



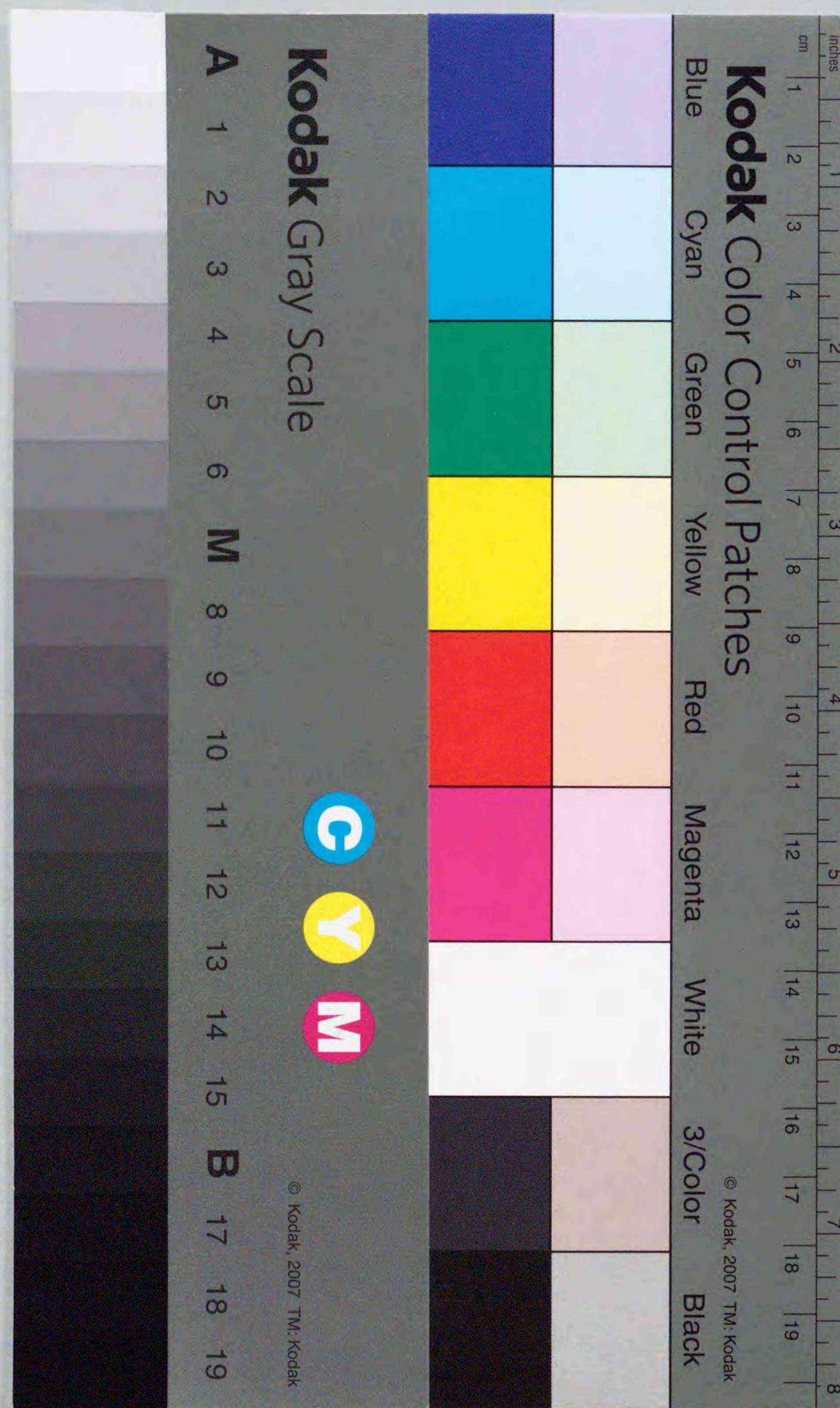
HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	化合物半導体表面超格子における電子波干渉に関する研究
Author(s)	椿, 光太郎
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	乙第5303号
Issue Date	1998-03-25
DOI	https://doi.org/10.11501/3137266
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/51489
Type	doctoral thesis
File Information	000000322456.pdf



化合物半導体表面超格子における
電子波干渉に関する研究
Study on Electron Wave Interference Effect
in Compound Semiconductor
Surface Superlattices

椿 光太郎
Kotaro Tsubaki



①

化合物半導体表面超格子
における
電子波干渉に関する研究
Study on Electron Wave Interference Effect
in Compound Semiconductor
Surface Superlattices

1998年3月

椿 光太郎
Kotaro Tsubaki

目次

第1章 序論	1
1-1 研究の背景とねらい	1
1-2 研究成果の構成	3
第2章 低次元電子ガスの作製	4
2-1 AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造	4
2-2 細線加工技術	5
2.2.1 レーザー干渉露光技術	5
2.2.2 電子ビーム露光法による微細加工	6
2.2.3 AlAs/GaAs 分数原子層超格子を用いた微細構造	7
2-3 文献	11
第3章 Wash Board Transistor	12
3-1 はじめに	12
3-2 電子の量子干渉効果観測条件	13
3.2.1 単色電子波	13
3.2.2 波長可変法	14
3.2.3 散乱ポテンシャル	15
3-3 Wash Board Transistor の構造と作製	18
3.3.1 Wash Board Transistor の作製	18
3.3.2 グレーティングゲート	29
3.3.3 バックゲート	34
3-4 Wash Board Transistor の電流振動	40
3-5 Wash Board Transistor の量子干渉効果	50
3.5.1 量子干渉効果の理論	50
3.5.2 振動解析	63
3-6 相対電流変化振動の温度依存性	71
3.6.1 振動振幅の温度依存性	71
3.6.2 閾電圧の温度依存性	74
3-7 まとめ	78
3-8 文献	79

第4章 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造の電子状態	81
4-1 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造の成長	81
4-3 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造の磁気抵抗	92
4.3.1 Weiss 振動	96
4.3.2 磁気トンネリング	104
4-4 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造の閾電圧と局在	109
4-5 AlAs/GaAs 分数原子層超格子を持つ量子細線素子	113
4-6 まとめ	118
4-7 文献	119
第5章 AlAs/GaAs 分数原子層超格子を持つ電子波干渉素子	121
5-1 電子波干渉素子における電流振動	121
5.1.1 電子波干渉素子の作製	121
5.1.2 電子波干渉素子の電流振動	124
5.1.3 電流振動の分数原子層超格子周期依存性	128
5.1.4 電流振動の構造関数	130
5-2 電子波干渉による電流振動	135
5.2.1 Bragg 反射	135
5.2.2 Sidelobes 反射	138
5.2.3 周期ポテンシャル中の電子波と周期構造光導波路中の光	143
5-3 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元電子波干渉素子	145
5.3.1 一次元電子波干渉素子の作製	145
5.3.2 一次元電子波干渉素子の電流振動	148
5-4 まとめ	155
5-5 文献	156

第6章 Mach-Zehnder 電子波干渉計	157
6-1 Mach-Zehnder 電子波干渉計の分類	157
6-2 Mach-Zehnder 電子波干渉計の作製	160
6-3 Mach-Zehnder 電子波干渉計の特性	164
6.3.1 行路差型 Mach-Zehnder 電子波干渉計	164
6.3.2 狭窄型 Mach-Zehnder 電子波干渉計	169
6.3.3 幅広型 Mach-Zehnder 電子波干渉計	174
6-4 今後の課題	177
6-5 まとめ	178
6-6 文献	179

第7章 むすび	181
---------	-----

第8章 謝辞	184
--------	-----

第9章 研究発表リスト	185
9-1 本研究での発表リスト	185
9.1.1 論文	185
9.1.2 国際会議発表	188
9-2 本研究以外の研究発表	190
9.2.1 論文	190
9-3 特許	191

第1章 序論

1-1 研究の背景とねらい

半導体の微細加工技術により微細なチャネルをもつ素子の作製が可能になり、かつ結晶作製技術の進歩により、高移動度を持つ半導体結晶が利用できるようになり電子波の位相情報が保持される長さである可干渉距離を長くすることが可能になった。このため真空中を伝播する電子波で観測されている干渉現象が、素子中を走行する電子においても観測可能になってきている。このような干渉現象の例として印加磁場または電子波長を変えたときに電流の振動、揺らぎ等が報告されている。こうした極微細チャネル中を走行する電子の量子干渉現象は大変興味のある問題であり、現在その詳細な解明が急がれている。そのような背景のもとで、本論文では電子の量子干渉現象の詳細を明らかにする。また真空中の電子または光との類似点を明らかにしたい。

本論文により、素子寸法が可干渉距離より小さい電子波干渉効果を考慮した動作原理が確立されれば幸いである。さらに新原理に基づく高速動作素子の実現がされるかもしれない。最近注目を浴びている量子計算(量子力学原理に基づく量子状態制御を利用した計算概念である。大きい数の素因数分解が桁数に比例する程度の時間でできる特徴を持つ。)のための素子として、電子波干渉を利用した微細寸法素子が利用される可能性もでてきており、電子波干渉の研究は今後が大いに発展が期待される。

電子を微細なチャネル中に閉じ込めて、新しい量子効果を出現させてそれを利用しようという試みは SiO_2/Si 2次元電子ガスにはじまる。 SiO_2/Si 界面の薄い電荷蓄積層中を電子が走行するため、表面量子化等の新しい現象が観測された。 SiO_2/Si 界面より良質なヘテロ界面の作製は、分子線ビームエピタキシー成長技術、有機金属気相成長技術等の結晶成長技術の発展により、まずⅢ-V族化合物半導体で可能になった。また電荷を供給するイオン化不純物と電荷蓄積層を分離してイオン化不純物散乱の低減をはかる変調ドープ構造の提案により、さらに高移動度化がはかられた。最初に $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 変調ドープ構造等の高移動度をもつ 2次元電子ガスが作製されるようになった。

一方光の分野で古くから観測されていた干渉現象の探求はレーザー、光ファイバーの発達により、より一層の発展を遂げていた。これに対してド・ブロイ以来の物質は波動であるという量子力学の根本を支える概念は概念のままで実際に光の分野におけるヤングの干渉実験のような検証実験は長いあいだなかった。

1970年代後半から80年代の初期にかけて可干渉性のよい電子波の光源の開発により真空中の電子波の干渉実験が現代の量子力学の根元を揺さぶる Aharonov-Bohm 効果の検証という形で明らかにされた。

ちょうどその頃固体物理の分野でも大きな進展があった。アバラハムらの電気伝導度のスケールリング理論を指導原理として、短距離散乱体を介して波数 k の状態と $-k$ の状態の量子干渉により定在波状態をつくり電子が局在することが明らかになった。この固体中における量子干渉現象を制御して直接的かつ明確な現象を観測し、光および真空中を走行する電子波と共通する点、異なる点を明らかにすることは次の大きな目標となる。

金属は微細加工が半導体よりは容易であるので、リング構造で量子化干渉現象による磁気振動が観測されている。それに反して半導体では高度な微細加工技術・結晶作製技術が必要になる。こうした技術が近年急速に進歩したことと、半導体ではゲート電圧により電子波長が可変可能であることにより、本論文では固体中の量子干渉現象を観測する対象を金属でなく半導体とする。

チャネル長数ミクロン、チャネル幅サブミクロンの極微細構造 SiO_2/Si 2次元電子ガスで、磁場を印加したとき、または電子波長を変えたときに、再現性のある伝導度揺らぎ(Universal Conductance Fluctuation)が量子干渉現象の一例として最初に観測された。しかし電子波を散乱させるポテンシャルの形状が未確定なこと、そして現象が再現性のある伝導度の揺らぎとしてのみ観測されるなどの欠点があった。

本論文では極微細構造中を伝導する電子の波動的性質である電子波干渉現象の解明をテーマとしたもので、まず電子波を散乱させるポテンシャルとして周期ポテンシャルを選んだことを特徴とする。周期ポテンシャルのひとつはレーザー干渉露光法により作製したグレーティングゲートより生み出されるもので、その周期は電子波長より長く 500 nm である。残りのひとつは、半導体結晶成長技術の粋をあつめた分数原子層超格子を利用したもので、その周期は電子波長より短く 8 から 16 nm である。

波の性質を際立たせるもう一つの現象に Mach-Zehnder 干渉計における干渉現象がある。Mach-Zehnder 干渉計における干渉現象とは、二つに分岐された入射波間の位相差を制御し再び一つに合成させ透過波振幅が位相差のより変化する現象である。本論文では電子波の Mach-Zehnder 干渉計における干渉現象にも注目する。

さらに電子波干渉現象観測には電子波長を変える方法を採用し、電気伝導度測定は平衡状態で行う。こうして再現性のある電気伝導度の揺らぎの例とは違って、観測される電気伝導度の電子波長依存性と散乱ポテンシャルの対応づけが明確になり、電子干渉現象の詳細は機構の解明につながると思われる。

1-2 研究成果の構成

以下第2章「低次元電子ガスの作製」では AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造等の2次元電子ガス(2DEG)を加工した1次元電子ガスの作製方法のなかでレーザー干渉露光法、電子ビーム露光技術、分数原子層超格子成長技術について記述する。

次に第3章「Wash Board Transistor」では AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造にレーザー光の干渉露光を利用して作製した周期 $0.5\mu\text{m}$ のグレーティングゲートが矩形周期ポテンシャルを作りだすことを示す。単色性の良い電子波を得るため2次元電子ガスの電流振動を極低温で測定し、電子波長をバックゲートにより制御する。グレーティングゲートを用いて矩形関数型の周期ポテンシャルを誘起し相対電流変化の振動を観測する。矩形関数を持つ系の電気伝導の計算結果と比較することより、この相対電流変化の振動の起源を探る。また相対電流変化の振動解析手法を提案し、振動のフーリエ変換である構造関数のピークより周期ポテンシャルの周期を測る。

第4章「分数原子層超格子変調ドープ構造の電子状態」では周期 16, 11, 8 nm とより一層短い周期ポテンシャルが作製可能になる分数原子層超格子変調ドープ構造を作製する手段について述べ、この構造の電子状態の解明を試みる。

磁気抵抗測定では Weiss 振動と磁氣的トンネリングに関して説明する。短周期周期ポテンシャル系の Weiss 振動は観測されていないが、その Weiss 振動の観測を目指す。SdH 振動と Weiss 振動にはクロスオーバー現象も興味ある問題である。

周期 8, 11, 16 nm の周期ポテンシャルに垂直に電流を流す電子波干渉素子を作製、それぞれの周期に対応する電流振動を観測することを目指す。分数原子層超格子 GaAs 部を通路として、量子細線方向に平行に電流を流す量子細線素子もまた試作し、移動度変調の可能性を探る。

第5章「分数原子層超格子を持つ電子干渉素子」では周期ポテンシャルに起因する電流振動については周期が短周期化したため第3章に比べ電流振動振幅、動作温度等の特性が向上することを目指す。また線幅がサブミクロンと著しく狭く占有サブバンド数が数個の擬一次元状態における電子輸送及び電子状態について説明する。この場合電子の進行方向が量子化されるため平均化が十分に行われず大きな振動生じ、電子波干渉現象が増大することについて説明する。チャンネル幅をサブミクロンにまで微細化するために電子ビーム露光装置を使った。

第6章「マッハ - ツェンダー干渉計」では第5章までの周期的構造の場合に加えて複連結構造 Mach-Zehnder 干渉計の電子波干渉について説明する。いかにして電子波干渉による電流振動振幅を大きくできるかを探る。電流振動振幅増大化の指針は表面超格子上の電子波干渉にも適用可能と考える。

第2章 低次元電子ガスの作製

本章では低次元電子ガスの作製に必要な技術について述べる。一つは AlGaAs/GaAs ヘテロ接合変調ドープ構造の作製であり、もうひとつは微細加工技術である。

2-1 AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造

分子ビームエピタキシー技術及び有機金属気相成長技術の発展、結晶成長機構の解明により、残留不純物の少ない高純度な結晶の育成及び超薄膜の成長が可能になっている。こうした結晶成長技術の進歩のなかで特筆すべきトピックの一つは AlGaAs/GaAs ヘテロ接合変調ドープ構造の作製である。

AlGaAs/GaAs ヘテロ接合変調ドープ構造が低温で高移動度をもつことが 1978 年 Bell 研の Dingle 等により示された。これは電子を供給する Si ドナーを AlGaAs 層に、電子蓄積層と分離してドープする構造である。電荷供給層を電子蓄積層と別に設けてあるためチャンネル中を電子が走行するとき、低温で主要な散乱であるイオン化ドナー不純物による散乱をほとんど受けないため、このヘテロ接合変調ドープ構造は低温で高電子移動度を持つ。変調ドープ構造作製のためには急峻な AlGaAs/GaAs 界面の実現が重要であり、高純度結晶作製技術、成長速度の精密制御等が必要不可欠である。

応用面ではこの高移動度を利用して電界効果トランジスタ HEMT (High Electron Mobility Transistor)等の低雑音の高速電子デバイスが開発されている。本研究でも AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造が低次元電子ガス作製の出発点となっている。

2-2 細線加工技術

2次元的に広がっている電子を微細な領域に閉じ込めるためには超薄膜の結晶成長技術に加えて微細加工技術が重要になってくる。近年の高密度集積の大規模 LSI の実現に伴って、微細加工技術は進歩してきている。しかしサブミクロン領域の加工では未だ解決すべき諸問題が多い。特にⅢ - V 族化合物半導体の加工は Si MOS の加工に比べて加工損傷の影響が大きく、これらの問題を回避するための様々な方法が提案され試されている。本節ではこれらの微細加工技術(レーザー干渉露光技術、電子ビーム露光技術、分子原子層超格子結晶成長技術等)について詳細に説明する。

2.2.1 レーザー干渉露光技術

本節ではレーザー干渉露光技術について説明する。レーザー干渉露光法はレーザーからの射出光を二つに分け、その2光束を2方向から照射してできた干渉縞を半導体上に塗布されたレジストに転写する方法である。

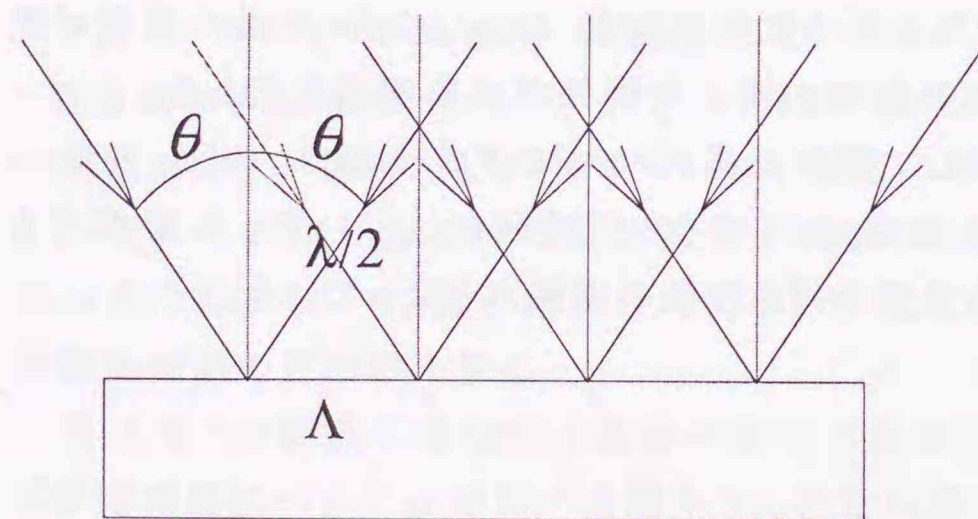


図2.1レーザー干渉露光の原理

干渉縞周期 Λ はレーザーの波長 λ と入射角 θ とを用いて、図 2.1 より、

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (2-1)$$

となる。このように干渉縞周期は波長に比例するので短周期の多重細線作製のためには短波長のレーザーである He-Cd レーザー(波長 441 nm)が使われる。また最短で波長

の半分の長さの周期を持つ干渉縞をつくることができる。

照射光強度は空間的に

$$I = I_0 \left(1 + A \sin \left(\frac{2\pi x}{\Lambda} \right) \right) \quad A \leq 1 \quad (2-2)$$

のように変調される。A は変調度であり、2つの光束の強度が等しいほかに光を散乱するものがない理想的な場合には 1 となる。

干渉縞をレジストを塗布した AlGaAs/GaAs ヘテロ接合に照射する。干渉縞の明るい部分はレジストが感光され、暗い部分は光が当たらないため感光されない。式(2-2)に示すように照射光強度は空間的に緩やかに変わり明暗の差が小さい。このため変調度が 1 となる理想的な光学系を使用することと、レジスト感度を上げるために通常より一桁薄い厚さ約 100 nm 程度のレジストを用いることが重要である。

2.2.2 電子ビーム露光法による微細加工

真空中の電子の波長は光の波長に比べて非常に短いために、電子ビームは電磁レンズにより 10 nm 以下の領域に収束することができる。このように電子露光技術は光露光技術に比べ、そのビーム径が二桁近く小さくなるので、数あるサブミクロンの加工技術のなかの有力な一つ候補である [1, 2]。また電子は質量が軽いながら大きな電荷を持つため、外部の電磁界により、その電子ビームの軌跡を容易に制御することができる。手法の概略を説明する。最初電子ビームに感光するレジストを半導体ウェハー表面に塗布する。次にウェハー上の所望の領域に電子ビームを選択的に照射(描画)するにより、その領域のレジストを感光させる。そしてそのウェハーを現像しレジストがポジ型の場合その照射部分のレジストを取り去り、レジストがネガ型の場合には照射部分を残すことにより、半導体表面上に微細な形状のレジストパターンを作製できる。半導体のみをエッチしレジストを侵さないようなドライエッチ法などの手法によりこのパターンを半導体ウェハーに転写することができる。これにより半導体中に微細形状を作製することができる。現在この方法では最小 10 ~ 20 nm の寸法のパターンをつくることのできている。

電子ビーム露光の欠点は、電子の質量が小さいため、電子のレジスト中での多重散乱、多重反射、及びレジスト下層の半導体表面付近での後方散乱により、所望領域外のレジストが感光するいわゆる近接効果が起こることである。このため、加工限界が電子ビーム径より大幅に大きくなる。またこの近接効果はパターン形状によりその大きさが異なるため所望のパターンを精度よく作製することが難しい。

レジストパターンを半導体に転写する方法には様々な方法があるがそれらは各々一長一短がある。またそれらの方法はかなり複雑で決定的なものがまだない現状である。例えば転写にドライエッチングを使おうとするとレジストの選定、レジストの層構造がまず問題になる。この問題をうまく解決しても、エッチング時のイオン照射による損傷をゼロにすることは難しい。エッチング時の損傷を少なくするためウェットエッチングを用いようとする、エッチングの異方性、エッチング液のレジスト/半導体界面に染み込むことにより正確な転写が不可能になる。

また半導体では表面空乏層のため表面付近に電子は存在できない。このため折角微細なパターンを作製しても、その中に電子がない場合もありうる。実際にサブミクロンのパターンを描画し、その構造をうまく転写して極微細構造づくり、測定に成功した例は少ない。

近接効果補正の手法、レジスト材料の改良、半導体に損傷を与えないドライエッチング技術など現在様々な新技術が進歩してきており、近い将来電子ビーム露光技術が微細加工技術の本命になることはまちがいない。

2.2.3 AlAs/GaAs 分数原子層超格子を用いた微細構造

結晶平面内 AlAs/GaAs に 10 nm 以下の周期構造が作れる新しい技術として、原子ステップを利用した AlAs/GaAs 分数原子層超格子がある [3, 4]。AlAs/GaAs 分数原子層超格子は周期 8nm から 20 nm を持つ AlAs と GaAs により構成される表面超格子の一種である。原子が規則正しく並んだ面から数度傾けて基板結晶を切り出すと、表面に数十 nm の間隔で 1 原子層の高さを持った原子の階段(原子ステップ)が現れる。この基板上の結晶成長が、段差部分を埋めるように進行する性質を持つと、2 種類の半導体結晶を交互に成長させることにより、縦縞の組成分布をもつ結晶が得られる [5]。

図 2.2 に結晶成長過程の模式図を示す。最初ステップ上のテラスの前半分に AlAs 結晶を成長し、次に原料を切り換えて残りの部分に GaAs を成長する。1 つのテラスの成長が完成すると、元に戻って AlAs を成長する。これを繰り返すことにより、幅 10 nm 程度で任意の厚さの寸法で、周期構造が平面方向に出来る。

図 2.2 の構造が得られるためには、

- (1)原料を正確に 1/2 原子層ずつ切り替えること
- (2)テラス間隔が均一であること
- (3)テラス上に 2 次元核を作らないこと

が必要である。

有機金属気相成長法(Metal Organic Chemical Vapor Deposition Method, MOCVD 法)により、原子ステップを利用した AlAs/GaAs 分数原子層超格子の作製が試みられている [5, 6]。

正確に 1/2 原子層ずつ切り替えるため、低い成長速度を長時間安定して得ることが出来る蒸気圧の低いエチル系原料を用いた。即ち Ga の供給原料としてトリエチルガリウムを用い、Al の供給原料としてトリエチルアルミニウムを用いた。成長速度は 0.47Å/秒で、通常 6 秒間で一周期を形成する。結晶成長中の成長速度の安定度は成長中およびそれぞれの成長の間で 0.5 % 以下である。

テラス上に 2 次元核を作らずにステップフローの成長モードを得るためには、高い砒素圧が必要になる。砒素はアルシンを供給原料とし、Ga と Al の III 族原子と As の V 族原子の供給料の比(V/III 比)は 100 以上とした。こうしてステップ端で Ga または Al 原子をピン止めすることができるようになる。

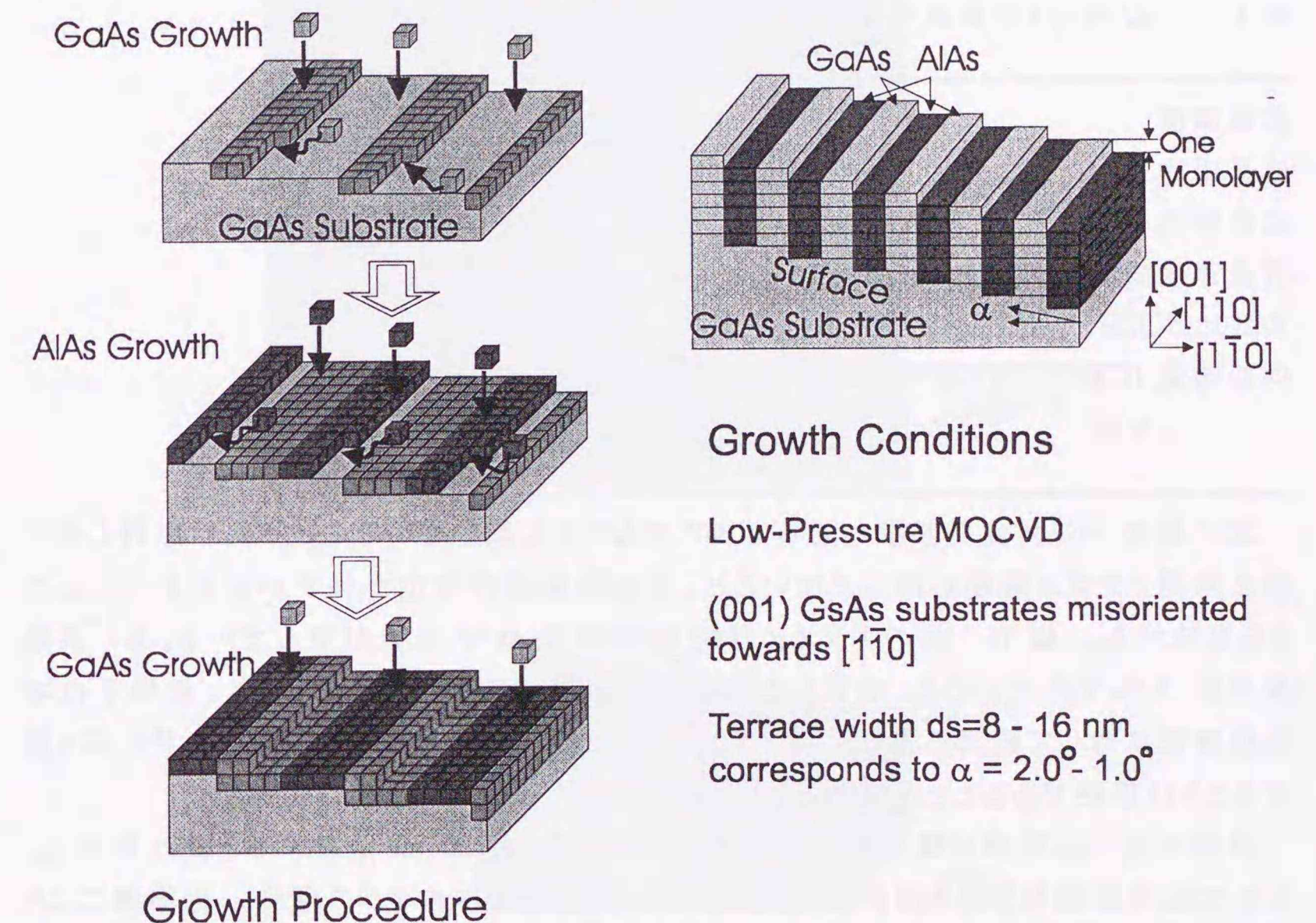


図 2.2 AlAs/GaAs 分数原子層超格子の成長過程の模式図

[001]面から[110]方向へ α 度傾いた基板は、[110]方向に周期的な階段状段差を持つ。そしてその階段状段差の周期は $a \cot \alpha$ [a は最小原子間距離で GaAs の場合 2.83Å] になる。この段差基板に III 族及び V 族原子を供給し [110] 方向へ原子層成長を行わせる。そして一原子層成長し終わる前に供給 III 族原子種 [例えば Al と Ga] を交互に代えてかつその交代周期を段差周期と一致させることにより、[110] 方向へ周期的な周期 $a \cot \alpha$ の表面超格子を作製することができる。具体的な作製条件を表 1 に示す。

1° 傾いた GaAs 基板上の AlAs/GaAs エピタキシャル成長で 16 nm 周期の超格子構造ができたことを透過電子顕微鏡で確認した[5, 6]。図 2.3 に周期構造の断面の電子顕微鏡写真を示す。暗い部分が GaAs で明るい部分が AlAs であり、周期は 16 nm となっている。写真より図中の挿入図に示すような均一な周期構造が確かめられる。AlAs と GaAs の界面は成長温度が 600°C と高いために Al と Ga の相互拡散が起こるために少しぼけている。

表 1. AlAs/GaAs 分数原子層超格子の成長条件

成長温度	600 °C
成長圧力	0.1 atm
成長速度	0.47 Å/秒
成長速度安定性	0.5 % 以下
V/III 比	150
供給物質 III 族	トリエチルガリウム、トリエチルアルミニウム
V 族	アルシン

図中超格子の角度が基板に対して 90° でなく少し傾いているのは、供給原料の切り替え周期とテラス周期が同じでないこと、即ち供給量の設定がわずかにずれていることを意味する。幅 16 nm のテラスには約 32 個の GaAs や AlAs が並んでいる。もし供給量が約 3 % ずれていると、成長した超格子の周期は原子 33 個分となり、超格子は本来の垂直に対して約 60° 傾くことになる。これより原料を正確に 1/2 原子層ずつ切り替えることは重要であることが分かる。

界面付近では明確な周期構造が観測されないが、約 30 nm 成長すると表れ始める。これは基板は通常テラス幅が均一でないが、結晶成長中のテラス幅均一化機構により超格子を 30 nm 成長したことでこのテラス幅の不均一が解消されたことを意味する。さらにこのことはテラス間隔が均一でないと超格子が成長できないことを示している。

本研究ではテラス上での 2 次元核成長を防止するため高温、高砒素圧環境で成長させている。しかしこの環境は分数原子層超格子成長上現在欠くことのできない条件であるが、移動度の大きな結晶ができにくいことが知られている。このため将来はこうした点を克服する必要がある。

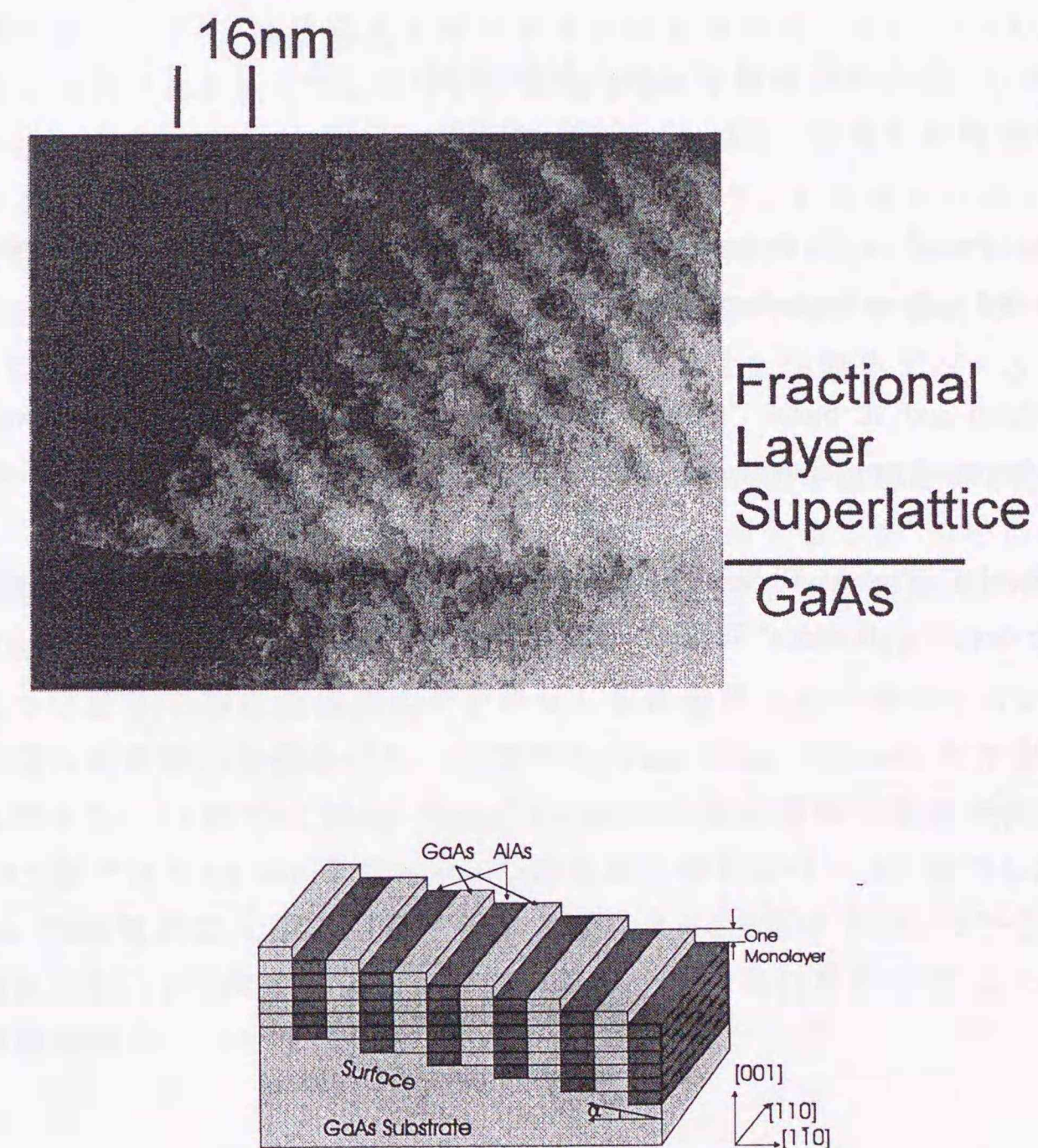


図 2.3 分数原子層超格子の断面透過電子顕微鏡写真と模式図

2-3 文献

- [1] 難波他 「微細構造エレクトロニクス」 第5章 オーム社 (1986)。
- [2] 蒲生 「量子効果細線構造の作製技術[1]」
電子情報通信学会誌 72 12 1375 (1989)。
- [3] 福井 「量子効果細線構造の作製技術[2]」
電子情報通信学会誌 72 12 1379 (1989)。
- [4] P. M. Petroff, A. C. Gossard, and W. Wiegmann.: "Structure of AlAs-GaAs interfaces grown on (100) vicinal surfaces by molecular beam epitaxy" Appl. Phys. Lett. 45 6 620 (1984).
- [5] T. Fukui and H. Saito.: "(AlAs) $1/2$ (GaAs) $1/2$ fractional-layer superlattices grown on (001) vicinal GaAs substrates by metal-organic chemical vapor deposition" J. Vac. Sci. Technol. B6 4 1373 (1988).
- [6] T. Fukui, K. Tsubaki, H. Saito, M. Kasu, and T. Honda. : "Fractional superlattices grown by MOCVD and their device applications" Surface Science, 267, 588, (1992).

第3章 Wash Board Transistor

3-1 はじめに

半導体の微細加工技術により微細なチャネルをもつ素子の作製が可能になり、かつ結晶作製技術の進歩により、高移動度を持つ半導体結晶が利用できるようになり電子波の位相情報が保持される長さである可干渉距離を長くすることが可能になった。このため素子中を伝導する電子の輸送においても真空中を伝播する電子波で観測されているような干渉現象が観測可能になってきている。このような干渉現象の例として印加磁場または電子波長を変えたときに電流の振動、揺らぎ等が報告されている。これらの報告から極微細素子中を走行する電子の量子干渉現象の解明が進んでいる。そして真空中の電子または光との類似点及び相違点を踏まえた半導体デバイスへの応用例も数多くの提案がある。

本章ではこうした量子力学的干渉現象の詳細にわたる直感的な理解を得るため、電子波干渉(量子力学的干渉現象を平面波の干渉現象で説明する方法)の描像を提案する。これを立証するために Wash Board Transistor を提案し、量子効果観測用に作製し、干渉現象を観測する。

以下 3.2 節では量子干渉現象観測条件を吟味し条件達成方法の検討を行い、あわせて他研究機関の報告例の分類を行う。3.3 節では Wash Board Transistor の作製方法と動作原理を説明する。3.4 節では Wash Board Transistor の電流振動の測定条件及びデータを示す。3.5 節では Wash Board Transistor の理論的な解析を行い[1]、観測した Wash Board Transistor 相対電流変化振動が量子干渉現象によることを示す[2]。またその相対電流振動の解析方法として構造関数法を提案し量子干渉効果の解析を行う。3.6 節では電流振動の温度変化について説明する。

3-2 電子の量子干渉効果観測条件

極微細半導体を走行する電子の量子干渉現象の観測にまず必要なことは、電子が走行するチャネルの寸法または電子を散乱したり反射したりするチャネルの中の微細構造の大きさが電子波の可干渉距離と同じオーダー以上であることである。電子波の位相情報は電子のエネルギーを変える電子・フォノン散乱、電子・電子散乱などの非弾性散乱により失われる。位相情報を長距離にわたり保持するためには以下のことが必要になる。即ち非弾性散乱緩和時間内の拡散距離が長くなる大きな平均自由行程・移動度を持つ試料を用いることと、非弾性散乱頻度が少ない低温で測定することである。

このため低温で数十万 cm^2/Vs の移動度を持つ AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造ウェハーと、ミケルビンオーダの極低温を実現できるヘリウム 4-ヘリウム 3 希釈冷凍器を利用する。これにより非弾性散乱長はミクロンオーダになる。またチャネル中の微細構造作製にはサブミクロンオーダの周期構造が作製可能なレーザー干渉露光法を用いる。この時非弾性散乱長は微細構造周期より十分大きいので可干渉距離が素子寸法より長い領域を実現できる。

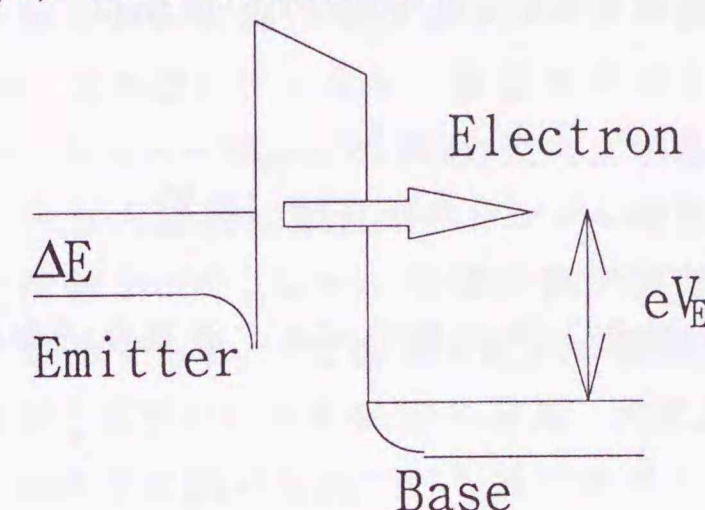
観測する相対電流変化の振動と量子干渉現象の理論の比較を行うために、理論での取り扱いが容易な準平衡状態で実験を行う。

3.2.1 単色電子波

光の類推より単色な入射電子波を用いた方が干渉現象が大きく現れるのは明らかである。単色な電子波(電子波の波長分布幅($\Delta\lambda$)が波長(λ)に比べて十分小さいもの)を得る方法にいくつかある。

その一つがホットエレクトロン注入である[3]。これは図 3.2.1(a)に示すようにエミッターとベース(チャネル)の間に加速電圧(V_E)が印加できるようトンネルバリアーを設けたものである。加速電圧を V_E とすると電子の注入エネルギーは eV_E (e は素電荷)になり、分布幅(ΔE)はエミッターのフェルミエネルギーで決まる。加速電圧(V_E)を増すことにより単色性($eV_E/\Delta E$)を増加させることができる。本研究では準平衡状態での実験を目指すためこのホットエレクトロン注入は採用しない。

(a) Hot electron



(b) 2DEG, 1DEG

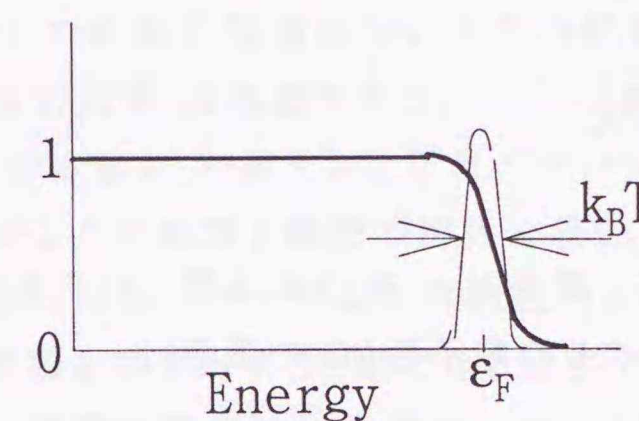


図 3.2.1 単色電子波

(a)ホットエレクトロン注入。エミッターとベースの間にトンネルバリアーを設けたもの。電子の注入エネルギーは eV_E で、分布幅はエミッターのフェルミエネルギーである。

(b)縮退した電子の分布関数と伝導に寄与する電子分布。伝導に寄与する電子はフェルミエネルギー ϵ_F の近傍のエネルギー幅 $k_B T$ の電子である。

本研究で用いるのは平衡状態における縮退した電子を利用する方法である。図 3.2.1(b)は縮退した電子の分布関数と伝導に寄与する電子分布を表す。伝導に寄与する電子はフェルミエネルギー ϵ_F の近傍のエネルギー幅 $k_B T$ を持ち、単色性は $k_B T/\epsilon_F$ で表せる。このため温度を下げることで単色性を上げることができる。

3.2.2 波長可変法

量子干渉を確認するには電子波長もしくは位相を制御できなくてはならない。ホットエレクトロンの場合、図 3.2.1(a)に示すように電子波の波長(λ)を変える手段は加速電圧(V_E)であり、

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meV_E}} \quad (3-1)$$

なる関係がある。ここで h はプランク定数、 m は電子の有効質量である。

縮退した電子の場合は電子濃度を変えて電子波の波長を制御できる。電子を 2 次

元的、または 1 次元的に閉じ込めて、電子と外部電極(ゲート電極)との間のキャパシタンスを利用しゲート電圧により電子濃度を制御できる。電子が 2 次元的に閉じ込められている場合(2 次元電子ガス)、波長(λ)と単位面積あたりの電子数(N_s)の関係は、

$$\lambda = \sqrt{2\pi/N_s} \quad (3-2)$$

になる。電子が 1 次元的に閉じ込められている場合(1 次元電子ガス)、波長(λ)と単位長さあたりの電子数(N_s)の関係は、

$$\lambda = \frac{4}{N_s} \quad (3-3)$$

になる。また閉じ込められた電子ガスの電荷密度(eN_s)は、

$$eN_s = C(V_G - V_{th}) \quad (3-4)$$

になる。但し C はゲート電極と電子ガスとの間のキャパシタンス、 V_G はゲート電圧、 V_{th} は電子密度が零になるゲート電圧である。このため電子波長(λ)はゲート電圧(V_G)で制御できる。

電子波の位相項を磁場を用いて変調する効果は、Aharonov-Bohm 効果(A-B 効果)としてよく知られている。A-B 効果は二つの経路を持つリング状チャンネルにおいて経路間の電子波の位相差がリングを貫く磁束に比例して変わるため、チャンネルの磁気抵抗に電子波の干渉による振動が重畳される効果である。磁場を B 、リングの面積を S 、量子磁束を $\Phi_0 (=h/e)$ として位相差 ϕ は、

$$\phi = 2\pi \frac{BS}{\Phi_0} \quad (3-5)$$

と表せる。これから電流振動は磁場に周期的で、その周期は ϕ/S となる。

3.2.3 散乱ポテンシャル

干渉現象は入射電子波と散乱ポテンシャルにより反射された電子波の重ね合わせにより観測されるので、光の干渉実験では鏡の役割をするような電子波を反射するポ

テンシャル障壁が必要になる。このポテンシャル障壁としてチャンネル中に乱雑に存在する不純物、欠陥等をそのまま使う場合(非制御の散乱ポテンシャル)がある。この場合干渉による電流の変化はランダムであり且つ再現性のある揺らぎになる。この方法は自然にあるポテンシャル障壁を利用するためこの作製に問題はないがその配置が未知であるため揺らぎの解析(例えば配置と揺らぎの関係)は困難である。

一方人工的に散乱ポテンシャル障壁を配置する場合(制御された散乱ポテンシャル)は微細なポテンシャル障壁作製が困難であるが、その配置と振動の関係を研究するのは容易である。また配置と振動の関係が明らかになると、ランダムな再現性のある揺らぎからポテンシャル障壁の配置、大きさ等の情報を引き出すことができるはずである。いままでに調べられている例ではポテンシャル障壁を周期的に配置する場合とチャンネルがリング状になるように配置する場合がある。両者とも量子干渉現象による電流振動は規則的になる。

以上の選択肢(単色電子波、位相可変法、散乱ポテンシャル)を整理して表 1 に示す。また表 1 のなかにはそれぞれの条件下で量子干渉現象を観測した代表的な論文を記す。

これら単色電子波、波長可変法、散乱ポテンシャルの選択肢のなかから量子干渉現象観測用にわれわれの選択した条件は下記の三点である。

- ・希釈冷凍機を用いた極低温下で単色性($\lambda/\Delta\lambda$)を 500 にした。
- ・電子波長を変えるため電子濃度制御用バックゲート電極を設ける。
- ・周期的な散乱ポテンシャル形成のためグレーティングゲートを設ける。

これらの条件を満たす素子をグレーティングゲートの形状(図 3.3.4)が洗濯板に似ていることから Wash Board Transistor(WBT)と呼ぶことにする。Wash Board Transistor の条件を表 1 に網掛けで示す。現在は微細加工技術がさらに進歩し、1 次元電子及び表 1 に記載されていない 0 次元電子での干渉実験が主流になっている。

表 1. 固体中を走行する電子の干渉現象

単色電子波	位相可変法	散乱ポテンシャル	文献
ホットエレクトロン	波長 V_E	制御 — ベース厚	3
2DEG	波長 V_G	制御 — 周期	1, 2, 4, 5
	位相 B	制御 — 制御	
1DEG	波長 V_G	非制御 — 周期	6
	位相 B	制御 — リンク	7, 8, 9
		非制御	10, 11, 12

3-3 Wash Board Transistor の構造と作製

3.3.1 Wash Board Transistor の作製

本節では前節で提案した Wash Board Transistor の作製手順について説明する。構造は AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造ウェハ表面に周期 500 nm のタングステングレーティングゲートを、ウェハ裏面にはバックゲートを持ったものである。チャンネル長は 10 ~ 200 μ m, チャンネル幅 100 μ m である。電極はチャンネルへの電子の供給口となるソース端子、回収口となるドレイン端子、電流制御用のグレーティングゲート電極、及びバックゲート電極の 4 つより構成される。

作製手順はウェハ作製工程、グレーティングゲート作製工程、素子分離及びオーミック電極作製工程の 3 つの大きな工程に分けられる。

最初はウェハ作製工程で、ウェハ成長作製は外部機関に委託した。

- (1) AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造ウェハを分子線ビームエピタキシー装置にて作製する。
- (2) ウェハ裏面のインジウムを除去する。
- (3) ウェハの電子移動度、電子濃度を Van der Pauw 法で測定し、ウェハの分類・選定を行う。

実験に用いた AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造ウェハの構造及び電気的特性を表 2 に示す。

図 3.3.1 に表 2 の構造を持つ AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造のエネルギーバンド図を示す。n-AlGaAs 層中にドナーがイオン化していない中性領域があり、電子はヘテロ界面の電子蓄積層以外にこの領域を伝導することができる。

表 2. AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造ウェハの構造及び電気的特性

n ⁺ -AlGaAs 層	58 nm	N _D : $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$
nondoped AlGaAs 層	10 nm	
nondoped GaAs 層	580 nm	
電子濃度 (4.2 K)	$3.4 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$	
移動度 (4.2 K)	$2.6 \times 10^5 \text{cm}^2/\text{Vs}$	

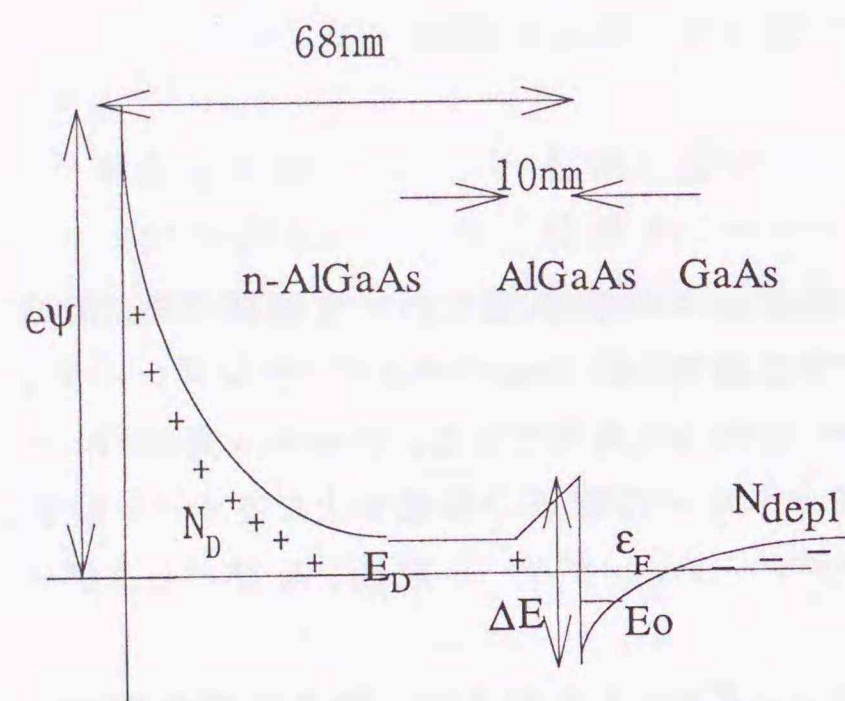


図 3.3.1 AlGaAs/GaAs 変調ドーブ構造 (表 2) のエネルギーバンド図

N_D : AlGaAs 層ドナー濃度
 N_{depl} : GaAs 層アクセプター濃度
 E_F : フェルミエネルギー
 Ψ : ショットキーバリアー高さ
 ΔE : 伝導帯底のエネルギー差
 E_0 : 基底サブバンドエネルギー
 E_D : AlGaAs 層中 Si ドナーのイオン化エネルギー

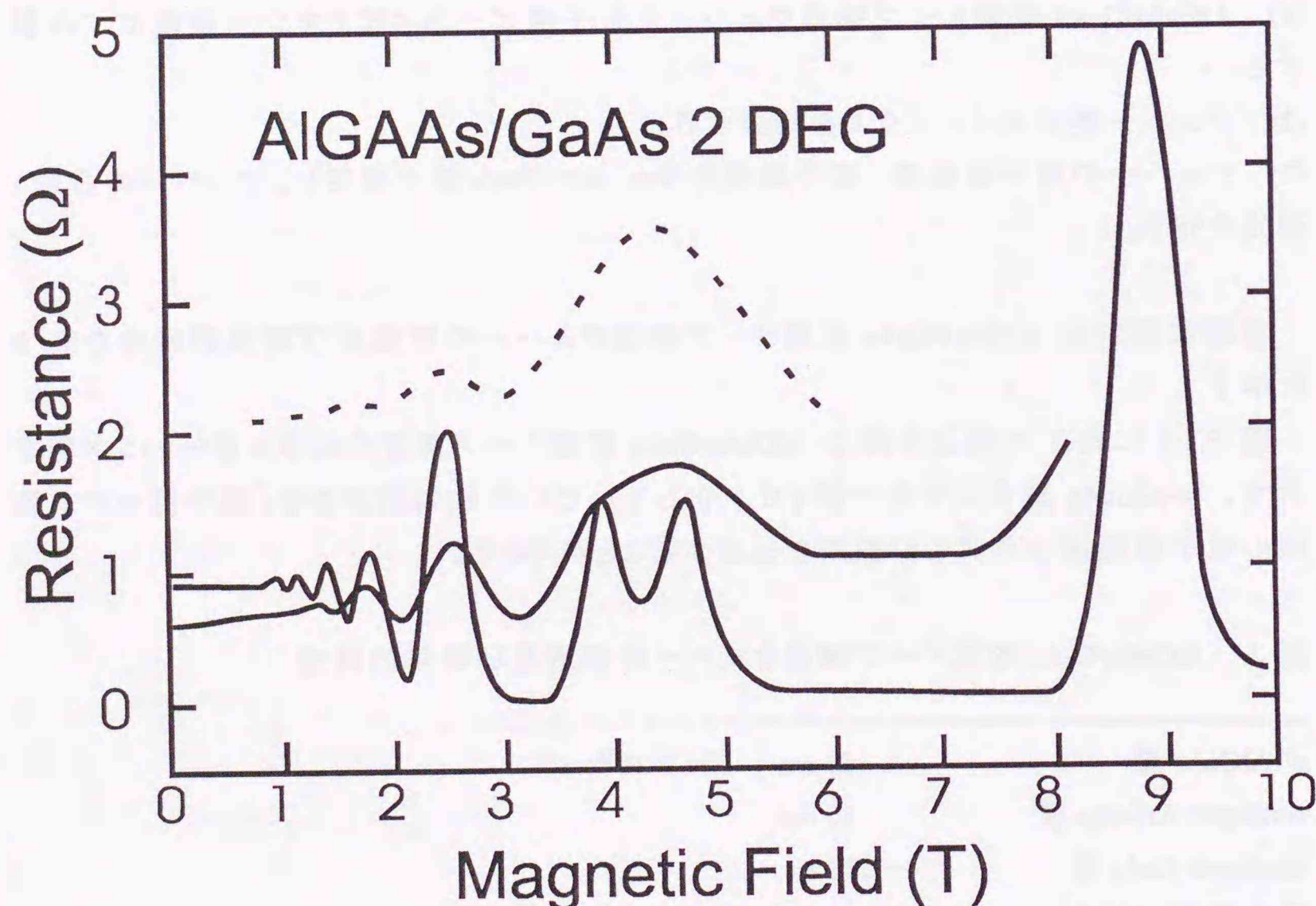


図 3.3.2 AlGaAs/GaAs 変調ドーブ構造ウェハーの 4.2K 及び 0.1K におけるシュブニコフ・ド・ハース振動。点線は Dingle 温度 5K、電子濃度 $3.4 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ としたとき式 (3-6) で表される磁気振動を示す。

図 3.3.2 は温度 4.2K 及び 0.1K における AlGaAs/GaAs 変調ドーブ構造ウェハーのシュブニコフ・ド・ハース振動を示す。温度 4.2K では磁場 4T 付近のピークにスピン分離の片鱗が見られる。温度 0.1K では磁場 3T 付近で量子ホール効果が、磁場 4T 付近でスピン分離が、そして磁場 7.5T 付近でフィリングファクター 4/3 の分数量子ホール効果が観測されている。

シュブニコフ・ド・ハース振動の振動項は現象論的に

$$R^{osc} \propto -\frac{e\hbar BT}{k_B T_D^2 m^*} \frac{\exp(-\frac{2\pi^2 k_B T_D m^*}{e\hbar B})}{\sinh(\frac{2\pi^2 k_B T m^*}{e\hbar B})} \cos(2\pi \frac{B_s}{B}) \quad (3-6)$$

と書ける[1, 3]。ここで T_D は Dingle 温度を、 B_s は特性磁場を示し、散乱の緩和時間 τ_s と電子濃度 N_s を用いて、それぞれ

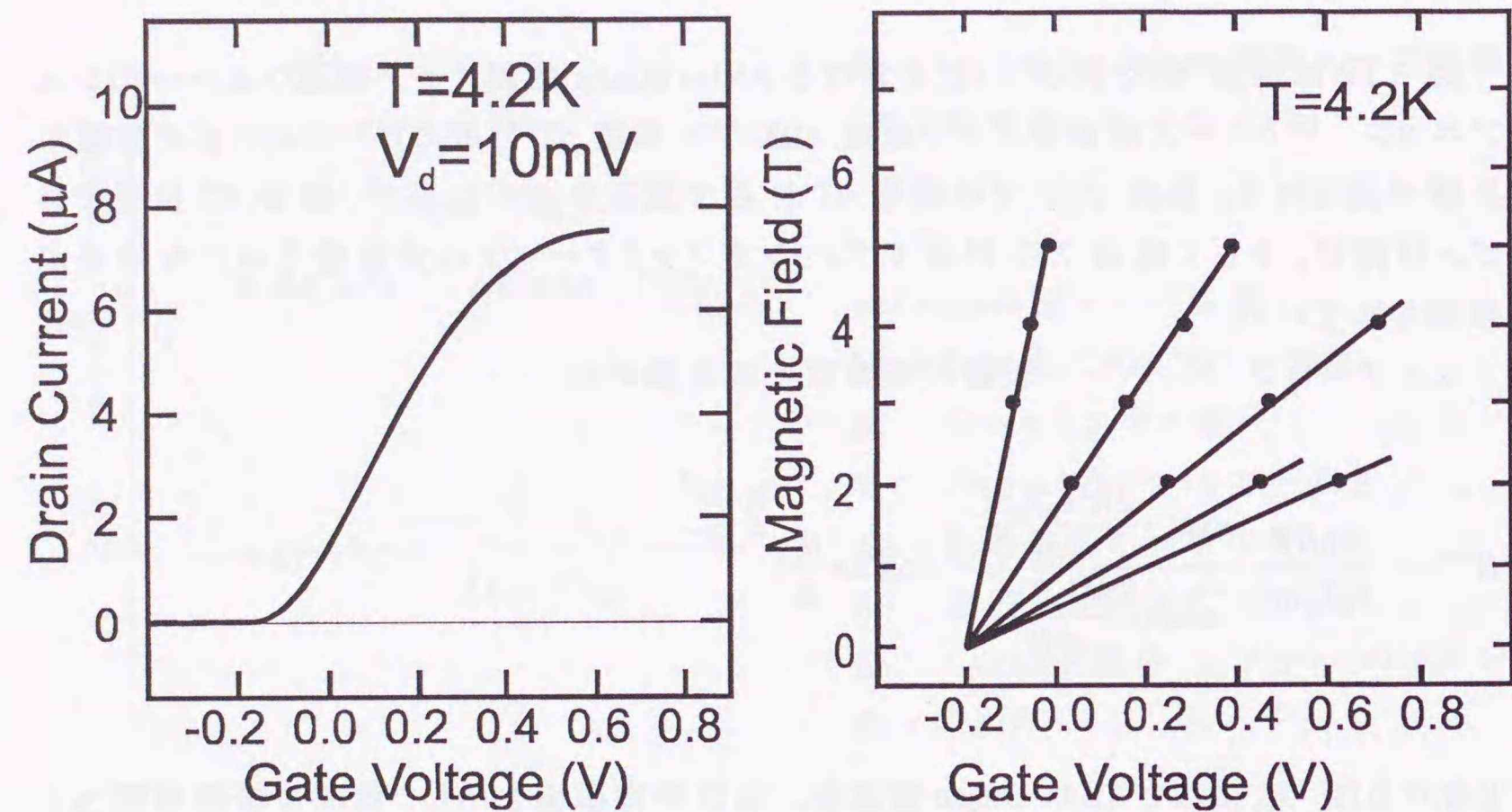
$$k_B T_D = \hbar / (2\pi\tau_s)$$

$$B_s = \pi\hbar / (eN_s)$$

となる。また Dingle 温度は振動振幅の磁場依存性を表し、特性磁場はピーク磁場位置を表す物理量である。図 3.3.2 中の点線は Dingle 温度 5K、電子濃度 $3.4 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ としたときの磁気振動を示す。式 (3-6) はスピン分離、量子ホール効果、分数量子ホール効果を考慮していないので低温高磁場の磁気振動は再現できないが、高温低磁場のシュブニコフ・ド・ハース振動の様子を再現していることが分かる。これより AlGaAs/GaAs 変調ドーブ構造ウェハーの電子濃度は $3.4 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ であることが分かる。

つぎに AlGaAs/GaAs 変調ドーブ構造ウェハー上にグレーティングゲートの代わりに通常のゲート電極をもった電界効果トランジスタを作製した。そしてヘテロ界面に蓄積する電子濃度及びドレイン電流のゲート電圧依存性を図 3.3.3 に示す。

図 3.3.3(a) より通常のゲート電極を持つ電界効果トランジスタでは、ゲート電圧を減少させた時電流が流れなくなる電圧である電流の閾電圧 (V_{th}) が -0.2V であることが分かる。また電子濃度がゼロになるゲート電圧 (電子濃度の閾電圧: V_{th}) は図 3.3.3(b) でピーク磁場位置を結ぶ線がピーク磁場位置がゼロの線を横切る電圧である。そしてこの電圧は -0.2V となり電流の閾電圧 -0.2V と同じ値をとる。このため AlGaAs/GaAs 変調ドーブ構造では電流の閾状態では電子濃度がゼロであることが分かる。



(a) (b)
図 3.3.3 AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造の 4.2K における (a)ドレイン電流のゲート電圧依存性及び (b)シュブニコフ・ド・ハース振動のピーク磁場位置(●)のゲート電圧依存性。

次に図 3.3.4 に電界効果トランジスタのバックゲート電圧に対する相互コンダクタンス/ドレイン (g_m/I_d) 電流特性を示す。閾バックゲート電圧付近で電流が急速に大きくなるのに対応して相互コンダクタンス/ドレインが約 0.4V^{-1} と大きなピークを持つ。バックゲート電圧が閾バックゲート電圧を越えると、振幅がおおよそ 0.01V^{-1} 以下の緩やかな振動が見える。

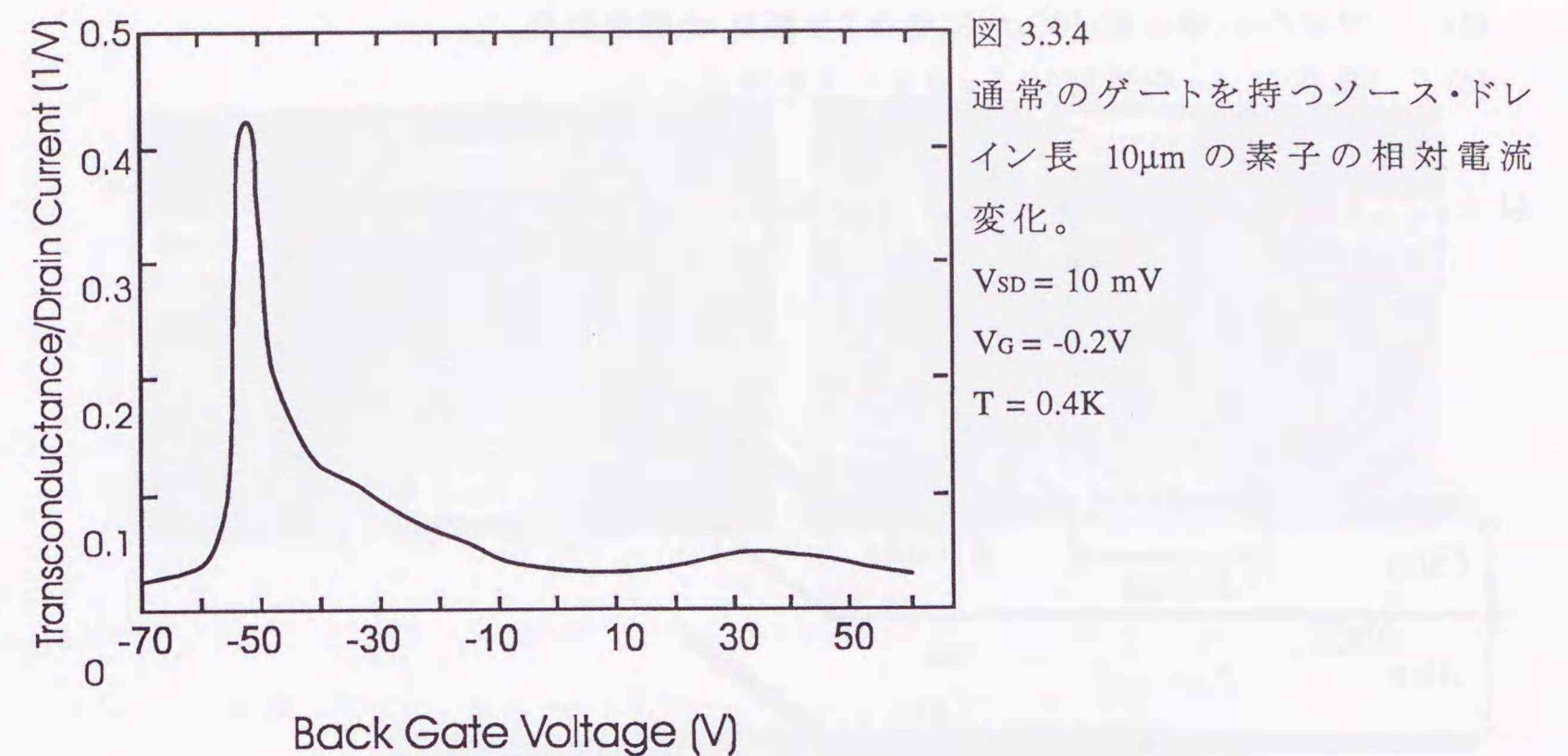


図 3.3.4 通常のゲートを持つソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$ の素子の相対電流変化。
 $V_{SD} = 10\text{ mV}$
 $V_G = -0.2\text{ V}$
 $T = 0.4\text{ K}$

- (1) AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造ウェハ表面にアルゴンスパッタ薄膜堆積装置を用いてタングステンを約 100 nm 堆積させる。
- (2) 厚さ 100 nm のポジ型レジストを塗布する。
- (3) He-Cd レーザ光 (波長 442 nm) を用いたレーザ干渉露光により周期 500 nm のレジストの多重細線 (Line & Space) をつくる。
- (4) レジストの多重細線をマスクにして反応性イオンエッチング装置を用いてタングステンの選択ドライエッチングを行いグレーティングゲートを形成する。

最後に通常の素子作製と同様な素子分離及びオーム性電極作製工程を行う。

- (1) グレーティングゲートを横切る方向に電流を流すようチャンネル形状 (チャンネル長 $10 \sim 200\mu\text{m}$, チャンネル幅 $100\mu\text{m}$) をフォトマスクを用いて光露光により形作り、エッチングにより素子間分離はかり、素子形状を作製する。
- (2) ソース、ドレイン電極形状をフォトマスクを用いて光露光により形作り、電子ビーム蒸着装置により Au-Ge を 150 nm 堆積させ、リフトオフ工程を経て 430°C 、 30 秒の熱処理により電極を形成する。

- (3) ウェハー厚さ約 $100\mu\text{m}$ になるよう裏面研磨を行う。
- (4) 裏面に Au を蒸着しバックゲートを形成する。

以上の工程を経て図 3.3.5, 6 に示す Wash Board Transistor が完成する。

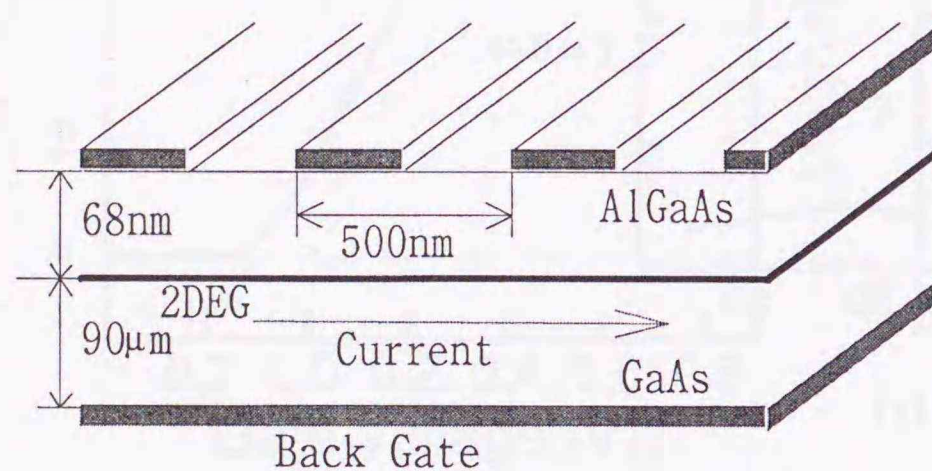
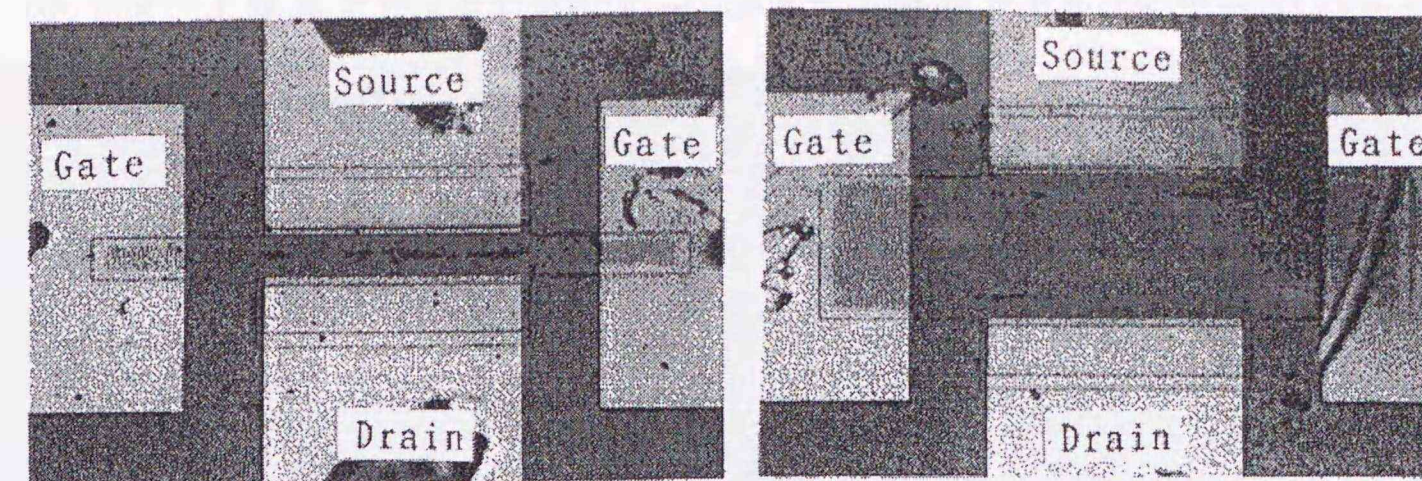


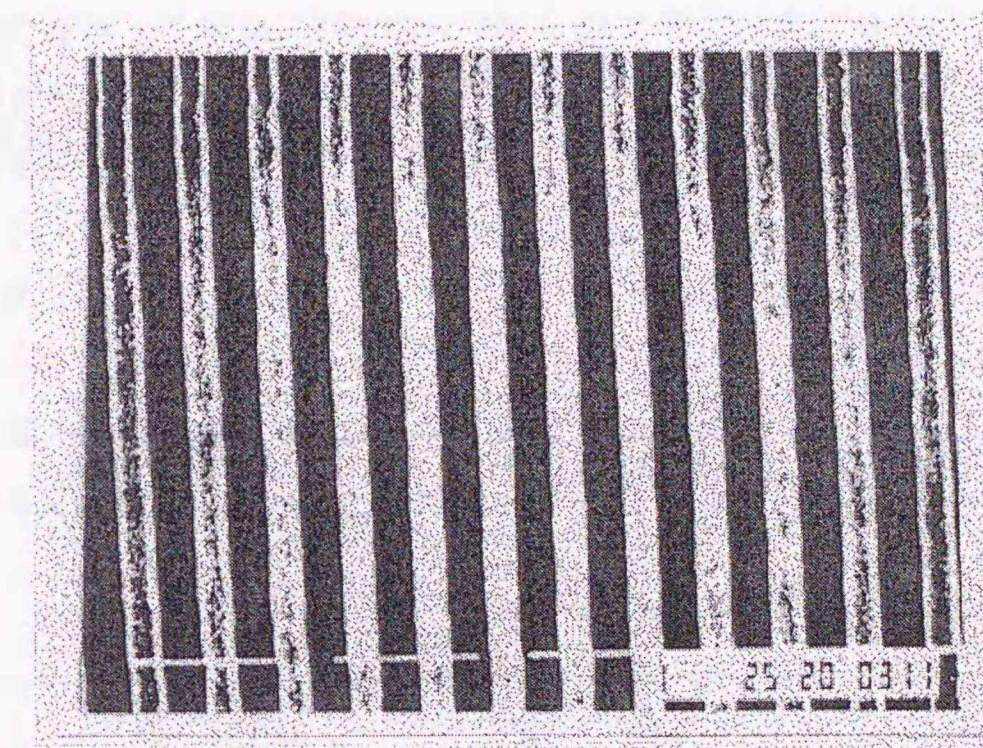
図 3.3.5 Wash Board Transistor の構造

AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造ウェハー表面にタングステングレーティングゲートを裏面にバックゲートを持つ。電流はグレーティングを横切る方向に流れる。



(a)

(b)

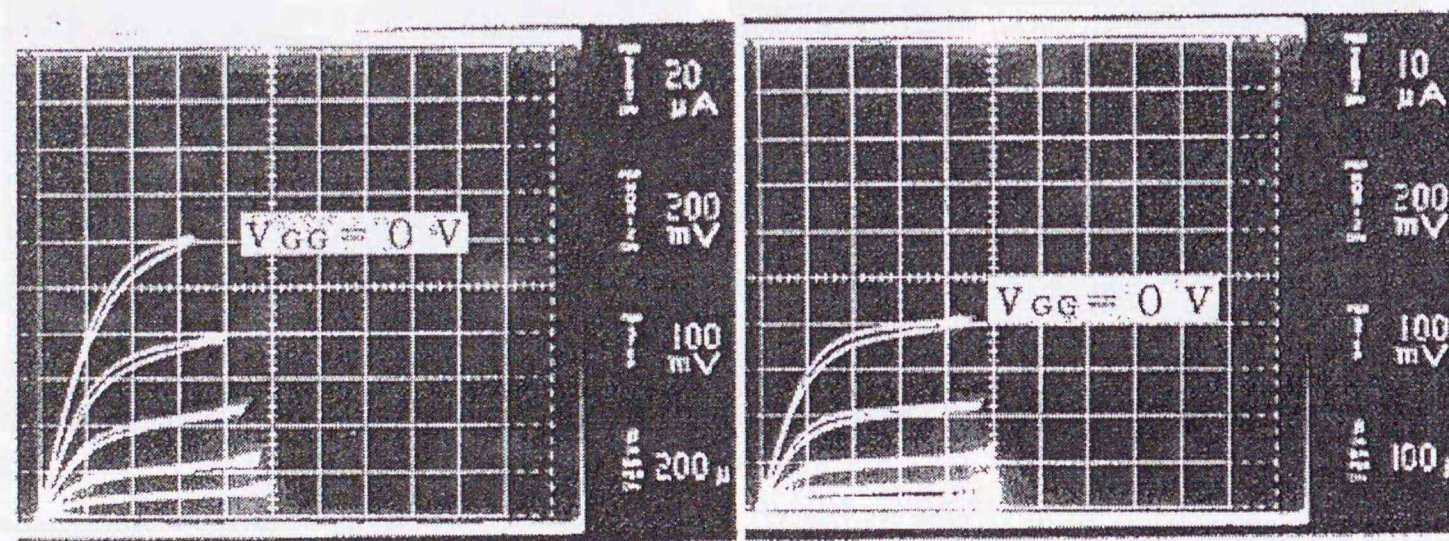


(c)

図 3.3.6 Wash Board Transistor。(a)ソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$, (b)ソース・ドレイン長 $50\mu\text{m}$ の素子の光学顕微鏡写真及び(c)タングステングレーティングゲートの電子顕微鏡写真。白線が $1\mu\text{m}$ に相当。

図 3.3.6 よりこの素子は以下の特徴を持つことが分かる。①グレーティングゲートが断線していないことを確認するためにチャネルの左右にゲート抵抗測定用のゲート電極を持つ。②グレーティングゲートの材質はタングステンのため光学顕微鏡写真では変調ドープ構造表面と区別がつかない。③断線のない線幅が一樣なタングステングレーティングゲートを持つ。

以下 Wash Board Transistor の室温における特性を調べる



(a) (b)
図 3.3.7 ソース・ドレイン長 50μm, 100μm の Wash Board Transistor の室温におけるドレイン電流 - ドレイン電圧特性

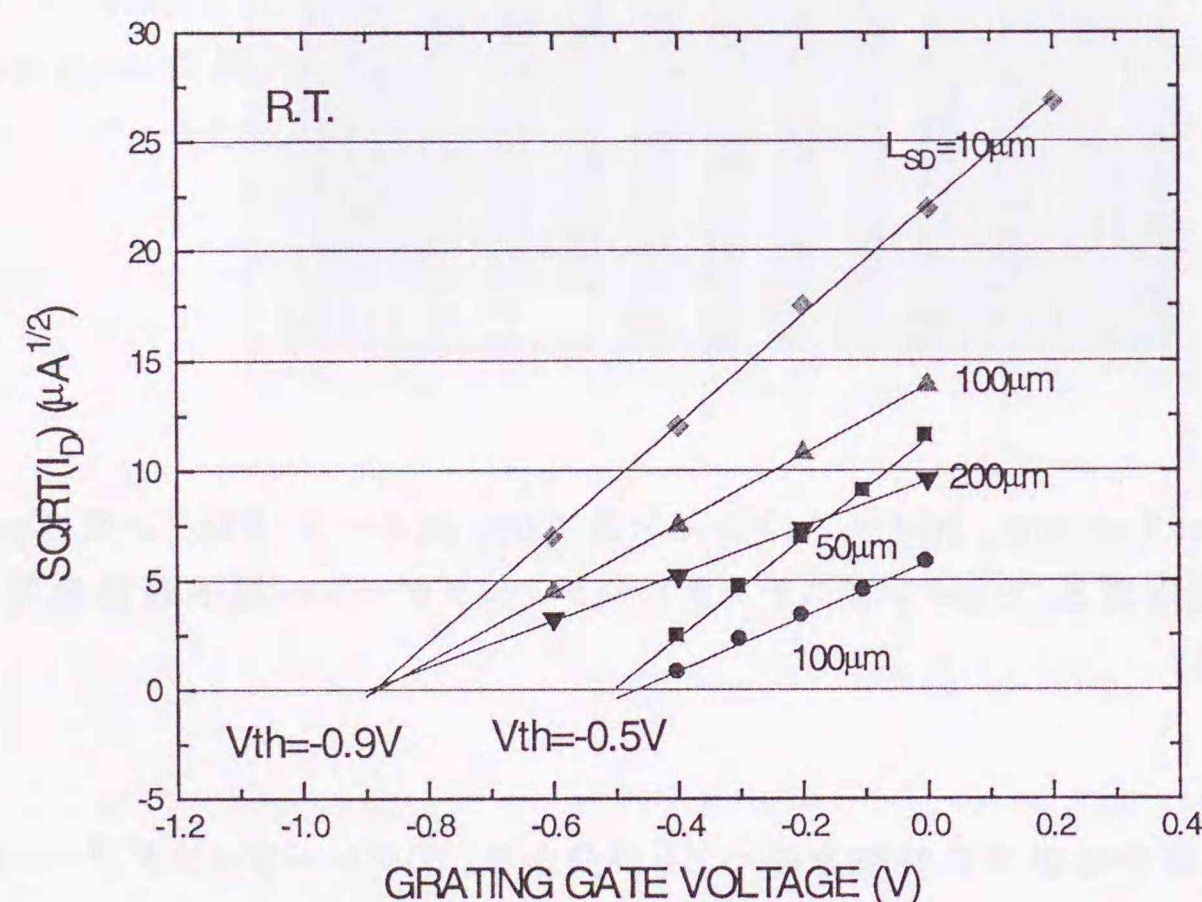


図 3.3.8 Wash Board Transistor におけるドレイン電流の平方根 - グレーティング電圧特性

図 3.3.7 にソース・ドレイン長 50μm, 100μm の Wash Board Transistor の室温におけるグレーティングゲート電圧をパラメーターにしたドレイン電流 - ドレイン電圧特性を示す。ドレイン電圧を大きくしていくと通常の電界効果トランジスタと同様にドレイン電流が飽和しているのが分かる。飽和ドレイン電流はグレーティングゲート電圧を減らしていくと減少する。通常の電界効果トランジスタの場合、飽和ドレイン電流 I_{ds} は比例定数 K と電流の閾電圧 V_{th} を用いて

$$I_{ds} = K(V_{GG} - V_{th})^2 \quad (3-7)$$

の様に書き表せる。ここで K はソース・ドレイン長に反比例し、チャンネル幅に比例する。Wash Board Transistor の場合も式(3-7)が成り立ちグレーティングゲート電圧に対する飽和ドレイン電流の平方根より K 及び閾電圧 V_{th} を求めることができる。

式(3-7)に基づき図 3.3.8 に様々な Wash Board Transistor の飽和ドレイン電流の平方根特性を示す。飽和ドレイン電流が 0 の電圧より電流の閾電圧が予想できる。閾電圧が -0.9V であるソース・ドレイン長 10μm, 100μm, 200μm の素子同士は隣接して配置されている。また閾電圧が -0.5V であるソース・ドレイン長 50μm, 100μm の素子同士も同様である。これよりウェハー内では閾電圧のばらつきはあるものの、素子間距離(およそ 500μm)程度の大きさの領域では閾電圧のばらつきは最大 20 mV 程度であることが分かる。

図 3.3.9 に図 3.3.8 より求めた K の逆数のソース・ドレイン長に対する依存性を示す。

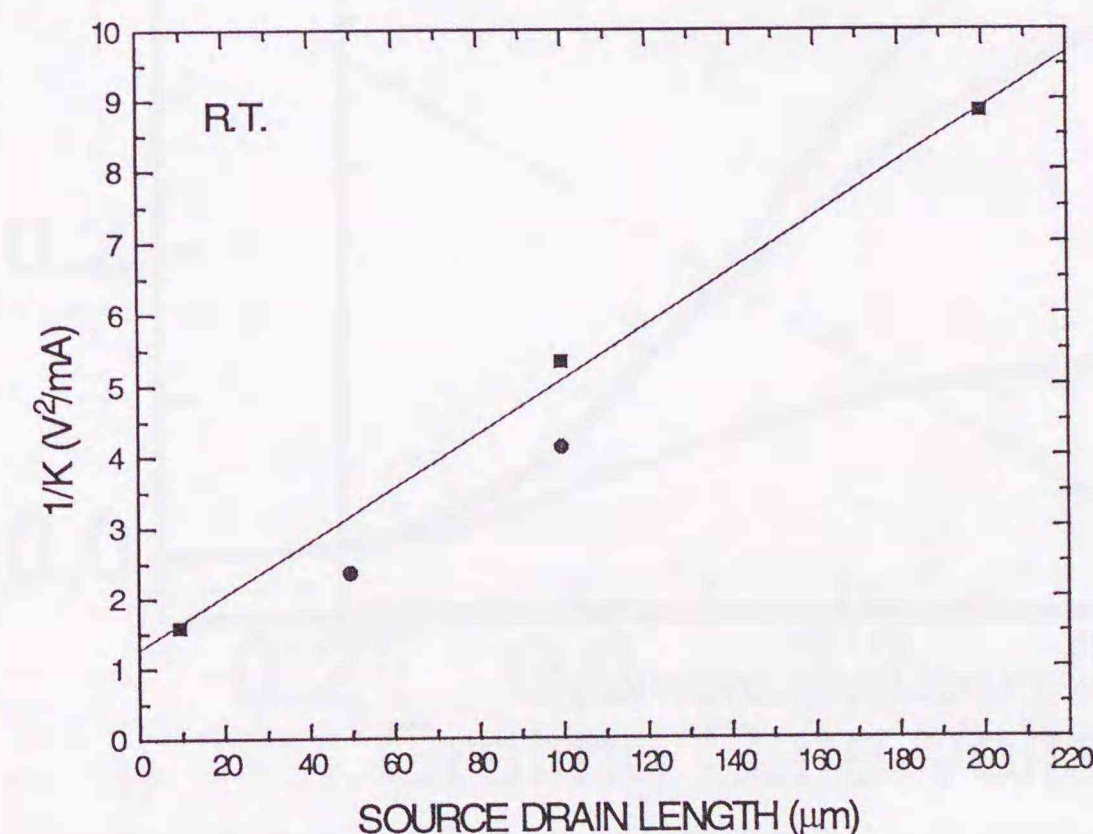


図 3.3.9
 $1/K$ のソース・ドレイン長に対する依存性 (室温)。
■: 閾電圧 -0.9V
◆: 閾電圧 -0.5V の素子を示す。

図 3.3.9 より $1/K$ はソース・ドレイン長に比例していることが分かる。閾電圧が $-0.9V$ の 3 つの素子の $1/K$ は一直線上にあり、閾電圧が $-0.5V$ の 2 つの素子の $1/K$ も同じ傾きを持つ線上にある。

この直線はソース・ドレイン長が 0 の時に $1/K = 1.2V^2/mA$ を通る。これは下記のことによる。本来ソース・ドレイン長が 0 の時には抵抗が零となり無限大の電流が流れるため $1/K = 0V^2/mA$ となるはずであるが、実際は素子の電極抵抗のためソース・ドレイン長が 0 の時でも有限の電流が流れるため $1/K$ はゼロとにならないためである。

グレーティングゲートは図 3.3.6 にある様に長さ 250 nm のゲート多数本で構成されている。 $1/K$ がソース・ドレイン長に比例することは、グレーティングゲートのなかの一部のグレーティングゲートのみが電流を制御するのでなく、すべてのグレーティングゲートが電流を制御していることを示唆する。

図 3.3.10 に図 3.3.6 に示した二つのゲート電極間コンダクタンスのソース・ドレイン長依存性を示す。測定したコンダクタンスはソース・ドレイン長に対して比例関係にある。且つその直線は x 軸を $1\mu m$ の点で横切る。

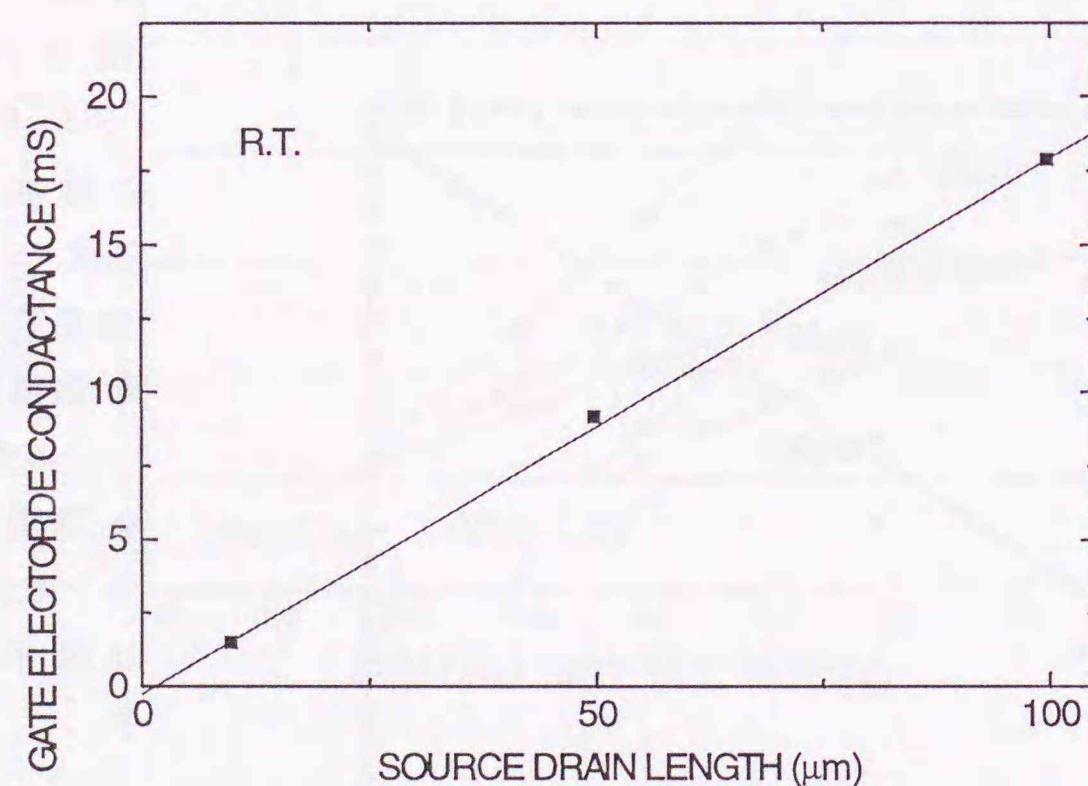


図 3.3.10 ゲートコンダクタンスのソース・ドレイン長依存性(室温)。

ゲート電極間距離が同じであり、且つソース・ドレイン長が幅になることのため、グレーティングゲートが正確に作製されていると、コンダクタンスはソース・ドレイン長に比例する。

このため図 3.3.10 からグレーティングゲート 2 本(長さ $1\mu m$ に相当)ぐらいは導通がないかもしれないが残り正確に作製されていることが推察される。

一方図 3.3.6 の電子顕微鏡写真にグレーティングゲートの断線が観測されないことも、グレーティングゲートが正確に作製されていることを支持する。

図 3.3.11 に Wash Board Transistor の 4.2K におけるドレイン電流 - グレーティングゲート電圧特性を示す。4.2K でもグレーティングゲートはドレイン電流を制御できることが分かる。

ドレイン電流 - グレーティングゲート電圧特性で、グレーティングゲート電圧を減少させていくと電流が減少するのは、グレーティングゲート電圧の絶対値が大きくなり障壁が高くなるためと思われる。

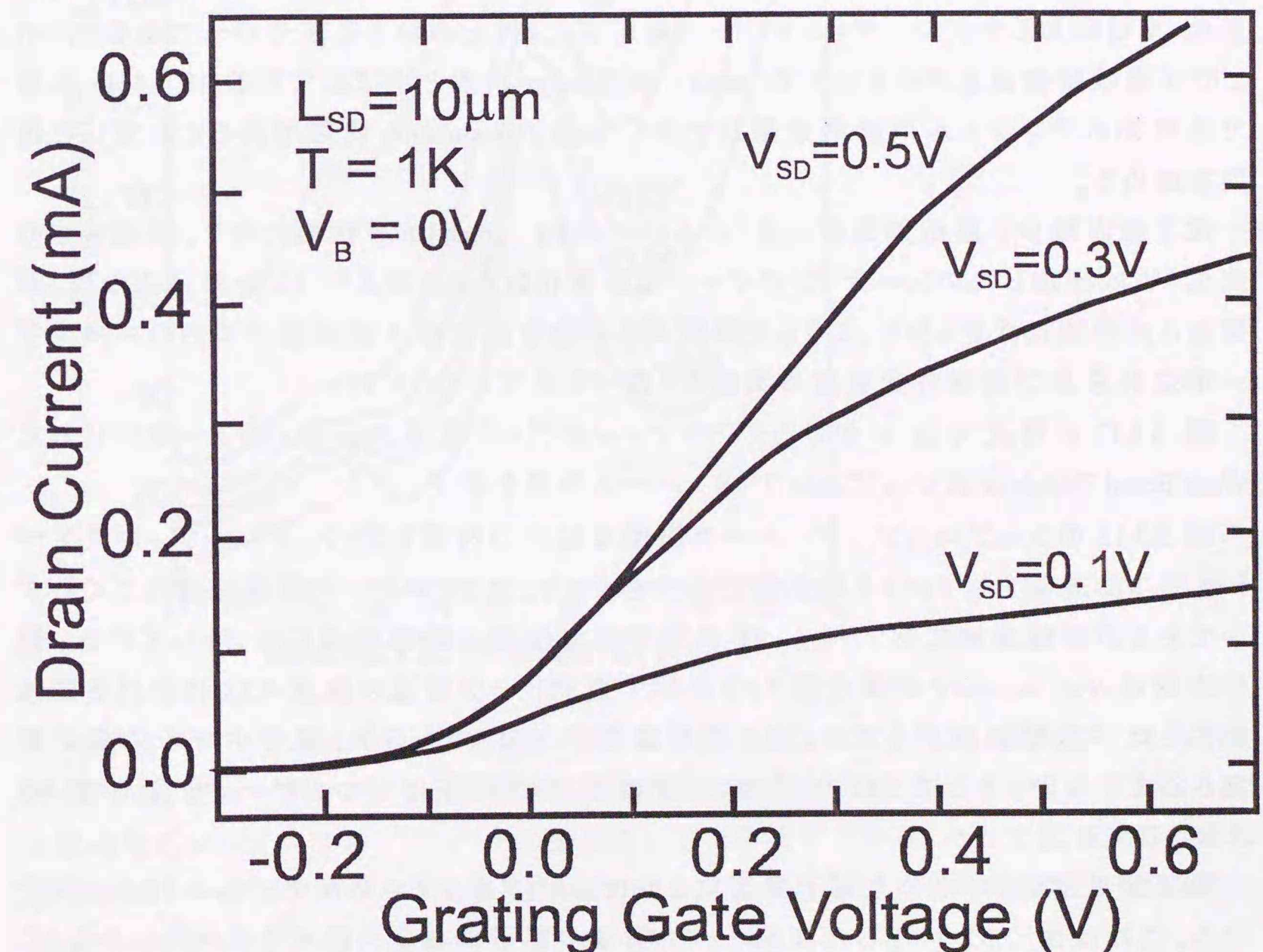


図 3.3.11 Wash Board Transistor のドレイン電流 - グレーティングゲート電圧特性。

3.3.2 グレーティングゲート

本節ではグレーティングゲートの役割について論ずる。グレーティングゲートは、AlGaAs 層厚 (68 nm) がグレーティングゲート周期 (500 nm) に比べ小さいため、ヘテロ界面にグレーティングゲート電圧 (V_{GG}) に比例した障壁高さを持つ矩形関数状の周期ポテンシャルができると考えられる。本節ではこの周期ポテンシャル中の磁気抵抗について説明する。2次元電子ガスの遮蔽効果を仮定した周期ポテンシャルの算出について3.5節で詳細に述べる。

グレーティングゲート電圧を減らしていくと、まず図 3.3.1 に示す様にグレーティングゲート電極直下の n-AlGaAs 層中にある中性領域のドナーがイオン化していく。そしてすべてイオン化したのちは、ヘテロ界面の伝導帯の底が持ち上がりヘテロ界面に蓄積された電子の電子濃度が減少する。この局所的な電子濃度の減少が障壁を生み周期ポテンシャルを作ると考えられる。

電子数が多く遮蔽効果が十分大きい場合には、障壁高さ(周期ポテンシャル振幅)の変化 V は印加したグレーティングゲート電圧変化 $|\Delta V_{GG}|$ のおよそ百分の一である[2, 14]。この状態は障壁高さが小さいため weak modulation 状態と呼ばれている[15, 16]。本節では周期ポテンシャルは遮蔽効果が大きく weak modulation 状態であると仮定して説明を進める。

電子数が減少し遮蔽効果が小さくなると、strong modulation 状態になり、障壁高さの変化 V は印加したグレーティングゲート電圧変化 $|\Delta V_{GG}|$ のおよそ 10 分の 1 となり、障壁高さは急速に大きくなる。こうした障壁高さの急な変化は 1 次元電子ガスのエネルギー準位計算及び遠赤外光吸収の実験より調べられている[15, 16]。

図 3.3.12 に温度 0.1K におけるグレーティングゲート電圧 V_{GG} をパラメーターにした Wash Board Transistor のシュブニコフ・ド・ハース効果を示す。

図 3.3.12 のシュブニコフ・ド・ハース振動は以下の特徴を持つ。グレーティングゲート電圧 V_{GG} を減らしていくと磁気抵抗は大きくなり、5.5T のピーク磁場位置はごくわずかであるが高磁場側にシフトし、6T の谷の磁場位置は低磁場側にシフトしている。振動形状は $V_{GG} = -0.4V$ の場合図 3.3.2 に示す変調ドープ構造の温度 4.2K における磁気振動と比べ振動振幅が小さい。また測定温度が 0.1K であるが、量子ホール効果が観測されていない。そして 5.5T 付近のピークは図 3.3.2 同様に二つのピークを含んでいるように見える。

磁気振動解析より求めた電子濃度は $3.5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ (フェルミエネルギー $\epsilon_F = 12.5 \text{ meV}$) となる。これは図 3.3.2 に示した変調ドープ構造の電子濃度と一致することが分かる。このため図 3.3.12 で観測した磁気振動はゲート電極が無い領域の磁気振動を反映している可能性がある。

実際にグレーティングゲート金属間の金属が付着していない領域の幅が 250 nm と

AlGaAs 層厚 68 nm に比べて 4 倍近く大きいので、この領域直下の電子濃度はグレーティングゲート電圧の影響を受けない。さらにグレーティングゲートを変えてもピーク磁場位置がほとんど変わらないことは、観測した磁気振動がゲート電極が無い領域の磁気振動を反映してことを示唆している。

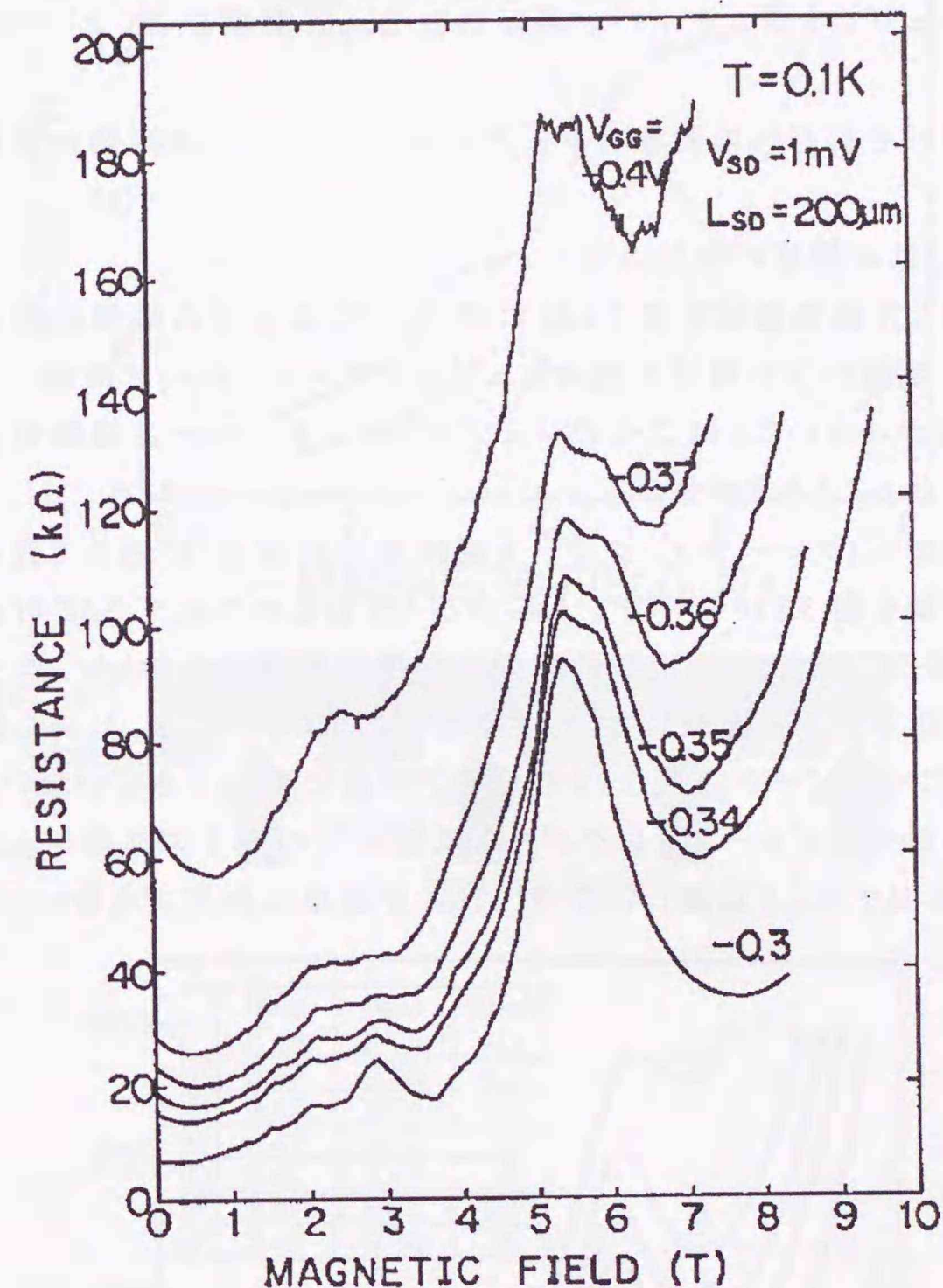


図 3.3.12
グレーティングゲート電圧をパラメーターにした Wash Board Transistor のシュブニコフ・ド・ハース効果。

つぎにグレーティングゲート電極の下の電子ガスのシュブニコフ・ド・ハース振動を考慮する。グレーティングゲート電極下部は電子濃度が小さくなっているため、図 3.3.2 とは異なるシュブニコフ・ド・ハース振動をしているはずである。そして図 3.3.12 の磁気振動はグレーティングゲート電極間領域のシュブニコフ・ド・ハース振動と下部領域のシュブニコフ・ド・ハース振動の合成されたものと考えられる。

合成された磁気振動を算出するため以下の事柄を仮定する。

1. グレーティングゲートにより図 3.3.13 の下図に示す周期ポテンシャルが形成され、グレーティングゲートは電極下部領域の電子濃度を変える。

2. 周期ポテンシャル振幅をつくらないグレーティングゲート電圧領域があることを考慮して、グレーティング電圧 V_{GG} が $-0.4V$ のとき周期ポテンシャル振幅を $3meV$ とする。そしてこのとき、グレーティングゲート電極間領域の電子濃度 N_{well} とグレーティングゲート電極下部領域の電子濃度 N_{barr} はそれぞれ $N_{well} = 3.5 \times 10^{11} cm^{-2}$, $N_{barr} = 2.4 \times 10^{11} cm^{-2}$ となる。
3. それぞれの領域のシュブニコフ・ド・ハース振動を Dingle 温度を $5K$ として式 (3-6) より求める。
4. 観測された磁気振動はそれぞれの領域のシュブニコフ・ド・ハース振動の直列接続合成和である。
5. ゼロ磁場の時のそれぞれの領域の抵抗は等しい。

以上の仮定に基づいて計算した磁気抵抗を図 3.3.13 に示す。7T 以上での磁気抵抗の上昇はグレーティングゲート電極の下電子ガスのシュブニコフ・ド・ハース振動によることが、また磁気振動振幅が小さいことは二つのシュブニコフ・ド・ハース振動の山と谷が打ち消しあっていることによることが分かる。

さらに N_{barr} を障壁高さの変化(グレーティングゲート電圧変化に対応)に応じて変えていった場合の合成磁気振動を図 3.3.14 に示す。 N_{barr} が少なくなるにつれて 5.5T 付近のピークはごくわずかに高磁場側にシフトし、6T 付近の谷が低磁場側にシフトし、かつ埋まってくる様子が見え、図 3.3.12 の磁気振動を再現しているようである。しかし図 3.3.12 で 5.5T 付近に見える二つのピークは図 3.3.2 の場合と同様に再現できていない。

また観測した合成磁気振動からグレーティングゲート電極の下電子ガスのシュブニコフ・ド・ハース振動を抽出することは難しいので、 N_{barr} を簡単に決定できないことが分かる。

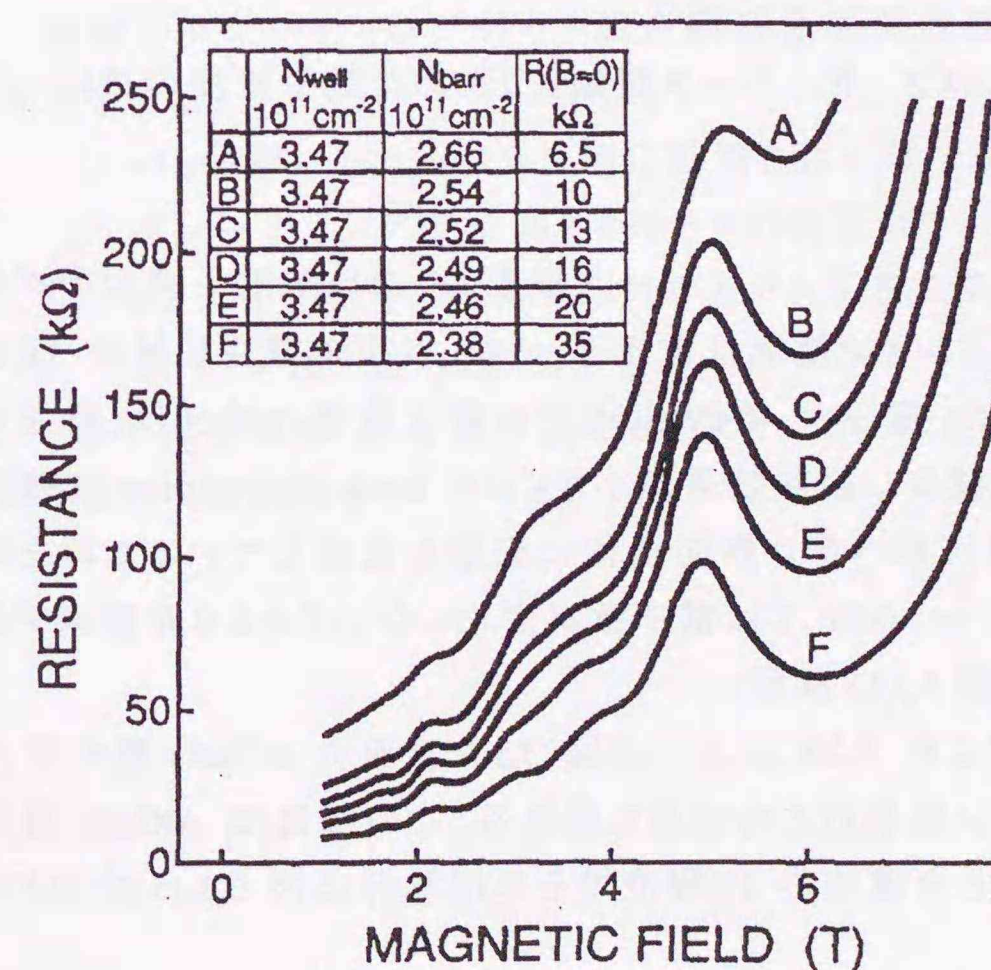
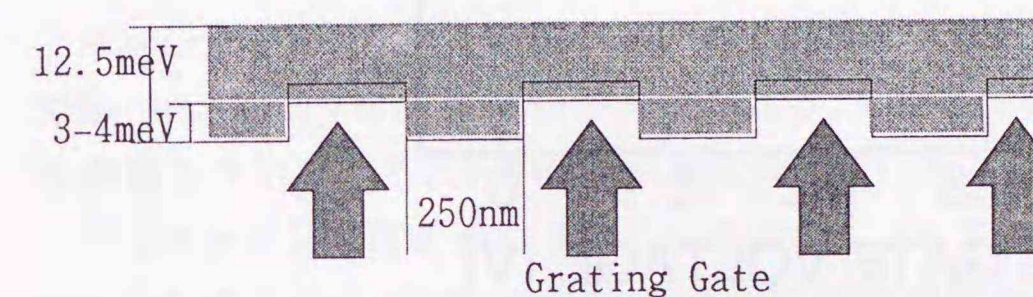
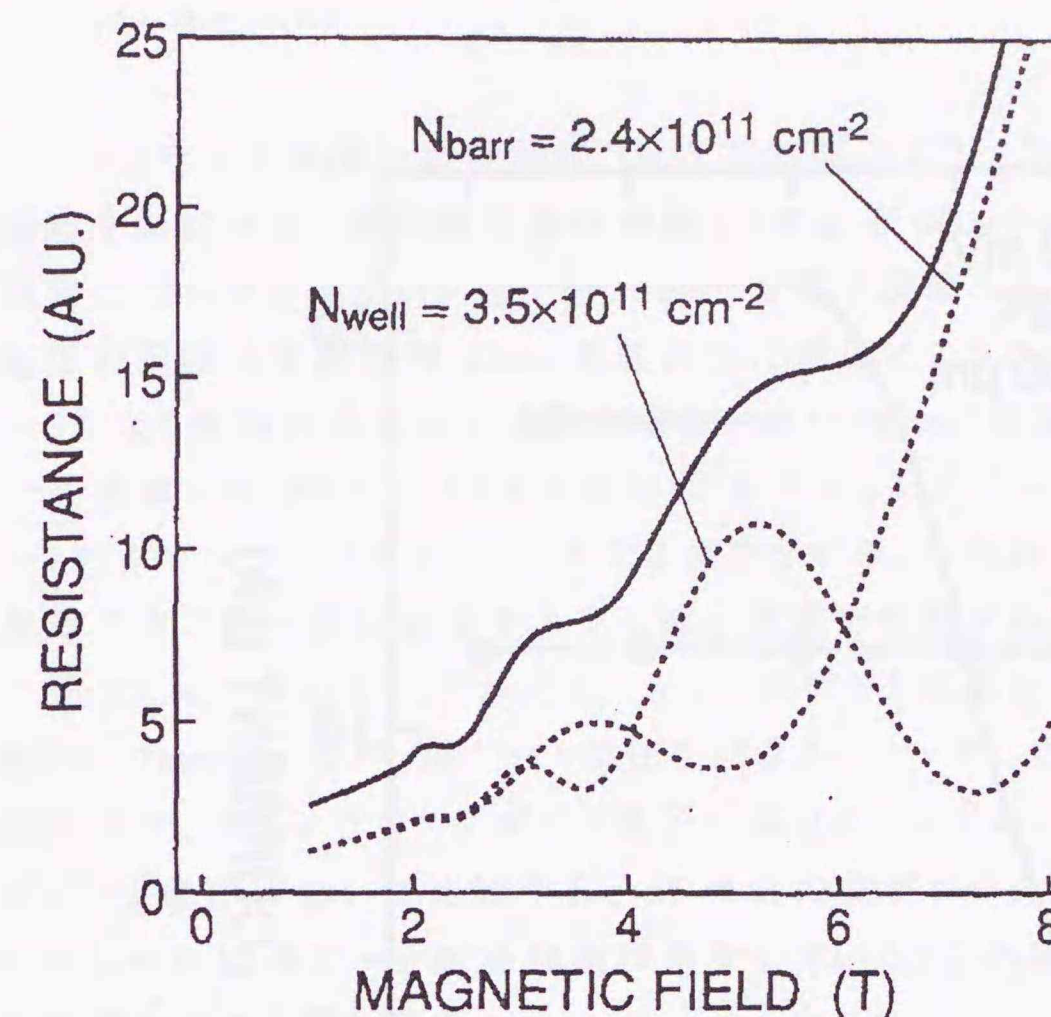


図 3.3.13

$N_{well} = 3.5 \times 10^{11} cm^{-2}$ のシュブニコフ・ド・ハース振動と $N_{barr} = 2.4 \times 10^{11} cm^{-2}$ のシュブニコフ・ド・ハース振動の合成磁気振動。下図はグレーティングゲートの動作を示す模式図。

図 3.3.14 N_{barr} をパラメーターにした合成磁気振動。

図中の表は N_{well} 、 N_{barr} 、ゼロ磁場での抵抗を表す。

N_{well} は不変とし、 N_{barr} を障壁高さの変化に応じて変化させた。

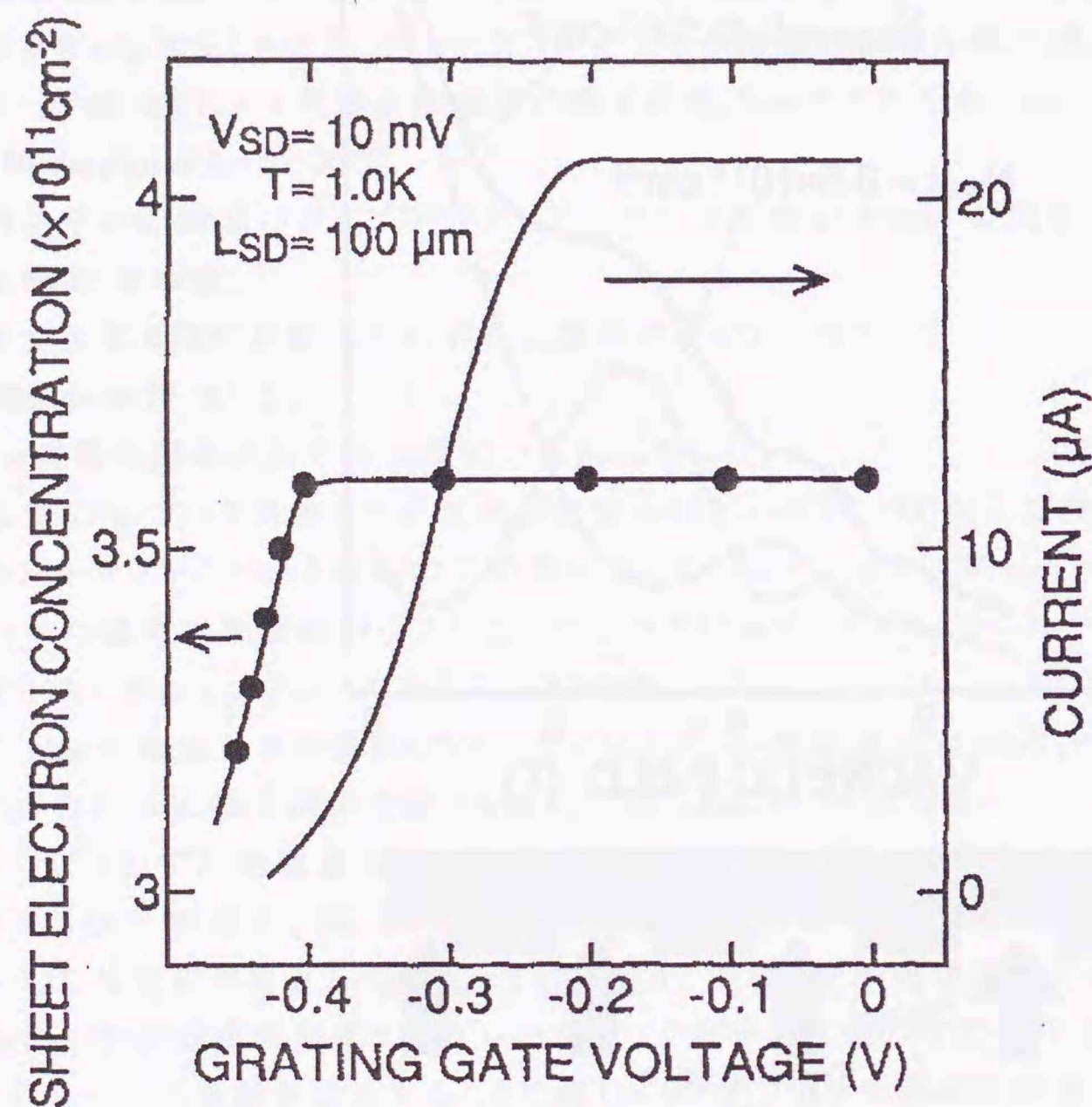


図 3.3.15 ドレイン電流とシュブニコフ・ド・ハース振動より求めた電子濃度のグレーティングゲート依存性。

図 3.3.15 にドレイン電流とシュブニコフ・ド・ハース振動より求めた電子濃度のグレーティングゲート依存性を示す。ドレイン電流は電圧が -0.2V 以下で減少し始め、電子濃度は -0.4V 以下で減少し始める。電圧が -0.4V 以下での電子濃度の減少は、周期ポテンシャル障壁部分の電子数が減少し遮蔽効果が小さくなり weak modulation 状態でなくなり、グレーティングゲート電圧がヘテロ界面全体に影響を及ぼしているためと考えられる。それに反して電圧 $-0.2 \sim -0.4\text{V}$ では電子数が変化しないことより周期ポテンシャル振幅のみが変化している(図 3.3.13 参照)。

グレーティングゲート電圧がおよそ -0.2V 以上では図 3.3.1 で示す AlGaAs 層の中性領域が形成される。この時ドレイン電流はこの領域も流れる。この電流は AlGaAs 層の移動度が低いいため小さく、最大でも全電流の 3%程度でその増加分は図 3.3.15 中のドレイン電流に見ることができない。

3.3.3 バックゲート

バックゲート電極は半絶縁性 GaAs 基板裏面よりヘテロ界面に存在する蓄積電子層濃度を制御する。蓄積電子層は電極よりおよそ $100\mu\text{m}$ 離れた場所にあり、電子濃度の制御には大きな電圧(1V あたり 10^9cm^{-2} の電子濃度の制御)を必要とする。バックゲート電圧の耐圧は半絶縁性 GaAs 基板の転位密度によるが通常 100V であるため、バックゲートにより制御可能な電子濃度範囲は小さく 10^{11}cm^{-2} 程度である。

基板厚さが $90\mu\text{m}$ と AlGaAs 層厚、グレーティングゲート周期より大きいため、バックゲートはグレーティングゲートと異なる働きをする。すなわちバックゲート電圧(V_B)は 2 次元電子ガスに様に影響を及ぼし電子濃度を制御する。

図 3.3.16, 17 はそれぞれグレーティングゲート電圧を 0V 及び -0.2V にした時の Wash Board Transistor のバックゲート電圧をパラメーターにしたのシュブニコフ・ド・ハース振動を示す。グレーティングゲート電圧が異なるシュブニコフ・ド・ハース振動を同じバックゲート電圧において比較すると 5T 付近の主要ピーク磁場位置はほとんど同じである。しかしそれ以外ピーク磁場位置は異なっている。これは周期ポテンシャル振幅が異なる影響のためと思われる。

グレーティングゲート電圧が 0V のときは周期ポテンシャルがない場合に相当するので図 3.3.2 のような磁気振動が期待される。しかし実際の磁気振動は周期ポテンシャルの影響を受けているような磁気振動を示している。

バックゲート電圧を負に大きくしていくと、シュブニコフ・ド・ハース振動のピーク大きさが急速に小さくなり、磁場位置は低磁場に移動する様子が分かる。

前節のグレーティングゲート場合同様合成磁気振動を算出するため以下の事柄を仮定をする。

1. バックゲートはヘテロ界面に蓄積された電子濃度を一様に変える。
2. グレーティング電圧 -0.2V のときの周期ポテンシャル振幅を 1meV として、 $N_{\text{well}} = 3.5 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$, $N_{\text{barr}} = 3.2 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$ とする。バックゲート電圧差 20V は電子濃度差 $1.7 \times 10^{10}\text{cm}^{-2}$ に相当する。

以下は前節の 3, 4, 5 の仮定と同じとする。以上の仮定に基づいて計算した磁気抵抗を図 3.3.18 に示す。

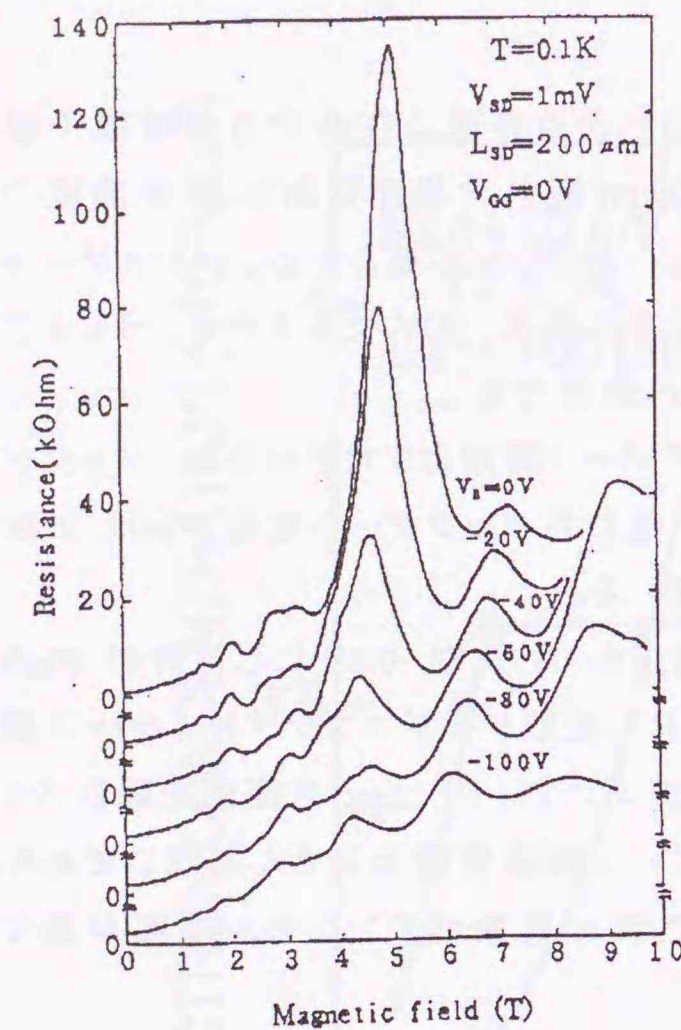


図 3.3.16

$V_{GG} = 0V$ の時の Wash Board Transistor のシュブニコフ・ド・ハース効果。

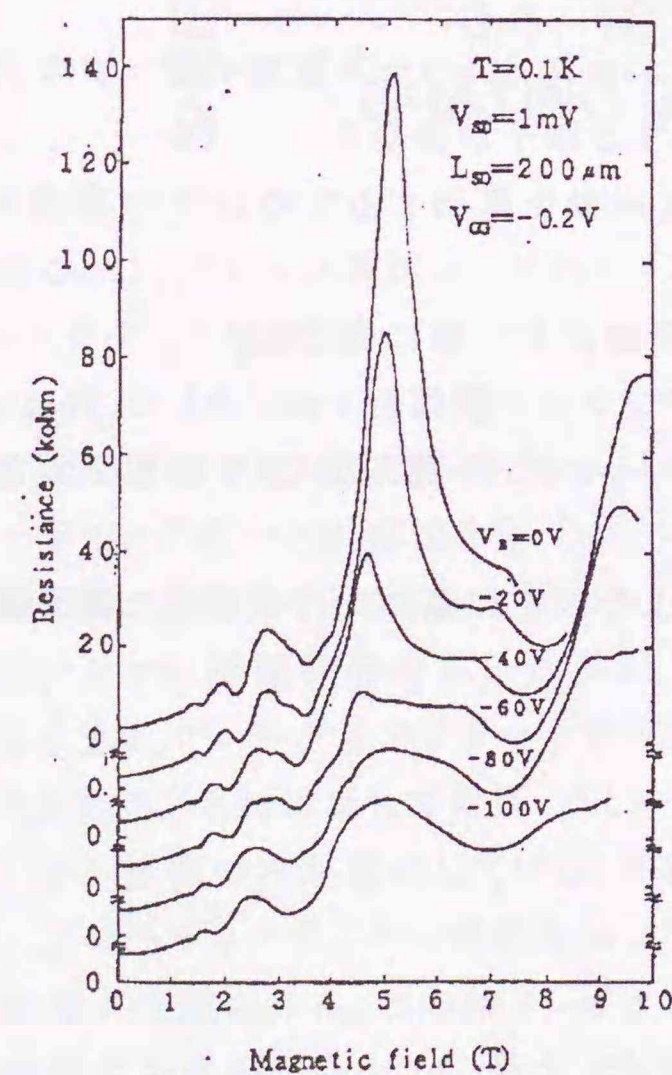


図 3.3.17

$V_{GG} = -0.2V$ の時の Wash Board Transistor のシュブニコフ・ド・ハース効果。

バックゲート電圧を減少させていくことに相当して電子濃度 N_{well} , N_{barr} を同じ数だけ減らしていった場合の合成磁気振動を図 3.3.18 に示す。電子濃度が減少するとシュブニコフ・ド・ハース振動のピークの大きさが急速に小さくなり、またピーク磁場位置は低磁場に移動していることが分かる。またこれは図 3.3.17 の磁気振動を再現しているようである。

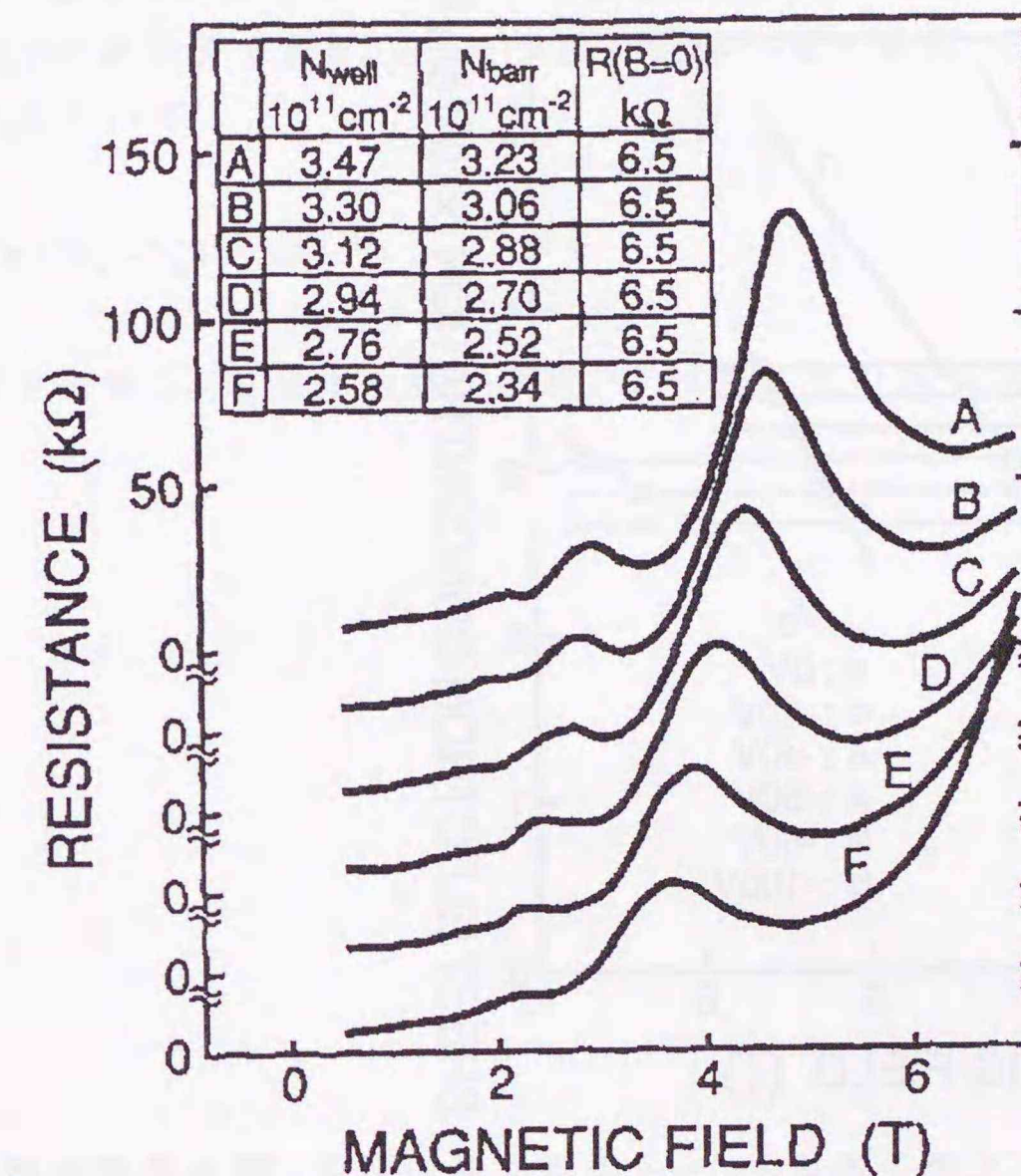


図 3.3.18 N_{barr} , N_{well} をパラメーターにした合成磁気振動。図中の表は合成磁気振動の算出時に用いた N_{well} , N_{barr} , ゼロ磁場での抵抗を表す。 N_{well} と N_{barr} はバックゲート電圧差 20 V に相当する電子数 $1.7 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ ずつ変化させた。

図 3.3.16, 17 より求めた各バックゲート電圧(電子濃度)におけるピーク磁場位置を図 3.3.19 に示す。各ランダウレベルに対応するピーク磁場位置は電子数が減少に応じて低磁場に移る様子が分かる。また 6T 以上のピークのバックゲート電圧に対する依存性が他のピークと異なる。このピークは図 3.3.18 では再現出来ず、この原因はよく分からない。

図 3.3.19 より求めた電子濃度のバックゲート電圧依存性を図 3.3.20(a)に、グレーティングゲート電圧 $-0.3V$ の時の電流と電子濃度のバックゲート依存性を図 3.3.20(b)に示す。電子濃度変化はバックゲート電圧変化に比例し傾きはグレーティングゲート電圧の値によらず $8.6 \times 10^8 \text{cm}^{-2} \text{V}^{-1}$ となる。これより電極間隔は $92 \mu\text{m}$ となり半絶縁性 GaAs 基板厚さ $90 \mu\text{m}$ に等しい。これよりバックゲート電圧は電子数を変化させ電子波長を制御できることが分かる。

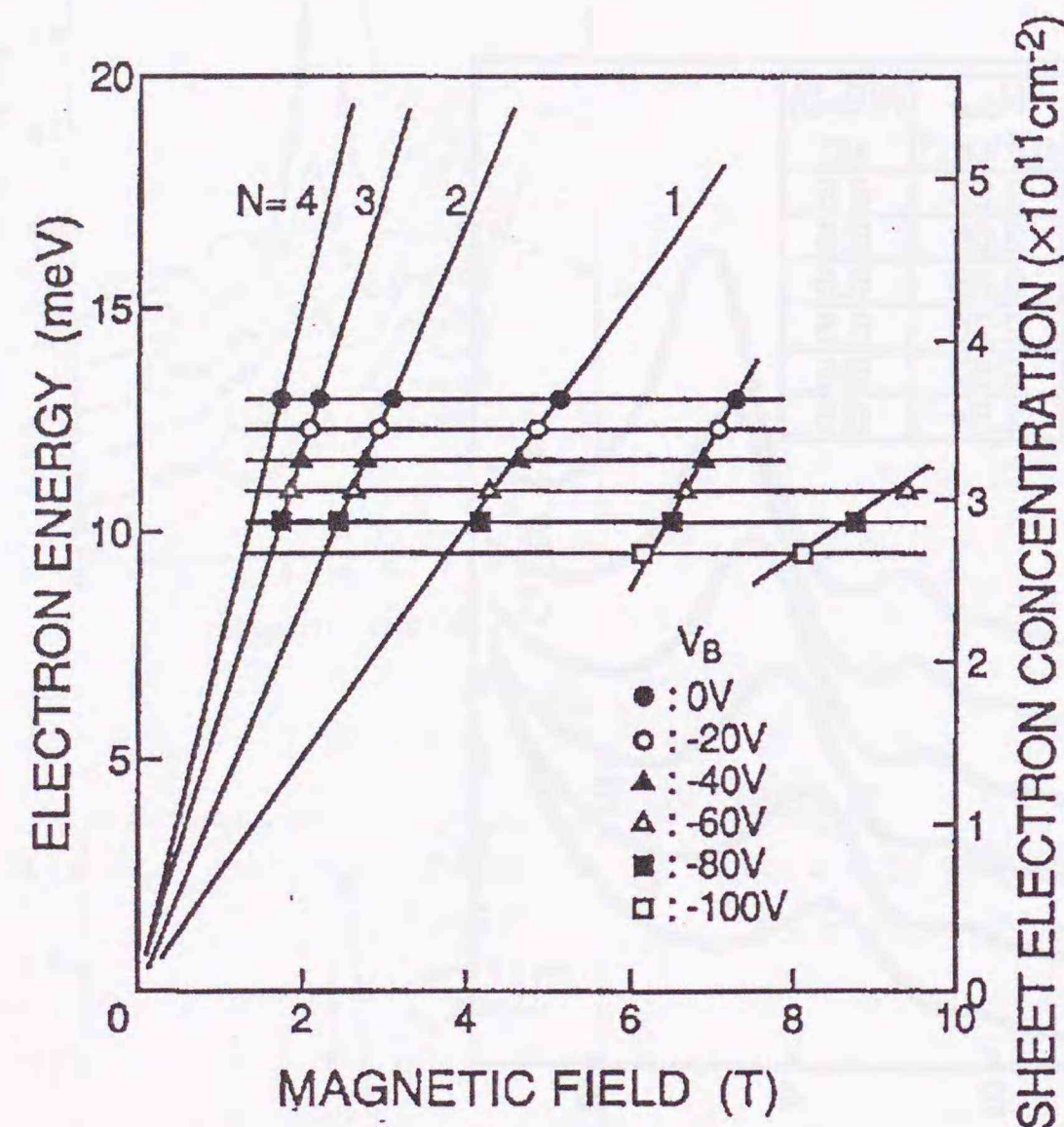


図 3.3.19 図 3.3.16 より求めた電子濃度とピーク磁場位置の関係。電子濃度が減少してピーク磁場位置が低磁場に移動する。N はランダウレベルの指数を示す。磁場 6T 以上で異常な挙動をするピークが見られる。

図 3.3.20(b)よりバックゲート電圧 $-60V$ が電流が流れ始める状態(電流の閾状態)であることが分かる。しかしこの状態で電子濃度はすでに $3.1 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ と有限である。このように伝導チャンネルに周期ポテンシャル等がある場合、電流が閾状態となるバックゲート電圧と、電子濃度が閾状態(電子濃度が 0 である状態)となるバックゲート電圧は異なる。このため本論文では両者を、

電流が閾状態となるバックゲート電圧

電流の閾電圧 (V_{th}^i)

電子濃度が閾状態となるバックゲート電圧

電子濃度の閾電圧 (V_{th}^n)

と呼び、区別して使う。

電子濃度については式(3-4)の代わりにそれぞれの閾電圧を使った二種類の表式がある。ひとつは伝導に寄与する電子の濃度 (N_s^i) であり、電流の閾電圧 (V_{th}^i) を用いて

$$eN_s^i = C(V_B - V_{th}^i)$$

と書き表せる。量子干渉効果による電流振動を議論する時は伝導に寄与する電子の濃度 (N_s^i) が重要である。もう一つは系全体の電子濃度 (N_s^n) であり、電子濃度の閾電圧 (V_{th}^n) を用いて

$$eN_s^n = C(V_B - V_{th}^n)$$

と書き表せる。系全体の電子濃度 (N_s^n) は主に系の電子状態の議論を行う時に重要である。

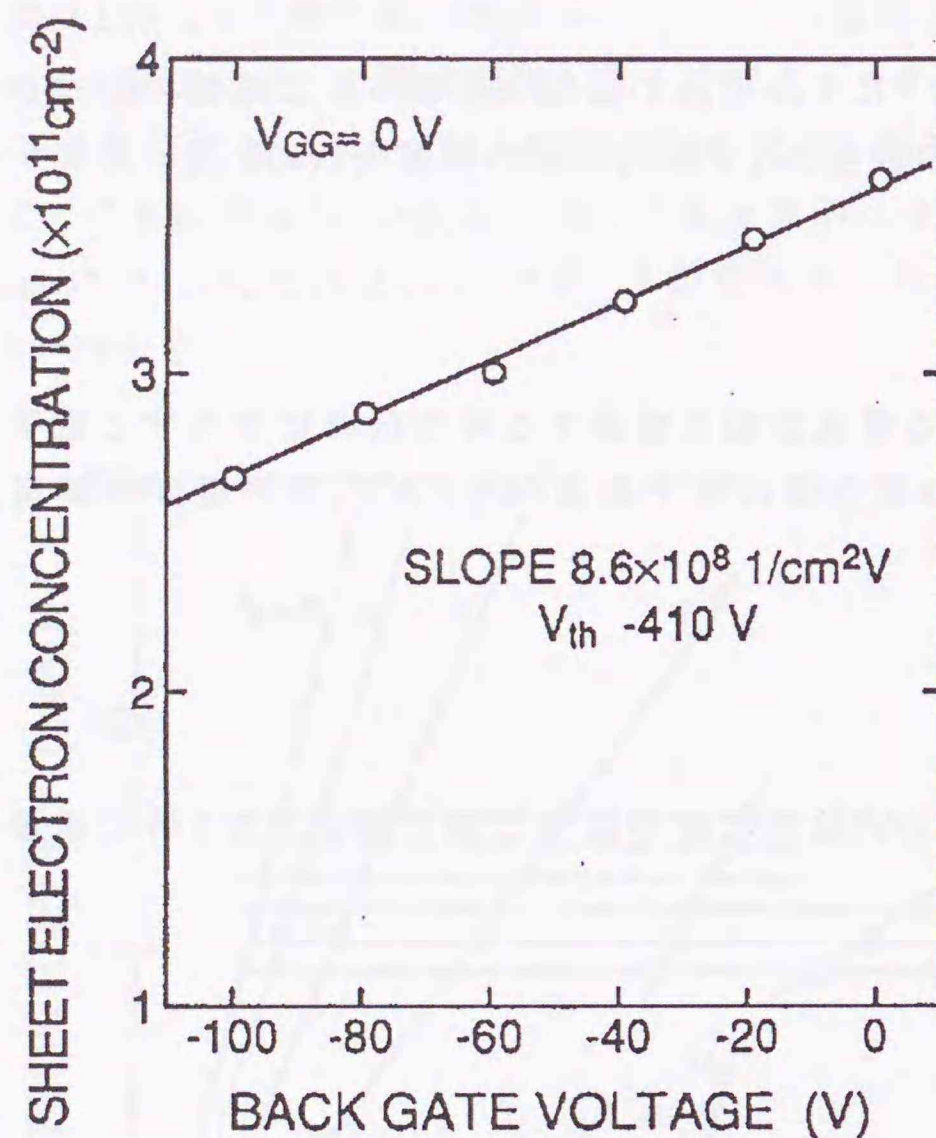
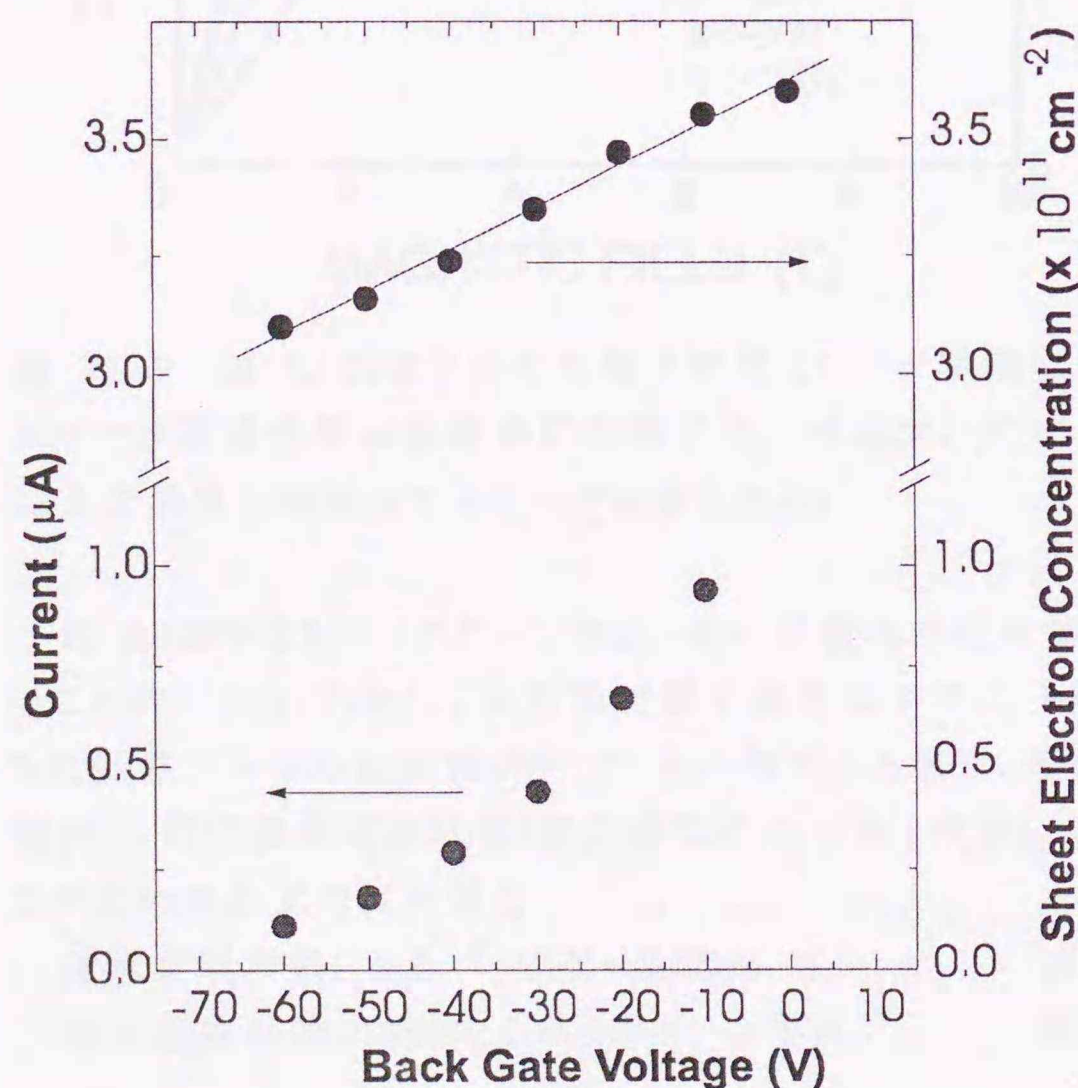


図 3.3.20

電子濃度、電流とバックゲート電圧の関係。

(a) $V_{GG} = 0 \text{ V}$ 。傾き $8.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1}$ から電極キャパシタンスは $1.4 \times 10^{-10} \text{ F/cm}^2$ 、電極・電子層間隔は $92 \mu\text{m}$ となる。



(b) $V_{GG} = -0.3 \text{ V}$ 。図 3.3.13 と同様に電子濃度 $3.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 付近で電流が流れる。

3-4 Wash Board Transistor の電流振動

1.2 節で説明した量子干渉効果観測三条件(極低温、電子波長制御電極、周期ポテンシャル)を達成すれば、Wash Board Transistor の電流を電子波長(すなわちバックゲート電圧)に対して観測すれば振動が表れるはずである。しかし Wash Board Transistor ではチャンネル長 ($10 \sim 200 \mu\text{m}$)、幅 ($100 \mu\text{m}$) が可干渉距離より一桁以上大きいことと、測定電流をチャンネル幅 $100 \mu\text{m}$ あたり数 μA とするためにソース・ドレイン電圧が $1 \sim 10 \text{ mV}$ と大きいことで、電流振動の振幅が減衰している可能性がある。そのため振動振幅が大きく観測されるように測定条件を下記のように選ぶ。

- (1) 電流 I_d には電界効果トランジスタの作用による電流が重畳されているので、全電流から干渉現象による電流のみ抽出するため、 I_d の相対電流変化 g_m/I_d を観測する。($g_m = I_d / V_B$: 相互コンダクタンス)
- (2) 波長が周期 L と同じオーダーのとき干渉効果が大きく働き振動振幅が大きい。波長を 500 nm と周期 L と同じにするのは困難である。このため実際に実現可能な最大波長 200 nm 以下の領域で且つ周期との違いが一桁以内である 100 nm 以上の波長領域で電流を観測する。

ここで観測波長領域を観測電圧領域への変換する方法について議論する。電流の閾電圧 V_{th}^i から伝導に寄与する電子が生じ始める。電流の閾電圧 V_{th}^i が印加されている時、電子の x 方向への運動エネルギーは 0 であり、電子のエネルギーは障壁の上端のエネルギー位置に対応していると考ええる。その理由は障壁の幅が 250 nm と厚くフェルミエネルギーが障壁上端以下では障壁をトンネルする確率が小さいため、フェルミエネルギーが障壁上端をこぐわず ($10 \mu\text{V}$) でも越えると電流が 3 桁以上増加することである(3.5 節参照)。

表 3 に電流の閾電圧 V_{th}^i から測ったバックゲート電圧と電子波長の関係を示す。ここで指数は 2 周期分 1000 nm に電子波がいくつ入るかを示し、電子濃度はバックゲート電圧より図 3.3.20 より求められるキャパシタンスを用いて求めた。表 3 より波長 $100 \text{ nm} \sim 200 \text{ nm}$ は電流の閾電圧 V_{th}^i から測ったバックゲート電圧 $18 \text{ V} \sim 73 \text{ V}$ に対応することが分かる。これより条件(2)を満足する観測電圧領域は電流の閾電圧 V_{th}^i から測って $18 \sim 100 \text{ V}$ となる。

表 3. 電子波長と電流の閾電圧 V_{th} から測ったバックゲート電圧

指数	電子波長 nm	電子濃度 10^{10}cm^{-2}	バックゲート電圧 V
1	1000	0.06	1
2	500	0.25	3
3	333	0.57	7
4	250	1.00	12
5	200	1.57	18
6	167	2.26	26
7	143	3.08	36
8	125	4.02	47
9	111	5.09	59
10	100	6.28	73

グレーティングゲート電圧で電子数が増える領域は、図 3.3.12 より電子濃度が閾状態の値より $5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ 大きい値を越えない時である。この電子濃度 $5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ は表 3 より電流の閾電圧 V_{th} から測ったバックゲート電圧が 60V に相当する。即ちバックゲート電圧 60V 以内ではグレーティングゲート電圧で電子数が増える。これより条件(2)で述べた電流の閾電圧 V_{th} から測って 20 ~ 100V の観測領域では、電子数がグレーティングゲート電圧により変化する。しかし電流振動測定中はグレーティングゲート電圧は一定であるので周期ポテンシャル振幅は一定値をとるため、上記測定条件 (1, 2) には抵触しない。

測定ではグレーティングゲート電圧絶対値は小さいほうが望ましい。この時周期ポテンシャル振幅が小さくなり障壁上端より大きなエネルギーを持つ電子が増える。そして遮蔽効果を 2 次元の遮蔽効果で近似することによる誤差も小さい。

これより相対電流変化の振動の測定は、最大定格電圧の 100V を越えない範囲でバックゲート電圧の絶対値を大きくし、その分グレーティングゲート電圧の絶対値を小さくした条件で測定する。

以下に上記条件で測定したソース・ドレイン長 10, 50, 100 μm の 3 種類の素子の温度 0.1K から最大 42K における相対電流変化を示す。

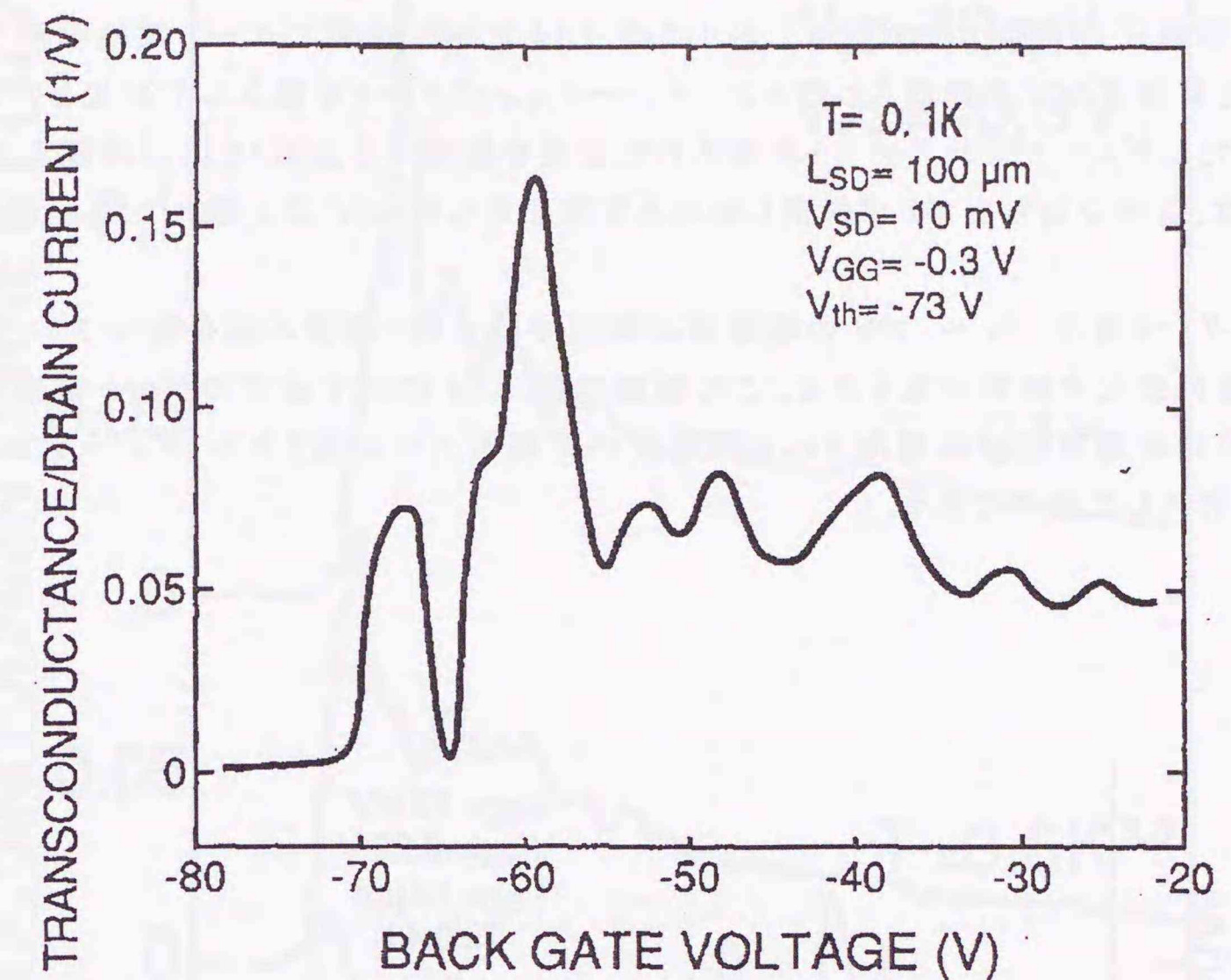


図 3.4.1 ソース・ドレイン長 100 μm の Wash Board Transistor の相対電流変化 (g_m/I_d)- バックゲート電圧特性。相対電流変化が急に大きくなる電圧が電流の閾電圧 (V_{th}) である。

図 3.4.1 はソース・ドレイン長 $100\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor の相対電流変化を示す。相対電流変化は電流の閾電圧近傍で大きく立ち上がり離れるに従い段々小さくなってきている。閾電圧近傍の大きな立ち上がりは図 3.3.4 に示す通常のゲート電極を持つ素子の相対電流変化にも観測されるため、グレーティングゲートを導入した効果といえない。このためグレーティングゲートを導入した効果を観測する領域(これ以降観測領域と呼ぶ)は、急速な立ち上がりが解消し始める閾電圧から約 18V 以上離れた電圧領域とする。

バックゲート電圧 $-55 \sim -20\text{V}$ の観測領域範囲では 0.1V^{-1} 程度の値を持つ $3 \sim 4$ 個の相対電流変化の振動が見られる。この振動は図 3.3.4 に示す通常のゲート電極を持つ素子の相対電流変化に観測される周期及び振幅が大いに違うため、グレーティングゲートを導入した効果である。

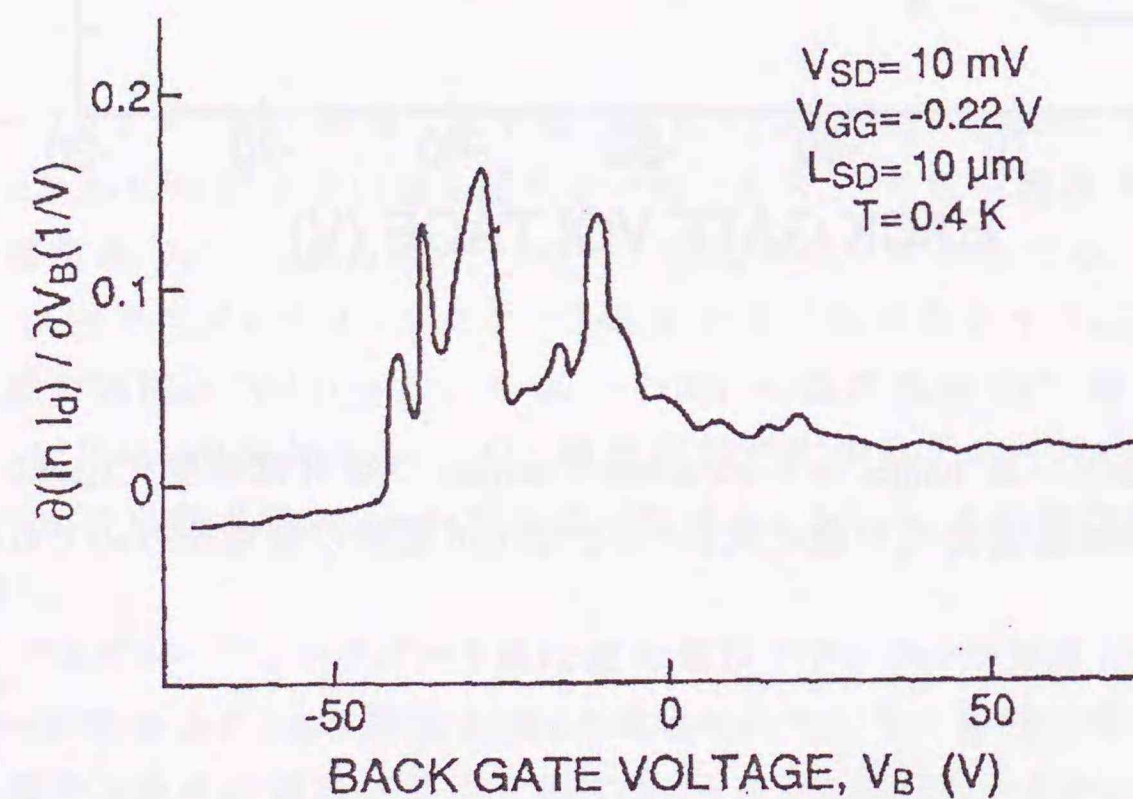


図 3.4.2 ソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor の相対電流変化。相対電流変化が急に大きくなる電圧が電流の閾電圧(V_{th})である。

図 3.4.2 はソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor の相対電流変化を示す。観測領域の中の大きい二つのピークの間の谷が 0 近くまで落ちている。この二つの大きなピークより高電圧領域では相対電流変化の緩やかな減少が見られる。相対電流変化の値は $100\mu\text{m}$ の場合より大きく 0.15V^{-1} 程度である。

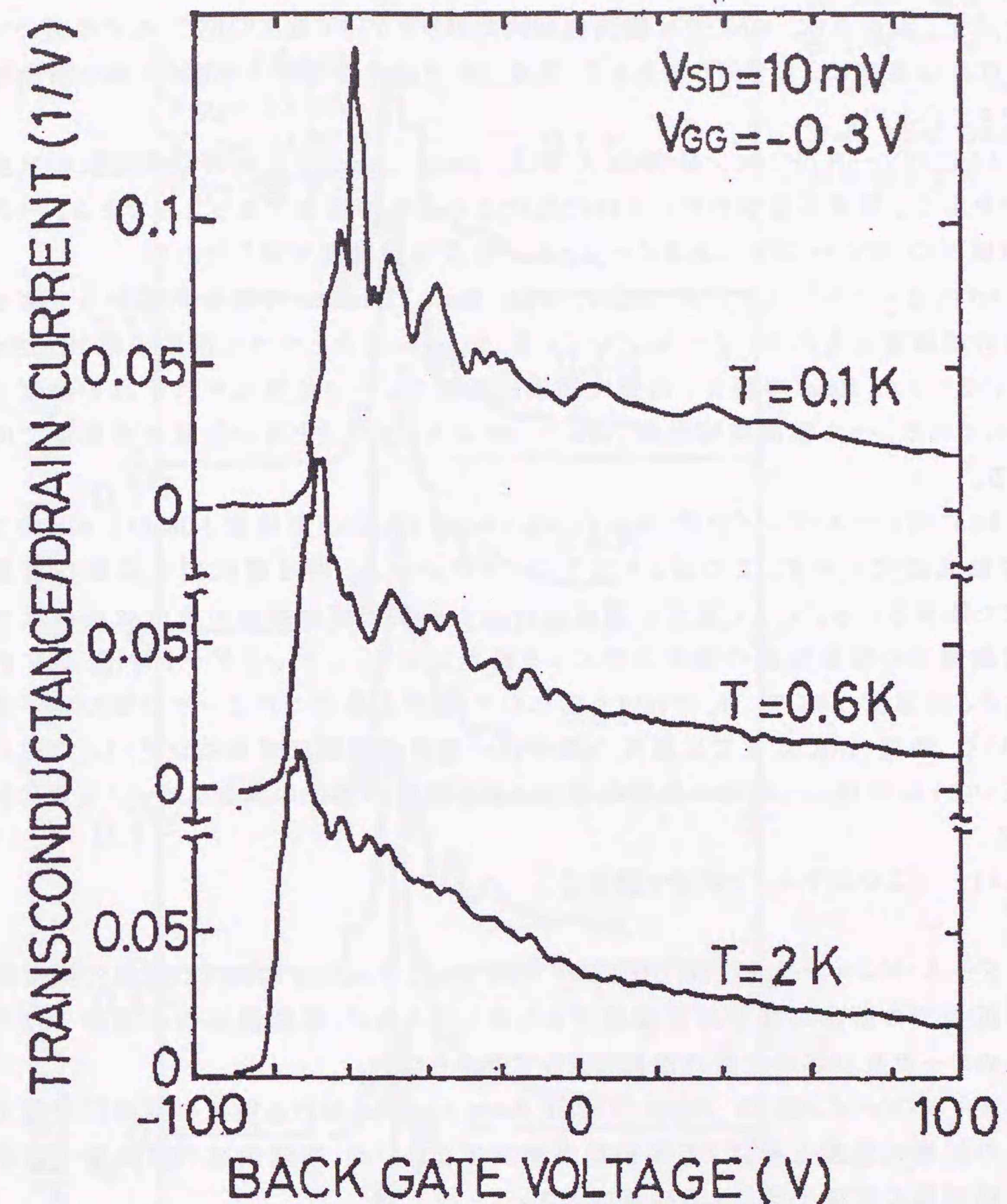


図 3.4.3 温度 $0.1, 0.6, 4.2\text{K}$ におけるソース・ドレイン長 $100\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor の相対電流変化。

図 3.4.3 にソース・ドレイン長 $100\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor の相対電流変化の温度依存性を示す。温度 0.1K , 0.6K では観測領域内のバックゲート電圧 -50V , -40V 付近のピーク的位置は温度によらず同じであるが、温度 2K ではその振幅は小さく明確な振動は観測できていない。

図 3.4.4 にはソース・ドレイン長 $50\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor の相対電流変化の温度依存性を示す。閾電圧近傍のピーク的位置はそれぞれの温度でまちまちである。一方観測領域内の $-40\text{V} \sim -20\text{V}$ にあるピークと谷の位置は各温度で同じである。

図 3.4.5 にはソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor の温度 0.1K から 1.2K までの相対電流変化を示す。ソース・ドレイン長 $50\mu\text{m}$ の場合と比べて振動振幅が大きくなっている。また $50\mu\text{m}$ の場合と同様に閾電圧近傍のピーク位置はそれぞれの温度でまちまちである。一方観測領域内の $-20\text{V} \sim 0\text{V}$ にあるピークと谷の位置は各温度で同じである。

図 3.4.6 にはソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor の温度 1.0K から 42K までの相対電流変化を示す。この図より以下のことが分かる。相対電流変化振動は温度 4.2K まで観測される。そして電流の閾電圧付近の振動の振動振幅の温度依存性は小さく、観測領域の振動振幅の温度上昇による減衰は大きい。バックゲート電圧 -20V の谷の大きさは温度 2.4K で 1K の約 1.7 倍になり、温度上昇につれピークとの谷が埋まっていく。温度 1.4K 以上では温度上昇に伴い電流の閾電圧が負にシフトし、電流の閾電圧シフトに付随して電流の急激な増加に伴う閾電圧直上の大きなピークも負にシフトする。

図 3.4.1 ~ 6 より以下のことが分かる。

- (1) ソース・ドレイン長 10 , 50 , $100\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor における電流の閾電圧近傍での振動の様子は各温度でまちまちであるが、観測領域内の振動ではそのピーク及び谷の位置は温度によらず変わらない。
- (2) ソース・ドレイン長 10 , $100\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor における電流の閾電圧近傍での振動の温度上昇による振動振幅減衰は小さいが、観測領域内の振動では振動振幅の温度上昇による減衰は大きい。

またソース・ドレイン長 10 , 50 , $100\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor 間の相対電流変化振動の比較は後の 3.5 節の計算結果との比較の中で行う。

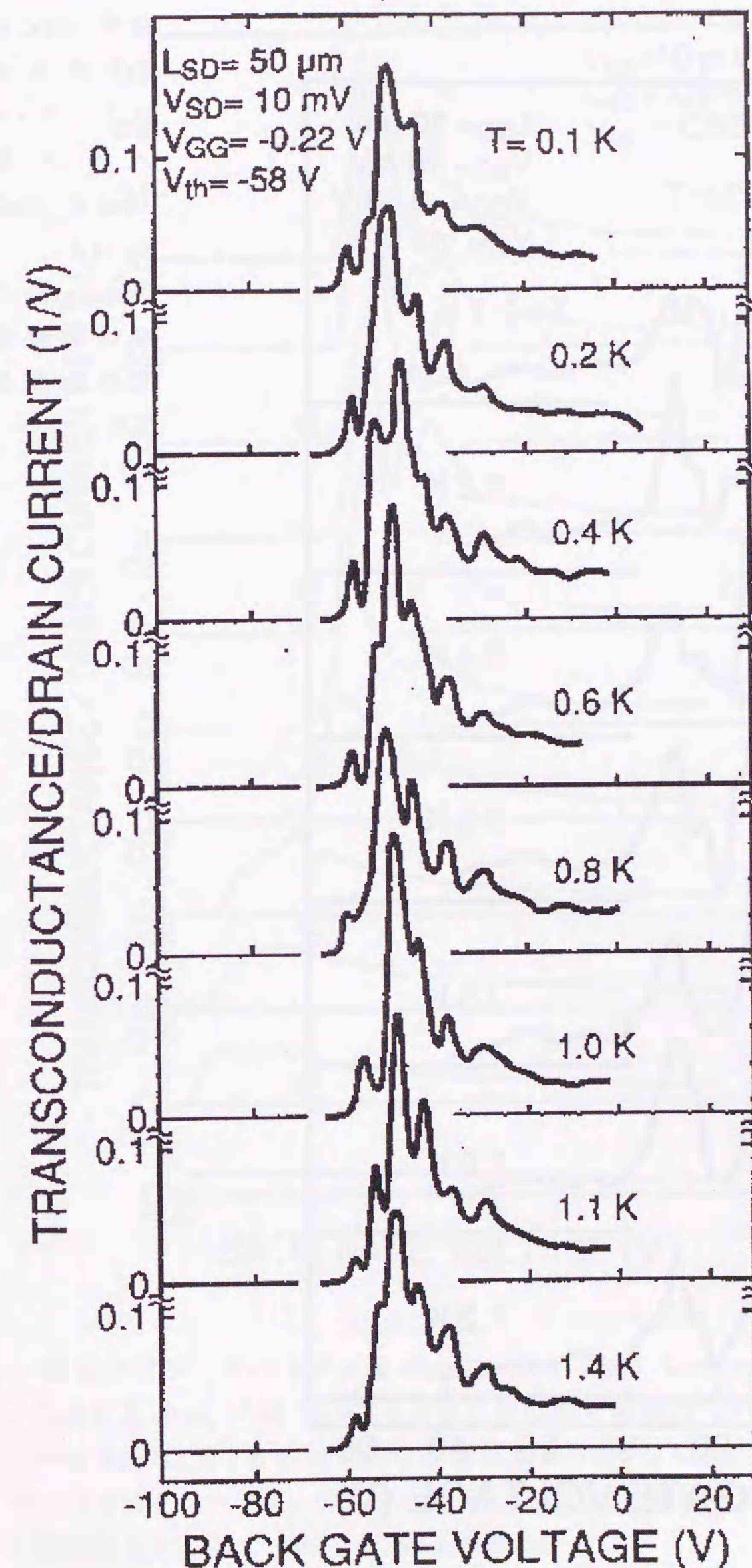


図 3.4.4 温度 0.1K から 1.4K までのソース・ドレイン長 $50\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor の相対電流変化。

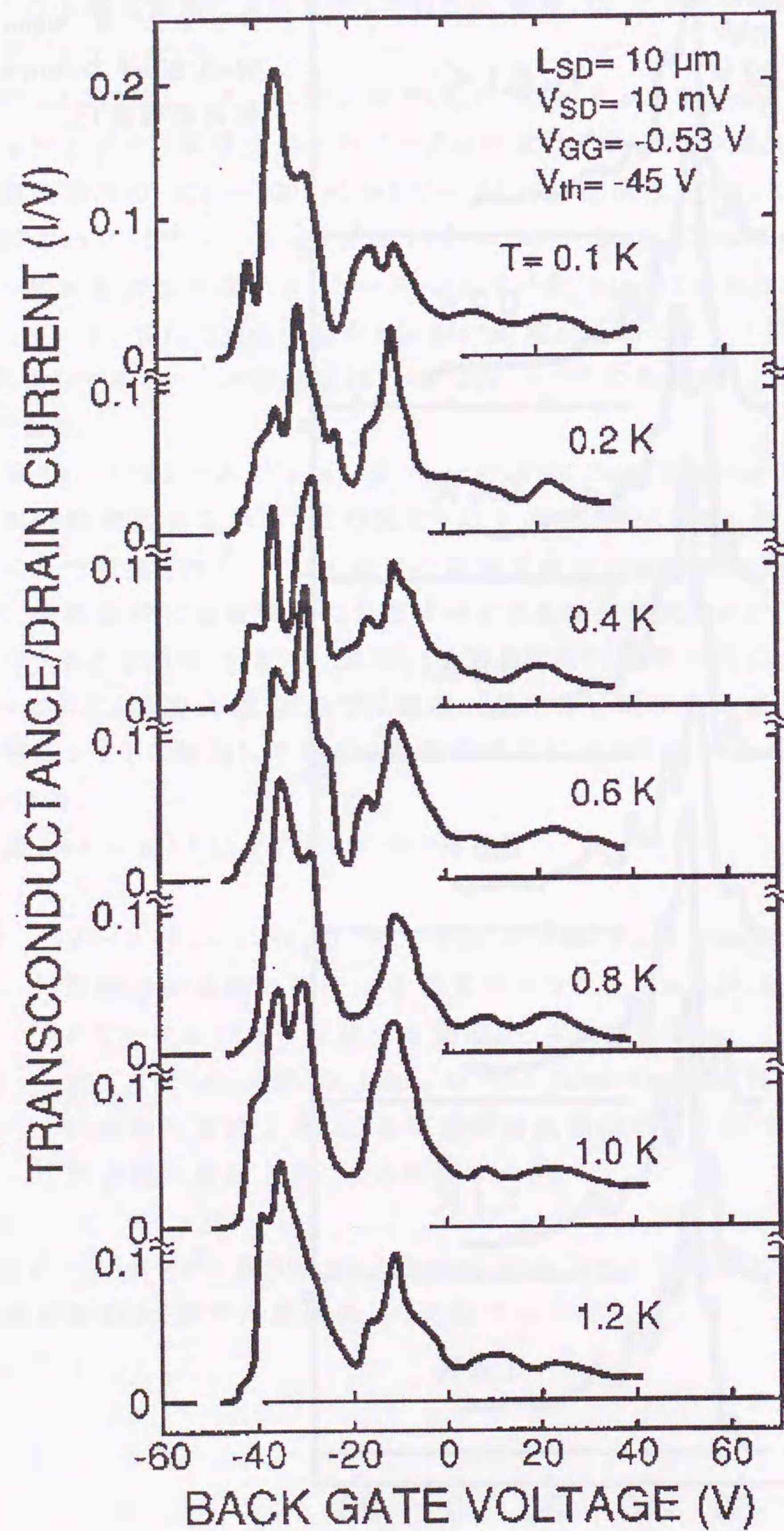


図 3.4.5

温度 0.1K から 1.2K までのソース・ドレイン長 10μm の Wash Board Transistor の相対電流変化の温度依存性。

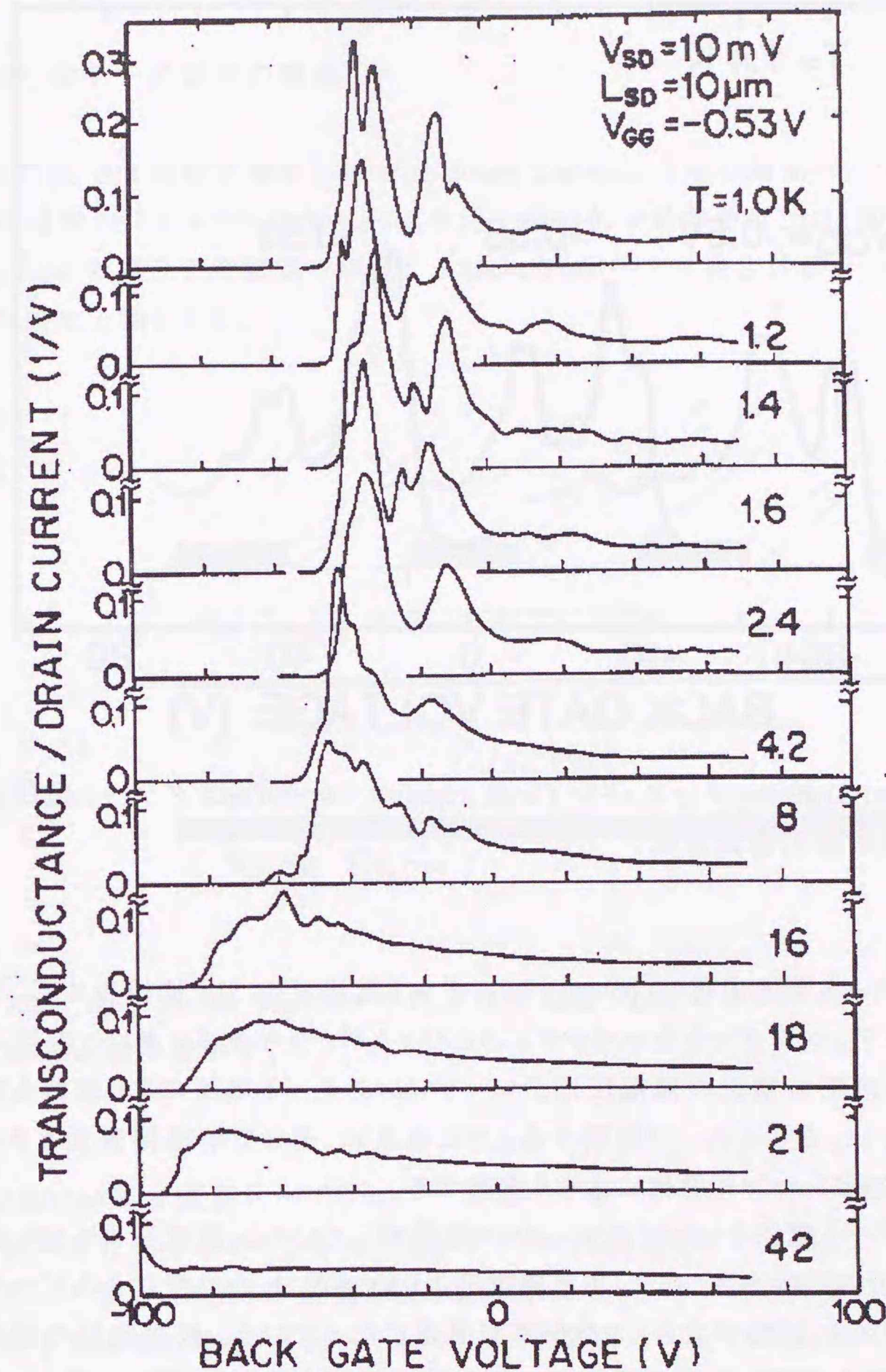


図 3.4.6

温度 1.2K 以上でのソース・ドレイン長 10μm の Wash Board Transistor の相対電流変化の温度依存性。

図 3.4.7 にソース・ドレイン長 10μm の Wash Board Transistor におけるグレーティングゲート電圧を -0.50, -0.53, -0.56V と変えた時の相対電流変化の振動を示す。大きな二つのピークがあることとその相対的な位置は変わらない。しかし相対電流変化の振動ピークの大きさはグレーティングゲート電圧により変わり、電流の閾電圧もグレーティングゲート電圧変化に応じて、-96, -44, 5V と変わる。

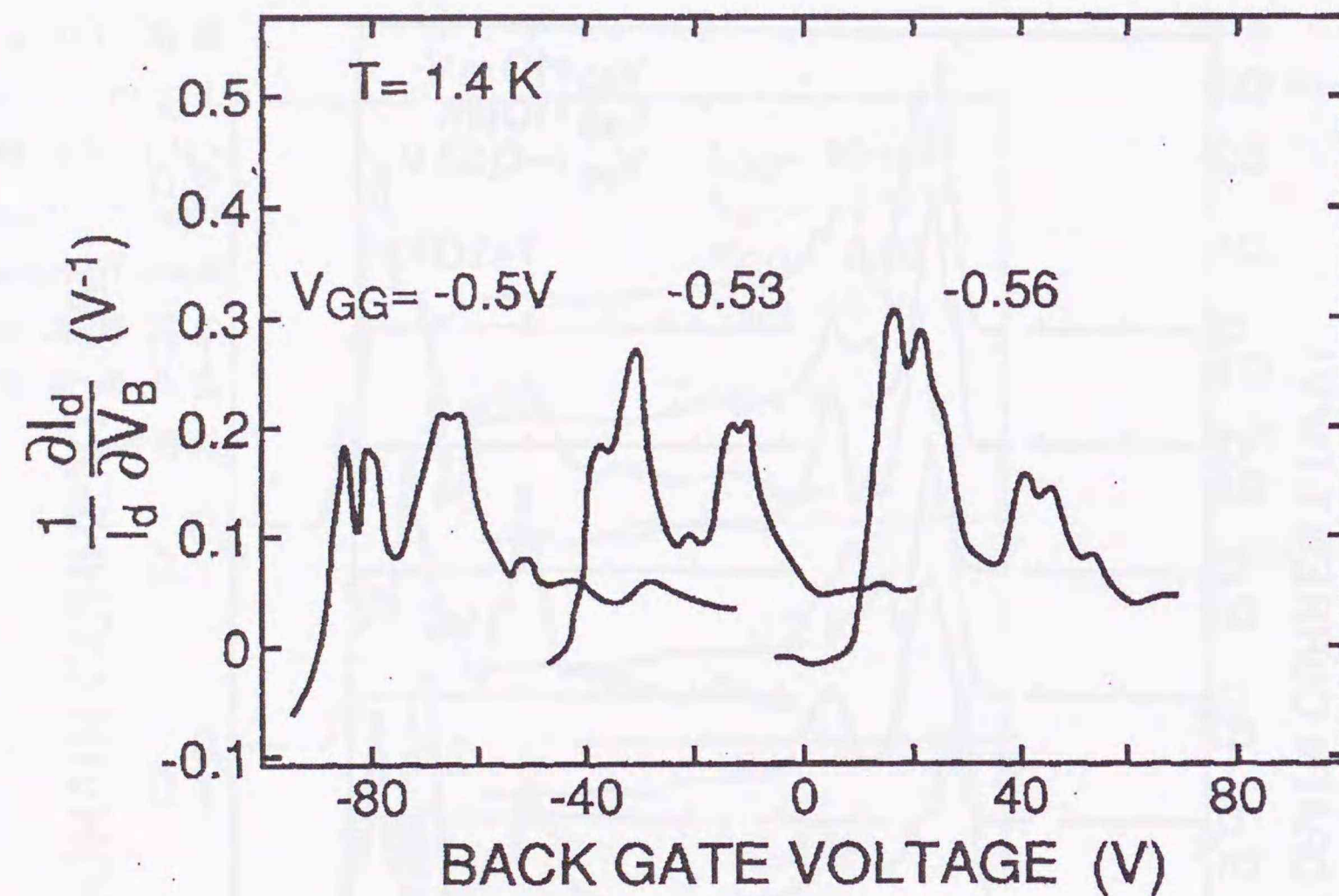


図 3.4.7 Wash Board Transistor(ソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$)のグレーティングゲート電圧をパラメーターにした時の相対電流変化。

グレーティングゲート電圧変化 30 mV はバックゲート電圧変化 51V に相当する。この比 $1/1700$ はグレーティングゲートキャパシタンスとバックゲートキャパシタンスの比に等しい。バックゲート電圧の電流の閾電圧はグレーティングゲート電圧により変わるため試料固有の値でない。さらにあとで説明するように温度に、そして半導体表面とタンゲステン金属の界面のピンニング準位に大きく依存する。

グレーティングゲート電圧を -0.56 , -0.53 , -0.50V と増やしていくと、閾電圧より 10V 右の位置にあるピークの高さは小さくなり。また閾電圧より約 40V 上の位置にあるピーク及びそれ以降のピークは、振幅が大きくなり振動が明確になっている。観測電圧の議論より閾電圧より 20V 以上 100V 以下の領域での振動に意味があるので、グレーティングゲート電圧が -0.5V と絶対値が小さい場合が観測電圧領域の条件に近いことが分かる。

3-5 Wash Board Transistor の量子干渉効果

3.5.1 量子干渉効果の理論

この節では前節で提案した Wash Board Transistor 中の周期ポテンシャルの形状および伝導度のフェルミエネルギー依存性の理論的な計算を行う[1]。図 3.5.1 に Wash Board Transistor の構造と座標系を示す。AlGaAs/GaAs ヘテロ接合界面を x - y 平面として、電流の方向を x 軸とする。

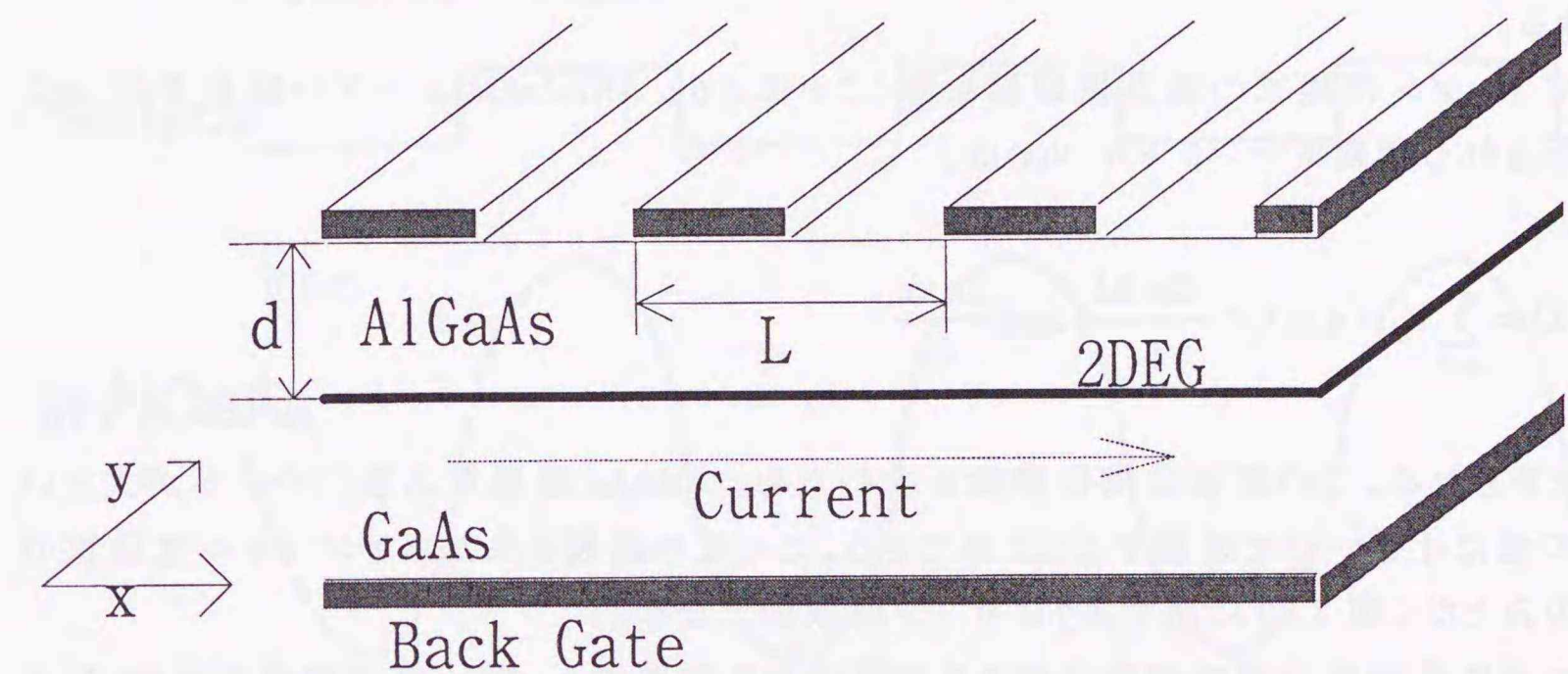


図 3.5.1 Wash Board Transistor の構造の模式図。L はグレーティングゲートの周期を、d は AlGaAs 層厚を示す。

AlGaAs/GaAs 変調ドープウェハー表面のグレーティングゲートより誘起されるヘテロ接合界面におけるポテンシャルをポアソン方程式を用いて解く。

グレーティングゲート金属による表面準位のピンニングと真空のピンニングの違いを無視する近似を使う。グレーティングゲート電圧に V_{GG} を印加したときには、印加される周期ポテンシャルは、ゲート金属部分では値が V_{GG} であり半導体表面が露出している部分では 0 となる周期的な矩形関数となる。この周期的な矩形関数を、

$$V_{GG}(x) = \sum_{n=0} V_{GG}(n) \cos\left(\frac{2n\pi x}{L}\right) \quad (3-8)$$

とにおいて境界条件として用いる。ここで $V_{GG}(n)$ は表面ポテンシャルの n 番目のフーリエ係数であり、振幅が V_{GG} の矩形関数の場合、

$$\begin{aligned} V_{GG}(n) &= \frac{V_{GG}}{2} & n &= 0 \\ &= 0 & n &= \text{even} \\ &= -\frac{2}{\pi}(-1)^{\frac{n+1}{2}} \frac{V_{GG}}{n} & n &= \text{odd} \end{aligned} \quad (3-9)$$

となる。

ポアソン方程式の境界値問題を解くことにより、AlGaAs/GaAs ヘテロ接合界面上に誘起される周期ポテンシャル $V(x)$ は、

$$V(x) = \sum_{n=0} V_{GG}(n) \exp\left(\frac{-2n\pi d}{L}\right) \cos\left(\frac{2n\pi x}{L}\right) \quad (3-10)$$

と求められる。この関数は指数関数を含むため、AlGaAs 層厚が大きくかつ n が大きい項の値は小さいので無視することができる。このため誘起されたポテンシャルは低次の項のみとなり図 3.5.2 に示すようにサイン関数的になる。

つぎに蓄積電子層中の電子による遮蔽効果を考慮する。電子波の波長が周期 L に比べて短いときにはこの遮蔽効果は 2DEG の場合と同じと考える。この遮蔽効果により式(3-10)のポテンシャルの各項に

$$V_{GG}(n) = \frac{V_{GG}}{1 + \frac{L}{2n\pi s}} \quad n < \frac{2L}{\lambda}$$

$$\left(s = \frac{2\pi\kappa\hbar^2}{e^2 m} \right)$$

の因子が掛け合わされる[13]。ここで κ は GaAs の誘電率で、 s は遮蔽長であり、GaAs の場合約 5 nm になる。

遮蔽効果は n の高次の項の寄与が大きいのので、式(3-9)の指数関数項を補償して、各項の n 依存性を小さくすることが分かる。

ここで一例をあげる。周期 $a = 500$ nm, 膜厚 $d = 68$ nm, 電子波長 $\lambda = 50$ nm の時、式(3-10)の第 n 項は式(3-9)の係数も含めて

$$\frac{2}{\pi} e^{-0.85n} \frac{V_{GG}}{1 + \frac{16}{n}} \quad (3-11)$$

なり、 $n=1, 3, 5$ の時 0.016, 0.007, 0.002 となる。各項の符号は正負を交互にとるため、周期ポテンシャル振幅は $V(0)(=V_0)$ は図 3.5.2 に示すようにすでに 3.3 節で述べたが V_{GG} の約百分の一になる。

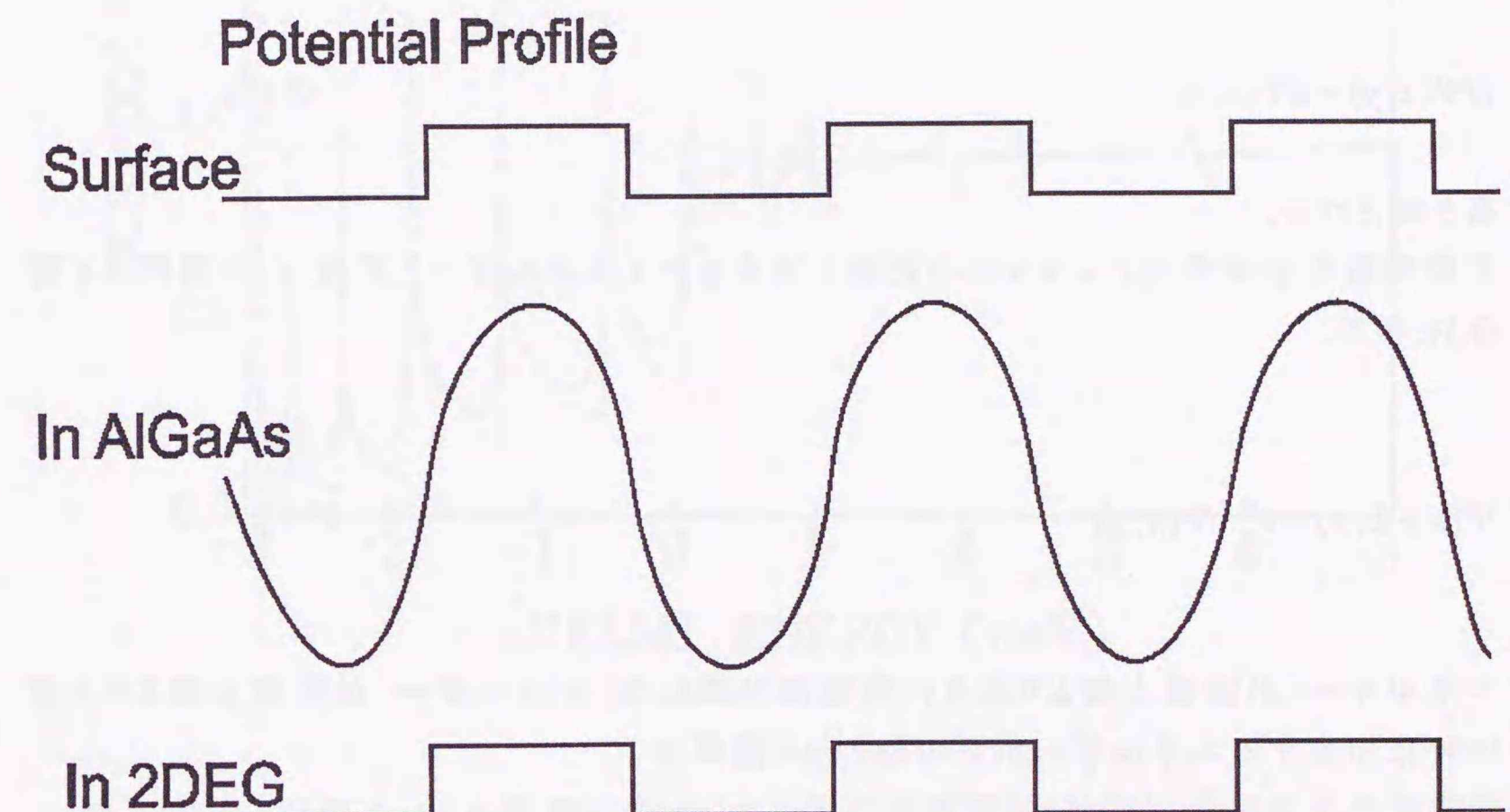


図 3.5.2 ヘテロ界面に誘起された周期ポテンシャル。グレーティングゲートに印加された周期ポテンシャルはヘテロ界面ではサイン関数的であるが、蓄積電子層の遮蔽効果で振幅は小さくなるものの、形状は元の矩形状に戻る。

以上より、AlGaAs/GaAs ヘテロ接合界面上に誘起されるポテンシャルを、グレーティングゲート電圧に比例する振幅 V_0 を持つ周期 L の周期的矩形関数を $V(x)$ と近似する。シュレジンガー方程式は波動関数を (x, y) とし、ハミルトニアンを

$$H = \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m} + V(x) \quad (3-12)$$

$$V(x) = 0 \quad -\frac{L}{4} < x \leq \frac{L}{4}$$

$$= -V_o \quad \frac{L}{4} < x \leq \frac{3}{4}L$$

として

$$H\Psi(x, y) = \epsilon\Psi(x, y) \quad (3-13)$$

書き表される。

波動関数の接続条件とブロッホの定理を連立させてエネルギーと波数 k_x の関係 (ϵ - k 関係)を得る。

$$\Psi(x+L, y) = e^{ik_x L} \Psi(x, y) \quad (3-14)$$

エネルギー が障壁上端より大きい時電流が流れる。エネルギー が障壁上端より大きい時に相当するエネルギーが正の時の ϵ - k 関係は、

$$\cos k_x L = \cos \alpha \frac{L}{2} \cos \beta \frac{L}{2} - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2\alpha\beta} \sin \alpha \frac{L}{2} \sin \beta \frac{L}{2} \quad (3-15)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2m(\epsilon + V_o)}{\hbar^2}} \quad \beta = \sqrt{\frac{2m\epsilon}{\hbar^2}}$$

となる。式(3-15)の第2項の係数 $(\alpha^2 + \beta^2)/2\alpha\beta$ は必ず1より大きいので、 ϵ - k 関係において $k_x L = n\pi$ でエネルギーにギャップが生じる。

つぎに ϵ - k 関係より状態密度を決定する(図 3.5.3)。短距離力の散乱体をヘテロ界面に分布させる近似を用いて不純物散乱を考慮し、不純物散乱の大きさはウェハー移動度 $260,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ を与えるように選んだ。

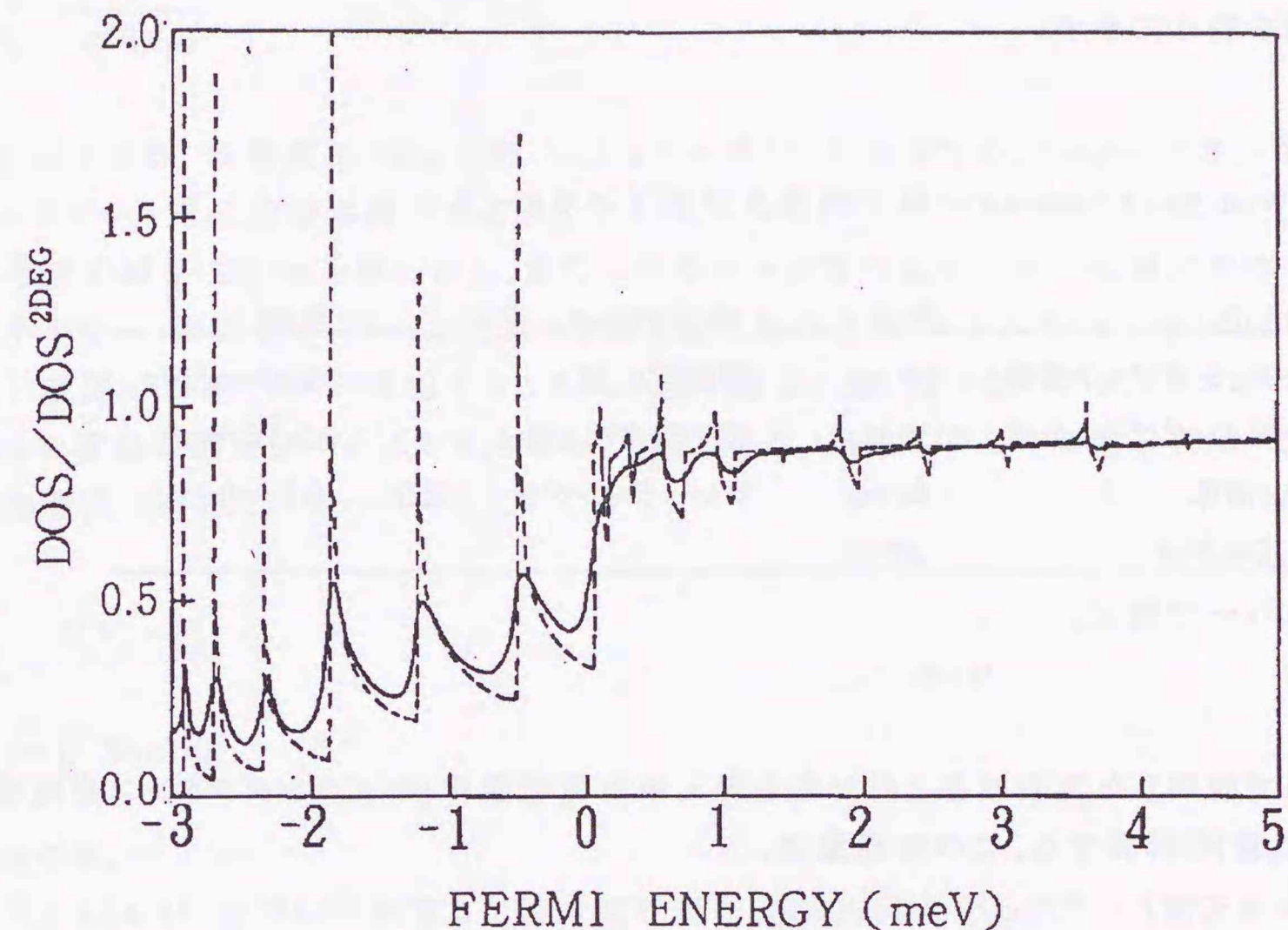


図 3.5.3 振幅 3meV の周期ポテンシャル系の状態密度(計算)。点線は不純物散乱を考慮していない状態密度でありサブバンド端で発散する。実線は不純物散乱を考慮した状態密度であり、状態密度の発散が押さえられている。

エネルギーが負の時、状態密度はそれぞれのサブバンド端で1次元的な発散を示す。状態密度の1次元発散は不純物散乱により有限な値に収まる。その反対にエネルギーが正の時は状態密度はミニギャップで小さな振動を持つがそれ以外では2次元の状態密度に近く且つエネルギーが上がるにつれ徐々に2次元の状態密度に近づく。

電気伝導度は緩和時間が運動量、エネルギー依存性を持たないと考える緩和時間近似を用いて

$$\sigma_{xx}(\epsilon_F) = \frac{\tau e^2}{2\pi^2} \int dk_x dk_y \delta(\epsilon - \epsilon_F) v_x^2 \quad (3-16)$$

と表す。ここで速度 v_x は $(1/m)d\epsilon/dk_x$ で与えられる。さらにバンド間散乱は伝導に大きな寄与を与えないのでここでは無視する。また計算は絶対零度の場合を考えて行い、非弾性散乱を無視する。計算に用いたパラメーターは 3.4 節の実験結果と同じ数値を選び、値を表 4 に示す。

表 4. Wash Board Transistor の素子構造及び素子パラメーター

素子構造	数値	素子パラメーター	数値
グレーティングゲート周期	500 nm	移動度(4.2K)*	260000cm ² /Vs
グレーティングゲート金属	250 nm	電子濃度(4.2K)*	3.5×10 ¹¹ cm ⁻²
AlGaAs 層厚	68 nm	グレーティングゲート電圧	-0.3 ~ -0.35V
GaAs 基板厚さ	90μm		

*:ウェハーで測定。

3.4 節で説明した実験結果との対応を考え相対電流変化(相互コンダクタンスを電流で除した量)を計算する。この物理量は、

$$\frac{1}{I} \frac{dI}{dV_B} = \frac{d\epsilon_F}{dV_B} \frac{1}{\sigma_{xx}} \frac{d\sigma_{xx}}{d\epsilon_F}$$

と、電気伝導度のフェルミエネルギー依存性の項とフェルミエネルギーのバックゲート電圧依存性の二つの因子に分かれる。電気伝導度のフェルミエネルギー依存性は式(3-15)より計算できる。

一方フェルミエネルギーのバックゲート電圧依存性は、フェルミエネルギー以下に存在する電子の数は全電子数に等しい関係より、

$$N_s^n = \frac{C(V_B - V_{th}^n)}{e} \quad (3-17)$$

$$= \int_{-\infty}^{\epsilon_F} D(\epsilon) d\epsilon$$

となる。ここで C はバックゲートキャパシタンス、 $D(\epsilon)$ は状態密度を示す。

そしてフェルミエネルギーのバックゲート電圧依存性は

$$\frac{d\epsilon_F}{dV_B} \approx \frac{C}{eD(\epsilon_F)} \quad (3-18)$$

と近似できる。状態密度 $D(\epsilon_F)$ が図 3.5.3 より一定とみなせるため、フェルミエネルギーのバックゲート電圧依存性は一定と考えてよい。

障壁の幅が 250 nm と厚いため、正のエネルギーを持つ電子のみが伝導に寄与する。エネルギーがごくわずかに正になり障壁を越え始めた時、エネルギー増加分 10μeV に対し電流がおおよそ 3 桁増加することが計算で示される。このためフェルミエネルギー $\epsilon_F=0$ を電流の閾電圧 V_{th}^i に対応させることができる。伝導に寄与する電子数(N_s^i)は電流の閾電圧 V_{th}^i を用いて

$$N_s^i = \frac{C(V_B - V_{th}^i)}{e} \quad (3-19)$$

$$= \int_0^{\epsilon_F} D(\epsilon) d\epsilon$$

となる。

式(3-14, 15)を用いて計算した相対電流変化 $(dI/dV_B)/I$ のバックゲート電圧依存性を図 3.5.4 に示す。図中 n は二周期中に存在する電子波の波の数を表す。電流の閾電圧近傍で電流が急激に増加するため大きな相対電流変化のピークが見られる。不純物散乱によるエネルギーの不確定性と電流の閾電圧近傍の大きなピークに隠されて、 $n=1 \sim 4$ に相当する谷は見えていない。 $n>5$ では大きなピークがないため相対電流変化に明確な振動が示されているのが分かる。 n の増加につれ振動振幅は減少傾向を持つ。これは周期ポテンシャル周期と電子波波長の違いが大きくなり、干渉効果が弱くなったことを意味する。

$d\epsilon_F/dV_B$ の変化が小さいため相対電流変化 $(dI/dV_B)/I$ の振動は電気伝導度のフェルミレベル依存性から起因する。式(3-15)の ϵ - k 関係より電気伝導度のフェルミレベルに対する振動周期は周期ポテンシャルの周期 L より決定されている。相対電流変化振動のピークは電気伝導度が増加し始めるミニバンドの底に対応し、相対電流変化振動の谷は電気伝導度の増加が止まるミニギャップに対応する。図で谷の位置は 17, 26, 36, 47V となり表 3 に示すギャップの予想位置と一致する。

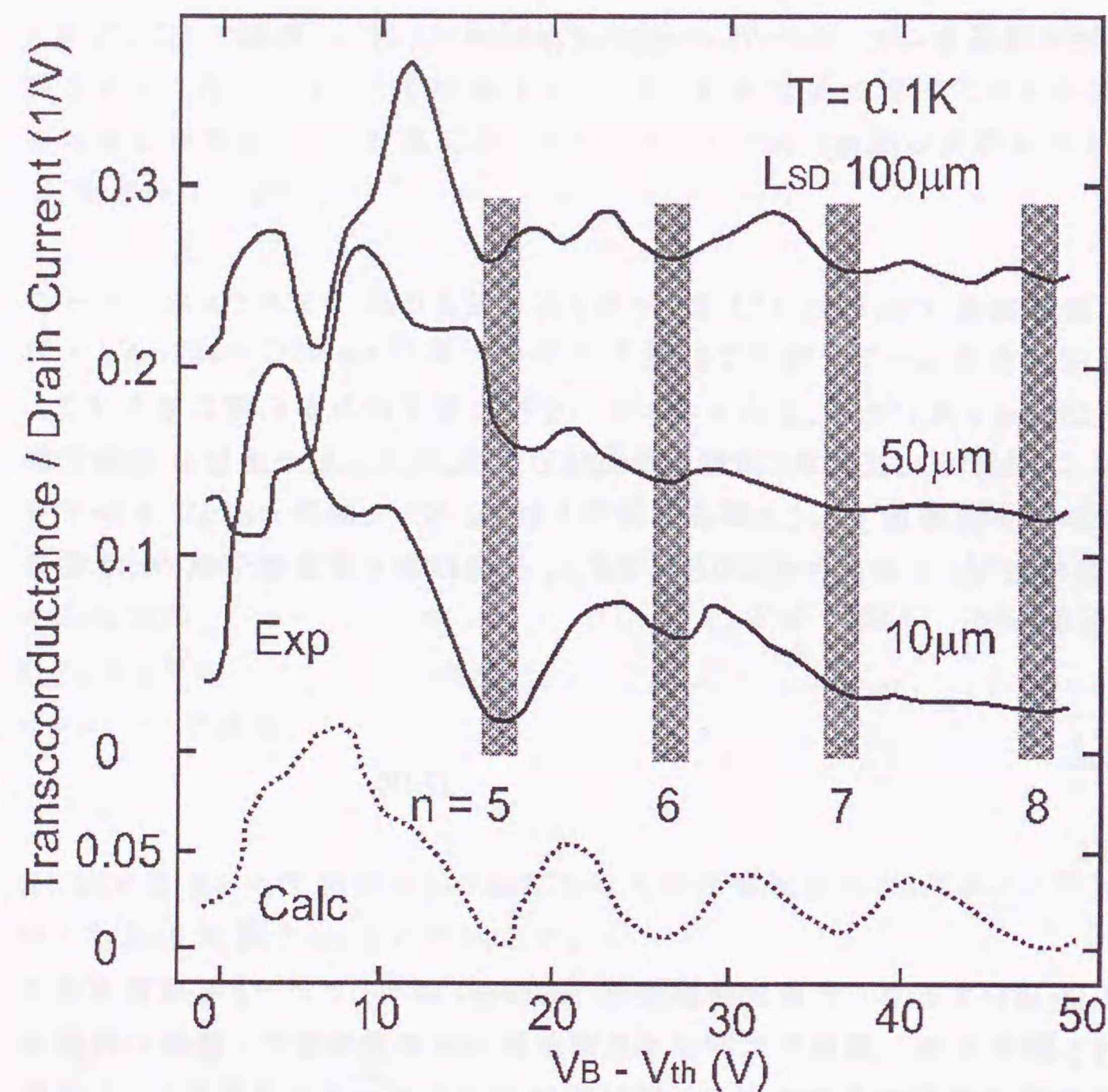


図 3.5.4 相対電流変化のバックゲート電圧依存性(計算)。図中 n は二周期中に存在する電子波の波数を表す。比較のためのソース・ドレイン長 10, 50, 100 μm の素子の温度 0.1K における相対電流変化を示す。

ソース・ドレイン長が 10, 50, 100 μm の Wash Board Transistor の温度 0.1K における相対電流変化の振動を図 3.5.4 下部に示す。測定した相対電流変化の谷の位置は 16 ~ 18V, 26V, 36V と 3 種類の素子の素子サイズに依らず一致する。また観測領域における相対電流変化の大きさも 0.05V⁻¹ 程度と同じである。 n が増加すると計算では相対電流変化のディップの大きさはあまり変化しないが、測定結果では相対電流変化のディップの大きさは一つ前のディップの大きさの約 7 割ぐらいになっている。

バックゲート電圧範囲 15 から 50V の間で、相対電流変化の値及び振動のピーク及び谷の位置が異なるソース・ドレイン長を持つ素子間で一致するため、観測した相対電流変化の振動は素子の寸法に依らず、周期ポテンシャル周期が原因で発生することが分かる。つぎに測定した相対電流変化は式(3-13)のハミルトニアンから計算した相対電流変化と値及び振動のピーク及び谷の位置が一致するため、相対電流変化の振動は

周期ポテンシャルにより反射された電子波同士の干渉で説明できることが分かる。

一方反対にバックゲート電圧 0 から 15V の間の領域では計算値と実験値の一致が良くない。これは電流の閾電圧近傍での急激な電流増加によるピークが重畳したことで、フェルミエネルギーが障壁に近づいたためと考えられ、以下の原因が挙げられる。

1. 電子濃度が減り電子波長が長くなると weak modulation 状態でなくなり、式(3-11)で遮蔽効果因子を算出するときの仮定が満たされなくなる。
2. ヘテロ界面での周期ポテンシャルを矩形関数で近似することができないこと。

つぎに振動振幅の n 依存性について説明する。式(3-13)で用いた矩形周期ポテンシャルではポテンシャルの n 次のフーリエ係数は $1/n$ に比例しているため高次のフーリエ係数まで大きな値を持つ。一方式(3-10)に示す実際の遮蔽された周期ポテンシャルではフーリエ係数に指数関数を含む。このため高次の係数は急速に小さくなる。このため矩形周期ポテンシャルを用いた相対電流変化の計算(図 3.5.4)では $n = 5, 6, 7, 8$ のサブバンドギャップに対応する相対電流変化の谷を過大評価している可能性がある。

このため以下では遮蔽された周期ポテンシャルを矩形周期関数に近似したことによる誤差を評価する。遮蔽された周期ポテンシャルを用いて電気伝導度を算出し相対電流変化を求めることは困難なため、相対電流変化の代わりにサブバンドギャップの大きさを比べる。

まず遮蔽された周期ポテンシャルと持つ系のサブバンドギャップと矩形周期ポテンシャル系でのサブバンドギャップの大きさを求める。遮蔽された周期ポテンシャルの $\cos$ 関数によるフーリエ展開(式 (3-11, 12))を複素指数関数を用いたフーリエ展開に書き直す。新しいフーリエ展開の n 及び $-n$ 次の係数は相等しく $V(n)/2$ となる。

波数が k の時のエネルギーを求めるため、行列

$$\begin{pmatrix} \epsilon(k) & V(1)/2 & V(2)/2 & V(3)/2 & \cdot & \cdot & \cdot \\ V(1)/2 & \epsilon(k-\pi/L) & V(1)/2 & V(2)/2 & \cdot & \cdot & \cdot \\ V(2)/2 & V(1)/2 & \epsilon(k-2\pi/L) & V(1)/2 & \cdot & \cdot & \cdot \\ V(3)/2 & V(2)/2 & V(1)/2 & \epsilon(k-3\pi/L) & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \epsilon(k-(n-1)\pi/L) & V(1)/2 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & V(1)/2 & \epsilon(k-n\pi/L) \end{pmatrix}$$

$$\epsilon(k) = \hbar^2 k^2 / (2m)$$

(3-20)

を作る。100 $\times$ 100 の行列とし、非対角項は $V(10)$ まで考慮する。与えられた k に対するエネルギー (ϵ - k 関係)は上記行列の固有値を求めることにより得られる。矩形周期関数の ϵ - k 関係より求めたミッドギャップ位置とサブバンドギャップ及び遮蔽された周期ポ

ンシャルの ϵ - k 関係から計算されるミッドギャップ位置とサブバンドギャップを表 5 に示す。

ミッドギャップ位置は周期ポテンシャル周期で決定されるため周期が等しい両周期ポテンシャルではほとんど等しい。一方サブバンドギャップは両者で異なる。 $n=1, 2, 3$ は実験では観測していないため、ここでは説明を省く。

$n=5 \sim 8$ のときの説明をする。この時遮蔽された周期ポテンシャルのサブバンドギャップは矩形周期関数のサブバンドギャップに比べて小さい。 $n=5 \sim 8$ の時遮蔽された周期ポテンシャルのサブバンドギャップは矩形周期関数の値のそれぞれ 0.5 倍, 0.25 倍, 0.14 倍, 0.09 倍となる。

一方サブバンドギャップの減少により相対電流変化の振動振幅が減少する。図 3.5.4 の測定結果に見られるように、 n の増加により相対電流変化のディップの大きさが減少するのは、 n の増加によりサブバンドギャップが減少することに対応すると思われる。 n の増加によるサブバンドギャップの減少は周期ポテンシャルが遮蔽された周期ポテンシャルであるためと思われる。

表 5.ミッドギャップ位置とサブバンドギャップエネルギー(計算)

No	Square potential		Screened potential	
	Mid-gap position	Gap energy	Mid-gap position	Gap energy
1	0.08	0.01		
2	0.28	0.11	0.28	0.37
3	0.57	0.18	0.62	0.06
4	0.94	0.12	0.95	0.15
5	1.35	0.06	1.36	0.03
6	1.80	0.16	1.82	0.04
7	2.34	6.82E-02	2.34	9.46E-03
8	2.91	9.02E-02	2.91	7.70E-03
9	3.54	1.25E-01	3.52	1.76E-03
10	4.19	1.32E-02	4.19	1.32E-03

(unit meV)

図 3.5.5 は $n=8$ の谷 ($V_0 = 3.5$ meV, $\epsilon = 1.4$ meV, 式(3-15)の $\beta = 8\pi/L$)での波動関数の自乗を表す。この状態は $\beta=8\pi/L$ とミニギャップとミニバンドの境界であるため定在波状態を呈している。周期ポテンシャル障壁の上で存在確率に 4 つのピークがある。これは障壁の上での電子波長 $2\pi/\beta$ は $L/4$ となり、半周期に 2 波長分の波があることを意味する。これより存在確率は波動関数の自乗のため、存在確率の変調の周期は電子波波長の半分になっていることが分かる。

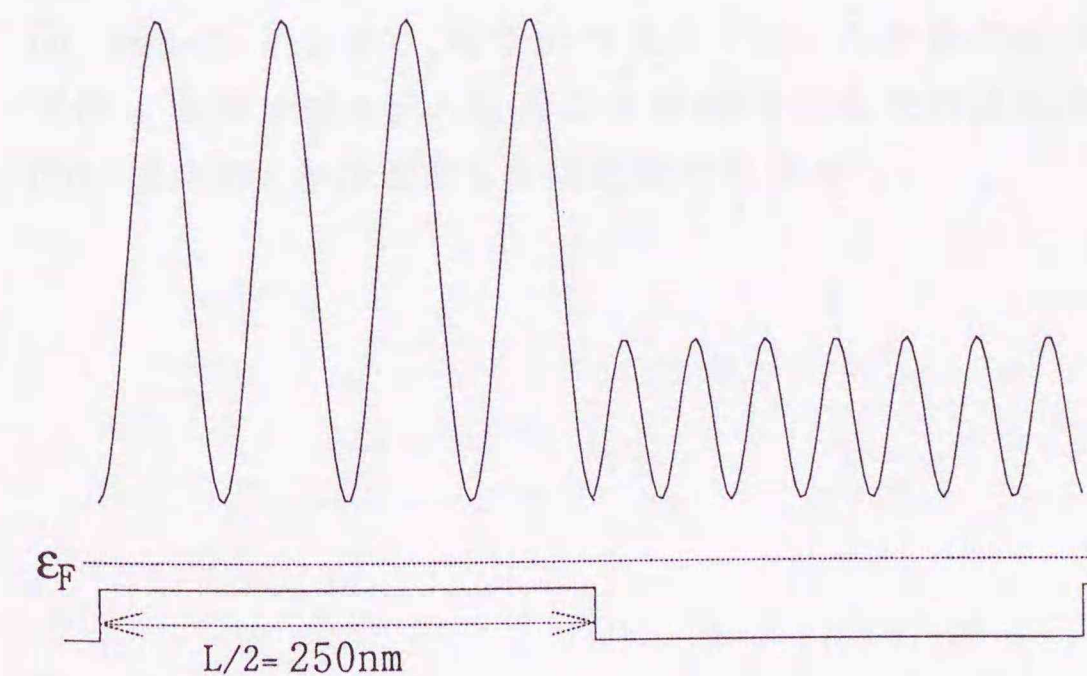


図 3.5.5 $n=8$ の谷付近の電子の存在確率(波動関数の自乗)を表す。 n は二周期中に存在する電子波の波数を表す。

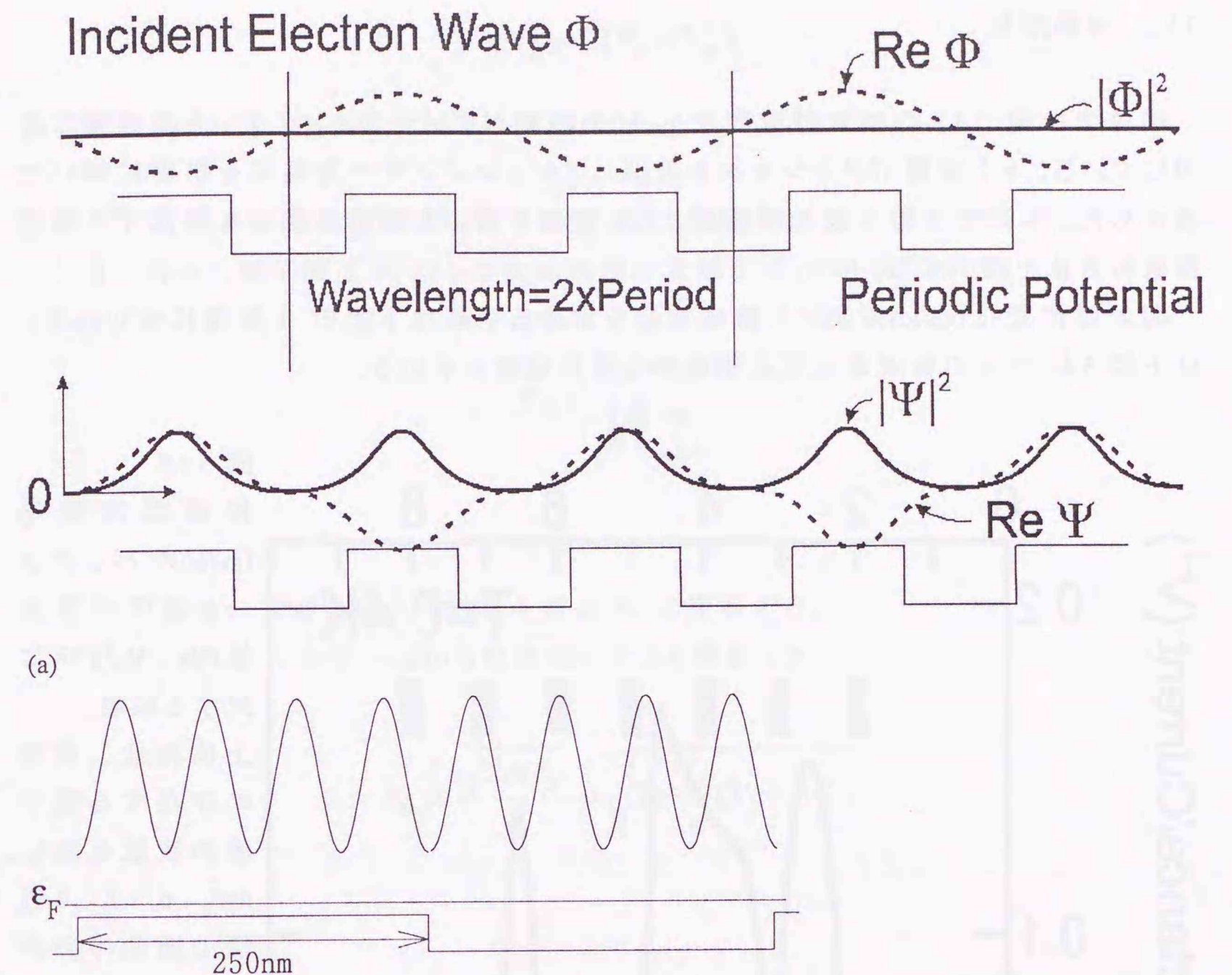
一方井戸部では周期ポテンシャル振幅分エネルギーが大きくなり、それにより電子波波長が短くなったことに対応して7つのピークが見られる。

定在波状態での障壁部と井戸部の存在確率の振動振幅の比は定在波比の大きさにより多少の変化はあるが $(V_0 + \epsilon)/\epsilon$ 程度である。これより図 3.5.5 の場合障壁部の電子の存在確率は井戸部に比べ約 3 倍大きいことが説明できる。また観測条件(バックゲート電圧:20V ~ 100V)の時は $(V_0 + \epsilon)/\epsilon$ は表 3 より 3 以上となる。

振幅の大きい障壁部の波動関数の挙動が真の波動関数の性質を決定していることを利用して相対電流変化の振動を簡単に解析する方法を説明する。

電子波波長 $2\pi/\beta$ が周期ポテンシャルの二周期分(2L)にあたる($n=1$)時の干渉の様子を図 3.5.6(a)に示す。 $2\pi/\beta=2L$ なる入射電子波 Φ は周期ポテンシャル障壁で反射され、入射波と反射波の重ね合わせにより入射電子波 Φ と形状が少し異なる定在波 Ψ をつくる。入射波の自乗 $|\Phi|^2$ は空間的に一定であるのに対し、定在波の自乗 $|\Psi|^2$ は分布を持ち電子は周期ポテンシャル障壁部に局在する。こうして $n=1$ の時の相対電流変化の振動の谷を説明できる。

次に実際に振動の谷が見られる電子波長 $2\pi/\beta$ が $2L/n(n=8)$ になる場合を考える。相対電流変化の振動は式(3-15)より周期ポテンシャルの周期 L より決定されているので、存在確率の振動は周期 L にわたって継続すると考え、図 3.5.5(b)の存在確率の分布を図 3.5.6(b)のように近似すればよい。すると図 3.5.6(b)は $n=8$ の定在波状態を呈し、この時表れる相対電流変化の振動の谷を説明できる。



(b)

図 3.5.6

(a) $2\pi/\beta=2L$ のときの、電子波の量子干渉。入射電子波(Φ)を図中上部及び定在波(Ψ)を下部に点線で表す。入射波の自乗 $|\Phi|^2$ と定在波の自乗 $|\Psi|^2$ をそれぞれ実線で示す。

(b) $2/L=8$ のときの近似した定在波の自乗 $|\Psi|^2$ 。

3.5.2 振動解析

前節では図 3.4.1 の相対電流変化 (g_m/I_d) の振動がグレーティングゲートの周期に起因していることを周期ポテンシャルを近似してシュレジンガー方程式を厳密に解いて確かめた。本節では電子波を平面波とする描像を用いて振動の起源を探求する構造関数の方法を説明する。

相対電流変化 (g_m/I_d) 振動から構造関数を求める手順は下記の 4 段階に分かれる。以下図 3.4.1 ~ 6 の相対電流変化振動から構造関数を求める。

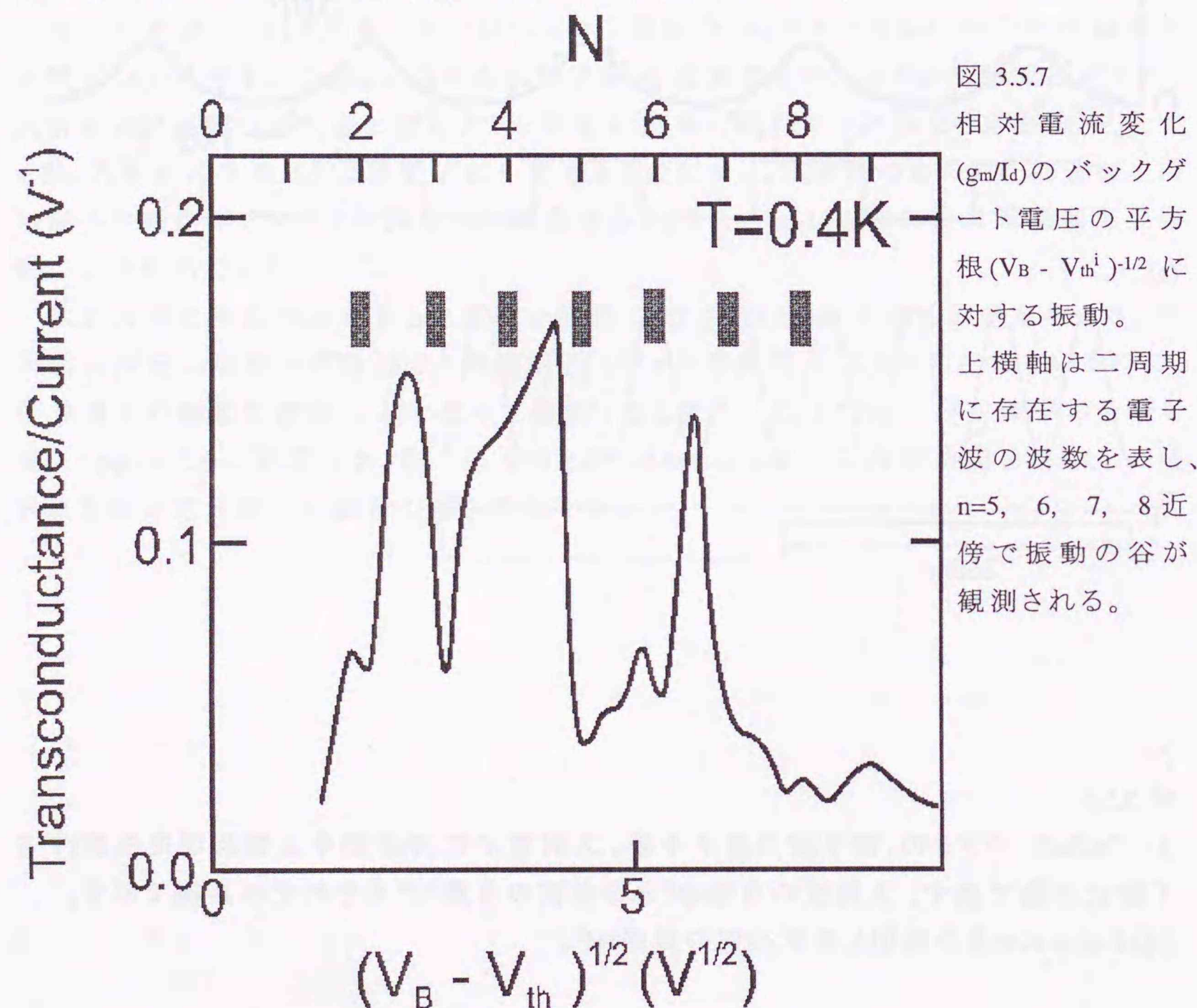


図 3.5.7

相対電流変化 (g_m/I_d) のバックゲート電圧の平方根 ($V_B - V_{th}^i$)^{1/2} に対する振動。上横軸は二周期に存在する電子波の波数を表し、 $n=5, 6, 7, 8$ 近傍で振動の谷が観測される。

- A 前節で議論したように伝導に寄与する電子濃度 N_s^i を考える。バックゲート電圧 V_B を電流の閾電圧 $V_{th}^i = -43V$ とバックゲート電極キャパシタンス $C = 1.4 \times 10^{-10} F/cm^2$ を用いて下記に示す式(3-4)

$$eN_s^i = C(V_B - V_{th}^i)$$

に従い伝導に寄与する電子濃度 N_s^i に変換する。

- B 求めた電子濃度 N_s^i から 2 次元状態の状態密度 ($m/\pi\hbar^2$) を用いて、

$$\varepsilon_F = \frac{N_s^i}{\frac{m}{\pi\hbar^2}}$$

に従い伝導に寄与する電子濃度 N_s^i に変換する。

- C フェルミエネルギー ε_F から自由電子の ε - k 関係より

$$k_F = \frac{\sqrt{2m\varepsilon_F}}{\hbar} = \sqrt{2\pi \frac{C}{e} (V_B - V_{th}^i)}$$

を用いてフェルミ波数 k_F に変換する。相対電流変化 (g_m/I_d) の振動は図 3.5.7 に示すように ($V_B - V_{th}^i$)^{1/2} に関して周期的な関数になる。 $n=5, 6, 7, 8$ 近傍で振動の谷が観測される。

- D フェルミ波数に関して周期関数である相対電流変化 (g_m/I_d) の振動をフーリエ変換してパワースペクトル関数を求める。ここでパワースペクトル関数は周期を引数とする関数であり、周期ポテンシャルの周期などの情報を持つため構造関数と呼ぶ。前節の図 3.5.5, 6 で説明したように波長の波動関数は周期 $\lambda/2$ の存在確率の変調を生じる。このため、波長の波動関数は $\lambda/2$ の周期構造を観測できる。構造関数の周期を周期ポテンシャルの周期に合わせるため、構造関数の引数の値を半分にして新たに周期とする。これにより図 3.5.8 ~ 12 に示す様に構造関数は電子波が伝播するチャネル中の周期的構造の周期に相当する座標においてピークを持つ。

なおフーリエ変換に際して窓関数としてハミング関数

$$0.58 - 0.42 \cos(2x / |x_{max} - x_{min}|)$$

を用いた。ここで $x_{\min}$ 及び $x_{\max}$ は図 3.5.7 の横軸の最大値、最小値を表す。

以上の 4 段階を経て周期に対する Wash Board Transistor の構造関数が求まる(図 3.5.8 ~ 12)。

光の干渉の場合ホログラムと被写体の間にフーリエ変換の関係があり逆変換によりホログラムから被写体の形状を呼び戻すことができる。一方相対電流変化は波動関数の線形結合ではないためフーリエ変換した構造関数に高次のピークが生じ、構造関数を求める振動解析が正しい周期を与えない可能性がある。そのため図 3.5.8 には計算した相対電流変化(図 3.5.4)より求めた構造関数を示す。

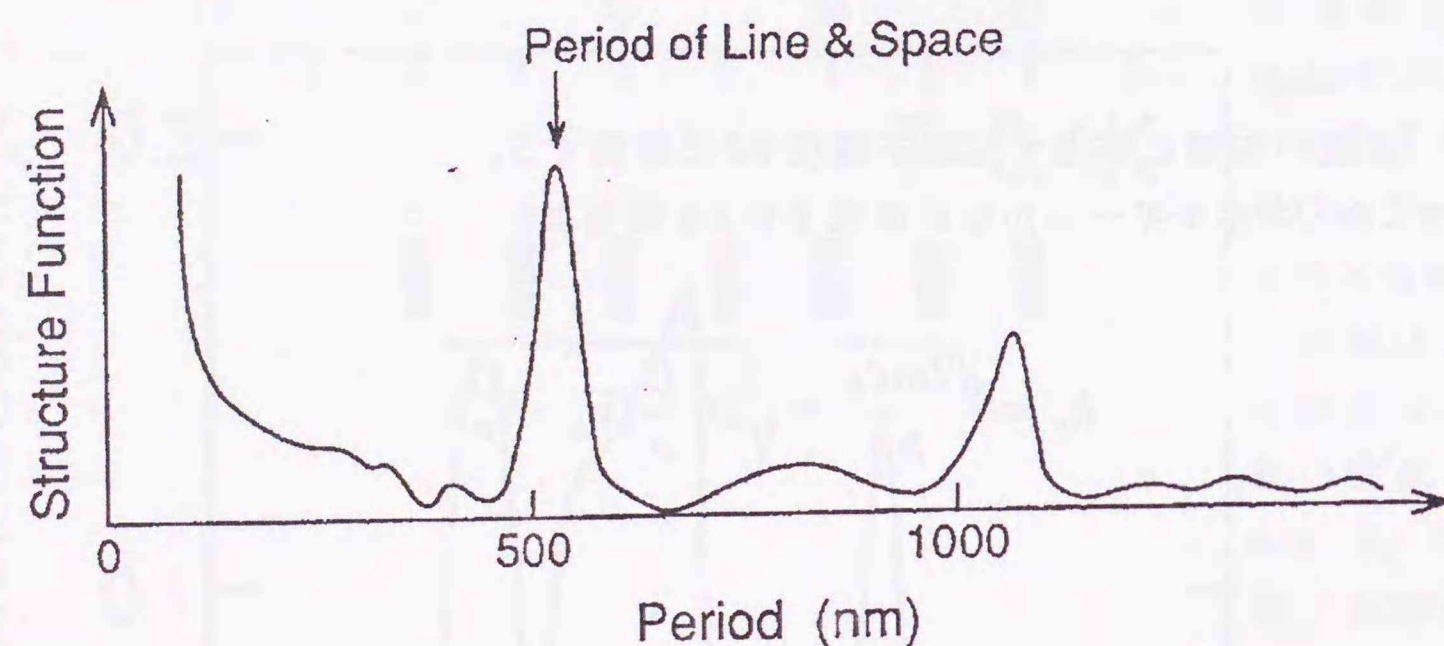


図 3.5.8 図 3.5.4 の相対電流変化(計算)より求めた構造関数。ピーク位置は 540 nm である。

図 3.5.8 の構造関数のピーク位置はそれぞれ 540 nm となり、グレーティングゲート周期 500 nm と 8% の誤差がある。この誤差は相対電流変化が波動関数、電子濃度の簡単な線形結合で表現出来ないためと思われるが、大きい誤差ではなく、図 3.5.8 の構造関数は正しい周期を与えたと考える。

図 3.5.9, 10, 11, 12 には 3 種類のソース・ドレイン長を持つ Wash Board Transistor の測定相対電流変化(図 3.4.1, 2, 4, 5, 6)より求めた構造関数を示す。

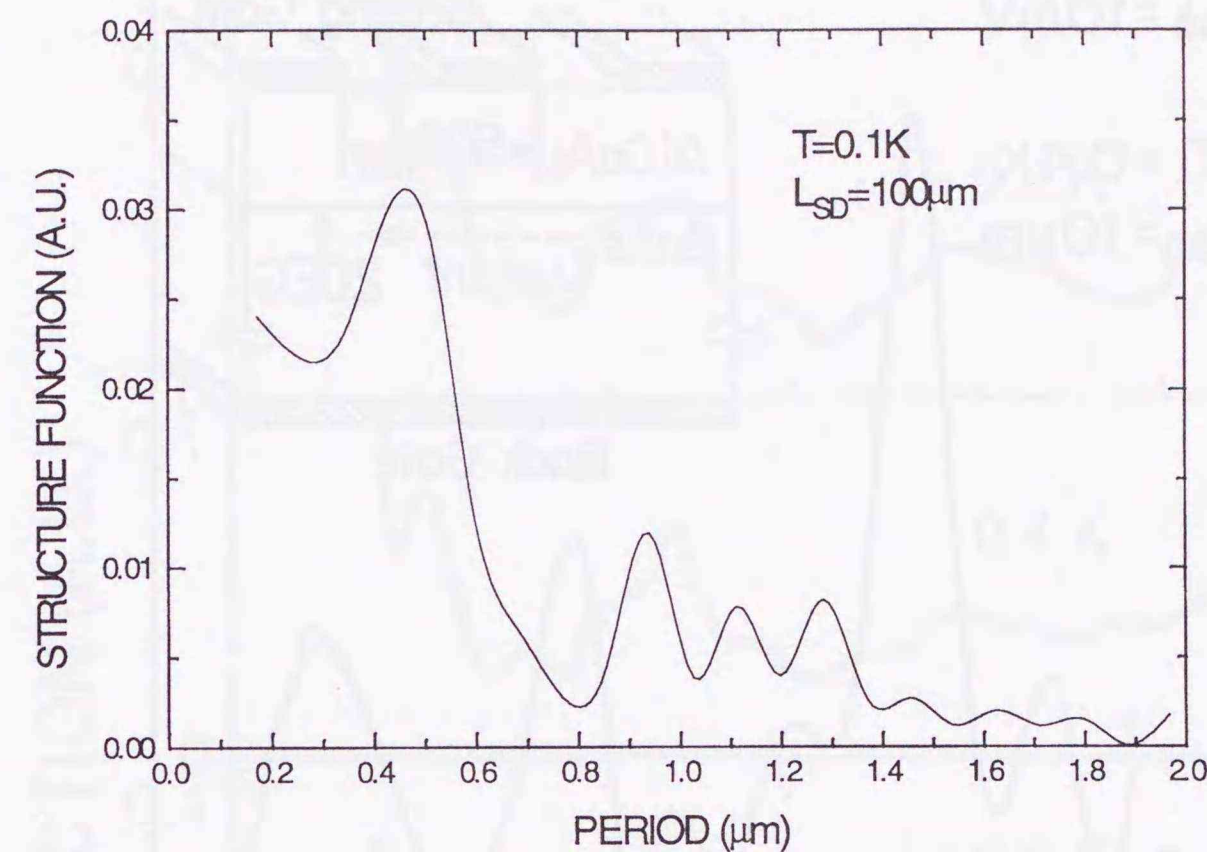


図 3.5.9 図 3.4.1 に示したソース・ドレイン長 100μm の素子における相対電流変化より求めた構造関数。ピーク位置は 455 nm である。

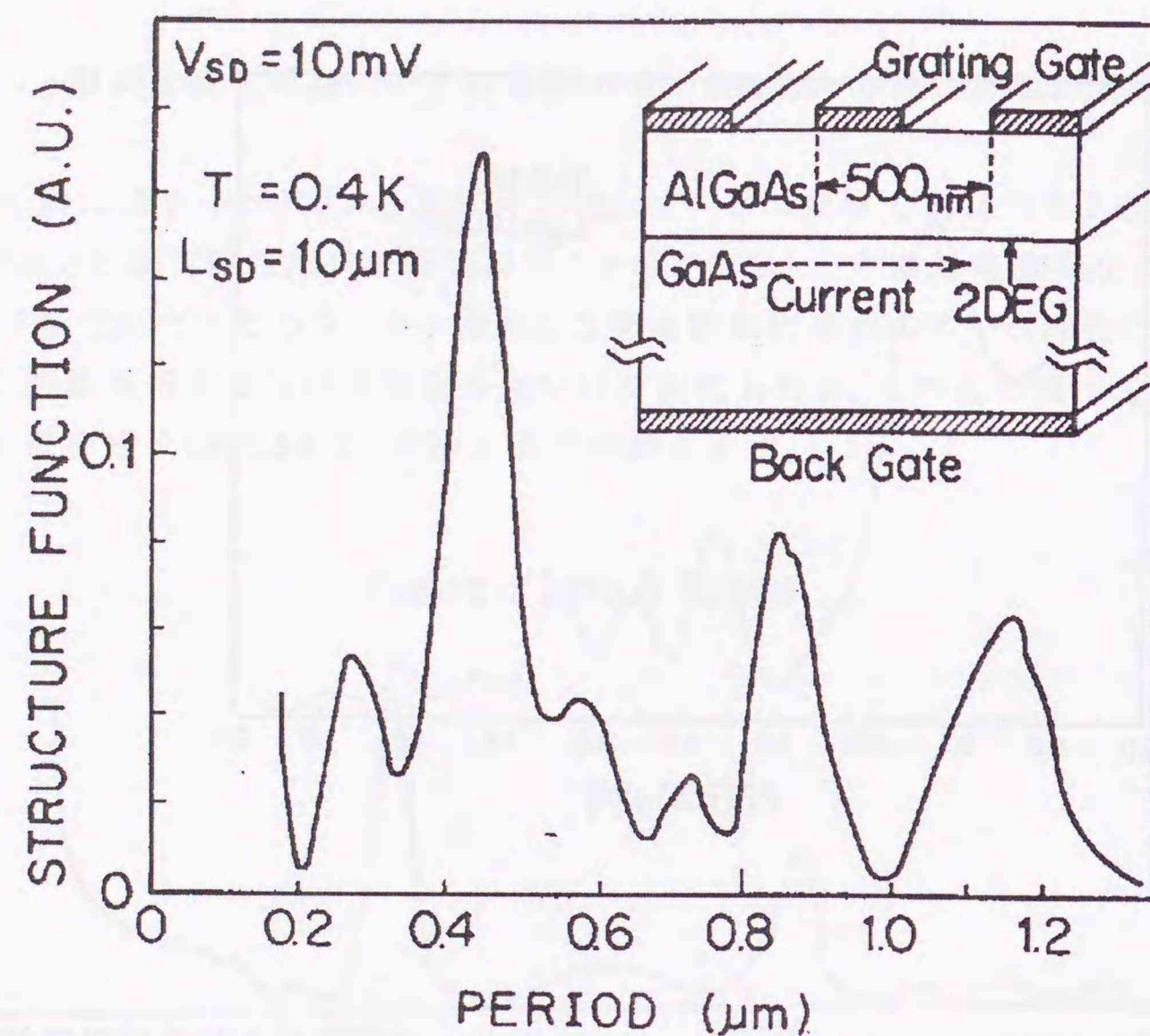


図 3.5.10 図 3.4.2 に示したソース・ドレイン長 $10 \mu\text{m}$ の素子における相対電流変化より求めた構造関数。ピーク位置は 450 nm である。

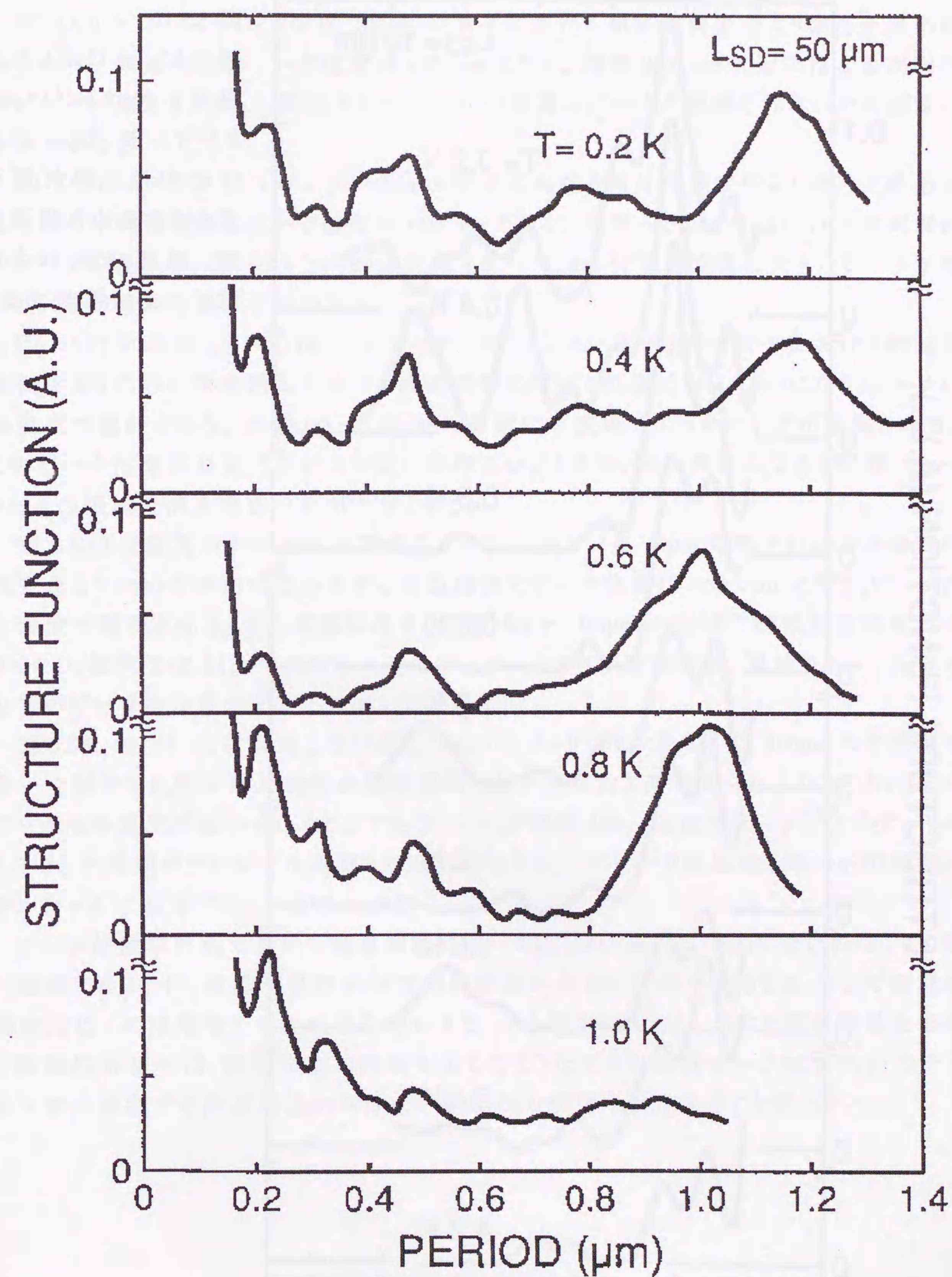


図 3.5.11 図 3.4.4 に示した各温度におけるソース・ドレイン長 $50 \mu\text{m}$ の素子における相対電流変化より求めた構造関数。

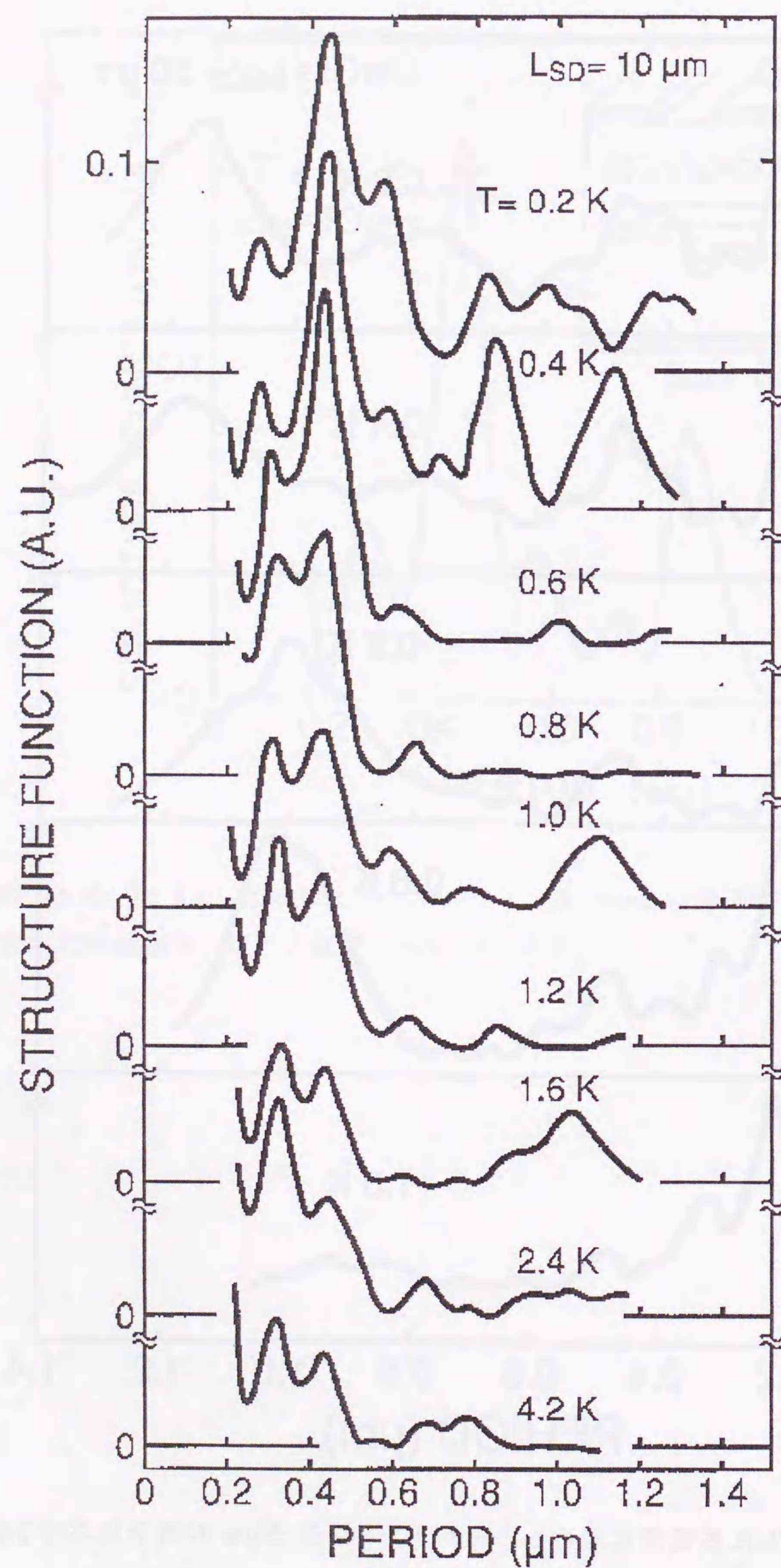


図 3.5.12

図 3.4.5, 6 に示した各温度におけるソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$ の素子における相対電流変化より求めた構造関数。温度 4.2K 以上ではピークは消失する。

図 3.5.9 にソース・ドレイン長 $100\mu\text{m}$ の素子における相対電流変化より求めた構造関数を示す。構造関数のピーク位置は 455 nm となる。周期 900 nm 付近には 2 倍高調波のピークが見える。さらに周期 $0.8 \sim 1.2\mu\text{m}$ の位置にピークが観測されるがその起源は不明である。

図 3.5.10 にソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$ の素子における相対電流変化より求めた構造関数を示す。構造関数のピーク位置は 450 nm となる。周期 850 nm 付近には 2 倍高調波のピークが見える。図 3.5.9 と同様に周期 $0.8 \sim 1.2\mu\text{m}$ 付近の位置に大きなピークが観測されるがその起源は不明である。

図 3.5.11 に温度 $0.2 \sim 1.0\text{K}$ におけるソース・ドレイン長 $50\mu\text{m}$ の素子における相対電流変化より求めた構造関数を示す。構造関数のピーク位置は 447 nm になり、ピークは各温度で観測される。周期 $0.8 \sim 1.2\mu\text{m}$ の位置に半値幅の大きなピークが観測される。このピーク位置は温度上昇により短い周期にシフトする。また高温になると周期 $0.2 \sim 0.4\mu\text{m}$ の領域で構造関数の値が大きくなる。

図 3.5.12 に温度 $0.2 \sim 4.2\text{K}$ におけるソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$ の素子における相対電流変化より求めた構造関数を示す。構造関数のピーク位置は 450 nm になり、ピークは各温度で観測される。また高温になると周期 $0.2 \sim 0.4\mu\text{m}$ の領域で構造関数の値が大きくなり、温度 2.4K 以上では 450 nm のピークと大きさが逆転する。周期 $0.8 \sim 1.2\mu\text{m}$ の位置のピークは温度が上がるに従い小さくなる。

図 3.5.9, 10, 11, 12 に共通していることは、ソース・ドレイン長 $10, 50, 100\mu\text{m}$ の 3 種類の素子で測定した相対電流変化の構造関数のピークはおよそ 450 nm となることと、そのピークは各温度で観測されることである。ピーク位置 450 nm はグレーティングゲートによりできた周期ポテンシャル周期とほぼ同じであり、このピークは周期 500 nm の周期ポテンシャルに起因するものと思われる。

ピーク位置が計算で求めた構造関数のピーク値 540 nm (図 3.5.8) でないのは、3.3 節で議論したように、遮蔽効果の近似方法に誤差が大きい場合があること、そして電流の閾電圧近くの急峻なピークの存在等によることと考えられる。これより構造関数を求める振動解析法では、周期判定に誤解を生じるような大きな高次ピークはなく、かつチャネル中に存在する周期構造の周期を一割以内の誤差で推定することができる。

3-6 相対電流変化振動の温度依存性

3.6.1 振動振幅の温度依存性

本節では構造関数のピーク値について実験結果を説明する。ピーク値は観測した相対電流振動からバックグラウンドを取り除いた振動成分の振幅を反映し、振幅は干渉現象の強度を示している。以下振動成分の振幅の温度依存性及び試料サイズ依存性の実験結果を説明し、温度依存性から可干渉距離に関する情報を抽出する。

各温度における相対電流変化振動のフーリエ変換を行い求めた構造関数(図 3.5.9 ~ 12)の周期 $0.5\mu\text{m}$ 付近のピーク値を求める。この時図の縦軸は相対電流変化の自乗であり、相対振動振幅の値はピーク値の平方根のになる。

図 3.6.2 にソース・ドレイン長が $10\mu\text{m}$, $50\mu\text{m}$, $100\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor の相対振動振幅を温度の関数として示す。

ソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$, $50\mu\text{m}$ の Wash Board Transistor で相対振動振幅はおよそ 1K まで一定でそれより高温では温度の $-1/2$ 乗に従って減少する。 $100\mu\text{m}$ の素子では 1K 以下では相対振動振幅は一定であるがそれ以上の温度では振動のピークが観測されない。

温度 1K より低温領域と高温領域とで相対振動振幅の温度依存性が異なる理由を考察する。相対電流変化の振動は 3.5 節で説明したように量子干渉現象に起因するので、温度上昇による振動振幅の減衰は可干渉距離の減少によると考えられる。

温度依存性の異なる理由を可干渉距離と周期の大小関係で説明ができる。即ち高温領域では可干渉距離は周期より短いため電子波の位相情報の消失が始まり相対電流変化の振動の減衰がある。一方低温領域では可干渉距離は周期より長い場合周期以内に電子波の位相情報の消失が起こらない。しかしソース・ドレイン長は $10\mu\text{m}$ 以上であり可干渉距離より長い場合、相対電流変化の振動に温度依存性があると考えられる。

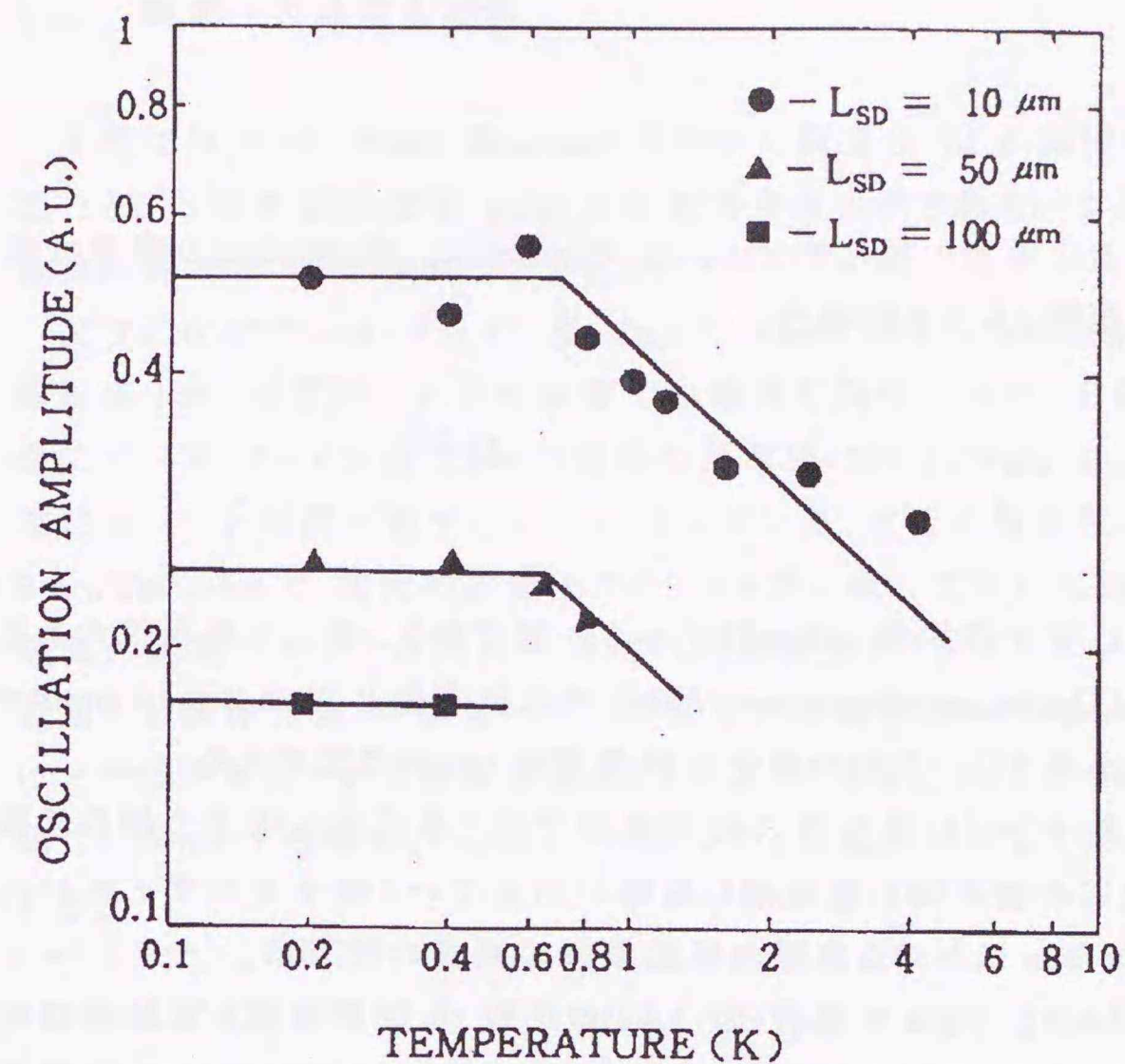


図 3.6.1 フーリエ変換より求めた相対振動振幅の温度変化

図 3.6.1 で低温領域で相対電流変化の振幅の温度依存性が観測されないのは測定時のソース・ドレイン電圧が 10 mV であるためと考えられる。印加電圧が大きい場合、電界によるヒーティング効果により格子温度 1K 以下では電子温度が同じと考えられる。このため振動の様子に変化がないと考えられる。

しかしこのヒーティング効果は振動振幅の温度依存性を温度 1K 以下の低温で小さくするが相対電流変化の振動そのものを消失させるほど大きいものでないことが推測できる。なぜならば一番電界が高いソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$ の時相対電流変化の振動が一番大きいヒーティング効果を受けているはずである。もしこのヒーティング効果が相対電流変化の振動に大きな影響を及ぼすとすれば、ソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$ の場合が相対電流変化の振動振幅が一番小さくなる。にも拘わらず実際は逆でソース・ドレイン長 $10\mu\text{m}$ の場合が相対電流変化の振動振幅が一番大きいからである。

以下ソース・ドレイン長依存性について説明する。図 3.6.1 でソース・ドレイン長が長くなるにつれ相対振動振幅が減少しているのが分かる。ソース・ドレイン長 (L_{SD}) 依存性はおよそ 1K 以下で

$$\frac{\Delta I}{I} \propto \frac{1}{\sqrt{L_{SD}}} \quad (3-21)$$

となる。一方再現性のある伝導度の揺らぎ(Universal Conductance Fluctuation)の素子寸法依存性は寸法が可干渉距離より大きい場合、

$$\frac{\Delta I}{I} \propto \frac{L_{\phi}}{\sqrt{L_{SD} W_{SD}}} \quad (3-22)$$

と書ける[10]。ここで L は可干渉距離、 W_{SD} はチャネル幅である。従って再現性のある伝導度の揺らぎ(Universal Conductance Fluctuation)の素子寸法依存性と Wash Board Transistor の相対電流変化振動の温度 1K 以下での素子寸法依存性とは同じに見える。

温度上昇またはソース・ドレイン長の長大化が原因で起こる式(3-22)に従う揺らぎ振幅の減少は、ピーク値と谷の値が同じ量増減し振動が消えていく様子を示すと思われる。一方 Wash Board Transistor における実際の振動振幅の減衰の仕方は、ソース・ドレイン長 100 μm の場合(図 3.4.1)と 10 μm の場合(図 3.4.2)の比較、及び計算値と実験値の比較(図 3.5.5)にも見られるように、温度上昇によるピーク値の減少分は谷の大きさの増加分より小さい。このため式(3-22)は成立しないと考えられる。また相対電流変化はゲート電圧を変えたとき流れる電流が相対的に何割変化するかを示す量で式(3-14)からも素子寸法依存性はないと考えられる。しかし実際は式(3-21)に示す素子寸法依存性を持つ。これはグレーティングゲート作製時のグレーティングの周期の揺らぎにより、相対電流変化の谷となるバックゲート電圧値がチャネル内で揺らぐことによると思われる。谷となるバックゲート電圧値の揺らぎを反映して、バックゲート印加時にチャネル中には電気伝導度が大きい場所と小さい場所ができる。そして電子は常に電気伝導度の大きい場所を通過しようとするためと、谷の値の増加分が大きいと思われる。

3.6.2 閾電圧の温度依存性

本節では Wash Board Transistor の電流の閾電圧 V_{th}^i の温度変化について説明する。図 3.6.1 の相対電流変化 g_m/I_d の温度依存性に示されているように温度をあげていくと電流の閾電圧 V_{th}^i が負にシフトする。

図 3.6.2(a)にソース・ドレイン長 10 μm の Wash Board Transistor の温度 0.1K での電流の閾電圧 -45V を基準にした各温度での電流の閾電圧のシフト量(負のシフト)を示す。同様にソース・ドレイン長 50 μm で電流の閾電圧 -58V の Wash Board Transistor の電流の閾電圧シフトを(b)図に表す。ソース・ドレイン長、電流の閾電圧が異なる二種類の Wash Board Transistor で、電流の閾電圧 V_{th}^i シフトが一致し温度に比例することが分かる。電流の閾電圧シフトの原因が通常の電界効果トランジスタで考えられているゲート金属と半導体界面、半導体ヘテロ界面中の界面準位への電子のトラッピングやデトラッピングが関与している現象であるとする、界面準位のばらつきにより、異なる素子間で同じシフトをする可能性は低い。またシフトは温度に対して階段関数的になると考えられる。

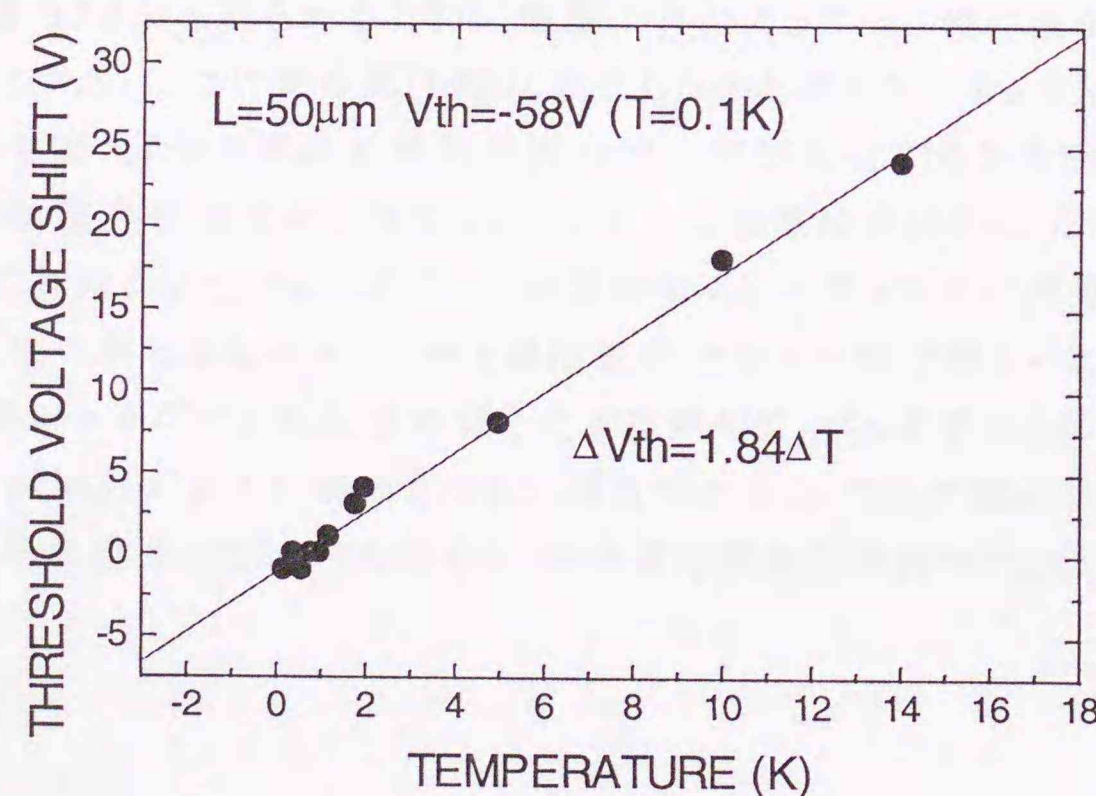
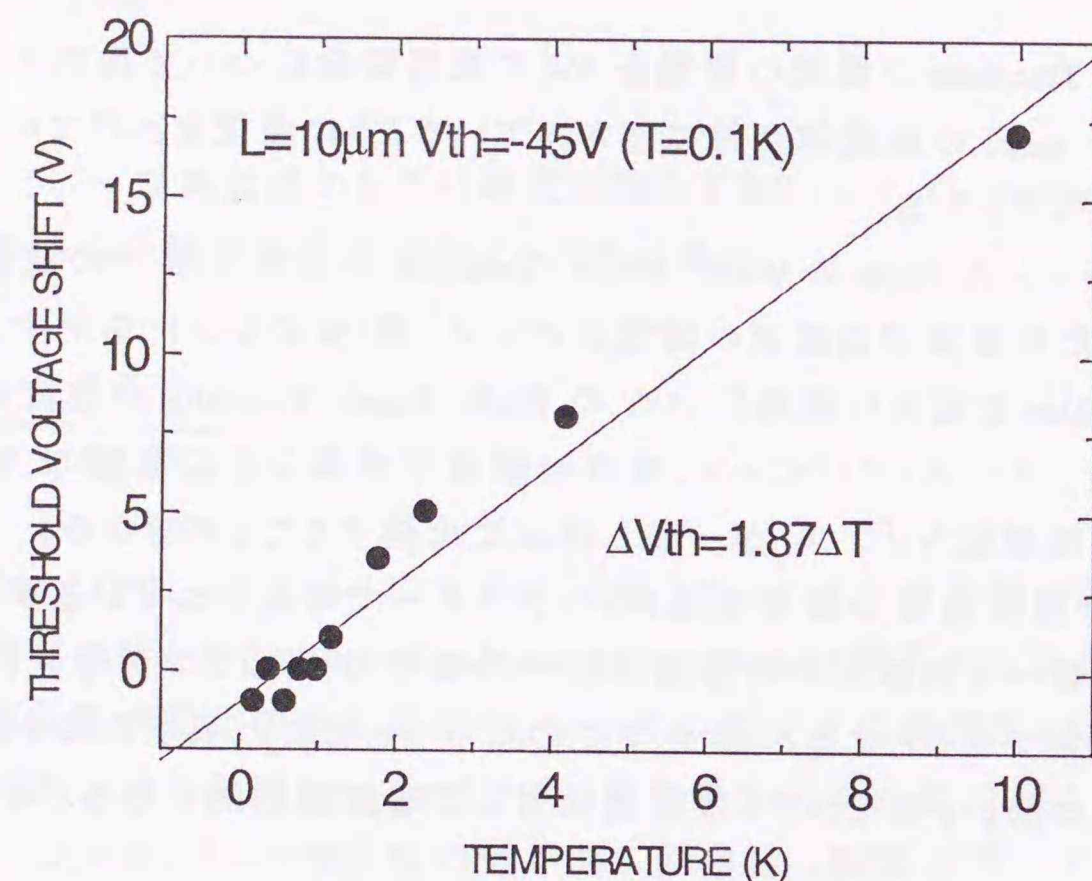


図 3.6.2
(a)ソース・ドレイン長 $10\mu m$ の Wash Board Transistor の電流の閾電圧 V_{th}^i シフトの温度依存性を示す。実線はフィッティング直線。

(b)ソース・ドレイン長 $50\mu m$ の Wash Board Transistor の電流の閾電圧 V_{th}^i シフトの温度依存性を示す。電流の閾電圧 V_{th}^i シフトが 2 種類の素子で一致している。

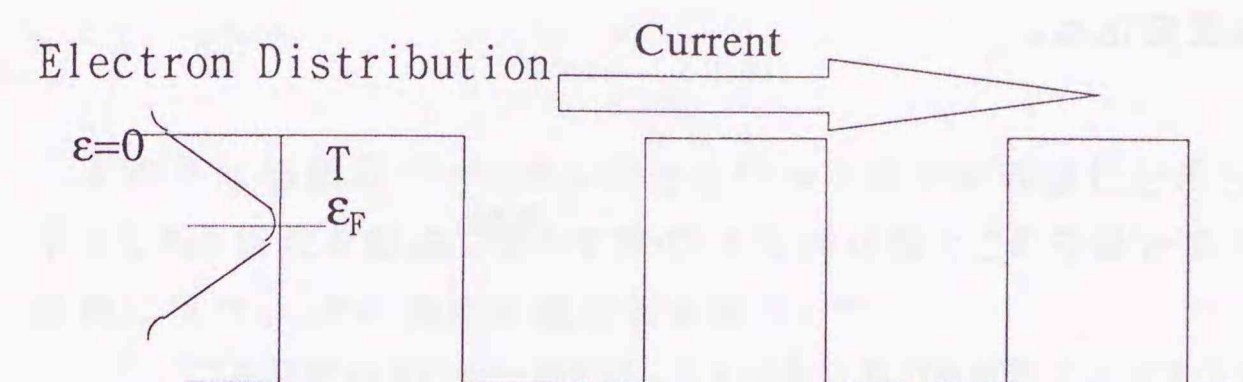


図 3.6.3 電流の閾電圧シフト温度依存性を説明するモデルを表す模式図。電流閾電圧シフトは電子波のエネルギーの裾が障壁を越えた時に相当する。

このため電流の閾電圧 V_{th}^i シフトを図 3.6.3 に示すモデルの様に考える。即ち 3.5 節で説明したように閾状態は電子波のエネルギー分布の裾が障壁高さを越えた時に相当し、この閾状態から電流が流れ始める。従って高温では伝導に寄与する電子のエネルギー分布幅が広いので、小さいフェルミエネルギー ϵ_F にあたる深いバックゲート電圧 V_B で電子が流れる始める。反対に低温ではエネルギー分布幅が狭いので、大きいフェルミレベル ϵ_F にあたる浅いバックゲート電圧 V_B で電子が流れる。

以下で電流の閾電圧の温度変化を計算する。まずバックゲート電圧 V_B 、温度 T 、フェルミエネルギー ϵ_F のときの障壁上端を越えたエネルギー ($\epsilon>0$) を持つ伝導に寄与する電子の数 N_s^i を計算する。フェルミ分布関数を用いて、伝導に寄与する電子の数 N_s^i は、

$$\begin{aligned} N_s^i(\epsilon_F) &= \frac{C(V_B - V_{th}^i)}{e} \\ &= \int_0^\infty \frac{D d\epsilon}{1 + \exp(\frac{\epsilon - \epsilon_F}{k_B T})} \\ &= k_B T D \left(\frac{\epsilon_F}{k_B T} + \ln(1 + \exp(-\frac{\epsilon_F}{k_B T})) \right) \end{aligned} \quad (3-23)$$

と書き表せる。

温度を上げると伝導に寄与する電子の数 N_s^i は増加する。この増加分はバックゲート電圧 V_B が変化しただけでなく、電流の閾電圧 V_{th}^i の変化したためである。それゆえ両辺を温度 T で微分して、電流の閾電圧 V_{th}^i の温度 T に対する変化分を求める。絶対零度 $T=0$ ではフェルミエネルギー $\epsilon_F=0$ の時が電流の閾状態であるので、絶対零度 $T=0$ からの温度変化を求めるため $\epsilon_F=0$ を代入する。状態密度、キャパシタンスの値を代入して

電流の閾電圧 V_{th}^i の温度変化は、

$$\begin{aligned}\Delta V_{th}^i &= 0.69 \frac{ek_B D}{C} \Delta T \\ &= 1.9 \Delta T\end{aligned}\quad (3-24)$$

となる。この関係は図 3.6.3 の電流の閾電圧 V_{th}^i の温度変化の実験式と良い一致を示す。

閾電圧シフトを決める図 3.6.3 のモデルより計算した値が種々の構造の試料の構造によらず実験値とよい一致を示しているので、図 3.6.3 のモデルが正しいことが分かる。

3-7 まとめ

本章では極微細チャンネル中を走行する電子が波動性を持ち電子波同士が互いに干渉しあう現象を概説した。下記の 4 条件が満たされる場合について観測の可否を理論的に検討し、その場合の観測例を説明した。

- (1) 単色性の良い電子波を得るため平衡状態の極低温 2 次元電子ガスを用いた。
- (2) 電子波長をバックゲートにより制御して変えた。
- (3) グレーティングゲートを用いて周期ポテンシャル障壁を作製した。
- (4) 周期 $0.5\mu\text{m}$, 温度 0.1K 以下として可干渉距離 $>$ 周期を実現した。

量子干渉現象の理論的な検討及び観測した電流振動からは次のことが分かった。

- (1) グレーティングゲートがヘテロ界面に誘起する周期ポテンシャルは階段型関数と近似できる。しかしこの場合バックゲート電圧の大きい領域で実際の相対電流変化の振動に比べて振動振幅を大きく見積もる。
- (2) 観測領域 ($V_B - V_{th} = 18 \sim 60\text{V}$) における相対電流変化の振動は素子及び温度に依らず同じ形状をしている。そしてこの振動の谷の位置等が素子の寸法や温度に依らないことと、「電子波長 $= 2L/n$ (n = 整数) なる時電子波干渉効果により干渉しあう電子波が局在状態をつくり電流が減少すること」より算出した谷の位置に一致する。以上よりこの振動は電子波干渉効果に起因する振動と考える。
- (3) 電流は電子波長に対して振動し、 n が大きくなるとその振動振幅は小さくなること。
- (4) 閾電圧は温度が上昇すると負にシフトし、そのシフト量は温度に比例すること。
- (5) 電流振動の振動解析手法を提案し、電流振動のフーリエ変換である構造関数のピークより周期ポテンシャルの周期を測ること。

本章で触れることができなかった重要なそして将来の問題は次のものである。

- (1) 可干渉距離の定義に基づく正確な測定と、電流振動が観測可能な領域(温度領域、素子寸法)の予見。
- (2) 散乱ポテンシャル障壁の配置と電流振動の関係の細部にわたる定式化と再現性のある電流揺らぎからポテンシャル障壁の配置、大きさの導出。
- (3) 量子干渉を利用したデバイスの動的な応答特性。
- (4) 量子干渉を利用した将来のデバイスの性能予測。
- (5) 周期がさらに狭くなった場合のデバイス性能の向上。

- [1] Y. Tokura and K. Tsubaki, "Conductivity oscillation due to quantum interference in a proposed wash-board transistor", Appl. Phys. Lett. 51, 1807, (1987).
- [2] K. Tsubaki and Y. Tokura, "Coherence length in quantum interference devices having periodic potential", Appl. Phys. Lett. 53, 859, (1988).
- [3] M. Heiblum, M. V. Fischetti, W. P. Dumke, D. J. Frank, I. M. Anderson, C. M. Knoedler and L. Osterling, "Electron interference effects in quantum wells; Observation of bound and resonant states", Phys. Rev. Lett. 58, 816, (1987).
- [4] A. C. Warren, D. A. Antoniadis, H. I. Smith and J. Melngailis, "Surface superlattice formation in silicon inversion layers using 0.2 μm period grating gate electrodes", IEEE Electron Device Lett. EDL-6, 294, (1985).
- [5] K. Tsubaki, N. Kobayashi, S. Ando and A. Sugimura, "Magnetoresistance of n-AlGaAs/GaAs two-dimensional electron gas thin-wire", Surf. Science 170, 33, (1986).
- [6] S. B. Kaplan and A. Hartstein, "Universal conductance fluctuations in narrow Si accumulation layers", Phys. Rev. Lett. 56, 2403, (1986).
- [7] R. A. Webb, S. Washborn, C. P. Umbach and R. B. Laibowitz, "Observation of h/e Aharonov-Bohm oscillation in narrow-metal rings", Phys. Rev. Lett. 54, 2696, (1985).
- [8] G. Timp, A. M. Chang, J. E. Cunningham, T. Y. Chang, P. Mankiewich, R. Behringer and R. E. Howard, "Observation of the Aharonov-Bohm effect for $\omega\tau > 1$ ", Phys. Rev. Lett. 58, 2814, (1987).
- [9] K. Ishibashi, Y. Takagaki, K. Gamo, S. Namba, S. Ishida, K. Murase, Y. Aoyagi and M. Kawabe, "Observation of Aharonov-Bohm Magnetoresistance oscillations in selectively doped GaAs-AlGaAs submicron structures", Solid State Commun. 64, 573, (1987).
- [10] W. J. Skocpol, P. M. Mankiewich, R. E. Howard, L. D. Jackel, D. M. Ten and A. D. Stone, "Universal conductance fluctuations in silicon inversion-layer nanostructure", Phys. Rev. Lett. 56, 2865, (1986).
- [11] K. Ishibashi, H. Kawai, K. Gamo, S. Namba, S. Ishida, K. Murase, Y. Aoyagi and M. Kawabe, "Sample size dependence of magnetoconductance fluctuations in narrow n-GaAs wires", Solid State Commun. 63, 1169, (1987).
- [12] T. Hiramoto, K. Hirakawa, Y. Iye and T. Ikoma, "One-dimensional GaAs wires fabricated by focused ion beam implantation", Appl. Phys. Lett. 51, 1620, (1987).
- [13] T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern, "Electronic properties of two-dimensional system", Rev. Mod. Phys. 54, 437, (1982).
- [14] J. P. Kotthaus and D. Heitmann, "On the realizability of artificial superlattices in inversion layer systems", Surface Science, 113, 481, (1982).
- [15] U. Wulf and R. Gerhardts, "Ground state properties of an electron gas in a magnetic field at the cross-over from two to one dimensional behavior", "Physics and Technology of Submicron Structures", p. 162 (H. Heinrich, G. Bauer and F. Kuchar eds) Springer-Verlag, Berlin, 1988.
- [16] W. Hansen, M. Horst, J. P. Kotthaus, U. Merkt and Ch. Sikorski, "Intersubband resonance in quasi one dimensional inversion channels", Phys. Rev. Lett. 51, 2586, (1987).

本章では前章で説明した干渉露光法により作製したグレーティングを用いて作った周期ポテンシャルの周期より短い周期(周期 8 ~ 16 nm)の周期ポテンシャルを利用した電子波干渉素子の特性を説明する。短周期ポテンシャルを生み出す分数原子層超格子と呼ばれる結晶の成長法は 2 章 2 節において述べており本章では詳細には説明しない。周期が干渉露光法の場合に比べて約一桁から二桁短くなっているため複雑な新しい現象が期待される。

分数原子層超格子を用いると、周期数十 nm の周期ポテンシャルの作製や幅が数十 nm 程度の量子細線が可能になる。前章で説明したような周期ポテンシャルを分数原子層超格子で作製すると、電子波長が周期ポテンシャルの周期に等しくなるとき電子濃度はおよそ 10^{12}cm^{-2} 程度になる。この電子濃度は n^+ -AlGaAs/GaAs 変調ドーブ構造中に存在する最大の電子濃度と同程度になり従来のメソスコピック系の実験では考えられないような大きな電流領域での電子波干渉効果の観測が可能になる。

一方分数原子層超格子を通路として、量子細線方向に平行に電流を流す場合も考える。この時の電子状態を考えると、量子細線の作るサブバンド間のエネルギー差は 2 次元電子ガスの基底サブバンドと励起サブバンド間のエネルギー差と同程度となる。このため複雑なエネルギーバンドを持つ。例えば、交差したサブバンド間に共鳴的に開くギャップを持つことや基底状態の波動関数と励起状態の波動関数が空間的に分離される等である。各状態の波動関数が空間的に分離されているため、移動度の異なるチャンネルが空間的に分離されて形成され、移動度変調効果が期待される。

4-1 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造の成長

結晶平面内に 10 nm 以下の周期構造が作れる新しい技術として、原子ステップを利用した分数原子層超格子がある。原子が規則正しく並んだ面から数度傾けて基板結晶を切り出すと、表面に数十 nm の間隔で 1 原子層の高さを持った原子の階段(原子ステップ)が現れる。この基板上の結晶成長が、段差部分を埋めるように進行する性質を持つと、2 種類の半導体結晶を交互に成長させることにより、縦縞の組成分布をもつ結晶が得られる[1, 2, 3]。

図 4.1.1 は 2° 傾いた GaAs 基板上の AlAs/GaAs 分数原子層超格子エピタキシャル成長層の表面の透過電子顕微鏡写真で、周期 8 nm の超格子構造ができていることが分かる。

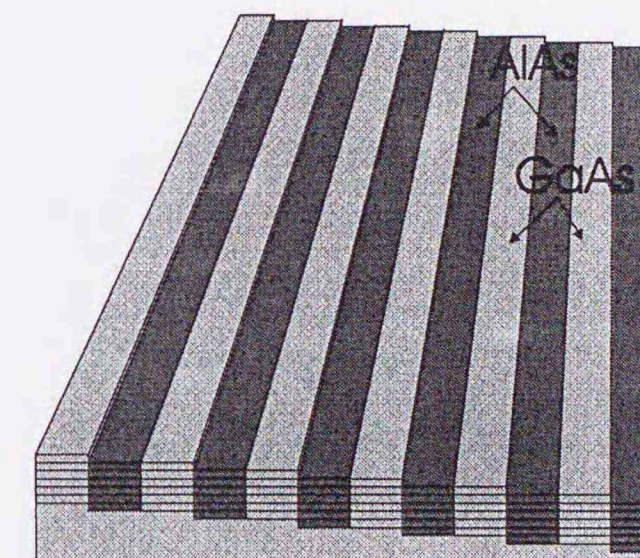
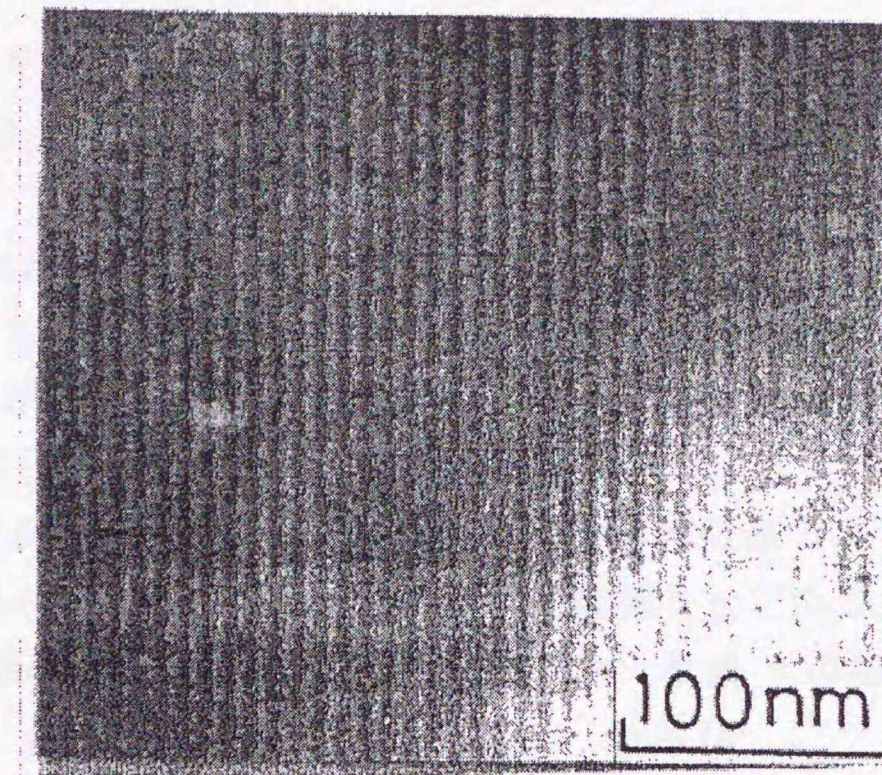


図 4.1.1 AlAs/GaAs 分数原子層超格子の透過電子顕微鏡写真と模式図

本章で使用する AlAs/GaAs 分数原子層超格子を持つ変調ドーブ構造について説明する [1, 3]。[110]方向に 1° 傾いた半絶縁性[001] GaAs 基板上に最初ノンドープ GaAs 層を MOCVD 法で堆積させ、そののち GaAs 層幅と AlAs 層幅の比が 3/4 対 1/4 なる分数原子層超格子を数十原子層堆積させる。その上にドナー不純物添加量を調節した AlGaAs 層、ノンドープ GaAs 層を堆積させ、ウェハー作製の工程を終了する。成長は第 2

章に述べた高温高砒素圧下のステップフロー成長が起こる条件で行った。詳しい層構造を表 1.に示す。

表 1. AlAs/GaAs 分数原子層超格子の層構造

GaAs 基板	[001]面	
基板傾斜角	$\bar{1}10$ 方向へ $1^\circ, 1.5^\circ, 2^\circ$	
ノンドープ GaAs 層	層厚	200 nm
分数原子層超格子層	層厚	6 ~ 20 nm (ノンドープ)
	1° (GaAs 3/4 原子層, AlAs 1/4 原子層) 周期	16.2 nm
	1.5° (GaAs 1/2 原子層, AlAs 1/2 原子層) 周期	10.8 nm
	2° (GaAs 1/2 原子層, AlAs 1/2 原子層) 周期	8.1 nm
Si ドープ AlGaAs 層	層厚	50 ~ 94 nm
	Al 組成	0.3
	Si ドープ量	$5 \sim 7 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$
ノンドープ GaAs 層	層厚	10 nm

基板傾斜角を 1° 以上として周期 16.2 nm 以下の AlAs/GaAs 分数原子層超格子を成長させる。電子波干渉を観測する立場から見れば傾斜角を 0.5° にして周期の 32 nm を採用したほうが、周期が電子波長と同程度のためより明確な現象が期待できる。しかしこの場合安定したステップフロー成長を起こすことができず本章の電子波干渉観測実験には採用しないことにした。

成長第 1 層のノンドープ GaAs 層は基板の不均一なテラス幅を均一化させるためおよび基板とエピタキシャル層界面の界面準位が分数原子層超格子まで影響を及ぼさないためのものである。このため成長時間の制約はあるが、時間をとり層厚を十分厚くする必要がある。

分数原子層超格子層はこの構造の心臓部である。ステップフロー成長を阻害しないように不純物の導入は避けてノンドープとした。層厚は AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造中のノンドープ AlGaAs 層と同じとした。GaAs と AlAs の超格子を採用しその層構造は平均組成が AlGaAs 層 ($x=0.3$) と近くなるように GaAs 12.15 nm (3/4 原子層), AlAs 4.05 nm (1/4 原子層) とした。周期がさらに短くなった場合 1/4 原子層の AlAs 層の幅が短くなる。界面での AlAs と GaAs の相互拡散距離は透過電子顕微鏡写真より約 0.5 nm 程度と見積もられるため、この場合 AlAs 層が消失する恐れがある。このためこの場合は AlAs 層厚と GaAs 層厚をそれぞれ 1/2 原子層ずつとした。

Si ドープ AlGaAs 層は電荷供給層の役割をはたすので、層厚、Al 組成、Si 不純物濃

度を AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造と同様とした。ノンドープ GaAs 層は電極抵抗の低減のために設けたものでこれも層厚、Si 不純物濃度とも AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造と同じにした。

最近の原子間力顕微鏡 (AFM) 等の表面構造の観測技術の進歩発展により、高温高砒素圧下の微傾斜基板上 GaAs, AlAs 薄膜成長で次のことが判明したきた [2]。

1. 成長表面または界面に一原子層ステップの数倍のマルチステップが形成される。
2. ステップ高さは分布を持ち平均値及び最頻値は一原子層ステップの 4 倍である。
3. 表面または界面に分数原子層超格子周期の 4 倍周期の超構造を持つ。

さらに微傾斜基板上 GaAs 薄膜成長表面の原子間力顕微鏡写真を図 4.1.2 に示す。

本研究で使用している GaAs/AlAs 分数原子層変調ドープ構造ウェハのヘテロ界面でも図 4.1.2 と同様なマルチステップが存在するので、第 5 章の測定結果解析で注意が必要である。

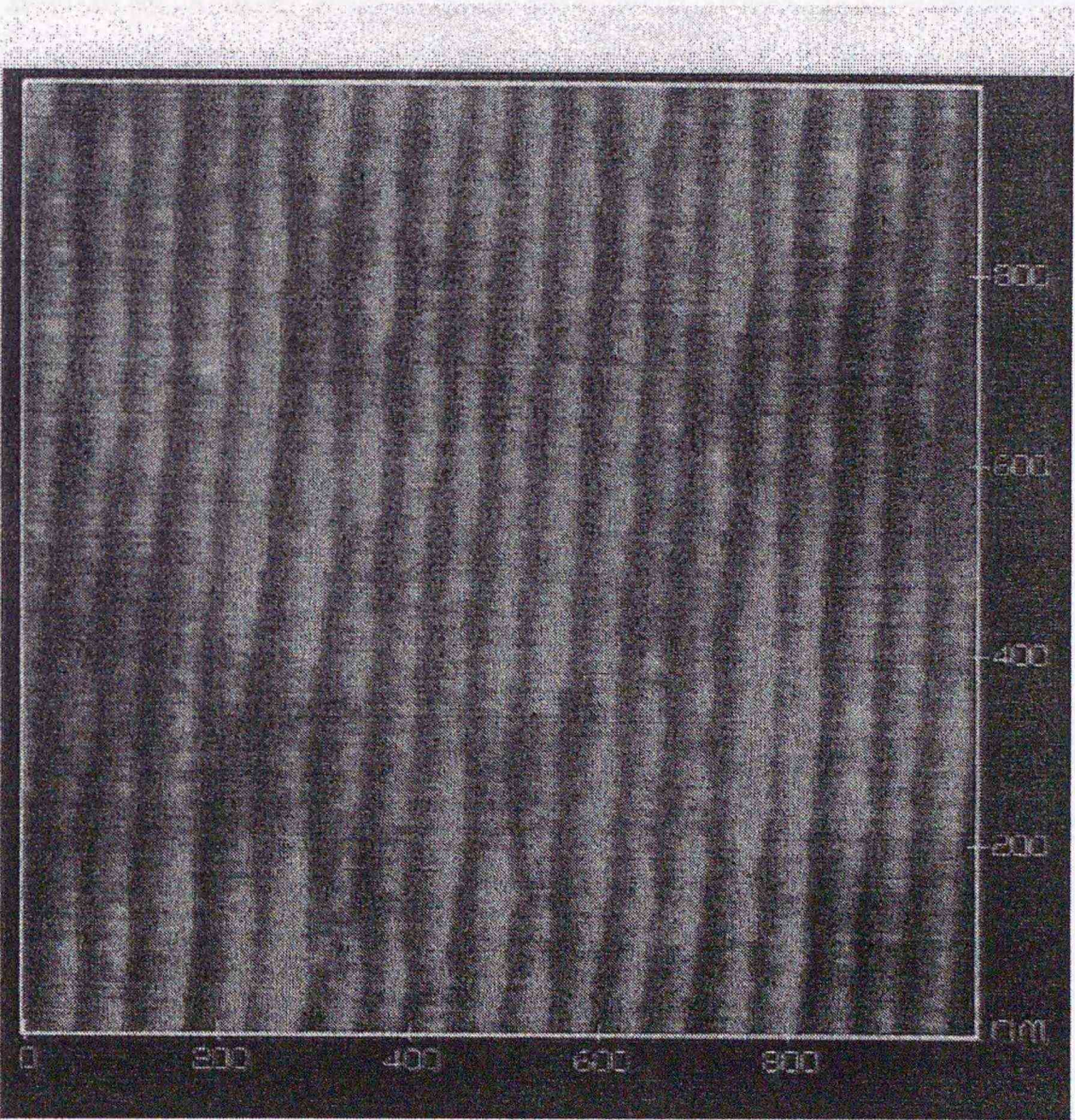


図 4.1.2 微傾斜基板上 GaAs 薄膜成長表面の原子間力顕微鏡写真。分数原子層超格子周期の 3 倍から 4 倍に相当する 50 nm ~ 60 nm の超構造周期構造が見える。

4-2 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造の電子状態

変調ドープ構造に上記の AlAs/GaAs 分数原子層超格子を埋め込んだ構造を AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造と呼び、本節で電子状態の考察を行う[4]。この構造では AlAs/GaAs 分数原子層超格子が電子分布に空間変調を誘起させ、幅が十数 nm 程度の量子細線、または周期数十 nm の周期ポテンシャルが形成される。

AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造では電子濃度は最大で 10^{12}cm^{-2} であるが、これは電子波長 25 nm 以上に相当する。AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造でも同程度の電子が蓄積されるため、電子波長は量子細線線幅や周期ポテンシャル周期と同程度もしくはそれ以下となることが分かる。このため第 3 章で説明したように電子数を 10^{11}cm^{-2} 以下にするようなことなく、電子デバイス動作条件と同じ条件で、電子波干渉効果による第 3 章で説明したような新しい効果が観測される可能性がある。このためいままでのメソスコピック系の実験では考えられないような大きな電流領域での電子波干渉効果の観測が可能になる。

以下ではポアソン方程式とシュレジンガー方程式を自己無撞着に連立させて、AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造の電子状態を求める手法を説明する[4]。考慮している AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造の座標系、構造を図 4.2.1 に示す。図 4.2.1 の x - z 平面を一辺が a の正方形で基盤目状に 20×50 個に区切り、格子点上のポテンシャルをイオン化した電荷と蓄積した電子による寄与分を加算して求める。解くべきポアソン方程式は

$$\frac{V(i,j)}{a^2} = -\frac{e\rho_d}{2\kappa} j_d j - \frac{e}{2\pi\kappa} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{L_z} \rho_e(l,n) \log \sqrt{(i-l)^2 + (j-n)^2} \quad (4-1)$$

となる。ここで κ は GaAs の誘電率、 $L_z a$ は z 軸方向の計算する領域の大きさ、 $\rho_e(l,n)$ は空乏層領域のアクセプター濃度 ($5 \times 10^{14}\text{cm}^{-3}$ と仮定) とシュレジンガー方程式より求められる蓄積電子濃度の和を示す。また ρ_d は Si ドープ AlGaAs 層中の Si ドナー濃度、 $j_d a$ は電荷中性条件より決められる Si ドナーの荷電領域幅を示す。Si ドープ AlGaAs 層中のドナーレベルは 92 meV を、GaAs-AlGaAs バンドオフセットは 65% 則を仮定した。また AlAs/GaAs 分数原子層超格子の AlAs-GaAs 間の拡散距離を 0.5 nm ~ 4 nm の間で選んだ。

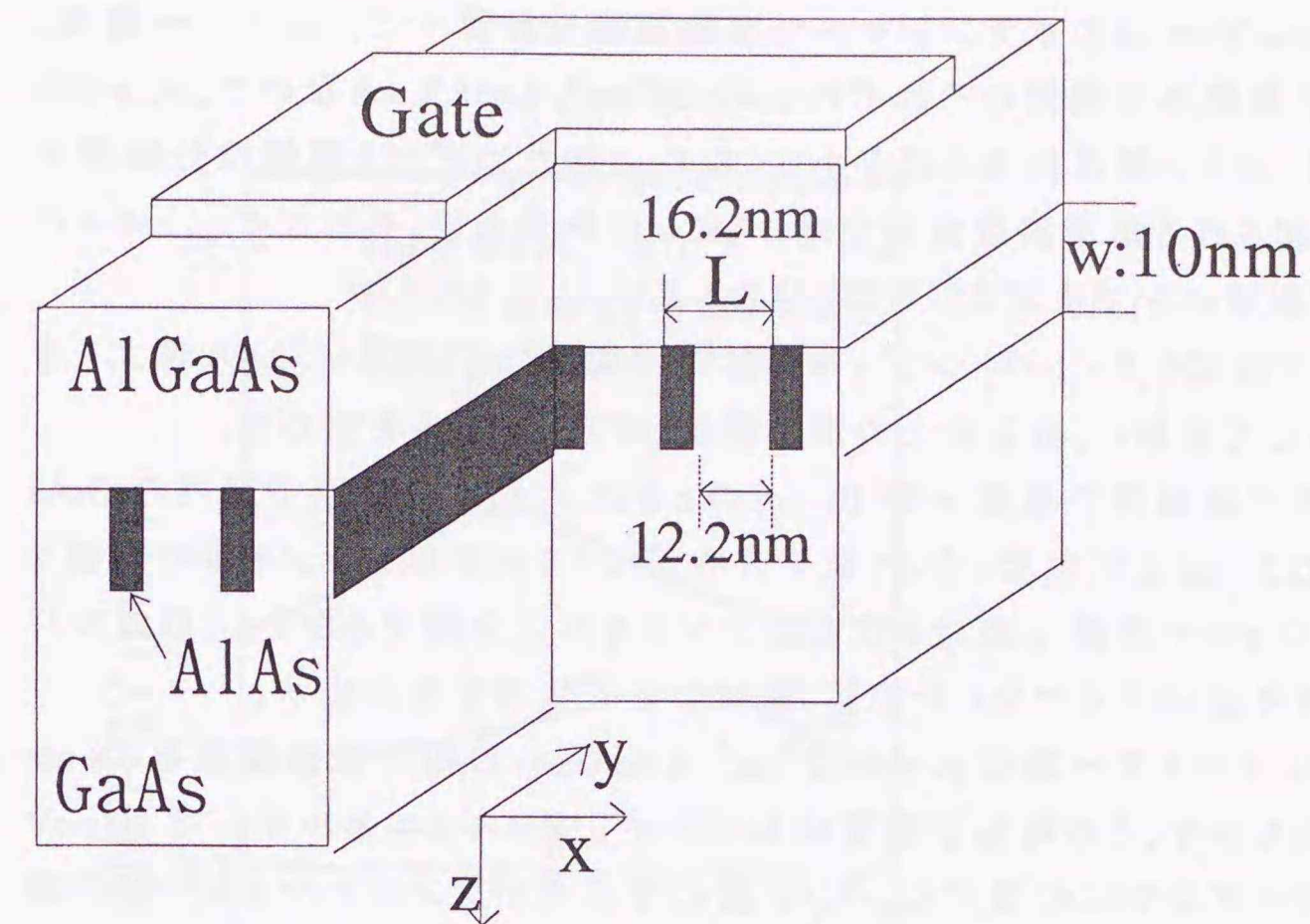


図 4.2.1 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造の模式図。L と w は分数原子層超格子周期と層厚を示す。

電荷中性条件より決められる Si ドナーの荷電領域幅は AlAs/GaAs 分数原子層超格子の影響を受けず x 方向に一定であることが分かる。蓄積された電子が AlGaAs/分数原子層超格子ヘテロ界面 $z=z_0$ にのみに存在し、これが振動項 ρ_{period} と定数 ρ_{const} に分けられるとして、

$$\rho_e(x,z) = (\rho_{\text{const}} + \rho_{\text{period}} \cos(\frac{2\pi x}{L})) \delta(z-z_0) \quad (4-2)$$

を仮定する。ポテンシャルの振動成分はポアソン方程式より与えられ、

$$V(x,z) \approx \frac{eL}{4\pi\kappa} \cos(\frac{2\pi}{L}x) \exp(-\frac{2\pi}{L}|z-z_0|) \rho_{\text{period}} \quad (4-3)$$

となる。ここで電子濃度の振動項と定数を $\rho_{\text{period}} = \rho_{\text{const}} = 10^{12}\text{cm}^{-2}$ 、と仮定し、界面より 20

nm 離れた場所 $z=z_0+20\text{nm}$ でのポテンシャルの振動振幅を計算する。Si ドナー濃度、AlAs/GaAs 分数原子層超格子周期はそれぞれ $p_d=7\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$, $L=16.2\text{ nm}$ なので、式(4-3)を用いて振動振幅は $8\mu\text{V}$ と無視出来るほど小さくなる。このためゲート電極は分数原子層超格子により誘起される電子濃度変調を感じることは出来ない。それ故ゲートキャパシタンスは AlGaAs 層厚のみで決定されることが分かる。

シュレジンガー方程式をタイトバインディング形式に変形して、ポアソン方程式と自己無撞着に連立させて計算し、格子点上の電子濃度、ポテンシャルを求めた。

AlAs/GaAs 分数原子層超格子層厚 w が 10 nm のときは、これは分数原子層内の GaAs 分数原子層の幅 12.2 nm と同程度となる。電子分布がつくり出すポテンシャルは座標 x だけを含むポテンシャルと座標 z だけを含むポテンシャルに分離できない。このためハミルトニアン非対角成分が 0 でないために、複雑な電子状態を生み出す。

図 4.2.2 に AlGaAs 中のドナー濃度 $p_d=5\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$, AlAs/GaAs の相互拡散距離を 3.8 nm とした時のバンド図を示す。この時電子濃度は $6\times 10^{11}\text{cm}^{-2}$, フェルミエネルギーは 20 meV となりサブバンドギャップの中に位置する。バンド図には三角ポテンシャル中にできる励起サブバンドと周期ポテンシャルによりブリリアンゾーンの端で折り畳まれたサブバンドが交差してできる共鳴ギャップが見える。励起サブバンドの X 点のエネルギー位置は点より小さい。図中点線は自由電子の ϵ - k 関係を示す。

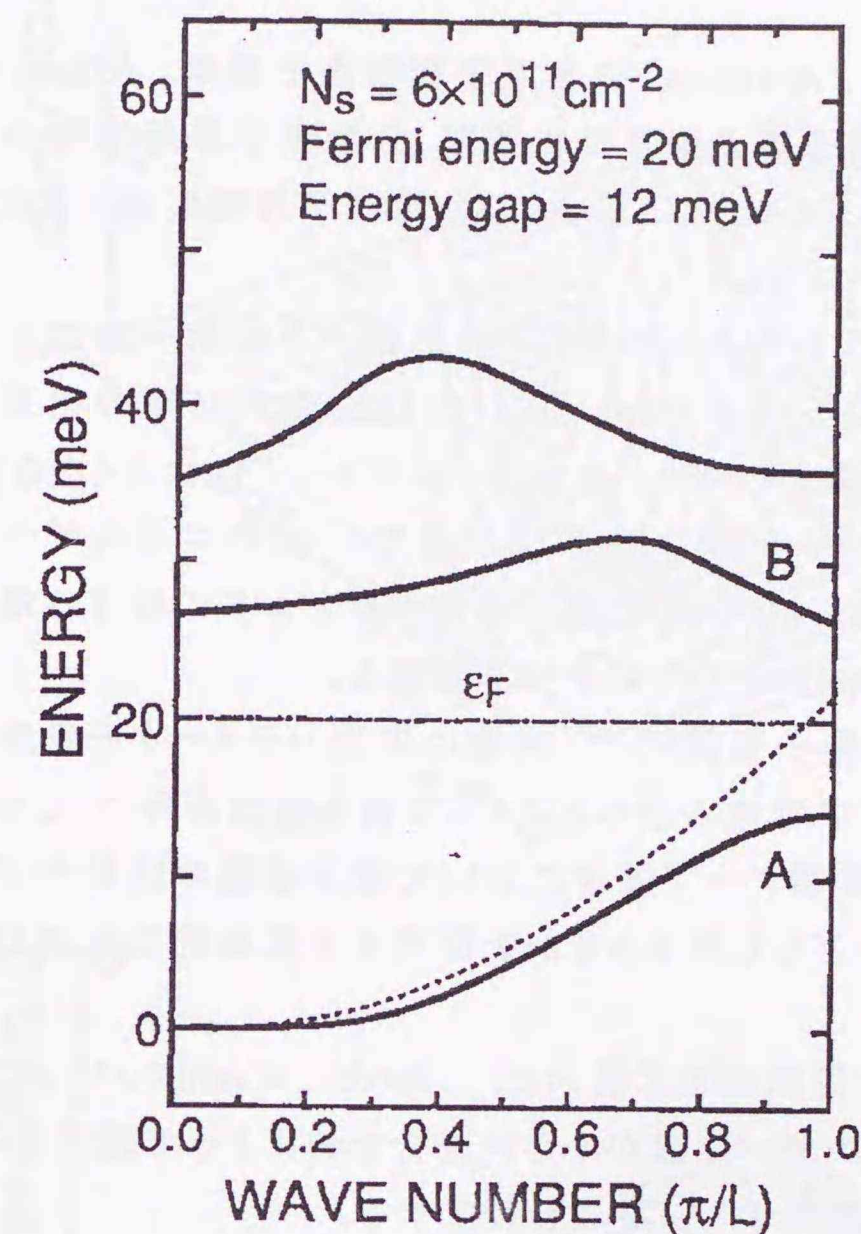


図 4.2.2 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造のバンド構造。図中点線は自由電子の ϵ - k 関係を表す。

図 4.2.3(a)(b)に図 4.2.2 中のバンド図の点 A, B の電子濃度分布を示す。A 点は基底サブバンドに属し、A 点の電子は分数原子層超格子中の GaAs 部分に分布する。一方 B 点は第一励起サブバンドのブリリアンゾーン端にあり、B 点の電子は分数原子層超格子中の GaAs 部分から押し出され、GaAs 層中に分布する。そしてこの場合分布のピークは A 点の電子と違って分数原子層超格子中の AlAs 部分に接する GaAs 層中にある。これは A 点と B 点の波動関数が互いに直交関係にあるためである。

図 4.2.4(a)(b)に図 4.2.2 中のバンド図の基底サブバンド及び励起サブバンドの点の電子濃度分布を示す。この電子分布には以下の特徴がある。基底サブバンドの電子分布にはピークが一つであり、励起サブバンドの電子分布にはピークが二つである。分数原子層超格子のためヘテロ界面に一番近いピークは x 方向に変調を受け、基底サブバ

ンドでは 点、X 点ともに GaAs 部にピークがある。一方励起サブバンドの 点では電子濃度分布に二つのピークが見える。ヘテロ界面から 2 番目のピークは x 方向に振動していない。

ここで計算した電子分布は電子濃度、AlAs/GaAs 分数原子層超格子層厚、AlGaAs 中のドナー濃度、AlAs 及び GaAs 分数原子層の相互拡散距離、分数原子層超格子の基板に対する傾き(2.2.3 節の図 2.3 参照)、AlAs 及び GaAs の分数原子層幅の揺らぎなどのパラメーターにより大きく変わる。

例えば電子濃度が低い場合三角ポテンシャルの閉じこめが弱いため第一励起サブバンドの 点のエネルギー位置が低くなる。また AlAs 及び GaAs 分数原子層の相互拡散距離が短く周期ポテンシャル振幅が大きい時は、X 点のミニギャップは大きくなる。この両方の条件が同時に満足されると、バンド図は図 4.2.2 と異なり 点のエネルギー位置が X 点のエネルギー位置に比べ小さくなる。この時の励起サブバンドに属する電子は図 4.2.3(b)に示した分布でなく図 4.2.4(b)に示した電子分布になる。

このように AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造は構造パラメーターを制御することで間接ギャップ、直接ギャップ半導体のどちらにもなり得る特徴を持つ。しかし実際の AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造において電子状態の励起サブバンドの 点と X 点のエネルギー位置のどちらが小さきかを決定する実験的な証拠はまだない。

このためこれから以降の電子状態の説明はまず図 4.2.2、3(a)(b)、4(a)(b)のバンド図、電子濃度分布に基づいて X 点のエネルギー位置が小さい場合を例にとって説明する。そして必要に応じて 点のエネルギー位置が低い場合も考慮する。

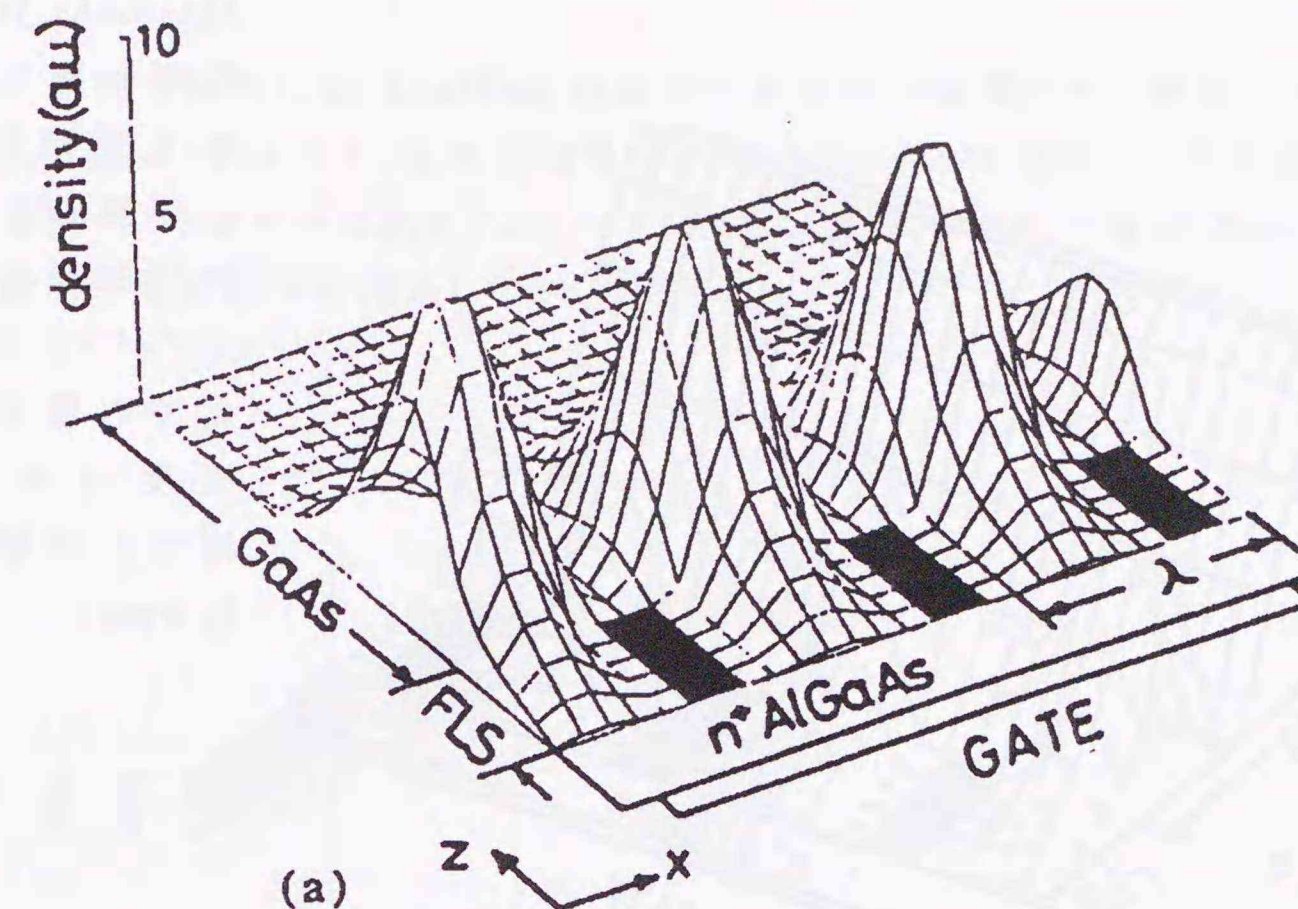
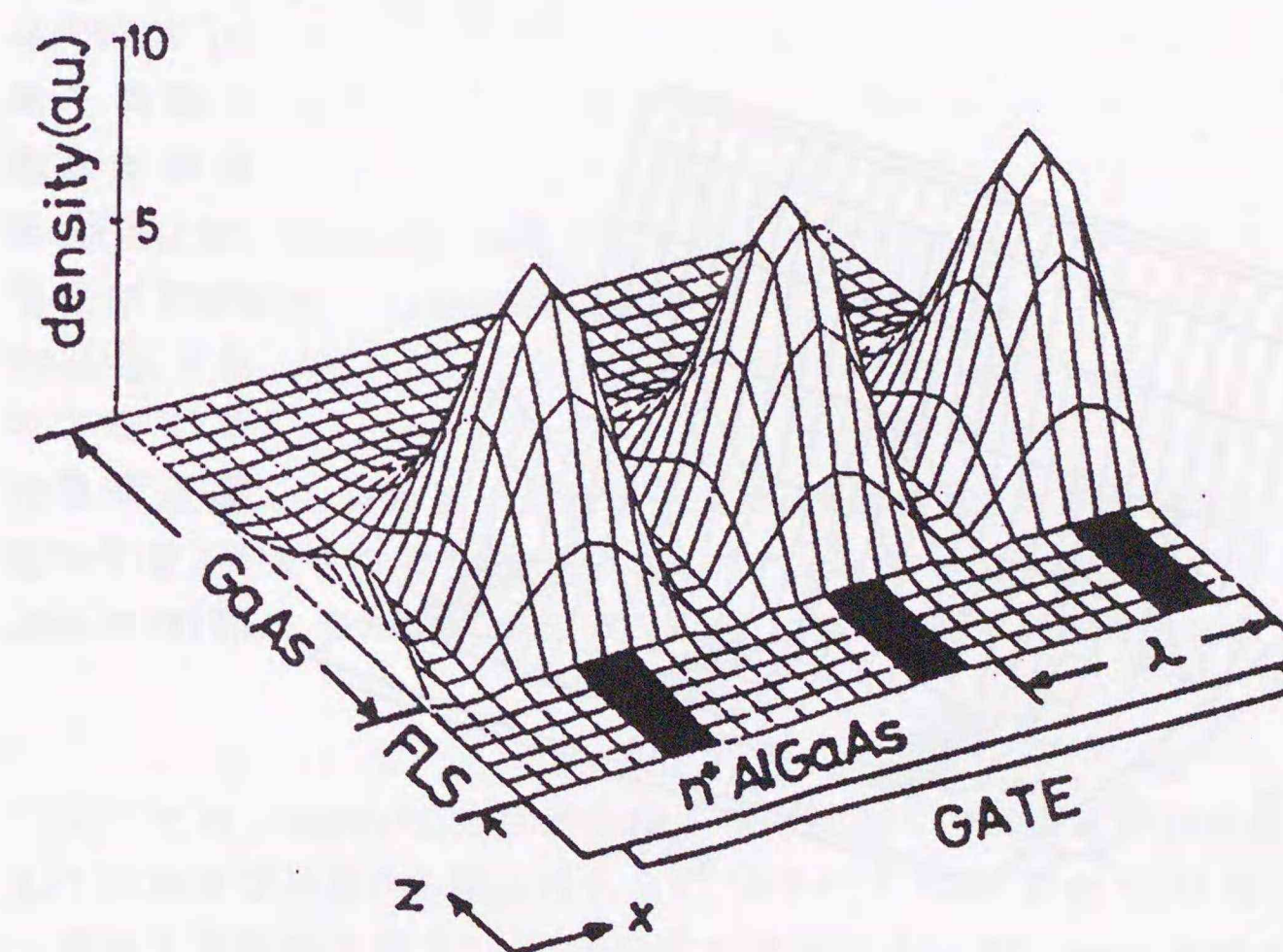


図 4.2.3(a) AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造における基底サブバンド X 点での電子濃度分布(図 4.2.2 中の A 点の電子分布)。格子の間隔は 2 nm。



(b) AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造における励起サブバンド X 点での電子濃度分布(図 4.2.2 中の B 点の電子分布)。格子の間隔は 2 nm。

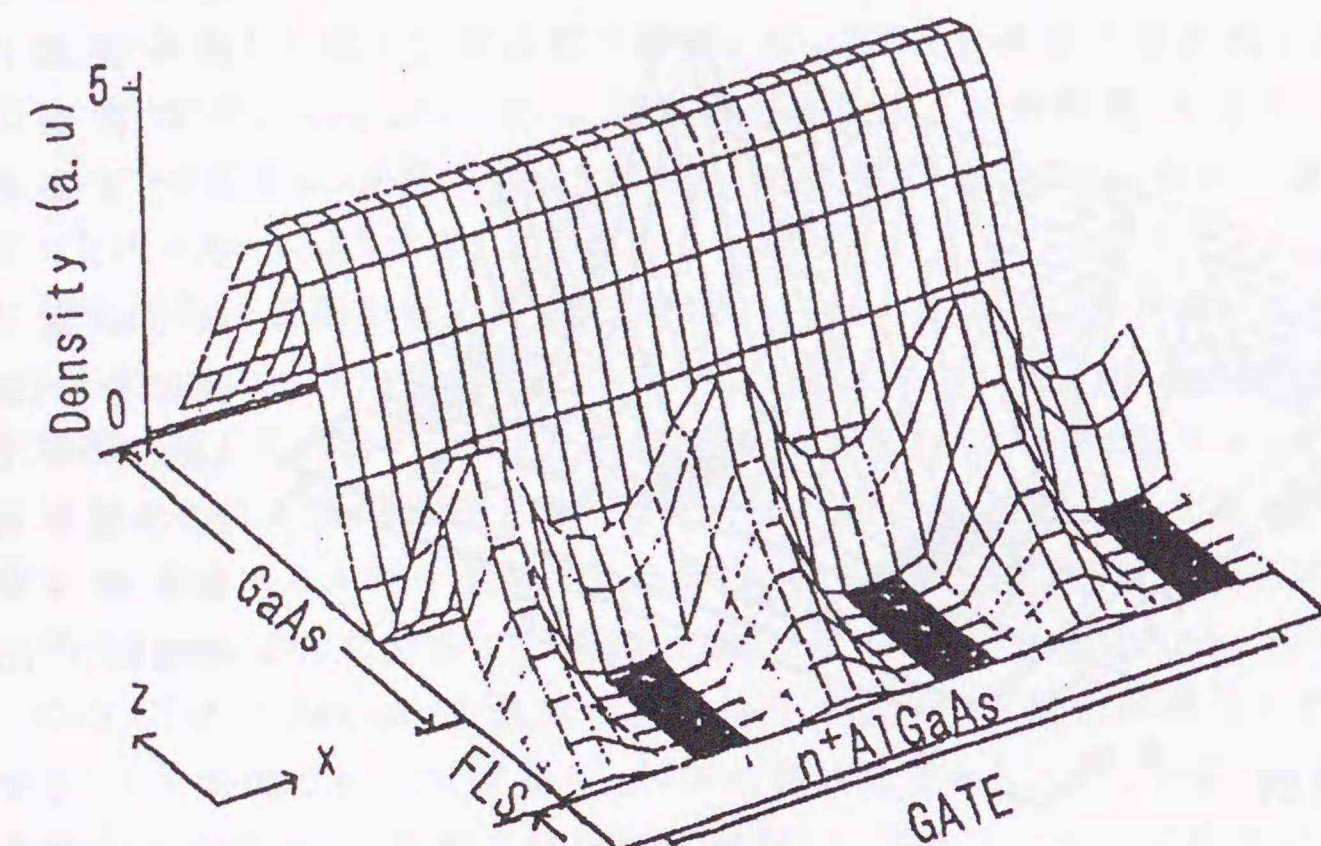
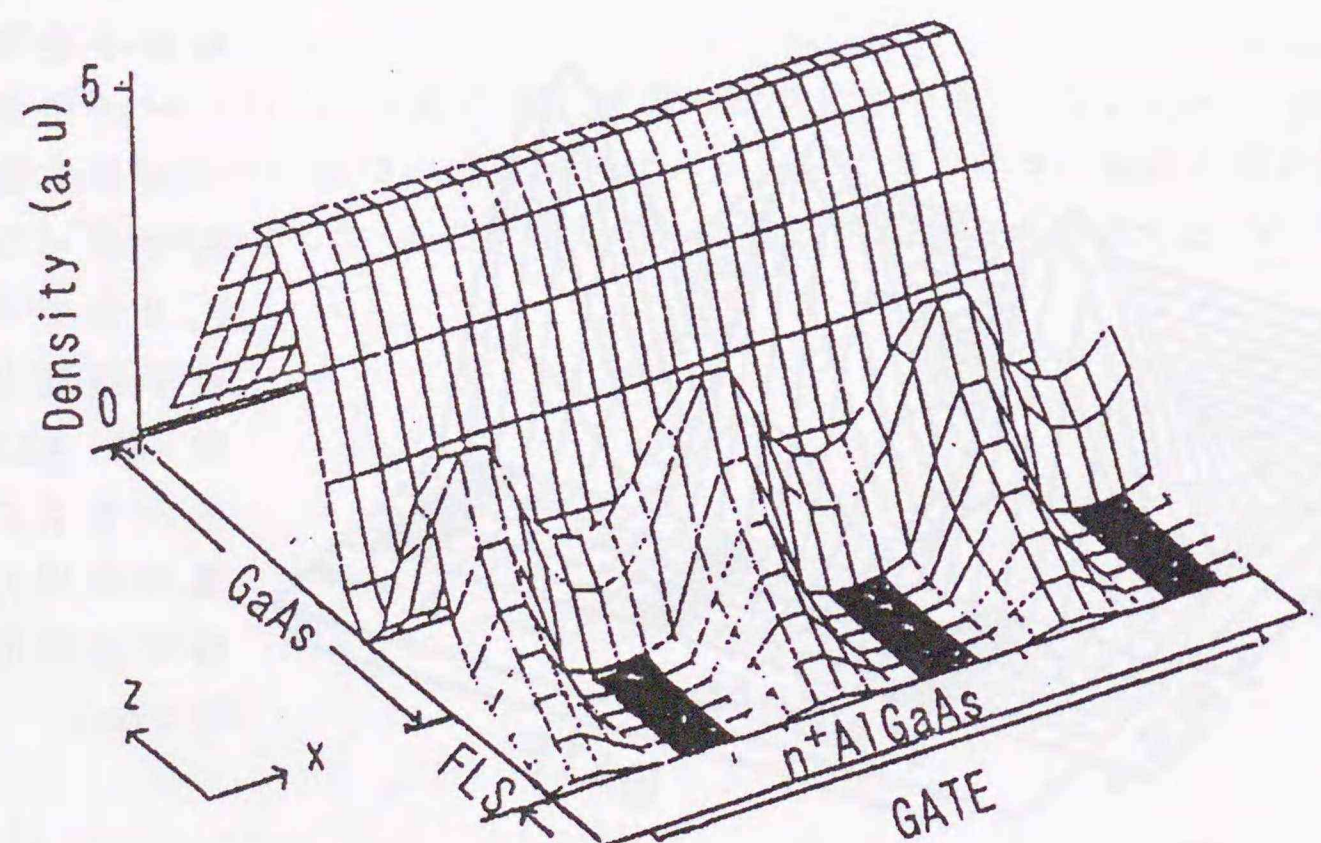


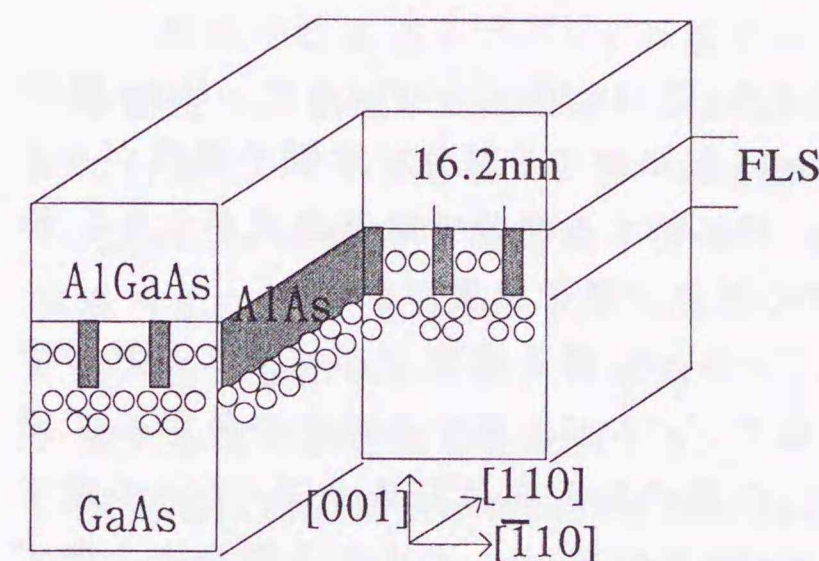
図 4.2.4 (a) AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーピング構造における基底サブバンド Γ 点での電子濃度分布。格子の間隔は 2 nm。



(b) AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーピング構造における励起サブバンドの Γ 点での電子濃度分布。格子の間隔は 2 nm。

4-3 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーピング構造の磁気抵抗

前節で説明した AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーピング構造の実際のウェハー構造を図 4.3.1 に示す。基本的な構造は n^+ -AlGaAs/GaAs 変調ドーピング構造であり、通常の変調ドーピングウェハーにあるノンドープ AlGaAs 層(スペーサー層)の代わりに AlAs/GaAs 分数原子層超格子を挿入したものである。



層構造

n^+ -AlGaAs 層 ($N_d = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)	50 nm
分数原子層超格子 ($(\text{AlAs})_{3/4}(\text{GaAs})_{1/4}$)	20 nm
GaAs 層	200 nm

図 4.3.1 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーピング構造と電子分布図。

図中○により電子分布を模式的に表す。GaAs 部の○は基底サブバンドに属する電子の分布を、GaAs 層の○は励起サブバンドに属する電子の分布を表す。

以下では AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーピング構造中の各層の名前付けを図 4.3.1 に示す下の層から順に行う。まずノンドープ GaAs 層を GaAs 層と、次に AlAs/GaAs 分数原子層超格子層中の AlAs 分数原子層を AlAs 部、GaAs 分数原子層超格子層を GaAs 部、Si ドープ AlGaAs 層を AlGaAs 層と呼ぶ。また Si ドープ AlGaAs 層と AlAs/GaAs 分数原子層超格子層中の GaAs 分数原子層超格子層との界面を、AlGaAs 層と分数原子層超格子層とのヘテロ界面と呼ぶ。

以下で AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーピング構造に期待される新しい物性を予想する。

最初にヘテロ界面に蓄積する電子の分布は x 方向に AlAs/GaAs 分数原子層超格子層と同じ周期を持つため、第 3 章で述べた Wash Board Transistor に比して一桁から二桁程小さい周期の周期ポテンシャルを持つ新しい電子波干渉素子が期待される。

AlGaAs と分数原子層超格子のヘテロ界面に蓄積する電子は AlAs/GaAs 分数原子層超格子周期 16.2 nm の変調を受けて分布する。最初に基底サブバンドを占有する電子を考える。図 4.2.3(a)に示す様に分数原子層超格子の AlAs 部分は伝導帯の底が大きいので電子は溜まることができず GaAs 部分にのみに溜まる。GaAs 部に蓄積した電子分布の裾野が GaAs 層にはみ出しているために、GaAs 層に蓄積する電子も GaAs 部に接する部分の電子濃度が多い。

次に励起サブバンドを占有する電子を考える。図 4.2.3(b)に示すように、GaAs 層の AlAs 部に接する部分で電子濃度が大きく、GaAs 部に接する部分では電子濃度が小さい[4]。基底サブバンドでは GaAs 層内で GaAs 部に接する部分で電子濃度が大きく、励起サブバンドでは GaAs 層内で AlAs 部に接する部分で電子濃度が大きい。

電子が基底及び励起サブバンドを占有しているとき、電子濃度分布はそれぞれのサブバンドに属する電子濃度により決まる。基底サブバンドに属する電子の数が必ず励起サブバンドに属する電子の数より多いので、全電子数分布は基底サブバンドの電子数分布に似ている。図 4.2.3(a)、4(b)に基底サブバンドの X 点、点の電子数分布を示す基底サブバンドの波動関数は GaAs 部にピークを持つことが分かる。

以上の事情より電子波を散乱する周期ポテンシャルは、第 3 章の Wash Board Transistor の周期ポテンシャルのように x 座標だけの関数でなく、 z 座標の関数でもある複雑な形状を持つ。このため一概に GaAs 層の GaAs 部に接する部分と AlAs 部に接する部分それぞれを周期ポテンシャルの障壁部と井戸部とに対応づけるのは難しい。また周期ポテンシャル振幅は z 座標にもよるため、これを一義的に定義することは出来ない。

次に AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造において基底サブバンドの移動度と励起サブバンドの移動度に大きな違いが予測される。こうした移動度の違いは AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造で観測されているが、その場合よりさらに大きい移動度の違いが期待される。

基底サブバンドでは電子は AlGaAs 層及び分数原子層超格子層 AlAs 部に三方を囲まれた GaAs 部と GaAs 部に接する GaAs 層にピークを持つ様に分布している。ピークの z 座標は図 4.2.3(a)よりヘテロ界面から 14 nm 離れている。そして隣り合うピーク同士の間には図 4.2.3(a)の電子分布に示される様に AlAs 部が存在し、オーバーラップが少ない。このため電子は x 方向に運動しにくい擬 1 次元状態を呈している。そしてこの電子は n^+ -AlGaAs 中の荷電不純物に距離的に近い部分にピークを持つことと、成長中の AlAs/GaAs 界面の相互拡散により、電子は分布している GaAs 部が一部混晶化していること及び GaAs 部分の幅が揺らぐことのために、電子は低移動度状態である。

励起サブバンドはブルリアンゾーンの折り畳みにより生じたもので、X 点付近では波

動関数は z 方向に一つの腹を持ち、基底サブバンドの波動関数と大きな差はない。一番大きな違いは励起サブバンドでは電子は GaAs 層内のみに分布する点である。このためピークの z 座標は図 4.2.3(b)よりヘテロ界面から 18 nm 離れている。電子分布は基底状態と同様に x 方向に大きな変調を受けるものの、隣り合うピーク同士の間には図 4.2.3(b)の電子分布に示される様に障壁となる AlAs 部はなく、 x 方向にも運動可能と考えられる。

電子は荷電不純物から分数原子層超格子層厚だけ離れているので通常の変調ドープ構造中の電子と同程度の移動度を持つ。このように AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造では基底サブバンドの電子の移動度が低いため、基底及び励起サブバンドの移動度に移動度に大きな違いがある。こうして移動度が大きく異なるチャンネルが空間的に分離されて形成されているため移動度変調効果が期待される。

AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造でこれまでに予想した物性が実際に実現可能か、またそれ以外に未知の新物性があるか調べるために、電子状態を実験的に調べる必要がある。このため本節では AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造の磁気抵抗の測定結果を説明する。

磁気抵抗測定に用いた試料は長さ 250 μ m、幅 25 μ m のチャンネルの両端に 2 つの電流端子を持ち、チャンネルを 3 等分する場所のチャンネル両側に合わせて 4 つの電圧端子を持つむかで型形状である。磁気抵抗測定は磁場 0 ~ 8T の範囲で温度 4.2K における条件下で行った。配置は横磁場配置で磁場を試料に垂直に印加した。印加したゲート電圧変化時に試料が高抵抗化して試料に高電圧が印加される事故を防ぐため、試料両端に定電圧を印加する方法を採用した。印加電圧は 1 mV で、チャンネルを流れる電流と対向する電極間のホール電圧を測定した。

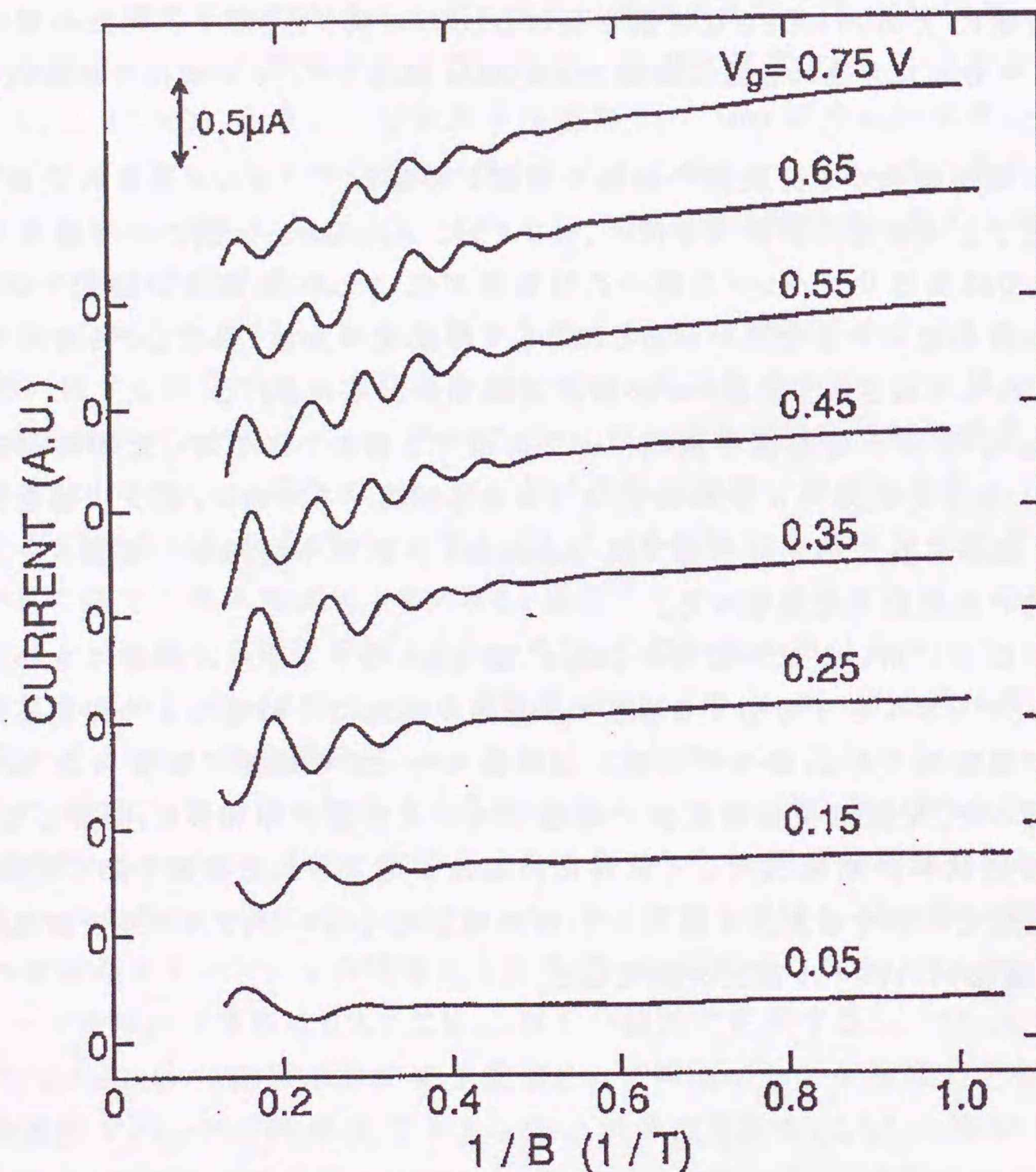


図 4.3.2 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造における電流を超格子に沿って流した時のシュブニコフ・ド・ハース振動。

AlAs/GaAs 分数原子層超格子に沿って電流を流した場合と、横切る様に流した場合で大きな異方性がある。まず広いゲート電圧範囲で電流が流れる AlAs/GaAs 分数原子層超格子に沿って電流を流した場合のシュブニコフ・ド・ハース(SdH)振動を図 4.3.2 示す。ゲート電圧を減らしていくと、電流が減少するとともに振動周期が大きくなるのが分かる。

4.3.1 Weiss 振動

本節では AlAs/GaAs 分数原子層超格子を横切る方向に電流を流した場合の磁場 8T 以下の領域での磁気抵抗の議論を行う。サブミクロン周期の周期ポテンシャル系では周期ポテンシャルに直交方向に電流を流すとシュブニコフ・ド・ハース(SdH)振動と異なる磁気振動が観測されることが報告されている(Weiss 振動)[5, 6, 7]。

シュブニコフ振動はランダウレベルがフェルミエネルギーを横切るときに電気伝導度がピークになる。特性磁場 B_s は電子濃度に比例し、

$$B_s = \left(\Delta \frac{1}{B} \right)_{SdH}^{-1} \quad (4-4)$$

$$= \frac{\pi \hbar}{e} N_s$$

と表される。この特性磁場 B_s を用いて低磁場領域($\omega_c \tau < 1$)における電気伝導度のシュブニコフ振動成分 σ_{oscxx} は

$$\text{SdH Osc.} \dots \sigma_{xx}^{osc} \propto -\cos\left(\frac{2\pi B_s}{B}\right) \quad (4-5)$$

と表される[8]。式(4-5)のコサイン関数の引数が $2\pi(n + 1/2)$ の時電気伝導度がピークになることとランダウレベルがフェルミエネルギーを横切るときに電気伝導度がピークになることより、ランダウレベル($E_n = \hbar \omega_c(n + 1/2)$: ω_c サイクロトロン周波数)が導かれる。

一方 Weiss 振動は低磁場で観測される振動である。印加磁場を変えていくとサイクロトロン軌道半径が周期の整数倍に次々に等しくなり、これにより磁気振動が現れてくる現象である。Weiss 振動の特性磁場 B_w は、

$$B_w = \left(\Delta \frac{1}{B} \right)_w^{-1} \quad (L: \text{周期ポテンシャル周期}) \quad (4-6)$$

$$= \frac{2\hbar k_F}{eL}$$

と表され、フェルミ波数に比例し、周期ポテンシャル周期に反比例する。磁気抵抗のピーク磁場位置の Fan 図より、ピークを与える磁場(B_m)は

$$B_m = \frac{B_w}{m + \frac{1}{4}} \quad (m=1,2,\dots) \quad (4-7)$$

なることが実験的に知られている[5, 6]。式(4-7)で決まる磁場(B_m)で電気伝導度がピークになるためには、特性磁場 B_w を用いて電気伝導度の振動成分が、

$$\text{Weiss Osc.} \dots \sigma_{xx}^{osc} \propto \sin\left(\frac{2\pi B_w}{B}\right) \quad (4-8)$$

となれば十分である。また文献(5)のレーザー光の干渉縞により作製したサブミクロンオーダーの周期でサイン関数的形状を持つ周期ポテンシャル系ではサイン関数の引数が1より十分大きい時(m が大きい時)式(4-8)が成立する[8]。

本節の周期ポテンシャルは周期が16 nmと短いので式(4-8)が成り立つことは自明ではない。しかし Weiss 振動[5]と以下の共通点があることより式(4-8)を仮定する。

図 4.3.4 に示す磁気振動は m が3から7までの振動であること。

電流が周期ポテンシャルに平行と垂直のときの磁気振動の位相が 180° 異なること。

周期ポテンシャルの形状が矩形関数的でなくサイン関数的と考えられること。

(AlAs と GaAs の相互拡散及び波動関数の広がりと周期が同程度であるため)

電子濃度が $7 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ の時シュブニコフ振動の特性磁場 B_s はおよそ 14T 程度であり、1T 以上で振動が観測される。一方周期が 200 nm の時は Weiss 振動の特性磁場 B_w は 1.3T となり、サイクロトロン軌道半径が周期より短い時には振動はないことを反映して磁場 0.2T 以下で観測される[5]。それに対して AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造の Weiss 振動の特性磁場 B_w は 14T となり、シュブニコフ振動の場合と同じ値をとる。

AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造の磁気振動からシュブニコフ振動と Weiss 振動を分離するのは困難である。なぜなら両者とも 1T から 7T 程度の磁場領域で磁場の逆数に対して周期的に振動するためである。

本節では両振動による電気伝導度(σ_{xx})の磁場依存性が、それぞれ式(4-5, 8)であることを利用して、同じ特性磁場であってもコサイン関数のサインフーリエ変換の値はゼロであり、サイン関数のそれはピークになる性質を利用して、それぞれの抽出分離を行う方法を提案する。

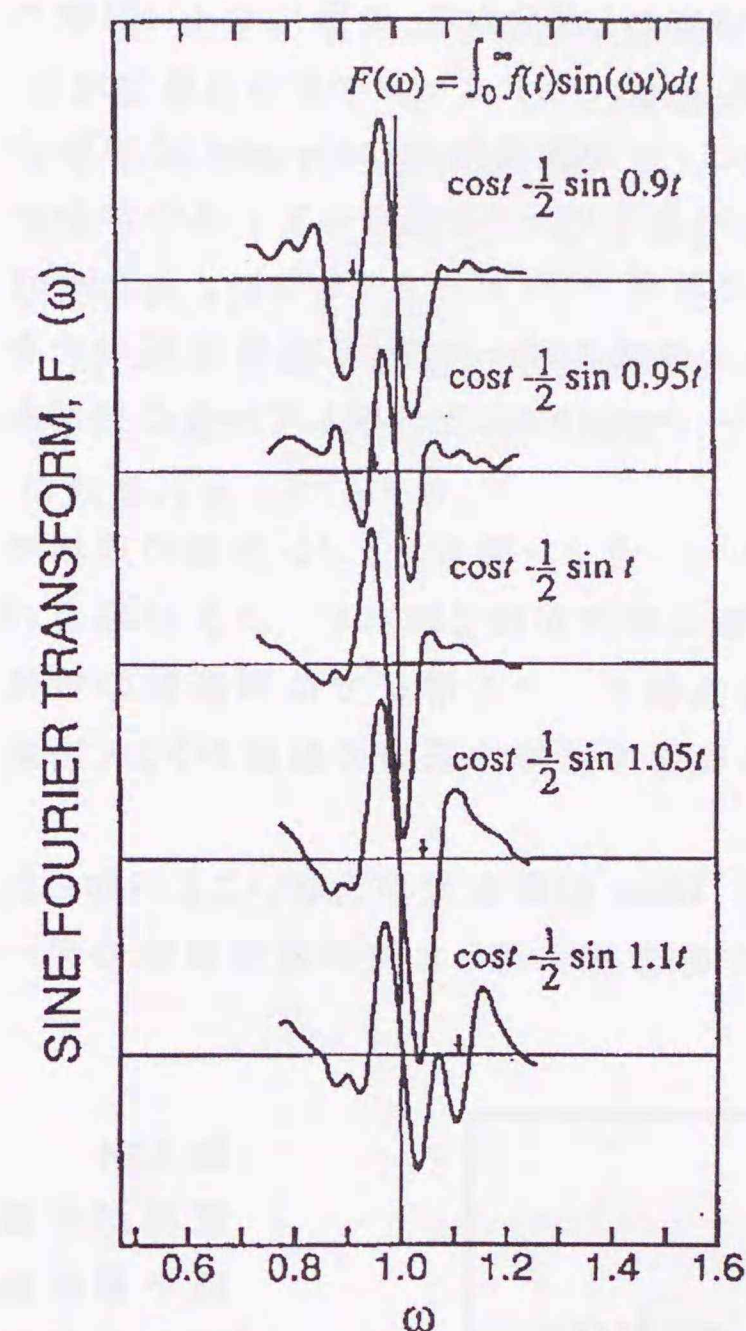


図 4.3.3

サインフーリエ変換によりサイン振動とコサイン振動の二つの振動を分離するシミュレーション。

変換の手順を以下に示す。

1. 電気伝導度の磁気依存性($\sigma_{xx}(B)$)を $1/B$ の関数に変換する。
2. サインフーリエ変換しパワースペクトル $\Sigma(B)$ を作る。
3. パワースペクトルの特徴

特性磁場 B_s ではパワースペクトル $\Sigma(B_s)$ は 0 になる。

特性磁場 B_w ではパワースペクトル $\Sigma(B_w)$ はピークになる。

図 4.3.3 にサイン振動とコサイン振動の分離を示すシミュレーションを示す。シミュレーションにあたり以下のことを仮定した。

1. データ点を実験データと同じにした。
2. サイン関数の振幅をコサイン関数の振幅の半分にする。
3. サイン関数の周期の ω を 0.9 倍から 1.1 倍まで変化させる。

図 4.3.3 より $\omega=1$ はパワースペクトルの零点であることが分かる。矢印はサイン関数の周期の位置を示し、 $\omega = 0.9, 1.1$ の時矢印に対応したところにピークがあるのが分かる。しかし $\omega = 0.95, 1.05$ では矢印の場所に分離したピークを観測出来ない。 $\omega=1.05$ の場合はサイン関数のピークがコサイン関数の零点の片側のピークと重なっているのが分かる。サイン関数の周期が 1 の場合 $\omega = 1$ の場所は零点でなくピークでもない。 $\omega=0.9, 1.1$ のとき、サイン関数のピークとコサイン関数の零点の脇のピーク値より振動振幅の比を予測できる。振幅の比が $1/2$ のときには両者のピークは 10%以上分離している必要がある。

以上それぞれの周期が 10%以上離れていないとコサイン関数とサイン関数の周期の分離は完全に出来ないことが分かる。また両関数の周期が同じ時はピーク及び零点のいずれも周期を与えないことが分かる。これより実験データの解析では両振動の特性磁場が一致する値が 14T なので、 $14 \pm 1.4\text{T}$ の範囲では特性磁場の分離がうまく出来ないことを意味する。

周期ポテンシャルに垂直に電流を流した時に Weiss 振動振幅が大きいことが知られているので、電流を分数原子超格子層に垂直 ([110]) 方向に流した時の磁気振動のデータを取り扱う。

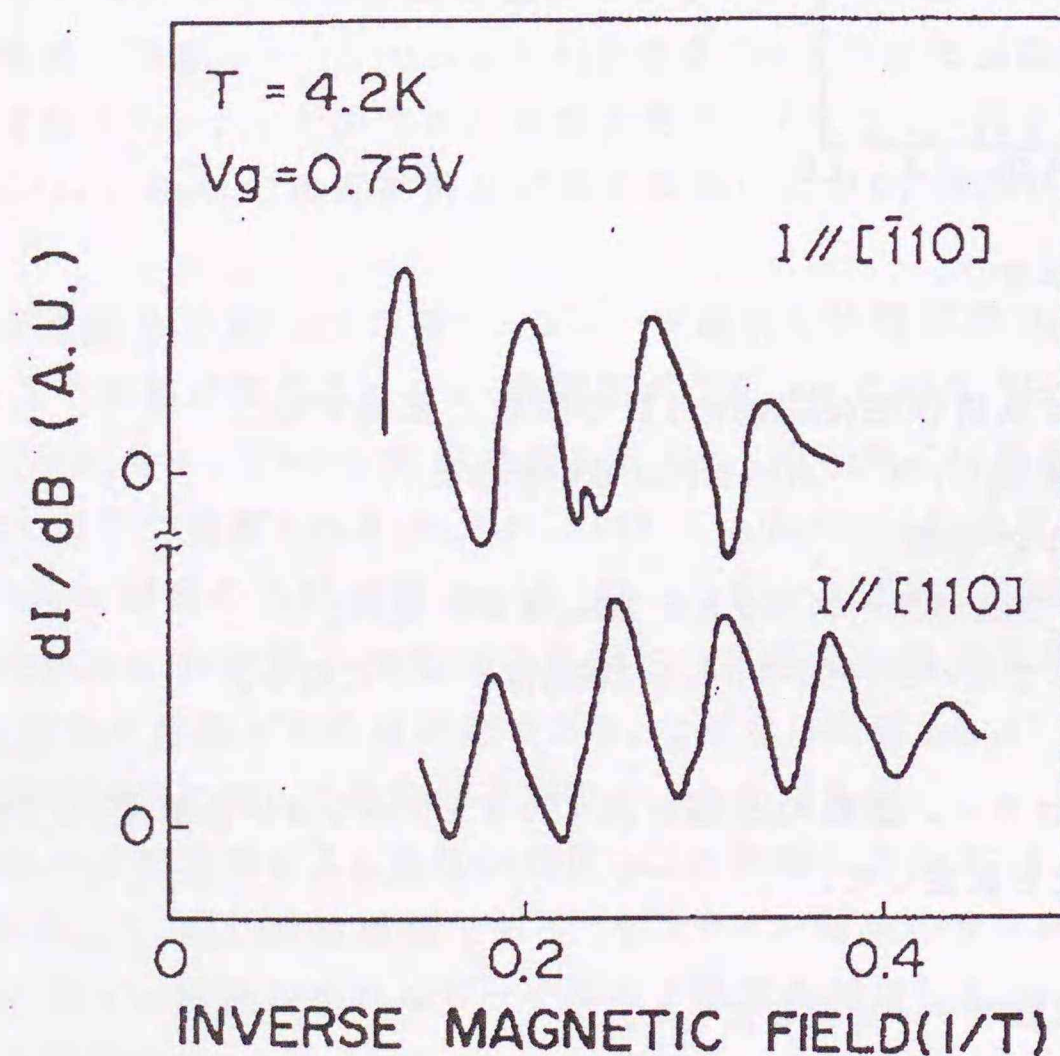


図 4.3.4
電流が分数原子層超格子に垂直 ([110]) 及び平行 ([110]) 方向の時の磁場の逆数 ($1/B$) に対する電流の磁場微分特性。垂直と平行方向で振動の位相が 180° 異なる。

図 4.3.4 に電流を分数原子超格子層に垂直 ([110]) 方向に流した時の電流の磁場微分を磁場の逆数に対して示す。電流が分数原子層超格子に垂直方向と平行方向に流れる場合で振動の位相が 180° 異なる。これは周期ポテンシャル系の磁気振動では周期ポテンシャルに垂直及び平行の磁気抵抗振動の位相が 180° 異なることに対応すると思われる [9]。

図 4.3.4 で単一周期の磁気振動が観測されているのがわかる。また測定した最大の $1/B$ は 0.4T^{-1} のため、フーリエ変換して求められるパワースペクトル関数の特性磁場の分解能は約 2.5T となる。

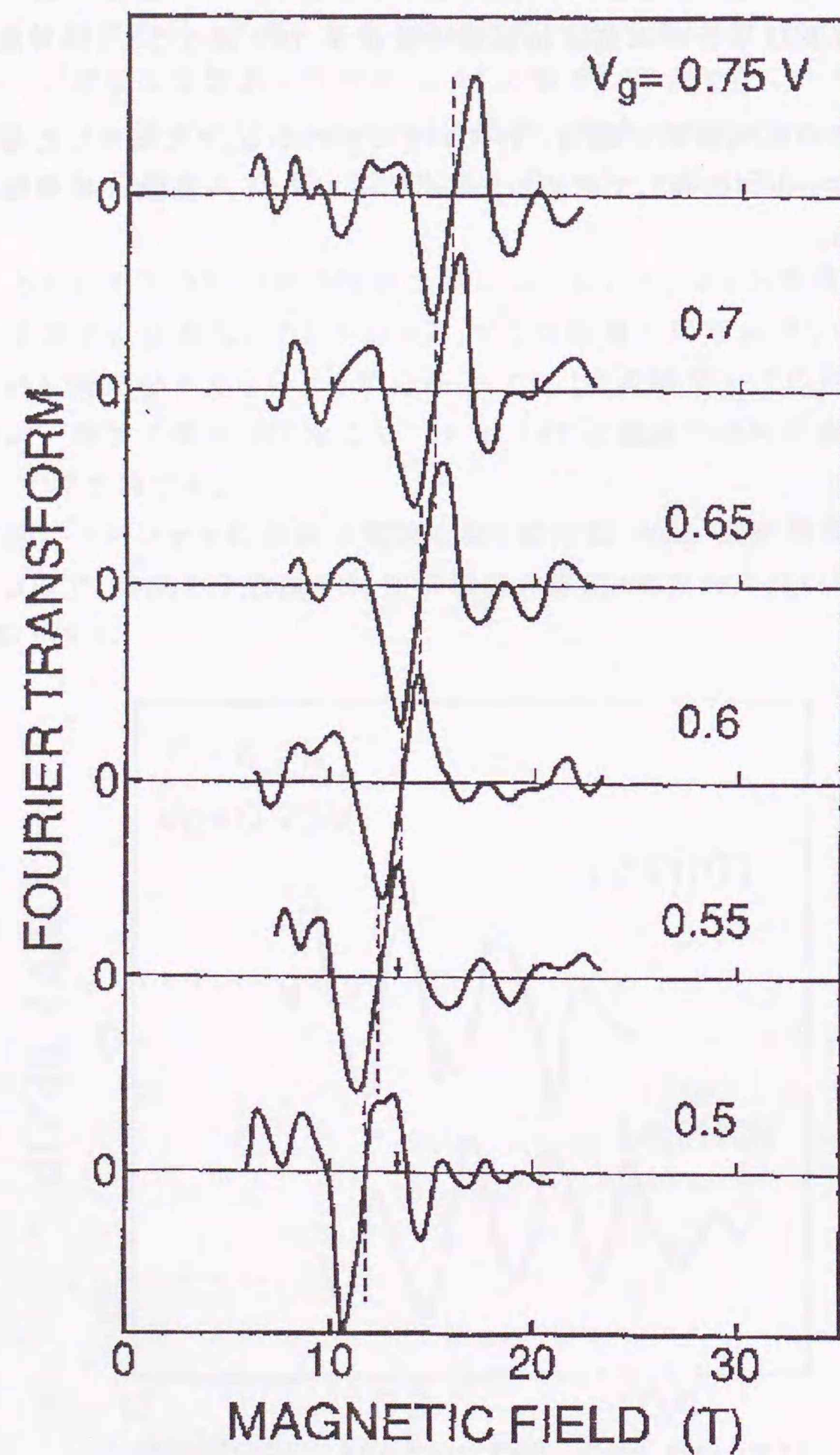


図 4.3.5 磁気振動のパワースペクトル関数のゲート電圧依存性。シュブニコフ振動の特性磁場 B_s を点線で、Weiss 振動の特性磁場 B_w を矢印で示す。

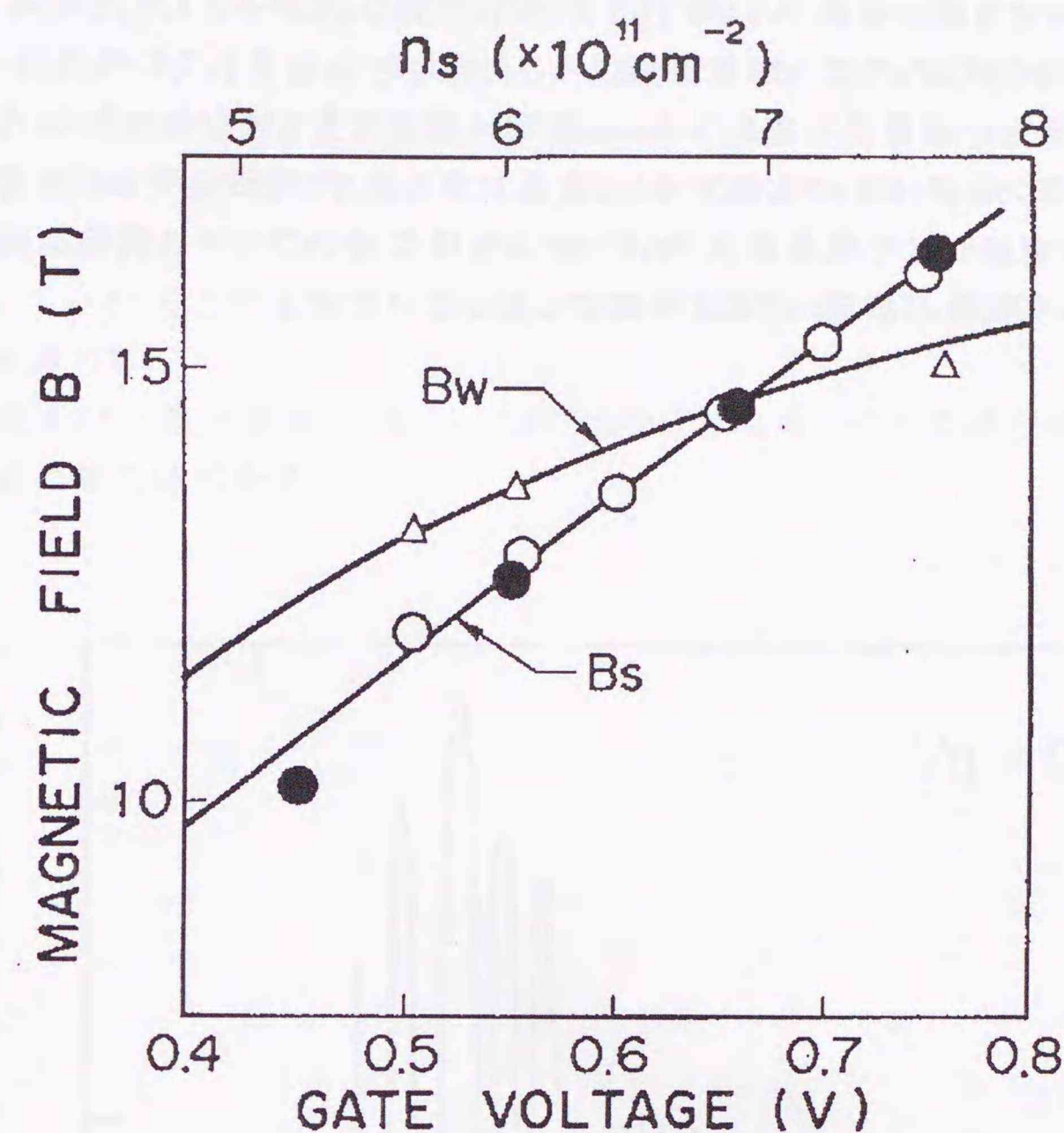


図 4.3.6 特性磁場 B_s (○、●) と特性磁場 B_w (△) のゲート電圧依存性。電流方向が周期ポテンシャルに垂直の場合を ○、△ で、平行の場合を ● で示す。上横軸は電子濃度を示す。

図 4.3.5 に磁気振動のパワースペクトル関数のゲート電圧依存性を示す。シュブニコフ振動の特性磁場 B_s は図中点線で示され、ゲート電圧に比例して増加している。ゲート電圧 0.75V の時はシュブニコフ振動の特性磁場の零点の低磁場側の脇のピークに重畳するようにピークが観測され、ゲート電圧 0.5V の時はシュブニコフ振動の特性磁場の零点の高磁場側の脇のピークに重畳するようにピークが観測される。

ゲート電圧 0.75V, 0.55V, 0.5V のときのスペクトラムに見られる矢印は式 (4-6) より計算される磁場位置である。矢印の位置にピークが観測されるため、このピークは Weiss 振動のピークと示唆される。またゲート電圧 0.55V のときはシュブニコフ振動の零点の高磁場側の脇のピークと Weiss 振動のピークが重なっているように見える。

シュブニコフ振動の特性磁場の零点 B_s と Weiss 振動の特性磁場のピーク B_w が近くゲート電圧 0.65V ではサインフリーエ変換の分解能のため両者は融合し、 B_s と B_w の

判別が難しい。

図 4.3.6 にシュブニコフ振動の特性磁場 B_s と Weiss 振動の特性磁場 B_w のゲート電圧依存性を示す。式(4-4)より特性磁場 B_s は電子濃度 N_s に比例し、式(4-6)より特性磁場 B_w はゲート電圧 0.65V 付近以外では $\sqrt{N_s}$ に比例することがわかる。いままで特性磁場 B_w が特性磁場 B_s より大きい場合はいままで Weiss 振動が観測できていなかったが、今回その領域で特性磁場 B_w が $\sqrt{N_s}$ に比例することを見いだした。分解能の不足のため両者が交差するゲート電圧 0.65V, 電子濃度 $7 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ なる時に、シュブニコフ振動と Weiss 振動にはクロスオーバー現象があるかはまだ明確にはなっていない。

4.3.2 磁気トンネリング

本節においても AlAs/GaAs 分数原子層超格子に沿って電流を流した場合の磁気抵抗の議論を行う。前節までで議論した磁気振動は、Weiss 振動を除けばすべて単一周期の磁気振動である。このことから AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造は電子濃度 $8 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ までの範囲には励起サブバンドがあるか疑問になる。一方 4.2 節の電子状態の計算ではこの電子濃度の値では電子は励起サブバンドを占有し重要な役目をしている。そこで本節では励起サブバンド観測に注目し、磁気トンネリング現象の議論を進める。

図 4.3.7 に観測領域を $1/B = 1.2 \text{T}^{-1}$ まで広げた場合の分数原子層超格子変調ドープ構造の磁気抵抗を示す。

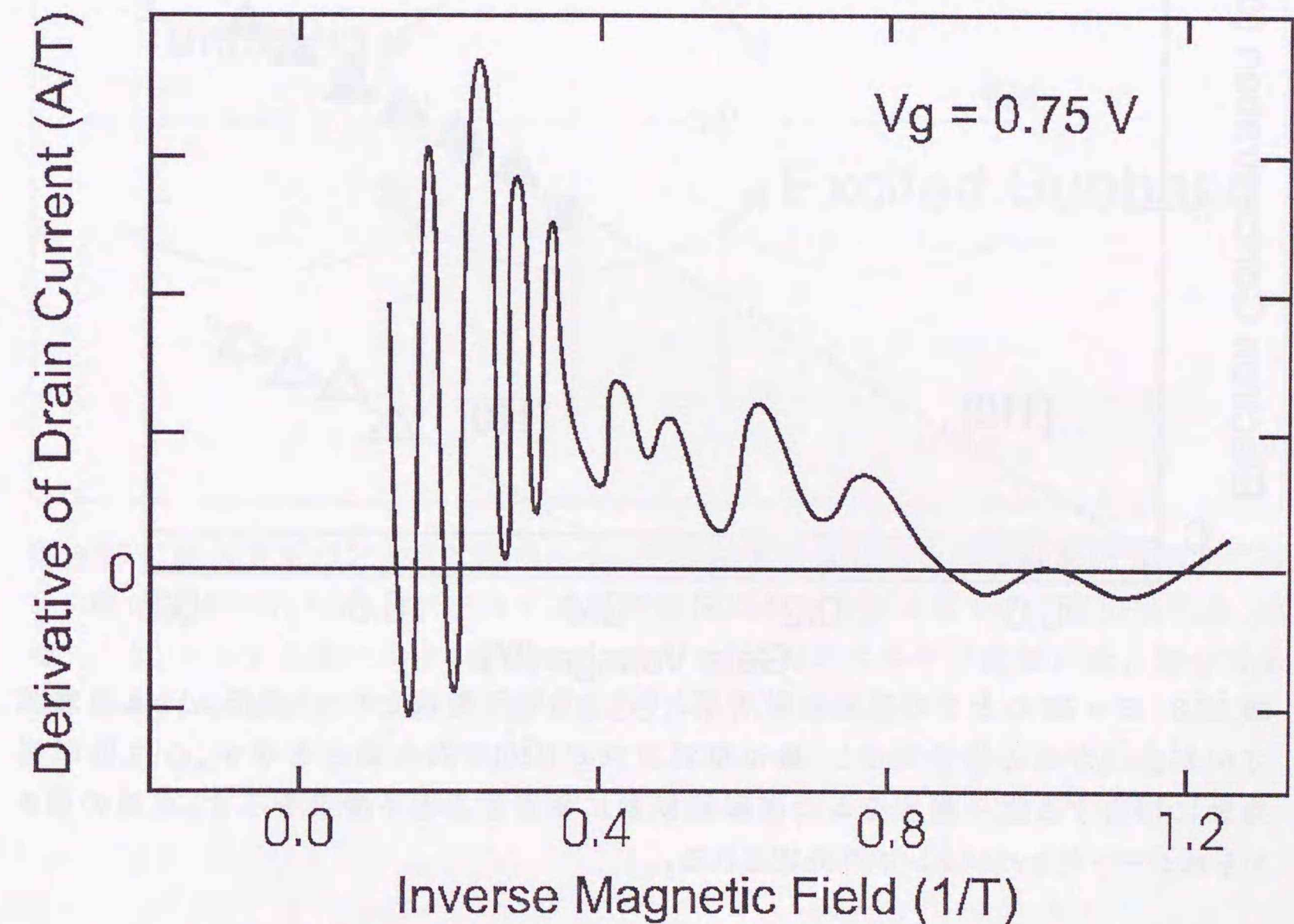


図 4.3.7 分数原子層超格子変調ドープ構造における温度 4.2K で電流を分数原子層超格子に垂直に流した時の磁気抵抗。

磁気振動では $1/B = 0.5T^{-1}$ ($B = 2T$) の上下で振動周期が大きく変わる。 $1/B < 0.5T^{-1}$ なる領域では細かな単一周期の磁気振動が、そして $1T^{-1} > 1/B > 0.5T^{-1}$ となる領域では長周期の単一の磁気振動が観測される。

さらにゲート電圧を変えながら同様の磁気測定を行い、 $1/B = 0.5T^{-1}$ の上下の振動周期より求められる電子濃度を図 4.3.8 に示す。電子濃度は $B = 2T$ の上下の磁気振動より決められる 2 種類を示す。また高磁場領域の振動に関しては電流の向きが周期ポテンシャルに平行及び垂直の場合の 2 種類を示す。図 4.3.8 には周期ポテンシャルに平行および垂直方向のドレイン電流を同時に示す。

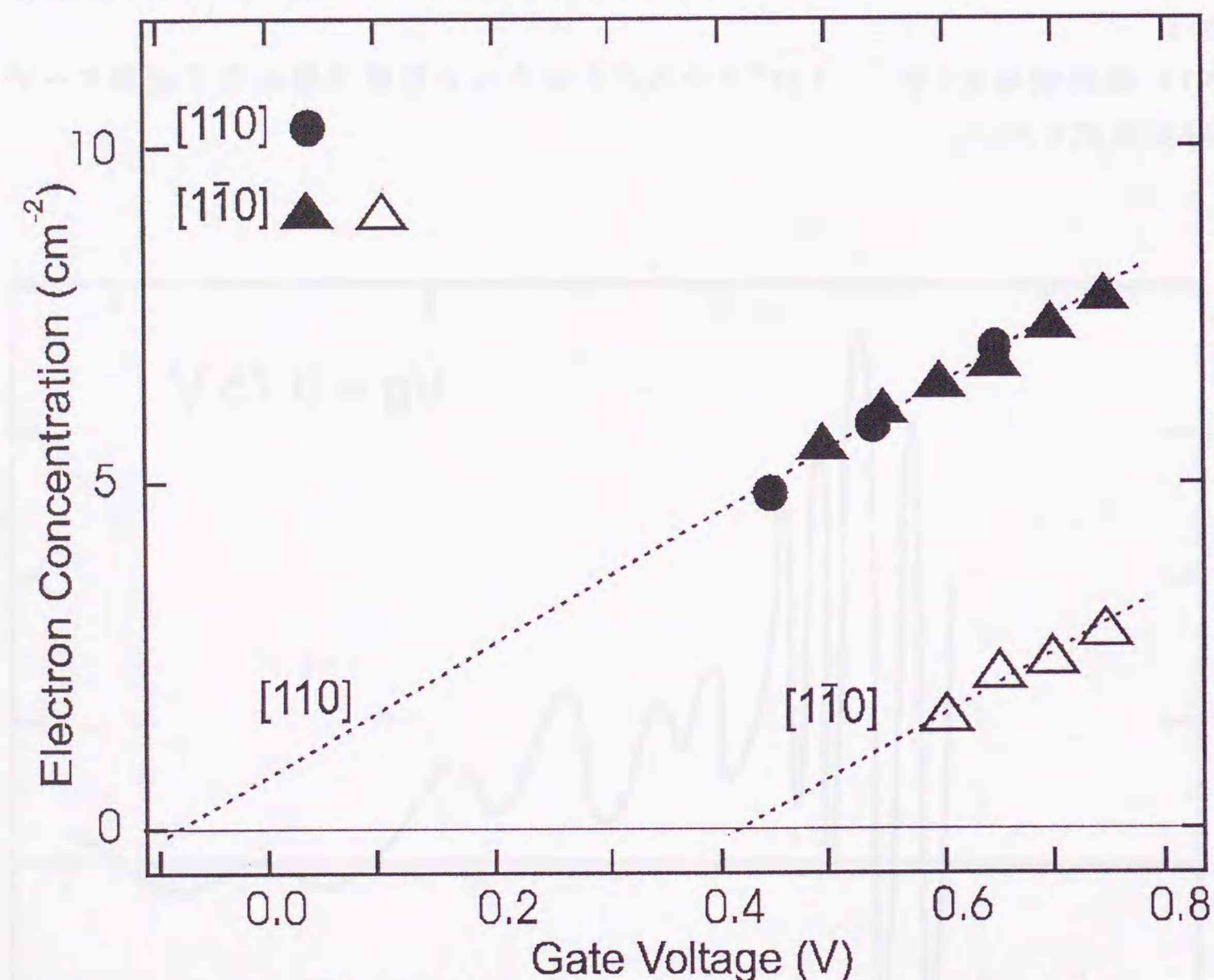


図 4.3.8 $B = 2T$ の上下の磁気振動周期より決まる電子濃度とゲート電圧。 Δ 、 $\blacktriangle$ は電流方向が $[110]$ 方向の場合を示し、 $\bullet$ は電流方向が $[110]$ 方向の場合を示す。 Δ は低磁場振動に相当する電子濃度を、 $\blacktriangle$ は高磁場振動に相当する電子濃度を示す。点線の傾きからはゲートキャパシタンスが決定される。

低磁場領域での磁気振動の周期に相当する電子濃度(以下低磁場振動に相当する電子濃度と呼ぶ)と、高磁場領域での磁気振動の周期に相当する電子濃度(高磁場振動に相当する電子濃度と呼ぶ)の直線は平行である。図中の点線の傾きは $1.4 \times 10^{-7} F/cm^2$ に相当し、AlGaAs 層厚と分数原子層超格子層厚より決まるキャパシタンス $1.5 \times 10^{-7} F/cm^2$

に等しくなる。また周期ポテンシャルに垂直に電流を流した場合のドレイン電流振動は平行方向に流したドレイン電流振動より大きい。

低磁場振動に相当する電子濃度と高磁場振動に相当する電子濃度がそれぞれ励起サブバンドと基底サブバンドに属する電子と考えてみる。するとそれぞれのサブバンドの電子数の増加率はそれぞれのサブバンドの状態密度の比で決まる。しかし基底サブバンドは 1 次元的で励起サブバンドは 2 次元であることを考えるとそれぞれの状態密度が異なりその結果傾きが異なる。またゲートキャパシタンスはそれぞれの傾きの和であり $2.8 \times 10^{-7} F/cm^2$ となり、AlGaAs 層厚及び分数原子層超格子層厚 (70 nm) をうまく説明できない。また磁場 2T での振動周期の変化もうまく説明できない。

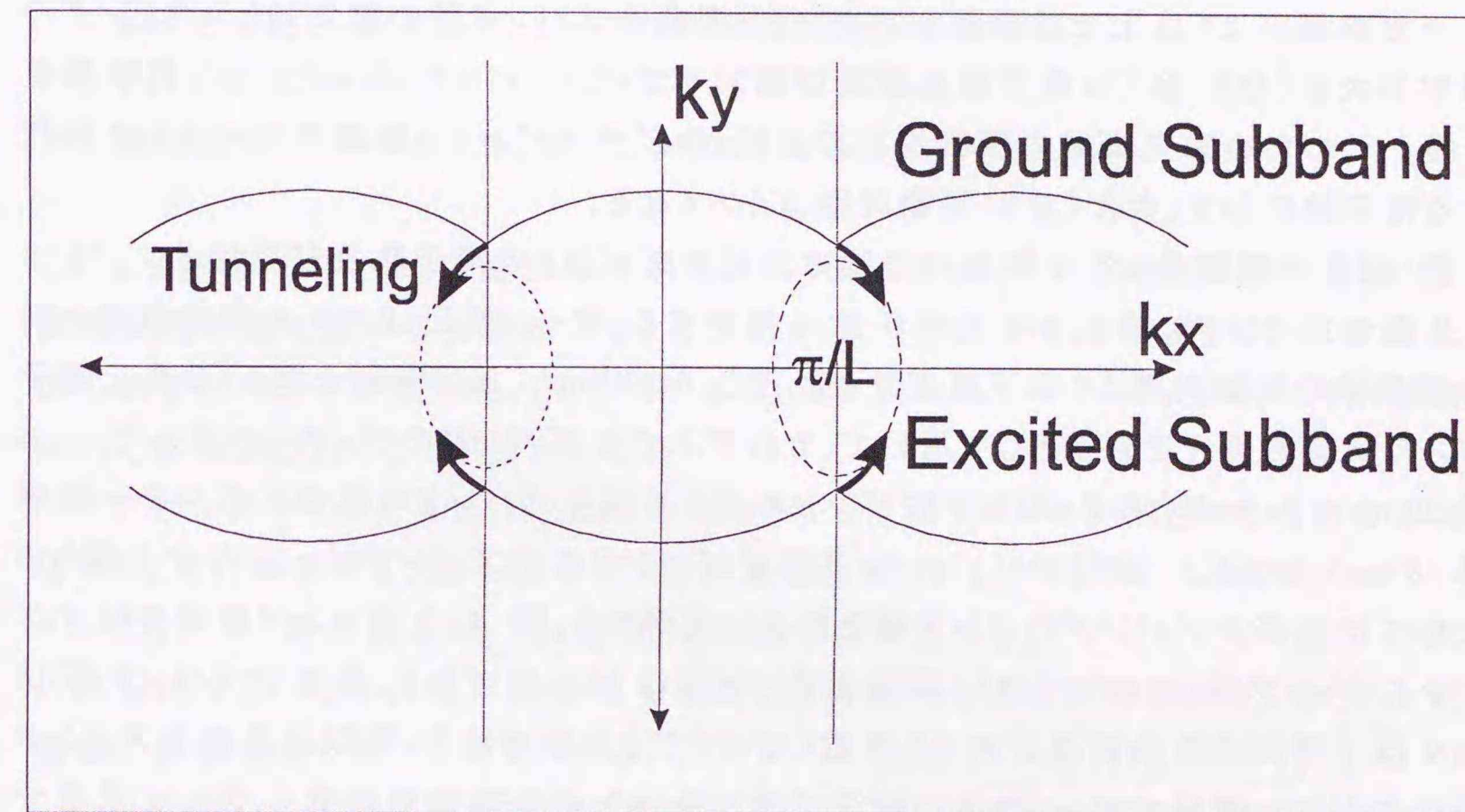


図 4.3.9 励起サブバンドの X 点のエネルギー位置が低い場合の励起及び基底サブバンド間の磁気的トンネリングを示す運動量空間における等エネルギー面の模式図。磁気トンネリングを点線で示す。励起サブバンドの X 点のエネルギー位置が低い場合は磁気トンネリングは基底サブバンド間で起こる。

次にこの振動周期の変化は分数原子層超格子により生じた励起サブバンドと基底サブバンド間の磁氣的トンネリング現象を用いて説明する。

図 4.3.9 に分数原子層超格子変調ドープ構造の k -空間での模式的な等エネルギー線を示す。分数原子層超格子による折り返しの効果で励起サブバンドの極小はブリリアンゾーンに位置する。磁場が 2T 以下ではサブバンド間の遷移確率が小さくほとんど磁氣的トンネリングが起これず、電子は励起サブバンド内で小さな周回軌道を描く。周回軌道が囲む面積は磁気振動の振動周期の逆数(電子濃度)に比例する。このため磁気振動の振動周期の逆数(励起サブバンドに存在する電子数)は小さく、振動周期は大きくなる。

一方磁場が 2T 以上では励起サブバンドと基底サブバンド間の磁氣的トンネリングの確率が大きくなり、多くの電子は基底及び励起サブバンドにまたがって大きな周回軌道を描く。このため磁気振動の振動周期の逆数(励起サブバンドと基底サブバンドに存在する電子数の和)は大きくなり、振動周期は小さくなる。

図 4.3.7 で観測される 2 種類の振動は励起サブバンドの電子数及び励起サブバンドと基底サブバンドに存在する全電子数に相当する。ゲート電圧 0.75V の時低磁場と高磁場領域の振動周期より電子濃度はそれぞれ $8 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$, $3 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ となる。2 次元電子ガスの状態密度を近似値として用いて、それぞれのサブバンドのフェルミエネルギー ϵ_F は 29 meV, 11 meV となる。励起サブバンドの底と基底サブバンドの底のエネルギー間隔は 18 meV となる。励起サブバンドと基底サブバンドのサブバンドギャップを見積もるためには基底サブバンドのバンド幅を知る必要がある。図 4.2.2 のバンド構造ではサブバンドギャップは 12 meV であり、基底サブバンド幅は 14 meV である。基底サブバンド幅 14 meV は x 方向の有効質量が約 1.5 倍重くなったことに相当する。実際は基底サブバンドのエネルギー領域では x 方向に電流が流れないため有効質量は重く、従って基底サブバンド幅は小さいと思われる。このため以下の磁気トンネリングの遷移確率の計算には、基底サブバンド幅を meV として励起サブバンドのエネルギー位置とサブバンドギャップの値をそれぞれ 18 meV と近似する。

フェルミエネルギーが励起サブバンドのエネルギー位置より小さく電子が励起サブバンドを占有する前は電流は周期ポテンシャルに沿ってのみ流れ、フェルミエネルギーが励起サブバンドのエネルギー位置を越えて電子が励起サブバンドを占有し始めると周期ポテンシャルに直交するよう電流が流れる始める。これを第 3 章の Wash Board Transistor の場合と比較して比べると、励起サブバンドのエネルギー位置は Wash Board Transistor における周期ポテンシャル振幅に相当することが分かる。この励起サブバンドのエネルギー位置は AlAs と GaAs の伝導帯の底のエネルギー差(約 1 eV)の約五十分の一程度である。

上の仮説を検証するために磁氣的トンネリングによるサブバンド間のトンネル遷移確率を計算する。サブバンド間のトンネル遷移確率 P は、強磁場極限及び弱磁場極限の

両者の場合とも自由電子近似を用いた時、

$$P \propto \exp\left(-\frac{K\Delta^2}{\epsilon_F \hbar \omega_c}\right) \quad (4-9)$$

K: 定数、 Δ : サブバンドギャップ、

と同じ表式で表されることが知られている[9]。本節では自由電子近似の式(4-9)を用いてサブバンド間のトンネル遷移確率 P を評価する。

K=1 と仮定し $\Delta=18 \text{ meV}$ 、 $\epsilon_F=29 \text{ meV}$ を式(4-9)に代入する。

B=1、2、3T の時

遷移確率 $\propto$ 約 0.01, 約 0.1, 約 0.2 となる。

これより磁場 1.6T 付近で遷移確率が急速に大きくなっていて、実験結果の磁場 2T で振動周期が急に変わる実験結果をよく説明することが分かる。このようにこの系は 2 つ以上のサブバンドが電子を占有しているが、磁氣的トンネリングにより単一周磁気振動のみが観測されることが分かった。

サブバンドギャップ Δ に 18 meV を用いたことは磁気トンネルが起こる磁場を過大評価したことに相当する。図 4.4.2 のバンド構造図の値 12 meV をサブバンドギャップの値として用いると遷移確率は 1.2T 付近で急速に立ち上がる。サブバンドギャップが正確に決定出来ないことが遷移確率立ち上がり磁場値へ与える影響は小さく、上記の議論に影響を与えないと考えられる。

この結果 2T 以上の磁気振動の周期に対応するのが基底サブバンドと励起サブバンドに存在する全電子数であり、2T 以下の領域での磁気振動の周期に対応するのが励起サブバンドに存在する電子数となる。

こうした観点から図 4.3.8 を見直してみる。全電子数のゲート電圧依存性の傾きはキャパシタンス($1.4 \times 10^{-7} \text{F/cm}^2$)を与えなくてはならない。この値は n^+ -AlGaAs 層厚と AlAs/GaAs 分数原子層超格子層厚の和(70 nm)より計算されるキャパシタンス($1.5 \times 10^{-7} \text{F/cm}^2$)と等しい。

また図 4.3.8 で電子濃度のゲート電圧に対する増加の傾きが等しい。これは基底サブバンドは一次元的であるため、状態密度はサブバンド端から $1/\sqrt{\epsilon}$ で減少するが、一方励起サブバンドは二次元的であるために状態密度が一定であることによる。即ち磁気振動を測定しているエネルギー領域では、励起サブバンドの状態密度が大きく、ゲート電圧により誘起された電子は大部分が励起状態を占有する。

以上図 4.3.9 に示す磁氣的トンネリングのモデルが正しいことが分かる。

4-4 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造の閾電圧と局在

本節では AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造の電流の閾電圧、電子濃度の閾電圧と線幅揺らぎによる局在について考察する[10]。図 4.3.8 より全電子数が 0 になる電子濃度の閾電圧は図中の点線を外挿することにより $V_{th}^0 = -0.09V$ となる。これはドレイン電流が流れ始める電流の閾電圧 $V_{th}^i = 0.17V$ と異なる。この電圧差 $0.26V$ に対応する電子数 $2.4 \times 10^{11} cm^{-2}$ の電子が伝導に寄与していない。この電子が AlAs/GaAs 分数原子層超格子の GaAs 細線部の線幅揺らぎとどの様に関係するか以下に述べる。

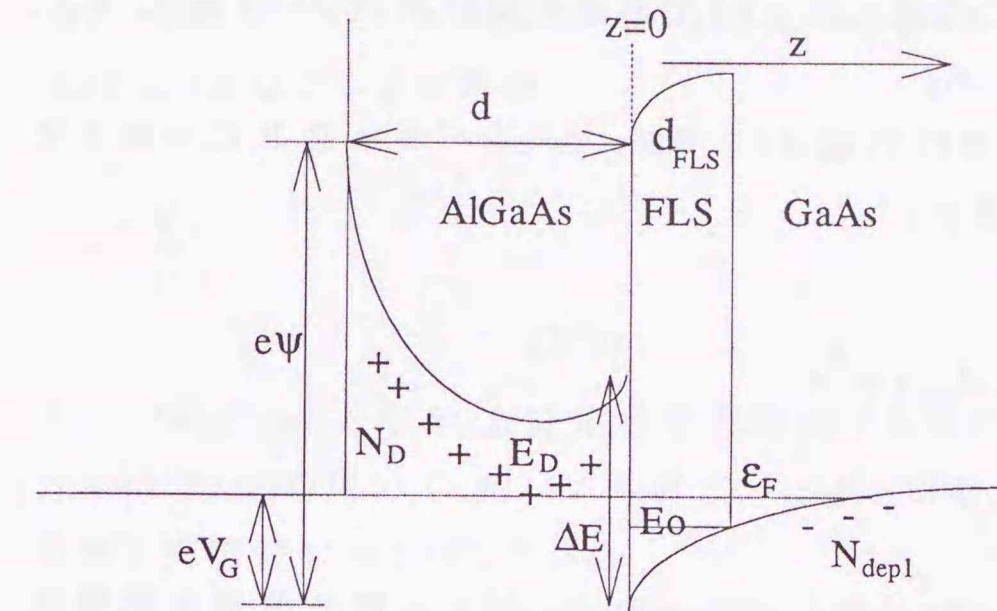
4.1 節で言及した AlAs/GaAs 分数原子層超格子成長中の AlAs/GaAs の相互拡散の拡散距離が $0.5 nm$ のため、AlAs/GaAs 分数原子層超格子の GaAs 細線部の線幅は $12.15 \pm 1.0 nm$ の揺らぎを持つ。また細線方向に線幅が揺らぐ頻度は基板傾斜角の傾斜方向が $[110]$ 方向からどれだけずれているかに依存する[3]。実際傾斜方向がほとんど $[110]$ 方向である基板に成長した時、透過電子顕微鏡の視野 ($300 nm \times 300 nm$) 内では分数原子層超格子の線幅揺らぎがないことが分かる[3]。このためここでは GaAs 細線部の線幅は $300 nm$ 以内では変化がないと仮定する。

すると細線が狭い部分と広い部分での量子化エネルギーの差は、

$$\Delta E = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\left(\frac{\pi}{W-2\delta} \right)^2 - \left(\frac{\pi}{W+2\delta} \right)^2 \right) \quad (4-10)$$

$W = 12nm \quad \delta = 0.5nm$
 $\Delta E \cong 13meV$

となる。エネルギー $13 meV$ に相当する電子濃度 $3.7 \times 10^{11} cm^{-2}$ の電子が伝導できず局在している。式(4-10)で見積もった電子数は局在電子数の上限を与えるため、図 4.3.8 から見積もられる電子濃度 $2.4 \times 10^{11} cm^{-2}$ は線幅揺らぎにより局在した電子の数と考えられる。



N_D :	AlGaAs 層ドナー濃度	N_{depl} :	GaAs 層のアクセプター濃度
E_F :	フェルミエネルギー	V_G :	ゲート電圧
ψ :	ショットキーバリアー高さ	d :	AlGaAs 層厚
d_{FLS} :	分数原子層超格子層厚	ΔE :	伝導帯底のエネルギー差
E_o :	基底サブバンドエネルギー		
$z=0$:	AlGaAs/分数原子層超格子層界面		
E_D :	AlGaAs 層中 Si ドナーのイオン化エネルギー		

図 4.4.1 ゲート電圧 V_G を印加した状態におけるバンド図。

次に AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造に蓄積される最大電子濃度について考える。AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造のバンド図を通常の変調ドープ構造と同様な図 4.4.1 の様に近似して考える。図より蓄積可能全電子数は、

$$N_{max} = \sqrt{\frac{2\kappa N_D (\Delta E_c - E_o - E_D)}{e}} - N_{depl} \quad (4-11)$$

となる。ここで

$$N_D = 5 \times 10^{17} cm^{-3} \quad E_D = 92meV \quad \Delta E = 0.3eV$$

$$\psi = 1eV \quad E_o = 100meV \quad N_{depl} = 5 \times 10^{10} cm^{-2}$$

を代入し、 $N_{\max} = 7.5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ となる。この値は図 4.3.8 の最大電子濃度 $8 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ と近く、図 4.4.1 のモデルが正しいことが分かる。

最後に電子濃度の閾電圧の計算を行う。図 4.4.1 でフェルミレベル ϵ_F を E に一致させて電子濃度ゼロにする。すると閾電圧は、

$$V_{th}^n = \psi - \frac{eN_D d^2}{2\kappa} - \frac{\Delta E_c}{e} + \frac{e}{\kappa} N_{depl}(d + d_{FLS}) + \frac{E_c}{e} \quad (4-12)$$

となり、電子濃度の閾電圧 V_{th}^n は -1.2V となる。この値は図 4.3.8 の電子濃度の閾電圧 -0.09V 及び電流の閾電圧 0.17V と 1V 以上異なる。

この違いはモデル図 4.4.1 で考慮していない相互拡散のためと考える。図 4.4.2 で示すように AlAs と GaAs 界面での Al, Ga の相互拡散の影響が AlGaAs 層・分数原子層部 GaAs 界面に与え、界面が急峻でないことを反映していると思われる。

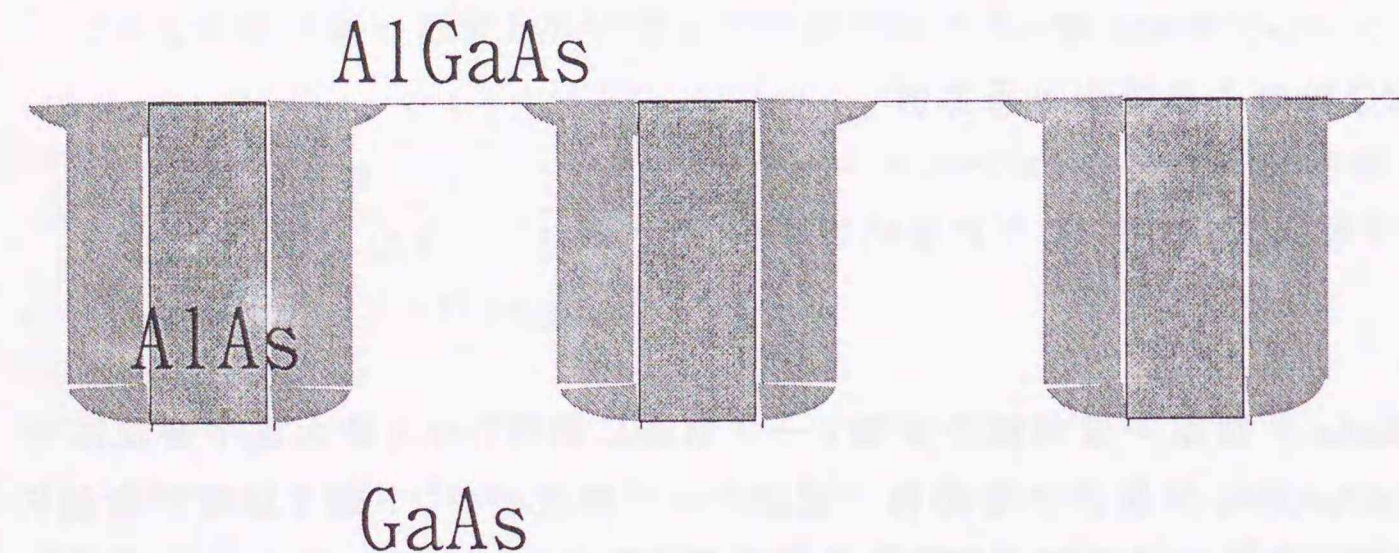


図 4.4.2 AlGaAs 層・分数原子層超格子 GaAs 部の界面の相互拡散を説明する模式図。斜線部は 1% 以上の Al が混入している相互拡散領域を示す。相互拡散領域は 4.1 節で述べた相互拡散距離 (0.5 nm) の 5 倍程度の領域を占める。

図 4.4.1 で $z=0$ の界面に Al が混入するとグレーディッドな組成変化が生じる。このグレーディッドな組成変化がつくるビルトイン電界の大きさを見積もる。

例として図 4.4.2 に示すように界面の GaAs 部に 1% の Al が混入したため、伝導帯の底が 10 meV 上昇した場合を考える。相互拡散距離 0.5 nm だけ z 方向に進むと Al の混入比率は $1/e$ となり伝導帯の底のエネルギーは 3 meV に下がる。これより生じるされるビルトイン電界は $-1.4 \times 10^7 \text{V/m} = (3 \text{ mV} - 10 \text{ mV}) / 0.5 \text{ nm}$ となる。界面における負の電界を打ち

消し、伝導帯の底のエネルギーが z 方向へフラットな状態をつくるために必要な電子濃度の大きさはガウスの定理

$$E = \frac{eN_s}{\kappa}$$

より、 $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ となる。上記電子数を誘起するために、4.3 節で求めたキャパシタンス ($1.4 \times 10^{-7} \text{F/cm}^2$) を用いて、約 1V の電圧が必要となる。この電圧は電子濃度の閾電圧の計算値と実験値の差と同じである。

以上より AlGaAs 層・分数原子層超格子 GaAs 部へテロ界面での相互拡散によりテロ界面 GaAs 部には 1% 程度の Al が混入していると思われる。

4-5 AlAs/GaAs 分数原子層超格子を持つ量子細線素子

量子細線素子[11,12]では、図 4.5.1 に示す様に電流を分数原子層超格子に沿った方向([110]方向)に流す。この場合、4.2 節で述べた様に、波動関数が空間的に分離されているため、移動度の異なるチャンネルが空間的に分離されて形成される。また 4.4 節で述べたように分数原子層超格子の GaAs 部の細線幅揺らぎに由来する局在状態を積極的に利用した移動度変調効果が期待される。本節では局在状態を利用した移動度変調効果[12]を説明する。

量子細線素子は AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造ウェハのノンドープ AlGaAs スペース層のかわりに分数原子層超格子を用いた構造で、電流を分数原子層超格子に沿う[110]方向に流す(図 4.5.1)。

以下に量子細線素子作製手順を示す。4.1 節で説明する手順で周期 16.2 nm の AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造ウェハ(層構造を図 4.5.1 に示す)を作製した。また分数原子層超格子成長時の原料交互供給を行わず同時供給を行い、212 秒の成長時間が半分になる以外残りの条件は全く変えずに分数原子層超格子層の代わりに AlGaAs 層を成長した変調ドープウェハも比較のために引き続いて作製した。

AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造ウェハは前節でも説明したように電気伝導度に異方性を持つこと、及び 2 つのサブバンドを電子が占有しているため、結晶の品質を評価する尺度としての移動度、電子濃度の見積もりが困難である。このため引き続き成長した変調ドープウェハの移動度・電子濃度を、AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造ウェハの品質を示す指標として用いる。移動度は温度 4.2K において約 $20,000\text{cm}^2/\text{Vs}$ (電子濃度 $8 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$)となるが、この移動度の値は非常に低い。これはステップフロー成長を起こすため V 族原子と III 族原子の供給量比を 150 として As の供給量を大きくしたためと考えられる。

移動度 $20,000\text{cm}^2/\text{Vs}$ 、電子濃度 $4 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$ の AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造では非弾性散乱の緩和時間が温度 4.2K で 8 ps であるので[13]、可干渉距離 L は約 $0.5\mu\text{m}$ になる。また AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造極微細構造(線幅 $0.1 \sim 0.2\mu\text{m}$)では可干渉距離 $L\phi$ は約 $0.1 \sim 0.2\mu\text{m}$ である[14]。このため AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造でも可干渉距離 L は約 $0.1 \sim 0.5\mu\text{m}$ であると考えられる。

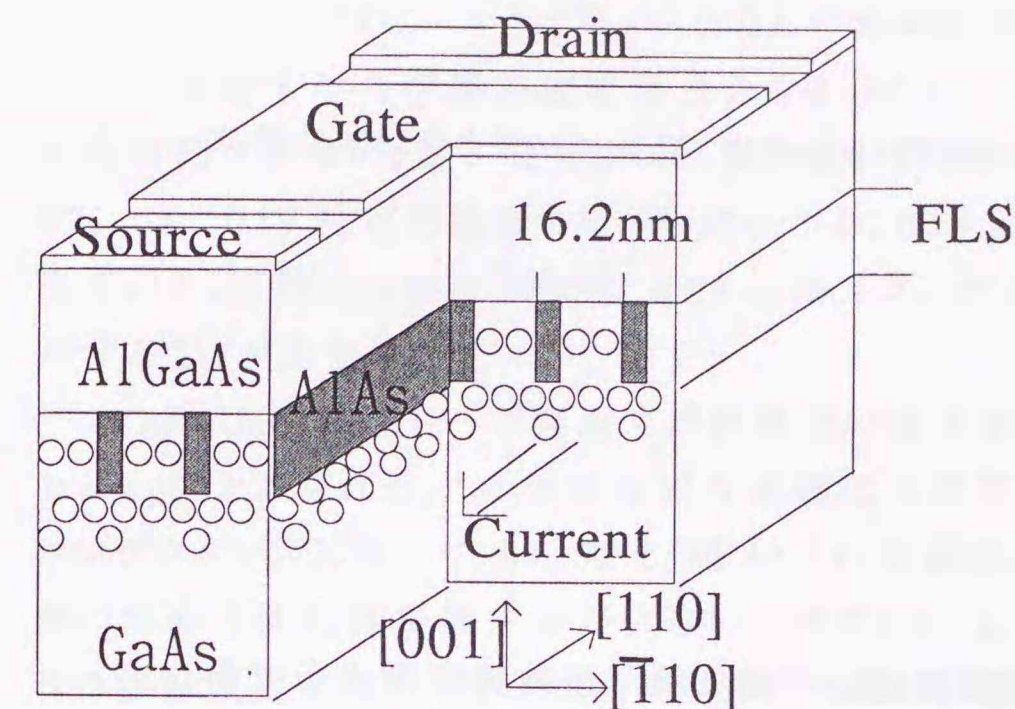


図 4.5.1
分数原子層超格子を用いた量子細線素子の構造。
電子を分数原子層超格子に沿う方向に流す。

分数原子層超格子層	層厚	20 nm	周期	16.2 nm
GaAs 分数原子層		3/4 原子層		
AlAs 分数原子層		1/4 原子層		
AlGaAs 層厚		50 nm		
Si ドナー濃度		$5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$		

ひきつづき(1)素子分離、(2)オーム性電極作製工程及び(3)ゲート電極作製工程を行う。

- (1) 分数原子層超格子に沿う方向に電流を流すようチャンネル形状(チャンネル長 $40\mu\text{m}$ 、チャンネル幅 $100\mu\text{m}$)をフォトマスクを用いて光露光により形作り、エッチングによる素子間分離により素子形状を作製する。
- (2) ソース、ドレイン電極形状をフォトマスクを用いて光露光により形作り、電子ビーム蒸着装置により Au-Ge を 150nm 堆積させ、リフトオフ工程を経て 430°C 、30 秒の熱処理により電極を形成する。
- (3) ゲート電極形状をフォトマスクを用いて光露光により形作り、電子ビーム蒸着装置により Ti 及び Au を合わせて 300nm 堆積させ、リフトオフ工程を経て電極を形成する。

図 4.5.2 に量子細線素子の相互コンダクタンスを示したが、このコンダクタンスの移動度変調成分と電子数変調成分の割合を求める。まず図 4.3.8 から電子濃度数 N_s を

$$N_s = (V_G - (-0.09)) \times 9.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$$

として、電流から移動度のゲート電圧依存性を求め、相互コンダクタンスの表式、

$$g_m = \frac{\Delta I_d}{\Delta V_G} \quad (4-13)$$

$$\propto e \frac{\Delta N_s}{\Delta V_G} \mu + e N_s \frac{\Delta \mu}{\Delta V_G}$$

に代入する。ここで第1項が電子数変調成分で第2項が移動度変調成分である。

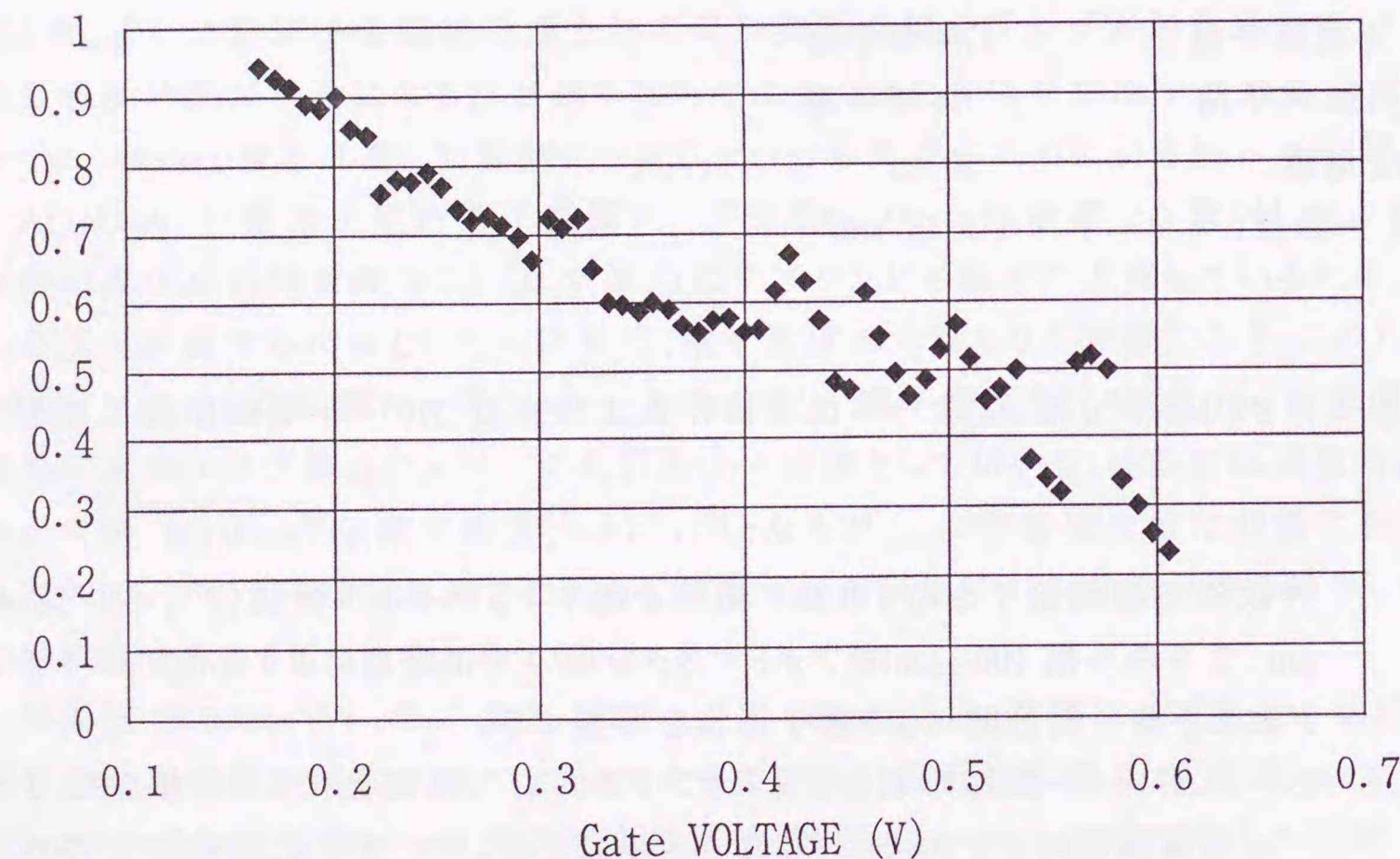


図 4.5.2 相互コンダクタンスに対する移動度変調成分の割合。

図 4.5.2 は全相互コンダクタンスのうちの移動度変調成分の割合を示す。電流の閾電圧付近ではすべてが移動度変調成分であることが分かる、しかし電流の閾電圧近傍のため電流が少ない。電子濃度をあげると電流は増加するが、移動度変調成分は 0.2, 0.3, 0.4, 0.5V 付近で振動しながら減少する。0.5V 以下では移動度変調成分が 0.5 を越えている。振動する電圧値は図 4.5.2 の相互コンダクタンスの振動するゲート電圧に対応することが分かる。

AlGaAs/GaAs 変調ドーブ構造では移動度の電子濃度依存性は多くの場合、 $\mu \propto n_s$ と表される。この場合移動度変調成分は電子数変調成分と等しくなり、全相互コンダクタンスに対して 0.5 となる。図 4.5.2 の依存性はこれと異なる。移動度の変化が大きいため移動度変調成分が大きいと考えられ、以下基底サブバンドと励起サブバンドの移動度変化及び、局在状態と非局在状態の移動度変化を考察する。

電子は励起サブバンドにも蓄積し始めると励起サブバンド中の電子は GaAs 層に 2 次元的に分布をもって広がっていることと、電子の存在する部分がノンドープ層であること及び n^+ -AlGaAs 層から分数原子層超格子の厚み分隔たっているため、この移動度は AlGaAs/GaAs 変調ドーブ構造中の電子と同程度の大きな移動度を持つ。これに対して基底サブバンドの電子は AlAs/GaAs 分数原子層超格子の GaAs 部に 1 次元的に電子が分布するため、 n^+ -AlGaAs 層中の Si ドナーのイオン化不純物散乱を受けて移動度は低い。しかしこの効果は励起サブバンドに電子が占有され始めるゲート電圧 0.4V 以上で観測されるはずであり、図 4.5.2 をうまく説明できない。

電子が局在状態から非局在状態に移る場合は移動度がゼロから有限値に変化するために大きな電流の変化があることを説明する。移動度は伝導する電子の数を用いて表現される。4.4 節に説明したように局在状態から非局在状態に移り変わる電子濃度 $N_0 = 2.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ を用いて図 4.3.8 の場合移動度は、

$$\begin{aligned} \mu &\approx 0 & N_s &\leq N_0 \\ \mu &\propto (N_s - N_0) & N_s &> N_0 \end{aligned} \quad (N_0 = 2.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}) \quad (4-14)$$

と表現できると仮定する。

式(4-14)を式(4-13)に代入すると、移動度変調成分は、

$$\mu C \frac{N_s}{N_s - N_0} \quad (4-15)$$

と AlGaAs/GaAs 変調ドーブ構造の場合の μC に比べて $N_s/(N_s - N_0)$ 倍大きい。

図 4.3.8 のゲート電圧 0.4V の時、全ての電子は基底サブバンドにあり電子数は $4.7 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ となる。そのうち局在している電子の数は $2.4 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ となり速度変調成分は 0.67 になる。図 4.5.2 ではゲート電圧 0.4V 付近では移動度変調成分は振動して 0.58 ~ 0.69 の値をとっている。これより式(4-14)の仮定は概ね妥当であることが分かる。

以上量子細線素子では局在状態と非局在状態の移動度変化に起因する移動度変調効果が働き入力ゲート電圧を有効に利用してドレイン電流を制御していることが分かる。

4-6 まとめ

本章では周期 10 ~ 20 nm の分数原子層超格子を短周期周期ポテンシャルとして利用した分数原子層超格子変調ドープ構造の電子状態を理論及び実験両面からの解析した。またこの構造を用いた電子波干渉素子の電子波干渉効果を説明した。周期が干渉露光法によって作製した Wash Board Transistor 中の周期ポテンシャルに比べて約二桁短くなっているため、変調可能な電流の改善が期待されるだけでなく従来観測されなかった新しい現象が見いだされた。

磁気抵抗測定では Weiss 振動と磁氣的トンネリングに関して新しい知見が得られた。短周期周期ポテンシャル系の Weiss 振動は観測されていなかったが、今回長周期周期ポテンシャル系と同様に Weiss 振動が観測された。電子濃度が $7 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ の上下で Weiss 振動とシュブニコフ振動の両振動が観測された。しかしで両者の特性磁場が等しくなる $7 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ で、シュブニコフ振動と Weiss 振動にはクロスオーバー現象があるかはまだ明確にはなっていない。

磁気抵抗測定ではさらに励起サブバンドと基底サブバンド間の磁氣的トンネリングを見い出した。磁気抵抗振動では磁場 $B = 2\text{T}$ 付近を境に上下で振動周期が変わること及びそれぞれの領域での振動周期が単一であることを発見した。

磁場が 2T 以下では磁氣的トンネリングが起こらず、電子は励起サブバンド内で小さな周回軌道を描き、周回軌道より生じる磁気振動の振動周期から励起サブバンド内の電子濃度が求められた。

一方磁場が 2T 以上では磁氣的トンネリングの確率が大きくなり、電子は基底及び励起サブバンドにまたがって周回軌道を描く。磁気振動の振動周期から励起及び基底サブバンドに存在する全電子濃度が求められた。全電子濃度のゲート電圧依存性より求められたキャパシタンスは分数原子層超格子変調ドープ構造中の $n^+\text{-AlGaAs}$ 層の厚みより求められるキャパシタンスと等しく、磁氣的トンネリングのモデルが正しいことが分かった。

電流が流れ始める閾電圧と電子が出現し始める閾電圧を解析して、電子数が $2.4 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ 以下では分数原子層超格子 GaAs 部の線幅揺らぎによる局在状態があることが分かった。

分数原子層超格子 GaAs 部を通路として、量子細線方向に平行に電流を流す量子細線素子を作製した。その結果電流制御の方法として分数原子層超格子 GaAs 部の線幅揺らぎによる局在状態と非局在状態の移り変わりを利用すると、相互コンダクタンスの中の電子数変調成分が相対的に小さくなることが分かった。

- [1] 福井 「量子効果細線構造の作製技術[2]」電子情報通信学会誌 72, 12, 1379 (1989).
- [2] K. Ohkuri, J. Ishizuka, S. Hara, and T. Fukui, : "Step bunching on GaAs vicinal surface after thermal treatment (III)", Extended Abstract of 56th Autumn Meeting, 298 (1995).
- [3] T. Fukui, K. Tsubaki, H. Saito, M. Kasu and T. Honda.: "Fractional superlattices grown by MOCVD and their device applications", Surface Science 267, 588, (1992).
- [4] Y. Tokura, K. Tsubaki and N. Susa.: "Electronic state in lateral structures on modulation doped heterointerface" Appl. Phys. Lett. 55, 14, 1403 (1989).
- [5] D. Weiss, K. v. Klitzing, K. Ploog and G. Weimann: "Magnetoresistance Oscillations in a Two-Dimensional Electron Gas Induced by a Submicrometer Periodic Potential", Europhys. Lett. 8, 149, 179 (1989).
- [6] R. R. Gerhardts, D. Weiss and K. v. Klitzing: " Novel Magnetoresistance Oscillations in a periodically modulated two-dimensional electron-gas", Phys. Rev. Lett. 62, 10, 1173 (1989).
- [7] C. W. J. Beenakker: " Guiding-center-drift resonance in a periodically modulated two-dimensional electron gas", Phys. Rev. Lett. 62, 17, 2020 (1989).
- [8] R. Dingle.: "Semiconductors and Semimetals" (R. K. Willardson and A. C. Beer, eds), vol. 24, chap. 1, Academic Press, New York, 1987.
- [9] P. Streda and A. H. MacDonald: "Magnetic breakdown and magnetoresistance oscillations in a periodically modulated two-dimensional electron gas", Phys. Rev. B. 41, 17, 11892 (1990).
- [10] K. Tsubaki, Y. Tokura, and N. Susa.: "Electronic state of AlAs/GaAs vertical superlattice in modulation doped structure", Inst. Phys. Conf. Ser. No 106, 869, (1990).
- [11] K. Tsubaki, T. Fukui, Y. Tokura, H. Saito, and N. Susa.: " New field-effect transistor with quantum wire and modulation doped heterostructure" Electronics. Lett. 24, 20, 1267 (1988).

- [12] K. Tsubaki, Y. Tokura and N. Susa, "Mobility modulation on a modulation-doped structure with an AlAs/GaAs with an fractional layer superlattice", Appl. Phys. Lett. 57, 8, 804, (1990).
- [13] T. Nanbu, S. Kawaji, K. Kuboki, Y. Kawaguchi, J. Yoshino and H. Sakaki, "Negative magnetoresistance and inelastic scattering time in two-dimensional electron systems in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterojunction Interfaces", J. Phys. Soc. Japan. 53, 2, 682 (1984).
- [14] T. Hiramoto, K. Hirakawa, Y. Iye and T. Ikoma, "One-dimensional GaAs wires fabricated by focused ion beam implantation", Appl. Phys. Lett. 51, 20, 1620, (1987).

第5章 AlAs/GaAs 分数原子層超格子を持つ電子波干渉素子

本節では AlAs/GaAs 分数原子層超格子より生ずる周期ポテンシャルを横切る方向に走行させる構造の電子波干渉素子(図 4.6.1) の作製方法、電流振動の結果を説明する[1, 2]。そして電流振動の原因について考察する。

電子波干渉素子では、周期ポテンシャル周期が 16.2 nm 程度と電子波長に比べ短い。このため第3章で説明したの Wash Board Transistor(周期ポテンシャル周期 500 nm と電子波長に比べて長い)の逆の場合に相当する。このときどのような電流振動が観測されるか興味深い。

5-1 電子波干渉素子における電流振動

本節では AlAs/GaAs 分数原子層超格子より生ずる周期ポテンシャルを横切る方向に走行させる構造の電子波干渉素子(図 5.1.1) [1, 2] の作製方法、電流振動の結果を説明し、その原因について考察する。

電子波干渉素子では、周期ポテンシャル周期が 16.2 nm 程度と電子波長に比べ短い。このため第3章で説明したの Wash Board Transistor(周期ポテンシャル周期 500 nm と電子波長に比べて長い)の逆の場合に相当する。このときどのような電流振動が観測されるか興味深い。

5.1.1 電子波干渉素子の作製

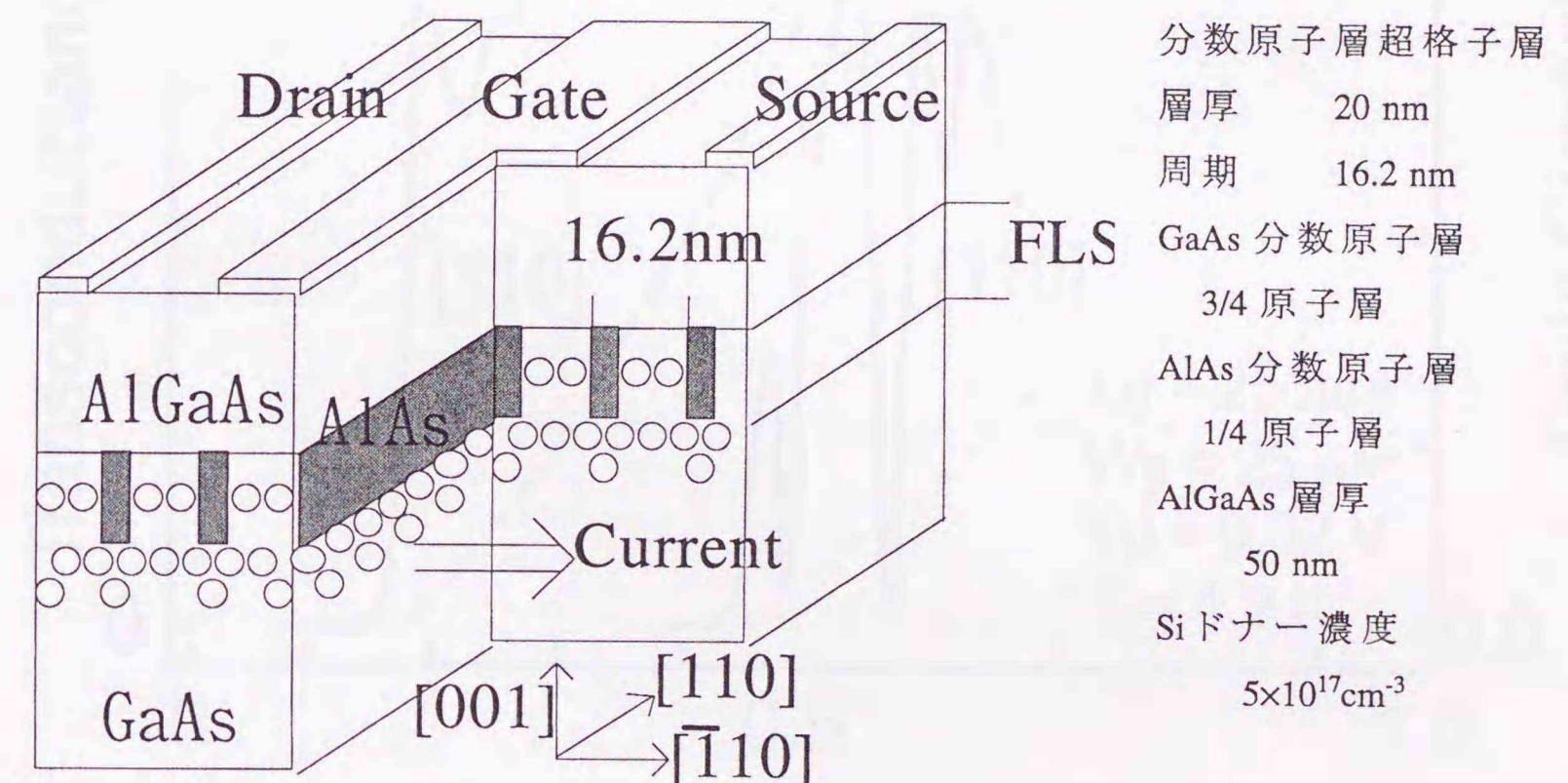
電子波干渉素子は AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造ウェハのノンドープ AlGaAs スペーサー層のかわりに分数原子層超格子を用いた構造で、電流を分数原子層超格子を横切る $[110]$ 方向に流す(図 5.1.1)。

電子波干渉素子作製手順を示す。4.1 節で説明した手順で周期 16.2 nm の AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造ウェハ(層構造を図 5.1.1 に示す)を作製した。また分数原子層超格子成長時の原料交互供給を行わず同時供給を行い、212 秒の成長時間が半分になる以外残りの条件は全く変えずに分数原子層超格子層の代わりに AlGaAs 層を成長した変調ドープウェハも比較のために引き続いて作製した。

AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造ウェハは 4.1 節でも説明したように電気伝導度に異方性を持つこと、及び 2 つのサブバンドを電子が占有しているため、結晶の品質を評価する尺度としての移動度、電子濃度の見積もりが困難である。このため引き続き成長した変調ドープウェハの移動度・電子濃度を、AlAs/GaAs 分数原子層

超格子変調ドープ構造ウェハの品質を示す指標として用いる。移動度は温度 4.2K において約 $20,000\text{cm}^2/\text{Vs}$ (電子濃度 $8 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$)となるが、この移動度の値は非常に低い。これはステップフロー成長を起こすため V 族原子と III 族原子の供給量比を 150 として As の供給量を大きくしたためと考えられる。

移動度 $20,000\text{cm}^2/\text{Vs}$ 、電子濃度 $4 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$ の AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造では非弾性散乱の緩和時間が温度 4.2K で 8 ps であるので[3]、可干渉距離 L は約 $0.5\mu\text{m}$ になる。また AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造極微細構造(線幅 $0.1 \sim 0.2\mu\text{m}$)では可干渉距離 L は約 $0.1 \sim 0.2\mu\text{m}$ である[4]。このため AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造でも可干渉距離 L は約 $0.1 \sim 0.5\mu\text{m}$ であると考えられる。



第 5.1.1 分数原子層超格子を用いた電子波干渉素子の構造。電子を分数原子層超格子を横切る方向に流す。

ひきつづき(1)素子分離、(2)オーム性電極作製工程及び(3)ゲート電極作製工程を行う。

- (1) 分数原子層超格子を横切る方向に電流を流すようチャンネル形状(チャンネル長 $40\mu\text{m}$ 、チャンネル幅 $100\mu\text{m}$)を光露光により形作り、エッチングによる素子間分離により素子形状を作製する。
- (2) ソース、ドレイン電極形状を光露光により形作り、電子ビーム蒸着装置により

Au-Ge を 150 nm 堆積させ、リフトオフ工程を経て 430°C、30 秒の熱処理により電極を形成する。

- (3) ゲート電極形状を光露光により形作り、電子ビーム蒸着装置により Ti 及び Au を合わせて 300 nm 堆積させ、リフトオフ工程を経て電極を形成する。

5.1.2 電子波干渉素子の電流振動

図 5.1.2 に作製した電子波干渉素子及び 4 章で説明した量子細線素子の電流と相互コンダクタンスのゲート電圧依存性を示し表 2 に両者の特性比較を示す。

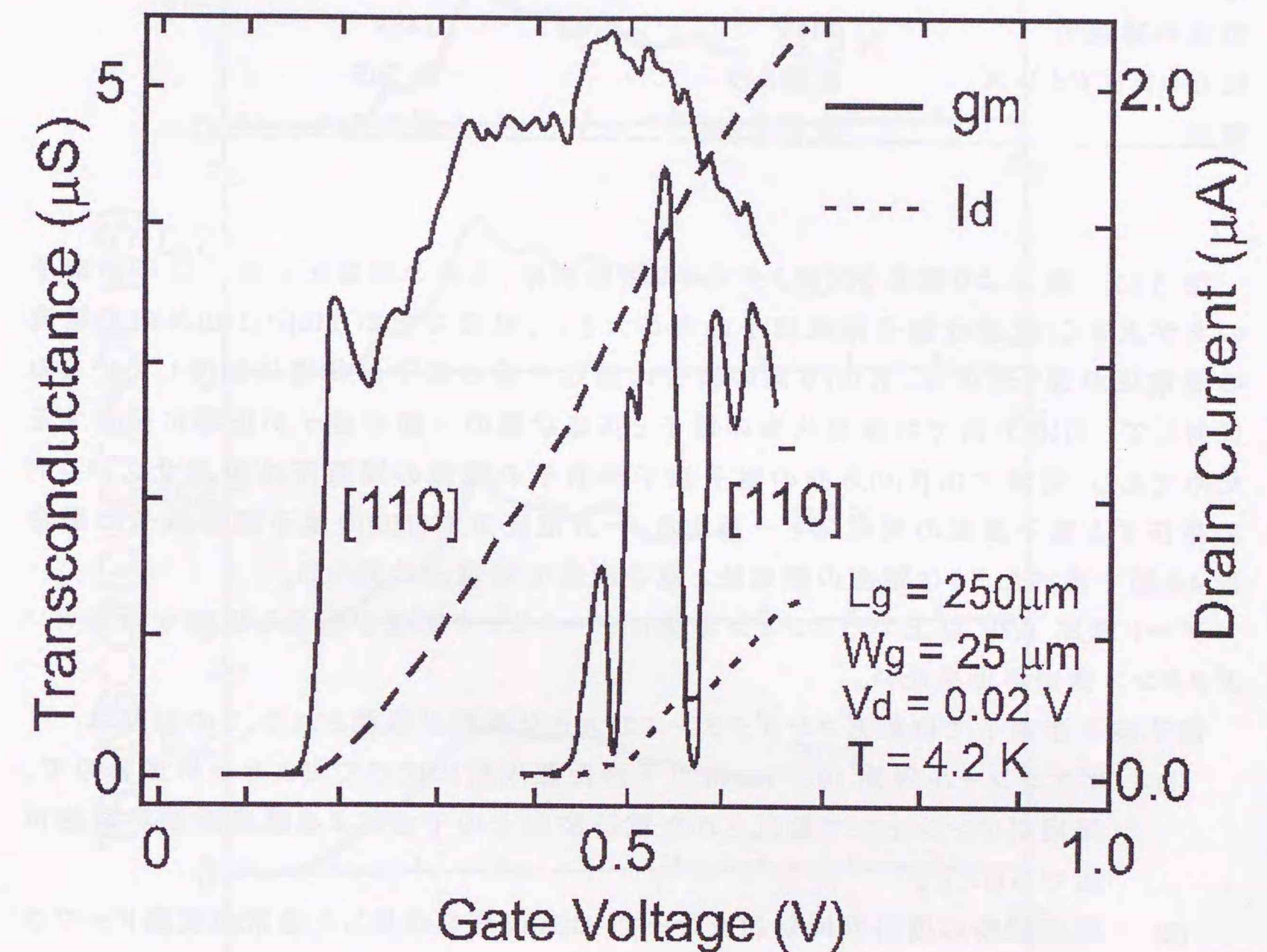


図 5.1.2 電子波干渉素子(電流方向[110])と量子細線素子(電流方向[110])の電流と相互コンダクタンス特性。相互コンダクタンスの振動振幅、電流の閾電圧は電子波干渉素子の方が大きく、電流は量子細線素子の方が大きい。

表 2. 電子波干渉素子と量子細線素子の比較

	電子波干渉素子	量子細線素子
電流方向	$\bar{[110]}$	$[110]$
電流の閾電圧	0.15V	0.43V
相互コンダクタンス	振動あり	約 5 μ S
電流	最大 0.5 μ A	最大 2 μ A

図 5.1.2, 表 2 より相互コンダクタンスの振動振幅、電流の閾電圧は電子波干渉素子の方が大きく、電流は量子細線素子の方が大きい。電流方向が $\bar{[110]}$ と $[110]$ 方向で電流の閾電圧が違う理由は、 $\bar{[110]}$ 方向の場合は励起状態の電子が伝導に参与しているのに対して、 $[110]$ 方向では励起状態の電子と基底状態の一部の電子が伝導に参与するためである。電流方向 $\bar{[110]}$ 方向の電子波干渉素子の電流の閾電圧は励起サブバンドに存在する電子濃度の閾電圧と一致する。一方電流方向 $[110]$ の量子細線素子の場合には 4.4 節で述べたように電流の閾電圧と電子濃度の閾電圧は異なる。

ゲート電圧 0.7V 以上ではドレイン電流にゲートリーク電流が重畳し正確な相互コンダクタンス測定が出来ない。

電子波干渉素子では相互コンダクタンスの大きな振動が観測される。この振動は

- (1) ポテンシャル周期 16.2 nm は可干渉距離周期に比べておよそ一桁短いので、周期ポテンシャルで散乱された電子波同士の干渉による電流振動が観測可能であること。
- (2) 電流振動は原料同時供給を行って AlGaAs 層を成長した通常の変調ドーブウェハーでは観測されないこと。

の特徴を持つことより、AlAs/GaAs 分数原子層超格子に関する電子波の干渉現象に起因する振動であると考えられる。

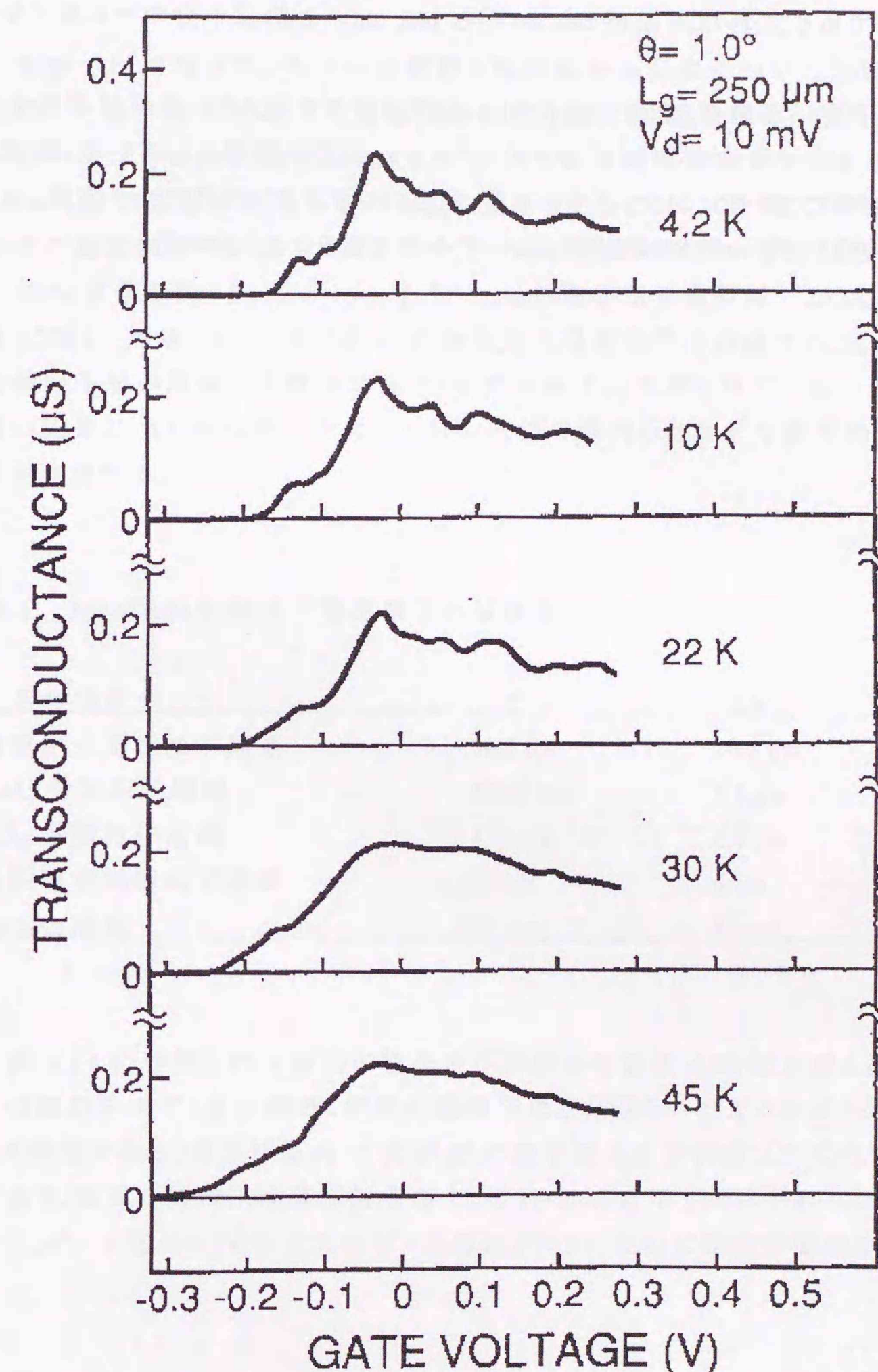
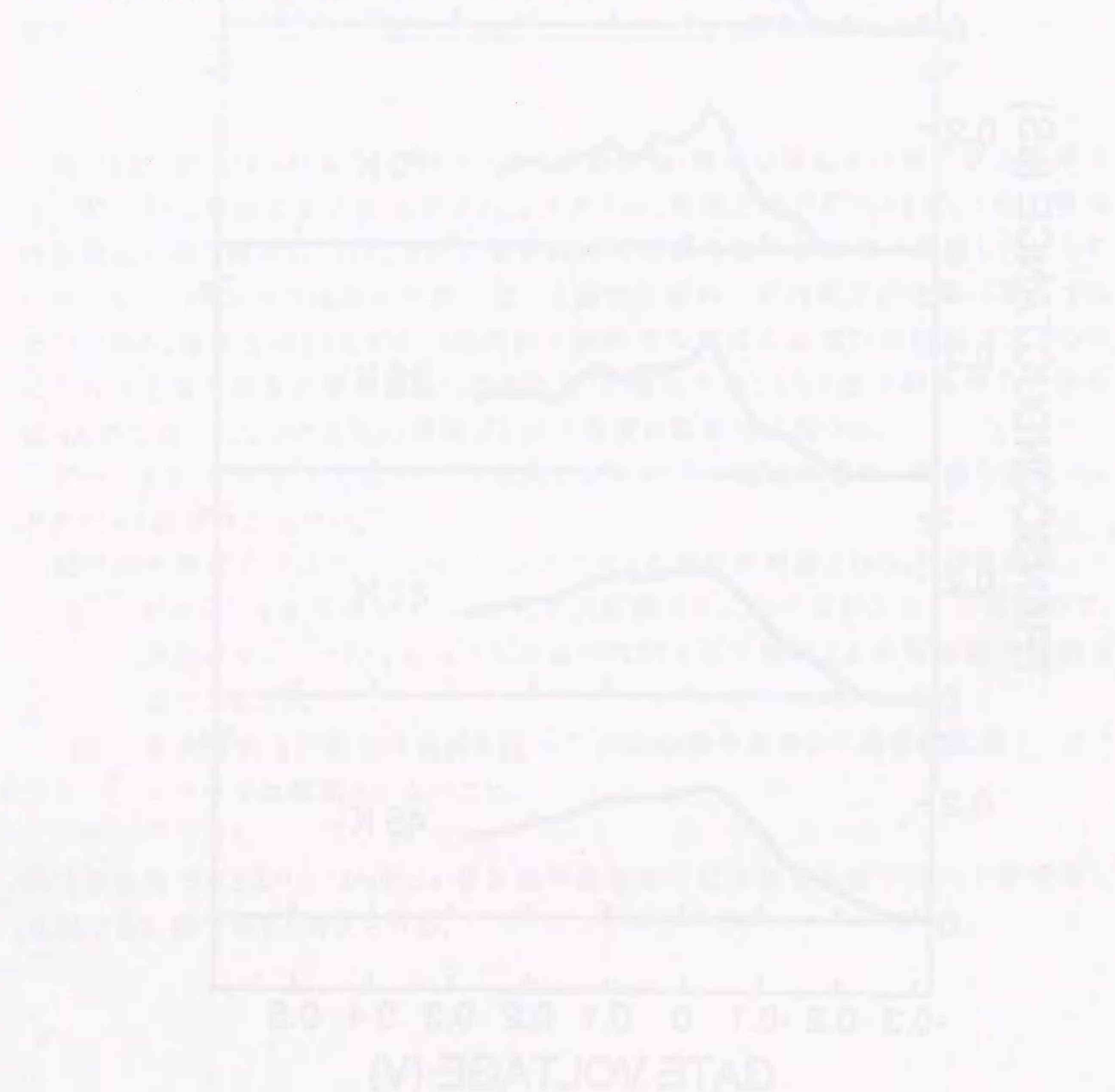


図 5.1.3 電子波干渉素子(電流方向 $[110]$)の相互コンダクタンス振動の温度依存性。

また電流振動を起こす電流の値は約 $0.5\mu\text{A}$ となり、第 3 章の Wash Board Transistor と比較して約一万倍である。これは周期が 500 nm から 16.2 nm へと約三十分の一に短くなった効果と思われる。

図 5.1.3 に電子波干渉素子(電流方向 $[110]$)の相互コンダクタンスの温度依存性を示す。温度 $4.2\text{ K} \sim 22\text{ K}$ のあいだで相互コンダクタンスの振動が観測されている。電流の閾電圧は温度上昇により負にシフトしているが、相互コンダクタンスのピーク位置、谷のゲート電圧位置及び振動の周期は温度に依らず不変であることが分かる。



5.1.3 電流振動の分数原子層超格子周期依存性

本節では周期ポテンシャルの周期と電流振動の関係について説明する[2]。前節で説明した電子波干渉素子の電流振動が電子波干渉現象による電流振動ならば、もし周期ポテンシャルの周期を短くしたならば電流振動周期が大きくなるはずである。AlAs/GaAs 分数原子層超格子の周期を変えるためには 2.2.3 節で説明したように GaAs 基板の基板傾斜角を変えてエピタキシャル成長を行えばよい。即ち傾斜角 1° , 1.5° , 2° の GaAs 基板を使うと、式 $a \cot \alpha$ [a は GaAs の最小原子間距離 $2.83\text{ \AA}$, α は基板傾斜角]に従い、周期 16.2 , 10.8 , 8.1 nm の分数原子層超格子が成長する。成長した AlAs/GaAs 分数原子層の層構造を表 3 に示す。その他表 3 に記載されていない GaAs 層、AlGaAs 層の構造は 4.1 節の表 1 と同じであり、前節で説明した素子作製方法で電子波干渉素子を作製する。

表 3. AlAs/GaAs 分数原子層超格子の層構造

基板傾斜角	1°	1.5°	2°
分数原子層超格子周期	16.2 nm	10.8 nm	8.1 nm
GaAs 分数原子層幅	12.15 nm	5.4 nm	4.05 nm
AlAs 分数原子層幅	4.05 nm	5.4 nm	4.05 nm
分数原子層超格子層厚	20 nm	6 nm	6 nm
AlGaAs 層厚	50 nm	84 nm	94 nm

図 5.1.4 に作製した 3 種類の電子波干渉素子の温度 4.2 K における相互コンダクタンスの振動を示す。素子構造、電流の閾電圧などが違うが相互コンダクタンスの大きさは $1\mu\text{S}$ 程度である。基板傾斜角 1° 及び 2° の素子は基板傾斜角 1.5° に比べて振動が明確である。電流の閾電圧は基板傾斜角 1° , 1.5° , 2° の素子でそれぞれ 0.4 V , -0.3 V , -0.5 V である。ゲート電圧 0.7 V 以上ではゲート電流リークのために測定が出来ない。

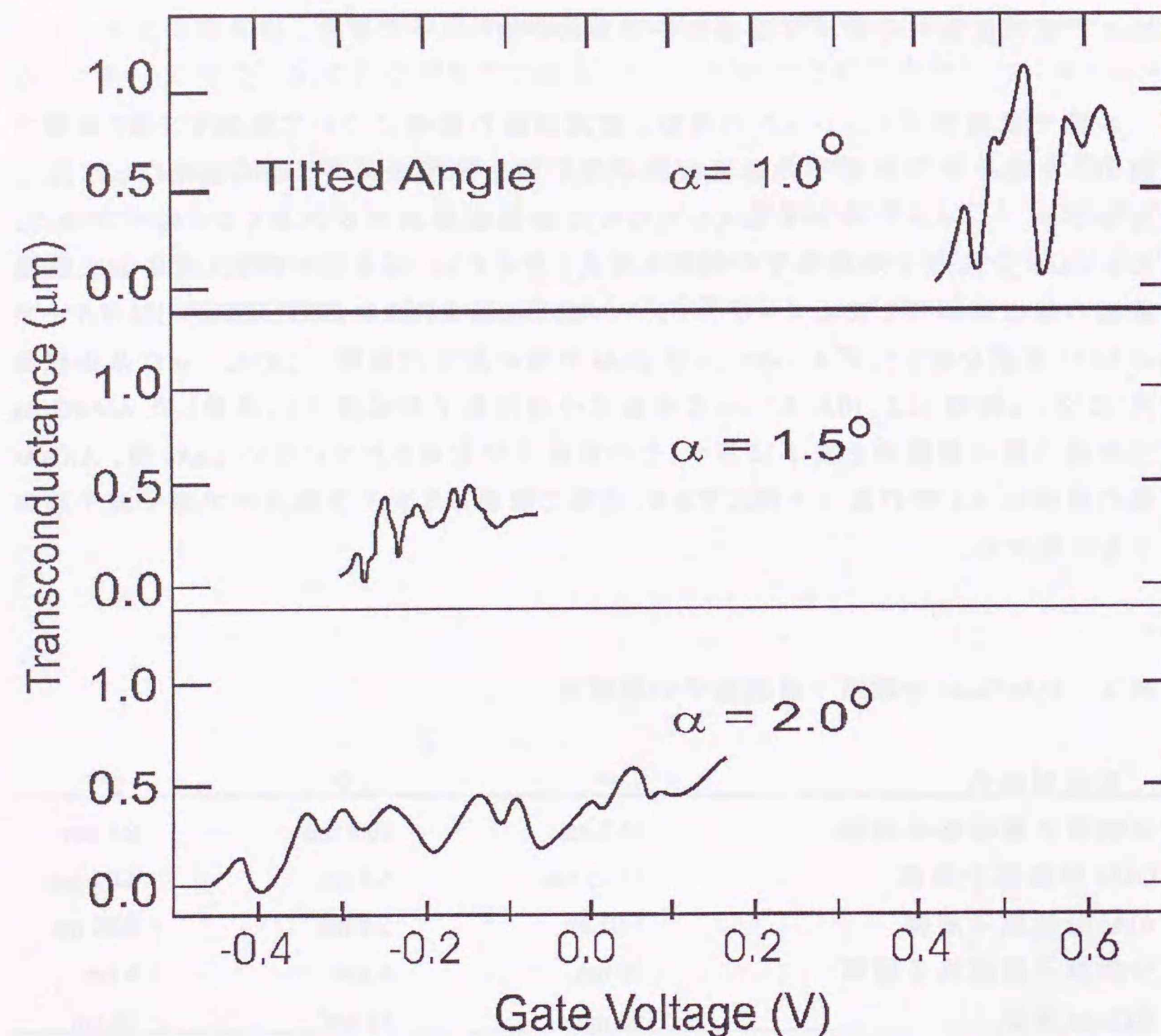


図 5.1.4 AlAs/GaAs 分数原子層超格子周期が 16.2 nm, 10.8 nm, 8.1 nm のときの相互コンダクタンス振動。

基板傾斜角が 1° , 1.5° , 2° と大きくなり、それに対応して周期ポテンシャル周期が 16.2 nm, 10.8 nm, 8.1 nm と小さくなると、ゲート電圧に対する相互コンダクタンス振動のピーク間隔が大きくなっているのが分かる。

5.1.4 電流振動の構造関数

本節では第 3 章で説明した構造関数の手法を用いて図 5.1.2, 3 の相互コンダクタンスの振動の特徴を調べる。

まず 3 章の Wash Board Transistor で用いた周期ポテンシャルを持つ系での電流振動の解析方法が適用可能か、周期ポテンシャル振幅とフェルミエネルギーの大きさを推定し検討する。

周期 16.2 nm の AlAs/GaAs 分数原子層超格子の場合は、図 4.3.8 に示すように磁気抵抗の実験から、また図 4.2.2 に示すようにバンド図から、周期ポテンシャル振幅を推定することができる。

(1) 励起サブバンド及び基底サブバンドのフェルミエネルギー差

周期ポテンシャル振幅を基底・励起サブバンドギャップと考えて、周期ポテンシャル振幅の最大値を見積もる。4.3 節で述べたように、電子が最大量蓄積し励起サブバンドのフェルミエネルギーが 11 meV の時、励起サブバンドの底のエネルギーは 18 meV である。基底・励起サブバンドギャップは励起サブバンドの底のエネルギーから基底サブバンド幅を差し引いたものになるため、サブバンドギャップは 18 meV を越えることはない。また周期ポテンシャル振幅に関しても同様のことが成立する。

(2) バンド図

AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造バンド計算では基底サブバンド・励起サブバンド間のサブバンドギャップは 12 meV になる。

以上よりフェルミエネルギーは周期ポテンシャル振幅と同程度である。このため周期 16.2 nm の AlAs/GaAs 分数原子層超格子の場合は電子波を平面波で取り扱う構造関数の解析方法が適用可能であると考えられる。しかし励起サブバンドの点の電子または X 点の電子のどちらが伝導しているかは不明である。

また周期 10.8, 8.1 nm の AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造の場合はバンド構造は不明である。また伝導する電子がどのバンドに属するかも分からない。

この場合も構造関数は 3 章で紹介した手順で算出できる。しかし電子波長、電子波数はバンド図により明確に定義されていないため、この構造関数による解析は現象論的な振動解析の域をでていないことを指摘しておく。

まず伝導する電子の電子波長を計算する。ゲートキャパシタンスはゲート電極と GaAs/分数原子層超格子界面の間隔より決まる。電子波干渉素子の電流の閾電圧 V_{th}^i とキャパシタンス C より電子数 N_s^i を

$$N_s^i = \frac{C}{e}(V_G - V_{th}^i)$$

より求める。電子は 2 次元的に分布しているため、2 次元状態の状態密度を用いてフェルミレベルに換算する。さらに求められたフェルミレベルから自由電子の分散関係を用いてフェルミ波数に変換する。ゲート電圧 0.7V における最大の電子濃度は $3 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ であり、対応する最短の電子波長、最大の電子波数はそれぞれ 46 nm, $1.37 \times 10^6 \text{cm}^{-1}$ である。電流振動は $2L = n$ (n : 整数) なる関係で起きるため波長 46 nm 以上の電子波長を用いて測定した電流振動には波長の半分の 23 nm 以上の周期を持つ構造を観測できる。

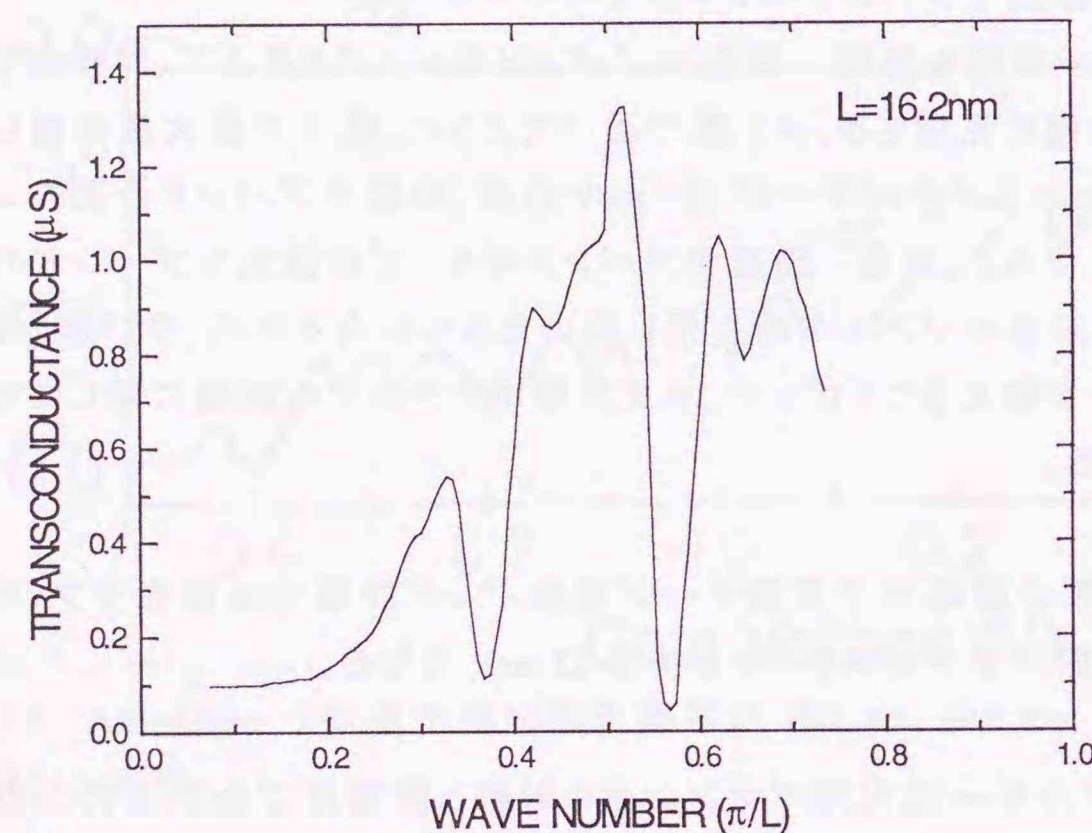


図 5.1.5 フェルミ波数(単位 π/L)に対する相互コンダクタンス振動。電子濃度より

$k_F = \sqrt{2\pi N_s^i}$ を用いてフェルミ波数を求める。

ゲート電圧に対する相互コンダクタンス振動(図 5.1.2)をフェルミ波数に対する相互コンダクタンス振動に変換した振動を図 5.1.5 に示す。図の右端はバンド端を表し $\pi/L (= 1.94 \times 10^6 \text{cm}^{-1})$ となる。

相互コンダクタンス振動はフェルミ波数の周期関数となるはずであるが、図 5.1.5 から明確な周期的な振動はみえない。このためフェルミ波数に対する相互コンダクタンス振動をフーリエ変換し求めた電子波干渉素子の構造関数を図 5.1.6 に示す。分数原子層超格子周期の 2 倍、3 倍 .. の位置に 2 次、3 次 .. のピークが観測される[11]。このよう

に数多くの周期が同時に存在するために図 5.1.5 で相互コンダクタンスがフェルミ波数にたいして周期的に見えない。また構造関数に基本ピークが観測されていない理由は、図 5.1.5 でフェルミ波数 $0.73\pi/L$ ($L = 16.2 \text{ nm}$) までしか相互コンダクタンスを測定していないためである。

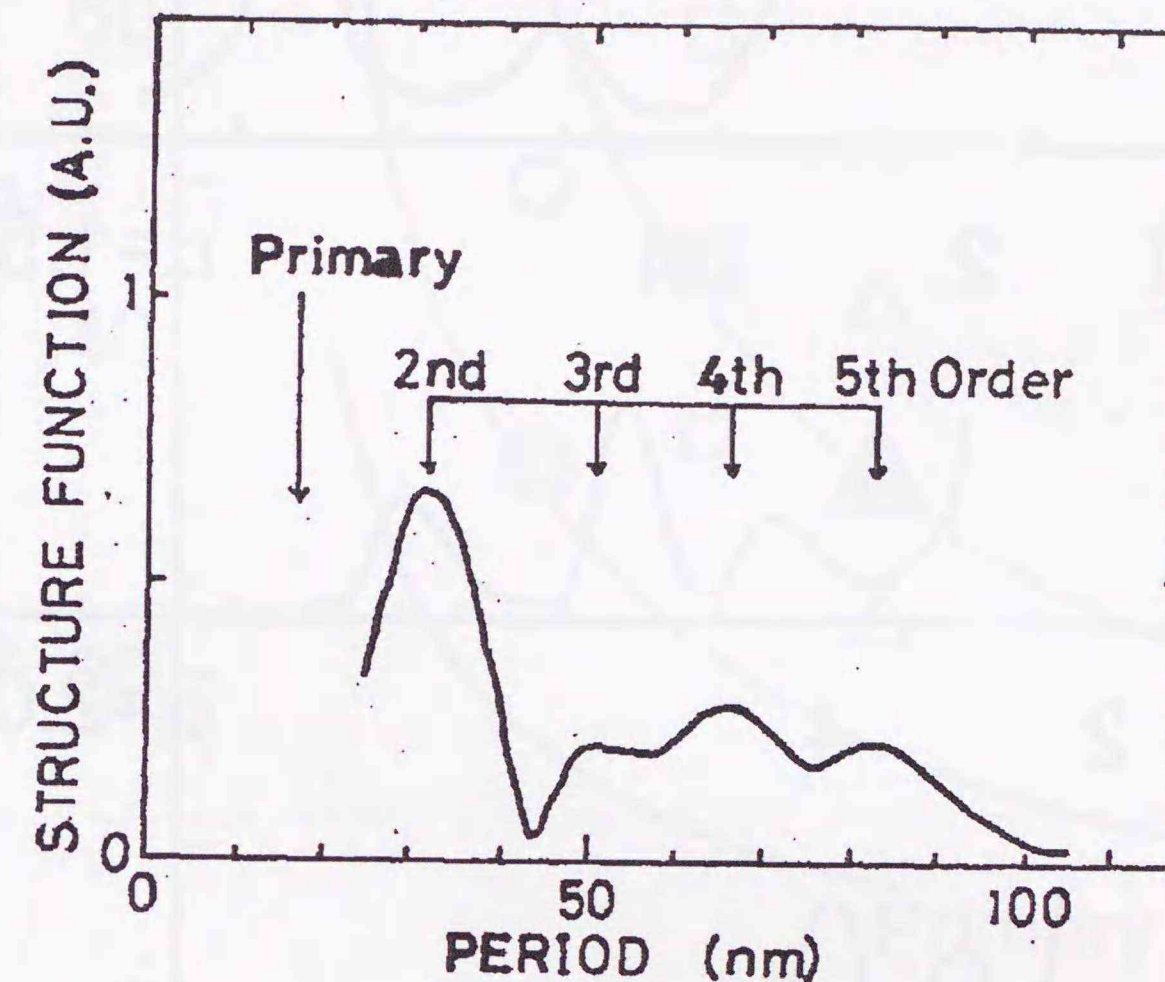


図 5.1.6 電子波干渉素子の構造関数。分数原子層超格子周期の 2 倍、3 倍 ... の周期でピークを持つことが分かる。

基板傾斜角 1.5° , 2° の場合も同じ手順で構造関数を求める。図 5.1.7 に 3 種類の電子波干渉素子の構造関数を示す。周期ポテンシャルの周期が電子波長に比べて短いため、この構造関数ではそれぞれ 16.2 nm, 10.8 nm, 8.1 nm の位置に 1 次のピークが観測出来ない。基板傾斜角 1.5° , 2° の素子では周期がさらに短いため 2 次のピークも観測できない。しかし前節の場合と同様に周期ポテンシャルの周期の倍数の位置にピークを持つ。

高次ピークの大きさは 3 種類で異なる。基板傾斜角 1° の素子では二次と四次のピークが大きく、基板傾斜角 1.5° の素子では次数が上がるにつれピークの大きさは増し五次が最大であり、基板傾斜角 2° の素子では三次、五次、六次のピークが大きい。表 4 にそれぞれの基板傾斜角で観測されるピーク位置を示す。下線付きの数字はそのピークが最大もしくは二番目に大きいピークであることを示す。

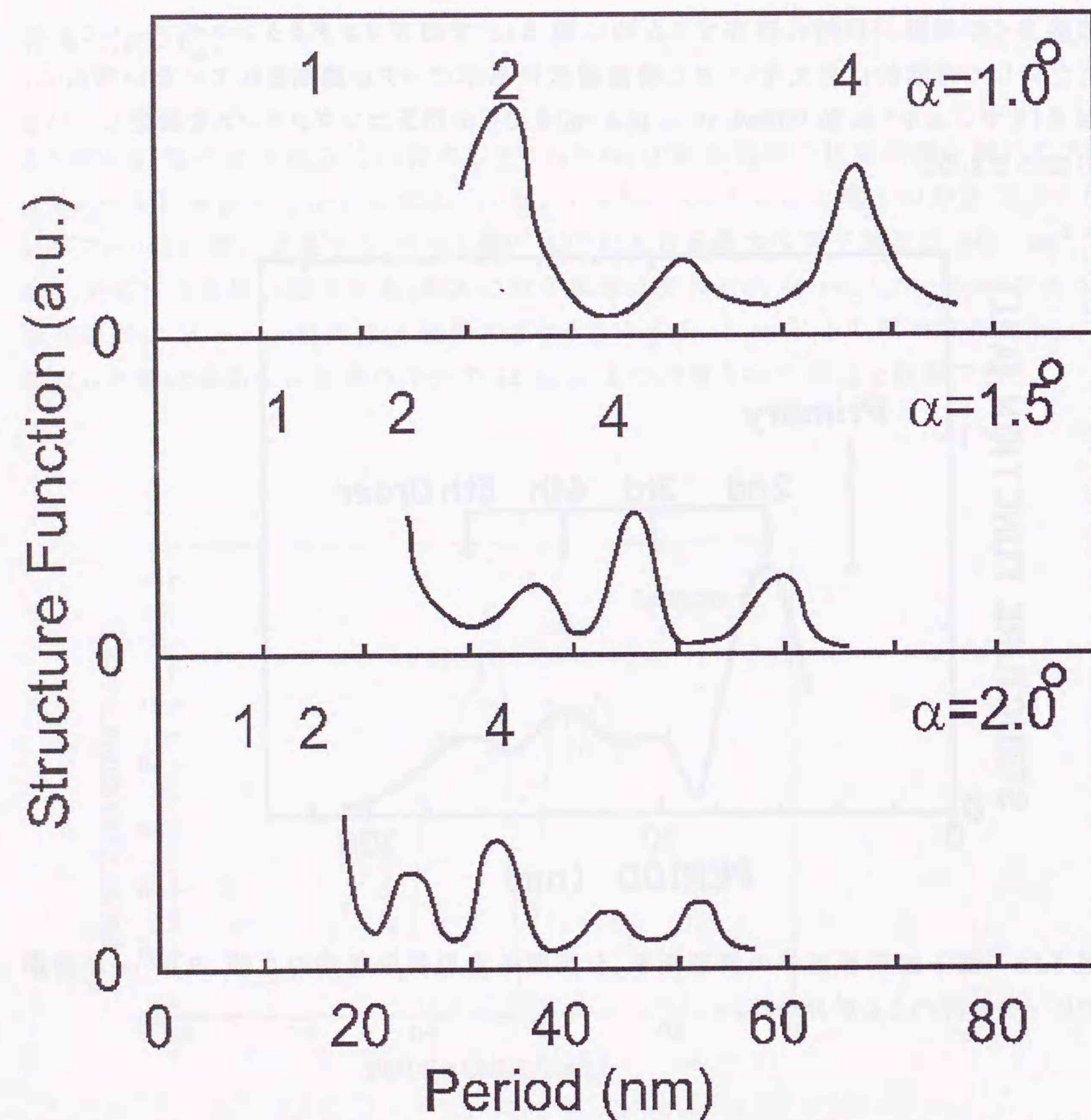


図 5.1.7 AlAs/GaAs 分数原子層超格子周期が 16.2 nm, 10.8 nm, 8.1 nm のときの相互コンダクタンス振動の構造関数。矢数字は周期ポテンシャルの周期の倍数の位置を示す。

表 4. 基板傾斜角と超周期構造

基板傾斜角	超周期構造周期	超周期構造周期
α	$m (L = a \cot \alpha)$	mL
1°	2, 3, 4	32.4, 48.6, 64.8 nm
1.5°	3, 4, 5	32.8, 43.2, 54.0 nm
2°	3, 4, 5	24.3, 32.4, 40.5 nm

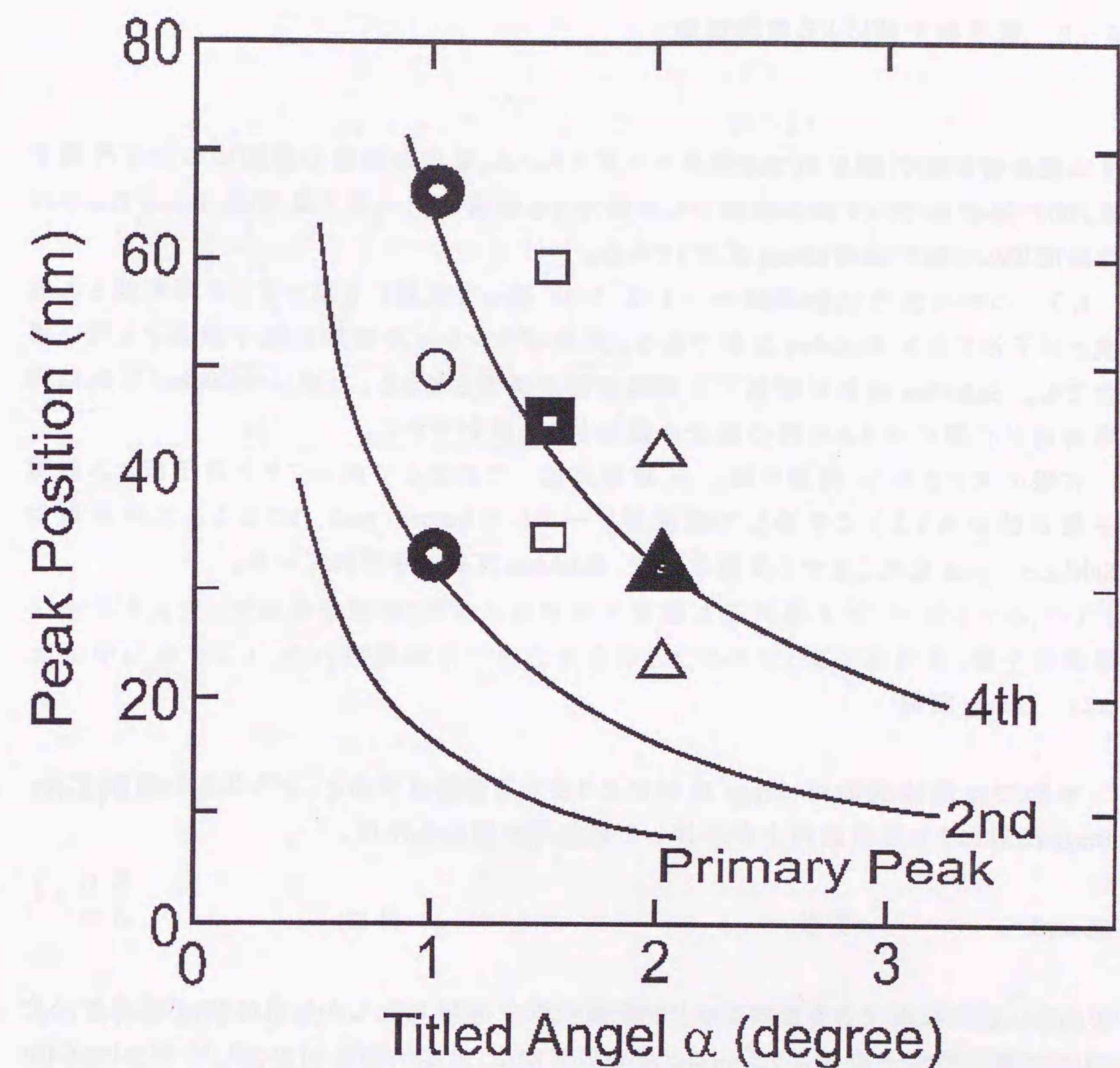


図 5.1.8 周期と AlAs/GaAs 分数原子層超格子基板傾斜角の関係。
○、□、△は構造関数より求められる周期を表し、実線は計算値を表す。

図 5.1.8 に周期と AlAs/GaAs 分数原子層超格子基板傾斜角の関係を示す。図中実線は計算値[$a \cot \alpha \times \text{整数}$]を表す。構造関数より求めた周期は計算値と一致することが分かる。傾斜角 1.5° のピーク値の系統的なずれは実際の傾斜角が 0.1° だけ小さいためと思われる。周期 16.2 nm の場合だけでなく、8.1, 10.8 nm の場合にも同様の電流振動が観測され、振動周期が予測した値と一致する[1, 2]。

以上のような現象論的な振動解析により、相互コンダクタンス振動は AlAs/GaAs 分数原子層超格子の周期と関係していることが分かる。

5-2 電子波干渉による電流振動

本節と引き続く 5.2.2 節では相互コンダクタンス、電流の振動の原因について考察する。光の回折格子の干渉の機構から類推できる機構の一つは 3 章 Wash Board Transistor で説明した干渉の機構(Bragg 反射)である。

もう一つの可能性は m 周期($m: 1, 2, 3, \dots$)に渡って反射して戻ってきた反射波と入射波とが干渉しあう Sidelobes 反射である。周期ポテンシャル周期が電子波長より短い場合でも、Sidelobes 反射に起因する電流振動が観測されうる。ただし Sidelobes 反射は周期構造が有限の大きさを持つ場合に観測される反射である。

有限の大きさが m 周期の時、 m 周期に渡って反射して戻ってきた電子波と入射電子波が強めあうように干渉して電流がピーク(Sidelobes peak)になる。この反射は Sidelobes peak を生じさせる反射なので、Sidelobes 反射と呼ばれている。

5.2.1 Bragg 反射

本節では電流振動が Bragg 反射により生じると仮定すると、どうなるか検証する。Bragg 反射により回折波同士が干渉して定在波を作る条件は、

$$2L = n\lambda \quad n: \text{整数} \quad (4-13)$$

である。定在波ができるためこのとき電流の減少が起こる。しかし式(4-13)が成立するためには周期が電子波長より長いことが必要になる。ところが図 4.1.1、図 2.3 の AlAs/GaAs 分数原子層超格子の透過電子顕微鏡写真の画像解析から、それぞれ $L = 8.1 \text{ nm}$, $L = 16.2 \text{ nm}$ の周期だけが観測され、AlAs/GaAs 分数原子層超格子には超周期構造がないことが示される。またさらに AlAs/GaAs 分数原子層超格子に超周期構造がないことは、ステップフロー成長中に隣接するテラス端の成長速度とテラス幅の相関を考慮してテラス幅が均一化される説明より示される[5]。

AlAs/GaAs 分数原子層超格子周期は電子波長(通常 25 nm 以上)より短いため式(4-13)は満足されない。このため電流振動は Bragg 反射が原因でないと考えられてきた。しかし最近になって原子間力顕微鏡(AFM)の発展により AlAs/GaAs 分数原子層超格子にマルチステップを持つ超周期構造(周期 $50 \text{ nm} \sim 60 \text{ nm}$)の存在が確認された[6、7]。

表 4 より周期 $24.3 \text{ nm} \sim 64.8 \text{ nm}$ の位置に構造関数のピークがあること、そして周期がマルチステップ周期と同程度もしくは小さいことが分かる。すると式(4-13)の Bragg 反射条件が満足される可能性がある。(図 5.2.1 参照)

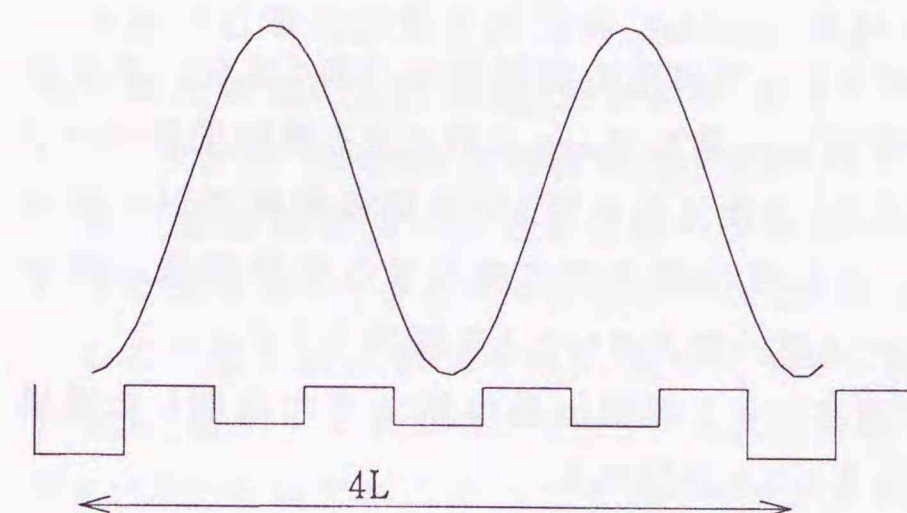


図 5.2.1

周期の 4 倍の超周期構造がある場合に 1 次の Bragg 反射が起きている時の電子濃度分布の模式図。

マルチステップ超周期構造(周期が分数原子層超格子周期 L の m 倍とする)がチャネル中に存在して、その超周期中で定在波を作るためには、電子波波長、電子波波数に

$$2(mL) = n\lambda \quad n: \text{整数} \quad (4-13)$$

$$m: 1, 2, 3, \dots, M$$

$$k = \frac{n\pi}{mL}$$

なる条件が必要になる。 m の最大値 M は超周期構造周期である。 $M=4$ の時の様子を図 5.2.1 に示す。電気伝導度の導出は 3.5 節「Wash Board Transistor の量子干渉効果」の場合と同じであり、式(4-13)を満たすの時電子波は定在波状態をつくるために電流が減少する。

表 4、図 5.1.8 より周期 $24.3 \text{ nm} \sim 64.8 \text{ nm}$ の位置に構造関数のピークがあることが分かる。そして最大ピーク位置はそれぞれの微傾斜基板のマルチステップ周期の 4 倍と一致しているが分かる。そうすると、4 倍のステップ周期を周期とする超周期構造中で反射が起こり、式(4-13)の Bragg 反射条件が満足されている可能性がある。図 5.2.1 に超周期構造周期は 4 倍のステップ周期のときの電子濃度分布を模式的に示す。

このため、表 4 のピークの中で傾斜角 1.0° の時の 2 倍のステップ周期位置に見えるピークは、二次の Bragg 反射と説明できる。そのほかに傾斜角 1.0° の場合 3 倍のステップ周期の位置に、そして傾斜角 $2.0^\circ, 1.5^\circ$ の場合 3, 5 倍のステップ周期の位置にピークが観測される。これらのピークを、4 倍ステップ周期を持つ超構造周期の Bragg 反射高次ピークと結論することはできない。またこの両者が Bragg 反射によるピーク

クであるとする、両周期の最小公倍数に当たる $M=15$ の周期を持つ超構造が必要になる。しかしこの値は現在報告されているマルチステップ超格子構造周期 $50 \sim 60 \text{ nm}$ と大きく異なる。

3, 5 倍ステップ周期の超構造は、4 倍ステップ周期の超構造ほど多くはないが存在する[7]。これにより、3, 5 倍のステップ周期の位置に Bragg 反射による構造関数ピークが出現すること(表 4、図 5.1.8)が説明できる。また 4 倍ステップ周期の超構造が一番多く存在する。このことは、構造関数のピーク強度は構造中に存在する周期構造の割合に比例するので、4 倍ステップ周期のピークが一番大きいことを説明できる。

以上分数原子層超格子変調ドーピング構造における電流振動は第 3 章で説明した機構と同様の周期構造中の Bragg 反射に起因することが分かる。

5.2.2 Sidelobes 反射

本節では電流振動の原因が Sidelobes 反射とした場合について考察する。前節より超格子構造周期による Bragg 反射が表 4 のすべてのピークを説明できない。説明できないピークが超 Sidelobes 反射に起因するとして、この仮説の妥当性を検討する。

可干渉距離程度の大きさの微小チャネルが 1 次元的に直列に接続されている図 5.2.2 に示すようなチャネルを仮定する。図 5.2.2 中で A と B は可干渉距離以上離れているので電子波は独立であり、微小チャネル間では電子波の干渉現象が起こらないと仮定し、微小チャネルのコンダクタンスが定義できるとする。そしてチャネルの全コンダクタンスをそれぞれの微小チャネルのコンダクタンスの合成により求める。

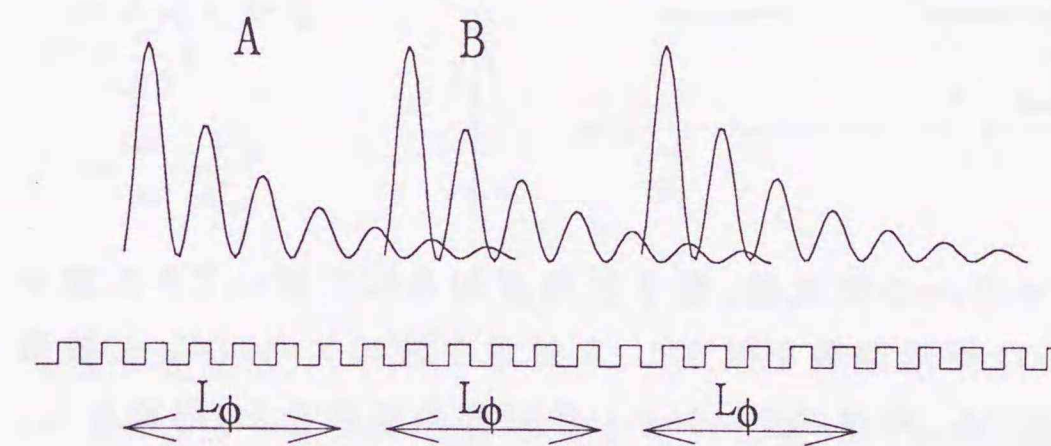


図 5.2.2 可干渉距離程度の大きさの微小チャネルが 1 次元的に直列に接続されているチャネル。隣り合う微小チャネル A、B では電子波の干渉はない。

このためまずランダウアーの公式を使つての微小チャネル(長さ mL 、 L は周期)のコンダクタンスを計算する。図 5.2.3 に有限周期構造微小チャネルのモデルを示す。ここで周期ポテンシャルは矩形関数を仮定し、入射電子波のエネルギー、波数を ϵ 、 k_1 、周期ポテンシャル井戸部の波数を k_2 、両者の波数の比を $K(=k_2/k_1)$ 、周期ポテンシャル振幅を $-V_0$ 、周期を L とする。また障壁部と井戸部の長さを等しくし、チャネル長を $mL(m$ 周期分)とする。

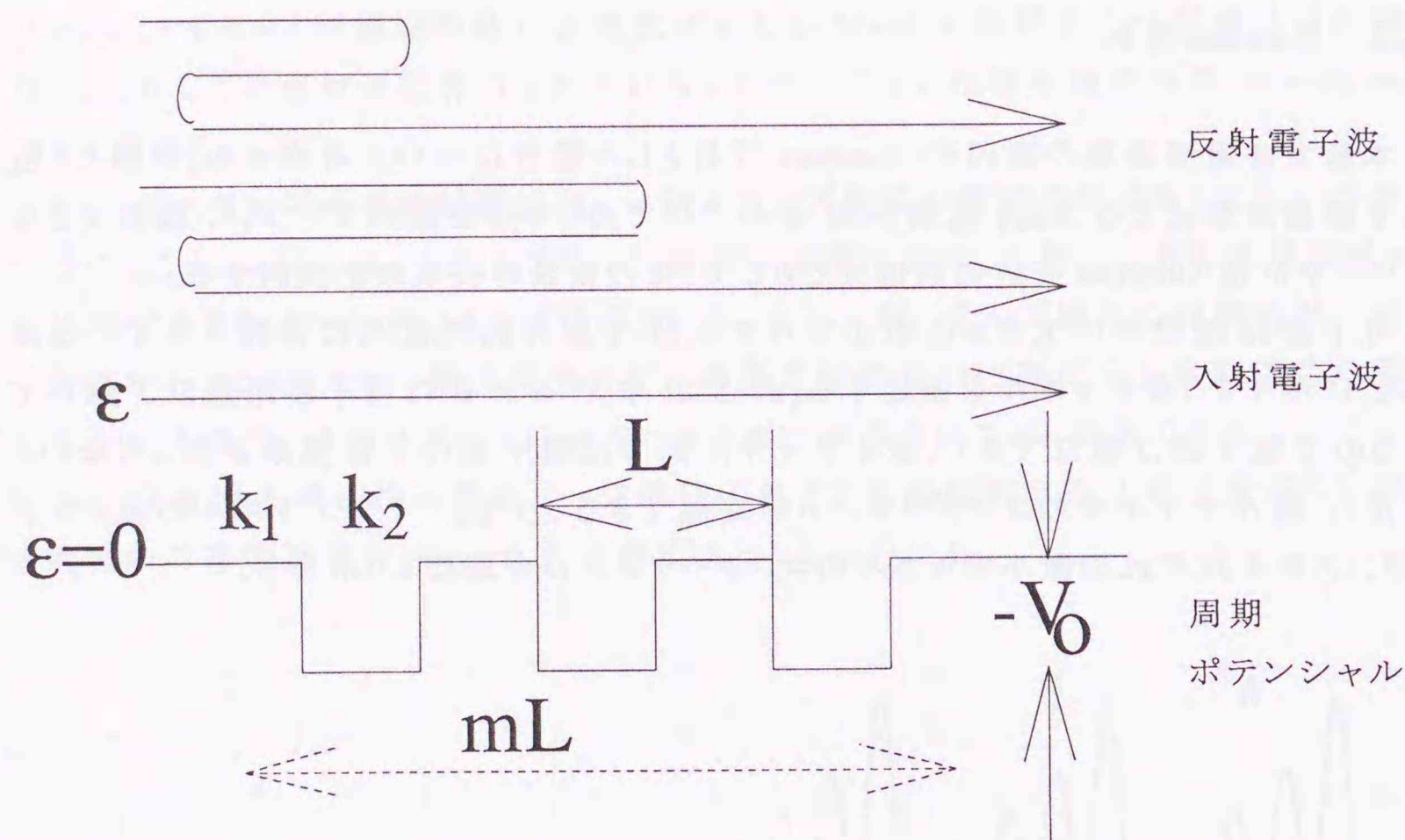


図 5.2.3 有限周期構造微小チャネルの模式図。電子波は反射されて戻ってきた電子波と干渉する。周期ポテンシャルは矩形関数を仮定し、入射電子波のエネルギー、波数を ϵ , k_1 , 周期ポテンシャル振幅を $-V_0$ 、周期ポテンシャル井戸部の波数を k_2 、周期を L 、障壁部と井戸部の長さは同じで、チャネル長を m 周期とする。

周期ポテンシャルの不連続点で波動関数の接続を行い、チャネル長 mL (m 周期分) の微小チャネルの転送行列 A_m は、

$$\begin{pmatrix} A_{11}^m & A_{12}^m \\ A_{21}^m & A_{22}^m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{ik_1 mL} & 0 \\ 0 & e^{-ik_1 mL} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/2 - 1/2 K & \\ & 1/2 \quad 1/2 K \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{k_1 L}{2} \cos \frac{k_2 L}{2} - \frac{\sin \frac{k_1 L}{2} \sin \frac{k_2 L}{2}}{K} & i \left\{ \cos \frac{k_1 L}{2} \sin \frac{k_2 L}{2} + \frac{\sin \frac{k_1 L}{2} \cos \frac{k_2 L}{2}}{K} \right\} \\ i \left\{ K \sin \frac{k_1 L}{2} \cos \frac{k_2 L}{2} + \cos \frac{k_1 L}{2} \sin \frac{k_2 L}{2} \right\} & \cos \frac{k_1 L}{2} \cos \frac{k_2 L}{2} - K \sin \frac{k_1 L}{2} \sin \frac{k_2 L}{2} \end{pmatrix}^m \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -K & K \end{pmatrix} \quad (4-14)$$

と書き表せる。次に入射前進電子波 I がチャネルに入射して反射後退電子波 R と透過前進電子波 S が生ずる場合を考える。それぞれの関係は転送行列 A_m を用い、

$$\begin{pmatrix} S \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11}^m & A_{12}^m \\ A_{21}^m & A_{22}^m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ R \end{pmatrix} \quad (4-15)$$

となる。これより透過確率 T は $\det|A_m|=1$ を使って、

$$T = \frac{|S|^2}{|I|^2} = \frac{1}{|A_{22}^m|^2}$$

となる。次にランダウアーの公式よりチャネル長 mL の微小チャネルのコンダクタンス G_m は、

$$\begin{aligned} G_m &= \frac{e^2}{\pi \hbar} T \\ &= \frac{e^2}{\pi \hbar} \left| \frac{1}{A_{22}^m} \right|^2 \end{aligned} \quad (4-16)$$

と書き表せる。

全コンダクタンス G_{total} がそれぞれの微小チャネルの直列接続合成コンダクタンスであるとした単純な場合を考える。すると全コンダクタンス G_{total} は、

$$G_{\text{total}} \propto \frac{1}{\sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{G_m} P(2m)} \quad (4-17)$$

$$P(2m) = \frac{1}{L_\phi} \exp\left(-\frac{2mL}{L_\phi}\right)$$

と書ける。ここで $P(m)$ は分布関数で、長さが $mL \sim (m+1)L$ の間の可干渉距離を持つ電子の存在する確率を表す。ここで分布関数は平均値が可干渉距離 L を与えるポアソン分布を仮定した。また分布関数の引数が $2m$ である理由は、電子波がチャネル上を往復して $2mL$ 走行して入射電子波と干渉する必要があるためである(図 5.2.3)。

全コンダクタンスは式(4-17)で $m=30$ までの和とした。これは、可干渉距離 L は $0.5 \mu\text{m}$ 程度なので[3]、電子波が位相の記憶を失わずに走行した距離($2mL$)を 2 倍の可干渉距離 $2L$ まで考慮したことに対応する。また 5.1.4 節の説明より周期ポテンシャル振幅は 10 meV とし、またこの計算では周期ポテンシャル振幅のフェルミエネルギー依存性を無視した。

図 5.2.4 に周期ポテンシャル振幅 10 meV, 周期 16.2 nm の周期ポテンシャルを持つ 1 次元チャンネル(可干渉距離が $0.5\mu\text{m}$)のコンダクタンス振動を計算例を示す。30 周期に渡る電子波の干渉が加算されているにも拘わらずコンダクタンス振動は打ち消されずに残る。

Bragg 反射に対応して $k_1=0.8$ 以上ではコンダクタンスが 0 である。周期ポテンシャルにより新たにバンドが形成され、電流が流れ始めるエネルギー位置(伝導帯の底)がシフトする。このため Bragg 反射の位置が低エネルギー側にずれて見える。 $k_1=0$ 近傍でもコンダクタンスが低い、これは伝導に寄与する電子数が少ないためである。

式(4-17)には、電子波が位相記憶を失うことによりコンダクタンスの振動振幅が減衰する効果が反映されていない。そして m が小さい時のコンダクタンスの振動が m が大きくなっても打ち消されずに残る傾向がある。この傾向のためコンダクタンス振動が過大評価されていると思われる。この過大評価の原因は全コンダクタンス G_{total} がそれぞれの微小チャンネルの直列接続合成コンダクタンスであるという仮定が単純すぎるためと思われる。このため図 5.2.4 の Sidelobes 反射が原因で起こるコンダクタンス振動が図 5.1.5 の相互コンダクタンス振動を説明できるとはいえない。

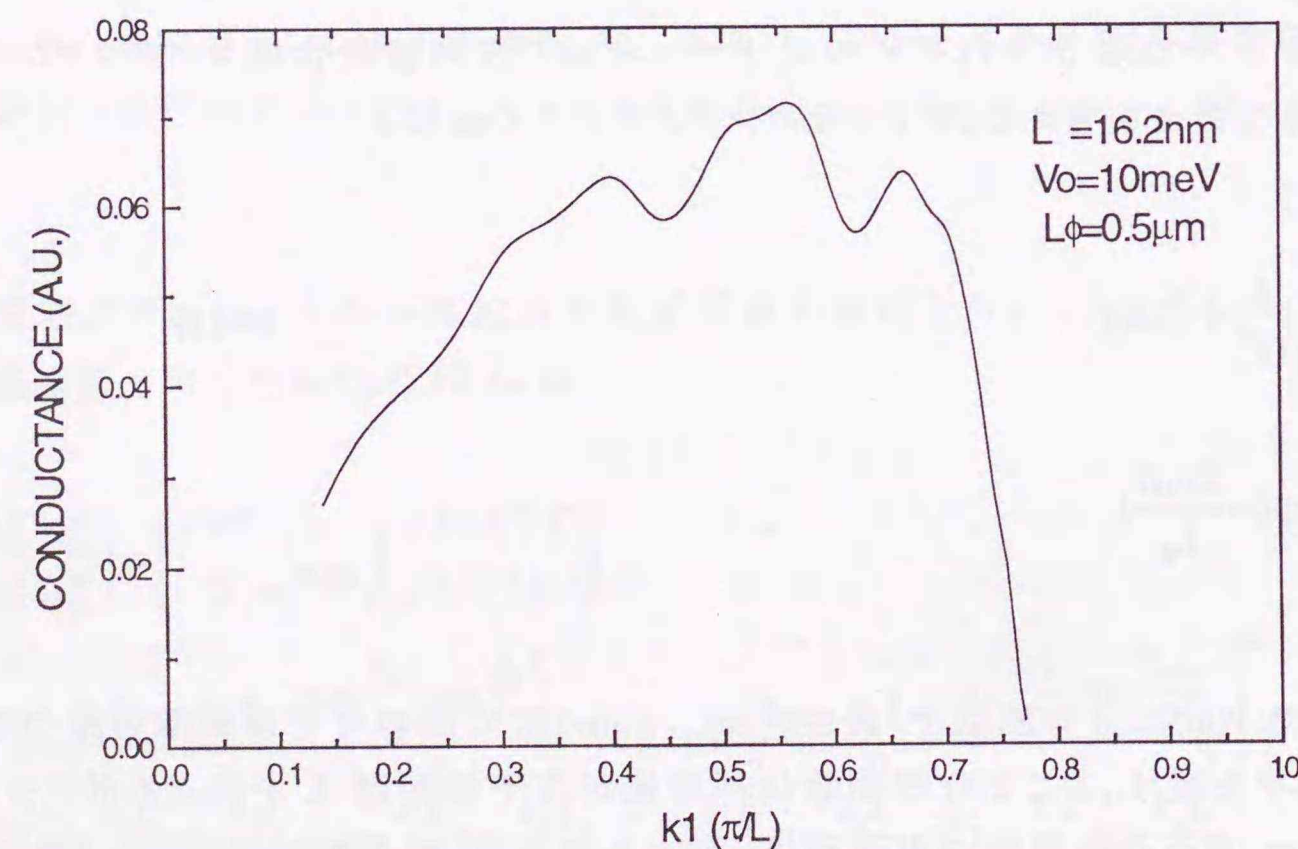


図 5.2.4 周期ポテンシャル振幅 10 meV, 周期 16.2 nm の周期ポテンシャルを持つ 1 次元チャンネル(可干渉距離 $0.5\mu\text{m}$)のコンダクタンス振動。横軸 k_1 は図 5.2.3 で示すように入射電子波の波数を示す。

一般に Sidelobes 反射が消失せず持続するためには、システムの寸法が有限であるこ

とが必要である。しかし分数原子層超格子変調ドーブ構造では、有限寸法システムの寸法、隣り合うシステムとの接続方法等が不確定なため、確定的な説明はできない。

以上本節では図 5.1.5 に示したフェルミ波数に対する相互コンダクタンス振動の原因として Sidelobes 反射を考察した。チャンネルは可干渉距離程度の大きさの微小チャンネルが 1 次元的に直列に接続され、微小チャンネル間では電子波の干渉現象が起こらないと仮定した。チャンネルの全コンダクタンスを微小チャンネルにおけるコンダクタンスから合成する方法に問題があり、図 5.1.5 に示したフェルミ波数に対する相互コンダクタンス振動を再現できなかった。

図 5.1.5 に示したフェルミ波数に対する相互コンダクタンス振動の起源を調べるためには、今後バンド構造が既知である系での相互コンダクタンス振動の詳細な実験が必要と考える。

5.2.3 周期ポテンシャル中の電子波と周期構造光導波路中の光

本節では周期構造光導波路のフィルター特性(波長: およそ 1 μ m)と、AlAs/GaAs 分数原子層超格子を用いた周期ポテンシャル中の電子波の透過確率の電子波数依存性の類似点・相違点について考察する。このため光導波路解析で使われている手法を用いて、振幅を $-V_0$ とする周期的矩形ポテンシャル $V(x)$ を持つシュレジンガー方程式、

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} - \varepsilon\Phi(x) = -V(x)\Phi(x) \quad (4-18)$$

$$V(x) = -V_0 \sum_{q=-\infty}^{\infty} a_q \exp(i \frac{2\pi q}{L} x)$$

を解く。ここで m^* は電子の有効質量、 a_q は周期的矩形関数のフーリエ級数の係数をあらわす。波動関数を周期ポテンシャル $V(x)$ がない時の解と x に対して緩やかに変わる関数、前進電子波振幅 $A(x)$ 、後退電子波振幅 $B(x)$ の積、

$$\Phi(x) = A(x)e^{ikx} + B(x)e^{-ikx} \quad (4-19)$$

$$k = \frac{\sqrt{2m^*\varepsilon}}{\hbar}$$

の形を仮定して式(4-17)に代入して解く。次に前進電子波振幅 $A(x)$ と後退電子波振幅 $B(x)$ に関して波数 $k = q\pi/L$ 付近で微分方程式が、

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dx} &= \frac{m^*V_0}{i\hbar^2k} a_q B \exp(-2i(k - \frac{q\pi}{L})x) \\ \frac{dB}{dx} &= -\frac{m^*V_0}{i\hbar^2k} a_q A \exp(2i(k - \frac{q\pi}{L})x) \end{aligned} \quad (4-20)$$

と示される。式(4-19)は周期構造光導波路のフィルター特性の解析で使われる微分方程式と全く同じ形をしている。前進(後退)電子波の空間変化と後退(前進)電子波を結びつける係数は、

$$\frac{m^*V_0}{i\hbar^2k} a_q$$

と書き表され、光導波路の解析と同様にこれを結合定数と呼ぶ。

$q=1$ のとき $a_q = i/\pi$ であることより電子波の結合定数は、

$$\frac{m^*V_0}{\hbar^2k} \frac{1}{\pi}$$

となり、 $V_0 = 10$ meV, $k = 1.37 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$ を代入して、結合定数は $2 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ となる。一方周期構造光道波路の結合定数は 10^3 m^{-1} 程度であるので、電子波の周期ポテンシャルの結合定数は約 1 万倍大きい。

表 5 に周期構造を持つ電子波周期ポテンシャルと光フィルター(波長 1 μ m)の比較を示す。これより両者には共通の長所・短所がなく、正反対の性質を持つことが分かる。電子波の長所は波長が短く結合定数が大きいことであり、光の長所は可干渉距離は長いことである。このため光では干渉現象が容易に観測できる。一方電子波の欠点は干渉距離が短いことであり、光の欠点は波長が長く結合定数が小さいことである。このため光では結合定数の小さい分を補うためにフィルター寸法が大きくなる。

波長選択性を持つフィルターの特性は光・電子波の場合、それぞれ結合定数 $\times$ 素子寸法、結合定数 $\times$ 可干渉距離で決まるため、それぞれの長所・短所は相殺しあい AlAs/GaAs 分数原子層超格子を使った波長選択フィルターの特性は光の波長選択フィルターとほとんど同じになる。

表 5. 周期構造を持つ電子波周期ポテンシャルと光フィルターの比較

	電子波	光
波長	$10^{-8} \sim 10^{-7}$	10^{-6}
結合定数	$10^7 \sim 10^8$	$10^3 \sim 10^4$
可干渉距離	$10^{-7} \sim 10^{-6}$	$10^4 \sim 10^6$
素子寸法(m)	$10^{-5} \sim 10^{-4}$	10^{-3}
結合強度	結合定数 $\times$ 可干渉距離 1~10	結合定数 $\times$ 素子寸法 1~10

本節は AlAs/GaAs 分数原子層超格子を横切るように電流を流した場合で、かつその線幅がサブミクロンと狭く擬一次元状態における電子輸送及び電子状態について説明する[8]。

チャンネル幅がサブミクロンと狭くなると、細線化による進行方向量子化によりチャンネル中の多くの電子がチャンネルの長手方向に伝導する。このため共鳴時にはほとんど全ての電子が干渉に関与する。

一方二次元伝導の時は、共鳴時にも伝播方向以外に伝播する電子により、共鳴ピークが平均化される。しかし電子が一次的に伝播するときにはこうした平均操作がないために、電子波干渉による電流振動の増大が期待される。

5.3.1 一次元電子波干渉素子の作製

本節では AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元細線の作製方法について説明する。用いた AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造ウェハの層構造を表 6 に示す[1, 2]。

表 6. AlAs/GaAs 分数原子層超格子の層構造

基板傾斜角 [110]方向	2° (分数原子層超格子周期 8.1 nm)
Si ドープ AlGaAs 層厚	94 nm
分数原子層超格子層厚	6 nm
GaAs 分数原子層幅	4.05 nm
AlAs 分数原子層幅	4.05 nm
GaAs 層厚	180 nm

この AlAs/GaAs 分数原子層超格子ウェハにまず(1)素子分離、(2)オーム性電極作製工程を施す。

- (1) 分数原子層超格子を横切る方向に電流を流すようチャンネル形状(チャンネル長 40 μm、チャンネル幅 100 μm)を光露光により形作り、エッチングによる素子間

分離により素子形状を作製する。

- (2) ソース、ドレイン電極形状を光露光により形作り、電子ビーム蒸着装置により Au-Ge を 150 nm 堆積させ、リフトオフ工程を経て 430°C、30 秒の熱処理により電極を形成する。

つぎに(3)電子ビーム露光装置を用いた AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元細線作製行程に進む。まずチャンネル上に線幅 250 nm の細線を 1μm 間隔に 100 本配置させたデザインを採用する。

- (3) ウェハにレジストを塗布する。細線両側部分に電子ビームを露光して、現像する。引き続き露光部の AlGaAs 層を約 40 nm ウェットエッチする。

ウェットエッチにより AlGaAs が除去された領域では、AlGaAs 層厚がおおよそ 50 nm と薄い。このため GaAs 層と分数原子層界面に電子が蓄積せず空乏化して高抵抗領域となっている。これにより細線の加工が完了する。

最後に(4)ゲート電極作製工程を行う。

- (4) ゲート電極形状を光露光により形作り、電子ビーム蒸着装置により Ti 及び Au を合わせて 300 nm 堆積させ、リフトオフ工程を経て電極を形成する。

以上、AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元電子波干渉素子が完成する。細線両側に空乏層があるため、一次元細線の幅は設計寸法に比べ空乏層の分細くなる。設計寸法と電気伝導度の関係から細線両側に広がる空乏層厚はおおよそ 150 nm となる。実際の一次元線の実効線幅は 100 nm と見積もられる。

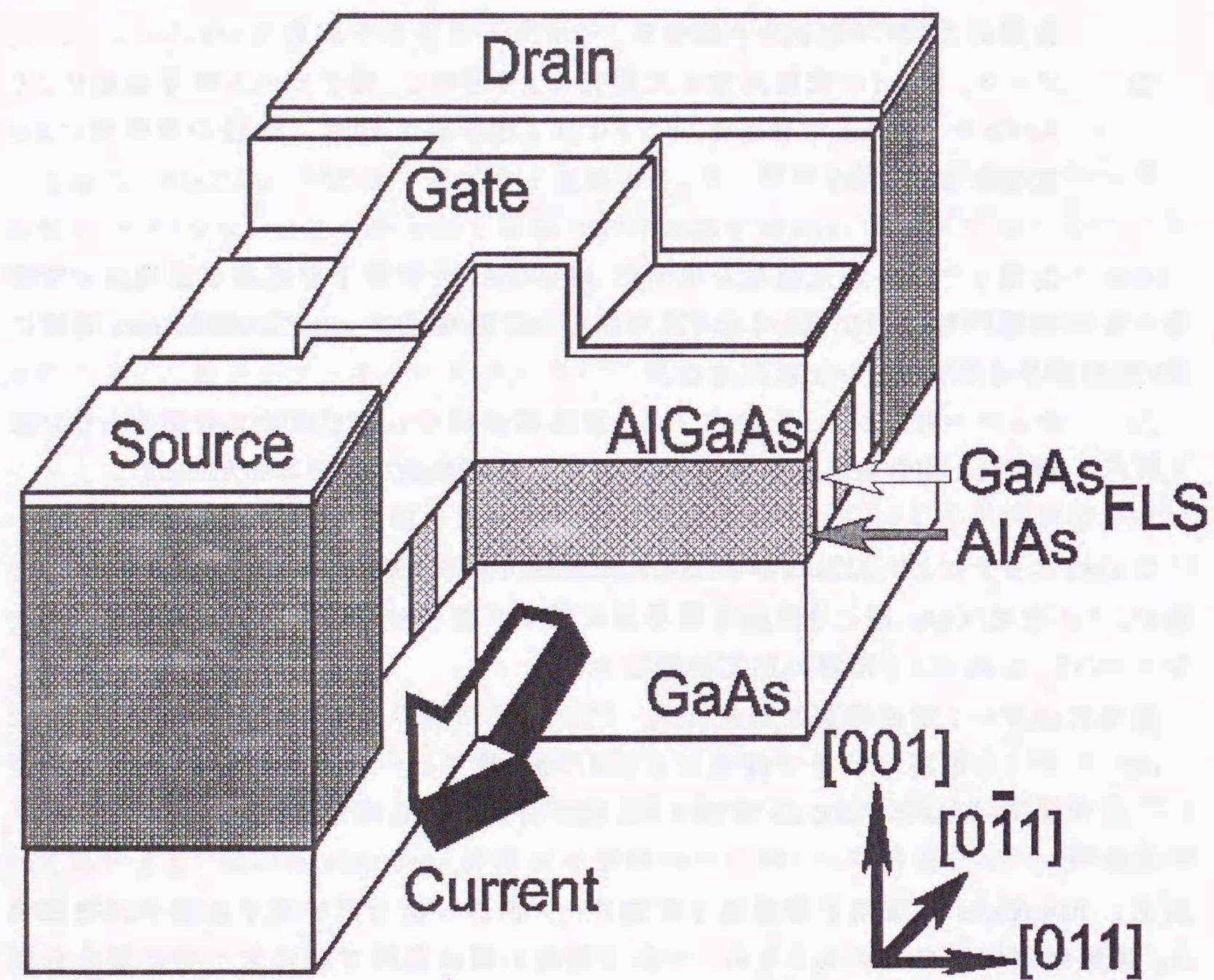


図 5.3.1 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元電子波干渉素子

5.3.2 一次元電子波干渉素子の電流振動

作製した AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元電子波干渉素子は前節で述べた電子波干渉素子同様良好な FET 特性を示す。図 5.3.2 に AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元電子波干渉素子の温度 4.2 K におけるドレイン電流を、図 5.3.3 に相互コンダクタンスのゲート電圧依存性を示す。ドレイン電圧に比例してドレイン電流が増加していることが分かる。一次元電子波干渉素子の伝導がオーミック性を持つこと、及びゲート電圧がドレイン電流をよく制御していることが分かる。

また図 5.3.2 中でゲート電圧増加に対して、ドレイン電流が減少する大きな振動があることが分かる。一方図 5.3.3 に示す相互コンダクタンスはゲート電圧 0.4V 付近と 0.6V 付近で負になっている。挿入図はゲート電圧 0.2V から 0.4V の間の相互コンダクタンスの相対変化を示している。挿入図からもゲート電圧 0.3V 及び 0.36V 付近でも相互コンダクタンスが負になっていることが分かる。

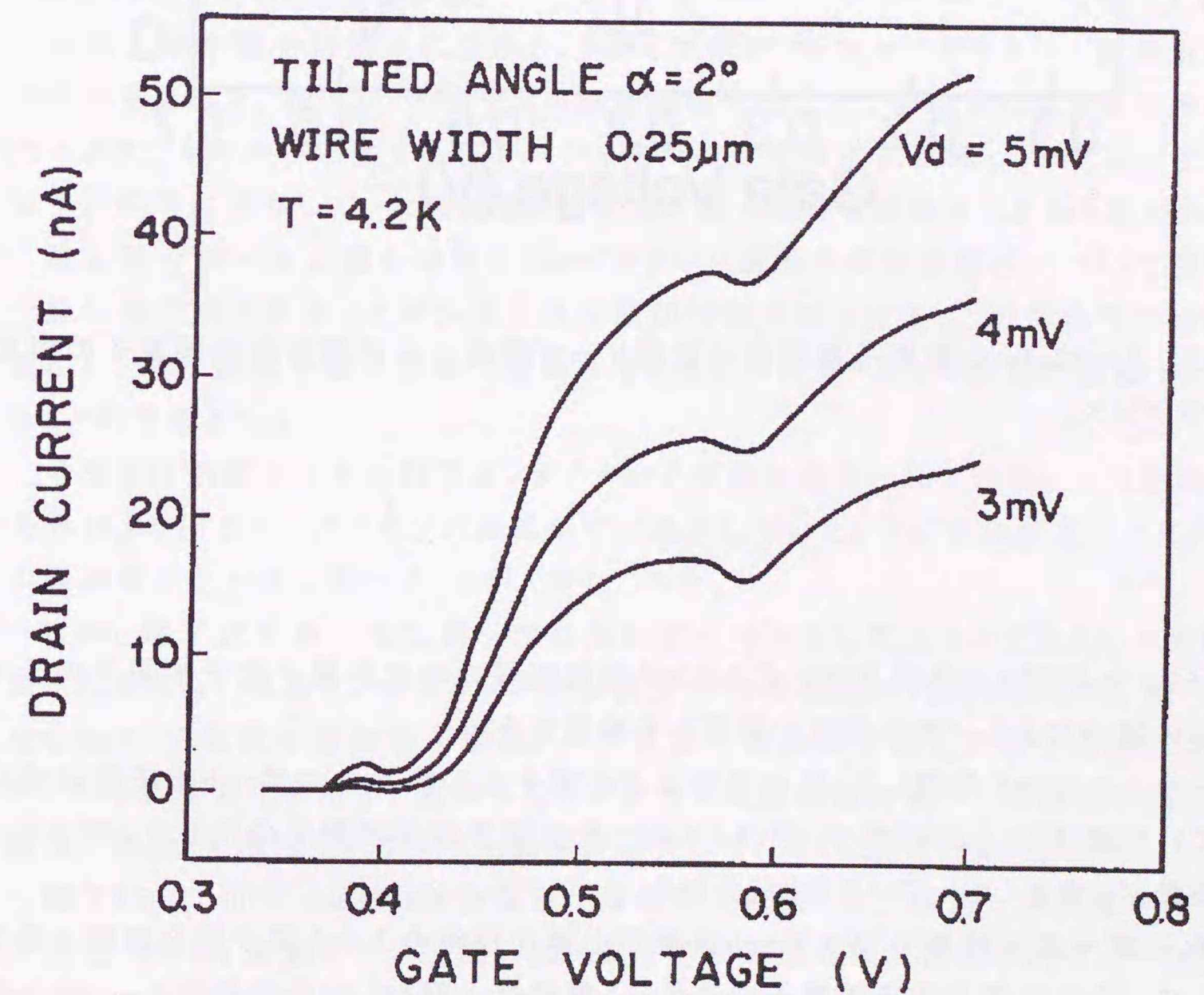


図 5.3.2 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元電子波干渉素子のドレイン電流。

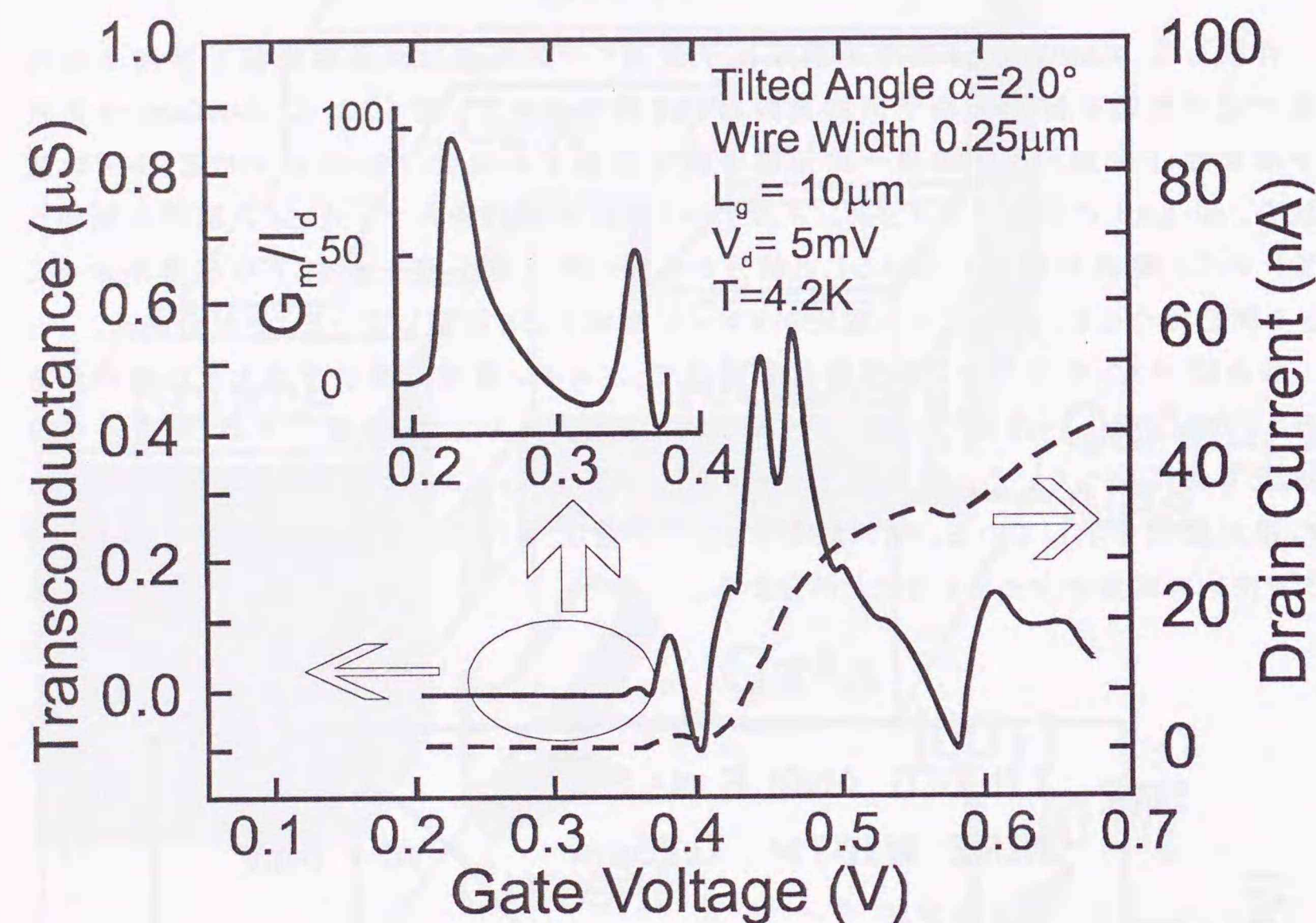


図 5.3.3 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元電子波干渉素子の相互コンダクタンス。

図 5.3.3 に観測される相互コンダクタンス振動振幅の増大が電子波干渉素子のチャネル幅の減少による一次元特有の効果かを検証する。

同一ウェハーから作製した 2° オフ基板上の電子波干渉素子のゲート電圧依存性を示している図 5.1.4 と比較する。図 5.3.3 の一次元電子波干渉素子の相互コンダクタンスの振動が、大きくなっていることが分かる。

一次元電子波干渉素子ではゲート電極が上部及び斜め上から電子数を制御するのに対して、通常の電子波干渉素子ではゲート電極は上部からのみ制御する。このためゲートキャパシタンスはそれぞれ異なる。

電子状態に関しても、電子波干渉素子中の状態密度は二次元状態に近い。構造関

数解析では自由電子の二次元状態密度を用いているが、得られる周期ポテンシャル周期に大きな誤差を生じない。一方一次元電子波干渉素子中の状態密度は大変複雑であり、求めることは困難である。このため一次元電子波干渉素子のゲート電圧と電子波の波数の関係を、詳細に決定することはできない。

このように一次元電子波干渉素子の相互コンダクタンス振動から 5.1.4 節で説明したような構造関数を用いた解析を、使うことができない。このため相互コンダクタンス振動の起源を推定するには別の方法が必要である。

コンダクタンス振動が分数原子層超格子の作る周期ポテンシャルの原因であることを確認するために、分数原子層超格子層の代わりに AlGaAs 層に成長させた変調ドーブ構造ウェハーを成長した。このウェハーに上記工程を施し周期構造を持たない一次元素子を作製した。

電子波干渉一次元素子では相互コンダクタンスの振動が、図 5.3.3 に示すように観測されるが、変調ドーブ構造一次元素子では相互コンダクタンス振動が観測されないことを確認した。これよりコンダクタンス振動は分数原子層超格子の作る周期ポテンシャルが原因であることが分かる。

一次元電子波干渉素子における、ドレイン電流・相互コンダクタンス振動振幅の増大が確認された。相互コンダクタンス振動振幅の増大は、細線化による進行方向量子化によりチャネル中の多くの電子がチャネルの長手方向に伝導し、ほとんどすべての電子が同時に関与して、共鳴状態と非共鳴状態の状態を遷移するためと思われる。

電子波干渉一次元素子の相互コンダクタンス振動の温度依存性について議論する。一般に温度が上昇すると非弾性散乱の緩和時間が減少する。このため可干渉距離が縮小し、その結果干渉が原因で観測される相互コンダクタンス振動の振幅が小さくなることが予想される。

今までは低温で大きな相互コンダクタンス振動が観測されていなかったため、温度上昇により相互コンダクタンス振動がすぐ消失していた。このため相互コンダクタンスの温度変化を十分に調べることはできなかった。

しかし電子波干渉一次元素子では低温で十分大きな相互コンダクタンス振動が観測されるため、相互コンダクタンスの温度依存性の測定が可能になった。図 5.3.4 に AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元電子波干渉素子の相互コンダクタンスの温度変化を示す。高温になるに従って振動振幅の減少、閾電圧の負シフトが観測される。窒素温度においても振動が消失していないことが分かる。

図 5.3.5(a), (b)に AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元電子波干渉素子及び AlGaAs 変調ドーブ構造一次元素子の閾電圧の温度変化を示す。一次元電子波干渉素子の閾電圧の変化は大きく且つ振動が見られるが、AlGaAs 変調ドーブ構造一次元素子では閾電圧は単調に変化していることが分かる。

AlGaAs 変調ドーブ構造一次元素子の閾電圧は、電子濃度の温度変化等で決定さ

れている。一方一次元電子波干渉素子の閾電圧は 3.6.2 節閾電圧の温度変化で説明した機構と同様の機構と考えられる。ピークを持つ一次元状態密度を反映して閾電圧の温度変化に振動が観測されると思われる。

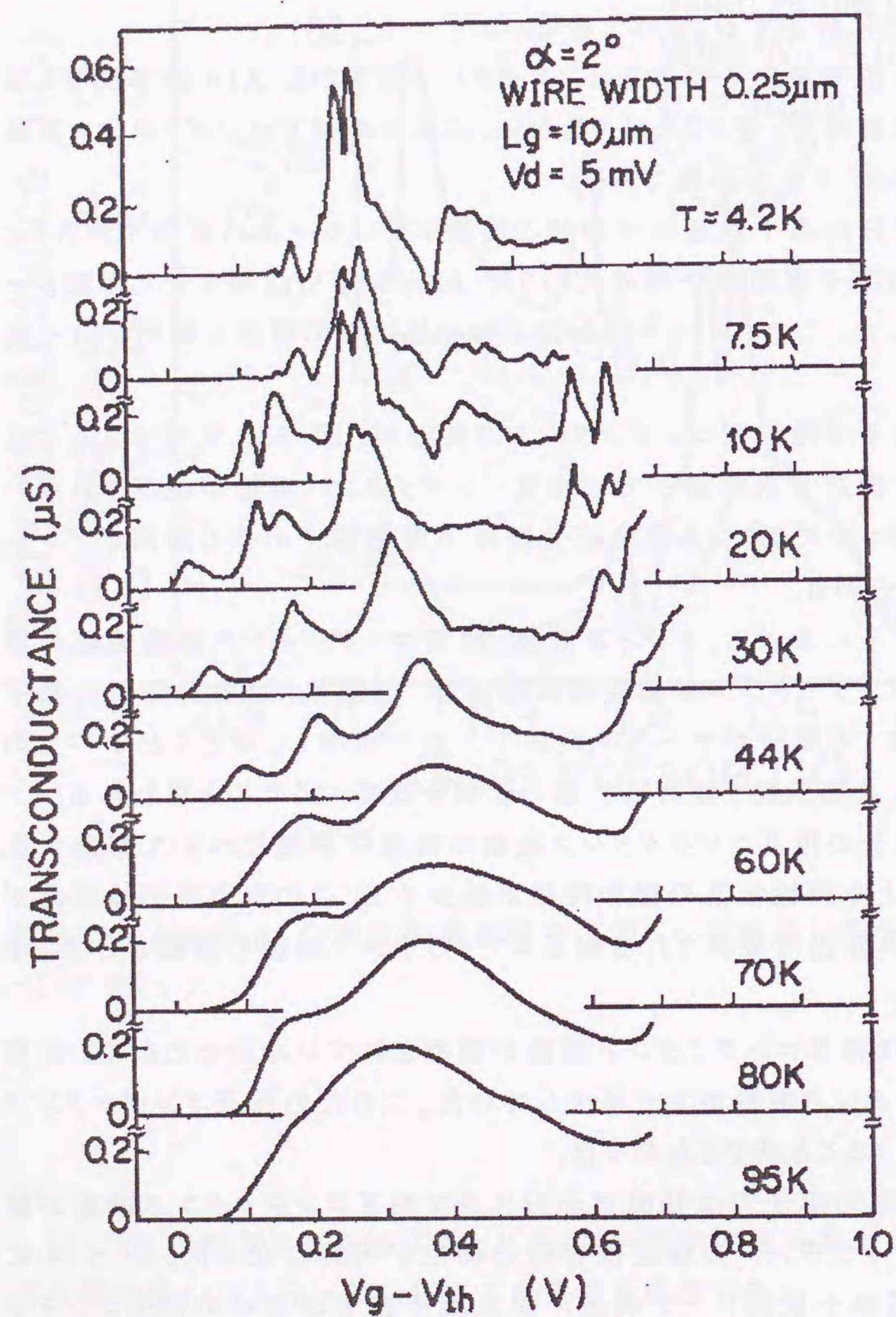
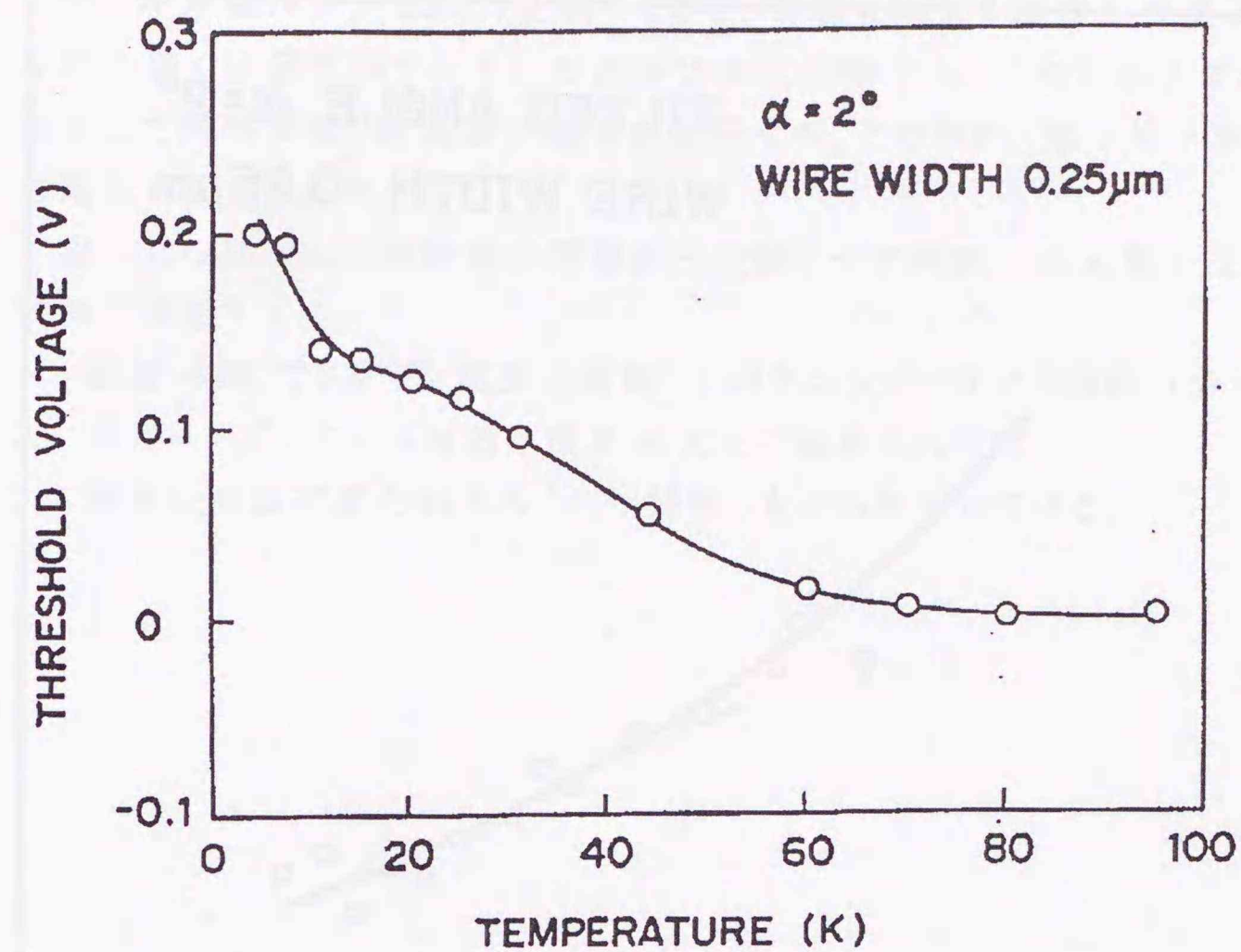
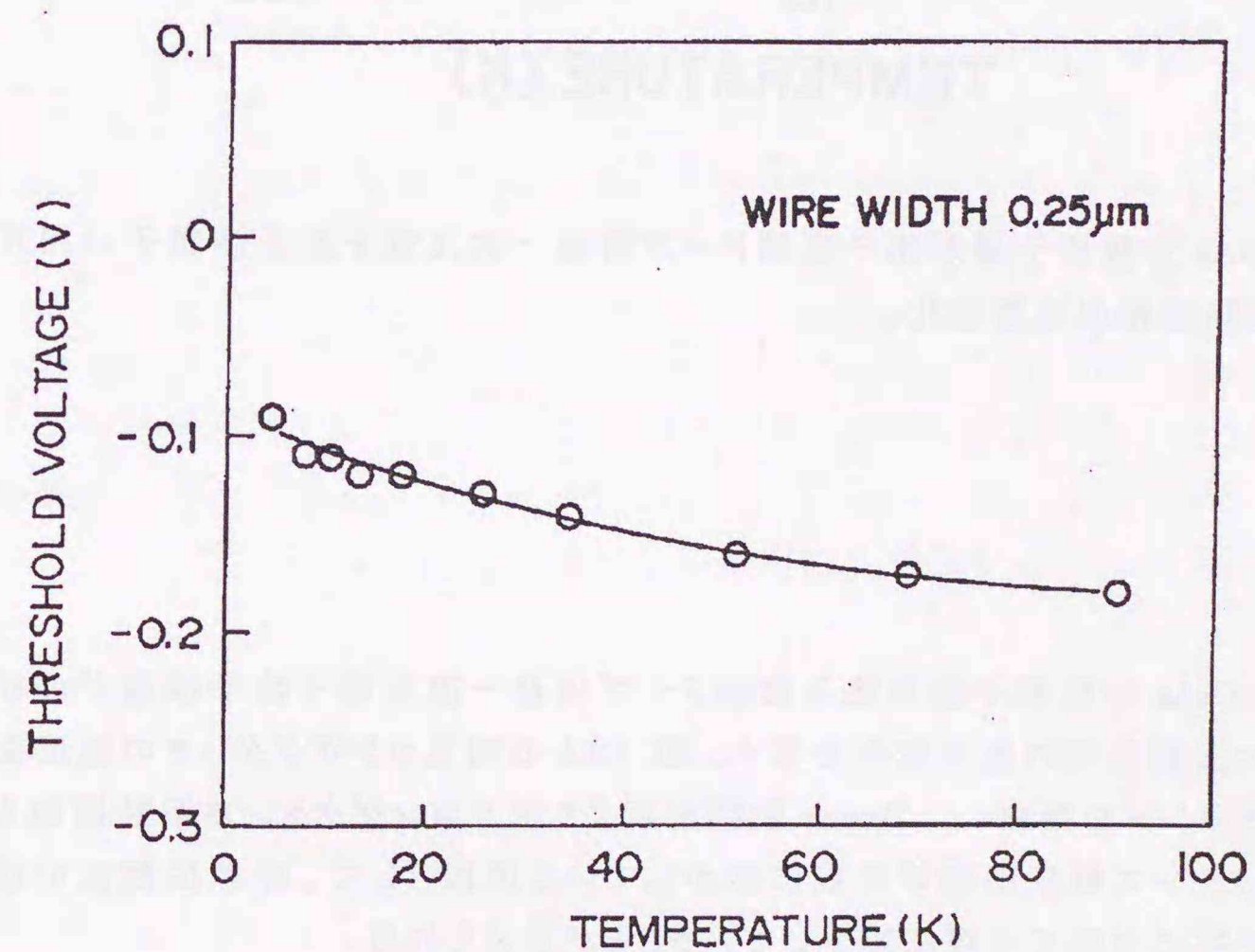


図 5.3.4 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーピング構造一次元電子波干渉素子の相互コンダクタンスの温度変化。横軸は閾電圧から計ったゲート電圧を示す。



(a)



(b)

図 5.3.5 (a) AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーピング構造一次元電子波干渉素子及び (b) AlGaAs 変調ドーピング構造一次元素子の閾電圧の温度変化

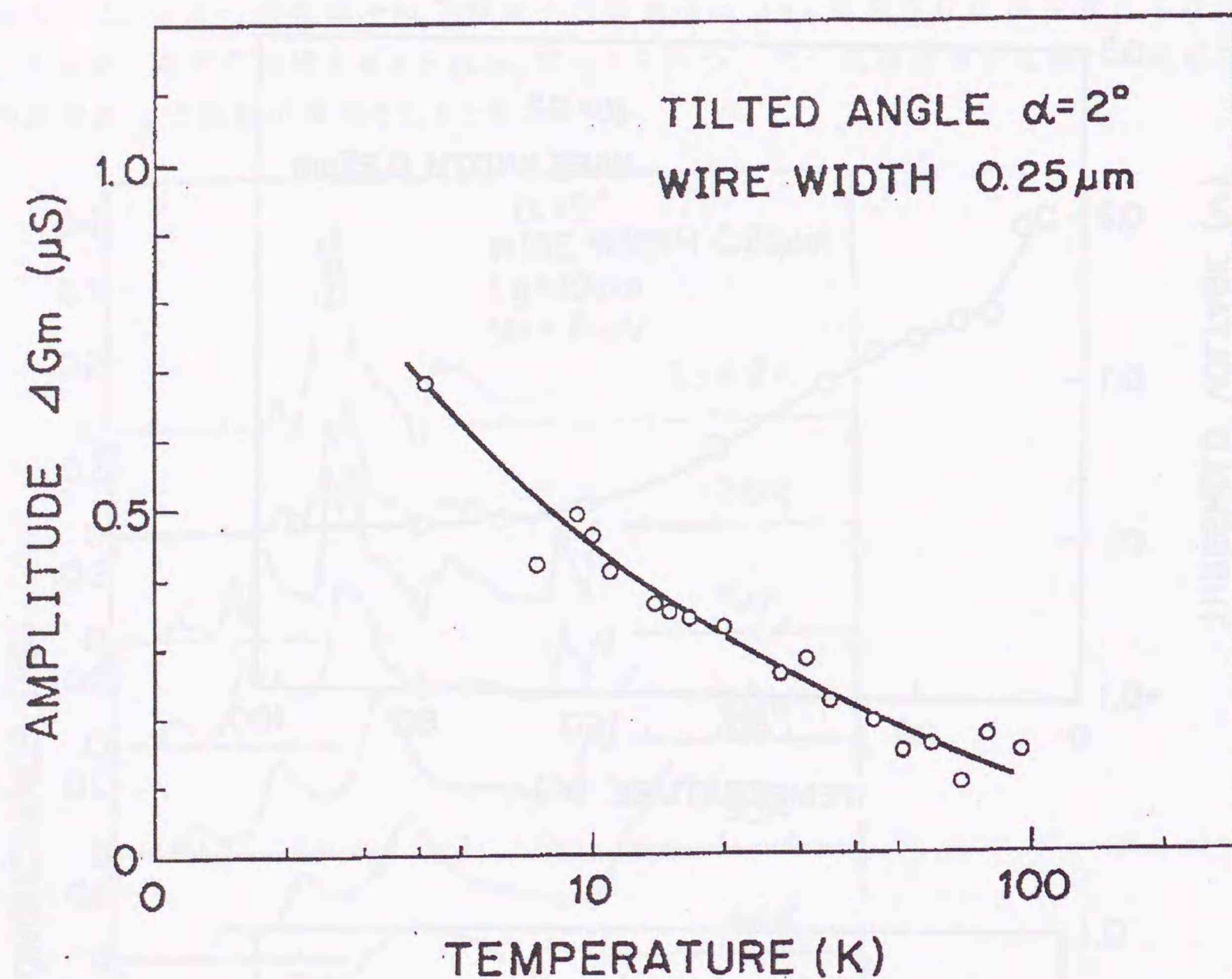


図 5.3.6 AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元電子波干渉素子の相互コンダクタンス振動振幅の温度変化。

図 5.3.6 に AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元電子波干渉素子の相互コンダクタンス振動振幅の温度変化を示す。図 5.3.4 の相互コンダクタンスの温度変化からバックグラウンドを相殺し、Fourier 振動解析より相互コンダクタンス振動振幅を求めた。コンダクタンス振動振幅が単調に減少している原因として、非弾性散乱の緩和時間が温度上昇につれて単調に減少していることが考えられる。

本節は AlAs/GaAs 分数原子層超格子を横切るように電流を流した場合で、かつその線幅がサブミクロンと狭く擬一次元状態における電子輸送及び電子状態について説明した[8]。

チャンネル幅がサブミクロンと狭くなると、細線化による進行方向量子化によりチャンネル中の多くの電子がチャンネルの長手方向に伝導する。このため全ての電子が干渉に関与して共鳴状態、非共鳴状態時を形成する。このため、電子波干渉による電流振動の増大が観測された。

以下に AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドーブ構造一次元電子波干渉素子のその特徴を列記する。

1. 温度 4.2K でドレイン電流は振動し、相互コンダクタンス振動は負になる時がある。
2. 相互コンダクタンス振動は温度 80 K まで観測される。
3. 閾電圧の温度変化は大きくかつ振動しながら減少している。

本章では周期 10 ~ 20 nm の分数原子層超格子を短周期周期ポテンシャルとして利用した分数原子層超格子変調ドープ構造の電子状態を理論及び実験両面からの解析した。またこの構造を用いた電子波干渉素子の電子波干渉効果を説明した。周期が干渉露光法によって作製した Wash Board Transistor 中の周期ポテンシャルに比べて約二桁短くなっているため、変調可能な電流の改善だけでなく従来観測されなかった新しい現象が見いだされた。

基板傾斜角 1.0° , 1.5° , 2.0° の基板上の分数原子層超格子変調ドープ構造中に特有の周期数十 nm の周期ポテンシャルを持ち電流方向が周期ポテンシャルに垂直である電子波干渉素子を作製した。そして周期構造に起因する電流振動を観測した。第 3 章に述べた場合と比べて電流振動時の電流が約一万倍大きくなった。これは周期が短くなったため、干渉効果を効率的に引き起こす電子波長は短くなり電子数が大きくなったためと思われる。

電子波干渉素子の電流振動の周期は基板傾斜角に依存することを観測した。振動解析によりステップ周期の整数倍の位置に構造関数のピークがあることが分かった。これは電流振動はステップ周期の整数倍の周期ポテンシャルが原因で起きていることを示す。しかしステップ周期が電子波長より短くステップ周期による Bragg 反射が観測されないこと、及び分数原子層超格子変調ドープ構造にはマルチステップによる超構造周期が存在するため、周期ポテンシャルの実体の解明は複雑であった。そして結果的に 4 倍のマルチステップ周期による超構造周期の Bragg 反射及びその二次ピーク、そして 3, 5 倍のマルチステップ周期による超構造周期の Bragg 反射ピークが観測されていると考えられる。

AlAs/GaAs 分数原子層超格子を横切るように電流を流した場合で、かつその線幅がサブミクロンと狭く擬一次元状態を持つ AlAs/GaAs 分数原子層超格子変調ドープ構造一次元電子波干渉素子を作製した。この素子で電子波干渉による電流振動の増大が観測された。これは一次元状態では、伝播方向量子化により、共鳴ピークが平均化されないためと思われる。

- [1] K. Tsubaki, T. Fukui, Y. Tokura, H. Saito, and N. Susa.: "Electron wave interface device with vertical superlattices working in large current region" *Electronics. Lett.* 25, 11, 728 (1989).
- [2] K. Tsubaki, T. Honda, H. Saito and T. Fukui.: "Electron wave interference device with fractional layer superlattices", *Appl. Phys. Lett.* 58, 4, 376, (1991).
- [3] T. Nanbu, S. Kawaji, K. Kuboki, Y. Kawaguchi, J. Yoshino and H. Sakaki, "Negative magnetoresistance and inelastic scattering time in two-dimensional electron systems in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterojunction Interfaces", *J. Phys. Soc. Japan.* 53, 2, 682 (1984).
- [4] T. Hiramoto, K. Hirakawa, Y. Iye and T. Ikoma, "One-dimensional GaAs wires fabricated by focused ion beam implantation", *Appl. Phys. Lett.* 51, 20, 1620, (1987).
- [5] Y. Tokura, H. Saito and T. Fukui.: "Terrace width ordering mechanism during epitaxial growth on a slightly tilted substrate" *J. of Cryst. Growth*, 94, 46 (1989).
- [6] J. Ishizaki, S. Goto, M. Kishida, T. Fukui, H. Hasegawa.: "Mechanism of Multiatomic Step Formation during Metalorganic Chemical Vapor deposition Growth of GaAs on (001) Vicinal Surface Studied by Atomic Force Microscopy", *Jpn. J. Appl. Phys.* 33, 721 (1994).
- [7] K. Ohkuri, J. Ishizuka, S. Hara, and T. Fukui, : "Step bunching on GaAs vicinal surface after thermal treatment (III)", *Extended Abstract of 56th Autumn Meeting*, 298 (1995).
- [8] K. Tsubaki, T. Honda, H. Saito, T. Fukui.: "Electron wave interference in fractional layer superlattice (FLS) quantum wires", *Inst. Phys. Conf. Ser. No.* 120, 619, (1991).

3章から5章までは、主に表面超格子周期構造中を流れる電子の波動性に起因する電子波干渉現象を観測してきた。研究の初期段階では第1章紹介した微細構造作製技術がまだ未熟なため、その他の構造がうまく作製できなかった。このことが電子波干渉の研究を周期構造に限定してきた理由である。

表面超格子構造における電子波干渉効果の研究を補い、さらに深く電子波干渉効果を理解するために、表面超格子構造以外の構造について、特に Mach-Zehnder 電子波干渉計の特性について本章で記述する。

Mach-Zehnder 電子波干渉計構造は、光学分野で使われている Mach-Zehnder 光導波路と同様な構造である。この干渉計は二つの分岐を持つ。干渉計内部で入射電子波は二つに分岐される。分岐された電子波間の位相差を制御し再び一つに合成させた時、合成電子波振幅が位相差の大きさにより変化する。

Mach-Zehnder 光導波路での干渉現象と、Mach-Zehnder 電子波干渉計における干渉現象の違いについても大変興味深い。ひとつ考えられる違いは電子は電荷を持つため電場に敏感である。このため干渉現象を電場で制御可能である。加えて Mach-Zehnder 電子波干渉計はリング構造であるため、磁場に対してもまた敏感である。このため電子が干渉する効果の一つである Aharonov-Bohm 効果も観測される。

電子ビーム露光装置の導入による微細構造技術の進歩とともに、Mach-Zehnder そして Stub 型電子波干渉計の作製が可能になってきた。本章では Aharonov-Bohm 効果効果も観測され、多彩な側面を持つ Mach-Zehnder 型電子波干渉計について説明する。

6-1 Mach-Zehnder 電子波干渉計の分類

電子波干渉現象を観測するため、そして将来の機能素子として利用していくため様々な構造の干渉計が提案されている。これらは光学で使われている干渉計の類推の場合が多いが、電子は光と同じ波であるが多くの点で異なるためにその制御は独特のものがある。また干渉計が電流を変調するのに有望であるか現在のところ明確には判明していない。これは実際干渉計を作製測定しなければこれは判明しないだろう。

以下に電子波干渉計を分類すると[1]、

- | | | |
|-----------|-------------------|----------------|
| 1. 表面超格子 | | 文献[2, 3, 4, 5] |
| 2. 単一量子細線 | a. Stub 型 | 文献[6, 7] |
| | b. Mach-Zehnder 型 | 文献[8, 9] |

3. 電子波回折

文献[10]

4. 方向性結合器

文献[11, 12]

となる。1.表面超格子における電子波干渉については3章から5章において説明した。3.電子波回折、4.方向性結合器の干渉現象観測には、今まで以上の微細加工そして干渉現象を確認すべき制御された実験が必要になる。一方 2.単一量子細線は光導波路の設計と同様に干渉計を形作ることができる。a. Stub 型の電子波干渉計は構造が簡単である利点がある。一方 b. Mach-Zehnder 電子波干渉計はリング構造の一種であるため、リング中空部を貫く磁束に対して、周期的に電気抵抗が振動する Aharonov-Bohm 効果も観測される。磁場による電子波干渉現象が加わり、Mach-Zehnder 電子波干渉計は大変魅力的である。なお単一量子細線では、単一細線に電流を流すため、電流に上限限界がある。

Mach-Zehnder 電子波干渉計は、図 6.1.1 に示すように二つの分岐チャンネルを持つ。分岐部で分かれた二つの電子波間には、チャンネル形状が上下で異なることに依存して位相差を生じる。ここで位相差を生じさせる部分を位相器(Phase Shifter)と呼ぶ。位相器を通過して位相が異なる二つの分岐波が接合部で合流する時、位相差に応じて合成波の振幅が決まる。電子波の間で生じる位相差は外部電圧で制御可能であるから、外部電圧により合成波の振幅を変化できる。この結果電流は外部電圧で変調可能である。

位相器(Phase Shifter)中の分岐チャンネルのチャンネル幅、チャンネル長さ、そしてチャンネルの曲がり角度に注目して、Mach-Zehnder 干渉計の構造を分類し表 1.に示す。二つの分岐チャンネル間の位相差は分岐から合流までに進む位相の差で決まる。このためチャンネル i の電子波の波数を k_{Fi} 、チャンネル i の長さを L_i とすると位相差 ϕ は

$$\phi = k_{F1}L_1 - k_{F2}L_2$$

となる。 k_{Fi} はチャンネル i の幅に依存する。

行路差型(図 6.1.1(a))ではチャンネル幅は同じであり k_F は等しいが、長さが異なる。このため行路路差型では位相差は行路差に比例する。狭窄型、幅広型(図 6.1.1 (b), (c))は上下のチャンネル長 L は等しいが幅が異なる形なので、位相差はそれぞれのチャンネルの波数の差に比例する。狭窄型は分岐チャンネルの一部が狭くなっている形状である。この場合狭窄部の波数は入出射部及び他の分岐チャンネル中の波数より小さい。逆に幅広型分岐チャンネルの一部が広がっている形状である。この場合幅広部の波数は入出射部及び他の分岐チャンネル中の波数より大きくなる。

一般に分岐チャンネルの曲がり部分では反射波を生ずる。この反射波は Mach-Zehnder 干渉現象観測には不必要なものであり、これを低減させることが望ましい。このため反射波を減らすためにチャンネル曲がり角を 45 度、135 度としたものも比較のため作製し

た。

作製した行路差、狭窄型、幅広型 Mach-Zehnder 干渉計の位相器を表 1.に整理し、形状の模式図を図 6.1.1(a), (b), (c)に示す。

第 6.2 節以下では、この 3 種類の構造作製、電子波干渉による電流振動の例を紹介して、電子波干渉の特徴、問題点などを議論していく。

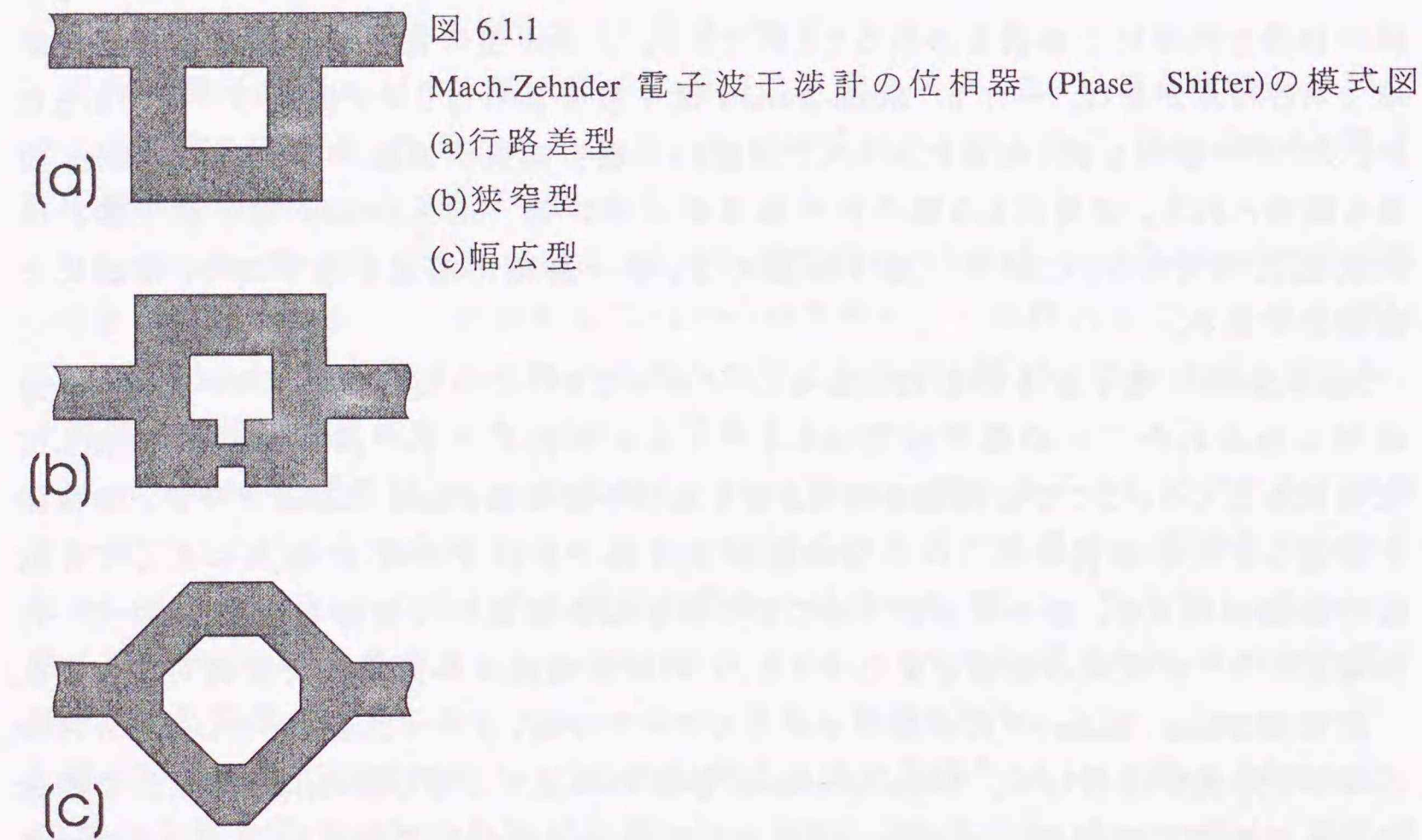


図 6.1.1
Mach-Zehnder 電子波干渉計の位相器 (Phase Shifter)の模式図
(a)行路差型
(b)狭窄型
(c)幅広型

表 1. Mach-Zehnder 干渉計の分類

位相器構造	チャンネル幅	チャンネル長	曲がり角ルール	図面
行路差型	同	異	90°	図 6.1.1(a)
			45°	
狭窄型	狭	同	90°	図 6.1.1(b)
			45°	
幅広型	広	同	90°	図 6.1.1(c)
			45°	

6-2 Mach-Zehnder 電子波干渉計の作製

本節では行路差、狭窄型、幅広型の 3 種類の Mach-Zehnder 電子波干渉計の作製手順について説明する。

作製手順は、3 種類の Mach-Zehnder 電子波干渉計でそれぞれの位相器構造を電子ビーム露光装置で形成する以外は、全く共通である。AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造ウェハーの構造を表 2.に示す。また移動度は温度 4.2K において概ね $250,000 \sim 320,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ 、電子濃度は $3 \sim 6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ である。

表 2. AlGaAs/GaAs 変調ドープ構造ウェハーの構造

n ⁺ -AlGaAs 層	76 nm	N _D : $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
nondoped AlGaAs 層	9 nm	
nondoped GaAs 層	0.58 μm	

まず通常の工程(1)素子分離、(2)オーム性電極作製工程を以下の手順で行う。

- (1) チャンネル形状(チャンネル長 $50 \mu\text{m}$ 、チャンネル幅 $100 \mu\text{m}$)を光露光により形作り、エッチングによる素子間分離により素子形状を作製する。
- (2) ソース、ドレイン電極形状を光露光により形作り、電子ビーム蒸着装置により Au-Ge を 150 nm 堆積させ、リフトオフ工程を経て 430°C 、30 秒の熱処理により電極を形成する。

つぎに(3)微細位相器 (Phase Shifter)作製に進む。

- (3) 位相器 (Phase Shifter)を構成するチャンネル(構造幅 $0.5 \mu\text{m}$)の境界外側を、電子ビームにて露光したのち現像する。つぎにこの露光部分を 50 から 70 nm ウェットエッチして、チャンネルを形成した。図 6.2.1, 2, 3 にウェットエッチ後の各種位相器の電子顕微鏡写真を示す。

最後に位相器部分を覆うように(4)ゲート電極作製工程を行い、素子作製工程を完了する。

- (4) ゲート電極形状をウェハー表面に光露光により形作り、電子ビーム蒸着装置により Ti 50 nm 及び Au 250 nm 堆積させ、リフトオフ工程を経て電極を形成する。またウェハー裏面に Ti 50 nm 及び Au 250 nm を電子ビーム蒸着装置により堆積させ、バックゲートとする。

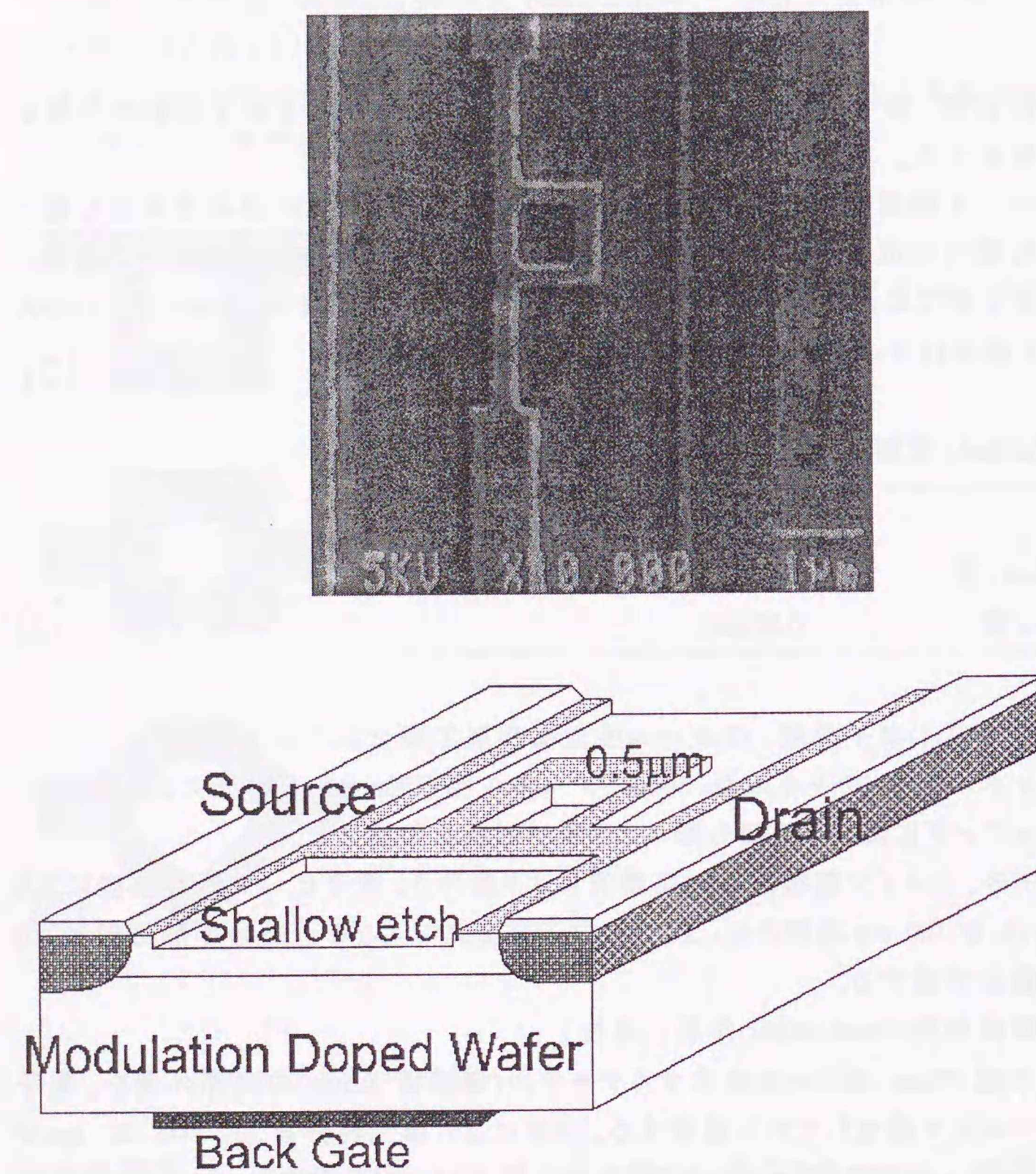


図 6.2.1 行路差型 Mach-Zehnder 電子波干渉計の電子顕微鏡写真及び模式図。

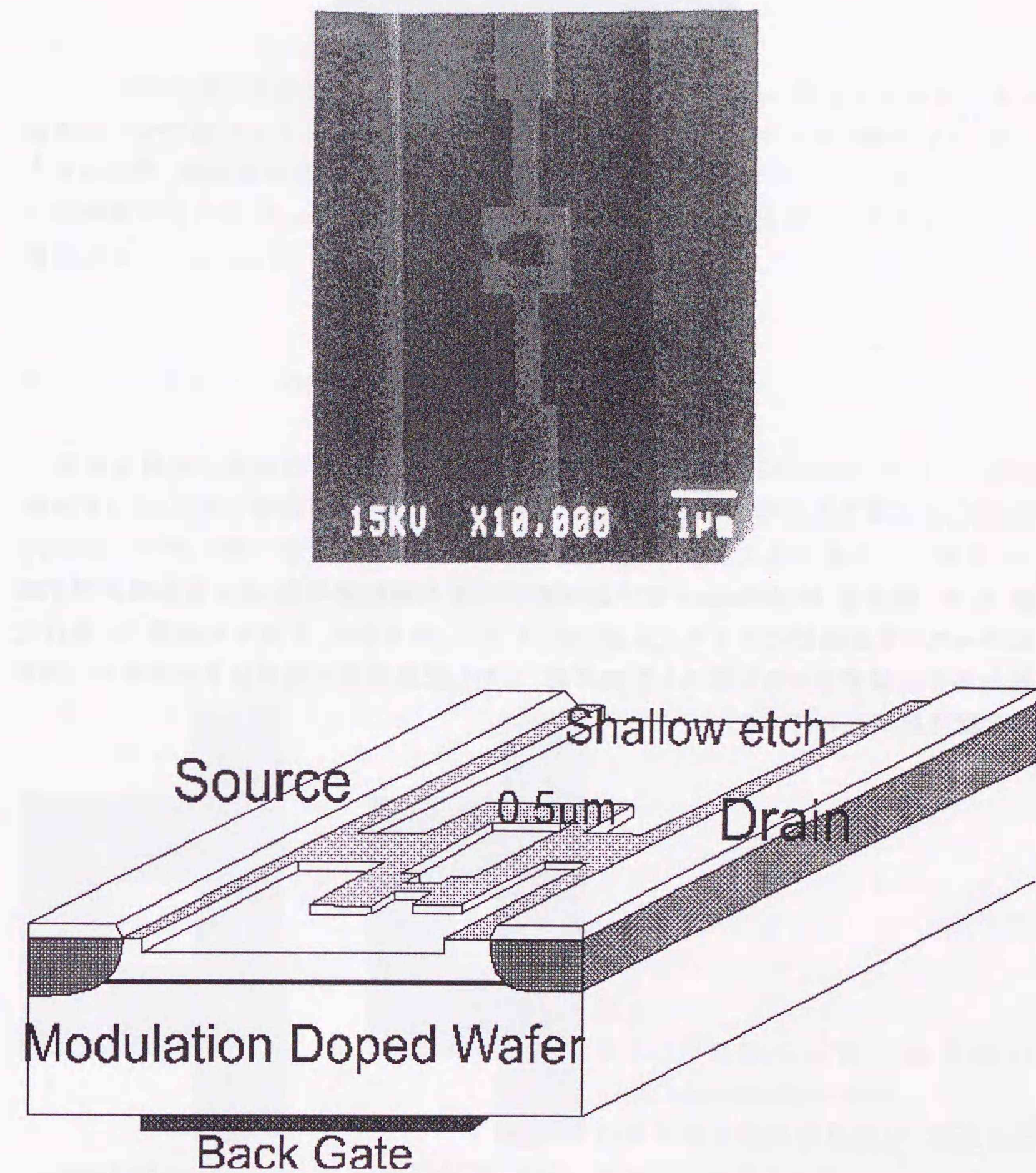


図 6.2.2 狭窄型 Mach-Zehnder 電子波干渉計の電子顕微鏡写真及び模式図。

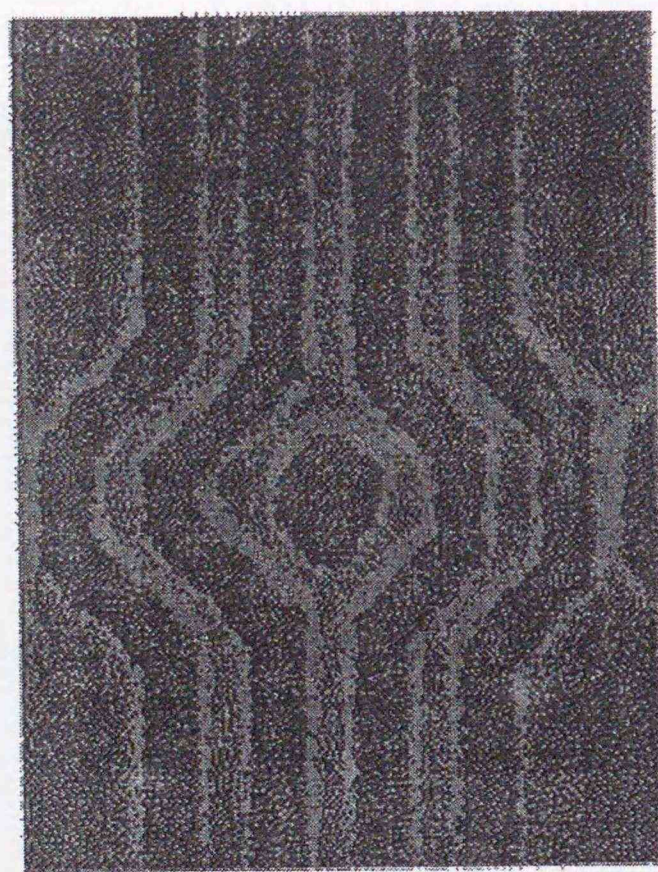


図 6.2.3 幅広型 Mach-Zehnder 電子波干渉計の電子顕微鏡写真。ここで上部及び下部のチャンネル構造幅はそれぞれ $0.5\ \mu\text{m}$ そして $0.7\ \mu\text{m}$ である。写真中の数多くの線は近接効果を低減するために導入した露光線。しかし近接効果の低減はまだ不十分であり、まだ境界線が乱れている。

6-3 Mach-Zehnder 電子波干渉計の特性

本節では作製した行路差型、狭窄型、幅広型の Mach-Zehnder 電子波干渉計の電流振動について紹介する。測定にあたり以下のことに注意した。チャンネル幅が $0.5\ \mu\text{m}$ と大きい、電流振動観測はすべて希釈冷凍機を用いた温度 $20\sim 100\ \text{mK}$ で行った。また測定に用いた Mach-Zehnder 電子波干渉計には一つの位相器しか持たないため、電流は $1\sim 20\ \text{nA}$ とした。

6.3.1 行路差型 Mach-Zehnder 電子波干渉計

電流振動が行路差に依存することを確認するために、図 6.3.1(a)に示すように、構造幅が $0.5\ \mu\text{m}$ で長さが異なる 2 本の分岐を持つ Mach-Zehnder 干渉計を作製した。それぞれについて電子波干渉による電流振動を観測した。二つの分岐の最小の行路差 (ΔL) は、それぞれ約 $1\ \mu\text{m}$ 及び $0.5\ \mu\text{m}$ の 2 種類である。

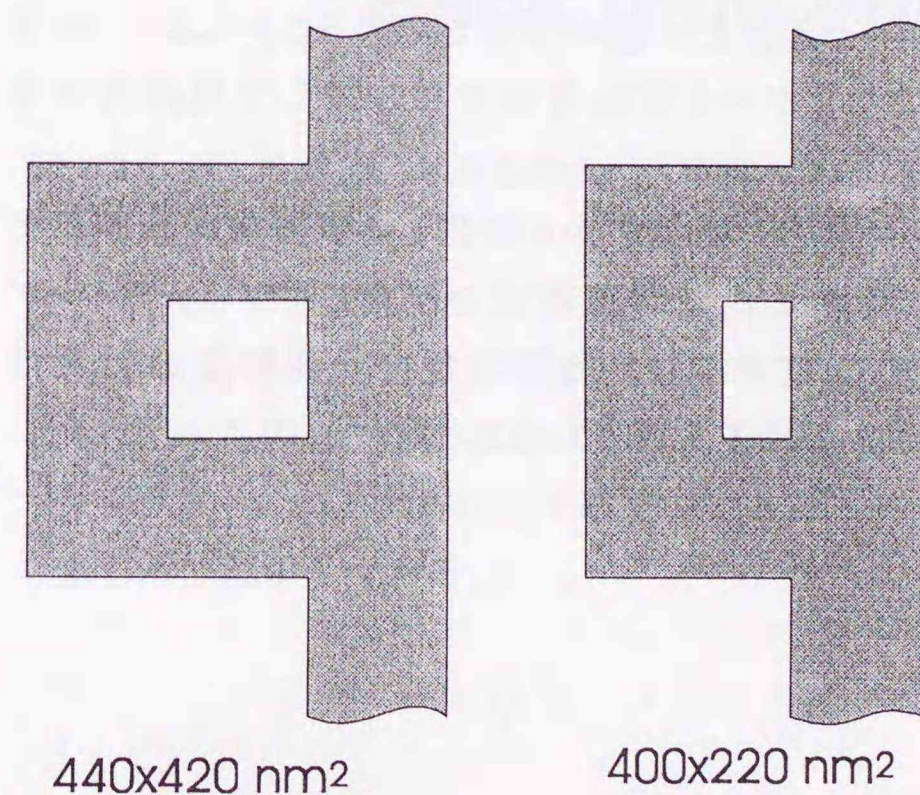


図 6.3.1
最小の行路差 (ΔL) が約 $1\ \mu\text{m}$ 及び $0.5\ \mu\text{m}$ の Mach-Zehnder 干渉計。
図中に電子顕微鏡観察により求めた中空部の面積を示す。

チャンネルの実効幅は同時に同一ウェハー上に作製した多重細線の磁気抵抗測定より求めた。 $1.5\ \text{K}$ における磁気抵抗の負の磁気抵抗のフィッティングより、実効幅は $0.4\ \mu\text{m}$ であり、位相コヒーレンス長は $3.2\ \mu\text{m}$ となる。また 2 つの分岐を周回する電子波の Aharonov-Bohm 効果の観測より、チャンネルが二つの分岐を持つことを確認した。2 つの

分岐間の最小行路差は、電子顕微鏡写真で観測した形状と空乏層幅を考慮してそれぞれ $1.04\text{ }\mu\text{m}$, $0.51\text{ }\mu\text{m}$ と求められる。

最小の行路差が約 $1\text{ }\mu\text{m}$ の Mach-Zehnder 干渉計のチャネル抵抗のバックゲート電圧依存性を、温度 80 mK で測定した(図 6.3.2)。電子濃度変化による抵抗変化に重畳した比較的単純な振動が観測される。駆動電流が 20 nA と大きいことによる電子加熱の効果と、チャネル寸法と位相コヒーレンス長が同程度のため、細かな振動は平均化されて消え去り、大きな振幅の振動のみが残ったためと考えられる。図中の矢印は n 次の干渉条件

$$\Delta L = n\lambda \quad [n=\text{整数}]$$

より決まるバックゲート電圧を示す。干渉条件より計算されるバックゲート電圧と実験結果の一致は良いことが分かる。

次に行路差依存性を調べる。図 6.3.3 に温度 20 mK での 2 種類(最小の行路差 $\Delta L = 1\text{ }\mu\text{m}$, $0.5\text{ }\mu\text{m}$)の干渉計のゲート電圧に対する相互コンダクタンス振動を示す。行路差が $0.5\text{ }\mu\text{m}$ の干渉計では長周期の振動が観測され、 $1\text{ }\mu\text{m}$ の干渉計では短周期振動が観測される。相互コンダクタンス振動は行路差に依存することが分かる。

さらに 2 種類の干渉計での電流振動のピーク番号と、閾電圧から測定したゲート電圧の平方根の扇状図を図 6.3.4 に示す。一直線上に点が分布していることにより、相互コンダクタンス振動は、閾電圧から測定したゲート電圧の平方根に対して周期的であることが分かる。

相互コンダクタンス振動ピークのゲート電圧(閾電圧から測定)は平方数に比例している。図中実線は、自由電子の分散関係と 2 次元状態密度を仮定してフィッティングした理論線で、実験データをよく説明する。これより分散関係及び状態密度の仮定は良い近似であり、また振動のピークは $\Delta L = n\lambda$ より決定されることが分かる。

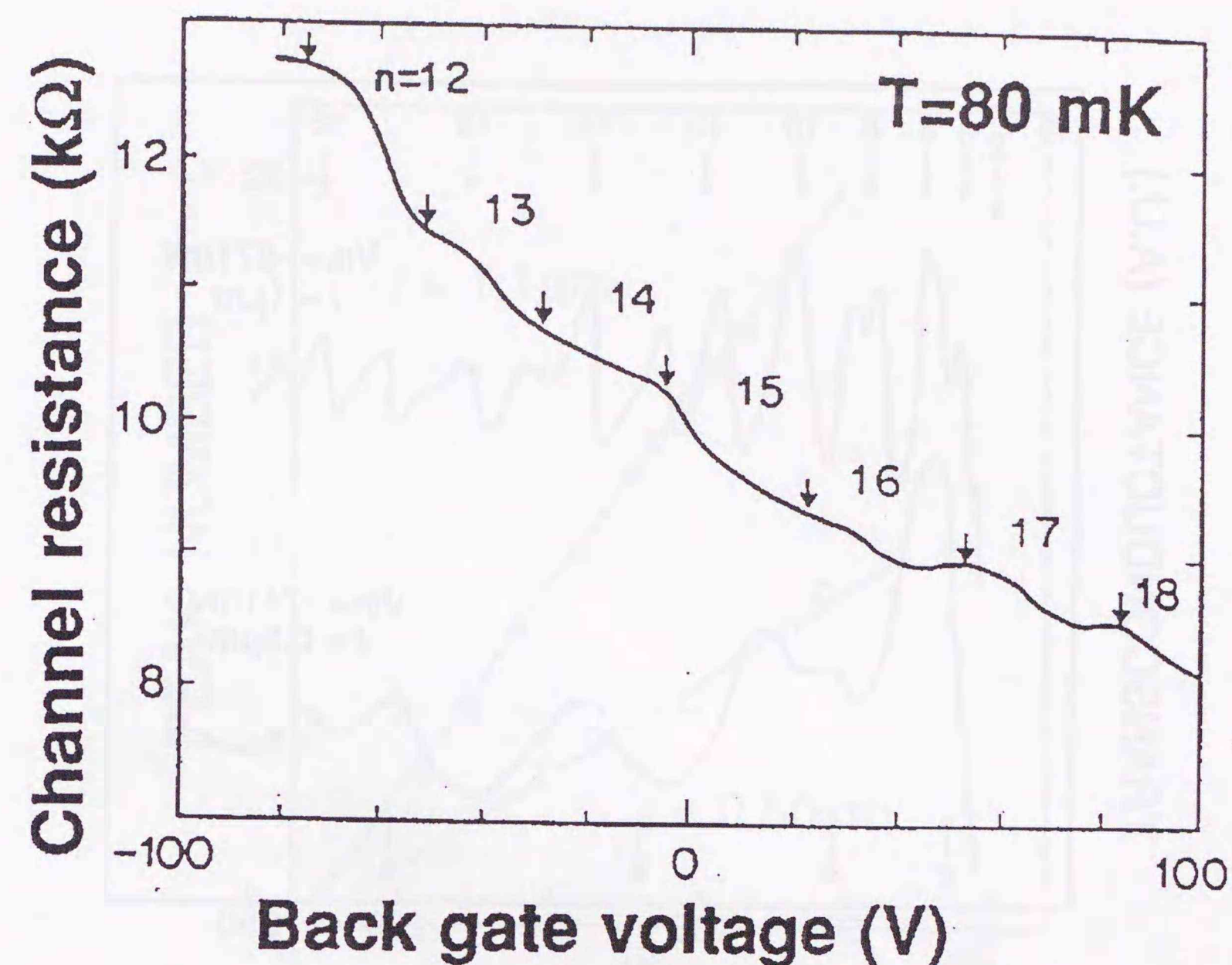


図 6.3.2 行路差型 Mach-Zehnder 干渉計でのチャネル抵抗の振動

このため Mach-Zehnder 干渉計電流振動は、位相器中の二つの分岐の行路差により位相差が生じ、その位相差による電子波干渉効果が起源であることが確かめられた。フィッティングにより求めた行路差 ΔL は $1.1\text{ }\mu\text{m}$, $0.5\text{ }\mu\text{m}$ となり、構造上の最小の行路差とほとんどおなじである。

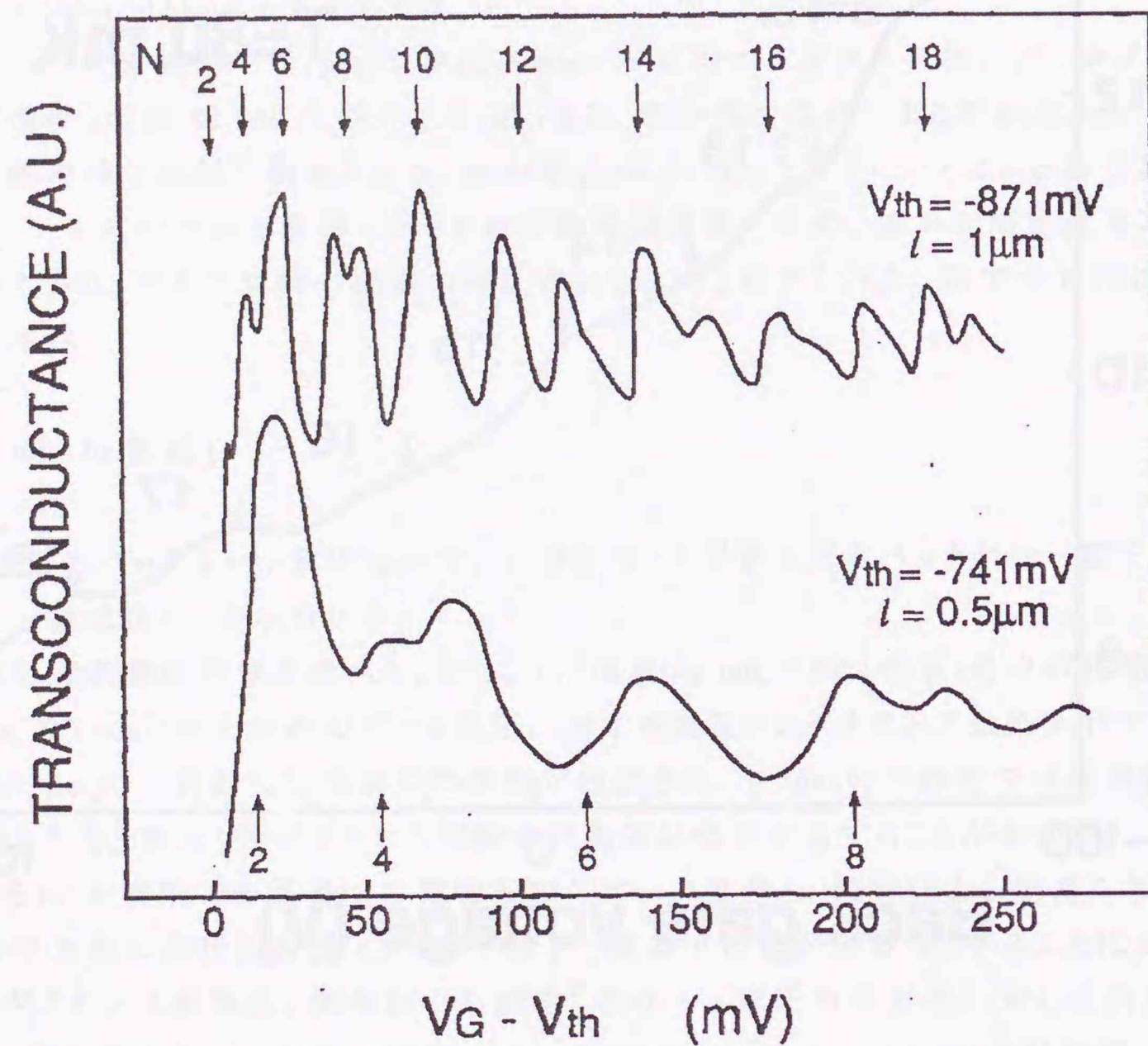


図 6.3.3 行路差が異なる行路差型 Mach-Zehnder 干渉計の相互コンダクタンス振動

相互コンダクタンス振動は最小の行路差による単一周波数成分を持っている。実際の行路差型 Mach-Zehnder 干渉計では、チャンネル幅が $0.5 \mu\text{m}$ と広いと多くのサブバンドが存在する。このマルチサブバンドの影響で多数の周波数成分が存在してもよいように思える。

相互コンダクタンス振動が単一周波数成分を持つのは、電子の位相コヒーレンス長が干渉計サイズと同程度なので、長い行路差に起因するスプリアスなモードが抑圧されて最短の行路差による明確な干渉現象が観測されたと思われる。

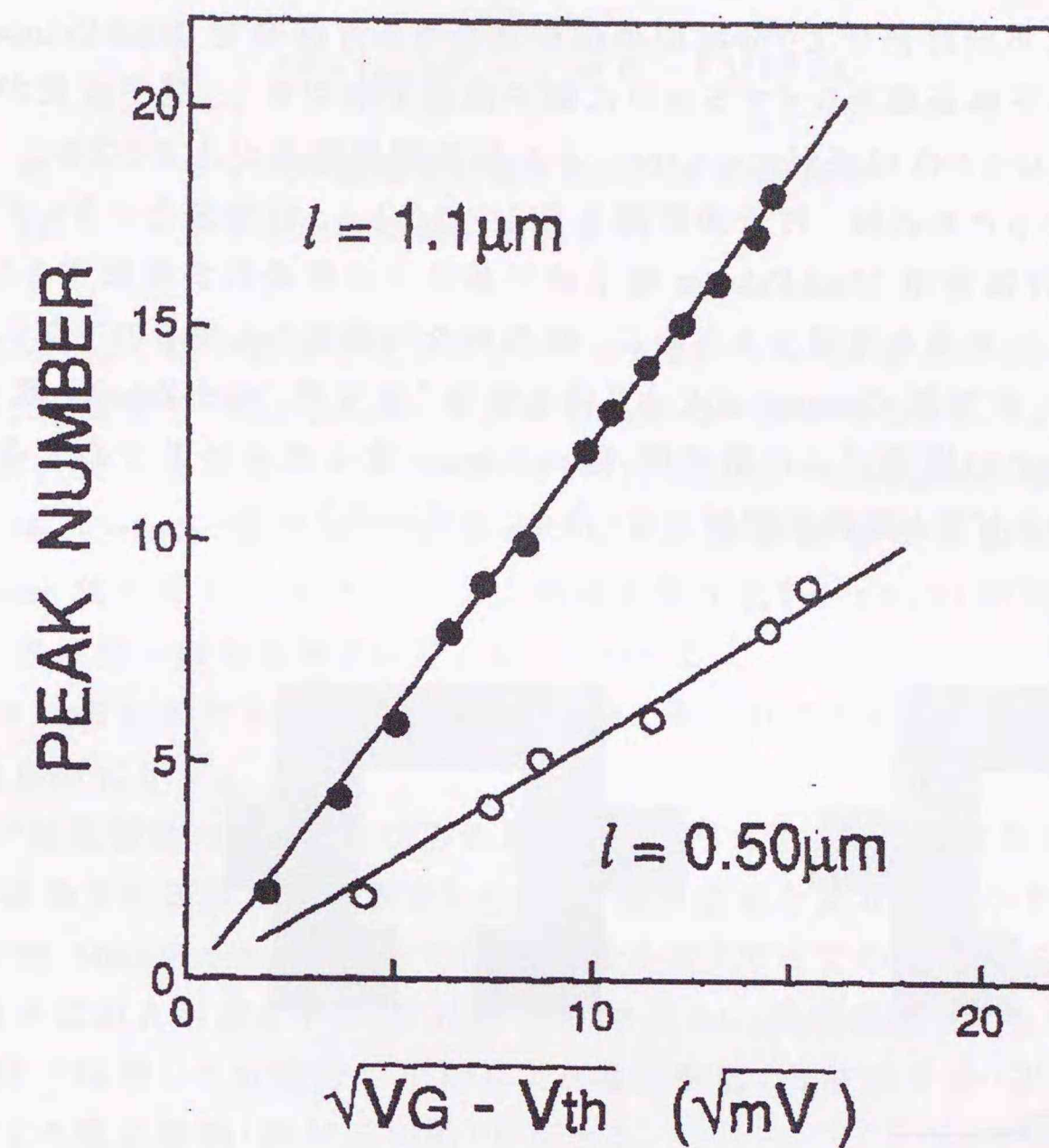


図 6.3.4 振動ピークの扇状図

6.3.2 狭窄型 Mach-Zehnder 電子波干渉計

前節で紹介した行路差により分岐間の位相差を得る行路差型 Mach-Zehnder 電子波干渉計では、可干渉距離を長くするために電子濃度を増やすと、電子波長が短くなる。電子波長が短くなると位相差が大きくなり、その結果電流振動が小さくなる。

干渉性を高めるためには、可干渉距離を長くすることと、位相差を小さくする二つが求められるが、行路差型 Mach-Zehnder 電子波干渉計では両条件が相反するという欠点があった。こうした欠点を克服するために、位相差を行路差から得るのではなく、図 6.2.2 に示す位相差を狭窄部 (Constriction) により得る構造 (狭窄型 Mach-Zehnder 電子波干渉計) を検討した。この構造では行路差型 Mach-Zehnder 電子波干渉計での欠点が克服され、電子濃度を上げると電流振動が大きくなることが期待される。

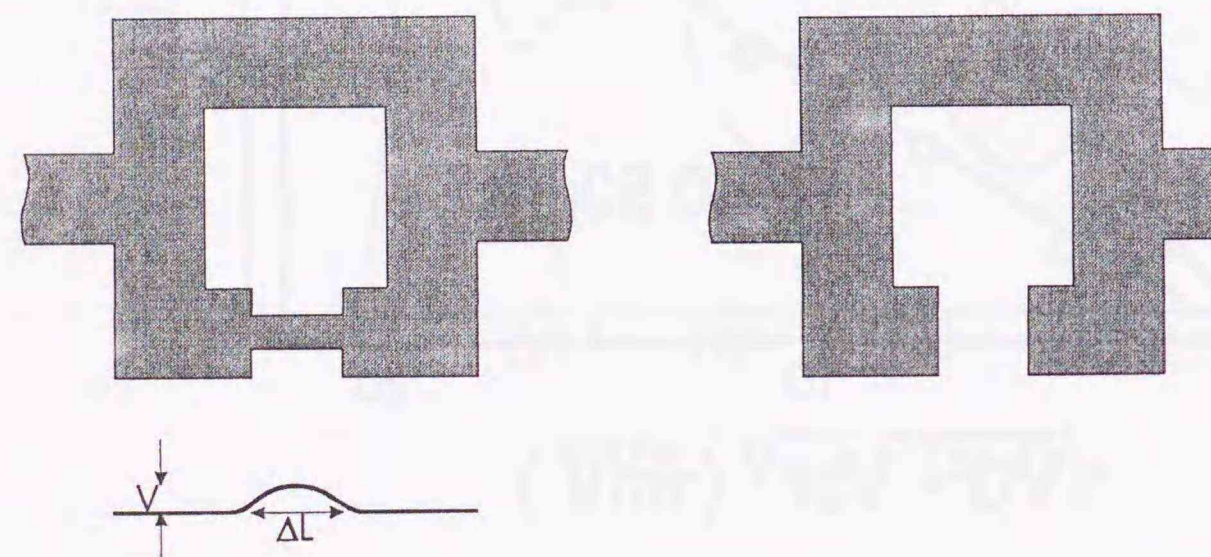


図 6.3.5 (a) 狭窄型 Mach-Zehnder 電子波干渉計及び(b) 二重 Stub 型電子波干渉計のチャンネル構造。チャンネル構造幅は $0.5 \mu\text{m}$ であり、分岐の狭窄部分の幅は $0.15\mu\text{m}$ 、長さは $0.4 \mu\text{m}$ である。下図は狭窄部分の基底量子順位の底を示す。ここで V はチャンネル狭窄化により生じる E_0 の増加分、そして ΔL はチャンネル狭窄部分の長さを示す。

作製した狭窄型 Mach-Zehnder 電子波干渉計の構造を図 6.3.5(a)に示す。チャンネル構造幅が $0.5\mu\text{m}$ であり片方の分岐に幅 $0.15\mu\text{m}$ の狭窄部を持つ。狭窄部により生じた位相差が原因で電流振動が起こることを比較確認するために、さらに狭窄部を除去した(二重 Stub 型)構造を作製した(図 6.3.5(b))。

狭窄型 Mach-Zehnder 電子波干渉計においてチャンネルを周回する電子波の存在を Aharonov-Bohm により確認し、狭窄部を電子が流れることを確認した。

チャンネルの実効幅及び位相コヒーレンス長は同時に作製した多重細線の磁気抵抗のフィッティングより実効幅及び位相コヒーレンス長は $0.4 \mu\text{m}$, $1.3 \mu\text{m}$ となる。

両分岐の電子波間の位相差($\Delta\delta$)は図 6.3.5(a)のエネルギー図から分かるように、

$$\Delta\delta = (\sqrt{2mE_F} - \sqrt{2m(E_F - V)}) / \hbar \Delta L$$

V : チャンネル狭窄化により生じる E_0 の増加分
 ΔL : チャンネル狭窄部分の長さ

となる。この式より電子濃度を増加させてフェルミレベル E_F を上げると、位相差 $\Delta\delta$ は減少する。行路差型 Mach-Zehnder 干渉計の欠点の一部が克服されているのが分かる。

図 6.3.6 に同一温度同一ドレイン電圧での行路差型 Mach-Zehnder 電子波干渉計、と狭窄型 Mach-Zehnder 電子波干渉計のドレイン電流振動の比較を示す。狭窄型 Mach-Zehnder 電子波干渉計ではドレイン電流振動が大きくなり、行路差型 Mach-Zehnder 干渉計の欠点の一部が克服されているのが分かる。

温度 80 mK における狭窄部型 Mach-Zehnder 干渉計のチャンネル抵抗のゲート電圧依存性を図 6.3.7 に示す。

ドレイン電流振動のピーク及び谷の起源を調べるため、図中の電流振動の各点 A - E 点で低磁場での磁気抵抗を測定した。この磁気抵抗を図 6.3.8 に示す。

狭窄部型 Mach-Zehnder 干渉計では狭窄部の出入り口での反射電子が多い。このため反射電子波が入射波と干渉(反射波干渉)を起こし、電流振動を引き起こす可能性がある。前節で説明した分岐波の干渉による電流振動(分岐波干渉)以外に、反射波との干渉による電流振動(反射波振動)が起きる。

電流振動の起源を明確にするために、狭窄部型 Mach-Zehnder 干渉計及び分岐波が存在しない二重 Stub 型干渉計において、電流振動のピークと谷での磁気抵抗の解析を行った。

分岐波干渉による電流振動では、位相は波長による項と分岐のつくるリングを貫く磁場 B 、及びリングを囲む面積 S 及び量子化磁束より、

$$2\pi(k_F x + BS / \Phi_0)$$

で表される。まず磁場が印加されていない時に、電子波長 λ_F を選んで電流を最大にする。その後、磁場を印加する。すると位相が変わり電流が減少する。これは電流がピークの時低磁場付近で正の磁気抵抗が観測されることを示す。

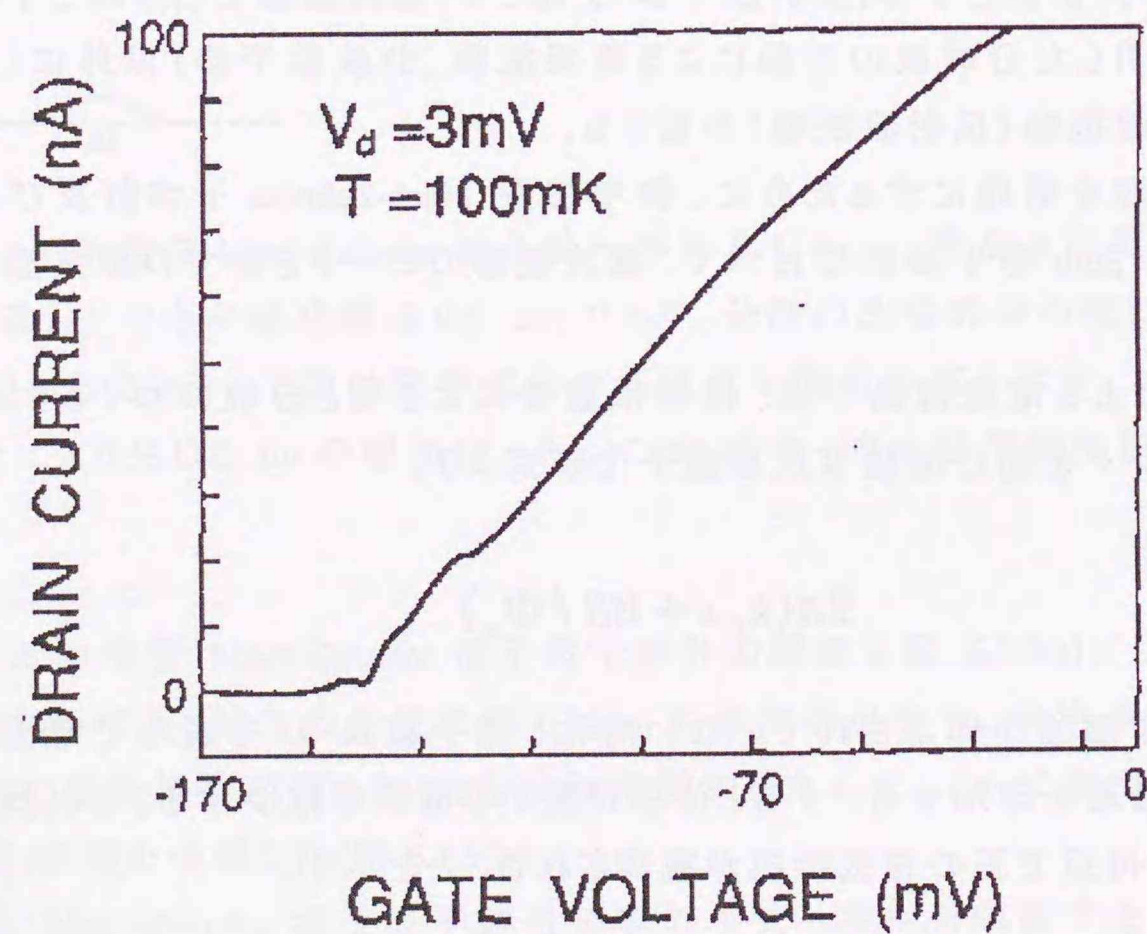
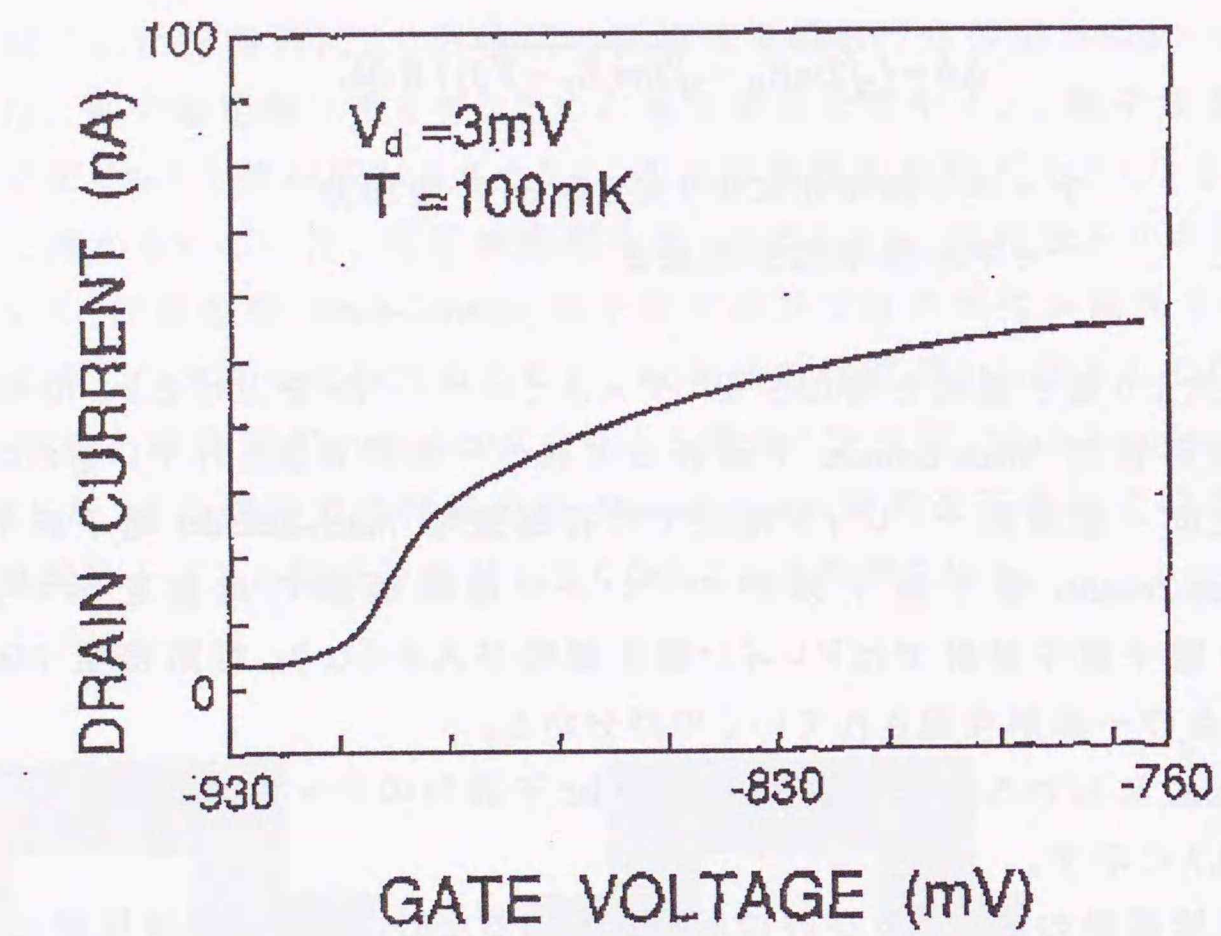


図 6.3.6 行路差型 Mach-Zehnder 電子波干渉計と狭窄型 Mach-Zehnder 電子波干渉計の比較

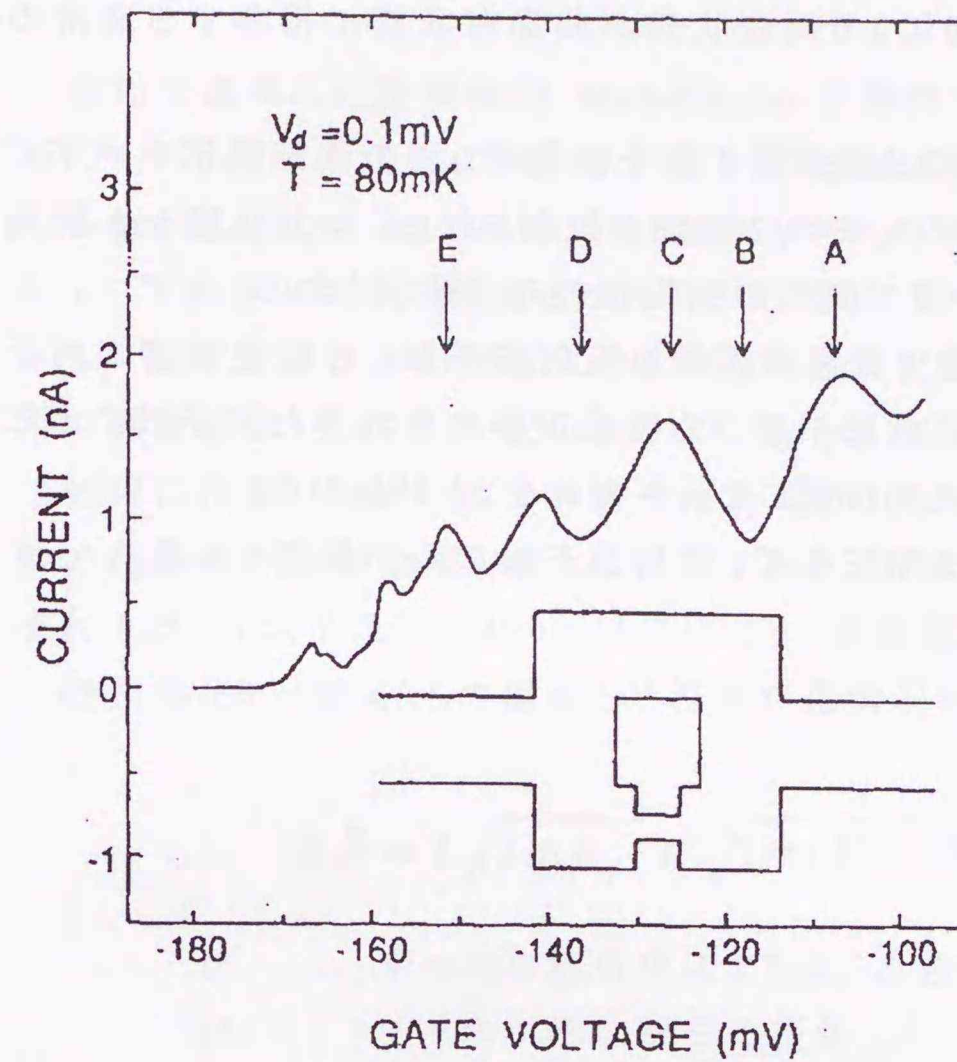


図 6.3.7 狭窄型 Mach-Zehnder 電子波干渉計のゲート電圧に対する電流振動

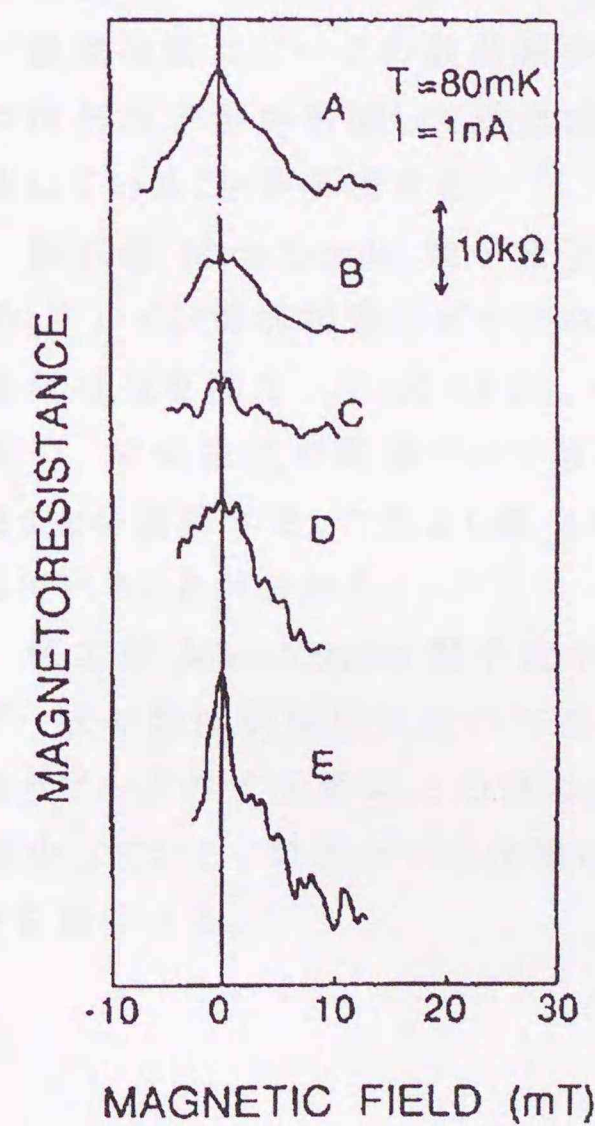


図 6.3.8 狭窄型 Mach-Zehnder 電子波干渉計ピーク及び谷での磁気抵抗

それに反して、チャンネルにリングを含まない 2 重 Stub 構造では、このような正の磁気抵抗が生じる機構はない。磁場印加により局在状態が非局在状態に推移する通常の負の磁気抵抗が観測される。

図 6.3.8 に示すように狭窄型 Mach-Zehnder 電子波干渉計で、正の磁気抵抗を示すピーク C と、負の磁気抵抗を示すピーク A, E の 2 種類が観測される。一方 2 重 Stub 構造電子波干渉計では、電流振動のピークで負の磁気抵抗のみが観測される。

その結果狭窄型 Mach-Zehnder 構造では電流振動は反射波干渉、分岐波干渉の両干渉が原因で起こることが分かった。反射波干渉、分岐波干渉のそれぞれの干渉の起こる割合は、振動振幅の大きさから考えては同じオーダーであることが分かる。

2 重 Stub 型構造では分岐波干渉は存在せず、反射波干渉のみが観測される。

6.3.3 幅広型 Mach-Zehnder 電子波干渉計

前節で説明した狭窄部型 Mach-Zehnder 干渉計では反射波が多い欠点を克服するために、チャンネルの設計に 45 度ルールを採用し反射波による干渉を減少させる試みを行った。構造は図 6.2.3 に示すようにチャンネルが 45 度の倍数の角度で曲がることに加えて、下のチャンネルの幅を上チャンネルの幅より広くしたものである。図に示すようにチャンネルは鈍角で 2 本の分岐に分かれまた鈍角で結合する。ここで上部及び下部のチャンネル構造幅を、それぞれ $0.5\ \mu\text{m}$ そして $0.7\ \mu\text{m}$ とした。

同時に作製した狭い部分の構造幅が $0.25\ \mu\text{m}$ の試料は導通がないことより、上記試料の行路差の実効幅は $0.25\ \mu\text{m}$ 以下である。上部及び下部チャンネルの実効幅は、それぞれ $0.25\ \mu\text{m}$ 以下及び $0.45\ \mu\text{m}$ 以下になり、基底量子準位 (E_0) が異なる。

位相差 ($\Delta\delta$) は図 6.3.5 の場合とは符号が正負逆になり、以下ようになる。

$$\Delta\delta = (\sqrt{2mE_F} + \sqrt{2m(E_F - V)}) / \hbar \Delta L$$

V: チャンネル幅広化により生じる E_0 の減少分

ΔL : チャンネル幅広部分の長さ

温度 $80\ \text{mK}$ におけるゲート電圧に対するドレイン電流振動を図 6.3.9 に示す。ドレイン電流振動はピークの数が増加し、そしてそれぞれの振動は大きな振幅を持つ。これは反射波干渉が消滅して透過波干渉のみが、幅広型 Mach-Zehnder 電子波干渉計で発生していることを示唆する。

幅広型 Mach-Zehnder 電子波干渉計中で、反射波干渉が存在しないことを確認するため、ドレイン電流振動のピークのゲート電圧における弱磁場領域 ($-20\ \text{mT} \sim 20\ \text{mT}$) での磁気抵抗を測定した (図 6.3.10)。各ピーク (B, D) における磁気抵抗は磁場ゼロで極小を持つ。磁気抵抗が磁場ゼロで極小の時は、電流ピークの成因が分岐波によるものであることを意味する。これより図 6.3.9 に示す電流振動は、主に分岐波干渉の効果より生じていることが分かる。

幅広型 Mach-Zehnder 電子波干渉計では、ピークは分岐波干渉からのみ生じるので、ピーク数は狭窄型に比べて減少し、その分ピーク間隔が広がってくる。このため隣り合うピークのすそ野同士の重ね合わせがなくなり、電流極小地点では電流がゼロまで減少している。電流ゼロの状態は二つの分岐の電子波が完全に打ち消しあっていることを意味する。

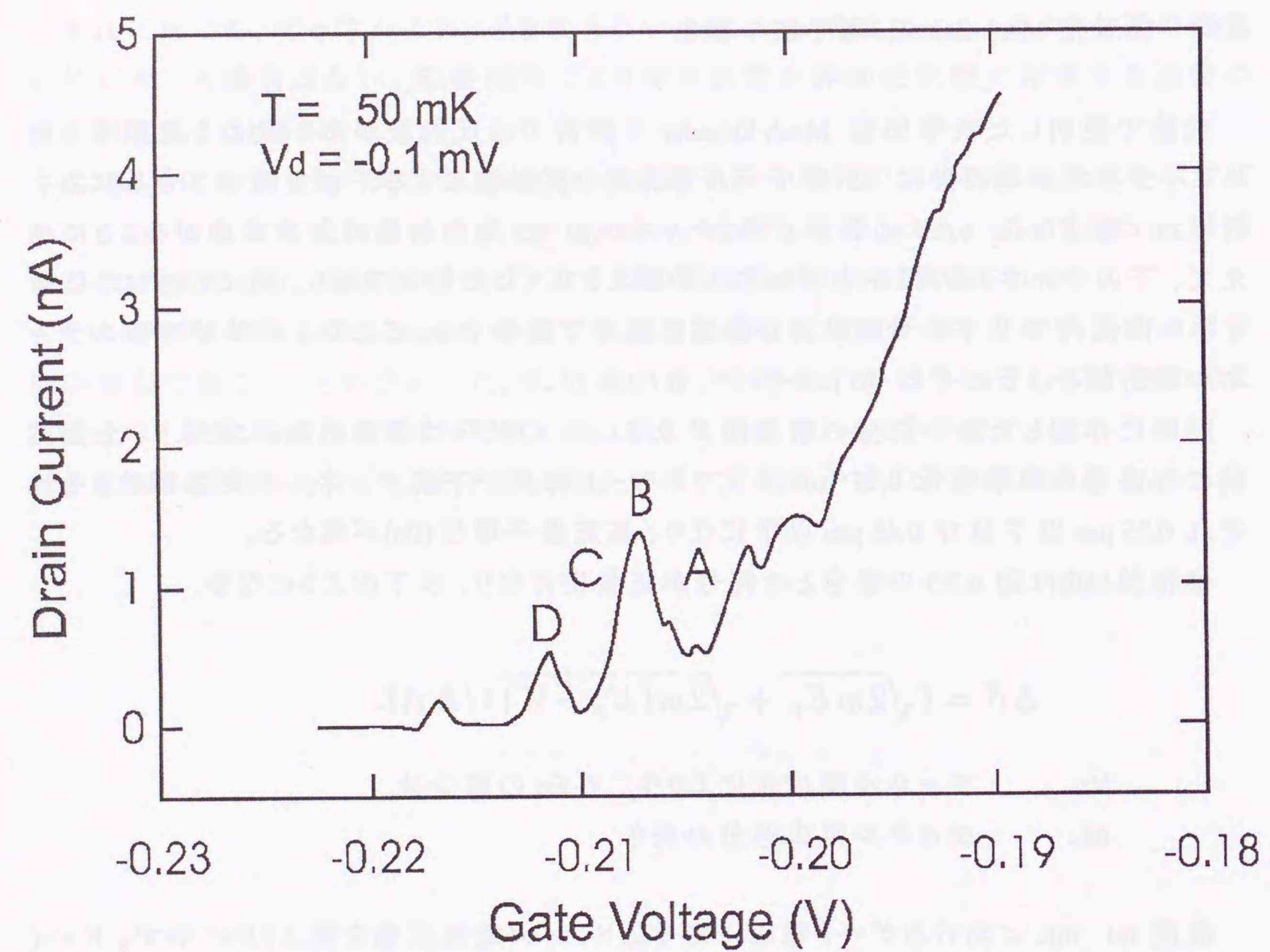


図 6.3.9 幅広型 Mach-Zehnder 電子波干渉計の電流振動

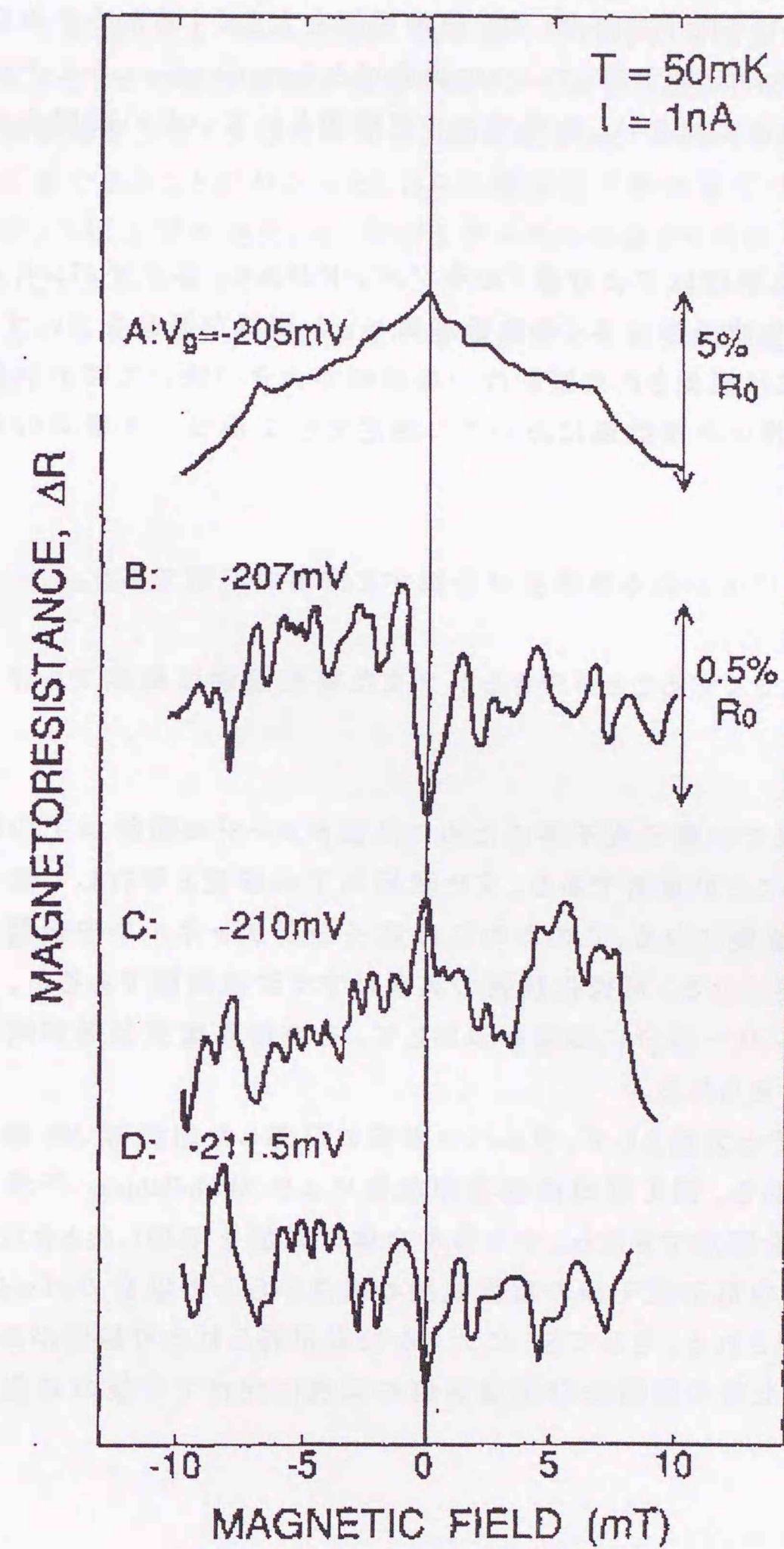


図 6.3.10 幅広型
Mach-Zehnder
電子波干渉
計の磁気抵抗

6-4 今後の課題

Mach-Zehnder 電子波干渉計での電流振動について、チャンネル構造を改良することで電流の振幅が改善されていく様子を紹介した。振動振幅を大きくするための着想が比較的単純であり、また改良の結果予想したような改善がみられている。しかし干渉の機構がすべて解明されたわけではない。本章ではまだ解明されていない疑問点を列挙する。

1. チャンネル中ではフェルミ準位以下には多くのサブバンドがあり、各サブバンドに固有の波数があるので、電子波干渉は多くの波数が関与した複雑な振動をていすると考えられる。しかし実際には観測された振動は一番振幅が大きい咲いて時の振動のみである。希釈冷凍機を用いた極低温における測定でも 2 番目、3 番目の振動が観測されていない。
2. 入射波が二つの分岐波に分かれる機構及び合流する機構が不明である。
3. 電流振幅はどこまで大きくすることができるか？また電流振動は高温でも存在するか？

電流振動の増大、高温での電子波干渉のためには低ダメージの微細加工の研究を、いままで以上にすすめることが重要である。また微細加工の研究と平行して電子波干渉の機構の解明も一層重要になる。このためには電子波がチャンネル中を伝播する様子を可視化する事が必要になる。可視化技術の実現はすぐには困難であるが、それを補う試みとして、チャンネルの一部分に磁場を印加して、その結果電気伝導が同様に変わるか観測する手段が考えられる。

局所的に磁場を印加する方法として、ウェハー表面に配線した超伝導 Nb 細線に電流を流す方法が有望である。例えば局所磁場印加法により Mach-Zehnder 干渉計の分岐の中空部にのみ磁場を印加できたら、チャンネル全体に磁場を印加したときに観測される負の磁気抵抗のような電子波干渉の電流観測の観点からみた場合のバックグラウンドに相当する変化が抑制される。そしてさらに大きな振動が得られる可能性がある。

最後に電子波干渉の全容の解明及び振動振幅の実現に向けて今後の可能性は望まれる。

6-5 まとめ

本章では行路差型、狭窄型、幅広型の 3 種類の Mach-Zehnder 電子波干渉計の特性について記述した。Mach-Zehnder 電子波干渉計での電流振動について、チャンネル構造を改良することで電流振幅が改善されていく様子を紹介した。

振動振幅を大きくするためには、位相器(Phase Shifter)は行路差型より狭窄型、幅広型が必要であることが分かった。さらに透過波干渉効果だけを用いようとする場合は、狭窄型より幅広型が望ましく、その上チャンネルの曲がり角は 45 度ルールを採用した方が良いことが分かった。

以上の改良により、電流振幅の増加が認められ、電流極小地点では電流ゼロ状態を実現した。

- [1] 古屋 一仁 「電子波干渉とコヒーレンス」 応用物理 62 127 (1993).
- [2] Y. Tokura and K. Tsubaki: "Conductivity oscillation due to a quantum interference in a proposed wash-board transistor", Appl. Phys. Lett. 51 1807 (1987).
- [3] H. Sakaki, K. Wagatsuma, J. Hamasaki and S. Saito: "Possible applications of surface-corrugated quantum thin films to negative-resistance devices", Thin Solid Films, 36, 496 (1976).
- [4] K. Ismail, W. Chu, R. T. Tiberio, A. Yen H. J. Lezec, M. I. Shepard, C. R. Musil, J. Melngailis, D. A. Antoniadis and H. I. Smith: "Surface-superlattice effects in a grating-gate GaAs/GaAlAs modulation doped field-effect transistor", Appl. Phys. Lett. 52, 1071 (1989)
- [5] K. Tsubaki, Y. Tokura, T. Fukui, H. Saito, and N. Susa: "Electron wave interference device with vertical superlattices working in large current region", Electron. Lett. 25, 728 (1989).
- [6] D. C. Miller, R. K. Lake, S. Datta, M. S. Lundstrom, M. R. Melloch and R. Reiffenberger: "Modulation of the Conductance of T-shaped Electron Waveguides Structures with a Remote Gate", Nanostructure Physics and Fabrication pp. 165 (Academic Press, New York, 1992)
- [7] F. Sols, M. Macucci, U. Ravaioli and K. Hess: "On the possibility of transistor action based on quantum interference", Appl. Phys. Lett. 54, 350 (1989)
- [8] S. Datta, M. R. Melloch, S. Bandypadhyay, R. Noren, M. Vaziri, M. Miller and R. Reiffenberger: "Novel interference effects between parallel quantum wells", Phys. Rev. Lett. 55, 2344 (1989)
- [9] Tsubaki, T. Honda and Y. Tokura: "Electron wave interference in Mach-Zehnder channels", 19th Int. Symp. on GaAs and Related Compounds, Karuizawa 1992.
- [10] K. Furuya J: "Novel high-speed transistor using electron-wave diffraction", . Appl. Phys. 62, 1492 (1987)
- [11] J. A. del Alamo and C. C. Eugster: "Quantum field-effect directional coupled devices", Appl. Phys. Lett. 56, 78, 1990.

- [12] N. Tsukada, A. D. Wieck and K. Ploog: "Proposal of novel electron coupled devices", Appl. Phys. Lett. 56, 2537 (1990)

半導体の微細加工技術の進歩による微細チャネル素子作製と、結晶作製技術の発展による高移動度半導体結晶作製により、伝導電子の可干渉距離が素子寸法を上回った。このため素子中を走行する電子の干渉現象が観測可能になり、極微細チャネル中を走行する電子の電子波干渉現象の詳細な解明と、電子波干渉現象を利用した電子デバイスの解明は重要な問題となっている。電子波干渉電子デバイスは高速動作が期待されるとともに、最近注目を集めている量子計算用素子として利用される可能性もでてきており、電子波干渉の研究は今後が大いに発展が期待される。

電子波干渉現象を電子波干渉電子デバイスへ応用するために、本論文は微細構造中の伝導電子の波動的性質の詳細な解明を目的とする。そして干渉現象解明の手段として、次の特徴を持つ。

- (1) 高移動度変調ドーブ構造の電子ガスの電子濃度をゲートによりして制御して電子波の波長を変える。
- (2) 電子波を散乱させるポテンシャルとして2種類の表面超格子を選んだ。一つはレーザー干渉露光法により作製したグレーティングゲート構造(周期 500 nm)であり、もう一つは分数原子層超格子変調ドーブ構造(基板傾斜角 1.0, 1.5, 2.0 度)である。

また電子波干渉効果波のより深い解明のために、Mach-Zehnder 干渉計における干渉現象にも着目した。Mach-Zehnder 干渉計とは、二分割された入射波間の位相差により透過波振幅が変化する干渉現象を引き起こす装置もしくは素子のことをいう。そして本論文では、表面超格子型電子波干渉素子を作製し、電子波を制御して電流が変調される効果を見出した。さらにその表面超格子形状と電子波干渉現象により引き起こされる電流振動に新たな関係を見出した。

第3章では AlGaAs/GaAs 変調ドーブ構造ウェハー表面にレーザー干渉露光法により作製したグレーティングゲート構造(周期 500 nm)を持つ表面超格子素子について説明した。ここで表面超格子はグレーティングゲートより誘起される。この表面超格子素子の相対ドレイン電流変化から次のことが分かった。

- (1) 同一形状の相対電流変化の振動を観測した。振動の谷の電圧は、干渉により生じる定在波状態の電圧に、素子寸法・温度に依らず、一致する。以上よりこの振動は電子波干渉効果に起因する振動と考える。

- (2) 電子波長 = 二倍周期/n (n = 整数)の時、電流は谷になる。これより表面超格子の Bragg 反射が起きていることが分かる。また n が大きくなると振動振幅は小さくなる。
- (3) 温度上昇による素子の負の閾電圧シフトを観測した。シフト量が温度に比例することよりフェルミエネルギー付近の電子分布広がりシフトの原因である。
- (4) 電流振動から構造関数を求める手法を提案し、電流振動から表面超格子周期を測った。

第4章では分数原子層変調ドーブ構造を持つ表面超格子について説明した。分数原子層超格子変調ドーブ構造は表面方向にシングルステップによる短周期表面超格子(周期 8 ~ 16 nm)とマルチステップによる超構造表面超格子(周期 20 ~ 60 nm)を持ち、変調ドーブ構造のため高移動度を持つ。分数原子層変調ドーブ構造の電子状態に関して以下のことが明確になった。

- (1) 表面超格子特有の Weiss 振動を電子濃度が $7 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ 付近で観測した。
- (2) 磁気抵抗振動は磁場 $B = 2\text{T}$ 付近を境に上下で振動周期が変わること及びそれぞれの領域での振動周期が単一である。磁場 2T 以上で励起サブバンドと基底サブバンド間の磁氣的トンネリングを見出した。
- (3) 電流が流れ始める閾電圧と電子が出現し始める閾電圧を解析して、電子数が $2.4 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ 以下では分数原子層超格子 GaAs 部の線幅揺らぎによる局在状態があることが分かった。
- (4) 電流が超格子に平行で、分数原子層超格子 GaAs 部を通路とする量子細線素子を試作した。この素子で大きな移動度変調成分を観測した。移動度変調は電子が分数原子層超格子層 GaAs 部の局在状態から GaAs 層の非局在状態に移動することによる。

第5章では分数原子層超格子変調ドーブ構造表面超格子を横切るように電流を流す電子波干渉素子を作製し、電流が電子波長に対して振動することを観測し、以下のことを発見した。

- (1) 電流振動周期の表面超格子周期依存性を観測した。電流振動は電子波干渉に起因する。
- (2) 大電流領域(グレーティングゲート構造を持つ表面超格子素子に比べ一百万倍)で電流振動を観測した。表面超格子周期が短いため、干渉に関与する電子波長が短くなったためである。

- (3) 構造関数のピーク位置は傾斜角依存性を持ち、そしてシングルステップによる短周期表面超格子周期の数倍である。このためこれらのピークはマルチステップ超構造表面超格子により生じる Bragg 反射が原因である。
- (4) チャネル幅がサブミクロンの一次元電子波干渉素子を作製し、電流振動振幅増大を観測した。振動振幅増大はチャネル幅狭窄により擬一次元構造が出来たことに起因する。

第 6 章では電流振動増大化の別の指針を探るため行路差型、狭窄型、幅広型の 3 種類の Mach-Zehnder 電子波干渉計の作製・特性評価について以下のことを見出した。

- (1) 電流振動振幅増大には、位相差を行路差型よりチャネル幅差で獲得する狭窄型、幅広型が有利である。
- (2) 余分な反射を減らすためには、チャネル幅が狭い部分を設けるより、広い部分を設ける幅広型が望ましい。
- (3) 角がない緩やかな曲がりを持つチャネルは、反射が少なくなるので大電流振動振幅獲得に有利である。
- (4) チャネル幅が狭いため電流に上限がある。
- (5) ドレイン電流振動で、電流が完全に零になる状態(単一モード状態)を達成した。

最後にグレーティングゲート構造表面超格子、分数原子層超格子変調ドープ構造面超格子、Mach-Zehnder 干渉計で電子波干渉による電流振動が観測できたことと、その電流振動の大きさ比較より、大電流変調かつ電流振動振幅増大に短周期表面超格子かつ狭チャネル構造が有効であることを明らかにした。

第 8 章 謝辞

本論文をまとめるにあたり、懇切なるご指導とご助言を賜りました北海道大学工学部長谷川英機教授に謹んで深謝の意を表します。

また貴重なご教示とご討論を頂戴し筆者が電子波干渉現象に関心を持つきっかけを与えて下さった東京大学先産技術研究所榊裕之教授に厚くお礼申し上げます。また著者が東京大学物性研究所在学中からご指導いただき、本論文の作成を奨めて頂いた広島工業大学工学部森垣和夫教授に深く感謝致します。

本論文は著者が日本電信電話株式会社基礎研究所で行った研究ならびに筆者が東京大学生産技術研究所で客員研究員として行った研究をまとめたものであり、本論文をまとめる機会を与えて頂いた日本電信電話株式会社基礎研究所東倉洋一所長、同材料物性研究部上杉直部長に心から感謝致します。

本研究の遂行にあたり日本電信電話株式会社取締役基礎研究所、池上徹彦元所長(現 NTT アドバンステクノロジー社長)、同材料物性研究部堀越佳治前部長(現早稲田大学)、木村達也元基礎研究所所長(現株式会社日本電気)、隈部健治 元基礎研究部第七研究室長(現松下電送株式会社)、杉井清昌 元材料物性基礎研究部第二研究室長(現株式会社セコム)には全般に渡るご指導とご鞭撻を頂きました。ここに深く感謝致します。

福井孝志北海道大学工学部教授には本論文をまとめるにあたり懇切なるご指導とご助言を賜り、また分数原子層超格子ウェハーを提供して頂き、電子波干渉素子の構造及び干渉現象の機構に関する熱心な討論を頂きました。山田省二元主任研究員(現北陸先端科学技術大学)には基礎研究所における低温強磁場電子物性測定技術の立ち上げに際し力添えを頂きました。高梨良文主幹研究員には Wash Board Transistor の作製、評価に関する全面的なご協力を頂きました。都倉康弘主任研究員には Wash Board Transistor および分数原子層超格子を用いた電子波干渉現象の物理的描像に関する討論を頂きました。斉藤久夫主任研究員、本多隆主任研究員には分数原子層超格子ウェハーの作製及び分数原子層超格子を用いた電子波干渉素子の作製技術に協力を頂きました。

さらに有益なご討論並びに実験上の協力を頂いた基礎研究部第七研究室、基礎研究所材料物性基礎研究部第二研究室、基礎研究所材料物性研究部須佐研究グループ、同樽茶研究グループの皆様に感謝いたします。

第9章 研究発表リスト

9-1 本研究での発表リスト

9.1.1 論文

- (1) K. Tsubaki, A. Livingstone, M. Kawashima, H. Okamoto and K. Kumabe, "Differential negative resistance caused by inter-subband scattering in a 2-dimensional electron gas", Solid State Comm. vol. 46, no. 7, pp. 517-520, 1983.
- (2) K. Tsubaki, H. Sakaki, J. Yoshino, and Y. Sekiguchi, "Spatially modulated photoconductivity at N-AlGaAs/GaAs heterojunctions and formation of persistent charge patterns with submicron dimensions", Appl. Phys. Lett. vol. 45, no. 6, pp. 663-665, Sept. 1984.
- (3) N. Kobayashi, T. Fukui, and K. Tsubaki, "Selectively-doped GaAs/n-AlGaAs heterostructures grown by MOCVD", Jpn. J. Appl. Phys. vol. 23, no. 9, pp. 1176-1181, Sept. 1984.
- (4) K. Tsubaki, A. Sugimura and K. Kumabe, "Warm electron system in the n-AlGaAs/GaAs two-dimensional electron gas", Appl. Phys. Lett. vol. 46, no. 8, pp. 764-766, April, 1985.
- (5) K. Tsubaki, T. Fukui and H. Saito, "High field electron transport in n-InP/GaInAs two-dimensional electron gas", Appl. Phys. Lett. vol. 46, no. 9, pp. 875-877, April, 1985.
- (6) K. Tsubaki, A. Sugimura and K. Kumabe, "Electron mobility limits of two-dimensional electron gas in n-AlGaAs/GaAs at low temperature", J. Appl. Phys. vol. 57, no. 12, pp. 5354-5358, June, 1985.
- (7) K. Tsubaki, N. Kobayashi, S. Ando and A. Sugimura, "Magnetoresistance of n-AlGaAs/GaAs two-dimensional electron gas thin wire", Surface Sci. vol. 170, pp. 33-37, 1986.
- (8) S. Yamada, T. Fukui, K. Tsubaki, and A. Sugimura, "Far-infrared magnetoabsorption study of electron systems in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -InP heterojunctions", Phys. Rev. B, vol. 32, no. 12, pp. 8078-8084, Dec, 1985.
- (9) K. Oe, M. Hirano, K. Arai, F. Yanagawa, and K. Tsubaki, "A p-channel AlGaAs/GaAs MIS-like heterostructure FET employing two dimensional hole gas", The 2nd international conference (Yamada conference) on Modulated Semiconductor Structures, Kyoto, Sept. 9-13, 1985.
- (10) K. Oe and K. Tsubaki "Temperature dependence of two-dimensional hole gas in modulation-doped p-Al_xGa_{1-x}As/GaAs heterojunctions", J. Appl. Phys. vol. 59, no. 10, pp. 3527-3531, May, 1986.
- (11) K. Tsubaki, T. Fukui, and H. Saito, "Origin of persistent photoconductivity in n-InP/GaInAs two-dimensional electron gas", J. Appl. Phys. vol. 60, no. 9, pp. 3224-3226, Nov. 1986.
- (12) Y. Tokura and K. Tsubaki, "Conductivity oscillation due to quantum interference in a proposed wash-board transistor", Appl. Phys. Lett. vol. 51, no. 22, pp. 1807-1808, 1987.
- (13) M. Hirano, K. Oe, F. Yanagawa, and K. Tsubaki, "Device characterization of p-channel AlGaAs/GaAs MIS-like heterostructure FET's", IEEE Electron. Dev. vol. ED-34, no. 12, pp. 2399-2404, Dec. 1987.
- (14) K. Tsubaki and Y. Tokura, "Coherence length in quantum interference devices having periodic potential", Appl. Phys. Lett. vol. 53, no. 10, pp. 859-861, Sept. 1988.
- (15) K. Tsubaki and Y. Tokura, "Coherence length in quantum interference devices having periodic potential", JSAP-MRS Int'l. Conf. on Elec. Mats. pp. 99-102, 1988.
- (16) K. Tsubaki, T. Fukui, Y. Tokura, H. Saito, N. Susa, "New Field-effect transistor with quantum wire and modulation-doped heterostructures", Electronics Letters, vol. 24, No. 20, pp. 1267, 1988.
- (17) K. Tsubaki, T. Fukui, Y. Tokura, H. Saito, N. Susa, "Electron wave interference device with vertical superlattices working in large current region", Electronics Letters, vol. 25, No. 11, pp. 728, 1989.
- (18) Y. Kodaira, H. Kuwano and K. Tsubaki, "Suppression of acoustic phonon scattering in two-dimensional electron-gas on (InAs)₁(GaAs)₁/InP heterointerfaces", Appl. Phys. Lett. vol. 54, no. 24, pp. 2414, June 1989.
- (19) K. Tsubaki, Y. Tokura, and N. Susa, "Electronic state of AlAs/GaAs vertical superlattice in modulation doped structure" Inst. Phys. Conf. Ser. No 106: Chapter 11, pp. 869.
- (20) K. Tsubaki, Y. Tokura and N. Susa, "Mobility modulation on a modulation-doped structure with an AlAs/GaAs with an fractional layer superlattice", Appl. Phys. Lett. vol. 57, no. 8, pp. 804, August

1990.

- (21) K. Tsubaki, T. Honda, H. Saito and T. Fukui, "Electron wave interference device with fractional layer superlattices", Appl. Phys. Lett. vol.58, no. 4, pp. 376, January 1991.
- (22) T. Fukui, K. Tsubaki, H. Saito, M. Kasu and T. Honda, "Fractional superlattices grown by MOCVD and their device applications", Surface Science vol. 267, pp. 588-592, 1992.
- (23) K. Tsubaki, H. Honda, H. Saito and T. Fukui, "Density of states of AlAs/GaAs fractional layer superlattice quantum wires in a modulation doped structure", Surface Science vol. 267, pp. 270-273, 1992.
- (24) K. Tsubaki, T. Honda, H. Saito and T. Fukui, "Electron wave interference in fractional layer superlattice(FLS) quantum wires", Inst. Phys. Conf. Ser. No 120: Chapter 12, pp. 619-624.
- (25) K. Tsubaki, T. Honda and Y. Tokura, "Aharonov-Bohm effect under high magnetic field in a Corbino disk anti-dot channel" Surface Science vol. 263, pp.392-395, 1992.
- (26) S. Tarucha, T. Saku, Y. Hirayama, J. R. Phillips, K. Tsubaki, and Y. Horikoshi, "Ballistic transport and low-frequency noise in high mobility two-dimensional electron systems", Inst. Phys. Conf. Ser. No. 127, Chap. 4, pp. 127-132.
- (27) J. R. Phillips, K. Tsubaki, T. Saku, and S. Tarucha, "Low-frequency noise in very high mobility modulation-doped structures", Appl. Phys. Lett. vol. 61, no. 24, pp. 2926, Dec. 1992.
- (28) K. Tsubaki, T. Honda and Y. Tokura, "Electron wave interference in Mach-Zehnder channels", Inst. Phys. Conf. Ser. No. 129, Chap. 5, pp. 293-298.

9.1.2 国際会議発表

- (1) K. Tsubaki, T. Fukui, H. Saito, "Origin of persistent photoconductivity in n-InP/GaInAs two dimensional electron gas", The 17th Conf. on Solid State Devices and Materials, Tokyo, Aug, 1985.
- (2) K. Tsubaki, N. Kobayashi, S. Ando and A. Sugimura, "Magnetoresistance of n-AlGaAs/GaAs two-dimensional electron gas thin wire", Yamada conference XIII on Electronic Properties of Two-Dimensional System (EP2DS VI), Kyoto, Sept. 9-13, 1985.
- (3) K. Tsubaki and Y. Tokura, "AlGaAs/GaAs 2DEG wash-board transistor (WBT) for study of interference phenomena of electrons", Conference on Ballistic Electrons for Transistors, Santa Barbara, March 22-27, 1987.
- (4) K. Tsubaki and Y. Tokura, "Coherence length in quantum interference devices having periodic potential", The 1st international conference of electronic materials, Tokyo, June, 13-15, 1988.
- (5) K. Tsubaki, T. Fukui, Y. Tokura, H. Saito, N. Susa, "10⁵ times biasing current improvement in an electron wave interference devices (Wash Board Transistor) with vertical superlattices", 47th Annual Device Research Conf, June, Cambridge, 1989.
- (6) K. Tsubaki, Y. Tokura, and N. Susa, "Electronic state of AlAs/GaAs vertical superlattice in modulation doped structure", 16th Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Karuizawa, Sep, 1989.
- (7) T. Fukui, K. Tsubaki, H. Saito, M. Kasu and T. Honda, "Fractional superlattices grown by MOCVD and their device applications", Yamada conference XXXI on Modulated Semiconductor Structures (MSS-5), Nara, July, 8-12, 1991.
- (8) K. Tsubaki, T. Fukui, H. Saito, and T. Fukui, "Density of states of AlAs/GaAs fractional layer superlattice quantum wires in a modulation doped structure", Yamada conference XXXI on Modulated Semiconductor Structures (MSS-5), Nara, July, 8-12, 1991.
- (9) K. Tsubaki, T. Fukui, H. Saito and T. Fukui, "Electron wave interference in fractional layer superlattice(FLS)quantum wires", 18th Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Seattle, Sept. 1991.
- (10) K. Tsubaki, T. Honda and Y. Tokura, "Aharonov-Bohm effect under high magnetic field in a Corbino disk anti-dot channel" Yamada conference XXX on Electronic Properties of

(11) T. Fukui and K. Tsubaki, "Fractional superlattices and their application to electron wave interference devices", 1st Conf. on Atomically Controlled Surfaces and Interfaces (ASCI-1), Tokyo, Nov. 19-22, 1991.

(12) S. Tarucha, T. Saku, Y. Hirayama, J. R. Phillips, K. Tsubaki, and Y. Horikoshi, "Ballistic transport and low-frequency noise in high mobility two-dimensional electron systems", Int. Workshop on Quantum effect physics, Luxor, Jan, 1992.

(13) K. Tsubaki, T. Honda and Y. Tokura, "Electron wave interference in Mach-Zehnder channels", 19th Int. Symp. GaAs and Related Compounds, Karuizawa, Sept. 1992.

9.2.1 論文

(1) K. Tsubaki and K. Sugiyama, "Surface damage in InP induced during SiO₂ deposition by rf sputtering", Jpn. J. Appl. Phys. vol. 18, no. 6, pp. 1191-1192, June 1979.

(2) K. Tsubaki, E. Kubota, K. Sugiyama, "Electron traps in n-InP grown by the synthesis solute-diffusion method", Electron. Lett. vol. 15, no. 17, pp. 513-515, Aug. 1979.

(3) K. Tsubaki and K. Sugiyama, "Heat treatment of n-type InP in controlled phosphorus vapor", Jpn. J. Appl. Phys. vol. 19, no. 6, pp. 1185-1186, June. 1980.

(4) K. Tsubaki and K. Sugiyama, "Heat treatment of Zn-doped p-type InP", Jpn. J. Appl. Phys. vol. 19, no. 9, pp. 1789-1790, Sept. 1980.

(5) K. Tsubaki and K. Sugiyama, "Phase equilibria in the Cu-Ga-S-Sn system", J. Electronic Materials vol. 12, no. 1, pp. 43-59, Jan, 1983.

9-3 特許

- 1 不純物拡散法 杉山,安藤,尾江,椿
出願番号 昭 54-159110 出願年月 S54/12/10
- 2 光半導体装置 椿,杉山
出願番号 昭 55-087306 出願年月 S55/06/27
- 3 液相エピタキシャル成長法 椿,高木
出願番号 昭 56-209348 出願年月 S56/12/25 公告番号 昭 62-573
公告年月 S62/01/08 特許番号 1396420 特許年月 S62/08/24
- 4 電界効果トランジスター 椿,隈部,尾江
出願番号 昭 57-100348 出願年月 S57/06/11
- 5 電界効果トランジスター 椿,隅部
出願番号 昭 57-104102 出願年月 S57/06/12 公告番号 63-12393
公告年月 S63/3/18 特許番号 1465558 特許年月 S63/11/10
- 6 電界効果トランジスター 椿,隈部,尾江
出願番号 昭 57-109625 出願年月 S57/06/25
- 7 電界効果トランジスター 椿,隈部
出願番号 昭 57-220713 出願年月 S57/12/16
- 8 半導体レーザー装置 椿
出願番号 昭 58-221646 出願年月 S58/11/25
- 9 書き換え可能な伝導領域の形成方法 椿,隅部,加藤
出願番号 昭 59-124282 出願年月 S59/06/04

- 10 ショットキー接合半導体素子 椿,福井,斉藤
出願番号 昭 59-151542 出願年月 S59/07/21
- 11 電界効果トランジスター 椿,小林
出願番号 昭 59-178892 出願年月 S59/08/27
- 12 電界効果トランジスター 椿
出願番号 昭 59-254240 出願年月 S59/12/03
- 13 電界効果トランジスター 椿,岡本
出願番号 昭 60-431 出願年月 S60/01/08
公告年月 H1/12/15
- 14 半導体装置 椿,岡本
出願番号 昭 60-432 出願年月 S60/01/08
- 15 電界効果トランジスター 椿
出願番号 昭 60-685 出願年月 S60/01/07
公告年月 H1/8/29
- 16 電界効果トランジスター 椿,浅井
出願番号 昭 60-686 出願年月 S60/01/07
- 17 高増幅率電界効果トランジスター 椿,山田
出願番号 昭 60-23092 出願年月 S60/02/08
- 18 光伝導型 光検出器 椿
出願番号 昭 60-177245 出願年月 S60/08/12
- 19 電子波干渉素子 須佐,都倉,椿
出願番号 昭 62-287558 出願年月 S62/11/16

- 20 電子波干渉素子 椿、都倉
出願番号 昭 63-53148 出願年月 S63/03/07
- 21 電界効果トランジスタ 椿、福井、斉藤
出願番号 昭 63-082497 出願年月 S63/04/04
- 22 電子干渉素子 須佐、都倉、福井、椿
出願番号 昭 63-175239 出願年月 S63/07/15
- 23 質量変調電界効果トランジスタ 都倉、須佐、椿
出願番号 昭 63-294342 出願年月 S63/10/3
- 24 電子波干渉素子の製造方法 須佐、椿
出願番号 平 1-25837 出願年月 H1/2/6
- 25 半導体スイッチング装置 椿、福井、都倉
出願番号 平 1-80479 出願年月 H1/3/31

