝導チャンネル中での散乱が減少しバリスティック伝導効果が観測しやすくなったためである。

コンダクタンス量子化は温度を下げるとさらに明確に観測することができる。このときコンダクタンスは以下の値に量子化されることが知られている [15]。

$$G = \frac{2e^2}{h} N \quad (5.4)$$

ここで N は伝導チャンネル中のフェルミエネルギー以下の一次元サブバンド数である。図5.3は図5.2 (b) の状態のまま $T = 1.4$ Kに温度を下げたときの特性である。抵抗値 $12.9 \text{k}\Omega$ 付近 ($h/2e^2$ は 12906Ω に相当する) に量子化プラトーが明確に観測されている。またこれより低い抵抗値においても多くの量子化プラトーが観測された。有限温度 T では伝導に寄与する電子のエネルギーは、フェルミ分布関数の $3.5k_B T$ 程度の熱エネルギーによるぼけを反映したエネルギー分布を持つ。このために $T = 4.2$ Kでは一次元サブバンド間の平均化がおこり量子化プラトーをぼかしてしまう。 $T = 1.4$ Kにおいて量子化プラトーがはっきり観測されるのは熱によるフェルミ分布関数のぼけが減少するためである。図5.3には抵抗をコンダクタンスに変換したものも同時に示している。抵抗 $R_{15,24}$ をコンダクタンスに変換する時、 $R_{15,24}$ はQPCの伝導チャンネル以外の2DEG領域の抵抗 $R_{2\text{DEG}}$ を含んでいるので、 $V_g = 0$ における抵抗値 $R_{15,24}(V_g = 0) = R_{2\text{DEG}}$ を引いてからコンダクタンス G に変換している (すなわち変換 $G = 1/(R_{15,24} - R_{15,24}(V_g = 0))$ を行っている)。変換するとコンダクタンスが(5.4)式に示されるとおり、 $2e^2/h$ ($77.5 \mu\text{S}$) の整数倍に量子化されていることがわかる。この試料では二つのQPC共に、最大 $N = 13$ 番目の量子化プラトーまで観測されている。

QPC1とQPC2の特性を比較すると、これらQPCの設計値はほぼ同一であり基板上に同時に形成したものであるにもかかわらず量子化プラトーの形状が異なっていることがわかる。これは量子化が閉じ込めポテンシャルに依存していることを考えれば当然のことである。理論的研究によればQPCの閉じ込めポテンシャルが広い領域から狭い領域へと十分なめらかに (断熱的に) 変化しており、かつ伝導チャンネル長がバリスティック長 l_b より短く ($L_{\text{QPC}} \ll l_b$) エバネッセントモードの影響が無視できるほど長ければ、良い精度で量子化ステップが観測できることがわかっている [16,17]。また現実的なサドルポイント状ポテンシャルを仮定したモデルによると量子化ステップの形状は、伝導チャンネル

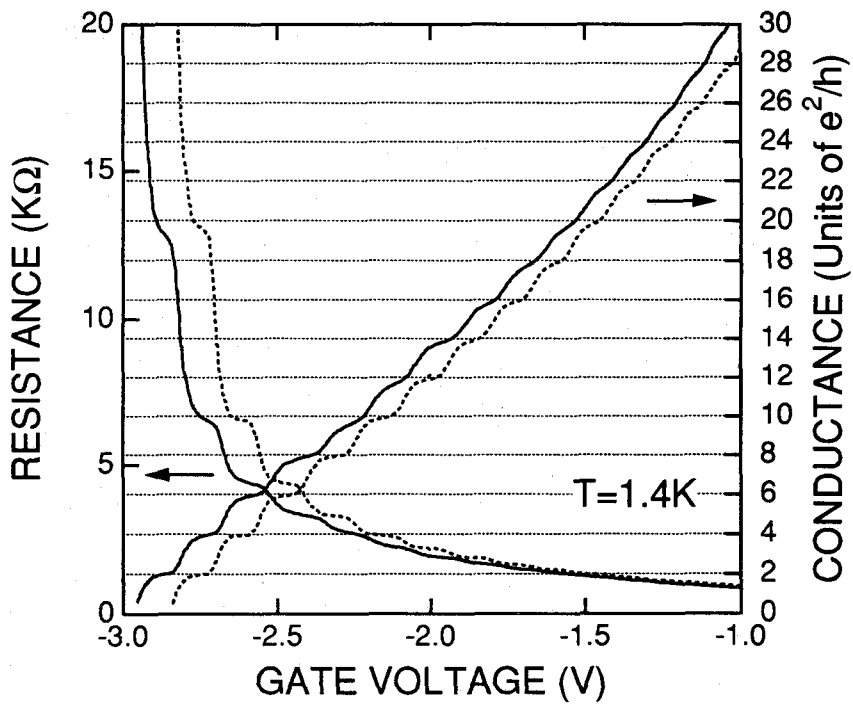


図5.3 ゲート電圧に対するQPC1 (点線)とQPC2 (実線)の抵抗およびコンダクタンス $T=1.4\text{K}$ 、LED 光照射後において測定している コンダクタンスは e^2/h を単位としてプロットしている

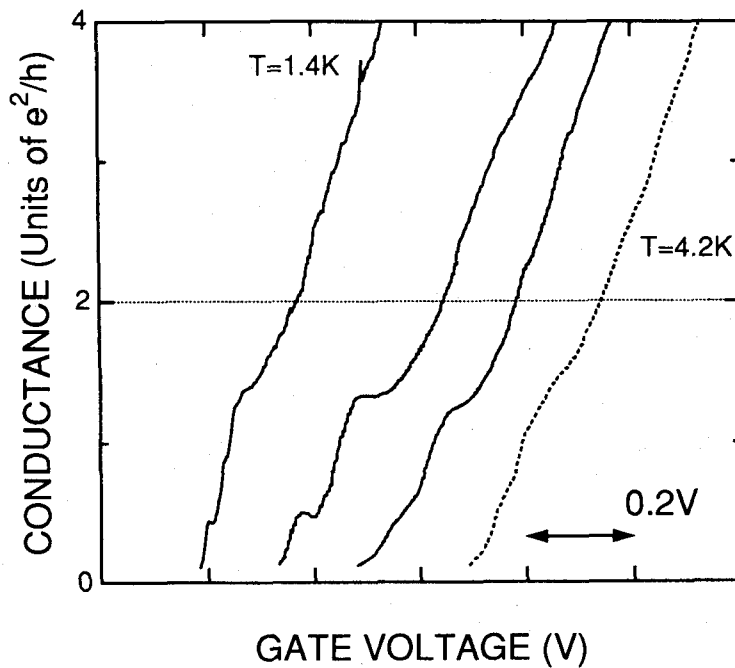


図5.4 ゲート電圧に対するQPCのコンダクタンス 点線は $T=4.2\text{K}$ における結果、実線は $T=1.4\text{K}$ において電子密度を変化させたものである

方向とそれに垂直方向の閉じ込めの強さの比に依存していることが示されている[18]。現在の微細加工技術では10nm程度の構造の制御は可能となってきているが、AlGaAs層中にランダムに分布したドーパント(イオン化不純物)が2DEG層にランダムなポテンシャル揺らぎを引き起こす[19]。この結果QPCチャンネル中の閉じ込めポテンシャルはQPCの形成された場所により異なってしまふ。実際、試料を室温に戻して再び $T=1.4\text{K}$ で測定すると特性が全く変わることがある。これは熱サイクルを加えることによりドーパントの再配置が起こり、QPC中のポテンシャル分布が変わったためであると考えられる。また移動度のやや低い($80\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ 程度)基板を用いて実験すると、その平均自由行程($8\mu\text{m}$ 程度)は伝導チャンネル長($0.4\mu\text{m}$ 程度)より十分長いにもかかわらず量子化プラトーはなだらかになってしまふ。このことは伝導チャンネル中の平均自由行程が2DEGの平均自由行程より十分小さいことを示している。これは伝導チャンネル中では電子密度が低いために不純物散乱を受けやすく、かつ境界ラフネス散乱を受けるためであると考えられる。

このようなランダムなポテンシャル揺らぎの影響を示していると考えられる例を図5.4に示す。これは図5.3の試料と同じ基板から作製したQPCのコンダクタンスの V_g 依存性である。このとき基板の移動度はほぼ同じであるにもかかわらず量子化プラトーは観測されず、そのかわりピンチオフ電圧近傍には幾つかのコンダクタンス振動が観測された。このような高移動度基板のQPCにおける量子化プラトーの消失とコンダクタンス振動は、ポテンシャル揺らぎの効果により説明できると考えられる。このようなポテンシャル揺らぎの効果が電気伝導特性に大きな影響を与えることについて5.4節に述べる。

以上述べたように現在のところ、QPCにおけるコンダクタンス量子化は整数量子ホール効果(Integer Quantum Hall Effect: IQHE)に比べて再現性が悪く、精度も良くないと言える。再現性については、現在の微細加工技術と結晶成長技術では制御しきれない空間的なポテンシャル揺らぎの成分が、コンダクタンスを制御するための本来のポテンシャル成分をこわしてしまうことにより再現性を悪くしていると考えられる。また精度については量子化が閉じ込めポテンシャルに依存し、実際の測定ではQPC以外の領域の抵抗も含むことからもともとIQHEほどの精度(6桁)を持っているわけではない[6,20]。このためQPCは抵抗標準には用いることはできないが、高い空間分解能を持つことから一次元サブバンド数を制御したエミッターやコレクターとして用いることができる。

5.4 電子波制御における問題点

5.4.1 Wide-Narrow 構造におけるコンダクタンス振動

5.3.1項に述べたようなドナー不純物によるランダムなポテンシャル揺らぎの効果は、平均自由行程に対するQPC長 L_{QPC} が長いほど顕著に現れると期待される。本項ではこのようなポテンシャル揺らぎの効果が伝導特性に及ぼす影響について述べる。

作製した試料の構成を図5.5上図に示す。試料作製に用いた基板は揺らぎの効果が大き

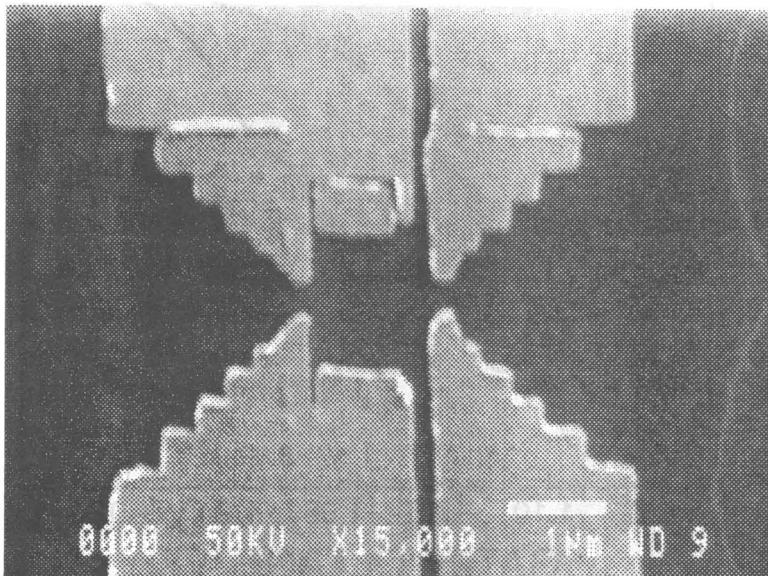
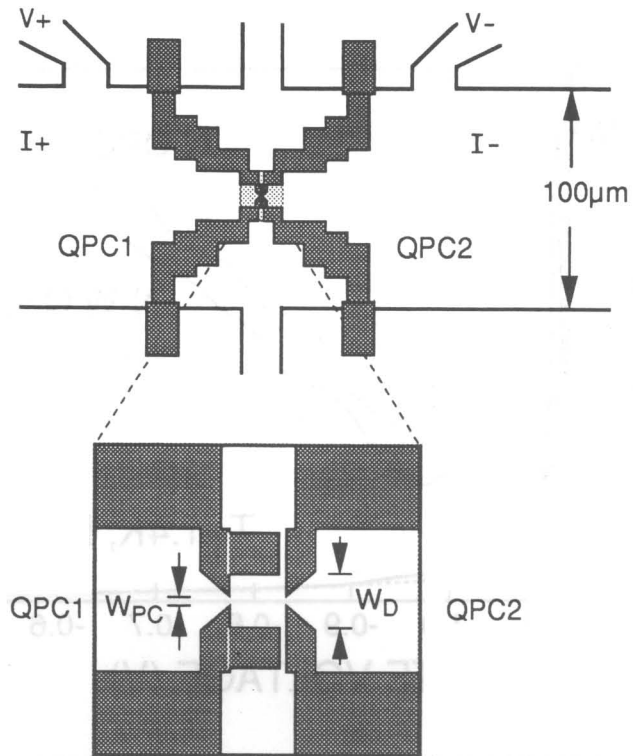


図 5.5 Wide-Narrow 量子ポイントコンタクト構造素子の構成とそのSEM写真

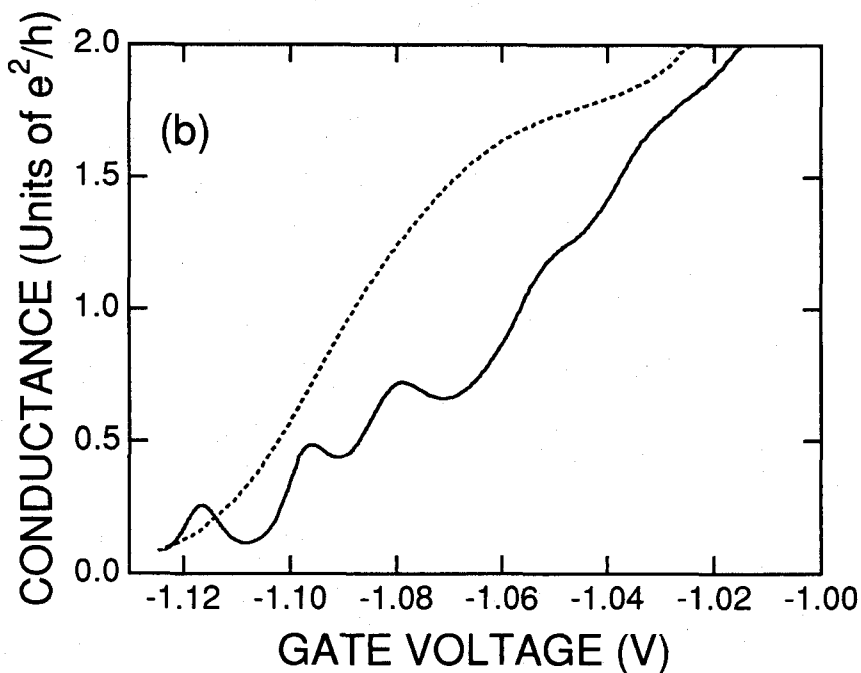
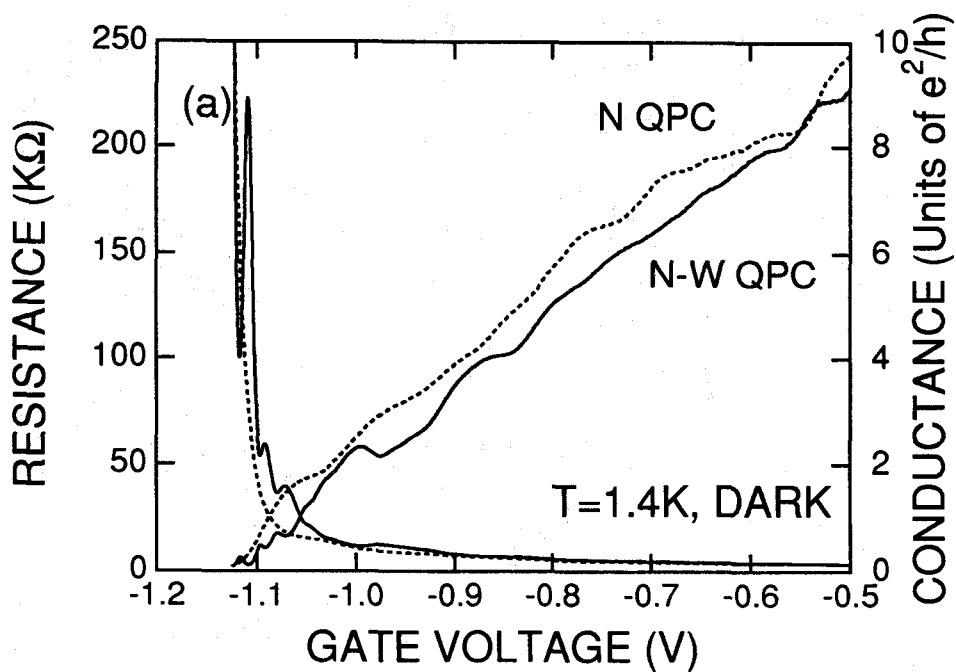


図 5.6 (a)QPC1 (N-W QPC) および QPC2 (N QPC) の抵抗のゲート電圧依存性 抵抗をコンダクタンスに変換したものも同時に示す $T=1.4\text{K}$ 、暗転において測定している (b) 閾値近傍に観測されるコンダクタンス振動の拡大図

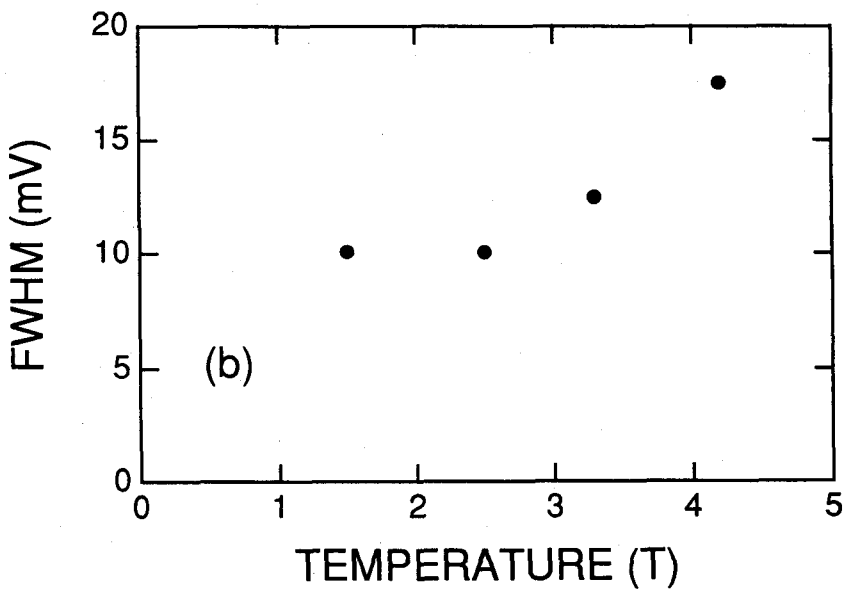
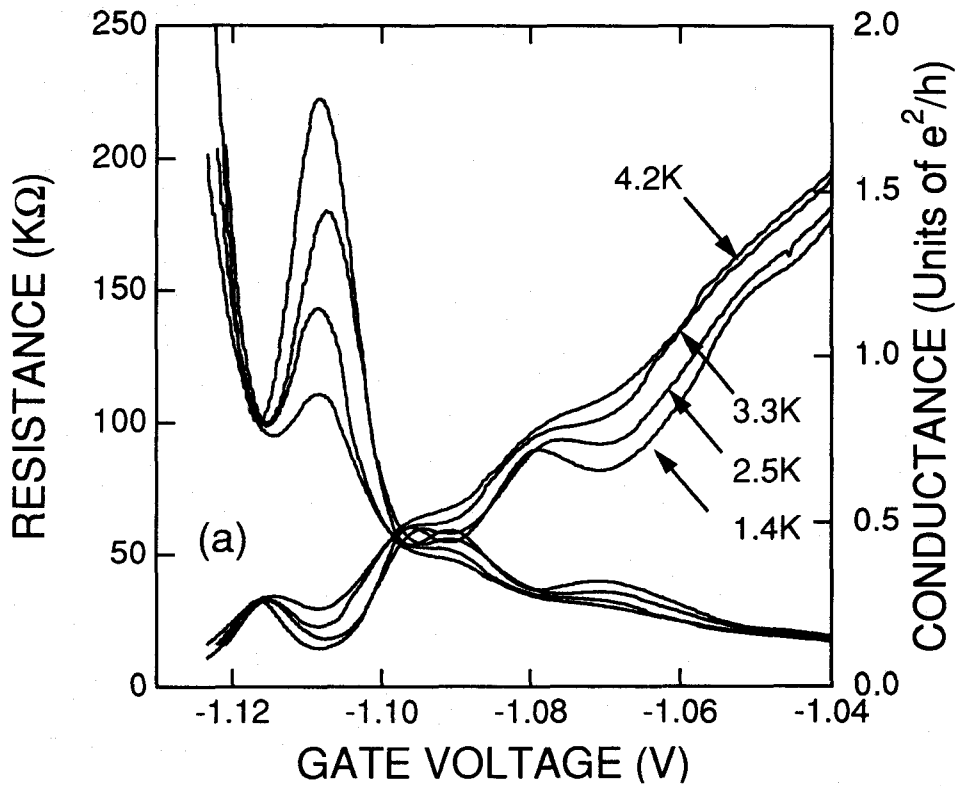


図5.7 (a)コンダクタンス振動の温度による変化 (b)コンダクタンス振動の半値幅の温度依存性

いと考えられる低移動度の基板 #2 である。図 5.5 下図にその SEM 像を示す。試料は独立して制御できる二つの QPC から構成され、QPC1 には通常のスプリットゲートに線幅の広いヒレ状電極がついている。ここでは通常のスプリットゲートを Narrow 領域、線幅の広いヒレ状電極を Wide 領域と呼ぶ。QPC2 は通常のスプリットゲートである。それぞれのゲートの幅は Narrow 領域では $W_{pc}=0.4\mu\text{m}$ 、Wide 領域では $W_{pc}=1.4\mu\text{m}$ である。ゲート先端部の長さはいずれも $0.2\mu\text{m}$ である。

図 5.6(a) は $T=1.4\text{K}$ 、暗中における抵抗とコンダクタンスのゲート電圧 V_g 依存性である。各 QPC の特性を測定するとき、片方の QPC は $V_g=0$ (off) に固定している。QPC2 の抵抗がゲート電圧に対して単調に増加するのに対して (点線)、QPC1 の抵抗にはピンチオフ電圧近傍の $V_g < -1.0\text{V}$ の領域に振動が観測された (実線)。この振動はコンダクタンスにおいてははっきりしている。コンダクタンス G をみると振動が観測されるのは $G < 2e^2/h$ の領域であることがわかる。両 QPC においては、はっきりした量子化プラトーは観測されなかったが、量子化値の付近にプラトーによると思われる揺らぎが観測された。これは基板の平均自由行程が $l_0=1.1\mu\text{m}$ 程度と小さく、伝導チャンネル中でおこる散乱のために量子化値からずれたものと考えられる。図 5.6(b) はピンチオフ電圧近傍に観測される振動部分を拡大したものである。QPC1 のコンダクタンスは主にゲートの Narrow 領域のコンダクタンスによって決まっていると考えられ、振動が観測される領域では QPC1 の Narrow 領域の伝導はトンネリングによるものと考えられることができる。

図 5.7(a) に示すのはコンダクタンス振動を温度を変化させて観測したものである。温度は $T=1.4, 2.5, 3.3, 4.2\text{K}$ である。 $V_g=-1.12\text{V}$ におけるピークの半値幅を温度の関数としてプロットしたものを図 5.7(b) に示す。振動の半値幅は温度を上昇させると増加していることがわかる。

このコンダクタンス振動は、試料をいったん室温に戻し、後日再冷却して測定したときにもほぼ同じ状態で観測された。また同じような振動は、移動度が $\mu=12\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ 程度の別の基板から作製した試料においても観測されており、この基板に特有のものではない。しかし $\mu=50\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ 程度の高移動度の基板では振動を観測することはできなかった。QPC のコンダクタンス振動については既に実験的報告があるが、これは高移動度試料において $T < 1\text{K}$ の極低温において観測されており [15]、急激に変化する QPC 構造との共鳴によるものであった [21-23]。それに対してここで観測されたコンダクタンス振動は移動度が低い基板にのみ観測されており、 $T=4.2\text{K}$ においても観測できる。よって QPC 構造との共鳴によるものとは考えにくい。

移動度が低い場合はイオン化した遠隔不純物のつくるポテンシャル揺らぎが大きいと考えられるので、ここで観測されたコンダクタンス振動はポテンシャル揺らぎによって Wide 領域に自然に形成されたドット中の量子準位との共鳴トンネリングではないかと考えられる。温度を上げると振動の半値幅が増加することは、この振動が何らかの共鳴効果であることと矛盾しない。実際に Nixon らは QPC においてランダムに分布した遠隔不純物のつくるポテンシャルの揺らぎがコンダクタンスにどのような影響を及ぼすかを計算している [24]。彼らによる 2DEG の感じるポテンシャル揺らぎの計算結果を図 5.8 に示す [24]。それによるとランダムな遠隔不純物の位置を反映して 2DEG の感じるポテンシ

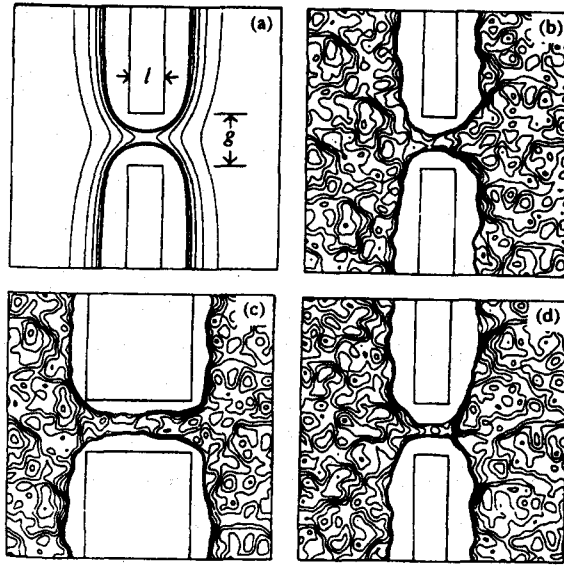


図5.8 ランダムな遠隔不純物の位置を反映して2DEGの感じるポテンシャルには揺らぎが生じるが、この揺らぎの大きさは電子密度の減少とともに遮断効果かきかなくなるために増大する (J.A. Nixon ら、参考文献 [24] より)

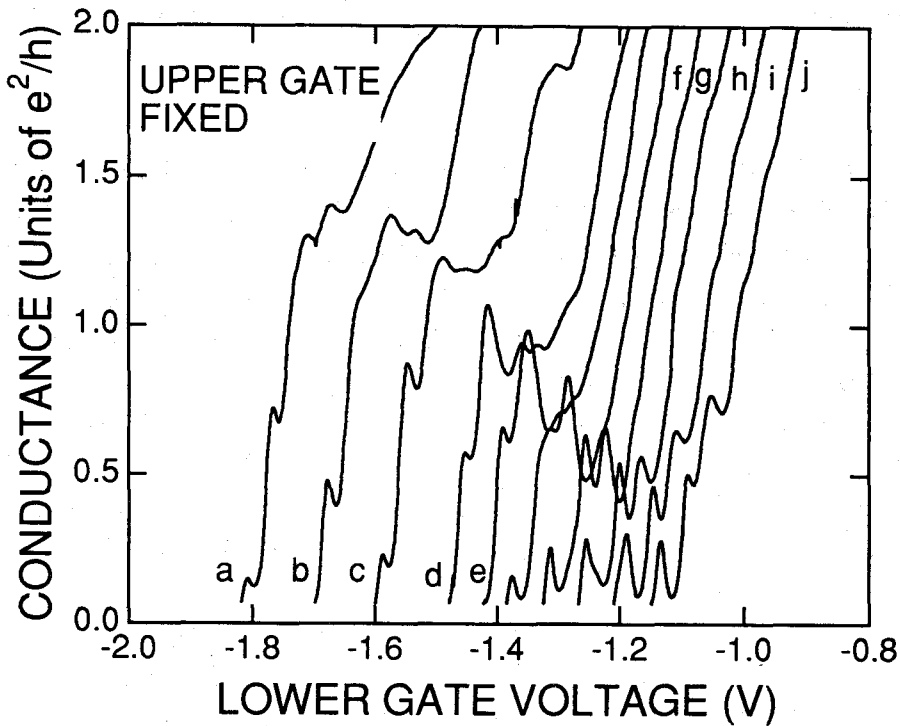


図5.9 上下のQPCのゲート電圧を変えたときのコンダクタンス振動の変化 上のゲート電圧 $V_{g(\text{upper})}$ を固定し、下のゲート電圧をスイープしている $V_{g(\text{upper})}$ は a=-0.5、b=-0.6、c=-0.7、d=-0.8、e=-0.85、f=-0.9、g=-0.95、h=-1.0、i=-1.05、j=-1.0V である

ルには揺らぎが生じ、この揺らぎの大きさは電子密度の減少と共に遮断効果が有効でなくなるために増大する。このためポテンシャル揺らぎによってドット構造ができる可能性は高くなると考えられる。図 5.8(d) は QPC 中にドット構造が自然に形成されたときのポテンシャル分布である。このとき電子波の反射や共鳴トンネリング効果が、 $T < 0.5\text{K}$ の極低温領域において重要になるためにコンダクタンスステップにディップやピークが観測されることが予測されている。

観測されたコンダクタンス振動が、ポテンシャル揺らぎによるドット構造形成に起因するものであれば、上下二つのゲートに印加する電圧を変えることで伝導チャンネルの空間的位置が変化するために、振動の様子が異なってくることが予測される[25]。そこで図 5.5 上図の上側のゲートに印加する電圧を $V_g = -0.5\text{V}$ から -1.1V まで変化させながら固定し、下側のゲートをスイープした。結果を図 5.9 に示す。上側のゲート電圧の変化によって、コンダクタンス振動は大きく影響を受けていることがわかる。これは自然に形成されたドット構造の形状が、ゲート電圧の非対称性を反映して変化しているからであると考えられる。

以上述べたようにポテンシャル揺らぎは 2DEG の電子密度が少なくなるとポテンシャルの遮断効果が有効でなくなるために問題となってくるが、これは半導体へのドーピングに伴う本質的問題であり、完全になくすことは難しい。しかし最近では平均自由行程 $100\mu\text{m}$ 以上の高移動度のヘテロ接合基板も作製可能となっており[26]、このような高移動度の基板を用いることで影響を少なくすることができると考えられる。

5.4.2 ランダムテレグラフ信号

QPC を電子波のインジェクター、コレクターなどの目的に用いる素子が提案されているが、その場合 QPC の抵抗をある値に固定する必要があるために QPC の動作の時間的な安定性が重要になる。そこで QPC の抵抗値の時間変化について調べた。試料作製に用いた基板は基板 #8 であり、試料は図 5.1 に示す直列 QPC 素子である。測定は $T = 1.4\text{K}$ において行っている。二つの QPC のうち QPC1 の抵抗の時間に対する変動を測定している。このとき QPC2 は $V_g = 0$ として off 状態にしている。

QPC1 のゲート電圧に対する抵抗とコンダクタンスを図 5.10 に示す。矢印に示す位置にゲート電圧を固定して、そのときの抵抗の時間変化を測定した。ゲート電圧の固定値とそのときの QPC 中の一次元サブバンド数 N は、 $V_g = -1.72\text{V}$ のとき $N = 3$ 、 $V_g = -1.83\text{V}$ のとき $N = 2$ 、 $V_g = -1.88\text{V}$ のとき $N = 1 \sim 2$ 、 $V_g = -1.9\text{V}$ のとき $N = 1 \sim 2$ 、 $V_g = -1.941\text{V}$ のとき $N = 1$ である。抵抗の時間変化を図 5.11 に示す。

図 5.11 からわかるように抵抗値が低いとき ($8\text{k}\Omega$ 以下) には抵抗は 400 秒にわたってほぼ安定しているが、抵抗値が一次元サブバンド数 $N = 1$ と 2 の遷移領域に入ると、幾つかの抵抗値の間を時間的に飛び移るランダムテレグラフ信号 (Random Telegraph Signal: RTS) が観測された。また $V_g = -1.9\text{V}$ においては振幅の異なる幾つかの RTS が重複して観測されている。このような RTS は、 $V_g = -1.941\text{V}$ における $N = 1$ のプラトー上ではその発生頻度が著しく減少した。

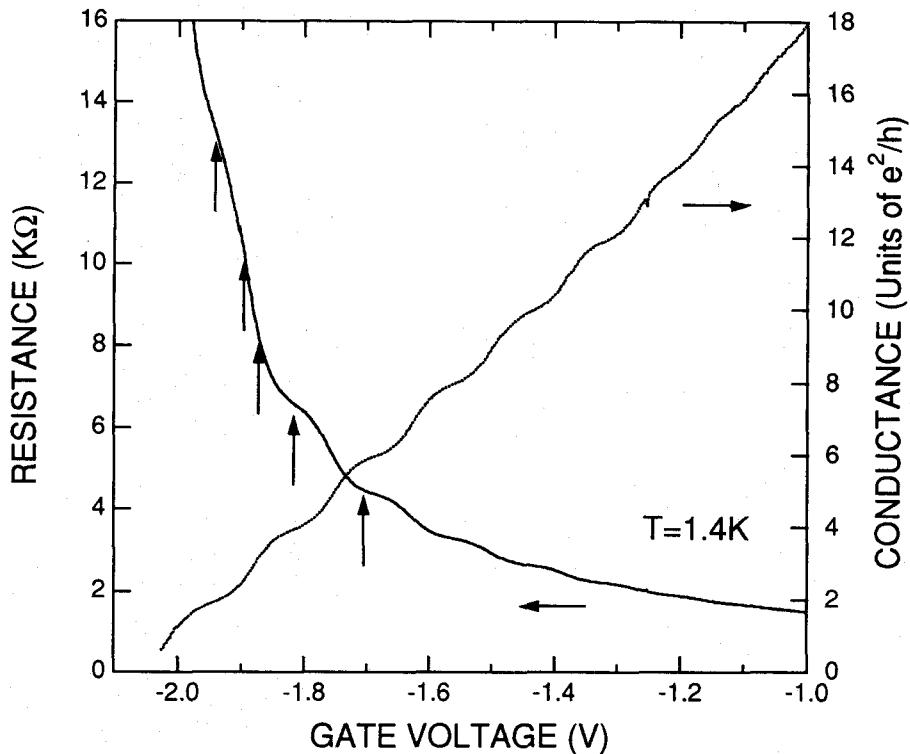


図 5.10 QPC の抵抗およびコンダクタンスとゲート電圧の固定点 (矢印の位置)

さらにゲート電圧の固定位置を様々に変えた実験を行い、時間444sの間のRTSの発生回数を調べた。RTSによる抵抗変化 (ΔR) が 5Ω 以上のものを一回にカウントしている。結果を図 5.12 にヒストグラムとして示す。RTSはプラトー間の遷移領域において発生回数が増加し、プラトー上では減少していることがわかる。

テレグラフ信号は主に微小な Si MOS-FET において $1/f$ ノイズとの関連から研究されてきており、Si の場合その起源は酸化膜 (SiO_2 膜) 中に存在する格子欠陥などに起因した電子トラップと 2DEG との電子のやりとりであるとされている [27-29]。GaAs など化合物半導体中の電子トラップは、Si に比べるとその理解はまだ進んでいないのが現状であるが、おそらく QPC において観測されたテレグラフ信号は、AlGaAs 層中かあるいは伝導チャンネルのある GaAs の空乏領域中の電子トラップとの電子のやりとりによるものであろうと推測される [30-32]。このような RTS の発生機構の模式図を図 5.13 に示す。二つの可能性が考えられる。(1) は 2DEG と電子トラップの間で電子のやりとりがおこる場合、(2) はショットキーゲートから電子トラップに入り、それから 2DEG に入る場合である。電子トラップに電子が捕獲されている間は、伝導チャンネル中のポテンシャルが上昇して抵抗が高くなり、電子が放出されるともとの抵抗値に戻ると考えられる。

実験では図 5.11 における $V_g = -1.9\text{V}$ の場合のように抵抗値のレベルが幾つかあるが、これは伝導チャンネルからの距離の異なる複数個の電子トラップが同時にきいているためであろう。Cobden らはこのような複数のレベルに対応した電子トラップ (格子欠陥) 間に

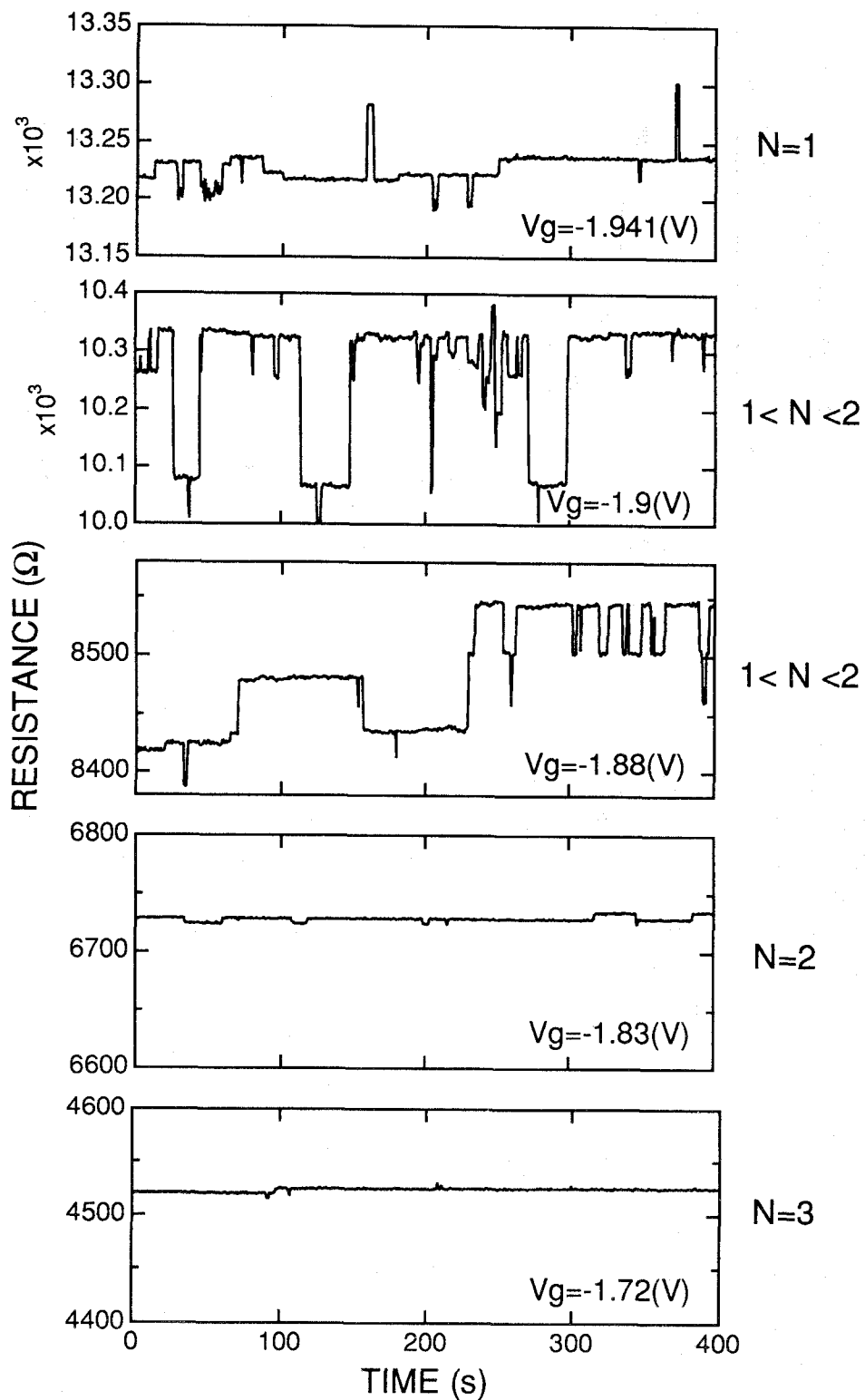


図5.11 QPCの抵抗の時間変化 図5.10矢印に示した位置にゲート電圧を固定している

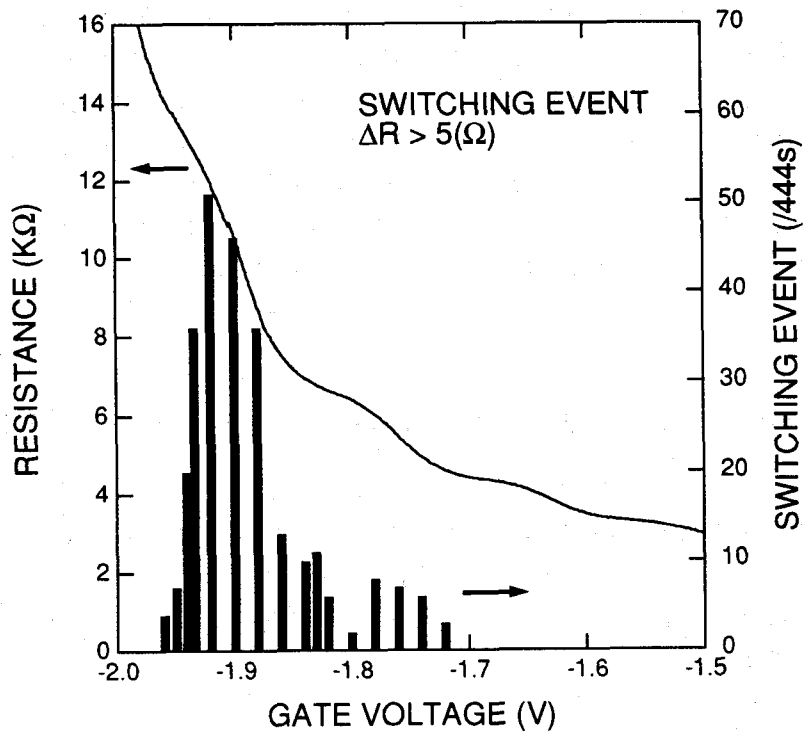


図 5.12 ゲート電圧に対するテレグラフ信号の発生回数のヒストグラム

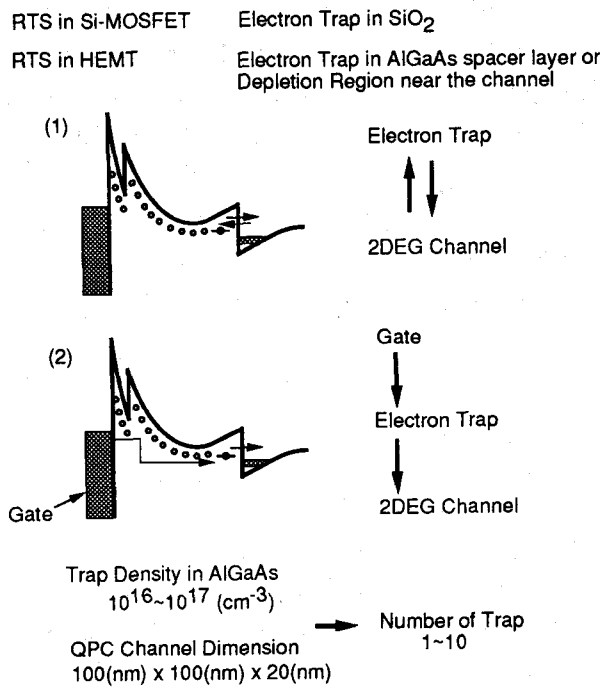


図 5.13 RTS の発生原理

相互作用があることを報告している[31]。そうであれば各レベルの発生は独立ではなく相関があることになるが、この実験ではRTSの発生回数が少なく、判断するには十分でない。プラトー上でRTSの発生が抑えられるのは、伝導チャンネルのポテンシャル変化に対する抵抗変化がほとんど無い（プラトー上では抵抗はゲート電圧に対してあまり依存しなくなる）ためであると考えられる。このような時間的に変動するRTSは、QPCを組み合わせて動作させる型のメゾスコピック素子において大きな影響を及ぼす。しかし抵抗値が量子化プラトー上にくるようにゲート電圧を制御すれば抑制することが可能である。

5.5 直列量子ポイントコンタクト素子におけるバリスティック伝導効果

5.3節においてはQPCの基本的な電気伝導特性について述べ、5.4節ではQPC素子の問題点について述べた。本節では二つのQPCを同時に動作させた直列QPC素子について抵抗の非加算性、曲がり抵抗からバリスティック電子の存在を示し、直列QPC系の基本的特性について議論する。

5.5.1 抵抗の非加算性

QPCは電子波のエミッター、コレクターとして用いることができる。本項では直列QPC素子においてエミッターから射出された電子がバリスティックに伝導してコレクターに到達する様子を検出することについて述べる。用いた素子は図5.1に示したものであり、ここでは $L=1\mu\text{m}$ のものを用いている。測定は $T=1.4\text{K}$ において行っている。

図5.14はQPC2のゲート電圧を固定し、QPC1のゲート電圧 V_{g1} をスイープさせたときの直列QPCのコンダクタンス G_{series} の V_{g1} 依存性である（実線）。 G_{series} は抵抗の逆数 $G_{\text{series}}=1/R_{15,24}$ から求めている。QPC2のゲート電圧はQPC2の一次元サブバンド数 N_2 が $N_2=1, 2, 3, 4, 5$ となるように固定している。 G_{series} はオームの法則が成立すると仮定すると、QPC1の抵抗 $R_1=1/G_1$ とQPC2の抵抗 $R_2=1/G_2$ との和である。すなわち、

$$\frac{1}{G_{\text{series}}} = \frac{1}{G_1} + \frac{1}{G_2} \quad (5.5)$$

が成立する。図5.14点線は(5.5)式が成立すると仮定したときの計算から求めた直列QPCのコンダクタンス G_{series} である。

図から測定値（実線）は計算値（点線）より大きくなっている。すなわち直列抵抗は各QPCの抵抗の和より小さくなっている。このことはオームの法則が成立していないことを示している。磁場が無く、QPC1からQPC2へのバリスティック電子の透過確率 T_d のときの直列コンダクタンスは以下のように表されることが知られている [33]。

$$G_{\text{series}} = \frac{1}{2} \left[G + \frac{2e^2}{h} T_d \right] \quad (5.6)$$

ここで G は各QPCのコンダクタンスである。(5.6)式はQPC間をバリスティックに走行す

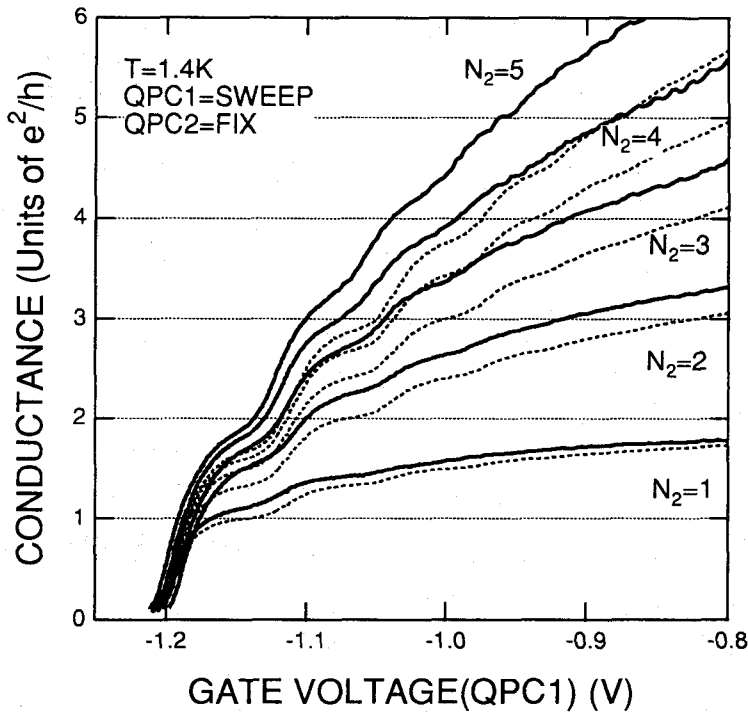


図 5.14 直列 QPC における抵抗の非加算性 QPC2 のチャンネル数を 1-5 に固定した場合の、QPC1 の電圧に対するコンダクタンス。実線は測定値、点線はオームの法則が成立すると仮定した場合の計算値

る電子が無い時、すなわち $T_d=0$ の時にはオームの法則を表している。バリスティック電子が存在すると $T_d \neq 0$ であるから G_{series} はオーミックな値 ($G_{series} = G/2$) より大きくなる。よって、図 5.14 の結果は QPC1 から QPC2 へ散乱を受けることなく伝導するバリスティック電子のためであると考えられる。従って抵抗の非加算性から QPC2 から出射されたバリスティック電子を QPC1 で検出できるということが確認された。

5.5.2 曲がり抵抗

エミッター、コレクター間のバリスティック電子の透過率を測定する方法として曲がり抵抗 (Bend Resistance: R_B) を利用する方法がある [34,35]。曲がり抵抗測定の方法を図 5.15 に示す。図 5.15 の端子 1-4 間にエミッター電流 I_e を流し、端子 2-3 間のコレクター電圧 V_c を測定すると抵抗 V_c/I_e が得られるがこれを曲がり抵抗とよぶ。すなわち曲がり抵抗は $R_B = R_{14,23} = V_c/I_e$ と定義される。ここでコレクターに入る電流を $I_{c(in)}$ とすれば、エミッターとコレクター間の透過率 T のとき $I_{c(in)} = TI_e$ が成り立つ。もちろん拡散的な伝導領域では $T=0$ であるが、バリスティック伝導領域では散乱がないために、端子 4 から出射された電子は曲がり切れずに直進してしまい、向かい側の電圧端子 2 に到達するものがあるために $T=0$ とはならない。このために R_B は負になってしまう。端子 2-3 間には電流は流れないか

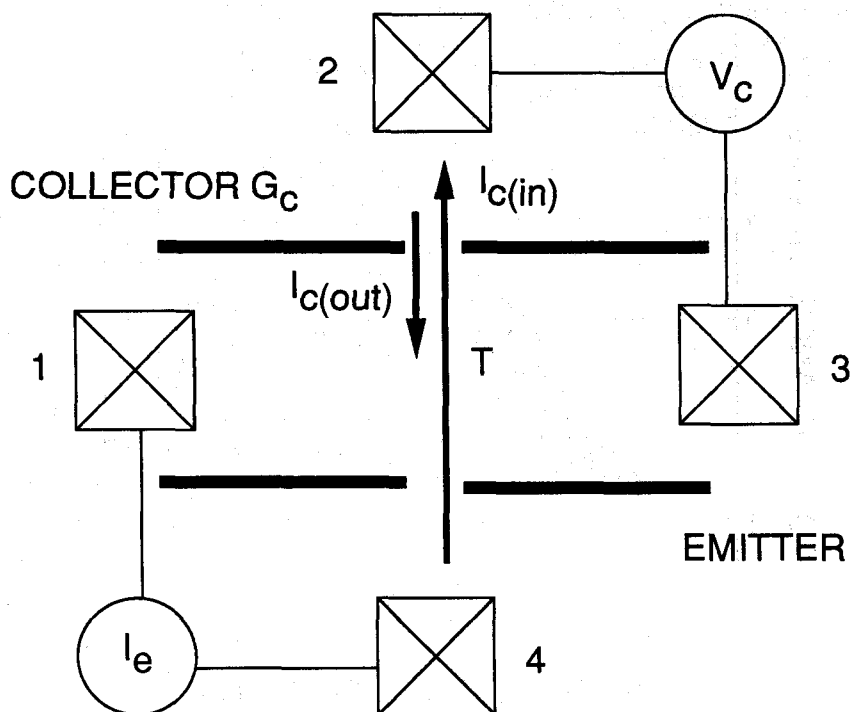


図 5.15 曲がり抵抗測定のご概念

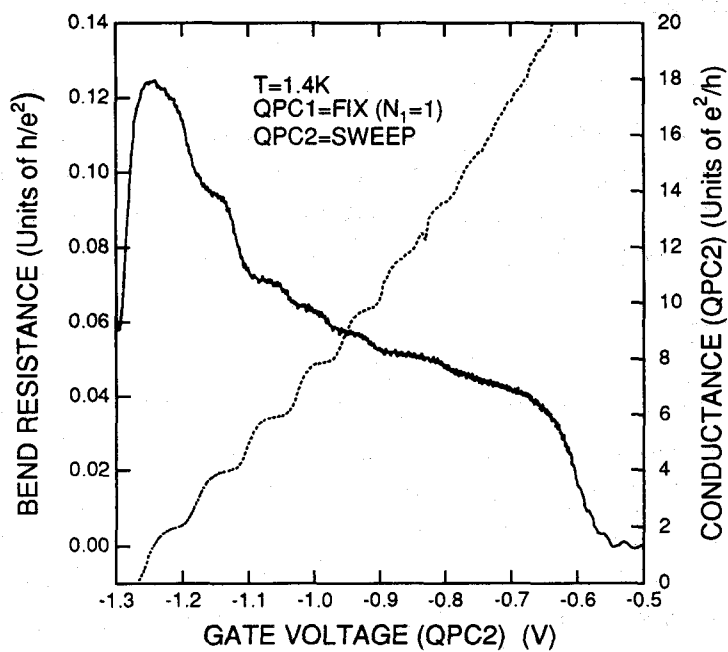


図5.16 直列量子ポイントコンタクトにおける曲がり抵抗 QPC1のチャンネル数を1に固定した場合の、QPC2の電圧に対する曲がり抵抗 (実線) と QPC2のコンダクタンス (点線)

ら $I_{c(in)}$ を打ち消す電流 $I_{c(out)}$ が発生する。このときコレクターのコンダクタンスが G_c であれば $I_{c(out)} = G_c V_c$ の関係が成立する。 $I_{c(in)} = I_{c(out)}$ であるから R_B は以下のように T と関係づけられる [36]。

$$R_B \equiv \frac{V_c}{I_c} = \frac{T}{G_c} \quad (5.7)$$

曲がり抵抗の測定に用いた素子は 5.5.1 項と同様の構造のものである。図 5.16 実線は QPC1 の一次元サブバンド数 N_1 を $N_1=1$ ($G_1=2e^2/h$) に固定してエミッターとし、QPC2 をコレクターとしてそのゲート電圧 V_{g2} を変化させたときの $R_B=R_{3165}$ である。 R_B は図 5.1 上図の端子 3-1 へ電流を流し、端子 5-6 の電位差をとっている。ここでは R_B の符号を正にするように電圧端子の極性を選んでいる。また図 5.16 にコレクターの QPC2 のコンダクタンスの V_{g2} 依存性を点線で示す。

図 5.16 においてゲート電圧 V_{g2} (QPC2) を負に印加していくと R_B はステップ状に増加するのが観測された。これは (5.7) 式において G_c が減少するためである。また R_B のステップ位置は QPC2 の量子化プラトーの位置 (図 5.16 点線参照) と良く対応しており、コレクターのコンダクタンス量子化の影響が R_B にも現われていると考えられる。

5.6 量子ポイントコンタクトからの電子波の出射分布測定

5.6.1 出射分布測定の方法

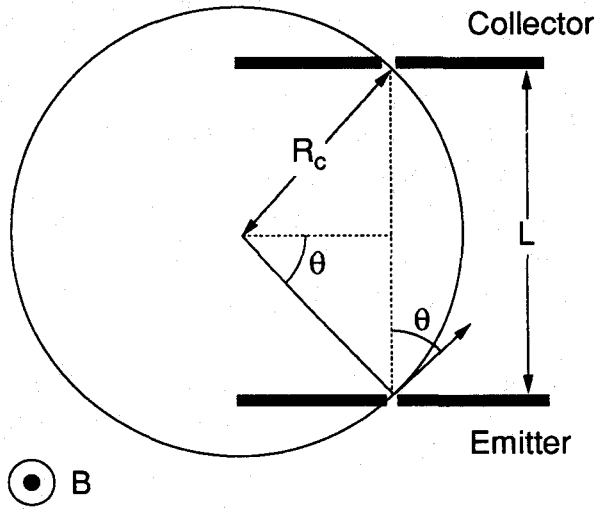
曲がり抵抗の測定において弱い磁場を 2DEG に垂直にかけると、ローレンツ力によって電子の軌道が曲げられるので、QPC からの電子の出射分布を観測することができる。実験の概念を図 5.17 に示す。磁場 B のもとでの出射角度 θ は以下の関係式から決まる。

$$\theta = \text{Arcsin} \left(\frac{eLB}{2\hbar k_F} \right) \quad (5.8)$$

この実験において位相破壊と前方散乱の影響をさけるため、 L は位相コヒーレンス長 L_ϕ やバリスティック長 L_b よりも小さくする必要があり、 L_ϕ は温度と電子のフェルミエネルギーからの過剰エネルギーに依存するが、 $T=1.4\text{K}$ におけるヤングの干渉実験から $L_\phi=1\text{-}10\mu\text{m}$ 程度である [12]。また L_b は電子フォークシングによる実験から平均自由行程の 1/2 程度であることがわかっている [37]。

このような実験は Molenkamp らによりはじめて行われ、電子のコリメーション効果が実験的に確認された [7]。この実験では QPC 中の一次元サブバンド数は 5 以上であり、実験結果は半古典的に説明することができた。しかし QPC の一次元サブバンド数が 1、2 程度になると電子波としての性質が現れると期待される。このような量子力学的領域での実験は Okada らにより初めて行われた [38]。それによると一次元サブバンド数が 1 のとき出射分布にはシングルピーク、一次元サブバンド数が 2 のときダブルピークが観測さ

Electron Classical Trajectory in Magnetic Field



Angle $\theta = \text{Arcsin}(eLB / 2\hbar k_F)$
 Cyclotron Radius $R_c = \hbar k_F / eB$

$W/L \ll 1$

$L < L_\phi$ L_ϕ : Phase Coherence Length

$L < L_b < L_e$ L_b : Ballistic Length

L_e : Elastic Scattering Length

図5.17 電子波出射分布測定構成図 磁場によって電子の軌道を曲げることで分布を測定する。本実験では $L=1.0, 2.0\mu\text{m}$ の二種類について行っている

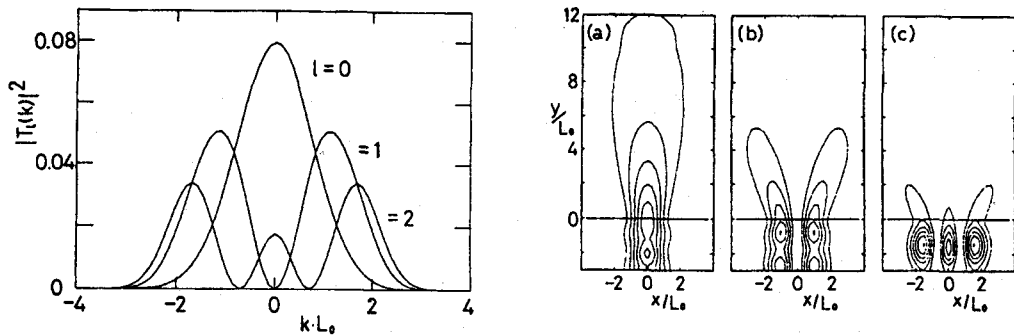


図5.18 量子ポイントコンタクトからの電子波の出射分布の計算 QPC中の一次元サブバンド数を反映して出射分布には特徴が現れる (A. Nakamura ら、参考文献 [39] より)

れている。これは箱型ポテンシャル中の定在波を考えたとき基底状態での波動関数は腹が一つなのに対し、第一励起状態の波動関数は腹が二つであることに対応している。このような一次元サブバンド数に依存して出射分布に構造が現れることは数値計算によっても確認されている[39,40]。NakamuraらによるQPCからの出射分布の数値計算の例を図5.18に示す[39]。

上に述べた実験に続き量子力学的領域において同様の実験が幾つか行われてはいるがそれらの実験結果は様々であり、必ずしもOkadaらの結果と一致しているわけではない[41-43]。またAndoは量子力学的領域のQPCの出射分布測定においてはコレクターの果たす役割が大きいことを理論的に初めて指摘した[39]。しかし量子力学的領域においてコレクターの効果についての系統的な実験は行われていない。

5.6.2 直列量子ポイントコンタクトの一次元サブバンドの制御

出射分布測定に用いる試料は図5.1上図の直列QPCである。QPC間の距離としては5.6.1項に述べた条件 ($L < L_0$, $L < L_0$) を十分満たすように、 $L=1\mu\text{m}$ 、 $2\mu\text{m}$ の二種類を作製している。電子波伝搬制御のためには両QPCの一次元サブバンド数を制御しなければならない。そこで本項では直列QPCの動作の確認を行う。

$T=1.4\text{K}$ 、LED光照射後の各QPCの抵抗とコンダクタンスのゲート電圧依存性を図5.19に示す。各QPC共に多くの量子化プラトーが観測され、QPCが電子導波路として正常に動作していることを示している。以後の実験においてはQPC2をエミッター、QPC1をコレクターとして用いる。

エミッター、コレクターを独立に制御するときの問題となるのは、一方のQPCをあるゲート電圧に固定したときのもう一方への影響についてである。図5.20はエミッターに対するコレクターゲート電圧印加の影響である。QPC1をコレクターとして一次元サブバンド数 $N_1=2, 3, 4, 8$ に固定したときのQPC2のゲート電圧依存性について調べた。図5.20からコレクターのゲート電圧を負にするにつれて、QPC2のピンチオフ電圧が正にシフトするのが観測された。このことはコレクターの影響によってエミッターの特性が影響を受けることを示しており、QPCのサブバンド数を特定の値に固定するためにはコレクターの影響に注意する必要がある。

5.6.3 量子ポイントコンタクトからの出射分布

図5.20において矢印で示したゲート電圧の位置にエミッターを固定して、曲がり抵抗 $R_{65,31}$ の磁場依存性を測定した。測定は図5.19、5.20の測定を行いQPCの特性を確認した直後に $T=1.4\text{K}$ において行っている。ここでは $L=1\mu\text{m}$ の試料を用いている。結果を図5.21(a)-(d)に示す。QPC1はエミッターとして $N_1=1, 2, 3, 4, 6$ と変化させ、QPC2はコレクターとして $N_2=2, 3, 4, 6$ に固定している。横軸は磁場の関数であるが(5.8)式によって出射角度に変換している。また測定では曲がり抵抗の符号を正になるようにとっている。

図5.21(a)では $N_2=8$ であるが、エミッターを変化させても曲がり抵抗に構造は観測され

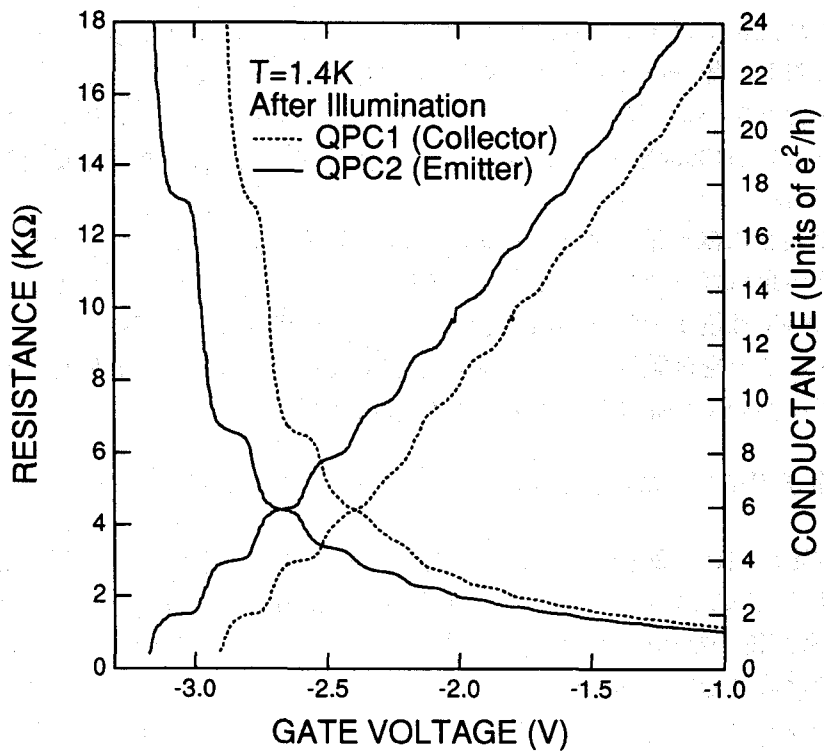


図 5.19 エミッター (QPC2)、コレクター (QPC1) 各々の量子ポイントコンタクトの動作の確認

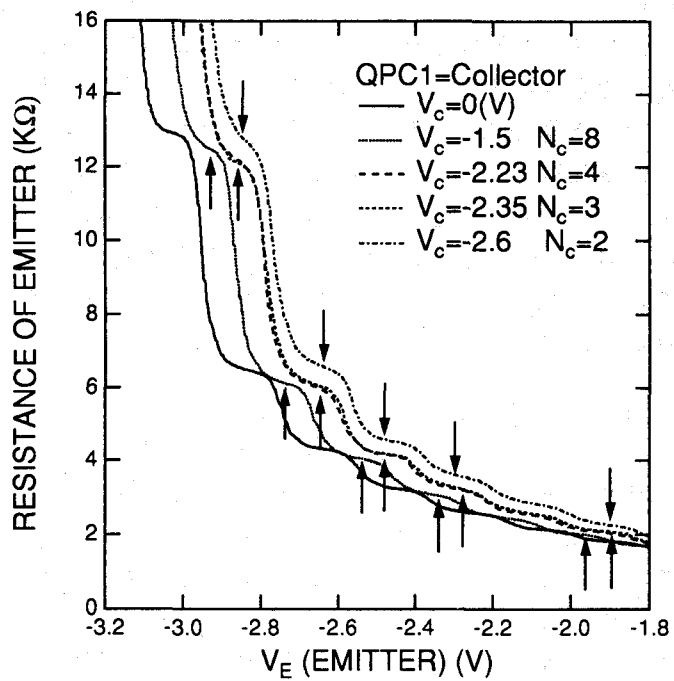


図 5.20 エミッターに対するコレクター電圧印加の影響

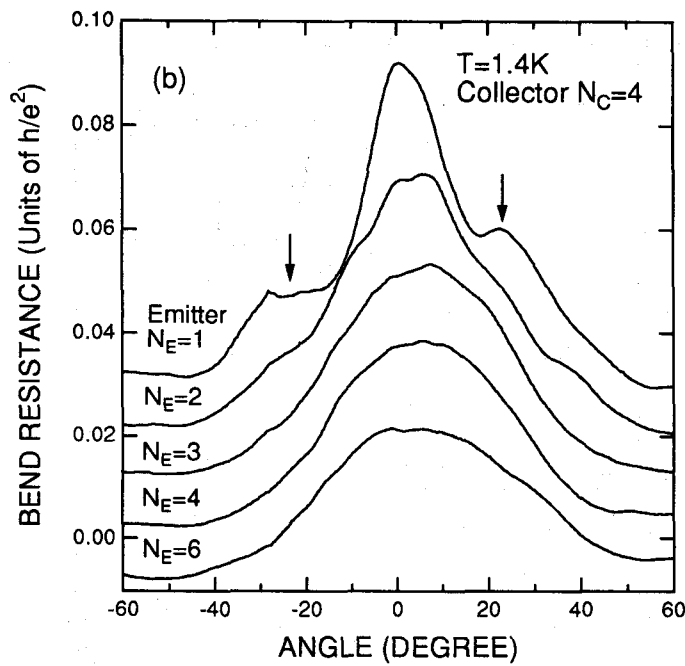
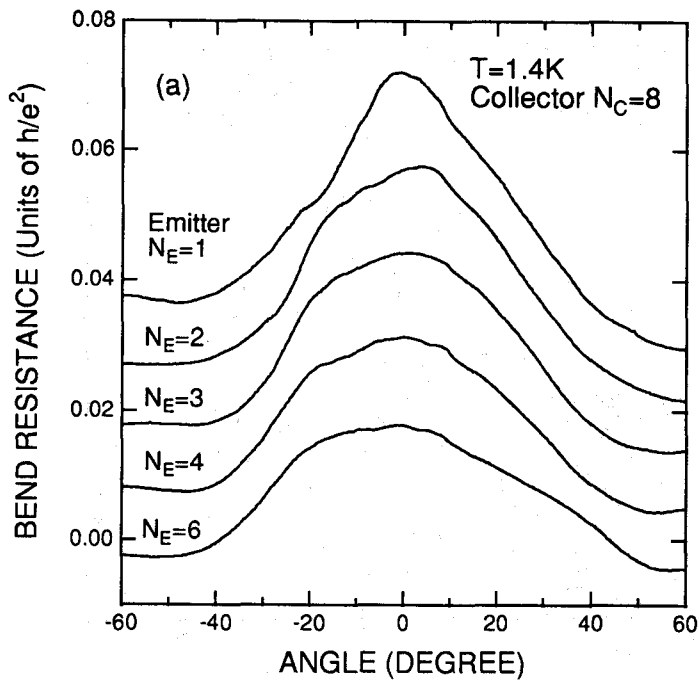
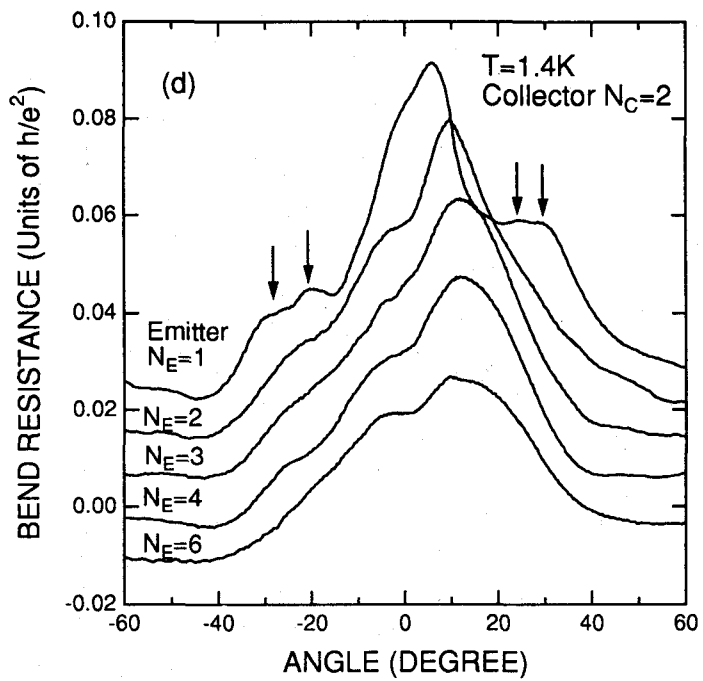
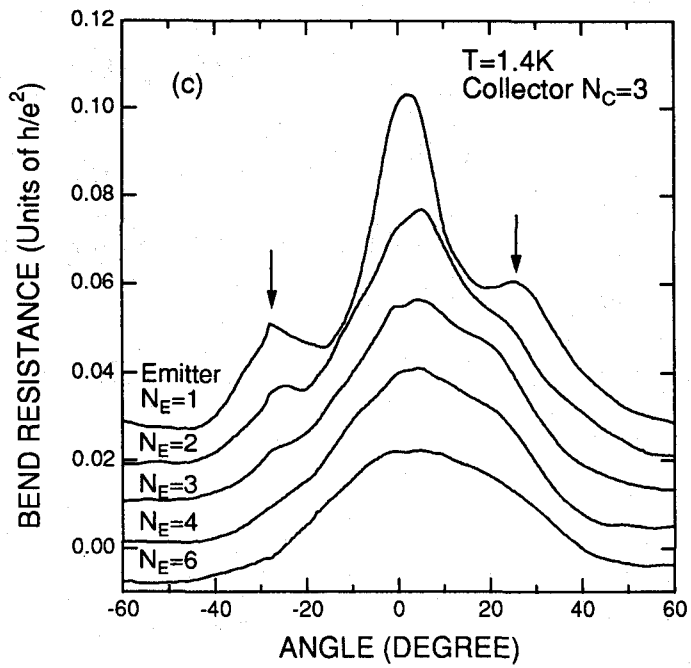


図5.21 エミッターとコレクターの一次元サブバンド数を変化させたときの曲がり抵抗の磁場依存性 曲がり抵抗の符号を正となるようにとっている ここで $L=1.0\mu\text{m}$ の場合である コレクターの一次元サブバンド数は(a) $N_c=8$ 、(b) $N_c=4$ 、(c) $N_c=3$ 、(d) $N_c=2$ である



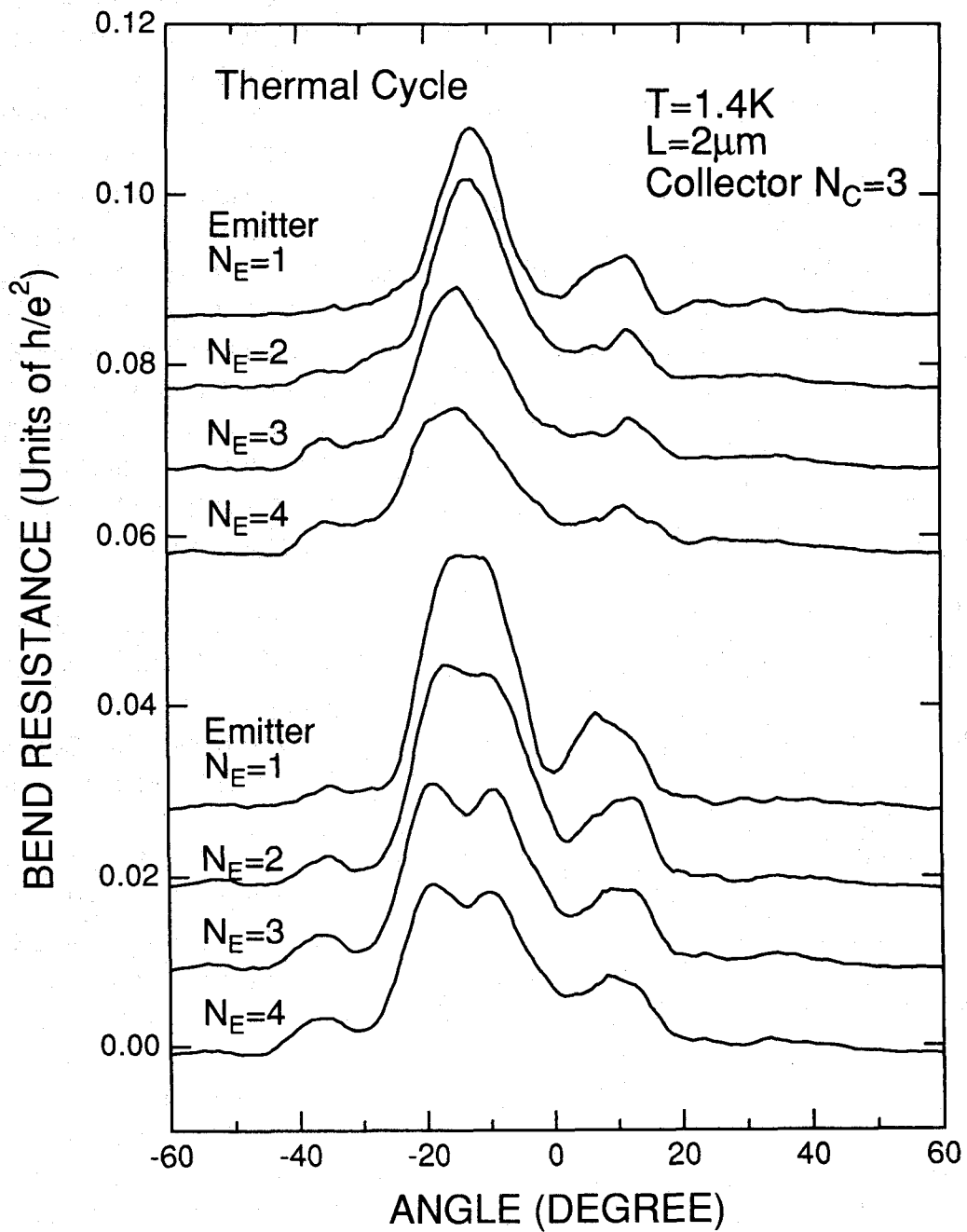


図5.22 $L=2.0\mu\text{m}$ の場合の曲がり抵抗の磁場依存性 コレクターの一次元サブバンド数は $N_C=3$ に固定し、エミッターのみを変化させている。熱サイクル前（下）と後（上）における変化を示す

ていない。しかし $N_2=4$ にすると $N_1=1$ のときに角度 $\approx 25^\circ$ においてサイドピークが観測された。このサイドピークは $N_2=3$ のときにも $N_1=1$ のとき角度 $\approx 25^\circ$ において観測される。さらに $N_2=2$ のときこのサイドピークはさらに二つのピークに分かれている。このことからサイドピーク構造はコレクターとエミッターのサブバンド数が共に小さいときに限り観測されることがわかる。また、 $N_2=2$ のときは複雑な構造が観測されていることからコレクターのサブバンド数が出射分布測定に影響を与えていることが示唆される。

さらに $L=2\mu\text{m}$ の試料を用いて同様の実験を行った。結果を図 5.22 下に示す。この場合コレクターは $N_2=3$ に固定している。やはりサイドピーク構造が観測されているが、中央のメインピークの位置が -15° 付近にずれていることがわかる。これは元々のエミッターからの出射分布がコレクターに対して 15° 度だけゆがみ、斜めに出射されていたものと考えられる。この場合にもやはり中央のメインピークから角度にして $\approx 25^\circ$ 離れたところにサイドピークが観測される。さらにエミッターのサブバンド数 $N_1=3, 4$ のときにはメインピークが二つに分かれている。このようなメインピーク中の構造は熱サイクルを加えると消失するが (図 5.22 上参照)、サイドピークは消失していないことがわかる。このようなメインピークが二つに分かれる現象は Cumming ら [41] と Oowaki ら [43] によっても観測されており、不純物によって電子波の進路がさえぎられてコレクターに到達できない効果であるとされている。図 5.22 のサイドピークは図 5.21 のものと異なり大きさが非対称であるが、このような不純物の影響でサイドピークの -40° 付近に観測されるサイドピークの振幅が小さくなり非対称性が生じているのかもしれない。

以上述べたように、これらの実験結果は単純な解釈では説明できないと考えられる。Shepard らは QPC 中の非断熱的なポテンシャルによって一次元サブバンドの電子分布が多く的一次元サブバンドに再分配されるモデルを提案している [42]。すなわち QPC の閉じこめポテンシャルは現実にはなめらか (断熱的) でなく、たとえ最も狭い領域が基底サブバンドしか占めていなくても、高次サブバンドへの遷移がおきて 2nd, 3rd サブバンドの電子も出射されるとしている。

コレクターの効果については、図 5.21(a) において $N_2=8$ のとき出射分布に構造が観測されないことからわかるように、コレクター幅が広いと角度分解能が悪くなることがわかる。 $N_2=3, 4$ 程度にしてコレクター幅を狭くして角度分解能を上げると、出射分布に構造が観測されるが、 $N_2=2$ にすると量子力学的領域となりコレクターの指向性が問題となり、コレクターの検出できる角度に制限が出てくると考えられる。このため複雑なサブピークを示すのであろう。従ってこのような領域ではコレクターとエミッター両方の指向性を同時に考慮しなければならないと考えられる。これに加えて不純物や QPC 中のポテンシャルの揺らぎといった、制御できないファクターがさらに問題を複雑にしている。また量子力学的領域ではコレクターからの反射波の効果も重要となってくることが指摘されている [40, 44]。今後は不純物や QPC 中のポテンシャルの揺らぎなどの不完全さも取り入れた、より現実的なモデルと実験結果との定量的な比較が必要である。

5.7 結言

1. 直列量子ポイントコンタクトにおいて抵抗の非加算性、負の曲がり抵抗を観測し、エミッターから出射されるコリメートされたバリスティック電子をコレクターにより検出できることを確認した。
2. バリスティック伝導領域における電子波制御の問題点は、ランダムな遠隔不純物分布によって二次元電子系にポテンシャル揺らぎが加わること、および電子捕獲準位によるランダムテレグラフ信号による抵抗の時間的変動である。前者はドーピングに伴う本質的問題であり高移動度にするこゝで小さくなるが、完全になくすことはできない。後者は量子ポイントコンタクトの量子化値に抵抗を固定することにより抑制できる。
3. 直列量子ポイントコンタクト系における曲がり抵抗によって電子波の出射分布を測定した。エミッター、コレクターのサブバンド数が共に少ないときのみ、曲がり抵抗はサブピーク構造を示す。サブピークはコレクターの伝導チャンネル数を増すと消失する。また出射分布測定におけるコレクターのサブバンド数効果について初めて実験的に調べた。コレクターのサブバンド数が2のとき、曲がり抵抗には複雑な構造が現れ、出射分布測定におけるコレクターの重要性を実験的に明らかにした。

超微細加工技術と結晶成長技術の進歩は電子導波路におけるモード（サブバンド）の制御を可能にした。バリスティック伝導になると拡散的伝導の場合と異なり、不純物の配置による伝導特性のゆらぎが少なくなると考えられてきた。しかしQPCの実験が示すことはドーパントの作るランダムなポテンシャルによりコンダクタンス量子化が影響を受けるということである。素子として半導体を用いる以上、ドーパントの問題は避けることができないので、これは本質的な問題となる。またQPCにおいて観測されるテレグラフ信号は将来、素子の微細化がさらに進むなら避けて通れない問題となる。また単一電子エレクトロニクスにおいても重要な影響を及ぼすであろう。一方このような否定的な見方から転じて、テレグラフ信号を積極的に活用することも考えられる。例えば金属ポイントコンタクト構造における電気伝導の研究は、格子欠陥などのダイナミクスの理解を得る上でも現在重要な手法となりつつある [45,46]。

参考文献

- [1] W.J. Skocpol, P.M. Mankiewich, R.E. Howard, L.D. Jackel and D.M. Tennant and A.D. Stone: *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 2865.
- [2] 御子柴宣夫: 半導体の物理 (培風館、1982) .
- [3] S. Ramo, J.R. Whinnery and T. van Duzer: *Fields and Waves in Communication Electronics* 2nd Edition (John Wiley & Sons, 1984).
- [4] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel and C.T. Foxon: *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 848.
- [5] D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J.E.F. Frost, D.G. Haseko, D.C. Peacock, D.A. Ritchie and G.A.C. Jones: *J. Phys. C* **21** (1988) L209.
- [6] G. Timp: *Semiconductors and Semimetals*, ed. M. Reed (Academic Press, San Diego, 1992) Vol. **35**, Ch. 3, p. 113.
- [7] L.W. Molenkamp, A.A.M. Staring, C.W.J. Beenakker, R. Eppenga, C.E. Timmering, J.G. Williamson, C.J.P.M. Harmans and C.T. Foxon: *Phys. Rev. B* **41** (1990) 1274.
- [8] J. Spector, H.L. Stormer, K.W. Baldwin, L.N. Pfeiffer and K.W. West: *Appl. Phys. Lett.* **56** (1990) 1290.
- [9] J. Spector, H.L. Stormer, K.W. Baldwin, L.N. Pfeiffer and K.W. West: *Appl. Phys. Lett.* **56** (1990) 2433.
- [10] C.W.J. Beenakker and H. van Houten: *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 1857.
- [11] 高垣雪彦、蒲生健次、難波進、邑瀬和生: *固体物理* **25** (1993) 950.
- [12] A. Yacoby, U. Sivan, C.P. Umbach and J.M. Hong: *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1938.
- [13] K. Aihara, M. Yamamoto and T. Mizutani: *Appl. Phys. Lett.* **63** (1993) 3595.
- [14] A. Yacoby, M. Heiblum, V. Umansky, H. Shtrikman and D. Mahalu: *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3149.
- [15] B.J. van Wees, L.P. Kouwenhoven, E.M.M. Willems, C.J.P.M. Harmans, J.E. Mooij, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson and C.T. Foxon: *Phys. Rev. B* **43** (1991) 12431.
- [16] L.I. Glazman, G.B. Lesovik, D.E. Khmel'nitskii and R.I. Shekhter, *Pisma Zh. Eksp. Theor. Fiz.* **48** (1988) 218 [*JETP Lett.* **48** (1988) 238].
- [17] A. Yacoby and Y. Imry: *Phys. Rev. B* **41** (1990) 5341.
- [18] M. Buttiker: *Phys. Rev. B* **41** (1990) 7906.
- [19] J.A. Nixon, J.H. Davies: *Phys. Rev. B* **41** (1990) 7929.
- [20] M. Buttiker: *Semiconductors and Semimetals*, ed. M. Reed (Academic Press, San Diego, 1992) Vol. **35**, Ch. 4, p. 191.
- [21] G. Kirczenow: *Phys. Rev. B* **39** (1989) 10452.
- [22] E. Tekman and S. Ciraci: *Phys. Rev. B* **40** (1989) 8559.
- [23] E. Tekman and S. Ciraci: *Phys. Rev. B* **43** (1991) 7145.
- [24] J.A. Nixon, J.H. Davies and H.U. Baranger: *Phys. Rev. B* **43** (1991) 12638.

- [25] L.I. Glazman and I.A. Larkin: *Semicond. Sci. Technol.* **6** (1991) 32.
- [26] S. Tarucha, T. Saku, Y. Tokura and Y. Hirayama: *Phys. Rev. B* **47** (1993) 4064.
- [27] K.S. Ralls, W.J. Skocpol, L.D. Jackel, R.E. Howard, L.A. Fetter, R.W. Epworth and D.M. Tennant: *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 228.
- [28] M.J. Uren, D.J. Day and M.J. Kirton: *Appl. Phys. Lett.* **47** (1985) 1195.
- [29] M.J. Kirton and M.J. Uren: *Adv. Phys.* **38** (1989) 367.
- [30] G. Timp, R.E. Behringer and J.E. Cunningham: *Phys. Rev. B* **42** (1990) 9259.
- [31] D.H. Cobden, N.K. Patel, M. Pepper, D.A. Ritchie, J.E.F. Frost and G.A.C. Jones: *Phys. Rev. B* **44** (1991) 1938.
- [32] D.H. Cobden, A. Savchenko, M. Pepper, N.K. Patel, D.A. Ritchie, J.E.F. Frost and G.A.C. Jones: *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 502.
- [33] C.W.J. Beenakker and H. van Houten: *Phys. Rev. B* **39** (1989) 10445.
- [34] Y. Takagaki, K. Gamo, S. Namba, S. Ishida, K. Ishibashi and Y. Aoyagi, *Solid State Comm.* **68**, 1051 (1988)
- [35] G. Timp, H.U. Baranger, P. de Vegvar, J.E. Cunningham, R.E. Howard, R. Behringer and P.M. Mankiewich, *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 2081.
- [36] C.W.J. Beenakker and H. van Houten: *Solid State Physics*, eds. H. Ehrenreich and D. Turnbull (Academic Press, San Diego, 1991) Vol. **44**, p. 1.
- [37] J. Spector, H.L. Stormer, K.W. Baldwin, L.N. Pfeiffer and K.W. West: *Surf. Sci.* **228** (1990) 283.
- [38] M. Okada, M. Saito, M. Takatsu, K. Kosemura and T. Nagata: *Superlatt. Microstruct.* **10** (1991) 493.
- [39] A. Nakamura, Y. Maki and A. Okiji: *J. Phys. Soc. Jpn.* **60** (1991) 749.
- [40] T. Ando: *Phys. Rev. B* **44** (1991) 8017.
- [41] D.R.S. Cumming, H. Ahmed and T.J. Thornton: *Appl. Phys. Lett.* **60** (1992) 2755.
- [42] K.L. Shepard, M.L. Roukes and B.P. van der Gaag: *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 2660.
- [43] Y. Oowaki, J.E.F. Frost, L. Martin-Moreno, M. Pepper, D.A. Ritchie and G.A.C. Jones: *Phys. Rev. B* **47** (1993) 4088.
- [44] 齊藤美寿、岡田誠、臼杵達哉、横山直樹: *生産研究* **45** (1993) 42.
- [45] K.S. Ralls, R.A. Buhrman, C.T. Tiberio: *Appl. Phys. Lett.* **55** (1989) 2459.
- [46] P.A.M. Holweg, J. Caro, A.H. Verbruggen and S. Radelaar: *Phys. Rev. B* **45** (1992) 9311.

第6章 拡散的伝導領域にある量子細線における位相コヒーレンス長

6.1 緒言

メソスコピック系物理において、位相コヒーレンス長 L_ϕ は系の性質を決める重要な特性長の一つである。また近年、バリスティック伝導領域において電子波を制御しようとする試みが行われてきているが、このためには電子波の位相破壊機構に対する理解が不可欠となる。従って L_ϕ は電子波干渉素子設計においても重要である。現在までに様々な物質（金属、半導体、絶縁体）や系（バルク、薄膜、細線）において L_ϕ を決める試みが行なわれてきた。 L_ϕ を求める方法として現在よく用いられているのは、弱局在効果の測定である。この方法によると L_ϕ だけでなく、一般に測定するのが難しい様々な特性長（例えばスピン-スピン散乱長 L_s 、スピン-軌道相互作用長 L_{so} ）を実験的に決めることができる。しかし弱局在効果を用いる方法は、拡散的伝導領域でないと適用できない。このためバリスティック伝導領域では、ヤングの干渉実験による方法[1]や一次元平面超格子による干渉効果を利用した方法[2]などから L_ϕ を求めることが試みられている。

フォノン散乱が無視できるような低温においては、電子のコヒーレンス（可干渉性）を破壊する原因は、主として電子-電子散乱やナイキスト散乱などの非弾性散乱である。従って、位相コヒーレンス時間 τ_ϕ は、非弾性散乱時間 τ_i できまり、 $\tau_\phi = \tau_i$ となる（拡散的伝導領域において L_ϕ と τ_ϕ の間には $L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$ の関係がある。ここで D は拡散定数である。位相破壊機構を議論するときには τ_ϕ を用いることが多いが、電子波干渉素子設計の観点からは L_ϕ を用いる）。温度を下げるにつれて電子間相互作用で決まる τ_i は単調に長くなる。従って温度を下げるにつれて L_ϕ は長くなる。しかし金属薄膜などの磁性不純物を含む系ではスピン-スピン散乱が弱局在効果を抑制するために、 τ_ϕ が低温で飽和を示すことがある。これは温度依存性のないスピン-スピン散乱が非弾性散乱時間ののびをそこで打切るからである[3]。

半導体量子細線における弱局在効果の研究において、 L_ϕ が低温で飽和する現象が数多く報告されている[4-9]。この原因については様々な機構が考えられているが、現在までのところ明確な結論は出ていない。上記のように金属細線においては磁性不純物によるスピン-スピン散乱が温度に依存しない位相破壊機構を与える。しかしGaAs量子細線の

ような半導体では、磁性不純物の存在は考えられない。また細線加工行程での磁性不純物の混入も無いと考えられる。このほかに温度に依存しない散乱として半導体で重要なものは、スピン-軌道相互作用である。しかしスピン-軌道相互作用は干渉を破壊するのではなく [10] 干渉のしかたを変えるだけであり、そのために反局在として正の磁気抵抗が現れることが知られている。GaAsのような比較的軽い物質では、電子間相互作用はスピン-軌道相互作用を超えるが、現在まで弱局在において、このことは無視されてきた。しかし最近では高電子密度の系においてスピン-軌道相互作用が重要であるということが認識されてきている。

メソスコピック系において L_c が重要な役割を果たす現象として、普遍的伝導度揺らぎ (Universal Conductance Fluctuations: UCF) がある [11-13]。最近のスピン-軌道相互作用が強い系における揺らぎの研究は、この相互作用が揺らぎの大きさに大きな影響を及ぼすことを明らかにしている。スピン-軌道相互作用が強い系における UCF が興味深い理由は、それがランダムマトリクス理論 (Random-Matrix Theory: RMT) と関係が深いからである [14,15]。RMT は量子輸送現象をランダムハミルトニアン of 基本的な対称性 (ユニヴァーサルリティクラス) を基にして取扱う [16]。ランダムハミルトニアン of 集合は orthogonal, unitary, symplectic の三種類に分類され、固体中の電子の場合にはこれらはそれぞれ、磁場が無くスピン-軌道相互作用が弱い場合、磁場のある場合、磁場が無くスピン-軌道相互作用が強い場合に相当する [17]。異なったユニヴァーサルリティクラスを持つハミルトニアンに対する揺らぎの大きさは、系のミクロな構造に依存せずその対称性によって決まってしまう。また細線の加工方法によって揺らぎの大きさが異なるという報告もあり、工学的観点からも揺らぎの大きさに興味を持たれている [18]。

深井らは GaAs/AlGaAs ファセット量子細線における位相コヒーレンス長を弱局在効果と UCF の双方から求め、それらを比較した [6]。それによると位相コヒーレンス長がスピン-軌道相互作用長を超えると、揺らぎの振幅と相関磁場は温度に依存しなくなる。また Millo らは GaAs/AlGaAs ヘテロ接合において揺らぎの振幅を調べた [19]。それによるとスピン-軌道相互作用は揺らぎの振幅を抑制する。これはスピントリプレット項はスピン-軌道相互作用でこわされるのに対し、シングレット項はスピン-軌道相互作用によって影響を受けないためである。また最近深井らは InGaAs/InAlAs 細線において、スピン-軌道相互作用の強さが弱い領域から強い領域に変化する場合に揺らぎの大きさが 1/2 になる現象を実験的に観測している [20]。

本章では δ ドーピングにより作製した n-GaAs 量子細線において、位相コヒーレンス長が温度に依存しなくなる現象について、その線幅依存性、加工方法依存性を実験的に調べた結果について述べる。位相コヒーレンス時間を調べる方法としては弱局在効果による負の磁気抵抗、UCF の平均二乗振幅および相関磁場を用いておりそれらの比較、検討を行う。はじめに 2 節において実験結果の解析に用いる理論について述べる。3 節では δ ドーピングにより作製した n-GaAs 量子細線について述べる。4 節では飽和現象の線幅依存性と加工方法依存性について弱局在効果から調べた結果について述べる。加工方法依存性についてはドライエッチングと、ウェットエッチングを用い比較している。また 5 節では飽和現象を UCF の平均二乗振幅および相関磁場から調べた結果について検討を

行う。6節ではスピン-軌道相互作用がある場合の位相コヒーレンス長について述べる。

6.2 理論

6.2.1 二次元弱局在理論

スピン-スピン散乱とスピン-軌道相互作用が存在するときの、二次元弱局在による磁気抵抗が氷上らによって計算されている [21]。また同様の結果は Altshuler らによっても得られている [22]。それによると温度 T における磁場中の伝導率 $\sigma(B, T)$ は以下ようになる (氷上-Larkin-長岡の式)。

$$\sigma(B, T) = \sigma_0 + \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ \frac{3}{2} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_2}{B}\right) - \frac{1}{2} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_3}{B}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_1}{B}\right) \right\} \quad (6.1)$$

$$B_1 = B_0 + B_{so} + B_s \quad (6.2)$$

$$B_2 = \frac{4}{3} B_{so} + \frac{2}{3} B_s + B(T) \quad (6.3)$$

$$B_3 = 2B_s + B(T) \quad (6.4)$$

(6.1) 式の第二項がドルーデの結果に対する量子補正を表している。ただし $\Psi(z)$ はディガンマ関数 [23]、 σ_0 はドルーデの伝導率である。また特性磁場 (characteristic field) B_1 、 B_2 、 B_3 を導入している。 B_0 、 B_1 、 B_{so} 、 B_s はそれぞれ弾性散乱時間 τ_0 、非弾性散乱時間 τ_i 、スピン-軌道散乱時間 τ_{so} 、スピン-スピン散乱時間 τ_s と次式の関係で結ばれている。

$$B_x = \frac{\hbar}{4eD\tau_x} \quad (6.5)$$

(6.1) 式をゼロ磁場からのずれを表す表式に書換える。ディガンマ関数の漸近近似 $\Psi(z) \approx \ln z - 1/z$ の関係を用いて、 $B \rightarrow 0$ の極限操作を行なうとゼロ磁場での伝導率として、

$$\sigma(0, T) = \sigma_0 - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln \left(\sqrt{\frac{B_1^2 B_3}{B_2^2}} \right) \quad (6.6)$$

を得る。スピン-軌道相互作用とスピン-スピン散乱が無視できるとき ($B_{so} = B_s = 0$)、特性磁場は $B_1 = B_0$ 、 $B_2 = B_1$ 、 $B_3 = B_1$ となり (6.5) 式の関係を用いると、(6.6) 式は次のようになる。

$$\sigma(0, T) = \sigma_0 - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \ln \left(\frac{\tau_i}{\tau_0} \right) \quad (6.7)$$

$\tau_i \propto T^p$ を仮定すれば、(6.7) 式は二次元弱局在における量子補正の $\ln T$ 依存を表している。よって伝導率のゼロ磁場からのずれ $\Delta\sigma(B, T)$ は以下ようになる。

$$\Delta\sigma(B, T) = \sigma(B, T) - \sigma(0, T) \quad (6.8)$$

$$= \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \left\{ \frac{3}{2}\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_2}{B}\right) - \frac{1}{2}\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_3}{B}\right) - \frac{1}{2}\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_1}{B}\right) + \ln\left(\sqrt{\frac{B_1^2 B_3}{B_2^2}}\right) \right\} \quad (6.9)$$

この式は実験から得られる磁気抵抗と直接比較することができる。なおこの理論の適用条件は $\omega_c\tau \ll \hbar/E_F\tau \ll 1$ であり、非常に磁場が弱い領域でしか実験と比較できないことに注意すべきである [24]。

6.2.2 普遍的伝導度揺らぎ (UCF)

伝導度の揺らぎについて議論するにあたり、無次元化コンダクタンス g を以下のように定義する。

$$g = \frac{G}{e^2/h} \quad (6.10)$$

ここで G はコンダクタンスである。また不純物平均からのずれ δg を以下のように定義する。

$$\delta g = g - \langle g \rangle \quad (6.11)$$

揺らぎの統計的性質を議論するため無次元化コンダクタンスの分散 $\text{var}(g)$ を以下のように定義する。

$$\text{var}(g) = \langle g^2 \rangle - \langle g \rangle^2 \quad (6.12)$$

また平均二乗 (root mean square: rms) 振幅を以下のように定義する。

$$g_{\text{rms}} = \sqrt{\text{var}(g)} = \sqrt{\langle g^2 \rangle - \langle g \rangle^2} \quad (6.13)$$

Lee, Stone [11] と Altshuler [12] は伝導度揺らぎについて、磁場やエネルギーによる平均が不純物分布に対する平均と等価であると仮定 (エルゴード仮定) しダイアグラマティックな計算を行ない、次のような揺らぎの相関関数を評価した。

$$F(\Delta B) = \langle \delta g(B) \delta g(B + \Delta B) \rangle \quad (6.14)$$

$$F(\Delta E) = \langle \delta g(E_F) \delta g(E_F + \Delta E) \rangle \quad (6.15)$$

その結果、絶対零度 $T=0$ ($L_0 \rightarrow 0$) で g_{rms} が、試料の大きさ、不純物密度、試料の平均コンダクタンスなどによらずユニヴァーサルな値 (1 の程度) となることが明らかとなった。このため、この揺らぎは普遍的伝導度揺らぎ (UCF) と呼ばれる。ただ試料の大きさには依存しないとはいっても、試料の形は比として残りユニヴァーサルな値 $g_{0\text{rms}}$ もそれに依存する [13]。その値は準一次元、正方形、立方体については、以下のようになる。

(1) 準一次元 $g_{0\text{rms}} = 0.729$

(2) 正方形 $g_{0\text{rms}} = 0.862$

(3) 立方体 $g_{0\text{rms}} = 1.088$

また磁場やスピン-軌道相互作用が存在するとこの値は小さくなるが、これについては次節で述べる。系の大きさ L が $L < L_0$ を満たすかぎり $G_{\text{ms}} \approx e^2/h$ であり、系を構成する物質の様々なパラメータによらない。ただしこれは測定方法が二端子法の場合について成立することには注意する必要がある。

有限温度において系の大きさが L_0 より大きくなると、 $L_0 \times L_0$ のコヒーレントなユニットでコンダクタンスが独立に揺らぐために平均化がおこる。また温度が高くなると、相関エネルギー間でも平均がおこることになる。幅 W 、長さ L の二次元系を考えると、空間平均とエネルギー平均が同時に存在するときのコンダクタンスは次のようになる。

$$\delta G = \sqrt{\frac{E_c(L_0)}{k_B T} \frac{m}{n} \frac{1}{\sqrt{nm}} \left(\frac{e^2}{h}\right)} g_{0\text{ms}} \quad (6.16)$$

$$= \sqrt{\frac{\pi^2 \hbar D}{L_0^2 k_B T} \left(\frac{L}{L_0}\right)^{3/2} \left(\frac{L_0}{W}\right)^{1/2} \left(\frac{e^2}{h}\right)} g_{0\text{ms}} \quad (6.17)$$

ただし $E_c = \hbar D/L^2$ は相関エネルギー、 $m=W/L_0$ 、 $n=L/L_0$ はコヒーレントユニットの幅、長さ方向の数である。ここで $1/\sqrt{nm}$ は相関のないサブユニット間の統計平均を表す。 m/n はオームの法則である。

6.2.3 スピン-軌道相互作用とゼーマン分離存在下の UCF

Feng はスピン-軌道相互作用とゼーマン分離が存在する場合の UCF をダイアグラムの手法を用いて計算した [25]。考える系は大きさ L_x, L_y, L_z の直方体型金属である。系は拡散領域にあるとしており、すなわち $l_c < L_x, L_y, L_z$ である。不純物による散乱はスピンに依存しない散乱確率 $1/\tau_0$ とスピン-軌道散乱確率 $1/\tau_{so}$ の和で与えられ、 $1/\tau = 1/\tau_0 + 1/\tau_{so}$ である。このときコンダクタンス G の分散 $(\delta G)^2$ は以下のようになる。

$$(\delta G)^2 = 6 \left(\frac{e^2}{h}\right)^2 \frac{1}{L_z^4} \sum_{\{q_{\text{ph}}^2\}, \{q_{\text{pp}}^2\}} \frac{2}{(q_{\text{pp}}^2 + 4rz/D)^2} + \frac{2(q_{\text{pp}}^2 + 2rz/D)^2 + 2(2\zeta/D)^2}{\left[q_{\text{pp}}^4 + 4rzq_{\text{pp}}^2/D + (2\zeta/D)^2\right]^2} + \frac{2(2rz)^2}{\left[q_{\text{pp}}^4 + 4rzq_{\text{pp}}^2/D + (2\zeta/D)^2\right]^2} \\ + \frac{2(q_{\text{ph}}^2 + 2rz/D)^2}{\left(q_{\text{ph}}^4 + 4rzq_{\text{ph}}^2/D\right)^2} + \frac{2(2rz/D)^2}{\left(q_{\text{ph}}^4 + 4rzq_{\text{ph}}^2/D\right)^2} + \frac{2(q_{\text{ph}}^2 + 4rz/D)^2 + (2\zeta/D)^2}{\left[q_{\text{ph}}^4 + 4rz/D + (2\zeta/D)^2\right]^2} \quad (6.18)$$

ここで $x \equiv 1/\tau_0$ 、 $z \equiv 1/\tau_{so}$ 、 $r \equiv (x+3z)/(x-z)$ とおいた。また $\zeta \equiv g\mu_B B/2$ はゼーマンエネルギーである。 q_{ph}^2 は拡散方程式の固有値であり、直方体の試料を考えると、

$$q_{\text{ph}}^2 = \left(\frac{\pi n_z}{L_z}\right)^2 + \left(\frac{\pi n_x}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{\pi n_y}{L_y}\right)^2 + \frac{1}{L_0^2} \quad (6.19)$$

で与えられる。この結果は Diffusion 項 (particle-hole channel) と Cooperon 項 (particle-particle channel) との和であるが、磁場が存在すると時間反転対称性がこわされて Cooperon 項からの寄与がなくなる (これは弱局在理論による負の磁気抵抗の機構と同じである)。磁場がゼーマン分離を引起こすほど強くない条件下 ($\phi_0/A < B < 2\hbar D / (g\mu_B(L^*))^2$)、ただし $L^* = \min(L_\phi, L_z)$ 、 A はコヒーレント領域の面積) では $\zeta=0$ とおけるので (6.18) 式は以下のようになる。

$$(\delta G)^2 = 24 \left(\frac{e^2}{h} \right)^2 \frac{1}{L_z^4} \sum_{\{q_{ph}\}} \frac{(q_{ph}^2 + 2rz/D)^2 - q_{ph}^2 2rz/D}{q_{ph}^4 (q_{ph}^2 + 4rz/D)^2} \quad (6.20)$$

また磁場とスピン軌道相互作用が無いとき、 $B=0, z=0$ とおけて

$$(\delta G)^2 = 48 \left(\frac{e^2}{h} \right)^2 \frac{1}{L_z^4} \sum_{\{q_{ph}\}} \frac{1}{q_{ph}^4} \quad (6.21)$$

を得る。これは良く知られた Lee-Stone の結果である [13]。

6.3 δ ドープ n-GaAs 量子細線の作製

試料作製に用いた基板は Si の δ ドーピングにより作製した n-GaAs 基板 (以下基板と略記) #1、#2、#3 である (第 2 章表 2.2 参照)。GaAs(100) 面への Si の δ ドーピングによって δ ドーピング面には擬 2DEG が形成される。

基板 #1、#2 は δ ドーピング層が一層のものである。基板 #1 の成長温度は 545°C であり、Capacitance-Voltage (C-V) プロファイル測定の結果からドーパントは単原子層程度の領域に閉じ込められていると考えられる [26]。電子密度および移動度はそれぞれ $n_s = 6.6 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ 、 $\mu = 0.065 \text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ である。一方、基板 #2 の成長温度は 650°C と高温であり、成長温度が高いためにドーパントは熱拡散によって単原子層を越えて広がっている。電子密度および移動度は #2 では $n_s = 7.4 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ 、 $\mu = 0.2 \text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ である。これらの n-GaAs 基板の擬 2DEG はドーパント原子の作る V 型ポテンシャルによって δ ドーピング平面に閉じ込められているので、電子は不純物散乱を受ける確率が高い。このために基板の移動度は低く、平均自由行程は $l_e = 7\text{-}30 \text{nm}$ 程度である。 l_e は L_ϕ や試料の大きさに較べて十分小さいため電気伝導は拡散的となる。

本章では細線との比較のために、線幅の十分大きな試料を薄膜として測定している。薄膜の試料については全てリン酸系エッチャント ($\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 1:1:30$) によるウェットエッチングによって線幅 $W = 750 \mu\text{m}$ 、長さ $L = 1850 \mu\text{m}$ のホールバー型に加工している。また 6.4.1 項に述べる線幅依存性を測定する試料はドライエッチングにより作製している。試料の SEM 像を図 6.1(a) に示す。量子細線については 6.4.2 項に述べる加工方法依存性を測定する試料はウェットエッチングまたはドライエッチングにより作製している。量子細線の SEM 像を図 6.1(b) に示す。ドライエッチングには加速エネルギー 1KeV の Ar イオ

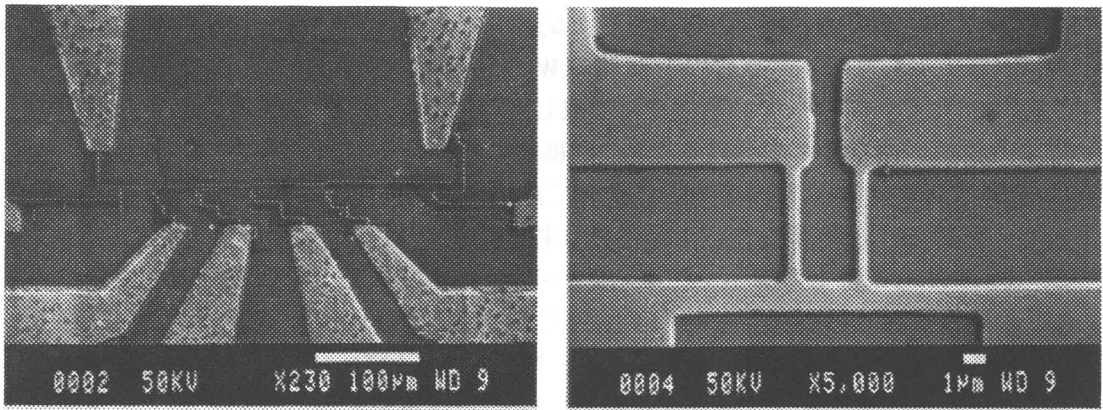


図 6.1 試料のSEM像 (a) 試料 1、(b) 試料 2-5 の量子細線

表 6.1 測定試料の特性

Sample No.	n-GaAs	Etching	Width (μm)	Length (μm)
1	#2	Dry	4,5,7,10	40,50,70,100
2	#1	Wet	0.8	3.0
3	#1	Dry	1.1	3.1
4	#2	Wet	0.5	3.2
5	#2	Dry	0.6	3.1

ンミリング装置を用いている。またウエットエッチングはリン酸系エッチャント ($\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}=1:1:50$) 中において室温下で3分間行なっている。ウエットエッチングによって線幅 $1\mu\text{m}$ 以下の細線を加工する時には、制御性が悪いため正確な線幅はわからない。このため線幅は低温測定後にSEMによって観察し実測している。作製した試料の基板、加工方法、線幅 W 、長さ L を表 6.1 にまとめる。

測定は液体 ^3He 減圧装置を用い温度域 $T=0.5\text{-}4.2\text{K}$ 、暗下において行った。なおジュール熱による試料の温度上昇を避けるために、試料に流す電流を 10nA 以下となるようにしている。

6.4 位相コヒーレンス長の低温における飽和現象

6.4.1 線幅依存性

谷口らによって δ ドープ n-GaAs 量子細線の線幅が $3\mu\text{m}$ 以下になると、 L_0 に飽和特性が現れることが報告されている [8]。それではこれより線幅が大きい場合には L_0 はどのようなようになるだろうか。そこで細線幅を様々に変えて L_0 の温度依存性を調べた。

この実験で用いるのは基板2から作製した試料1である(図6.1(a)、表6.1参照)。線幅として $W=0.7, 4, 5, 7, 10\mu\text{m}$ のものと薄膜($W=750\mu\text{m}$)を作製した。四種類の線幅 $W=4, 5, 7, 10\mu\text{m}$ については一つの基板上に形成し同時に弱局在の測定を行なった。線幅の違いにより抵抗が異なるのを避けるため、四種類の細線の全てのアスペクト比(L/W)を10にしている。また $W=0.7\mu\text{m}$ のものについては別の試料を作製し測定した。

これらの細線および薄膜において弱局在効果を観測し、負の磁気抵抗と氷上-Larkin-長岡の式((6.1)-(6.4)式)とのフィッティングから τ_0 と τ_{s0} を求め、その温度依存性を調べた。ただし磁性不純物は存在しないので(6.1)式において $B_s=0$ とおいている。この試料ではスピン-軌道相互作用による正の磁気抵抗が観測されていないので τ_{s0} を正確に決めることは難しい。そこでフィッティングに際しては τ_{s0} は温度に依存しないとして一定値に固定している。結果を図6.2に示す。

図6.2から $W=4, 5, 7, 10\mu\text{m}$ のいずれの線幅においても、 τ_1 が τ_{s0} と同程度になったときに飽和を示すことが観測された。同様の特性は薄膜の試料においても観測された。この基板#2では薄膜においても飽和がおこっている。薄膜において L_{s0} と L_0 が同程度になると L_0 が飽和する現象は川路らによっても報告されているが、その原因はわかっていない[27]。この試料を作製した基板#2は成長温度が高くドーパントの拡散がおこっていると考えられるので、このことが関係しているのかもしれない。

実験結果から $W=4, 5, 7, 10\mu\text{m}$ の細線については、薄膜との違いは見出されなかった。しかし $W=0.7\mu\text{m}$ の細線と比較すると飽和値の違いが観測されている。ゆえにドライエッチングで作製した細線については、細線の壁面での散乱が位相コヒーレンスに何等かの影響を及ぼしていると考えられる。

6.4.2 加工方法依存性

6.4.1項の結果からドライエッチングにより薄膜を細線に加工すると位相コヒーレンスに影響が現れることがわかる。この原因として細線壁面での散乱の影響が考えられるが、ドライエッチングによる加工損傷が影響を与えている可能性も考えられる。これを確認するためには L_0 の飽和現象の加工方法による違いを調べる必要がある。

この実験に使用したのは試料2と3であり、共に基板#1を用いている(図6.1(b)および表6.1参照)。加工方法による違いを調べるため、加工損傷の無いウエットエッチングと加工損傷の大きいドライエッチングを比較した。細線幅としては飽和現象への加工の影響が顕著に現れるようにするため $W<1\mu\text{m}$ 程度のものを作製した。また細線との比較のために薄膜についても調べている。

図6.3は $T=0.5-4.2\text{K}$ の範囲で温度を少しずつ変えたときの量子細線における磁気抵抗である。ゼロ磁場付近では抵抗が高くなっており、これが弱局在効果によるものである。磁場を印加するにつれて時間反転対称性がやぶれて干渉効果がこわされる結果、抵抗は減少し負の磁気抵抗を示す。さらに磁場をかけていくと抵抗は複雑に振動するのが観測される。この振動は時間的に変動するノイズではなく同じ試料では再現性がある。これがUCFである。

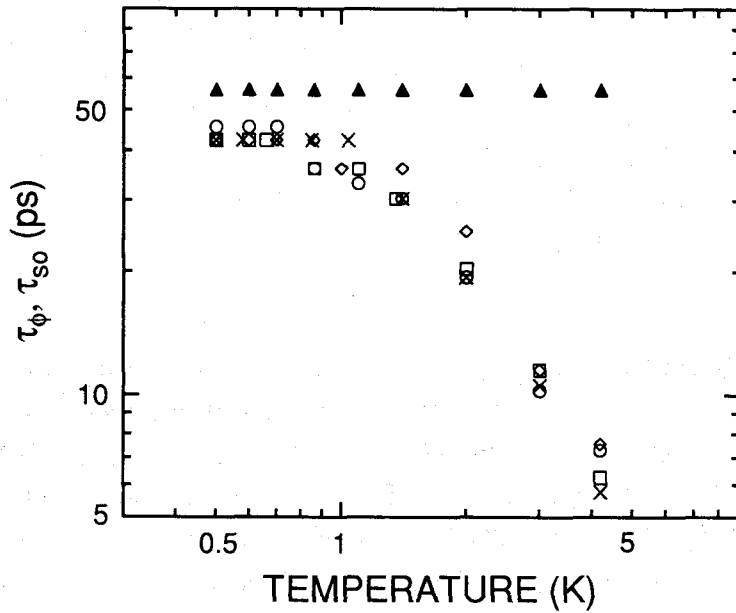


図6.2 位相コヒーレンス時間とスピン-軌道相互作用時間の温度依存性を様々な線幅の細線についてプロットしたもの ▲はスピン軌道相互作用時間、残りは細線幅がそれぞれ10 μm (O)、7 μm (□)、5 μm (◇)、4 μm (×) の場合の位相コヒーレンス時間である

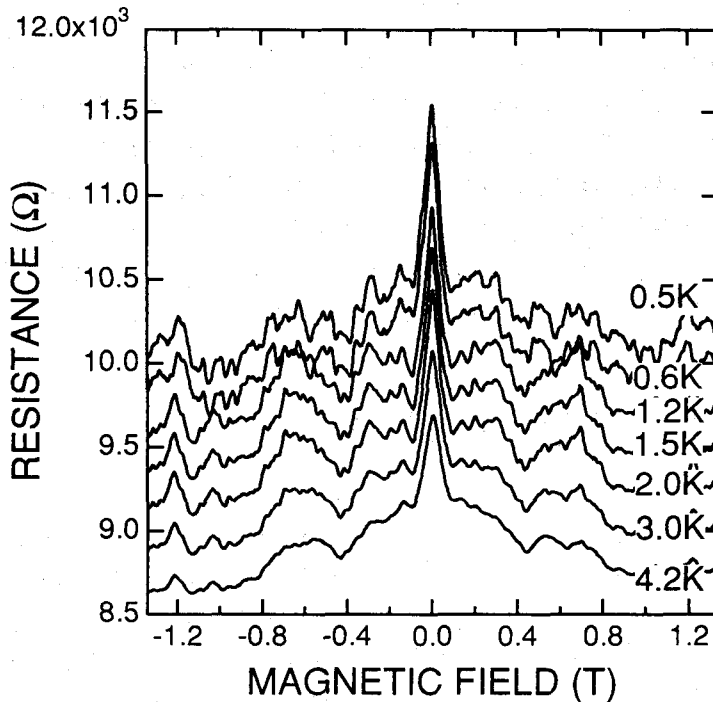


図6.3 拡散的伝導領域におけるn-GaAs細線(線幅1.5 μm 、長さ3.0 μm)の磁気抵抗 温度は0.5-4.2Kであり、各温度ごとの特性についてオフセットをとっている

まずはじめに L_0 の細線における温度依存性を調べた。6.4.1項と同様にして氷上-Larkin-長岡の式 ((6.1)-(6.4) 式) とのフィッティングから L_0 を求めた。ただし基板#1は電子密度が基板#2に比べて少なく、スピン-軌道相互作用が弱いために L_{s0} をフィッティングで決めることはできなかったため、 $1/\tau_{s0}=0$ と仮定している。

結果を図6.4に示す。薄膜、ウエットエッチングにより加工した量子細線、ドライエッチングにより加工した量子細線における L_0 の温度依存性をプロットしている。また次式で定義される熱拡散長 L_T を破線で示している。

$$L_T = \sqrt{\frac{\hbar D}{k_B T}} \quad (6.22)$$

図6.4からこの試料では L_0 は L_T にくらべて小さくなっていることがわかる。各試料の線幅は $W=0.8, 1.1\mu\text{m}$ であり、フィッティングから求めた L_0 が線幅より小さいことは、系が二次元的であることを示しており氷上-Larkin-長岡の式を用いたことと矛盾しない。また薄膜での L_0 の温度依存性は $T^{-1/2}$ に比例していることがわかる。細線についても $T>2\text{K}$ の高温側では $T^{-1/2}$ 依存性を示している。このことは位相破壊は主として二次元電子-電子散乱によって示唆している。電子-電子散乱の次元は、 L_T と W との大小できまるが、破線で示した L_T は測定温度域では W より小さく、電子-電子散乱の次元が二次元であることを指示している。

上述のように薄膜においては L_0 は温度の低下とともに長くなるのが観測される。これは二次元電子-電子散乱が主要な位相破壊の原因であるためである。一方、細線ではどちらの加工方法をとった場合でも、 L_0 は飽和していることがわかる。従って L_0 の飽和現象は加工方法に依らず量子細線に特有の現象であることがわかる。ただし飽和値についてはドライエッチングで作製した細線のほうが、ウエットエッチングのものに比べて短くなっている。ドライエッチングによる細線では加工損傷のために電子密度が減少しているので飽和値は電子密度の差によるものである可能性がある。しかし飽和値の違いは電子密度の差による拡散係数 D の違いとしては説明することができず、このことから τ_0 の値自体が違うということがわかる。このことからドライエッチングにより誘起される加工損傷が何らかの形で位相破壊に関係している可能性もあるといえる。

6.5 普遍的伝導度揺らぎおよび相関磁場との関係

6.4節で述べたように基板#1から作製したn-GaAs量子細線においては、線幅が $1\mu\text{m}$ 程度になると L_0 が低温で飽和する傾向を示す。これは二次元弱局在理論とのフィッティングから求めたものであり、フィッティング精度の問題もあるため、別の方法でも確認する必要がある。そこで本節ではUCFの平均二乗振幅 g_{ms} と相関磁場 B_c に着目して、その温度依存性を調べることで位相コヒーレンスに関する情報を引き出すことについて述べる。そしてこれらを二次元弱局在理論から求めた L_0 と比較、検討を行なった。

図6.3に示す磁気抵抗に観測されるUCFから各温度ごとに g_{ms} と B_c を求めた。まず磁気

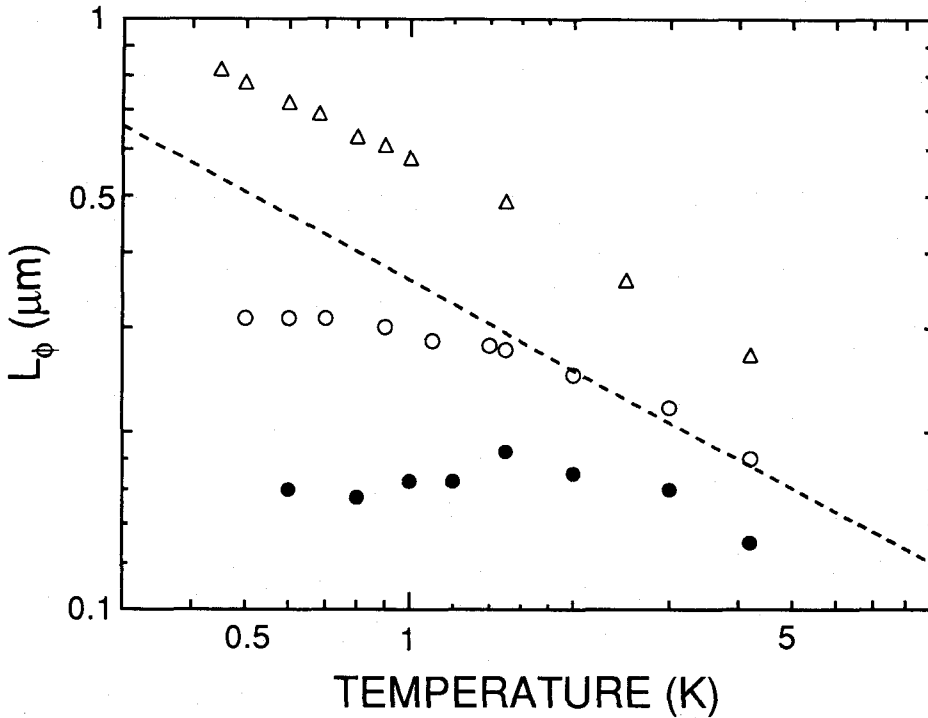


図6.4 位相コヒーレンス長の温度依存性 Δ は薄膜、 \circ はウエットエッチングによる細線、 \bullet はドライエッチングによる細線であり、点線は熱拡散長である

抵抗カーブを最小二乗法によって二次曲線で近似し、これを抵抗の平均値とした。次にこの平均値からのずれを計算し、コンダクタンスに変換する。そして以下の自己相関関数

$$F(B, \Delta B) = \langle g(B)g(B + \Delta B) \rangle - \langle g(B) \rangle^2 \quad (6.22)$$

を計算した。 $\Delta B=0$ のとき自己相関関数は $\langle \delta g^2 \rangle$ となるので、 $g_{\text{rms}} = \sqrt{F(B, 0)}$ の関係から平均二乗振幅が求まる。また B_c は $F(B, B_c)/F(B, 0)=1/2$ によって定義される。

図6.5に細線における g_{rms} と B_c の温度依存性を示す。 g_{rms} については e^2/h で規格化している。 g_{rms} については、ウエットエッチングにより作製した試料の値は温度低下とともに増加した後 $T=1\text{K}$ 以下で飽和傾向を示すが、ドライエッチングの試料ではほとんど温度依存性が見られなかった。飽和値に関しては、ドライエッチングの試料のほうがウエットエッチングの試料の約1/3程度になっている。また B_c については、いずれの加工方法をとった場合でも、温度低下とともに小さくなる傾向にあるがやはり $T=1\text{K}$ 以下では飽和の傾向を示している。 B_c は位相コヒーレンスが保たれる領域の面積を反映するので(この試料はどちらも L_ϕ は L_T, W より小さく B_c は位相コヒーレンス長だけできまっていると考えられる。(6.25)式を参照のこと。)、 B_c の飽和はやはり L_ϕ が飽和することを示している。

g_{rms} と B_c の温度依存性の実験結果を、位相コヒーレンス長の温度依存性と定量的に比較する。有限温度における現実の系ではエネルギー平均の効果と空間平均の効果によって

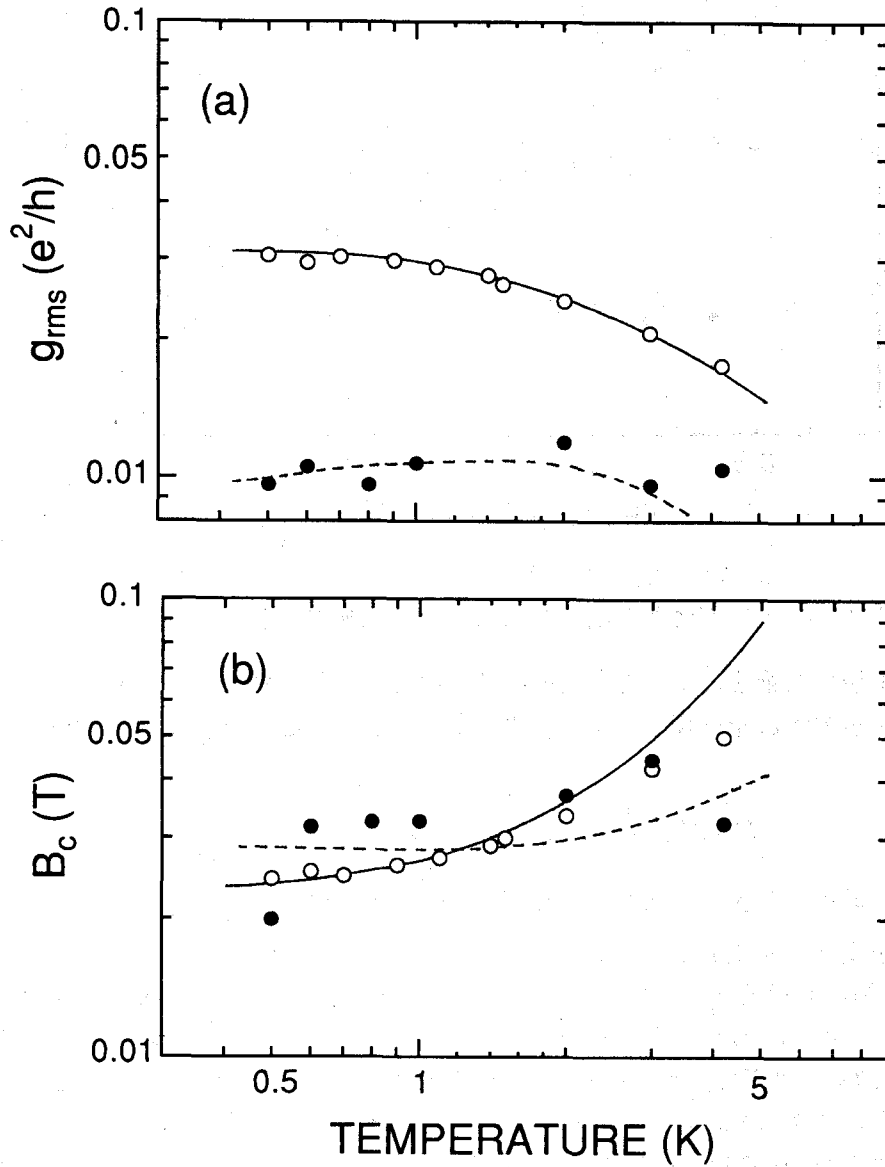


図6.5 UCFの平均二乗振幅および相関磁場の温度依存性 ○はウエットエッチングによる細線、●はドライエッチングによる細線 実線と点線はそれぞれウエットエッチングドライエッチングによる細線についての図6.4に示す L_0 を用いた計算結果

コンダクタンスの揺らぎはユニヴァーサルな値から減少することが知られている。また磁場中では揺らぎに対する Cooperon からの寄与が破壊されるために、ユニヴァーサルな値も $1/\sqrt{2}$ になる。試料の大きさが L_ϕ より大きくなると、試料は $L_\phi \times L_\phi$ のコヒーレントなサブユニットに分けることができ、各サブユニットがユニヴァーサルな振幅で独立に揺らぐ。従って二次元では空間平均化された振幅は $L > L_\phi$ のとき (6.17) 式より次式のようになる (この試料では $L = 3\mu\text{m}$ 程度であるから $L > L_\phi$ の条件は十分満たされている)。

$$\delta G_{\text{rms}} = \sqrt{(\delta G)^2} = \left(\frac{L}{L_\phi}\right)^{3/2} \left(\frac{W}{\min(W, L_\phi)}\right)^{1/2} \delta G_{0\text{rms}} \quad (6.23)$$

ここで $\delta G_{0\text{rms}}$ は UCF の揺らぎのユニヴァーサルな平均二乗振幅である。

さらに熱エネルギー $k_B T$ が相関エネルギー $E_c(L)$ を越える場合には相関の無い径路が伝導に寄与し、エネルギー平均化がおこる。もし $L_T < L_\phi$ であれば、(6.23) 式にはエネルギー平均による因子

$$\sqrt{\frac{E_c(L_\phi)}{k_B T}} \quad (6.24)$$

が加わる。ただこの試料では図 6.4 からわかるとうりほぼ $L_T > L_\phi$ であるので、この因子による補正は小さい。

また相関磁場 B_c は以下のようになる。

$$B_c = 1.2 \frac{\phi_0}{\min(L_\phi, L_T) \times \min(W, L_\phi, L_T)} \quad (6.25)$$

ただし ϕ_0 は磁束量子である。(6.23), (6.25) 式を用いて、弱局在効果から求めた L_ϕ から g_{rms} , B_c を計算した。計算結果を図 6.5 に実線および点線で示す。絶対値を合わせるために g_{rms} , B_c をウエットエッチングの試料について、それぞれ 0.38, 0.5 倍している。またドライエッチングの試料についてはそれぞれ 0.22, 0.2 倍している。絶対値については一致しないものの、温度依存性は良い一致がみられる。従って、位相コヒーレント長の飽和現象は UCF によっても確認することができたと考えられる。

6.6 スピン - 軌道相互作用がある場合の揺らぎの大きさと相関磁場

スピン - 軌道相互作用が強い系では、揺らぎの平均二乗振幅が $1/2$ に抑制されることを 6.2 節において述べた。そこでこのような系で g_{rms} と B_c がどのような温度依存性を示すか調べた。

本節に述べる測定においては、試料 4 と 5 を用いている。試料作製に用いたのは基板 #3 であり、6.4 節と同様にウエットエッチングとドライエッチングによって細線に加工している (図 6.1(b) および表 6.1 参照)。

弱局在効果と水上-Larkin-長岡の式 ((6.1)-(6.4) 式) とのフィッティングによって L_ϕ , L_{s0}

を求めた (ただし $L_{so} = \sqrt{D\tau_{so}}$ である)。図 6.6 に位相コヒーレンス長とスピン-軌道相互作用長の温度依存性を示す。破線は L_T の温度依存性を示している。 L_ϕ が L_{so} と同程度になると L_ϕ の飽和がおこっている。しかし L_ϕ は細線幅より大きくなり、細線は一次元的であることになる。

このことは二次元弱局在理論を用いることと矛盾する。そこで一次元弱局在理論とのフィッティングを試みたが、全く一致せずフィッティングは不可能であった。6.4 節でも述べたように、この基板は薄膜においても $L_\phi \approx L_{so}$ となる温度で L_ϕ が飽和しており、フィッティング精度に問題があるのかもしれない。 L_T は L_ϕ 、 L_{so} に比べて短く、エネルギー平均効果が位相コヒーレンスに大きな影響を及ぼしていることが示唆される。

g_{ms} と B_c の温度依存性を図 6.7 に示す。 $T < 2K$ では g_{ms} と B_c 共に温度に依存しなくなっている。またスピン-軌道相互作用が弱い場合 (6.4 節参照) と異なり、飽和値もほぼ等しくなっている。これは L_ϕ が $T = 2K$ 以下で飽和することからも期待される。 L_ϕ との関係を定量的に議論するために計算を行なうが、この領域では g_{ms} を求めるとき (6.17) 式のような簡単な関係式を用いることができない。そこで (6.20) 式を用いて計算機で和をとることによって直接求めた。この試料では $L_T < L_\phi$ であるので、エネルギー平均の因子が入ってくる。絶対値を合わせるために、その結果を 0.56 倍したものを実線で示す。図 6.7(a) からわかるように、実線はエネルギー平均の因子を反映して、温度について $T^{-1/2}$ 依存性をもっている。しかし実験との一致は悪い。また B_c については L_T が L_ϕ 、 L_{so} 、 W より短いので (6.25) 式から L_T のみできまり、以下のようなになる。

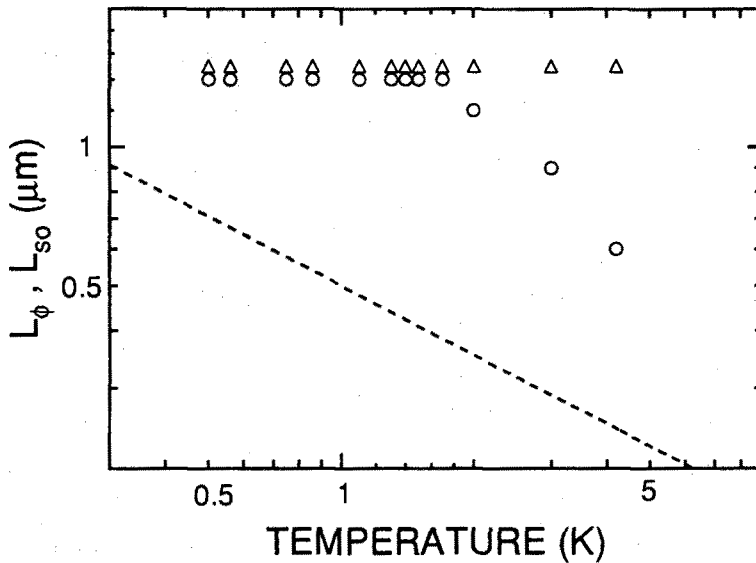


図 6.6 スピン-軌道相互作用がある場合の位相コヒーレンス長の温度依存性 Δ はスピン軌道相互作用長、 \circ は位相コヒーレンス長であり、点線は熱拡散長である

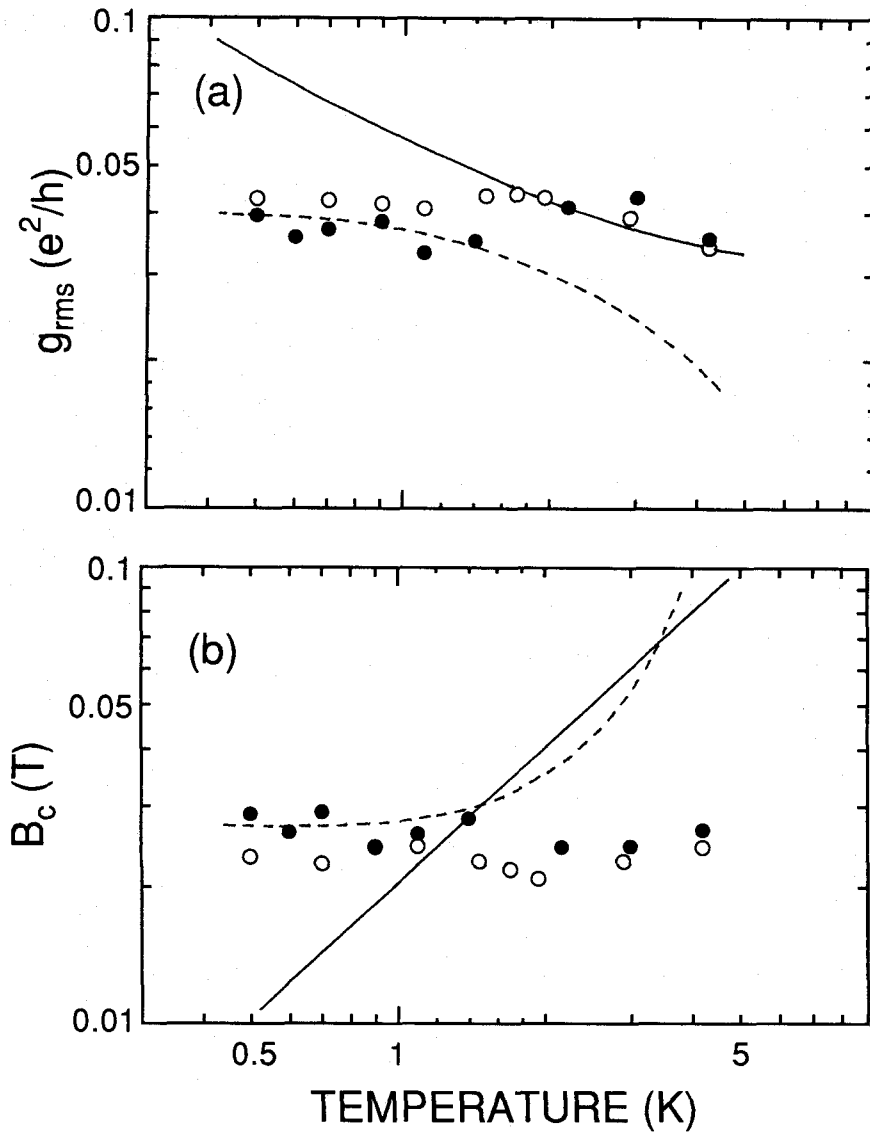


図6.7 スピン軌道相互作用がある場合のUCFの平均二乗振幅および相関磁場の温度依存性 ○はウェットエッチングによる細線、●はドライエッチングによる細線 実線と点線はそれぞれ熱平均の効果を入れた場合と入れない場合の図6.6に示す L_0 を用いた計算結果

$$B_c = 1.2 \frac{\phi_0}{L_T^2} = 1.2 \frac{\phi_0 k_B T}{\hbar D} \quad (6.26)$$

ただし ϕ_0 は磁束量子である。よって理論値は T に比例した温度依存性を示すが、実験結果はほとんど温度に依存しておらず実験値と理論値とは全くあわない。この実験と理論との不一致は熱平均の特性長が L_T より長いことを示唆している。エネルギー平均の効果が無視できるとすると、理論曲線は破線のようになる（絶対値を合わせるために0.13倍、11倍している）。

6.7 結言

拡散領域にある n-GaAs 量子細線の位相コヒーレンス長について述べた。 δ ドーピングによって作製した n-GaAs 基板を細線に加工し、温度域 0.5-4.2K において磁気抵抗の測定を行なった。磁気抵抗に観測される弱局在効果から位相コヒーレンス長を求め、その温度依存性を調べた。さらに UCF の平均二乗振幅と相関磁場の温度依存性を調べて位相コヒーレンス長の振舞と比較した。その結果以下の結論を得た。

1. δ ドープ n-GaAs 量子細線における位相コヒーレンス時間の温度依存性は、薄膜では飽和せず $T^{1/2}$ に比例して長くなるが、細線に加工すると低温で飽和傾向を示すことを確認した。このことを普遍的伝導度揺らぎの平均二乗振幅と相関磁場の温度依存性からも明らかにした。
2. 位相コヒーレンス時間の飽和現象には線幅依存性があるが、飽和値については線幅依存性が無いことを明らかにした。飽和現象には加工方法依存性は無いことを示した。

本章に述べた実験は $T=0.5\text{K}$ までしか行なっておらず、さらに低温にしたときどのようなようになるかは測定していない。深井らは飽和していた UCF の平均二乗振幅が $T < 0.1\text{K}$ で再び大きくなる現象を観測している[20]。希釈冷凍機を用いたさらに低温での実験が必要である。また薄膜においても位相コヒーレンス長がスピン-軌道相互作用長と同程度になると飽和する現象を観測したが、この原因の解明は今後の課題である。この基板は成長温度が高くドーパントが拡散していると考えられるので[26]、結晶構造の変化によるものなのかもしれない。

参考文献

- [1] A. Yacoby, U. Sivan, C.P. Umbach and J.M. Hong: Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1938.
- [2] K. Tsubaki and Y. Tokura: Appl. Phys. Lett. **53** (1988) 859.
- [3] J.J. Lin and N. Giordano: Phys. Rev. B **35** (1987) 1071.
- [4] K.K. Choi, D.C. Tsui and K. Alavi: Phys. Rev. B **36** (1987) 7751.
- [5] T. Hiramoto, K. Hirakawa, Y. Iye and T. Ikoma: Appl. Phys. Lett. **54** (1989) 2103.
- [6] Y.K. Fukai, S. Yamada and H. Nakano: Appl. Phys. Lett. **56** (1990) 2123.
- [7] J.P. Bird, A.D.C. Grassie, M. Lakrimi, K.M. Hutchings, P. Meeson, J.J. Harris and C.T. Foxon: J. Phys. C **3** (1991) 2897.
- [8] H. Taniguchi, T. Nagoya, Y. Takagaki, Y. Yuba, S. Takaoka, K. Gamo, K. Murase and S. Namba: Jpn. J. Appl. Phys. **29** (1990) 403.
- [9] H. Taniguchi, J. Takahara, Y. Takagaki, K. Gamo, S. Namba, S. Takaoka and K. Murase: Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) 2808.
- [10] H. Fukuyama: J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984) 3299.
- [11] P.A. Lee and A.D. Stone: Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1622.
- [12] B.L. Altshuler: JETP Lett. **41** (1985) 648.
- [13] P.A. Lee, A.D. Stone, and H. Fukuyama: Phys. Rev. B **35** (1987) 1039.
- [14] Y. Imry: Europhys. Lett. **1**, 249 (1986); K.A. Muttalib, J.L. Pichard, and A.D. Stone, Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2475.
- [15] A.D. Stone, P.A. Mello, K.A. Muttalib and J.L. Pichard: *Mesoscopic Phenomena in Solids*, eds. B.L. Altshuler, P.A. Lee and R.A. Webb (North-Holland, 1991).
- [16] 長谷川洋: 物理学最前線 **28** (共立出版, 1991) .
- [17] 川畑有郷、川村清編: 物理学論文選集 3 (1994) .
- [18] R. Cheung, Y. H. Lee, C.M. Knoedler, K.Y. Lee, T.P. Smith³ and D.P. Kern: Appl. Phys. Lett. **54** (1989) 2130.
- [19] O. Millo, S.J. Klepper, M.W. Keller, D.E. Prober, S. Xiong, A.D. Stone and R.N. Sacks: Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 1494.
- [20] Y. Fukai, H. Nakano, S. Nakata, S. Tarucha and K. Arai: *Science and Technology of Mesoscopic Phenomena*, eds. S. Namba, C. Hamaguchi and T. Ando (Springer-Verlag, Tokyo, 1992) p. 205.
- [21] S. Hikami, A.I. Larkin and Y. Nagaoka: Prog. Theor. Phys. **63** (1980) 707.
- [22] B.L. Altshuler, D.E. Khmel'nitzkii, A.I. Larkin and P.A. Lee: Phys. Rev. B **22** (1980) 5142.
- [23] 森口繁一、宇田川佳久、一松信: 数学公式 3- 特殊函数 (岩波書店, 1960) .
- [24] A. Kawabata: J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984) 3540.
- [25] S. Feng: Phys. Rev. B **39** (1989) 8722.
- [26] 谷口裕昭: 大阪大学修士論文 (1991).
- [27] S. Kawaji, K. Kuboki, H. Shigeno, T. Nambu, J. Wakabayashi, J. Yoshino and H. Sakaki: *17th Int. Conf. Physics of Semiconductors*, eds. J.D. Chadi and W.A. Harrison (Springer-Verlag, New

York,1985) p. 413.

第7章 結論

半導体大規模集積回路の微細化がさらに進んだときに現れる量子輸送現象について研究を行った。超微細加工技術によって二次元電子系に人工的ポテンシャルを導入し、そのポテンシャル下での電気伝導特性について調べ、その制御を試みた。以下に本研究において得られた結論についてまとめる。

第3章では、短周期の平面超格子作製に適した新たな方法を提案し、実際に本方法によって一次元平面超格子を作製できることを示した。

1. 平面超格子の作製プロセスとして、低エネルギーイオン照射によって二次元電子系にポテンシャルを導入する新しい方法を提案し、本方法によって実際に一次元平面超格子を作製した。この一次元平面超格子においてワイス振動および磁気破壊効果を観測し、ポテンシャル変調が二次元電子系に導入されていることを実証した。また表面ショットキーゲートによりポテンシャルの強さを制御できることを示した。
2. 磁気破壊理論とのフィッティングによって周期ポテンシャルの大きさを評価し、低エネルギーイオン照射により 1meV 程度のポテンシャル変調を、大きな移動度の低下なく導入できることを示した。
3. 理論的に予測されていたホール抵抗におけるワイス振動を初めて観測した。また、強磁場におけるシュブニコフ・ド・ハース振動に対する一次元周期ポテンシャルの効果について調べ、シュブニコフ・ド・ハース振動に異方性を見だし、理論的予測と定性的に一致することを示した。

第4章ではアンチドット平面超格子を作製し、その磁場中での電気伝導を評価した。アンチドットを六方格子、長方格子、シェルピンスキーギャスケット格子状に配置して伝導特性を制御することを試みた。

1. 六方アンチドット平面超格子において磁気抵抗の整合振動を初めて観測し、軌道密度を考慮した拡張ドルーデモデルを六方格子系において適用し、実験結果を良く説明できることを示した。またゼロ磁場近傍におけるホール抵抗の消失および低電子密度の場合の磁気抵抗については拡張ドルーデモデルでは説明できないことを示した。
2. 六方および長方アンチドット平面超格子における電気伝導の異方性について調べた。六方格子においては磁気抵抗は等方的であることを示した。長方格子においては磁気抵抗

に異方性が現れることを観測した。この異方性は測定領域の面積を小さくすることにより、アンチドット数を少なくすると弱くなり、アンチドットにおける整合振動が多くの軌道の平均的な効果であることを、初めて明らかにした。

3. 長方格子の整合振動は、電流に垂直な方向の周期によって決まることを、アンチドットポテンシャルの形が円形の場合について確認した。長方格子における磁気抵抗の異方性はピン軌道のみによっては説明できず、バリステック電子のカオス的運動の重要性を示唆する結果を得た。

4. 準周期的なシェルピンスキーギャスケット格子においても整合振動が観測されることを見出した。また周期的格子の場合と異なり、負の磁気抵抗が観測されることを示した。

第5章では、直列量子ポイントコンタクト構造を作製し、バリステック伝導領域における電子波伝搬過程の制御を試みた。

1. 直列量子ポイントコンタクトにおいて各量子ポイントコンタクトを独立して制御しコンダクタンス量子化を示すことを確認した。また直列量子ポイントコンタクトにおいて抵抗の非加算性、負の曲がり抵抗を観測し、エミッターから出射されるコリメートされたバリステック電子をコレクターにより検出できることを確認した。

2. 直列量子ポイントコンタクトにおいて、コレクター側の一次元サブバンド数を直接反映したプラトー状の構造が曲がり抵抗に現れることを、初めて示した。

3. バリステック伝導領域における電子波制御の問題点は、ランダムな遠隔不純物分布によって二次元電子系にポテンシャル揺らぎが加わること、および電子捕獲準位によるランダムテレグラフ信号による抵抗の時間的変動である。前者は高移動度にすることで小さくなるが、完全になくすことはできない。後者は量子ポイントコンタクトの抵抗を量子化値に固定することにより抑制できる。

4. 直列量子ポイントコンタクトにおける曲がり抵抗によって、電子波の出射分布を測定した。エミッター、コレクターの一次元サブバンド数が共に少ないときにのみ、曲がり抵抗はサブピーク構造を示し、サブピークはコレクターのサブバンド数を増すと消失することを示した。また出射分布測定におけるコレクターのサブバンド効果について初めて実験的に調べた。コレクターのサブバンド数が2のとき、曲がり抵抗には複雑な構造が現れ、出射分布測定におけるコレクターのサブバンド数の重要性を実験的に明らかにした。

第6章では、 δ ドープ n-GaAs 量子細線における位相コヒーレンス長の低温での飽和現象について調べた。

1. n-GaAs 量子細線における位相コヒーレンス長の温度依存性は、低温で飽和傾向を示すことを確認した。また普遍的伝導度揺らぎの平均二乗振幅と相関磁場を調べることに

より、飽和傾向が見られることを示した。

2. 位相コヒーレンス時間の飽和現象には線幅依存性があるが、飽和値については線幅依存性が無いことを明らかにした。また、飽和現象には加工方法依存性は無いことを示した。

謝辞

本研究を遂行するにあたって、研究の初期から終始御親切な御指導と御激励を頂きました、大阪大学名誉教授難波進先生に心から感謝の意を表します。

本研究の遂行にあたり直接御指導を頂きました、大阪大学基礎工学部教授蒲生健次先生に心から感謝いたします。

本研究を進めるにあたり、数々の有益な御教示をいただきました大阪大学理学部教授邑瀬和生先生に心から感謝いたします。

本論文をまとめるにあたりまして、大阪大学基礎工学部教授浜川圭弘先生、山本錠彦先生、小林猛先生、小林哲朗先生、奥山雅則先生には有益な御教示と御激励をいただきました。ここに深く感謝いたします。

低温測定において終始御親切に御指導下さいました、大阪大学理学部助教授鷹岡貞夫先生に深く感謝いたします。

本論文をまとめるにあたり有益な御助言を頂きました大阪大学基礎工学部助教授高井幹夫先生、有留宏明先生に心から感謝いたします。

本研究の遂行にあたり終始御討論をしていただき、数々の有益な御助言をいただきました大阪大学基礎工学部助手弓場愛彦先生に深く感謝いたします。

本研究の遂行にあたり、数多くの御討論と御助言によって私を支えて下さいました大阪大学基礎工学部助手柳沢淳一先生、若家富士男先生に心から感謝いたします。

技術的な御助力をいただきました大阪大学基礎工学部技官美濃邦夫氏、河崎清氏、原村一等氏に深く感謝いたします。

本研究の初期から実際の研究遂行において直接御指導して頂き、多くの有益な御教示をいただきました高垣雪彦博士に心から感謝いたします。

本研究の過程で有益な御助言をいただきました元大阪大学基礎工学部助手木野村淳先生に深く感謝いたします。

実験の遂行にあたりまして、低温測定について一から御指導いただき、実験結果について多くの御教示をいただきました大阪大学理学部助手音賢一先生に心から感謝いたします。

塚越一仁氏には低温測定について御助言をいただいたほか、多くの有益な御議論をしていただきました。心から感謝いたします。また低温測定に当たりまして、たいへんお世話になりました小新堂透氏、高橋雄三氏、沢崎立雄氏、香西考真氏、栗本秀彦氏、若山繁俊氏、仲尾幸雄氏をはじめとする邑瀬研究室の皆様にご挨拶申し上げます。

本研究は谷口裕昭氏（第6章）、角田武氏（第4章）、山代智樹氏（第4章）、岸本克彦

氏（第3章）、吉松誠二氏（第3章）、惣塚敏行氏（第5章）、畑瀬宏一氏（第5章）、野村光氏（第4章）との共同研究です。また、日本電気基礎研究所松井真二博士、落合幸徳博士には一次元平面超格子素子の超微細加工の面（第3章）で御協力いただきました。これらの方々の御協力なくしては本研究を行うことはできませんでした。ここに記して深く感謝するものです。

楠見之博氏、名古屋翼氏、上原拓氏らナノメータグループの皆様には、研究の初期において実験を教えて頂きました。また阪本利司氏には実験に関して数々の有益な御討論と御教示をいただきました。小杉敏彦博士、高永範博士からは温かい御激励をいただきました。ここに心より感謝いたします。

バリスティック伝導の研究に欠かすことのできない高移動度ヘテロ接合基板作製においては山沢真浩氏、山元隆弘氏、音居尚和氏、吉川明寿氏にたいへんお世話になりました。心から感謝いたします。

筆者のオランダ、デルフト工科大学滞在にあたりましてはデルフト工科大学 C.J.P.M. Harmans 先生に大変お世話になりました。先生には滞在中多くの御指導と御討論をしていただきました。心より感謝いたします。また滞在にあたりデルフト工科大学教授 J. E. Mooij には温かい御配慮をいただきました。心から感謝いたします。滞在中には以下の方々に大変お世話になりました。ここに記して感謝いたします。Dr. Charlie Johnson、Dr. Leo Kouwenhoven、Nijs van der Vaat、Kars-Michiel Leensen、Luuk Mur、Wim de Jong、Mark Boonman。また Philips 社 Dr. L.W. Molenkamp にもお世話になりましたことを、ここに感謝いたします。また山形大学助教授折原勝男先生には、公私にわたり温かい御配慮をいただきましたことを感謝いたします。

本研究の過程で有益な御議論をしていただきました、東京理科大学山口短期大学教授石田修一先生、理化学研究所石橋幸治博士、東邦大学大槻東巳先生、チェコスロバキア科学アカデミー Dr. P. Streda、ノッティンガム大学教授 L. Eaves、ウイーン工科大学教授 E. Gornik、IBM 社 Dr. M. Buttiker、デルフト工科大学教授 G. Bauer、東芝基礎研究所山内尚氏に感謝いたします。また本学理学部中西毅氏、本学工学部根岸紀夫氏には有益な御議論をしていただき、理論についての御助言をいただきました。深く感謝いたします。

本研究の過程では、難波研究室および蒲生研究室の数多くの先輩方、同級生、後輩たちに御協力していただきました。以下に御名を列挙し、感謝いたします。Dr. Y.F. Lu、佐山弘和博士、Dr. H. Wille、横井直樹氏、石井真史氏、片山善友氏、新村耕司氏、犬童早苗氏、上田哲氏、広島紳二氏、村瀬永徳氏、安藤博哉氏、岩瀬弘明氏、野沢厚志氏、原成憲氏、岸本武久氏、竹谷昌之氏、西村真司氏、林雅博氏。

事務処理などで筆者の繁雑な要求に快く応えてくださいました村上万理さん、佐山恵美子さん、山本典子さん、前田和美さんにお礼申し上げます。

本研究を行うにあたりまして日本学術振興会より御援助いただきました。またオランダ留学に際してはオランダ政府より御援助いただきました。ここに記して深く感謝いたします。

研究業績

発表論文

- 1) T.Yamashiro, J.Takahara, Y.Takagaki, K.Gamo, S.Namba, S.Takaoka and K.Murase:
“Commensurate Classical Orbits on Triangular Lattices of Anti-Dots”,
Solid State Communications **79** 885-887 (1991).
- 2) H.Taniguchi, J.Takahara, Y.Takagaki, K.Gamo, S.Namba, S.Takaoka and K.Murase:
“Anderson Localization and Universal Conductance Fluctuations with Spin-Orbit Interactions in δ -Doped GaAs Films and Wires”,
Japanese Journal of Applied Physics **30** 11A 2808-2814 (1991).
- 3) J.Takahara, T.Kakuta, T.Yamashiro, Y.Takagaki, T.Shiokawa, K.Gamo, S.Namba, S.Takaoka and K.Murase:
“Ballistic Electron Transport on Periodic and Quasi-Periodic Triangular Lattices of Scatterers”,
Japanese Journal of Applied Physics **30** 11B 3250-3255 (1991).
- 4) J.Takahara, Y.Takagaki, K.Gamo, S.Namba, S.Takaoka and K.Murase:
“Fabrication and Transport Properties of Anti-dot Triangle Lattices”,
Microelectric Engineering **17** 509-512 (1992).
- 5) J.Takahara, K.Gamo, S.Namba, S.Takaoka and K.Murase:
“Transport Properties in Hexagonal Arrays of Antidots with Different Carrier Densities”,
Japanese Journal of Applied Physics **31** 12A 3786-3790 (1992).
- 6) J.Takahara, K.Gamo, S.Namba, S.Takaoka and K.Murase:
“Single Particle Relaxation Times from Shubnikov-de Haas Oscillations in Antidot Structures”,
Japanese Journal of Applied Physics **32** L170-L172 (1993).

7) J.Takahara, S. Yoshimatsu, K.Gamo, S.Namba, S.Takaoka and K.Murase:
“Magnetotransport in One-Dimensional Lateral Surface Superlattice Fabricated by Low-Energy Argon Ion Irradiation”,
Japanese Journal of Applied Physics **33** 7A 3837-3843 (1994).

8) J.Takahara, Y.Ochiai, S.Matsui, S.Takaoka, K.Murase and K.Gamo:
“Fabrication and Magnetotransport of One-Dimensional Lateral Surface Superlattice Fabricated by Low-Energy Ion Irradiation”,
Japanese Journal of Applied Physics **33** 12B 7184-7189 (1994).

9) J.Takahara, A.Nomura, K.Gamo, S.Takaoka, K.Murase and H. Ahmed:
“Magnetotransport in Hexagonal and Rectangular Antidot Lattice”,
(in preparation for submission).

国際会議論文集

J.Takahara, K.Gamo, S.Namba and K.Murase:
“Effect of Scattering on Ballistic Transport in GaAs/GaAlAs Heterostructures: Magnetotransport in Anti-Dot Lattices”,
Science and Technology of Mesoscopic Structures, eds. S.Namba, C.Hamaguchi and T.Ando
(Springer-Verlag, Tokyo 1992), 128-134.

国内会議

1) 高原淳一、谷口裕昭、高垣雪彦、鷹岡貞夫、蒲生健次、邑瀬和生、難波進
” GaAs 細線における位相コヒーレンス長”
日本物理学会 1991 年春の分科会、学習院大学、1991.3.26.

2) 高原淳一、高垣雪彦、鷹岡貞夫、蒲生健次、邑瀬和生、難波進
” シェルピンスキーギャスケット上の電子ピンボール”
第 38 回応用物理学関係連合講演会、東海大学湘南校舎、1991.3.28.

3) 高原淳一、高垣雪彦、鷹岡貞夫、蒲生健次、邑瀬和生、難波進
” アンチドット構造上の電子ピンボール”
日本物理学会第 46 回年会、北海道大学、1991.9.29.

- 4) 高原淳一、吉松誠司、鷹岡貞夫、蒲生健次、邑瀬和生、難波進
” 十字路形電子導波路における曲り抵抗の形状依存性”
第 52 回応用物理学学会学術講演会、岡山大学、1991.10.11.
- 5) 高原淳一、鷹岡貞夫、蒲生健次、邑瀬和生、難波進
” アンチドット構造における電気伝導”
第 39 回応用物理学関係連合講演会、日本大学理工学部習志野校舎、1992.3.30.
- 6) 吉松誠司、岸本克彦、高原淳一、鷹岡貞夫、邑瀬和生、蒲生健次
” 周期ポテンシャル下における二次元電子磁気抵抗振動効果”
第 52 回応用物理学学会学術講演会、関西大学、1992.9.16.
- 7) 高原淳一、鷹岡貞夫、邑瀬和生、蒲生健次
” 周期ポテンシャル下における二次元電子磁気抵抗振動効果 (II)”
第 40 回応用物理学関係連合講演会、青山学院大学青山キャンパス、1993.3.30.
- 8) 高原淳一、惣司敏行、鷹岡貞夫、邑瀬和生、蒲生健次
” 直列量子ポイントコンタクトにおける曲がり抵抗”
第 54 回応用物理学学会学術講演会、北海道大学、1993.9.28.
- 9) 畑瀬宏一、高原淳一、鷹岡貞夫、邑瀬和生、蒲生健次
” 直列量子ポイントコンタクトにより作製したドットの電気伝導特性”
第 54 回応用物理学学会学術講演会、北海道大学、1993.9.28.
- 10) 高原淳一、鷹岡貞夫、邑瀬和生、蒲生健次
” 直列量子ポイントコンタクトにおける曲がり抵抗 (II)”
第 41 回応用物理学関係連合講演会、明治大学理工学部、1994.3.31.
- 11) 高原淳一、鷹岡貞夫、邑瀬和生、蒲生健次
” 量子ポイントコンタクトにおけるランダムテレグラフ信号”
第 55 回応用物理学学会学術講演会、名城大学、1994.9.21.
- 12) 野村光、高原淳一、弓場愛彦、鷹岡貞夫、邑瀬和生、蒲生健次
” 六方および長方アンチドット平面超格子における異方的磁気輸送現象”
第 55 回応用物理学学会学術講演会、名城大学、1994.9.21.
- 13) 野村光、高原淳一、弓場愛彦、鷹岡貞夫、邑瀬和生、蒲生健次
” 長方アンチドット平面超格子における磁気輸送現象”
第 42 回応用物理学関係連合講演会、東海大学湘南校舎、1995.3.29.

国際会議

- 1) J.Takahara, T.Kakuta, T.Yamashiro, Y.Takagaki, K.Gamo, S.Namba, S.Takaoka and K.Murase:
“Ballistic Electron Transport on Periodic and Quasi-Periodic Triangle Lattices of Scatterers”,
4th International MicroProcess Conference, July 15-18, 1991, Kanazawa, Japan.
- 2) J.Takahara, Y.Takagaki, K.Gamo, S.Namba, S.Takaoka and K.Murase:
“Fabrication and Transport Properties of Anti-Dot Triangle Lattice”,
International Conference on Microlithography, September 17-19, 1991, Rome, Italy.
- 3) J.Takahara, K.Gamo, S.Namba and K.Murase:
“Effect of Scattering on Ballistic Transport in GaAs/GaAlAs Heterostructures : Magnetotransport
in Anti-Dot Lattices”,
IIAS the International Symposium on Science and Technology of Mesoscopic Structures, November
6-8, 1991, Nara, Japan.
- 4) J.Takahara, Y. Ochiai, S. Matsui, S.Takaoka, K.Murase and K. Gamo:
“Fabrication and Magnetotransport of One-Dimensional Lateral Surface Superlattice Fabricated
by Low-Energy Ion Irradiation”,
7th International MicroProcess Conference, July 11-14, 1994, Hsinchu, Taiwan.
- 5) J.Takahara, A.Nomura, K.Gamo, S.Takaoka, K.Murase and H. Ahmed:
“Magnetotransport in Hexagonal and Rectangular Antidot Lattice”,
International Workshop on Mesoscopic Physics and Electronics, March 6-8, 1995, Tokyo, Japan.

研究会等

高原淳一、蒲生健次、鷹岡貞夫、邑瀬和生、難波進
” アンチドットをもつ AlGaAs/GaAs ヘテロ構造中のバリスティック伝導”
極限構造電子物性第 151 委員会、第 21 回研究会、つつみ山荘、1991.10.14-15.