



1993

270

学位請求論文

半導体メソスコピック・
エレクトロニクス構造における
表面電子状態と電子波伝導

指導教官 生駒俊明教授

1992年12月21日提出

電子工学専攻 07094

野口 充宏

目次

本研究の概要と本論文の構成	1.
---------------	----

第1部 高分解能電子線エネルギー損失分光を用いた 化合物半導体表面電子状態の解明

1-1-1. はじめに	6.
1-1-2. HREELSの原理と測定方法	7.
1-1-3. InAs(100)面の表面伝導電子蓄積量の表面再配列依存性	12.
1-1-4. HREELSによる,表面空乏層が存在する極性半導体の 表面伝導電子密度および空乏層厚の決定	18.
1-1-5. GaAs(100)面の真空プロセスによる表面フェルミエネルギー固定原因の 欠陥深さ推定	27.
1-1-6. 本章の結論	31.
1-1-7. 本章の参考文献	31.

第2部 GaAs/AlGaAs系極微構造における電子の波動的性質の 解明と応用

第1章 電子の位相緩和時間の低温における飽和原因の追求

2-1-1. はじめに	34.
2-1-2. 弱局在の理論と位相緩和時間に対するTheoretical background	34.
2-1-3. 電子ビーム露光法によって作製したsplit gateでの 量子細線の作製とその磁気抵抗測定	42.
2-1-4. 電子ビーム露光法によって作製したsplit gate量子細線の	

磁気抵抗特性	54.
2-1-5. 温度、およびフェルミエネルギーの関数としての $\tau\phi$ と 従来電子-電子散乱理論との比較	64.
2-1-6. 電子-電子散乱理論以外の $\tau\phi$ 飽和原因に対する考察	71.
2-1-7. 本章の結論	76.
2-1-8. 本章の参考文献	78.
 第2章 電子ビーム露光法を用いた量子ポイントコンタクトの 作製とその電気伝導特性	
2-2-1. はじめに	80.
2-2-2. スプリットゲートによる電子の閉じ込めおよびその理論	81.
2-2-3. 高移動度半導体基板および微細金属split gateの作成	86.
2-2-4. 高移動度n形基板における量子ポイントコンタクトの電気伝導特性	92.
2-2-5. 高移動度正孔ガスの量子ポイントコンタクトの電気伝導特性と コンタクト振動	99.
2-2-6. 高移動度n形基板におけるelectron focusingと Schottky電極界面の集束電子波反射特性	108.
2-2-7. 本章の結論	120.
2-2-8. 本章の参考文献	123.
 第3章 2重量子井戸構造を用いた電子の方向性結合スイッチの試作と 電気伝導特性	
2-3-1. はじめに	126.
2-3-2. 現状の電子の干渉およびballistic性を用いたデバイスの問題点	127.
2-3-3. 電子波方向性結合形スイッチの概要と動作解析に必要な Theoretical background	130.
2-3-4. 電子波方向性結合形スイッチのスイッチング確率の理論と 2次元電子波collimationによるスイッチング確率の増大	138.

2-3-5. 2重量子井戸構造を用いた電子の方向性結合形スイッチの 作製と測定	147.
2-3-6. 2重量子井戸構造を用いた電子の方向性結合形スイッチの 電気伝導特性	147.
2-3-7. 2次元ballistic電子を用いた電子波方向制御の実証	157.
2-3-8. 本章の結論	169.
2-3-9. 本章の参考文献	171.
結論	173.
謝辞	179.
研究業績	181.

本研究の概要と論文構成

電界効果トランジスタの金属－酸化膜－半導体接合や半導体レーザーの化合物半導体ヘテロ接合に代表されるように、半導体表面・界面は現在の半導体電子デバイスにとって最も重要な構成要素であり、半導体表面・界面のごく近傍の電子物性の重要性はデバイス縮小化に伴いさらに増している。また近年、表面汚染による電気特性悪化を防ぐため、デバイス能動層を分子線エピタキシャル成長法で作製し、超高真空を保った状態で電極金属蒸着や微細加工を行いデバイスを作る方法が研究され始めている¹⁾。そこで研究されている原子層エピタキシー²⁾や原子層エッチング³⁾などの高精度膜厚制御技術は、将来、現在のエピタキシャル成長よりも高度に制御された半導体超薄膜構造を実現する可能性がある⁴⁾。このような状況では、半導体清浄表面及び良く制御された金属－半導体界面の欠陥に対する知識が重要になり、真空中での界面形成時の半導体表面の伝導電子の情報が必要となる。しかし、伝導電子情報の一例である、半導体界面の電氣的性質を決定する半導体表面のフェルミエネルギーの固定原因や表面電荷蓄積層の形成原因については未だによく解っていない。例えば、このことは表面安定化の困難さや論理振幅が大きくとれる良質なMIS構造が作れないという工学的問題を生じ、化合物半導体大規模集積回路の実現を困難にしている一因となっている。

この問題を解決するためには、非接触非破壊で半導体表面のごく表面の伝導電子情報を得るのに測定方法を開発し、超高真空下で半導体清浄表面及び良く制御された金属－半導体界面を研究する必要がある。特に、伝導電子密度が金属より遙かに小さい半導体では、そのフェルミ波長が数十nmになり、表面の伝導電子情報を知るためには、数十nm以上に及ぶ深さ情報が必要不可欠である。しかし、半導体表面から数十～数百nmの深さに集中する情報を非接触非破壊に測定する方法は数少ない。例えば、数百eVの電子線を用いる通常の電子分光法では、そのプローブ深さは散乱電子の脱出距離に制限されるため、ごく表面近傍(<10 nm)の励起情報しか得られない⁵⁾。また、量子井戸内のサブバンド構造の解明や伝導電子プラズマ振動の2次元的な振舞いなどの解明の強力な手段であるラマン分光法⁶⁾は、プローブ光の侵入長でプローブ深さが決まり、ごくエネルギーの高いレーザー光を使わない限り、GaAsなどの半導体での侵入長はサブミクロン程度になって

しまう。そのため、表面ごく近傍の情報を有する表面モードの励起構造と物質内部の励起構造との分離が困難である欠点を生じる。

以上述べた状況のもとで、非破壊非接触に表面から10~100nm程度の深さの表面振動励起の情報を得ることができる特長を有する高分解能電子線エネルギー損失分光法(High Resolution Electron Energy Loss Spectroscopy:HREELS)が、近年新しい表面評価法として注目されている。本研究の第一部は、高分解能電子線エネルギー損失分光装置を分子線エピタキシャル成長装置(Molecular Beam Epitaxy;MBE)と初めて接続し、成長直後の化合物半導体表面の伝導電子に関する振動励起から表面欠陥形成原因を解明した研究をまとめたものである。その目的を簡条書に記すと以下のようになる。

- ① 化合物半導体成長直後の良く制御された極性表面で、表面フェルミエネルギー固定位置や表面伝導電子密度を決定している要因を追求すること。
- ② GaAsなどの表面空乏層が存在する半導体で、表面電子伝導状態を特長づけるパラメーターである表面空乏層厚および伝導電子密度を非破壊非接触でHREELSスペクトルから独立に求められるか検討すること。
- ③ 超高真空プロセスで導入されると考えられるごく表面に近い加工欠陥の情報を得る手段を提供すること。

さらに、近年、高移動度2次元電子ガスを超微細加工することで、電子波の位相干渉効果や、運動量やエネルギー散乱をほぼ無視できる電子状態(ballistic)が次々に実現されてきている。この半導体超微細加工によって明らかにされてきた電子の波動的な性質は、拡散によって記述される従来の電子デバイスの物性と大きく異なる新しい原理の電子波デバイスの可能性を示しており、物理的にも工学的にも興味深い。^{7),8)}そこで、本研究の第2部では、電子のこのような波動的性質の2つの要素、すなわち、電子が波としての位相を保つ性質(phase coherence)やballistic伝導に注目し、これらを動作原理とした電子波デバイスの可能性を論ずる。

まず、電子の波としての性質で重要なパラメータの一つが、電子が位相を失う

散乱を受けるまでの平均緩和時間、すなわち、位相緩和時間 $\tau\phi$ である。電子の波としての位相干渉の性質を用いるデバイスでは、電子が走行する時間より $\tau\phi$ が長い必要があり、 $\tau\phi$ を決定している散乱要因を調べることは重要である。当研究室では、 $\tau\phi$ がどのような散乱機構によって決定されるかを集束イオンビームで作製した量子細線の磁気抵抗特性から研究してきた。^{9), 10)} これによれば、10 K 程度の高温領域では電子-電子散乱によって $\tau\phi$ が決定されていることが明らかになってきている。しかし、4 K 以下の低温で、試料構造に依らず $\tau\phi$ が約 10 ps を上限として飽和することが観測されており¹⁰⁾、その原因についてはまだ理論的にも実験的にも明らかになっていない。この低温での $\tau\phi$ の飽和原因を明らかにできれば、低温での $\tau\phi$ を大きくするための方針が立てられる可能性がある。そこで、2-1章の目的は、この低温での $\tau\phi$ の飽和原因を探ることにある。具体的には、以下のような目的になる。

- ① 低温での $\tau\phi$ の飽和は、集束イオンビーム加工で作製した量子細線の加工欠陥に主に起因するかを明らかにする。これには、ほとんど加工欠陥を導入しない電子ビーム露光法で作製した split-gate 量子細線で、その $\tau\phi$ の温度特性を測定する。
- ② $\tau\phi$ のフェルミエネルギー依存性を測定し、従来の電子-電子散乱理論と比較することにより、従来の散乱理論で妥当性が高いものを実験的に明らかにする。
- ③ 電子-電子散乱以外の $\tau\phi$ の飽和原因、特に電子の spin に関連した散乱に注目し、飽和原因としての妥当性を検討する。

次に、ballistic 電子の電気伝導の研究を行う。化合物半導体選択ドープ構造では、電子がドープした不純物と空間的に分離されているため、電子の平均自由行程が 10 μm を越える 2 次元電子ガスを作製することが可能になってきた。この基板をさらに面内でサブミクロン加工し、平均自由行程以下のデバイス寸法を実現することにより、散乱を受けない電子 (ballistic 電子) の挙動を調べることができ。特に、ごく短い量子細線 (量子ポイントコンタクト) は、1 次元量子化に起因するコンダクタンス停留⁷⁾や、一点から入射された電子波が磁場によって cyclotron 運動をし、また集束して一点に集束する現象 (electron focusing)⁸⁾ など、興味深い現象が観測されている。これら ballistic な特長は、例えば電子波干渉デ

バイスで必要な単一モード量子細線の実現の基礎として、電子波デバイスでの重要性が大きい。2-2章では、このballisticに進む電子および正孔の実現、およびballistic電子の散乱と界面ポテンシャルの影響を明らかにすることを目的とした。具体的な目的は以下になる。

- ① Split-gate量子細線中の1次元量子準位間隔を広くし、高温動作可能な単一モード量子細線を作製する方法を理論的に検討する。
- ② 単一モード量子細線作製の基礎として量子ポイントコンタクトを作製し、Ballistic電子波の実現としてelectron focusingを実現する。これらは、既に他の研究機関では報告されており、新しいことではないが、我々の実験系で実現できるかどうかは、実験技術の未熟さもあり従来不明であった。
- ③ 従来不明であった低次元価電子帯構造を明らかにするため、高移動度正孔ガスが存在する基板上でのballistic伝導を実現する。
- ④ 既に接合モデルが確立し、電子波に適した電極としての可能性が高いSchottky電極を取り上げ、これにballistic電子波を入射したときの反射・透過特性を測定し、電子波に対する界面構造を明らかにする。

最後に、2-3章では、2-1, 2-2章で扱った電子の位相を保つ性質 (phase coherence) やballistic伝導を動作原理とした電子波デバイスの可能性を論ずる。現在、電子の波動的な性質を活かしたデバイスの提案も盛んに行われ、その試作が行われている。しかし、現在までに提案された電子波デバイスの大部分は、フェルミ波長 ($\ll 0.1 \mu\text{m}$) 程度の設計誤差許容度しか持たず、単一モード量子細線を用いるために電流駆動能力が低いなど、FETなど現状の電子デバイスとの隔たりが大きい。これらの隔たりは、工学的観点からはデバイスの有用性を制限する要因となろう。そこで、従来の電子波デバイスの問題点を見直し、その解決の端緒として二重量子井戸を用いた新たな積層型電子波方向性結合スイッチを提案および試作した。2-3章では、このデバイスについての解析結果と実現可能性について述べる。具体的な目的は以下になる。

- ① 電子波デバイスの問題点を見直し、デバイスとして実現可能性の高い構造を提案する。
- ② 電子波デバイスの電流駆動能力を増大する方法を提案し、実験で実証する。

③ ①の構造を実際に試作し、電子波デバイスの動作確認をする。特に、積層型電子波方向性結合スイッチの動作で重要な2重量子井戸間の電子波の量子力学的確率振動(Quantum beat)を用いたスイッチング確率増大の確認を試みる。

本概要についての参考文献

- 1) G.Timp, in: Institute of Physics Conference Series No. 127: Chapter 4, Physics, Electronics, and Applications (IOP Publ. Ltd., 1992).
- 2) T.Suntola and J.Anston: US patent 4058430, 1977.
- 3) T.Meguro, M.Hamagaki, S.Modaressi, T.Hara, and Y.Aoyagi: Appl. Phys. Lett. 56, 1552 (1990).
- 4) T.S. Rao, K. Nozawa and Y.Horikoshi: Jpn. J. Appl. Phys. 30, 547 (1991).
- 5) C.S.Fadley: Electron Spectroscopy: Theory, Techniques and Applications Vol. 2, Eds. C.R.Brunde and A.D.Baker (Academic Press, London, 1978) p.65.
- 6) G.Abstreiter, M.Cardona, and A.Pinczuk: Light Scattering in Solids IV, Eds. M.Cardona and G.Grüntherodt (Springer-Verlag, Berlin 1984) p. 19.
- 7) B.J.van Wees, H.van.Hauten, C.W.J.Beenakker, J.G.Williamson, L.P.Kouwenhoven, D.van Der Marel, and C.T.Foxon, Phys. Rev. Lett., 60, 848 (1988).
- 8) H. van Houten, C. W. J. Beenakker, and B. J. van Wees, in: "Quantum point contacts", chapter in "Semiconductor and Semimetals", Eds. M. A. Reed, Academic Press, New York, (1990).
- 9) 平本俊郎博士論文、東京大学、1988年。
- 10) 小田切貴秀博士論文、東京大学、1992年。

第1部 高分解能電子線エネルギー損失分光を用いた化合物半導体表面電子状態の解明

1-1-1. はじめに

電界効果トランジスタの金属-酸化膜-半導体接合や半導体レーザーの化合物半導体ヘテロ接合に代表されるように、半導体表面・界面は現在の半導体電子デバイスにとって最も重要な構成要素であり、半導体表面・界面のごく近傍の電子物性の重要性はデバイス縮小化に伴いさらに増している。また近年、表面汚染による電気特性悪化を防ぐため、デバイス能動層を分子線エピタキシャル成長法で作製し、超高真空を保った状態で電極金属蒸着や微細加工を行いデバイスを作る方法が研究され始めている¹⁾。そこで研究されている原子層エピタキシー²⁾や原子層エッチング³⁾などの高精度膜厚制御技術は、将来、現在のエピタキシャル成長よりも高度に制御された半導体超薄膜構造を実現する可能性がある⁴⁾。このような状況では、半導体清浄表面及び良く制御された金属-半導体界面の欠陥に対する知識が重要になり、真空中での界面形成時の半導体表面の伝導電子の情報が必要となる。しかし、伝導電子情報の一例である、半導体界面の電氣的性質を決定する半導体表面のフェルミエネルギーの固定原因や表面電荷蓄積層の形成原因については未だによく解っていない。これは、半導体表面の伝導電子情報を得るのに適当な測定方法が数少ないことと、よく制御された半導体清浄表面を得るのが困難であることを原因としている。

伝導電子密度が金属より遙かに小さい半導体では、そのフェルミ波長が数十nmになり、表面の伝導電子情報を知るためには、数十nm以上に及ぶ深さ情報が必要不可欠である。しかし、半導体表面から数十～数百nmの深さに集中する情報を非接触非破壊に測定する方法は数少ない。例えば、数百eVの電子線を用いる通常の電子分光法では、そのプローブ深さは散乱電子の脱出距離に制限されるため、ごく表面近傍(<10 nm)の励起情報しか得られない⁵⁾。また、量子井戸内のサブバンド構造の解明や伝導電子プラズマ振動の2次元的な振舞いなどの解明の強力な手段であるラマン分光法⁶⁾は、プローブ光の侵入長でプローブ深さが決まり、ごくエネルギーの高いレーザー光を使わない限り、GaAsなどの半導体での侵入長はサブミクロン程度になってしまう。そのため、表面ごく近傍の情報を有する表面

モードの励起構造と物質内部の励起構造との分離が困難である欠点を生じる。

このような欠点を補う分光法として、最近、高分解能電子線エネルギー損失分光法 (High Resolution Electron Energy Loss Spectroscopy; HREELS) が注目されている。このような背景から、本章では、高分解能電子線エネルギー損失分光装置を分子線エピタキシャル成長装置 (Molecular Beam Epitaxy; MBE) と初めて接続し、成長直後の化合物半導体表面の表面欠陥形成原因の解明への応用を試みる。

1-1-2. HREELSの原理と測定方法

HREELSは、エネルギーの揃った低速電子線を物質表面に入射し、散乱電子の失ったエネルギーを測定することにより、物質表面近くの励起振動現象を観測する方法である。特に、鏡面反射配置に電子線源と分光器を設定すると、HREELSで用いる数 eV の低エネルギー電子は、表面または界面に振幅極大を持ち真空中に電磁波を放射する表面・界面モードによって強く散乱され、その情報が選択的に観測される。ここで、散乱された電子は鏡面反射とほぼ同じ方向に集束するので、この散乱過程のエネルギーと面平行方向の運動量保存則は次のように与えられる⁷⁾。

$$E_f = E_i + \hbar \omega$$

$$k_f = k_i + q_{\parallel} \quad (1-1-1)$$

ただし、入射電子のエネルギー及び面平行方向の波数ベクトルを E_i , k_i , 散乱された電子のエネルギー及び面平行方向の波数ベクトルを E_f , k_f , また、散乱励起のエネルギー及び面平行方向の波数ベクトルを $\hbar \omega$, q_{\parallel} とする。ここで、入射電子エネルギー E_i に対して散乱励起のエネルギー $\hbar \omega$ が小さく、 q_{\parallel} の方向が k_i と一致しているとする、 $|q_{\parallel}|$ は、入射角を θ として以下のように近似される。

$$|q_{\parallel}| = |k_f - k_i| \sim |k_i| \sin \theta \cdot \hbar \omega / 2 E_i \quad (1-1-2)$$

さらに、表面・界面モードの中でも、Fuchs-Kliwer波のようにバルク内に染み出す励起は、散乱励起の面平行方向の波数の逆数の減衰長をもつ双極子場を真空中およびバルク内に作る⁸⁾。ここで、この双極子散乱について簡単に説明する。まず、 μ の双極子モーメントを持った角振動数 ω で振動している双極子が半導体表面に垂直に存在するとしよう。このとき半導体面から (r_{\parallel}, z) の座標のポテンシャル $V(r)$ は、つぎのように表せる。

$$V(r) = (2 \mu z / r^3) \exp(-i \omega t) + c. \quad c. \quad (1-1-3)$$

式 (1-1-3) を半導体表面方向に二次元フーリエ変換する。 $r_{\parallel} \rightarrow q_{\parallel}$ と変換して、式 (1-1-4) を得る。

$$V(r) = \int dq_{\parallel} \exp(i q_{\parallel} \cdot r_{\parallel}) \exp(-|q_{\parallel}| z) \cdot \mu / \pi \exp(-i \omega t) + c. c. \quad (1-1-4)$$

今、Born近似に従って、入射電子が双極子により半導体表面方向に q_{\parallel} だけ非弾性散乱されたとしよう。式 (1-1-4) から、双極子が結晶内部および外部に作る電界の減衰長は $1/|q_{\parallel}|$ となる。HREELSの低速電子は、この双極子電界に強く散乱される。式 (1-1-2) の $\hbar\omega$ が典型的には0.1 eV以下で E_i が数 eVであることを考えると、双極子の作る電界は半導体表面上に普通数十 nm から数百 nm と比較的長い減衰長で指数的に遠くまで広がり、双極子散乱に対するHREELSのプロープ長 $1/|q_{\parallel}|$ は数十から数百 nm となる。そのため、HREELSでは、通常の電子分光よりも表面から深い位置の情報を得ることができる。特に、Fuchs-Kliwer表面フォノンのようにHREELSの測定波数範囲でエネルギー分散が小さくバルク内に染み出す励起は、式 (1-1-2) から入射エネルギー E_i を変化させることにより双極子場の侵入波数を選択でき、表面振動励起の深さ方向の知見を得ることができる。

さて、双極子の巨視的な物理量である誘電率を用いて双極子散乱を定量的に説明する試みがD.L.Millsらによってなされている。^{7), 10)} 図1-1-1のように電子が真空中をほぼ弾性散乱で進み、表面振動と相互作用をし、ごく僅かな散乱を受けたとする。この時、誘電体中にできる電界 $E_i(r, t)$ は時刻 t および位置 r の関数となり、鏡像の定理により、誘電体のない場合の電界 $E(r, t)$ に対し、次のようになる。

$$E_i(r, t) = 2 / (\epsilon + 1) \cdot E(r, t). \quad (1-1-5)$$

ここで、電子が散乱される過程で誘電体が受けるエネルギー W は、

$$W = \int dt \int_{z>0} dr \operatorname{Re} \{ E_i(r, t) \} \cdot \operatorname{Re} \{ \epsilon \epsilon_0 E_i(r, t) \}. \quad (1-1-6)$$

となる。 $\epsilon \epsilon_0$ は表面を構成している媒質の誘電率である。式 (1-1-6) で、

(r, t) 空間を $(q_{\parallel}, z, \omega)$ 空間にフーリエ変換して、式 (1-1-5) を代入すると、次式を得る。

$$W = \int d\omega \int dq_{\parallel} \cdot 4\pi\omega / (q_{\parallel} \epsilon_0) \cdot |D(q_{\parallel}, \omega)|^2 \cdot \operatorname{Im} \{ -1 / (\epsilon + 1) \}. \quad (1-1-7)$$

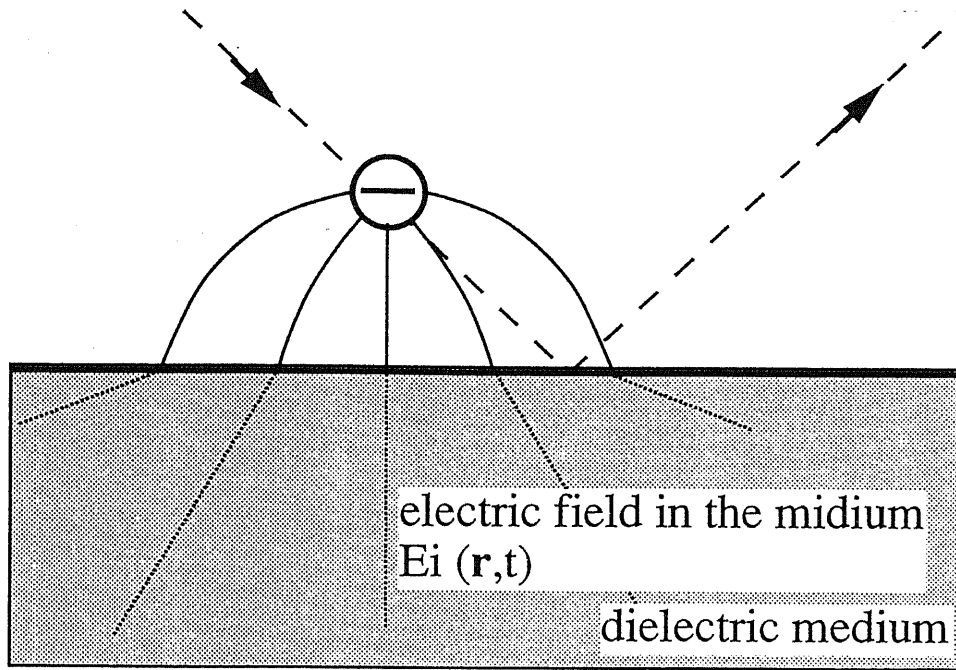


図 1-1-1 高分解能電子線エネルギー損失分光で用いる低速電子が生じる電界。

ここで、 $D(q_{\parallel}, \omega)$ は誘電体のない場合の電束密度である。

一方、入射電子がエネルギー $\hbar\omega$ を失う $d\omega$ あたりの確率を $P(\omega)$ とすると、

$$W = \int d\omega \hbar\omega P(\omega) \quad (1-1-8)$$

となるから、式 (1-1-7) と式 (1-1-8) を見比べると、

$$P(\omega) = \int dq_{\parallel} \cdot 4\pi / (\hbar q_{\parallel} \epsilon_0) \cdot |D(q_{\parallel}, \omega)|^2 \cdot \text{Im} \{ 1 / (\epsilon + 1) \} \quad (1-1-9)$$

となることがわかる。

さらに、電子線検出器側の分光器の許容入射角を考慮して、式 (1-1-9) を立体角で積分することにより、エネルギー $\hbar\omega$ あたりの弾性散乱電子に対する非弾性電子の散乱強度 $S_{\text{tot}}(\omega) / d\omega$ は次式になる。⁷⁾

$$\frac{dS_{\text{tot}}(\omega)}{d\omega} = \frac{\{1+n_{\text{BE}}(\omega)\}e^2\hbar}{4\pi^3\epsilon_0 E_p^2 \cos\alpha} \int_0^{\theta_{\max}} \theta d\theta \int d\phi \frac{q}{(\theta^2 + \theta_i^2)^2} \text{Im} \left\{ \frac{-1}{\epsilon(q, \omega) + 1} \right\}. \quad (1-1-10)$$

ただし α 、 ϕ 、 θ 、 θ_{\max} は図 1-1-2 の中に示す角度、

E_p は入射電子線エネルギー、 $n_{\text{BE}}(\omega)$ は Bose-Einstein 分布関数、

q は結晶表面面内方向の散乱波数、 θ_i は損失特性角で $\hbar\omega / 2E_p$ に等しい。

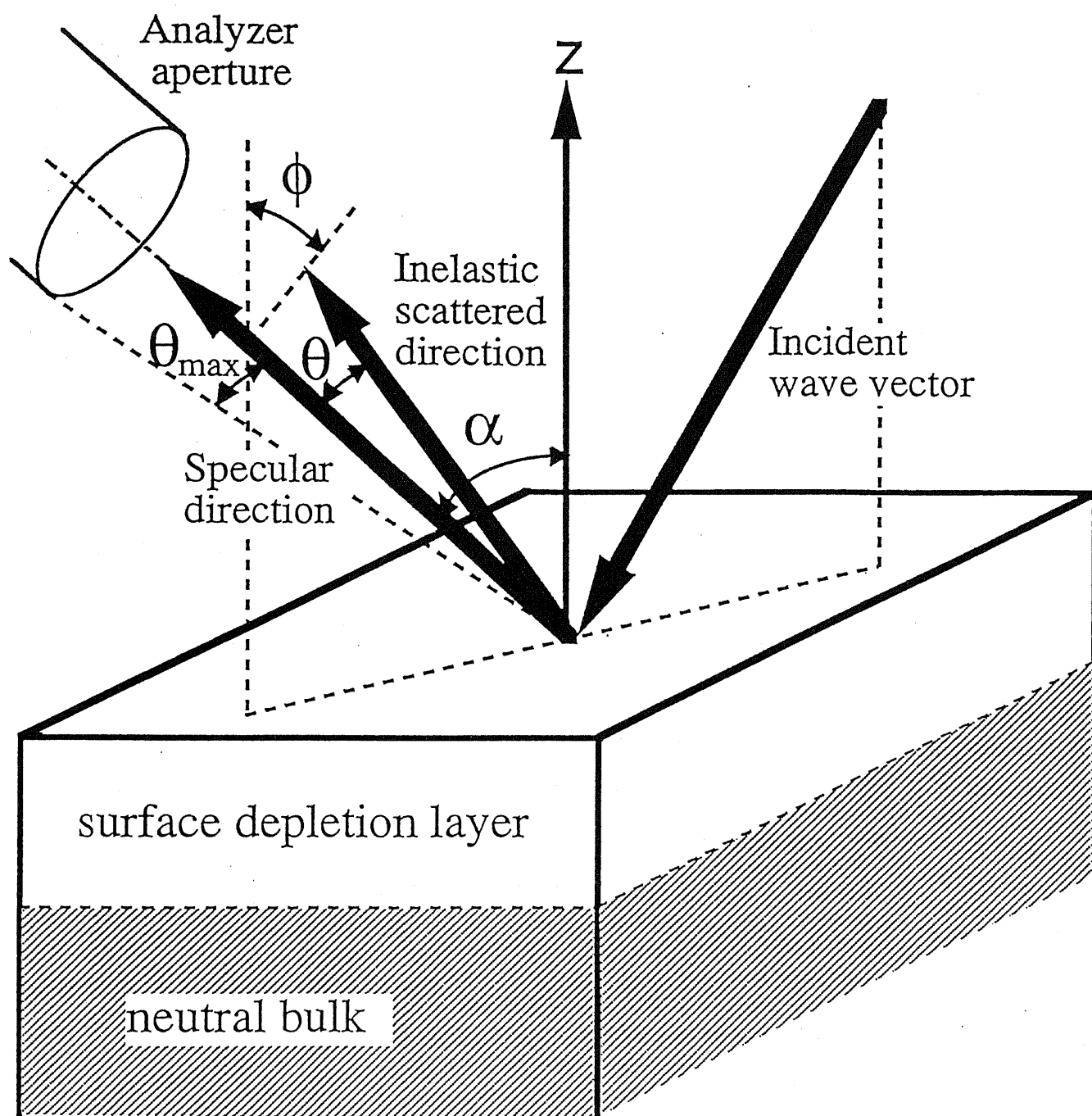


図 1-1-2 HREELSの反射電子に対する座標系と分光器の位置関係。

電子分光器の位置および配置が定まれば、式(1-1-10)の中で、試料構造に依存する項は $\text{Im} \{ 1 / (\epsilon + 1) \}$ の項のみである。よって、逆にHREELSエネルギー損失スペクトルから非弾性電子の散乱強度 $S_{\text{tot}}(\omega) / d\omega$ を求め、誘電損失関数 $\text{Im} \{ 1 / (\epsilon + 1) \}$ を導出することにより、試料表面 $1/q \parallel$ 程度の深さの誘電的な情報を得ることができる。

ここで、極性半導体表面で強い双極子場を作るのは、イオン性が異なる原子の格子振動によって生ずるFuchs-Kliwer表面フォノンと伝導電子プラズマ振動表面モード(=表面プラズモン)、およびそれらの結合モードである表面フォノン-プラズモンポラリトンである。特にこれらバルク内に染み出す巨視的表面励起の場合には、HREELSスペクトルを試料の誘電率と式(1-1-10)を使って模擬計算することが可能であり、ごく表面近傍の伝導電子の物性を調べることが可能である。⁹⁻¹¹⁾。例えばRitzおよびLüthは、InSb(110)劈開面において、表面フォノン-プラズモンポラリトンのフォノンlikeモードとプラズモンlikeモードのピーク強度のプロープ深さ依存性に差異を見だし、うまく劈開された表面においても、伝導電子のプラズマ振動が存在しない層(plasmon-free layer)があることを発見している¹²⁾。これに関連して、表面境界条件によっては伝導電子が存在するにもかかわらずプラズマ振動しない表面層が存在することが予測されており¹³⁾、伝導電子の表面境界条件をいかに選ぶべきかという問題が実験および理論の両方で盛んに研究されている^{9, 10, 14)}。さらに、Manyらは、ZnO(0001)表面から約1nmの深さの強いバンド曲がりに閉じ込められた2次元伝導電子のプラズマ振動と格子振動の結合モードの分散関係の測定をし、ボルン近似で計算した散乱スペクトルと比較的良好一致を得ている¹⁵⁾。

このようにHREELSは、数十から数百nmの深さの情報を得るのに強力な手段であるが、その研究の大半は劈開面に対して行われたものであり、一般の面方位の半導体表面に応用するには、伝導電子を捕獲する欠陥を導入しない表面清浄方法を得ることが大きな問題であった。半導体清浄表面を得るには、従来、劈開による方法¹²⁾、スパッタリングにより表面汚染物を取り除く方法¹⁶⁾、およびGaAsにおけるAsなどの保護膜を結晶成長装置で清浄表面に蒸着し、電子分光系でそれを加熱処理により取り除く方法¹⁷⁾が知られている。しかし、劈開では、特定の面方位しか得られず、応用が狭い欠点、スパッタリングでは表面欠陥が必然的に導入さ

れてしまう欠点、保護膜をつける方法では保護膜を除去しかつ清浄表面を得る温度条件が厳しい欠点が存在した。そこで、HREELSを分子線エピタキシャル成長装置 (Molecular Beam Epitaxy; MBE) と超高真空で接続し、一般の面方位の表面再配列を制御した表面への応用や超薄膜積層構造への応用を初めて可能にした。ここでHREELSでは、入射電子線半値幅を典型的には10meV以下に抑える必要があるので、成長系と測定系の全系にわたって接地を完全にすることや、化学気相堆積装置でよく使われるマイクロ波加熱装置を近くに設置しないなど電磁界ノイズを除去するよう装置の設置上慎重な考慮が必要であった。

我々の装置系では、測定室および搬送室の真空度は全測定時間を通じて 3×10^{-8} Pa以下に保たれており、成長直後1時間以内にHREELS測定をすることができるため、表面の残留ガスに対する暴露量(exposure)は1 langmuir以下と小さくでき、GaAs(100)As安定化面では、図1-1-3のように測定開始時には残留ガスの吸着振動は観測されない。しかし、成長50時間後には、表面に吸着したC-Hの伸縮運動による損失ピークが375meVに観測されており、表面が有機物に汚染され始めていることがわかる。この場合、反射形電子線回折(RHEED)の回折パターンには変化がほとんど認められないことから、この分光法が表面付着原子の原子振動を感度良く測定できることがわかる。この特長は、有機金属ガス系やエッチングガス系の半導体吸着解離反応の解明に重要な手段になり得る¹⁸⁾。但し、今までのガス吸着現象のHREELSによる研究は、振動エネルギーが高くピーク分離が容易な有機分子吸着の結合振動に関するものに限られており、半導体加工に多く用いられるハロゲンと表面原子との結合は振動エネルギーが低いため、電子分光器の分解能向上に対するさらなる研究が必要と考えられる。

1-1-3. InAs(100)面の表面伝導電子蓄積量の表面再配列依存性¹⁹⁾

InAs(100)表面では、表面フェルミエネルギー固定位置が伝導帯端よりも上にあり、表面に伝導電子が蓄積されやすいことで知られており、この性質は超伝導三端子トランジスタのチャンネル層²⁰⁾やGaAs系トランジスタのノンアロイング抵抗性電極の作製²¹⁾に用いられている。しかし、うまく劈開されたInAs(110)表面ではフェルミエネルギーは固定されていないと報告されており²²⁾、InAs(100)表面の伝導電子蓄積層の形成が表面吸着原子による外因性のものであるか、また結晶

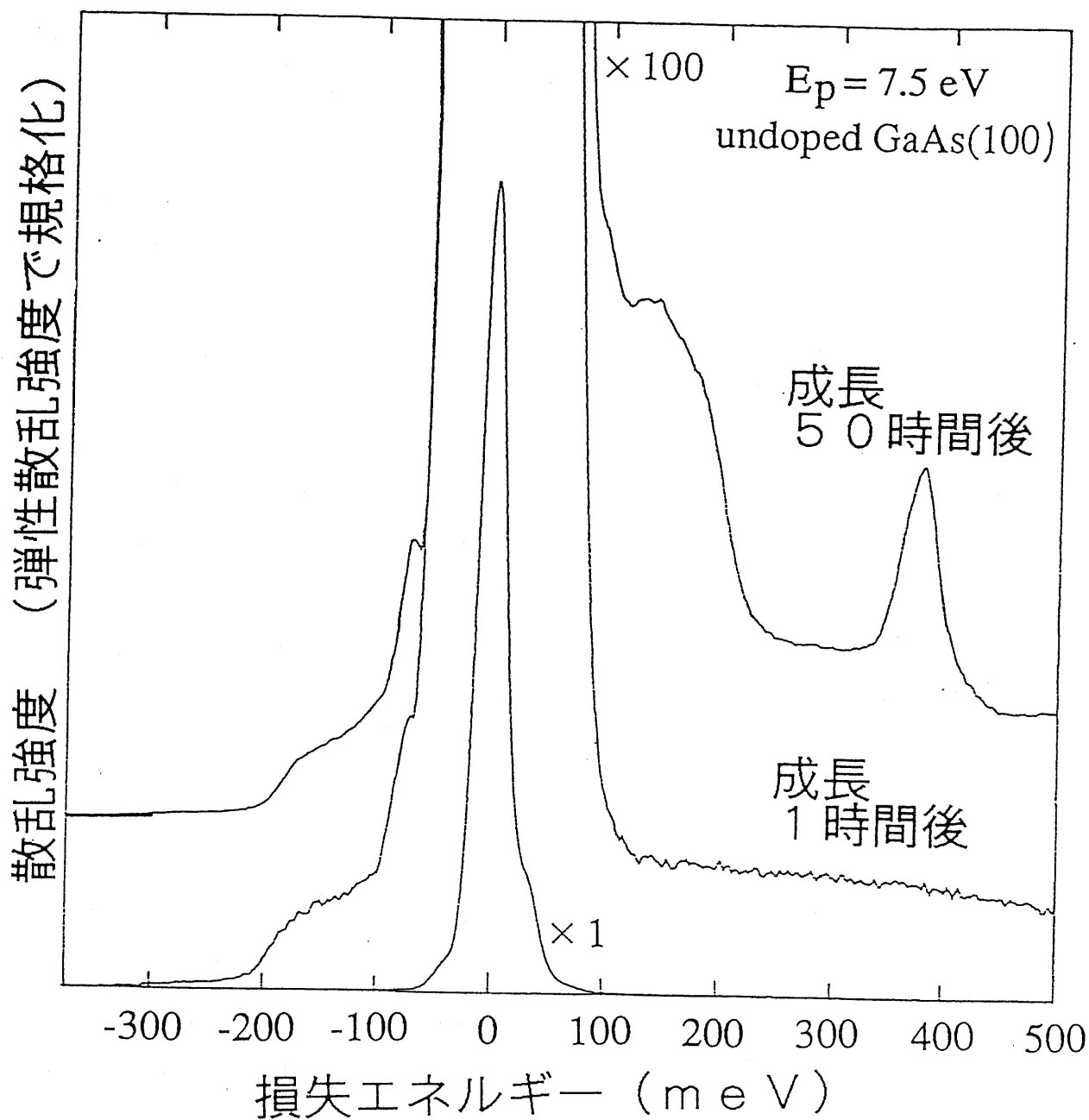


図 1-1-3 MBE成長したundoped GaAs(100)表面のHREELSスペクトルの表面汚染の影響。375meVの損失エネルギーのピークは、表面に吸着したC-H結合の伸縮振動と考えられる。

表面に本質的なものであるかは明らかでなかった。ここでは、MBE成長したInAs(100)面を超高真空中でHREELS測定することにより、InAs伝導電子層蓄積原因の解明を行った。

本研究では、undoped InAs(100)基板上にundoped InAsを $0.3 \sim 0.5 \mu\text{m}$ MBE成長し、成長後1時間以内に電子線エネルギー損失分光系に転送し測定を行った。ここで、試料測定時間は全体で5日程度と長時間かかったが、劈開面で報告されているのとは異なり、注目するスペクトルの形状は測定経過時間によらずほぼ一定であった。これは、(110)劈開面と異なりInAs(100)成長面では表面でフェルミエネルギーが初めから固定されているためと考えられる。また、以下で述べるAs安定化面は、 (2×4) As安定化面を $10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 程度の As_4 分子線を当てながら室温まで冷却したものであり、In安定化面は、 (4×2) In安定化面を $1 \times 10^{-7} \text{ Pa}$ 以下の真空中で室温まで冷却したものを示すこととする。

図1-1-4に入射電子線エネルギー E_p をパラメータにとったundoped InAs(100)As安定化面のHREELSスペクトルを示す。入射電子線エネルギーが2 eVの時には、イオンスパッタリング²³⁾や劈開²²⁾により得たInAs清浄表面でも得られているFuchs-Kliwer表面フォノンによるピークが約30 meVの損失エネルギーに存在する。また、入射電子エネルギーが大きいときに、45~55 meVに劈開直後の表面やスパッタリングで得た表面では観測されていない構造が現れる。このピークは表面フォノン-伝導電子プラズモンポラリトンのプラズモンlikeモードと考えられ、本実験で用いたundoped InAs基板の伝導電子密度 $1.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ から計算される伝導電子プラズマ振動エネルギーは高々9 meVであり、観測されたプラズモンlikeモードの損失エネルギーの方が遙かに大きい。よって、表面に伝導電子蓄積層が存在することがわかる。また、MBE成長後、スペクトルを測定するまでに表面が残留ガスに曝された暴露量は0.4 langmuirとごくわずかであり、プラズモンlikeモードのピークの形状は測定経過時間に依らずほぼ一定であったことから、伝導電子蓄積層の形成が表面吸着原子による外因性のものではないことがわかる。

ここで、入射電子線エネルギーが大きくなると、表面フォノンとプラズモンlikeモードのピークの損失エネルギーはほとんど変化しないか低エネルギー側に移動する。式(1-1-2)より、入射電子線エネルギーが大きくなると、2つのピークの励起に対する測定深さが深くなることにこのことは対応する。また、入射電子エ

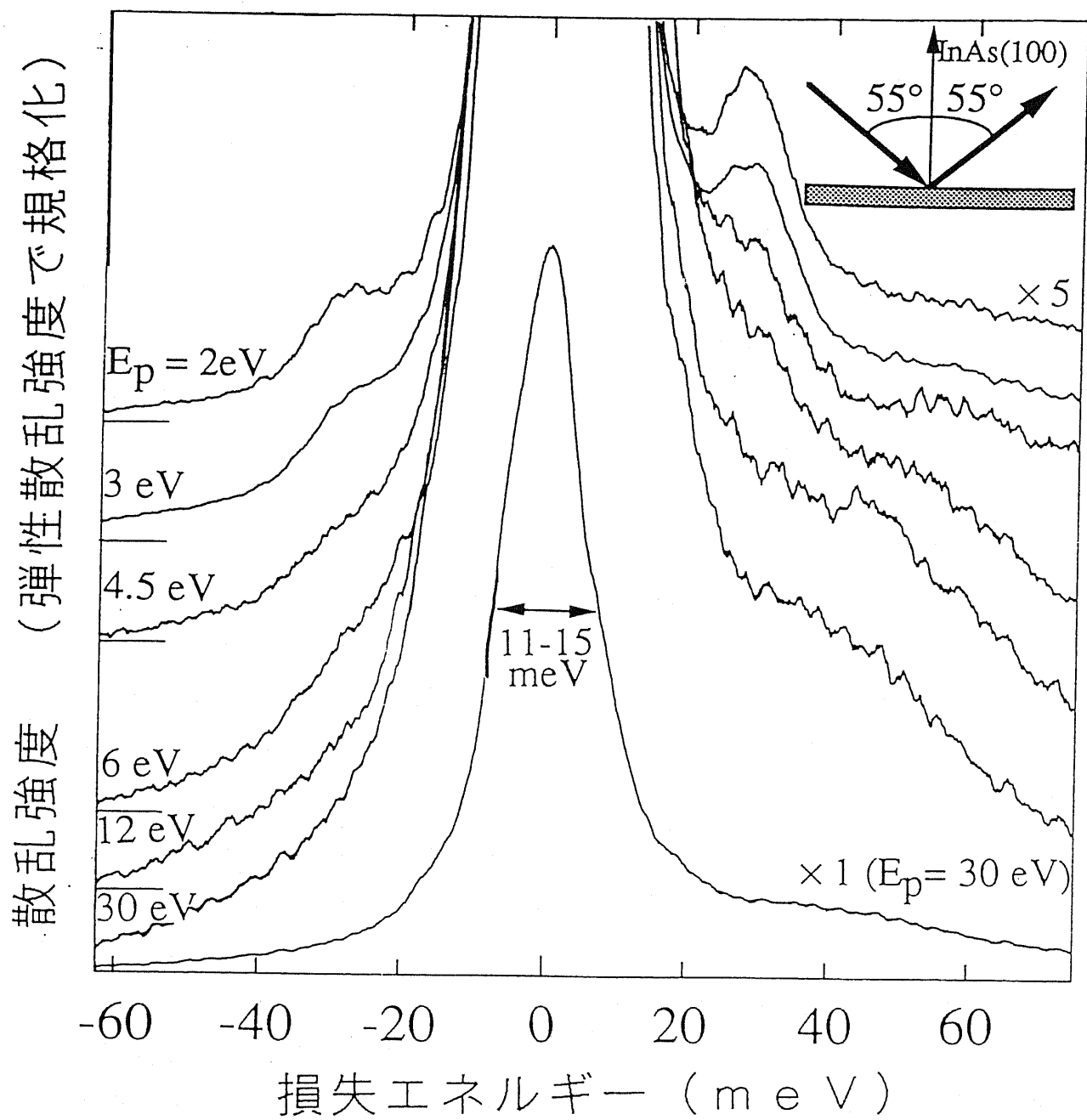


図 1-1-4 パラメーターとして入射電子線エネルギーをとったAs安定化InAs(100)清浄表面のHREELSスペクトル。

エネルギーが大きい時には、Fuchs-Kliwer表面フォノンによる30 meVのピークが45 meVのプラズモンlikeモードのピークに覆い隠されてしまっているが、入射電子エネルギーが小さくなるに従い、表面フォノンのピークが急激に大きくなる。これは、入射電子線エネルギーが大きく測定深さが深いときには、伝導電子プラズモンとフォノンの結合が起こり、フォノンの作る電界を伝導電子が遮蔽してしまうが、入射電子エネルギーが小さいときに観測される表面ごく近傍では、表面フォノンの作る電界が遮蔽されないほど伝導電子密度が低いことを表している。このことは、表面電荷蓄積の伝導電子分布が量子力学的分布形状をとることを実証しており、真空-表面のポテンシャル障壁と表面バンド曲がりとによって形成された表面閉じ込めポテンシャルの幅 (~ 20 nm) がその伝導電子のフェルミ波長 (~ 20 nm) と同程度になるため、電子の深さ方向の分布が量子力学的分布になることと一致する。

次に、表面電子層の面電子密度をパラメータとして、表面深さ方向の電子密度分布をFang-Hawardの量子的な広がりを持つ分布²⁴⁾と仮定して、HREELSスペクトルを模擬計算し、実測値と比較することにより表面電子層の電子密度を定量的に求めた。図1-1-5に入射電子線エネルギー E_p を12 eV、弾性散乱ピークの広がりを5 meVと仮定し、表面電子層の面電子密度をパラメータとした時の電子線エネルギー損失スペクトルシミュレーションを示す。図の2つのピークは表面フォノンと伝導電子プラズモンとの結合によって生じたピークである。45 meVにプラズモンlikeモードのピーク構造がある実測値の電子線スペクトルに近いのは、キャリア面密度が $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ の時、これから表面電子層の面電子濃度は $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 程度であるといえる。

さらに、図1-1-6に入射電子線エネルギーをパラメータにとったInAs(100)In安定化面のHREELSスペクトルを示す。As安定化面と異なり、In安定化面では、次の3つの特徴が現れる。1つは、伝導電子表面プラズモンによる損失ピークが顕著に観測されないことである。これは、In安定化面では、As安定化面よりも表面伝導電子密度が非常に小さいことを示している。また、30 meVに存在するFuchs-Kliwer表面フォノンの損失ピークが全ての入射電子線エネルギーで観測される。Fuchs-Kliwer表面フォノンはHREELSの測定範囲ではほぼエネルギー分散がないので、入射電子エネルギーの大小はプローブ深さの大小を表しており、この実験事

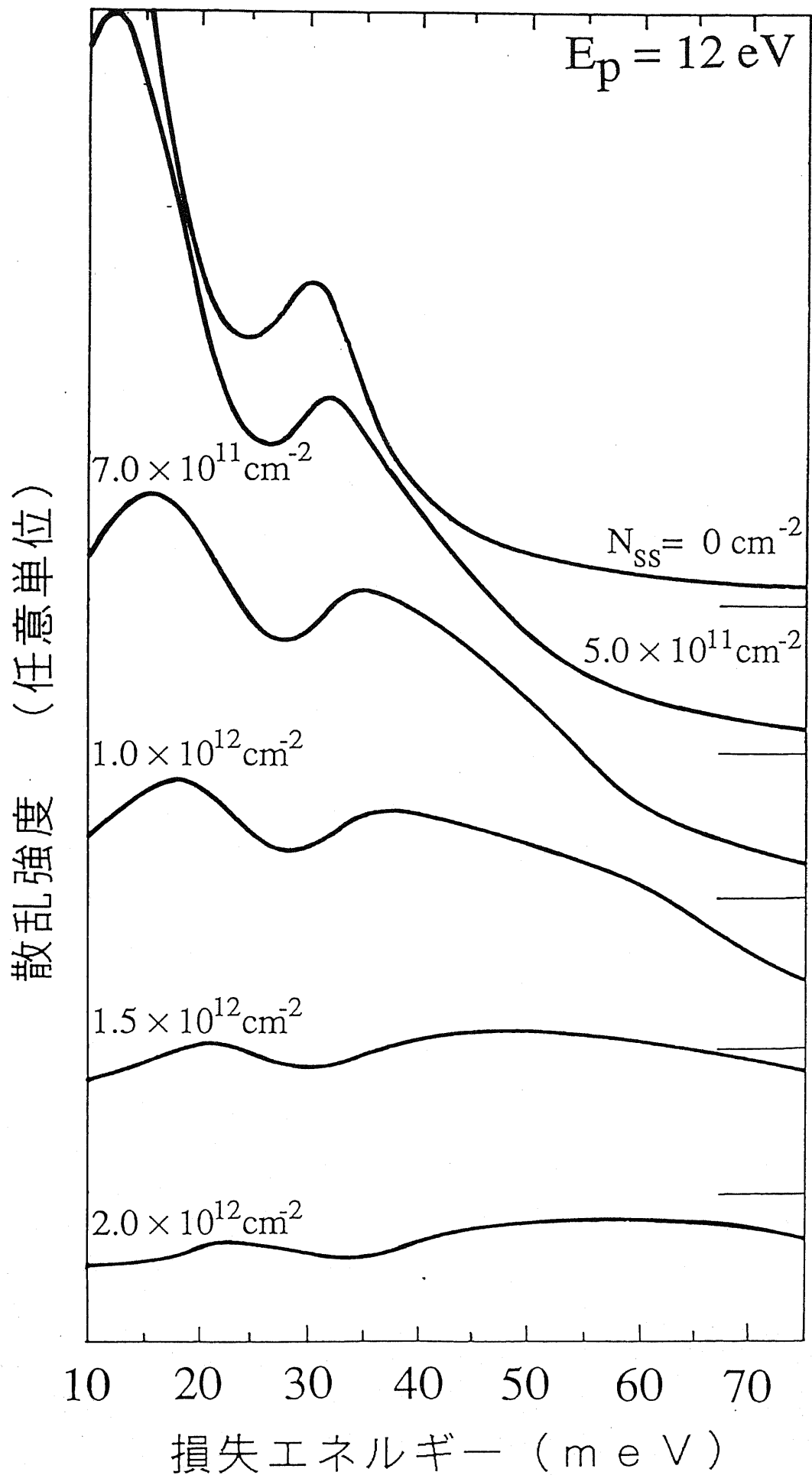


図 1-1-5 表面伝導電子蓄積量 N_{ss} を変化したときのHREELSスペクトルシミュレーション。入射電子線エネルギーは12eVと仮定している。

実は全てのプローブ深さでFuchs-Kliever表面フォノンを遮蔽できない程度に伝導電子濃度が低いことを表している。さらに、In安定化面の弾性散乱ピークの半値幅は、As安定化面の半値幅より5 meV程度広い。これは、表面の伝導電子濃度が小さいため、伝導電子表面プラズモンのピークが弾性散乱ピークに含まれてしまうためである⁷⁾。これらから、In安定化面はAs安定化面よりも伝導電子濃度が低いと言える。ここで、表面電子層の電子密度を定量的に求めるために、HREELSスペクトルを模擬計算して実測値と比較した。図1-1-7に表面電子層の面電子密度を $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ とし、入射電子線エネルギーをパラメータとした時の電子線エネルギー損失スペクトルシミュレーションを示す。全ての入射電子線エネルギーにわたり、約30 meVにFuchs-Kliever表面フォノンによる損失ピークが現れ、その損失エネルギーはほとんど変化しない。この特徴は、表面電子密度が $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 以下の場合に共通の現象で、実験結果と同じ特徴である。これらから、In安定化面の伝導電子密度は $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 以下であると言える。

さらに、As安定化面とIn安定化面はAs圧を変えることにより可逆的に変化でき、表面電子密度も可逆的に変化し、再配列によって表面電子密度がほぼ1つに定まることが分かった。以上より、InAs清浄表面の表面電荷蓄積は、InAs(100)再配列表面に本質的に存在する伝導帯中の表面準位から生じたものであるといえる。また、安定化面が変化することで、その表面フェルミエネルギー固定位置よりも高いエネルギーを持ったドナー型の真性表面準位の状態密度が変化し、表面電荷蓄積量も変化すると考えられる。

また、GaAs(100)表面についても、表面再配列と表面フェルミエネルギー固定位置とが相関があるという結果が報告されている²⁵⁾。さらに、Viturroらによって、MBE成長したGaAs(100)基板(2x4)再配列表面を100Kまで冷やし、in-situで金属蒸着した場合に表面フェルミエネルギー固定効果を緩和できた²⁶⁾という報告もされている。よって、今後、表面再配列を制御した界面の形成が重要になってくると考えられる。

1-1-4. HREELSによる、表面空乏層が存在する極性半導体の表面伝導電子密度および空乏層厚の決定

GaAsなどの半導体の極性表面では、表面準位固定位置がバンドギャップの中

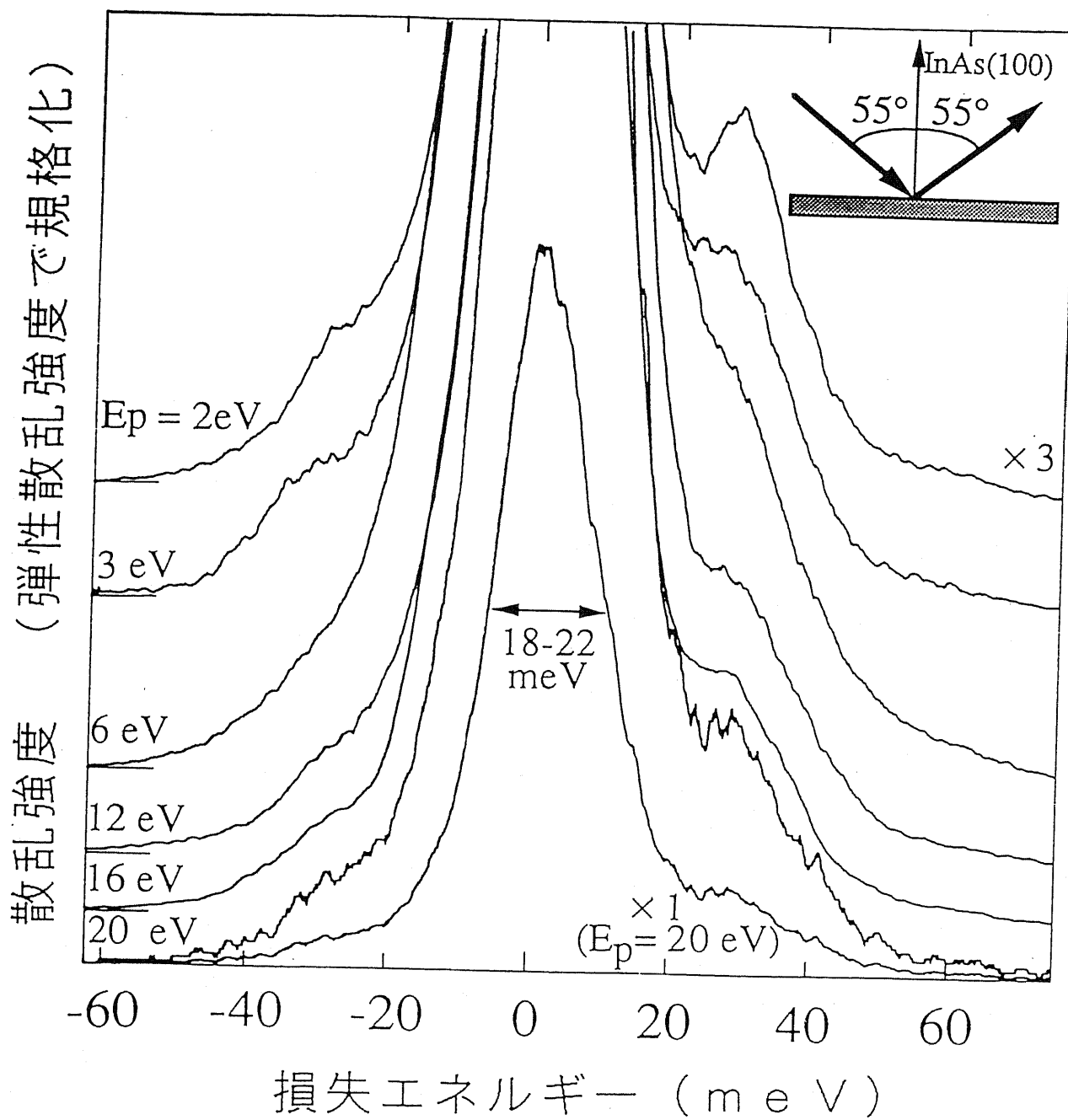


図 1-1-6 パラメーターとして入射電子線エネルギー E_p をとった In 安定化 InAs(100) 清浄表面の HREELS スペクトル。

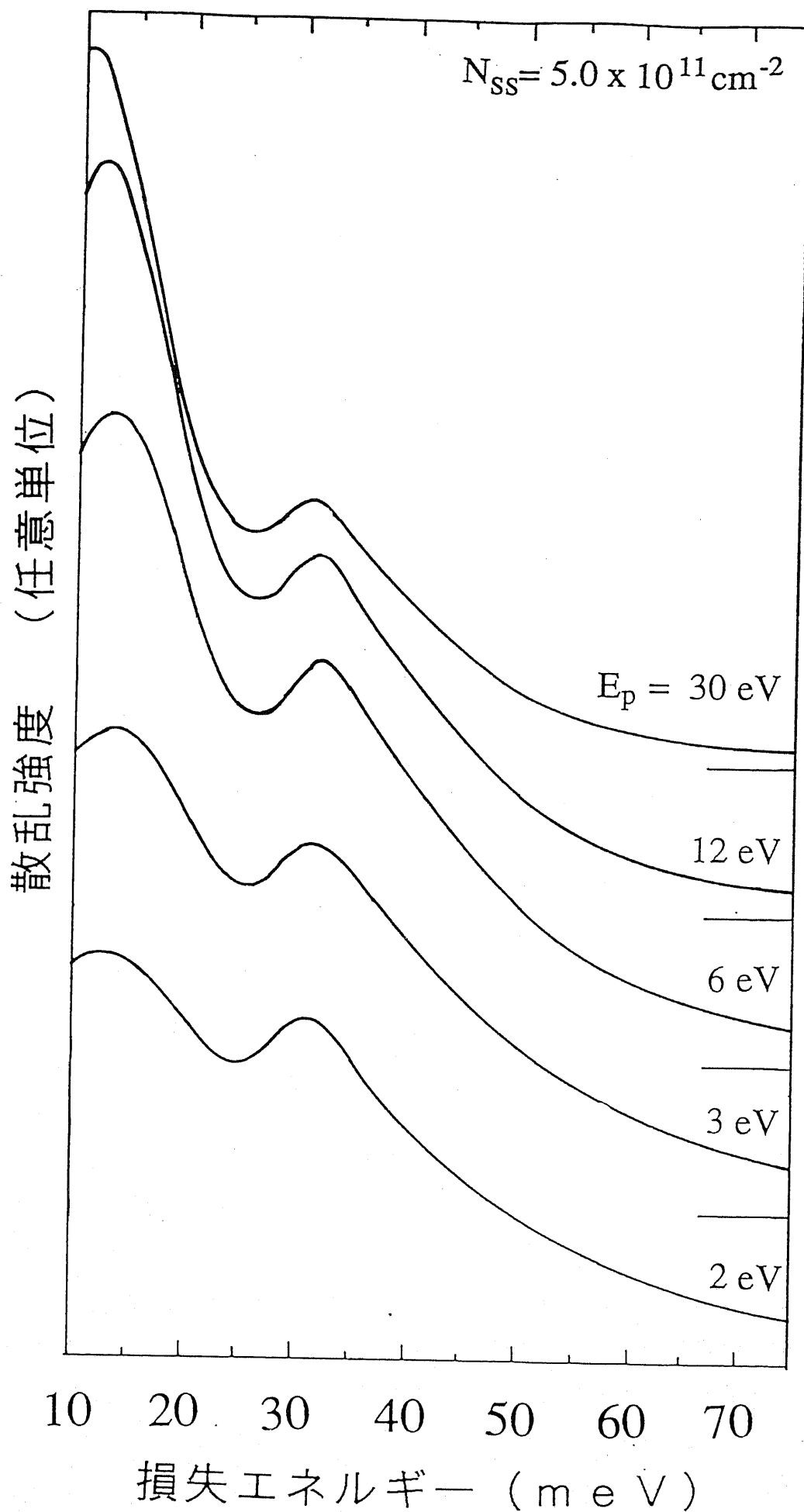


図 1-1-7 表面伝導電子蓄積量を $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ とした時の様々な入射電子線エネルギーに対するHREELSスペクトルシミュレーション。

に存在し表面に伝導電子が存在しない層、すなわち、表面空乏層が存在する。ここで、この1-1-4節では、高濃度の電子密度を持つように不純物添加した極性半導体では、HREELSのエネルギー損失スペクトル解析により、この表面空乏層の厚さ及び表面近傍のキャリア密度を精度よく求めることが可能であることを明らかにする。

1-1-2節で述べたように、双極子散乱で決まる電子線エネルギー損失スペクトルは誘電率によって記述できる。この節では、まず、n型GaAsについて、電子線エネルギー損失スペクトルからの誘電率を介して伝導電子構造情報の抽出を行う原理について説明する。

n型GaAsの誘電率 $\epsilon_b(\omega)$ は伝導電子集団励起のLandau dampingを無視すると次のように書ける。^{b), c)}

$$\begin{aligned}\epsilon_b(\omega) = & \epsilon(\infty) \\ & + \{ \epsilon(0) - \epsilon(\infty) \} \cdot \omega_{to}^2 / (\omega_{to}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma) \\ & - \omega_p^2 / (\omega^2 - \beta^2 q^2 - i\omega/\tau)\end{aligned}\quad (1-1-11)$$

ただし、 $\epsilon(\infty)$: 光学的誘電率、 $\epsilon(0)$: 静電誘電率、
 ω_{to} : 横光学フォノン角周波数、 γ : フォノン減衰定数、
 ω_p : 電子ガスプラズマ周波数、 q : 結晶表面面内方向の散乱波数、
 (電子ガス濃度の平方根に比例) τ : プラズマ振動のOhmic緩和時間、
 β : プラズモン分散パラメータ。

縮退電子ガスについては

Thomas-Fermi model⁷⁾より

$$0.7746 \hbar k_F / m^*$$

また、式(1-1-10)から、次の関係が成り立つ励起状態が低エネルギー電子によって強く励起されることが予想される。

$$\epsilon_b(\omega) = -1 \quad (1-1-12)$$

式(1-1-11)と式(1-1-12)とを連立させて解くと、高分解能電子線エネルギー損失分光で測定される数eV以内の励起エネルギーの励起状態として2つの解が得られる。1つは、イオン性結晶の有極性光学フォノンと電磁波との結合モードで、表面フォノン-プラズモンポラリトンのフォノンモードと呼ばれているものである。もう1つは、表面電子ガスのプラズマ振動で、表面フォノン-プラズモンポ

ラリトンの表面プラズモンモードと呼ばれているものである。図1-1-8にn型GaAsの電子線エネルギー損失スペクトルの例を示す。図中のパラメータ E_0 は、入射電子線エネルギーを表す。エネルギー損失0meVのところのピークは弾性散乱によるものであり、36meVおよび66meVのところに構造がみられる。36meVのピークは伝導電子密度がごく少ない場合にでも観測され、GaAsの誘電関数から計算される表面フォノンポラリトンのエネルギー(35.5meV)にごく近い。よって、これは、表面フォノン-プラズモンポラリトンのフォノンモードと同定される。さらに、66meVのピークは、伝導電子密度がごく少ない場合には観測されず、伝導電子密度によってそのピークエネルギーが変化するため、表面フォノン-プラズモンポラリトンの伝導電子表面プラズモンモードと呼ばれているものと同定される。このように、表面フォノンポラリトンと表面プラズモンは、n型GaAsのスペクトルで非弾性散乱ピークの生じる大きな要因となる。

さて、現実のGaAs(100)面では、表面がpinningされていることが知られており、そのため表面空乏層が存在する。その効果を空乏近似を使って入れると、電子線エネルギー損失分光で測定され、式(1-1-10)の誘電率 $\epsilon(\omega)$ と置き換えるべき実効誘電率 $\xi(\omega)$ は以下のようなになる。⁷⁾

$$\xi(\omega) = \epsilon_s(\omega) \frac{1 + \Delta(\omega) \exp(-2qd)}{1 - \Delta(\omega) \exp(-2qd)},$$

ただし、 q : 結晶表面面内方向の散乱波数、

d : 表面空乏層の実効厚さ、

$$\Delta(\omega) = (\epsilon_b(\omega) - \epsilon_s(\omega)) / (\epsilon_b(\omega) + \epsilon_s(\omega)), \quad (1-1-13)$$

$\epsilon_s(\omega)$: 空乏層の誘電関数。バルクn形GaAsの誘電率 $\epsilon_b(\omega)$ において、伝導電子プラズマ周波数 ω_p を0にしたものに等しい。

式(1-1-11)を式(1-1-13)に代入して式(1-1-12)の条件を満たすように ω を計算すると、空乏層が存在する場合の表面フォノン-プラズモンポラリトンの伝導電子表面プラズモンモードの角振動数 ω_{sp} は次のようになる。

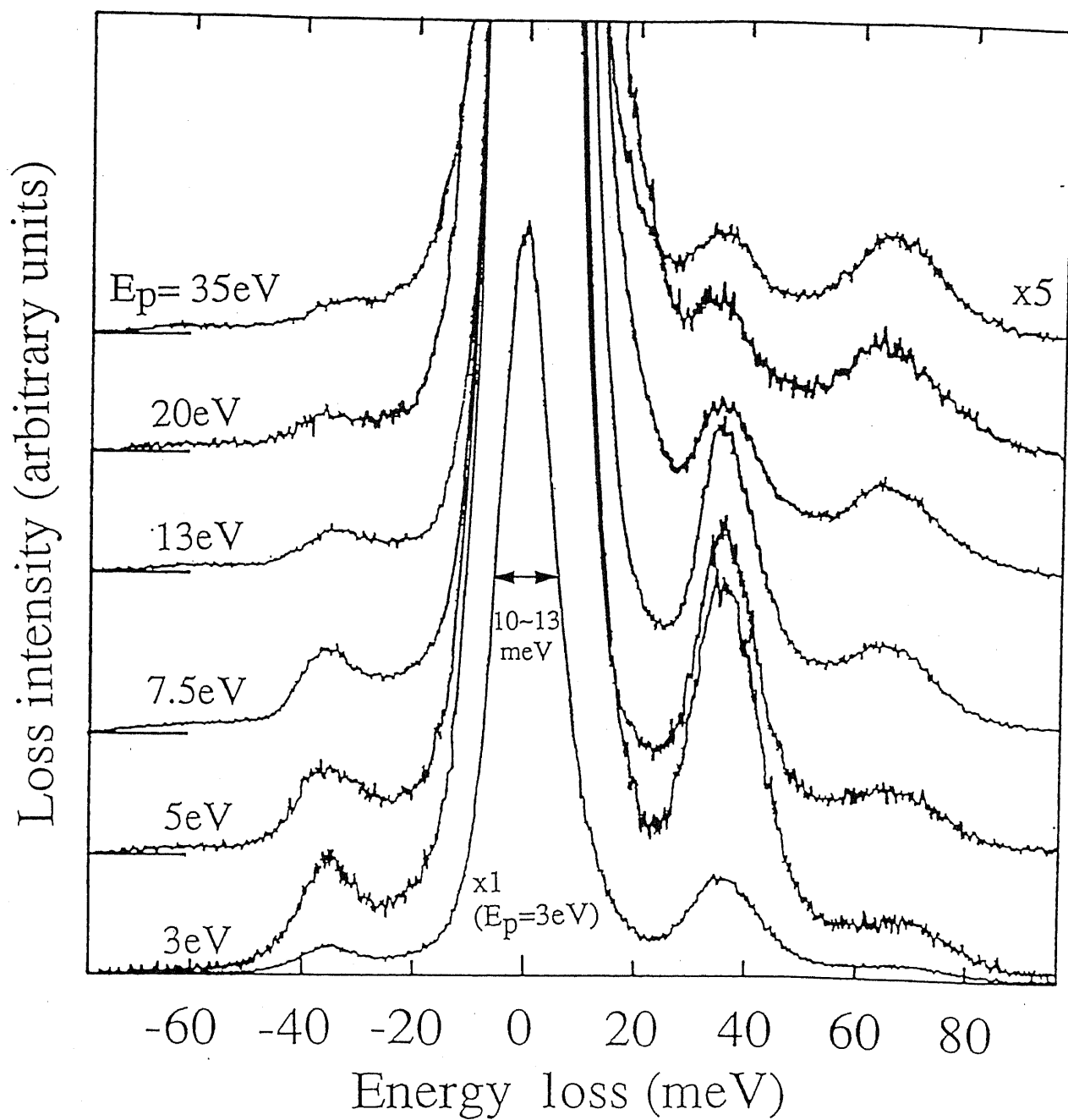


図 1-1-8 n形GaAs(100)面の成長直後のHREELSスペクトル。パラメーターとしては入射電子線エネルギー E_p をとっている。

$$\omega_{sp}^2 = \frac{\omega_p^2}{2\epsilon_s(\omega_{sp})} \left[1 + \frac{\epsilon_s(\omega_{sp}) - 1}{\epsilon_s(\omega_{sp}) + 1} \exp(-2q_0 d) \right] \quad (1-1-14)$$

ここで、 $q_0 \sim k, \hbar \omega / E_p$ は、HREELSにおける特性プローブ深さの逆数である。

9)

ここで、表面評価という点では、HREELSスペクトルから物理量を推定できることが望ましい。そこで、HREELSスペクトルから表面空乏層の厚さ d 及び表面近傍のバルクの伝導電子密度 n を求める方法を考案した。まず、表面空乏層の厚さ d は、表面プラズモンlikeモードの強度から求めることが可能である。これは、表面フォノン-プラズモンボラリトンの伝導電子プラズモンlikeモードが、表面空乏層と空乏していないバルク領域の界面に電界振幅最大値を持ち、表面に生じる電界は表面空乏層の厚さだけ減衰を生じるためである。具体的には、式(1-1-13)を表面プラズモンlikeモード振動数 ω_{sp} 近傍で展開することにより、以下の式を得る。計算の詳細は、Ref.9)を参照されたい。

$d \sim$

$$\frac{1}{2q_0} \log \frac{\pi A(E_p, \alpha) \{1 + n_{BE}(\omega_{sp})\} \epsilon_s(\omega_{sp}) + S_{tot}^{pl} \hbar \{\epsilon_s(\omega_{sp}) + 1\} \{\epsilon_s(\omega_{sp}) - 1\}}{S_{tot}^{pl} \hbar \{\epsilon_s(\omega_{sp}) + 1\} \{\epsilon_s(\omega_{sp}) + 1\}} \quad (1-1-15)$$

ここで、 $A(E_p, \alpha)$ は次式を満たし、試料構造に依存しない要素である。

$$A(E_p, \alpha) \sim \frac{k_{je} 2\hbar}{4\pi \epsilon_0 E_p \cos \alpha} \quad (1-1-16)$$

S_{tot}^{pl} は表面プラズモン振動数での非弾性散乱ピーク強度を弾性散乱ピーク強度で割った強度である。ここで、双極子散乱条件のHREELSにおいては、弾性散乱電子強度で規格化した非弾性散乱強度は、試料の誘電関数と電子分光器の配置が決まれば一意的に決まる。⁹⁾ よって、式(1-1-14)および式(1-1-15)から、1つのHREELSスペクトルだけから空乏層厚 d を求めることができる。また、HREELSによる空乏層推定は、ラマン分光法のように散乱強度を規格化するために別の標準試料を測定する必要³²⁾がない利点がある。

図1-1-9は、 n 形GaAs試料の弾性散乱電子強度で規格化した伝導電子表面プラズモンlikeモードの強度を、入射電子線エネルギーの関数として示したものである。

伝導電子プラズモンピークの散乱強度
(弾性散乱ピーク強度で規格化)

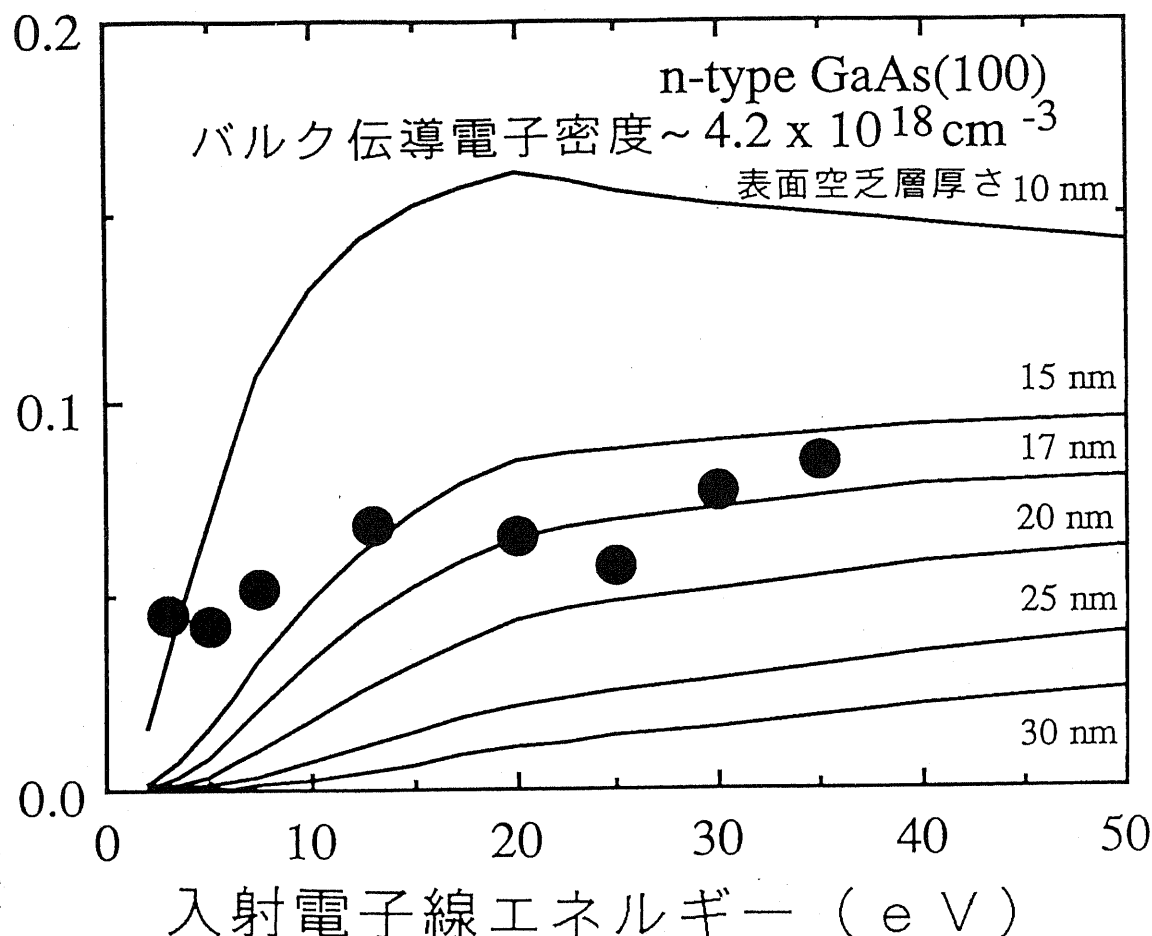


図 1-1-9 n形GaAsの伝導電子表面プラズモンピーク強度の入射電子線エネルギー依存性。実線は、表面空乏層幅をパラメーターとしてDrude近似により計算したプラズモンピーク強度依存性。

図の中の実線は、表面空乏層と空乏化していないn形領域との2層誘電体モデルで計算した表面プラズモンlikeモードの強度である⁹⁾。また、黒丸はSiをn形不純物として $4.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 添加しMBE成長によって得られたGaAs(100)面のプラズモンlikeモードの強度の実測値を示す。実験データと実線は、15 eV以上の入射電子線エネルギーで、表面空乏層幅17 nmとすると一致する。この空乏層幅と伝導電子密度 $4.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ から、空乏領域のすべての伝導電子を捕らえている原因が表面に集中した表面準位であると仮定して計算すると、表面フェルミエネルギー固定位置は価電子帯端から0.83 eV上となり、UPSの測定結果 $0.9 \pm 0.1 \text{ eV}$ と実験誤差内

で一致した。我々の扱ったGaAs(100)およびInAs(100)清浄表面では、HREELSの結果とUPSの結果は、表面バンド曲がりを支配する電荷はすべて表面に集中しているとしてすべて実験誤差内で一致し、表面準位だけでバンド曲がりを説明できた。次に、表面プラズモンlikeモードのピークエネルギー ω_{sp} は、伝導電子密度の平方根に比例しているため、表面空乏層幅 d が決定できれば表面伝導電子密度 n を求めることが可能である。 n は、式(1-1-14)の ω_p が $(ne^2/\epsilon_0 m^*)^{0.5}$ で表されることから、以下の式で求められる。

$$n = \frac{2m_f^* \omega_{sp}^2 \epsilon_0 \epsilon_s(\omega_{sp})}{e^2} [1 + \frac{\epsilon_s(\omega_{sp}) - 1}{\epsilon_s(\omega_{sp}) + 1} \exp(-2q_0 d)]^{-1} \quad (1-1-17)$$

図1-1-8で示した試料につきこの式で求めた伝導電子密度は $4.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ となり、ほぼHall測定で得た値($\sim 4.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)と一致することがわかる。

1-1-5. GaAs(100)面の真空プロセスによる表面フェルミエネルギー固定原因の欠陥深さの推定³⁵⁾

GaAs表面やInSb表面は、表面を大気に曝したり²⁷⁾、スパッタリングを行ったり²⁸⁾、電子ビーム蒸着法で金属蒸着すると²⁹⁾、表面に欠陥層が導入されることが報告されている。このような表面欠陥の密度や深さを、欠陥導入の可能性のあるプロセスの場で調べることは将来の真空一貫プロセスで重要となると考えられる。前章で紹介したように、HREELSは、表面フォノン-プラズモンポラリトンの伝導電子プラズモンlikeモードのピーク形状から表面の伝導電子密度を算出できるため、これらプロセス欠陥評価の強力な手段に成り得る。例えば、DuboisとSchwarztzらは、HREELSのプラズモンlikeモードのピークの損失エネルギーに注目し、GaAs表面の水素イオン注入欠陥がバルク伝導電子密度に与える影響を調べており³⁰⁾、イオン注入欠陥の熱処理による回復過程や²⁸⁾、熱処理によるシリコン中の燐の外部拡散を調べた研究³¹⁾もある。我々は、HREELSスペクトル解析をさらに進め、表面空乏層幅と伝導電子密度を独立に求め⁹⁾、さらに紫外線光電子分光(Ultraviolet Photoelectron Spectroscopy; UPS)から得た表面フェルミエネルギー固定位置あるいは表面バンド曲がり量を用いることにより、表面欠陥の深さと密度のさらに詳しい情報を得る方法を考案した。特にGaAs(100)表面にAlを蒸着した場合

について実例として検証した。

一般に、表面バンド曲がりとは表面空乏層中の電荷分布の積分によって得られるから、空乏層に入った加工欠陥によって伝導電子が捕獲され電荷分布が変化すると表面バンド曲がりも変化する。今、単純な近似として、表面から一様に表面欠陥層に捕らわれている電子体積密度を N とし、欠陥の深さを δ とする。空乏層とバルク界面から表面までポアソン方程式を解き、図1-1-10を参照することにより、表面バンド曲がりを V_{bb} 、空乏層幅を d 、バルク伝導電子密度を n として $N\delta^2$ は次のようになる。

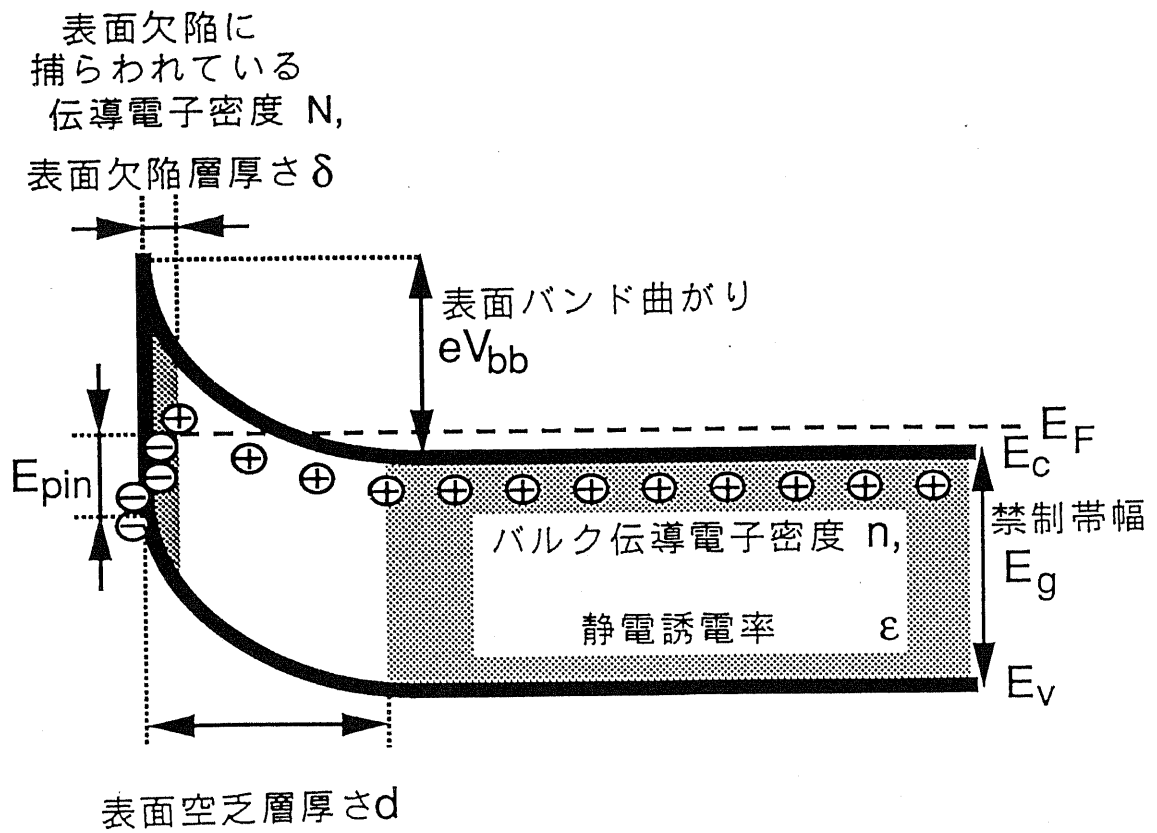
$$N\delta^2 = nd^2 - 2V_{bb}\epsilon_0\epsilon/e \quad (1-1-18)$$

ここで、 e は電気素量、 $\epsilon_0\epsilon$ は半導体の静電誘電率である。さらに、 V_{bb} は、

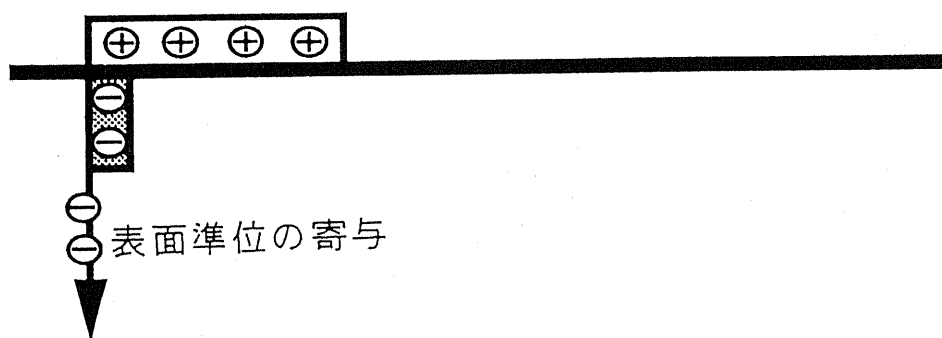
$$eV_{bb} = E_g - E_{pin} + (E_F - E_c) \quad (1-1-19)$$

となる。ここで、 E_g は禁制帯幅、 $(E_F - E_c)$ は伝導帯端から測ったバルク GaAs のフェルミエネルギーである。式 (1-1-19) の右辺は、UPS から得られる価電子帯端から測った表面フェルミ準位までのエネルギー E_{pin} と、HREELS から得られた n から求めた E_F によりすべて決定できる。よって、式 (1-1-18) の右辺は HREELS および UPS 測定により求めることが可能で、欠陥密度と深さの関数である $N\delta^2$ を決定することができる。

次に、これら考えを、MBE 成長した GaAs (100) 面に引続き MBE で Al を原子層程度積層したショットキー接合について適用し、表面欠陥の挙動を調べた。GaAs と Al の反応を防ぐため、Al 蒸着は 70 °C 以下の低温で行い、蒸着時の残留ガス圧力も 1×10^{-8} Pa 以下に抑えた。図1-1-11に As 安定化 c(4x4) 表面に Al を原子層程度蒸着したときの HREELS スペクトルを示す。図中、損失エネルギー 36 meV のピークは GaAs の Fuchs-Kliwer 表面フォノンのエネルギー 36.6 meV とほぼ一致し、undoped GaAs (100) 表面でも同様のピークが観測されることから、表面フォノン-プラズモンポラリトンのフォノン like モードによるものと同定される。また、約 66 meV の損失エネルギーのピークは undoped GaAs 表面では観測されず、その損失エネルギーが表面伝導電子密度のほぼ平方根に比例することから、表面フォノン-プラズモンポラリトンの伝導電子表面プラズモン like モードによるピークと考えられる。ここで、図1-1-11の約 66 meV のピークの斜線部分の領域がプラズモン like モードによる寄与であるとし、弾性散乱ピーク積分強度との比をとり図1-1-9と同様のスペク



(a) バンドダイアグラム



(b) 仮定した電荷分布

図 1-1-10 空乏層幅、バルク伝導電子密度、およびバンド曲がりから表面欠陥層深さを推定する方法。

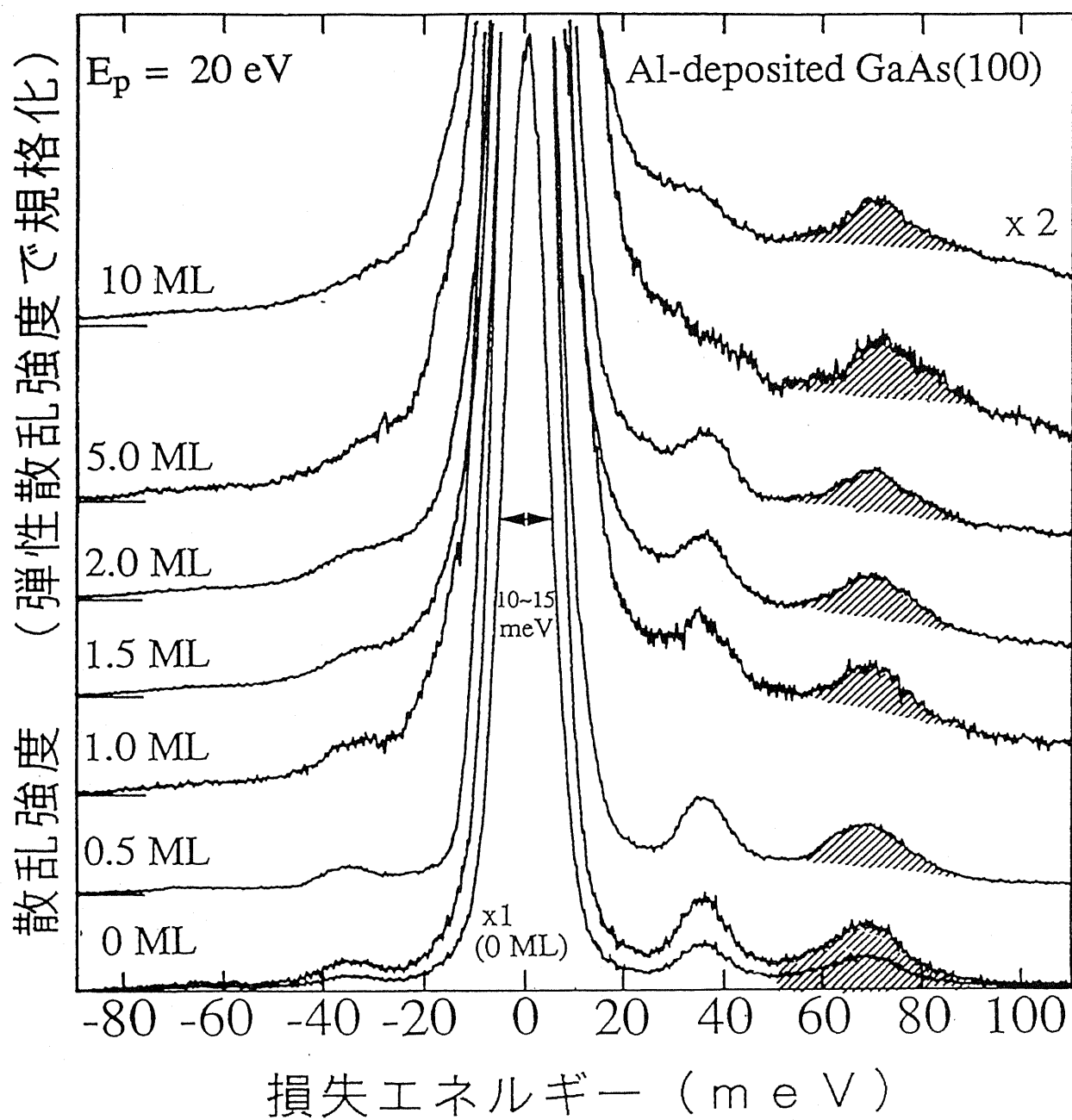


図 1-1-11 As安定化 $c(4 \times 4)$ GaAs(100) 清浄表面にAlを原子層程度蒸着したときのHREELSスペクトル。パラメーターは、Alの1原子層(=0.2 nm)を単位としたAlの蒸着厚さである。

トル強度シミュレーションとフィッティングすることにより空乏層幅 d を、また、ピーク位置から表面伝導電子密度 n を求めた⁹⁾。さらに、HREELSと同時に行ったUPS測定で得た E_{pin} とを合わせて、表面欠陥層の深さ見積りの上限 δ_{max} を求めたものを図1-1-12に示す。ここで、欠陥モデルとして表面に高抵抗領域が存在するとして、欠陥層内では $N = n$ と仮定した。この図のように、表面フェルミエネルギー固定を生じさせる欠陥の深さは、蒸着初期においては10 nm以下しか存在しないと推定可能で、この方法で表面欠陥層の情報を十nm程度の深さ精度で得ることができることが実証できた。

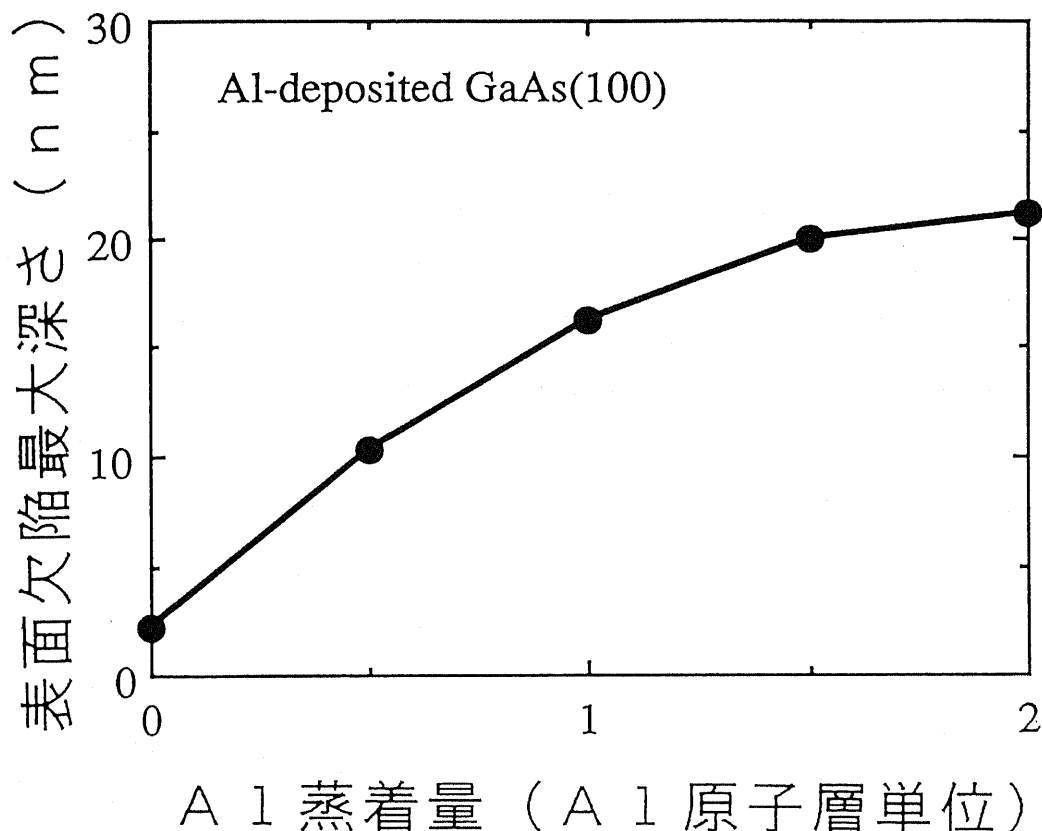


図 1-1-12 Al蒸着量と表面欠陥深さ見積上限との関係。欠陥層では電荷が補償され、中性領域になっていると仮定している。

1-1-6. 本部の結論

高分解能電子線エネルギー損失分光装置を分子線エピタキシャル成長装置 (Molecular Beam Epitaxy; MBE) と初めて接続し、成長直後の化合物半導体表面の伝導電子に関する振動励起から表面欠陥形成原因を解明した研究を行い以下の結論を得た。

① InAs(100) MBE 成長表面で、As安定面ではIn安定面よりも表面伝導電子蓄積量が $5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ 以上も増加し表面準位固定位置は 0.10 eV 変化する。また、これら伝導電子蓄積量および表面準位固定位置は、表面再配列と対応し、可逆的に変化可能である。これは、MBE 成長化合物半導体表面での表面フェルミエネルギー固定位置はごく表面に局在した表面準位のエネルギー状態で決まり、かつその状態密度を変化させ得ることを示している。

② HREELS スペクトルの表面フォノンおよび伝導電子プラズモンに起因するスペクトル構造を解析的に分析し、表面空乏層幅と伝導電子密度を独立に求める方法を確認した。n 形 GaAs 成長直後の表面にこの方法を適用し、Hall 測定や紫外線光電子分光 (Ultraviolet Photoelectron Spectroscopy; UPS) で得た結果と実験誤差内で一致することを示し、この方法の有用性を明らかにした。

③ ② で得た表面空乏層幅と伝導電子密度に、さらに紫外線光電子分光 (Ultraviolet Photoelectron Spectroscopy; UPS) から得た表面バンド曲がり量を用いることにより、半導体表面に導入された欠陥の深さと密度のさらに詳しい情報を得る方法を発案した。これを用いれば、10 nm 程度の深さ分解能で 10 nm 程度の深さの欠陥までの情報を得ることが可能であることを示した。これは、将来の超高真空を保った状態で電極金属蒸着や微細加工を行いデバイスを作る方法において、表面の加工欠陥の挙動を調べるのに寄与すると考えられる。

1-1-7. 本章の参考文献

- 1) G. Timp, in: Institute of Physics Conference Series No. 127, Physics, Electronics, and Applications (IOP Publ. Ltd., 1992).
- 2) T. Suntola and J. Anston: US patent 4058430, 1977.
- 3) T. Meguro, M. Hamagaki, S. Modaresi, T. Hara, and Y. Aoyagi: Appl. Phys. Lett. 56, 1552 (1990).

- 4) T.S. Rao, K. Nozawa and Y. Horikoshi: Jpn. J. Appl. Phys. 30, 547 (1991).
- 5) C.S. Fadley: Electron Spectroscopy: Theory, Techniques and Applications Vol. 2, Eds. C.R. Brunde and A.D. Baker (Academic Press, London, 1978) p. 65.
- 6) G. Abstreiter, M. Cardona, and A. Pinczuk: Light Scattering in Solids IV, Eds. M. Cardona and G. Grünerthodt (Springer-Verlag, Berlin 1984) p. 19.
- 7) H. Ibach and D.L. Mills: Electron Energy Loss Spectroscopy and Surface Vibrations (Academic Press, London, 1982) p. 73.
- 8) 大島忠平: 表面科学 6, 166 (1985).
- 9) M. Noguchi, K. Hirakawa, and T. Ikoma: Surf. Sci. 271, 260 (1992).
- 10) H. Lüth: Surf. Sci. 126, 126 (1983).
- 11) H. Lüth: Surf. Sci. 168, 773 (1986).
- 12) A. Ritz and H. Lüth: J. Vac. Sci. Technol. B 3(4), 1153 (1985).
- 13) T. Inaoka, D.M. Newns, and R.G. Egdell: Surf. Sci. 186, 290 (1987).
- 14) Y. Chen, S. Nannarone, J. Schaefer, J.C. Hermanson and G.J. Lapeyre: Phys. Rev. B 39, 7653 (1989).
- 15) A. Many, I. Wagner, A. Rosenthal, J.I. Gersten and Y. Goldstein: Phys. Rev. Lett., 46, 1648 (1981).
- 16) P.A. Thiry, M. Liehr, J.J. Pireaux, R. Caudano, Ph. Lambin, J.P. Vigneron, A.A. Lucas and T. Kuech: J. Vac. Sci. Technol. B 4(4), 1028 (1986).
- 17) Z.J. Gray-Grychowski, R.G. Egdell, B.A. Joyce, R.A. Stradling and K. Woodbridge: Surf. Sci. 186, 482 (1987).
- 18) H. Lüth: J. Vac. Sci. Technol. A 7, 696 (1989).
- 19) M. Noguchi, K. Hirakawa, and T. Ikoma: Phys. Rev. Lett. 66, 2243 (1991).
- 20) H. Takayanagi and T. Kawakami: Phys. Rev. Lett. 54, 2449 (1985).
- 21) J.M. Woodall, J.L. Freeouf, G.D. Pettit, T. Jackson, and P. Kircher: J. Vac. Sci. Technol. 19, 626 (1981).
- 22) Y. Chen, J.C. Hermanson, and G.J. Lapeyre, Phys. Rev. B 39, 12682 (1989).

- 23) P.A.Thiry, J.L.Longueville, J.J.Pireaux, R.Caudano, H.Munekata, and M.Liehr: J. Vac. Sci. Technol. A5, 603(1987).
- 24) F.Stern :Phys. Rev. B5, 4891(1972).
- 25) S.P.Svensson, J.Kanski, T.G.Anderson, and P.O.Nilsson:J. Vac. Sci. Technol. B2, 235(1984).
- 26) R.E.Viturro, S.Chang, J.L.Shaw, C.Mailhiot, L.J.Brillson, A.Terrasi, Y.Hwu, G.Margaritondo, P.D.Kircher and J.M.Woodall: J.Vac.Sci.Technol. B7, 1007(1989).
- 27) Y.Iimura, T.Shiraishi, H.Takasugi and M.Kawabe: J. Appl. Phys. 61, 2095(1987).
- 28) T.S.Jones, M.Q.Ding, N.V.Richardson, and C.F.McConville:Surf. Sci. 247, 1(1991).
- 29) 岩見芳夫, 奥村次徳: 真空 32, 552(1989).
- 30) L.H.Dubois and G.P.Schwartz:J. Vac. Sci. Technol. B2, 101(1984).
- 31) A.Förster, J.M.Layet, and H.Lüth:Appl. Surf. Sci. 41/42, 306(1989).
- 32) A.Pinczuk, A.A.Ballman, R.E.Nahory, M.A.Pollack and J.M.Worlock:J. Vac. Sci. Technol. 16, 1168(1979).
- 33) U.del Pennino, M.G.Betti, C.Mariani and I.Abbati: Surf. Sci. 211/212, 557(1989).
- 34) Y.R.Wang and C.B.Duke: Surf. Sci. 205, L755(1988).
- 35) 野口充宏、平川一彦、生駒俊明: 表面科学 13.2(1992).

第2部 GaAs/AlGaAs系微細構造における電子の波動的性質の解明と応用

第1章 電子の位相緩和時間の低温における飽和原因の追求

2-1-1. はじめに

電子の波としての性質で重要なパラメータの一つが、電子が位相を失う散乱を受けるまでの平均緩和時間、すなわち、位相緩和時間 τ_ϕ である。当研究室では、量子細線中の τ_ϕ がどのような散乱機構によって決定されるかを主に弱局在現象から研究してきた。^{1), 2)} これによれば、10 K 程度の高温領域では電子-電子散乱によって τ_ϕ が決定されていることが明らかになってきている。しかし、4 K 以下の低温で、試料構造に依らず τ_ϕ が約10ps を上限として飽和することが観測されており²⁾、その原因についてはよく理解されていない。これは、温度が低いほど電子分布がフェルミ面に集中するため、エネルギー変化を伴う電子-電子散乱が温度のべき乗で少なくなるからである。温度に依らず位相干渉を破壊する原因で有名なものは、金属細線で観測される磁性不純物によるスピンフリップ散乱が挙げられる。³⁾ しかし、半導体量子細線中では、そのような磁性不純物は τ_ϕ の飽和を引き起こす程度には一見入りそうになく、飽和原因は解明されていなかった。この低温での τ_ϕ の飽和原因を明らかにできれば、低温での位相コヒーレンス長を長くするための方針が立てられる可能性がある。そこで、本章では、この τ_ϕ の低温での飽和原因について、集束イオンビーム注入および電子ビーム露光法を用いて作った split gate 量子細線について実験的に追求する。

2-1-2. 弱局在の理論と位相緩和時間に対する Theoretical background

まず、 τ_ϕ を求めるのに用いる弱局在について簡単に説明する。

半導体中の電子は、不純物散乱を受けながら結晶中を伝播する。このとき、電子は不純物に弾性的に散乱されるので、位相情報を有したまま散乱される。そこで、結晶のあるA点から出発して、不純物の散乱を何回か経てA点に戻る道筋を考える。この時光波と同様に考えると、初期状態A点 ($x=0$) に戻ってきた電子は、減衰定数を α 、位相変化を δ として、初期状態に $\alpha \cdot \exp \{-i(\omega t - \delta)\}$ を乗じた終状態になる。さて、この道筋に対し、その時間反転に対応するA点に戻る電子波の終状態は、 $\alpha \cdot \exp \{i(\omega t - \delta)\}$ となるから、これらの和の振幅の2乗は、次のように表せる。

$$[\alpha \cdot \exp \{-i(\omega t - \delta)\} + \alpha \cdot \exp \{i(\omega t - \delta)\}]^2 \\ = 2\alpha^2 + 2\alpha^2 \cdot \cos [2(\omega t - \delta)] \quad (2-1-1)$$

この第二項は時間平均をとると消滅するが第一項の干渉項は常に残る。このため、A点に電子が存在する確率が干渉がない場合に比べて高くなり、量子干渉は電子の拡散を抑える働きをする。これを弱局在という。これは、光学的な平易な例えでは、不純物ポテンシャルという部分反射するミラーボールが散らばっている媒質に単色光を入射すると、ちょうどファブリペローエタロンが形成される道筋では光の振幅が大きくなることに対応している。物理理論では、電気伝導度は2つのsiteの状態の間を電子が移り変わる確率で与えられるため、2次の摂動項の平均を求める必要がある。弱局在は、 $|\langle a | H | b \rangle|^2$ の形をしている2次の摂動項の平均を求めるときに、これを $|\langle a | H | b \rangle|$ の平均の2乗で近似した時に出る余剰項を起源としている。

ここで、物理理論の理解が比較的難しいこの弱局在について、Economouが比較的平易に数式を用いて解説している。⁴⁾以下に、 $\tau\phi$ の飽和原因を理解するのに必要な弱局在理論を半定量的に記すことにする。詳しくはRef. 4), 5), 6)を参照されたい。

弱局在の単位長さ当りの電気伝導度に対する寄与 $\delta\sigma$ は、再起的な摂動計算を駆使することによって、おおよそ次のように与えられる。^{4), 6)}

$$\delta\sigma \sim - \frac{2e^2}{h} \frac{1}{(2\pi)^{d-1}} \frac{1/L_{\min}}{1/L_M} \int \frac{1}{q^2} dq \quad (2-1-2)$$

ここで、 q は波数 k の電子波が後方散乱されたとして $-k+q$ と定義される完全な後方散乱からのずれの波数、 d は位相コヒーレンス長を基準とした試料の次元、 L_{\min} 、 L_M は電子の弱局在に寄与する散乱波数範囲の上限および下限を示しており、それぞれ不純物間隔と電子の位相が壊れるまでの距離になる。今、電子の平均自由行程 L_m が細線幅 W_R よりも遙かに小さく、位相コヒーレンス長 L_ϕ は細線幅 W_R より長い量子細線を考えよう。磁場が存在しないときには式(2-1-2)の L_{\min} 、 L_M を L_m 、 L_ϕ で置き換えることにより

$$\delta \sigma \sim - \frac{2e^2}{h} (L\phi - L_m) \quad (2-1-3)$$

を得る。1次元細線では、コンダクタンスは（電気伝導度）／（試料の長さL）で与えられるから、式(2-1-3)は最終的には、コンダクタンスの弱局在での変化 δG として、次のようになる。

$$\delta G \sim - \frac{2e^2}{h} \frac{(L\phi - L_m)}{L} \quad (2-1-4)$$

次に、電子波に磁場を印加すると、荷電粒子の磁場中での運動は運動量項に $-e/c \cdot$ （ベクトルポテンシャル）を加えた項に置き換えればよいので、結果として、運動量が逆向きである2つの干渉パスは等価ではなくなり位相ずれを起こし、弱局在が解ける。これは、古典的には、電子が拡散によって到達できる領域が磁場による弱いcyclotron運動によりいわゆるmagnetic length L_H 程度に閉じ込められることで L_m に制限が加わることに対応する。ここで、2つ要因 $L\phi$ 、 L_H がある場合の L_m は、次のように取れば良いことをKavehは指摘している。⁷⁾

$$L_m^{-2} = L\phi^{-2} + L_H^{-2} \quad (2-1-5)$$

式(2-1-2)、(2-1-4)、(2-1-5)から磁場Bを印加したときの磁場0のときのコンダクタンス補正 ΔG は、次のようになる。

$$\begin{aligned} \Delta G = \delta G(B) - \delta G(0) &\sim \frac{2e^2}{h} \frac{1}{L} \left[L\phi - \left(\frac{1}{L\phi^2} + \frac{1}{L_H^2} \right)^{-0.5} \right] \\ &= \frac{2e^2}{h} \frac{\sqrt{D}}{L} \left[\tau\phi^{0.5} - \left(\frac{1}{\tau\phi} + \frac{1}{\tau_B} \right)^{-0.5} \right] \quad (2-1-6) \end{aligned}$$

ここで、 L_H は詳しい計算によれば、 $\sqrt{3}h / (2\pi e B W_R)$ に等しくなることがわかっている。また、 $\tau\phi$ 、 τ_B は電子の拡散定数Dを用いて、それぞれ $L\phi^2/D$ 、 L_H^2/D となる緩和時間である。ここで、電子の拡散定数Dは電子のフェルミ速度 V_F として $D = V_F L_m / 2$ と表される。式(2-1-6)は、Al'tshulerとAronovが導

出したコンダクタンスに対する量子補正で、AA理論と呼ばれることが多い。

ここで、弱局在の効果は、サイクロトロン軌道による磁気抵抗が現れるよりもはるかに弱い磁場でのみ成立する。ここで、一次元系として系を考えることが可能である条件から $W_R < L_m$ が必要であり、これは、式(2-1-5)から $W_R < L_\phi$ 、 $W_R < L_H$ に相当する。以上から一定の幅 W_R の一次元細線では、弱局在の効果の観測できる条件は、

$$W_R < L_\phi$$

$$B < B_{\max} = \sqrt{3} h / (2 \pi e W_R^2) \quad (2-1-7)$$

であることがわかる。 B_{\max} は、おおよそ $W_R \sim 0.1 \mu m$ で $0.1 T$ ほどになる。

ところが、我々の測定した $AlGaAs/GaAs$ 量子細線の平均自由行程 L_m は、チャネルの幅 W_R よりも大きいことが実際は多い。そのため、電気の伝導現象は界面の散乱の状態に依存し、 $L_m \ll W_R$ の領域で有効な金属の細線を仮定したAA理論に対して修正が必要になる。高移動度の $AlGaAs/GaAs$ 量子細線に適応できるようにするには、①平均自由行程の長いことと、②界面での散乱を考慮する必要があり、Beenakkerとvan Houtenは、これら効果を考慮した理論を発表した。⁸⁾

弱局在の半古典的記述²⁴⁾では磁場 B 中の量子補正項のコンダクタンス $\delta G(B)$ は、AA理論では次のようになる。

$$\delta G(B) = - \frac{2 e^2}{(h/2)} \frac{D}{L}$$

$$* \int dt C(t) \exp(-t/\tau_\phi) \exp(-t/\tau_B) \quad (2-1-8)$$

$C(t)$ は時間 t の後にもとの位置に戻って来る電子の比率を表している。拡散近似では $C(t) = (4\pi Dt)^{-1/2}$ と表せる。電子は元の位置に戻るには最低1回は散乱を受けなければならないので、この近似は非常に短い時間に対しては成立しない。Beenakkerとvan Houtenは、この効果に対し特別に

$$1 - \exp(-t/\tau_m)$$

のファクターを $C(t)$ に追加した。但し、 τ_m は電子の弾性散乱時間である。こ

の項を入れることにより、散乱を受けない電子を除外している。この項を追加することで量子補正項は、次のように修正される。

$$\delta G(B) = - \frac{e^2}{h} \frac{2\sqrt{D}}{L} \left[\left(\frac{1}{\tau_\phi} + \frac{1}{\tau_B} \right)^{-1/2} - \left(\frac{1}{\tau_\phi} + \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_m} \right)^{-1/2} \right] \quad (2-1-9)$$

AA理論の仮定である $\tau_m \ll \tau_\phi$ の領域では、上式の第2項は第1項に比べ十分小さくなり無視でき、AA理論の量子補正項に一致する。

Beenakkerとvan Houtenは、境界散乱の影響についても考慮をした。AA理論では、境界の壁は横方向の拡散を制限するだけの役割でしかなく、壁面においてどのような散乱をするかは無関係であった。しかし、平均自由行程 L_m が細線幅 W_R と同程度以上の場合には境界の状態が電子の動きに直接関与するため、境界散乱をより詳しく考慮しなければならない⁹⁾。Beenakkerとvan Houtenは、マグネティック・レンジス $L_c > W$ の領域の磁場による位相緩和時間 τ_B を数値計算し、次式を得た。

$$\tau_B = \frac{L_c^4}{K_1 W_R^3 v_F} + \frac{L_c^2 \tau_m}{K_2 W_R^2} \quad (2-1-10)$$

$$v_F: \text{フェルミ速度} \quad L_c: \equiv (h / 2\pi e B)^{0.5}$$

$$\text{界面の散乱が鏡面的な場合} \quad K_1 = 0.11, \quad K_2 = 0.23$$

$$\text{界面の散乱が拡散的な場合} \quad K_1 = 1/4\pi, \quad K_2 = 1/3$$

彼らはまた拡散係数 D も界面の散乱に強く依存することを見出し、界面が拡散的な場合、拡散定数 D は次式に修正される。

$$D = \frac{1}{2} v_F L_m \left(1 - \frac{4 L_m}{\pi W_R} \times \int_0^1 ds s^2 \{ 1 - \exp [- (1 - s^2)^{-1/2} W_R / L_m] \} \right) \quad (2-1-11)$$

界面が鏡面的な場合、拡散係数 D は $(1/2) v_F L_m$ である。これらのBeenakkerとvan Houtenの理論を以下ではBvH理論と称する。

以上まとめると、基本的な弱局在の式 (2-1-6) より、細線の負の磁気抵抗の振舞いは、既知のパラメータ細線長 L および磁場 B と未知のパラメータ細線幅 W および位相コヒーレンス長 L_ϕ とで決定される。式 (2-1-6) の概形は図 2-1-1 のようになり、磁場を変化させて測定した量子細線のコンダクタンスから W と L_ϕ とを fitting で求めることができる。また、境界の影響や平均自由行程 L_m の影響を考慮した場合でも、予め境界散乱が入射方向に関わりなく等方向に散乱される拡散的 (diffusive) か、境面反射的 (specular) かのモデルを仮定でき、 L_m を決めることが可能であれば、式 (2-1-9), (2-1-10), (2-1-11) から W と L_ϕ とを fitting で求めることができる。

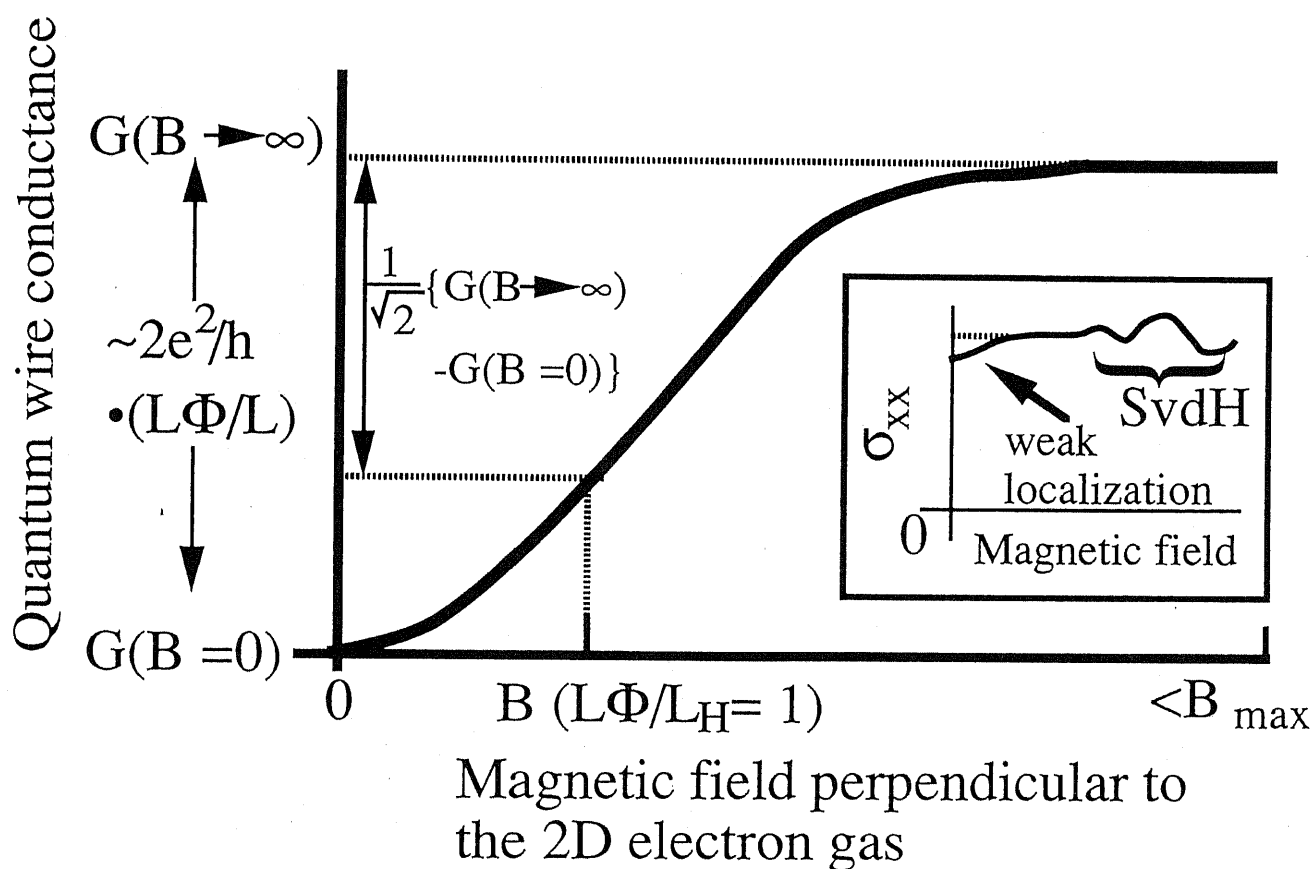


図 2-1-1 A A 理論による量子細線磁気抵抗に現れる弱局在の概形。

次に、電子-電子散乱により制限される位相緩和時間について4 K以下の低温で考えられるものを簡単に解説する。ここで、量子細線としては、 L_ϕ は細線幅より長く、フェルミ波長は細線幅より遙かに短い疑似1次元細線を考える。実際、典型的な量子細線の幅は $0.1 \mu\text{m}$ 程度で、サブミクロン程度ある L_ϕ よりは短く数十nmのフェルミ波長より長くなるためこの条件を満たすことが多い。ただし、point contactによって実現できる単一モード量子細線のように、この条件よりもさらに完全な1次元量子細線が実現されつつあり、必ずしもこの条件が量子細線の必要条件ではないことを注意されたい。

電子-電子散乱により電子同士が非弾性に散乱をすると、1つの電子はエネルギーが変化しその結果フェルミ波長が変化し、位相情報を失う。上述の疑似1次元量子細線では、電子-電子散乱は電子干渉効果を考慮しなければ2次元系として取り扱われ、すでに理論の蓄積がなされている。

Al'tshulerらは、電子と電子が衝突する際に微小なエネルギーのやり取りが行われる場合（即ち、擬弾性散乱）の電子-電子散乱を経路積分を用いて計算した。物理的なイメージとしては、細線中の電子が動くことにより引き起こされる電磁場の揺らぎを細線中の電子が感じ取って運動量が微小に変化する効果である。この散乱を多数回繰り返すことにより、電子が位相情報を失う（ナイキスト散乱）。Al'tshulerらによると1次元の場合、ナイキスト散乱による位相緩和時間 τ_N は、次式で表される。¹⁰⁾

$$\tau_N = \left\{ \frac{(E_F \mu)^{0.5} m^* W_R}{(2e)^{0.5} \pi k_B T} \right\}^{2/3} \quad (2-1-12)$$

ただし、 E_F :フェルミエネルギー W_R :細線幅 μ :移動度 m^* :有効質量 $k_B T$:電子の熱エネルギーである。

福山らは、電子間の直接相互作用による位相緩和時間を多重電子散乱量子補正を入れて求めた⁵⁾。彼らの計算によると、温度による状態分布の広がり $k_B T$ が、移動度が有限であることによる量子準位の広がり（即ち、弾性散乱時間を τ_m とすると \hbar/τ_m ）よりも小さい極低温では、位相緩和時間 $\tau_{\phi, \text{FA}}$ は次のように表せる。

$$\frac{1}{\tau_{eeFA}} = \frac{k_B T}{2 E_F \tau_m} \ln \left(\frac{8 \pi E_F^2 \tau_m^2 D q_{TF}^2}{h k_B T} \right) \quad (2-1-13)$$

ここで q_{TF} は 2 次元電子の Thomas-Fermi の遮蔽パラメーターで、GaAs 中では $(4.3 \text{ nm})^{-1}$ になる。式 (2-1-12) および (2-1-13) は共に低温で温度のべき乗で散乱緩和時間が発散することに注意されたい。このため、これら緩和時間は τ_ϕ が低温で飽和する原因とはそのままではなり得ない。

さらに、Giulini と Quinn は、フェルミ面からエネルギー Δ をもつ hot な電子に対するフェルミ真空状態電子による電子-電子寿命 τ_{eeGG} を $T = 0$ の極限で計算している。¹¹⁾ これは、次のように表される。

$$\frac{1}{\tau_{eeGG}} = \frac{E_F}{2 h} \left(\frac{\Delta}{E_F} \right)^2 \left\{ \ln \left(\frac{E_F}{\Delta} \right) + \ln \left(\frac{2 q_{TF}}{k_F} \right) + \frac{1}{2} \right\} \quad (2-1-14)$$

ここで、 k_F は 2 次元におけるフェルミ波数である。さらに、Fasol は、式 (2-1-14) と同様な計算を有限温度の電子遮蔽を考慮して数値計算で行った。¹²⁾ また、彼は電子の運動量緩和時間が有限であることによる不確定性（即ち、運動量緩和散乱時間を τ_m とすると \hbar / τ_m ）によって、 $T = 0$ でもフェルミ面の状態密度が有限のエネルギー幅を持ち、電子-電子散乱の終状態が低温でも存在するために τ_ϕ の飽和が起きる可能性があるとして述べている。この理論では、電子の干渉効果が入っていないため必ずしも正しい理論とは限らないが、ここでは、可能性の 1 つとして候補として取り上げ、彼の計算を式 (2-1-14) の Δ に \hbar / τ_m を代入することによって模倣し、半定量的に実験の τ_ϕ の飽和と一致するかを調べることにする。

2-1-2. 電子ビーム露光法による split gateでの量子細線の作製とその磁気抵抗測定

従来、当研究室では集束イオンビーム打ち込みによる量子細線作製を行ってきたが、イオン打ち込みによる欠陥や注入イオンが細線の移動度や側面の境界度を低下させることがわかってきた。^{2), 13)}しかし、サブミクロン幅の半導体加工を制御良く行うには、光学 lithographyでは波長制限 ($\sim 0.3 \mu\text{m}$) のため、不十分な場合が多い。そこで、我々は、非常に細く絞った電子ビーム (electron beam; EB) で感光材を露光させる方法を用いることにした。この方法では、EB 露光によって描画されたパターンを半導体基板に転写する必要があるが、電子ビーム照射欠陥を微細加工に導入することの少ない金属蒸着によって split gate を作製する方法を選択し、加工欠陥導入の可能性を減らした。このような split gate 試料では、以前当研究室の王がエッチングによって細線作製したときに問題となっていた弱磁場コンダクタンス特性中の再現性が比較的良好で欠陥の少ない量子細線が作製できることがわかった。¹⁴⁾

また、微細加工プロセス一般につき、再現性が實際上大きな問題となるが、様々な工夫を行うことにより現在では基板から量子細線作製までで、電子ビーム露光法の lift-off がうまくできれば、80% を越える実現度を達成している。私は、このようなプロセスの再現性も重要な研究の成果の1つと自負している。故に、ここに、細線作製プロセスについて比較的詳細にプロセス順に記す。これから微細加工を行う方の参考になれば幸いである。

① ラッピング

AlGaAs/GaAs ウェハの裏面をシリコンカーバイドで研磨し、平坦化してフォトマスクと基板との密着性を良くする。裏面のインジウムが取れるまで行う。In-free holder で成長した基板では、ラッピングは必要ない。

② メサエッチング

まず、図 2-1-2 のように Hall bar 形導電層をメサエッチングで形成し、素子分離をする。導電層は、AZ 系のポジ型レジストを用いて GaAs までエッチングを行う。

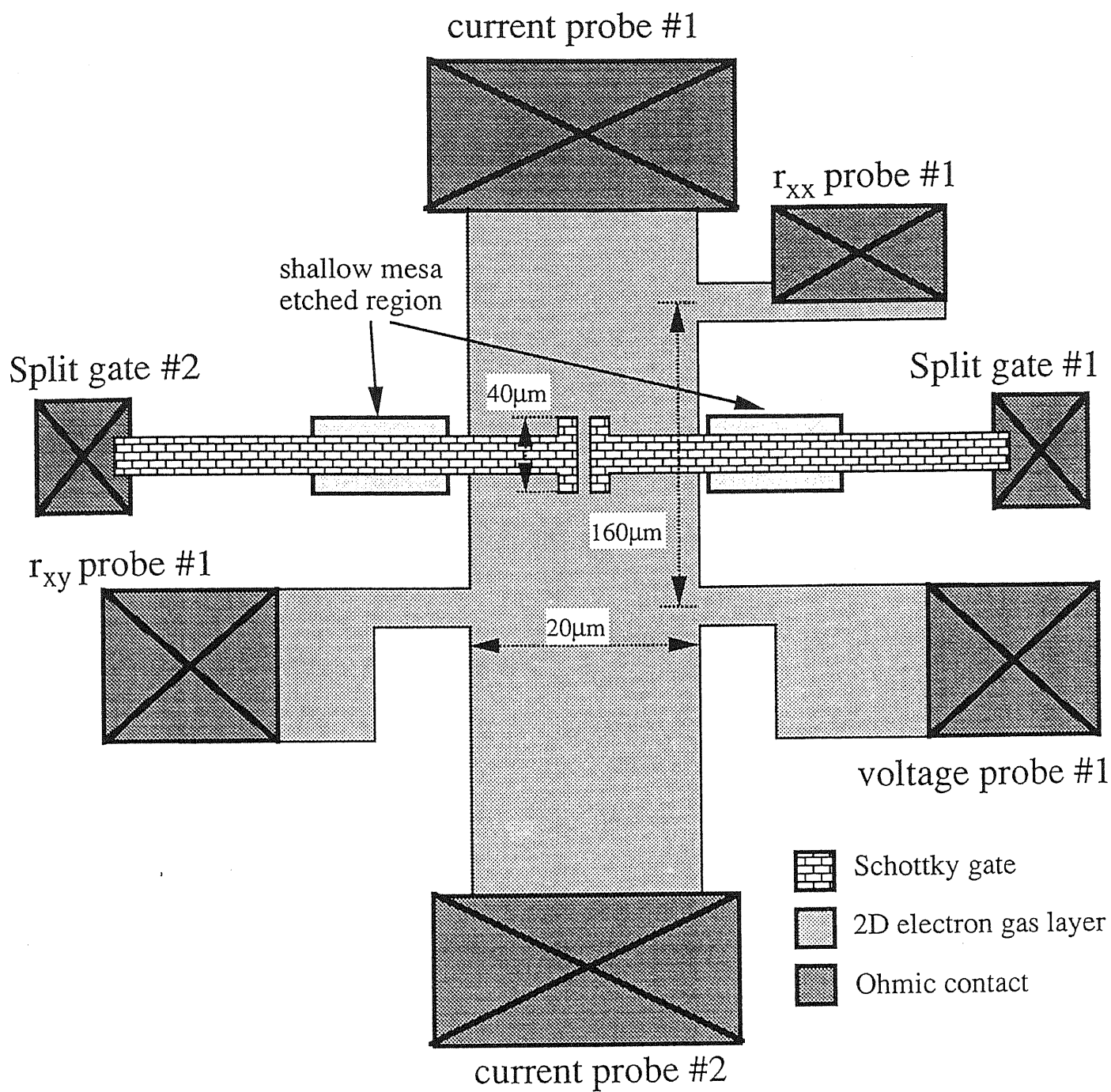


図2-1-2 split gate量子細線のtop view。"probe"と表している所は、電極端子の位置を模式的に表したもので、その位置および大きさは実際と異なる。

これは、低温においてAlGaAs層が表面に出ていると、光照射時にAlGaAsの下GaAs buffer層にキャリアを生じ、parallel conductionを生じることがよく起きたからである。このparallel conductionを防ぐには、GaAs bufferから短周期AlAs/GaAs超格子を積層し、AlAs伝導帯よりも量子化エネルギーを大きくした層を光の侵入長よりも多く積層することで対応している。

(1) 有機洗浄

試料上面の油分などの汚れを除去するため有機洗浄を行う。超純水による水洗を10回行ったのち、アセトンの沸騰洗浄5分を2回、トリクロロエチレンの沸騰洗浄5分を2回、アセトンの沸騰洗浄5分を2回行う。

(2) 乾燥

試料表面のフレークを減らすため、アセトンにつけた状態でスピナーに運び、スピナー上でサンプルを回転させながら乾燥させる。完全にアセトンが飛ぶまで1分待つ。

(3) S1400-17レジスト塗布

ボジ型Microposit社製S1400-17を塗布後、スピナーで5秒間500r.p.m、90秒間4000r.p.m試料を回転する。これにより、レジストの膜厚は $0.3\mu\text{m}$ となる。S1400-17は、S1400-31に比べてレジストの粘度が小さく、膜厚が薄くなるので細かいパターンの転写に優れている。レジストは古くなると解像度が落ちるので、半年に1度は交換したほうがよい。

(4) プリベーク

レジスト膜に残っている有機溶剤を除き、乾燥させて硬化させるために、 90°C 、25分間ベークする。 90°C 以上でベークすると焼き付いて離れなくなるので注意する必要がある。

(5) マスク合わせと露光

導電層とマークになる部分が光を通さないマスクで110秒間露光を行う。レジストの露光波長に対する感度曲線は、使用している水銀ランプの紫外線の波長とずれているので、長めの露光時間が必要になる。

(6) 現像

Microposit社製MF-319で20~30秒間現像し、その後超純水で10回水洗する。その後、パターンを顕微鏡ですべてがうまくできていることを確認する。lithog

raphy一般についていえることであるが、パターンの良否が確認できる所では怠らず必ず確認した方がよい。また、パターンの切れを良くするためには、露光時間を長く現像時間を短くの原則が経験的に成り立つ。

(7) メサエッチング

エッチング液はリン酸系の $H_3PO_4:H_2O_2:H_2O=1:1:8$ を用いる。エッチングレートは室温で $10nm/s$ なので、試料を15~20秒間エッチングすることにより $0.15\sim0.20\mu m$ の深さで、導電層と位置合わせ用のマークのパターンが転写される。エッチングの均一性を増すために、エッチングは電源電圧30Vに降圧した超音波洗浄機の中で行い、エッチング前後、超純水で10回水洗する。

試料上に残ったAZレジストはアセトンでかくはん洗浄して落とす。

③ オーミック電極の形成

(1) 有機洗浄

試料上面の油分などの汚れを除去するため有機洗浄を行う。アセトンの沸騰洗浄5分を2回、トリクロロエチレンの沸騰洗浄5分を2回、アセトンの沸騰洗浄5分を2回行う。

(2) 乾燥

試料表面のフレークを減らすため、アセトンにつけた状態でスピナーに運び、スピナー上でサンプルを回転させながらブローで乾燥させる。完全にアセトンが飛ぶまで1分待つ。

(3) S1400-31レジスト塗布

ホジ型Microposit社製S1400-31を塗布後、スピナーで5秒間500r.p.m.、90秒間4000r.p.m.試料を回転する。これにより、レジストの膜厚は $1.5\mu m$ となる。

(4) プリベーク

レジスト膜に残っている有機溶剤を除き、乾燥させて硬化させるために、 $90^{\circ}C$ 20 ± 3 分間ベークする。逆メサ形状を作製するため、ベーク時間は短めにし、レジストの硬度を下げる。

(5) マスク合わせと露光

電極部分が光を通さないマスクで230~300秒間露光を行う。小さな試料を露光する場合は応力が試料に集中して割れてしまうことがあるので、同じ厚さのdumm

yのSi基板を同時に置いて露光するとよい。

(6) 現像

現像に先立ち、レジスト膜の表面を硬化するためにブロムベンゼンに3分間試料を浸す。これによりレジストの逆メサ構造を作り易くし、リフトオフを容易にする。試料表面に残っているブロムベンゼンはブロワーでよく吹き飛ばす。さらに、ブロムベンゼンにつけたタッパーおよびピーカーも超音波洗浄機でエマルジョンができなくなるまでよく純水で洗う。Microposit社製Developer Conc.で30秒間現像し、その後超純水で10回水洗する。(2)から(6)までのプロセスは、レジストの蛍光灯の光による感光を防ぐため、感光しないように照明を工夫した部屋で行うことが必要である。また、現像直後、パターンの位置合わせが良好なことから、露光した部分に干渉色が出ないことと露光部分境界のレジストのだれが約 $0.5\mu\text{m}$ の遷移領域にとどまっていることを光学顕微鏡で確認する。

(7) オーミック電極蒸着

まず、試料表面の酸化膜を取り除き金属の密着性を上げるため、純水で10回洗った後、 $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}=1:10$ の溶液で60s超音波洗浄器でかくはん洗いし、純水で10回すすぎ、ブロワーで水をよく吹き飛ばす。その後、5分以内に蒸着装置に入れる。この時、基板を破壊しないよう超音波洗浄機の電源電圧をスライダックで30Vに落とすことが必要である。

次に、n型導電層とオーミックコンタクトを取るために真空蒸着装置を用いてAu/Ge合金(Ge含有率12%)を120nm、引続きAuを30nm程度蒸着する。AuはAu/Ge合金がlift-off時に粉末状になり、基板上に拡散するのを防ぐ目的で蒸着する。蒸着の際注意することは、lift-offを容易にするためにサンプルを蒸着金属fluxと直交させることと、蒸着前の真空度を $1\times 10^{-5}\text{torr}$ よりも良くしておくことである。通常、蒸着作業は露光作業の後になるので、露光作業中に真空装置を真空に引き、真空度を上げておくといよい。蒸着膜厚の制御は水晶振動子を利用した膜厚計を利用する。また、蒸着用るつばは、Schottky用とn形・p形Ohmic用それぞれに別の物を用い、特にSchottky用とOhmic用とで金属が混じり合うことがないように充分気を付けて管理する。

(8) リフトオフ

蒸着後の試料上には全面に金属が付いているため、不要な部分(レジストの残

っている部分)の金属をリフトオフにより除く必要がある。試料をアセトンの中に入れ、一晩置いてレジスト部に蒸着された金属が完全に浮き上がり、蒸着時に基板を固定していた試料裏側の両面テープが剥がれるまで待つ。その後、超音波洗浄機でアセトン溶剤中で残った金属を取り除く。AZ-S1400レジストはアセトンに溶けるので、レジスト上に蒸着された金属は、アセトンと共に剥がれ落ち、電極部分の金属のみが残る。この時、リフトオフが完了するまで表面が乾燥しない様に気をつけることと、超音波洗浄機の電源電圧をスライダックで30V~50V程度に落とすことが必要である。さらに部分的にリフトオフが完了しない場合は、洗瓶でアセトンを吹きかけたり綿棒で叩いたりする方法も蒸着金属が厚い場合には用いられる。リフトオフ完了後、アセトンで5回以上すすぎ洗いをして金属フレークおよび残留レジストを完全に取り除く。

(9) アロイング (alloying)

蒸着された金属と試料表面の導電層とを合金化させることによって、オーミック電極を形成する。このために、アルゴン雰囲気中で試料をのせたタンタル板で3Aの電流加熱を60秒~90秒間行うことでアロイングを行う。加熱の前に、アロイ炉にアルゴンを6l/min流しながら3分間待つてアルゴンの置換を十分に行う。アロイ終了後試料を冷却するために更にアルゴンを流したまま1分間待つ。アロイング終了後、カーブトレーサで試料電極間に±1V以上印加して、オーミックチェックを室温および77Kで行い、抵抗率および試料・電極間電気分離のチェックを行う。この際、n形試料で非線形性が認められるようであれば、オーミック不良の可能性が高いので、アロイング時間を変化させて再度試料を作り直した方がよい。77Kのオーミックチェックは銅の試料台をシャーレに入れて液体窒素中で冷却したものを利用すれば比較的容易にできる。また、p形選択ドープ試料では、300Kでは基板の抵抗率が高すぎ電極の良否を判定するのが困難である。よって、必ず77Kまで冷やしてオーミックチェックを行った方がよい。

また、PhotolithographyによるSchottky gate作製プロセスは、蒸着金属をNi/Auに変更すればOhmic電極作製プロセスと(1)~(8)まで同じなので省略する。通常Niは15nm、Auは40nm蒸着すれば0.1μm程度のmesaでも段切れなくSchottky gateが実現できる。このプロセスは本章(2-1)の量子細線作製には用いなかった。

④ E B 露光による細線の作製

ナノメートル微細加工技術として、E B 露光や F I B (focused ion beam)、X 線露光などがあるが、この中で E B 露光法は、マスクを必要とせずに計算機制御により基板上のレジストに電子線を直接に描画ができ、基板にほとんどダメージを与えないので、電気特性が重要な半導体微細加工には有力な露光法である。但し、ナノメートル領域においては電子ビームの散乱の影響が大きく、また、散乱によって生成する 2 次電子の飛程もパターン寸法と同程度となるため、設計通りに正確に露光されずパターンが広がってしまうことは問題となっている（近接効果）。実際、我々の E B 露光装置の電子ビームスポットの大きさは、約 50nm と S E M の分解能から予測されるが、最小パターンの大きさは約 100nm でそれよりも数倍大きい。そこで、この近接効果の影響を調べ最小線幅を得るためには、まず正確な露光 dose および現像条件を常に維持することが必要となる。

極微細構造を作製するために、我々は市販の走査電子顕微鏡を改造し図形描画制御コンピュータと組み合わせた E B 露光装置を製作し、量子細線作製に用いている。この装置には市販 E B 露光装置が持つ mark detection の機能が存在しないので、図形の alignment には、通常電子ビームを絞った状態で、サンプル上の目印となるメサパターンまで S E M モード目視でサンプルステージを機械的に動かして持っていき、そこから deflector の電圧を変化させて露光予定領域に電子ビームを持っていく手法を取る。この手法で、位置合わせ精度を $\pm 3 \mu\text{m}$ 以下にすることができる。また、さらに位置合わせ精度を上げるには、deflector 電圧を変化させないように E B 露光領域内にあらかじめ alignment mark を作製し、倍率変化による中心座標のずれを補正すれば $\pm 0.5 \mu\text{m}$ まで向上できる。E B 露光領域の大きさは、倍率 500 倍の場合に $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ で、コンピュータ上で設定できる最小描画ピッチはこの倍率では 10 nm である。また、電子ビームの散乱によるパターンの広がりを減少するには、電子線エネルギーを高くする方法が存在するが、加速電圧を上げると描画装置の電子レンズ系で放電が起きやすくなるので、実際は 20kV の加速電圧で露光を行っている。パターン設計に関しては、電子ビームの位置の drift の影響を小さくするために、微細パターン部分の描画順番を隣接させる工夫をしている。

今回は、細線長 $40\text{ }\mu\text{m}$ 、細線幅 $1.1\text{ }\mu\text{m}$ 以下の量子細線を Ni/Au または Ti/Au の split gate 蒸着により、図 2-1-2 のように作製した。ゲート電極としては、電圧端子のオーミック電極 2 つを深さ $0.15\text{ }\mu\text{m}$ メサエッチングすることによりあらかじめ分離し用いている。

(1) 有機洗浄

試料上面の油分などの汚れを除去するため有機洗浄を行う。純水で 10 回洗浄後、アセトンの沸騰洗浄 5 分を 2 回、トリクロロエチレンの沸騰洗浄 5 分を 3 回、アセトンの沸騰洗浄 5 分を 2 回行う。

(2) 乾燥

試料表面のフレークを減らすため、アセトンにつけた状態でスピナーに運び、スピナー上でサンプルを回転させながらブローで乾燥させる。完全にアセトンが飛ぶまで 1 分待つ。

(3) PMMA レジスト塗布

東京応化工業社製 OEBR-1000 を塗布後、スピナーで 5 秒間 500 r.p.m. 、90 秒間 4000 r.p.m. 試料を回転する。これにより、レジストの膜厚は $0.3\text{ }\mu\text{m}$ となる。

(4) プリベーク

レジスト膜に残っている有機溶剤を除き、乾燥させて硬化させるために、 170°C 30 ± 5 分間ベークする。

(5) EB 露光

サンプルを EB 露光装置に入れてから、30 分真空が向上するまで待つ。そして、まず通常の SEM と同様に、サンプル台上のフレークで像が 5 万倍程度でも鮮明になるようにフィラメント位置や stigmator を調整する。この時、露光量を一定にし電子線の経時変化を小さくするために、図 2-1-3 のようにフィラメント電流と電子線強度が単調増加になるように調整し 30 分ぐらいおいて、電子線強度が安定しているかチェックする。その後、Spot size を調整して、サンプル台上のファデーカップでサンプル電流が $10 \sim 20\text{ pA}$ になるように調整する。

サンプルの面内軸を EB 露光装置の XY 軸に一致させるために、サンプル上のマスク合わせパターンに焦点を合わせて R 軸を回して回転角を調整する。次に、露光される部分が電気測定で影響のない領域になるように心がけながら、露光用

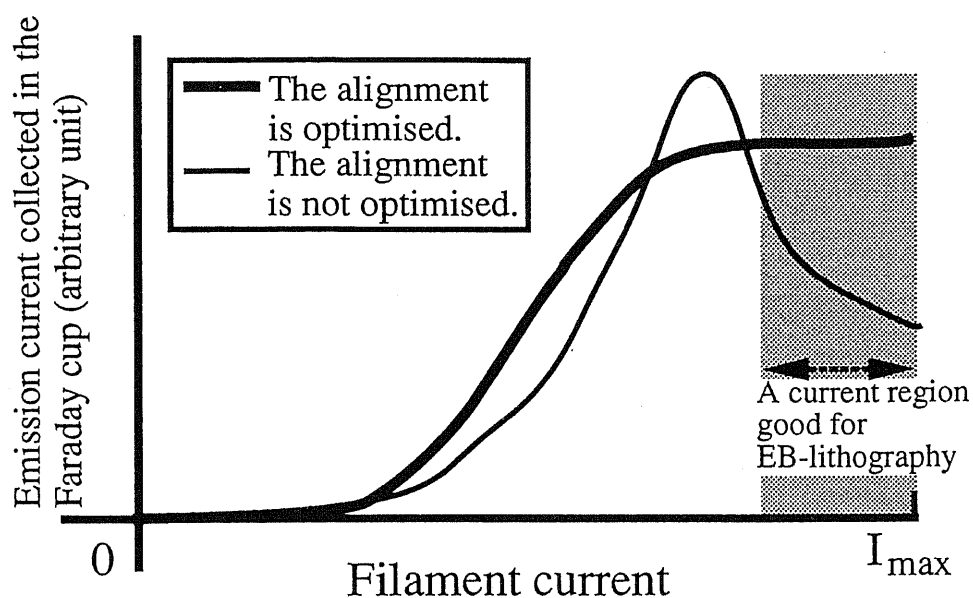


図2-1-3 電子ビーム露光装置における、フィラメント電流およびemission電流と描画に適した条件との関係。

markerがSEMモードで視野の中心になるようにし、最終的な焦点調整を行う。この時、markerまでたどる手段としては、ゲートパッドと基板のコントラストを用いたり、素子分離メサを深く掘って($>0.3\mu\text{m}$)その境界を用いたりするとよい。

次にBlanking control unitのスイッチを外部コントロール側にし、Electron beam Control UnitのスイッチをECU側に倒して露光用コンピュータに制御を渡し、コンピュータ側であらかじめ作製しておいたパターンを描画する。ドーズ量の目安としては、次の通りである。

1. 面露光パターンの場合、 $140\mu\text{Ccm}^{-2}$ 程度。
2. single scanでの線露光の場合、 $3500\mu\text{Ccm}^{-2}$ 程度。

描画後、ファラデーカップで電流が10%以上変化していないことをチェックする。

(6) 現像

OEER-1000現像液で20秒間現像し、イソプロピルアルコールで15秒かくはん洗いし、その後超純水で10回水洗する。特に微細なパターンの場合は、現像液が残って現像しすぎてしまう場合があるのでよく水洗いをする。現像後、露光量が適切かどうかを顕微鏡を用いてcheckする。露光した領域に色が付いている場合

には、露光不足によってレジストが残留し干渉色が見えている場合が多い。

(7) ショットキー微細電極蒸着

まず、試料表面の酸化膜を取り除き金属の密着性を上げるため、純水で10回洗った後、 $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}=1:10$ の溶液で60s超音波洗浄器でかくはん洗いし、純水で10回すすぎ、ブローで水を吹き飛ばす。その後、5分以内に蒸着装置に入れる。この時、基板を破壊しないよう超音波洗浄機の電源電圧をスライダックで30V程度に落とすことが必要である。

次に、Schottky gateを作製するために真空蒸着装置を用いてTiを45nm、引続きAuを10nm程度蒸着する。これで $0.1\mu\text{m}$ 程度のmesaでは段切れしないゲートが作製できる。

(8) リフトオフ

蒸着後の試料上には全面に金属が付いているため、不要な部分（レジストの残っている部分）の金属をリフトオフにより除く必要がある。試料をアセトンの中に入れ、一晩置いてレジスト部に蒸着された金属が完全に浮き上がり、蒸着時に試料を固定していた試料裏側の両面テープが剥がれるまで待つ。その後、超音波洗浄機でアセトン溶剤中で残った金属を取り除く。OEPR-1000レジストはアセトンに溶けるので、レジスト上に蒸着された金属は、アセトンと共に剥がれ落ち、電極部分の金属のみが残る。この時、リフトオフが完了するまで表面が乾燥しない様に気をつけることと、超音波洗浄機の電源電圧をスライダックで30V～50V程度に落とすことが必要である。さらに部分的にリフトオフが完了しない場合は、洗瓶でアセトンを吹きかけたり綿棒で叩いたりする方法は、薄いゲート金属を容易に破壊するので使わない方がよい。超音波洗浄機のスライダックの電圧を少しずつ上げて超音波を強くする方法が最善で、現在は微細加工パターンでは、30Vから始めて5Vステップで2時間ずつ同じ超音波出力でlift-offを行い、少しでも金属が剥がれる電圧になればその電圧で長時間溶液につけるのがよい。また、アセトンで表面が乾燥しないように保ちつつ、小型のシャーレにアセトンと試料を入れlift-offの途中状況を顕微鏡観察することも重要なテクニックの1つである。リフトオフ完了後、アセトンで5回以上すすぎ洗いをして金属フレークおよび残留レジストを完全に除去する。

⑤ パッケージング

低温で電気測定を行うために試料をパッケージに収める。

(1) 劈開

1つのパッケージには1～2つのチップしかのらないので、チップ単位に劈開する。劈開時には、ガラス板2枚を劈開する方向と一致させて5mm程度間隔を空け、薬方紙の下に置き試料をその上に乗せてから、予め表面につけた傷を裏面から先の尖ったピンセットで押えるとよい。特に(311)A基板では劈開が困難であるから必ずこの方法で行う。

(2) ボンディング

素子単位にへき開された試料をパッケージに銀ペーストで接着し、ボンダーの金線で試料電極とパッケージの端子をつなぐ。銀ペーストは乾燥まで1日はかかるので、ボンディングの前日に接着をしておく。ここで、AuGe電極のようにボールアップして表面状態の悪い試料では、試料電極と金線の密着性が悪く、通常のボンディング法が使えない。この場合は、Inを電極にのせ、金線をInに潜り込ませることで配線を行う。まず、物性研の家研究室のボールボンダーで金線をサンプルパッケージから試料上まで引っ張ってくる。この時、ゲートの放電破壊を防ぐため、ボールボンダーの金線が放電する際にサンプルのゲートに近づけないように十分注意する。次にIn半田付けを生駒研究室のボンダーで行う。ボンダーホルダー上に乗せたパッケージを130℃に加熱し、Inを入れたパッケージを別に用意し加熱する。この融けたInに直径0.1mmのタングステンの切り棒またはプローバー用金メッキ針を浸して引き上げるとInの粘性のために切り棒の先に円錐状にInが付着してくる。これを素子電極上につけると再びInは溶けて電極上に残る。最後に予めパッケージ側電極から引いてきた金線をこのInに潜り込ませる。この方法を使うと、1辺が300μmの微小電極にも配線ができ、切れたゲート電極の修理も行える。

さて、このようにして作製した試料を、図2-1-4に模式的に示す回路で4端子抵抗をゲート電圧 V_g を変化させて測定した。測定温度範囲は0.45～8Kの温度範囲である。当研究室では従来、弱局在の抵抗増大を求めるには0.1T以下の磁場で精密

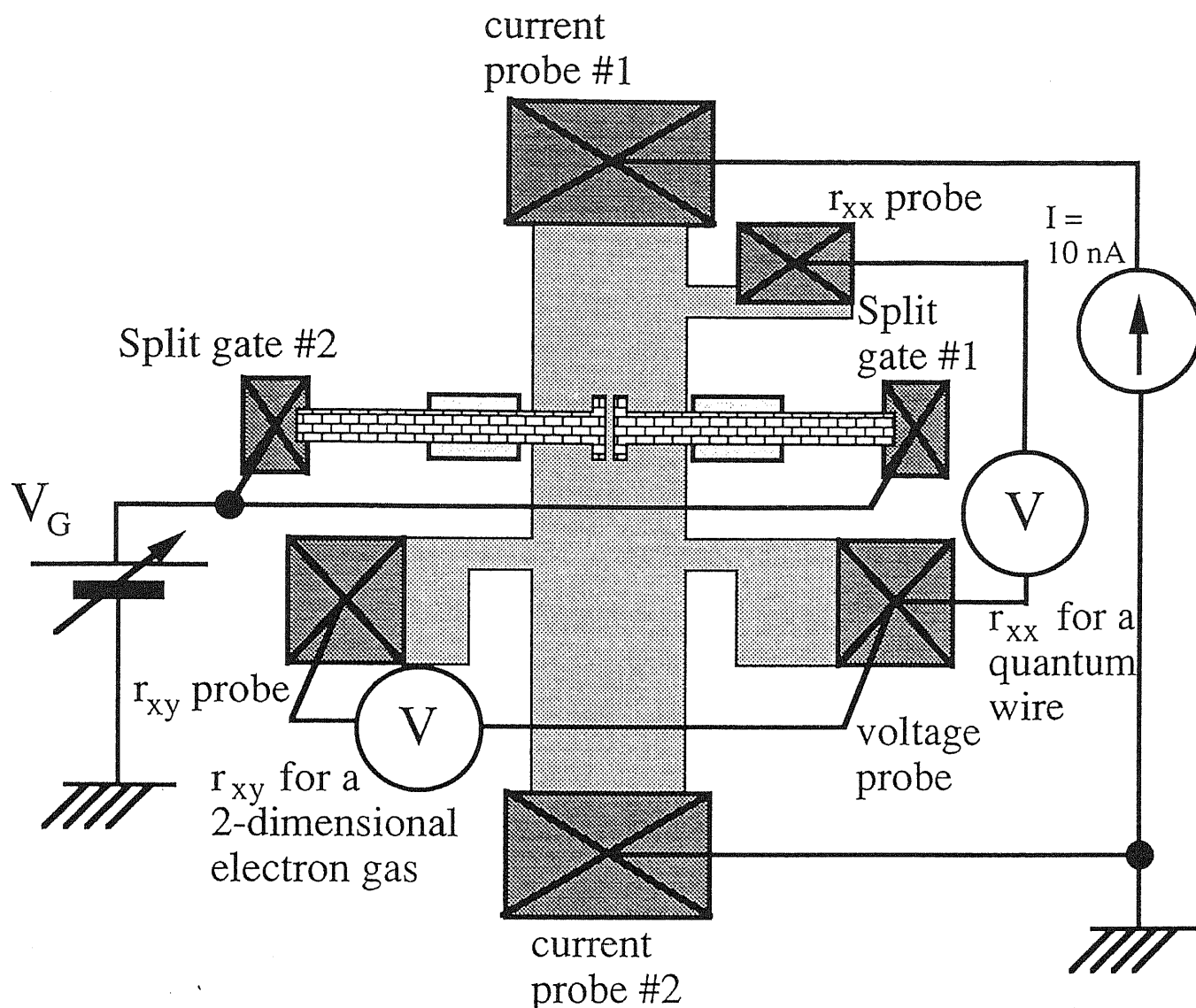


図2-1-4 量子細線磁気抵抗測定時の模式的回路図。 r_{xx} —voltage probe間電圧を測定することにより、細線の4端子抵抗を得る。また、 r_{xy} 端子は2次元電子の伝導電子密度を監視するために用いる。

に測定する必要があるため空心マグネットを、伝導電子密度をShubnikov de Haas (SvdH) 振動から求めるには強い磁場が必要なため超伝導マグネットを用いていた。このため、1度試料を室温までのthermal cyclingに曝す必要があったが、試料によっては、the universal conductance fluctuationsで報告されているようにthermal cyclingで特性が変化することが容易に考えられ、¹⁵⁾ 伝導電子密度と弱局在とのデータの信頼性を劣化させる原因となっていた。そこで、より信頼性の

ある弱局在と伝導電子密度のデータを測定するために、全ての測定を超伝導マグネットのみで行うようにした。典型的には、超伝導マグネットでの磁場掃引を2段階にし、弱局在が観測される0.2T以下では0.83mT/s、それ以外では8.3mT/sで掃引した。また、おそらくマグネット内部のステンレスなどの磁性金属の磁化のため、0.01T程度磁場の零点がずれる問題が生じたが、抵抗極大値が磁場の真の零点と考えweak localization fittingを行っている。

また、低温で測定を行う場合、細線に入力するパワーが大きいと、電子は加速されて、電子温度は結晶格子温度よりも大きくなってしまうホットエレクトロン効果が生じる。一般に電子温度を4.2K以下に抑えるためには、一電子当りの入射パワーが 1×10^{-15} W以下である必要がある。¹⁾このため、細線に流す電流は電子がhot electronになるのを防ぐために10nAで測定を行った。このとき細線部に加わる電圧は典型的には数十 μ Vの微弱な信号になり、直流測定ではノイズに埋もれてしまうので、測定は21~24Hzの交流測定でロックインアンプを使って行った。

2-1-4. 電子ビーム露光法で作製したsplit gate細線の磁気抵抗特性

今回の実験に使用した基板は、分子線エピタキシャル成長装置によって作製したAlGaAs/GaAs選択ドーピングダブルヘテロ構造である。図2-1-5および表2-1-1に基板の構造と2次元状態での伝導電子密度および移動度を示す。この基板では、弱局在を観測しやすくするために、量子井戸の間隔を極端に小さくし界面のroughnessに起因するポテンシャル揺らぎによって意図的に移動度を低くしてある。これは、選択ドーピング不純物のスピン反転に対する影響を小さくし弱局在が観測されやすいようするための配慮である。また、高次サブバンドに伝導電子が入り、サブバンド間散乱を起こして電子-電子散乱を複雑にしてしまうのを防ぐため、基底サブバンドにのみ伝導電子が入るように設計している。

ここで、量子細線を作製した場合に細線中の電子密度 n 、細線実効幅 W_R 、移動度 μ を求め、最終的に信頼性ある $\tau\phi$ を求める必要がある。特にsplit gate細線では、FIBやエッチングで作製した細線と異なり、split gate電圧を変化させることにより n および W_R が変化するため、split gate細線に適したデータの扱いが必要になる。ここでは、V583基板を用いて作った表2-1-2の試料#3の量子細線を例に挙げて、我々が行っているデータ処理の手続きを示すことにする。

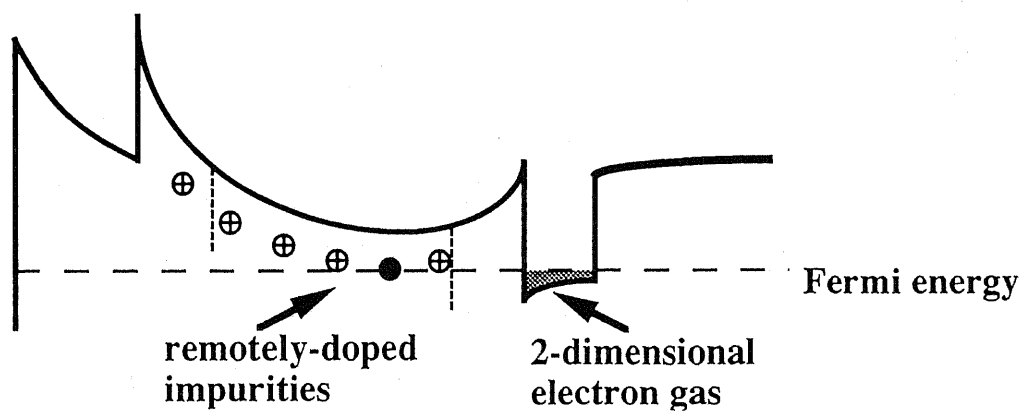
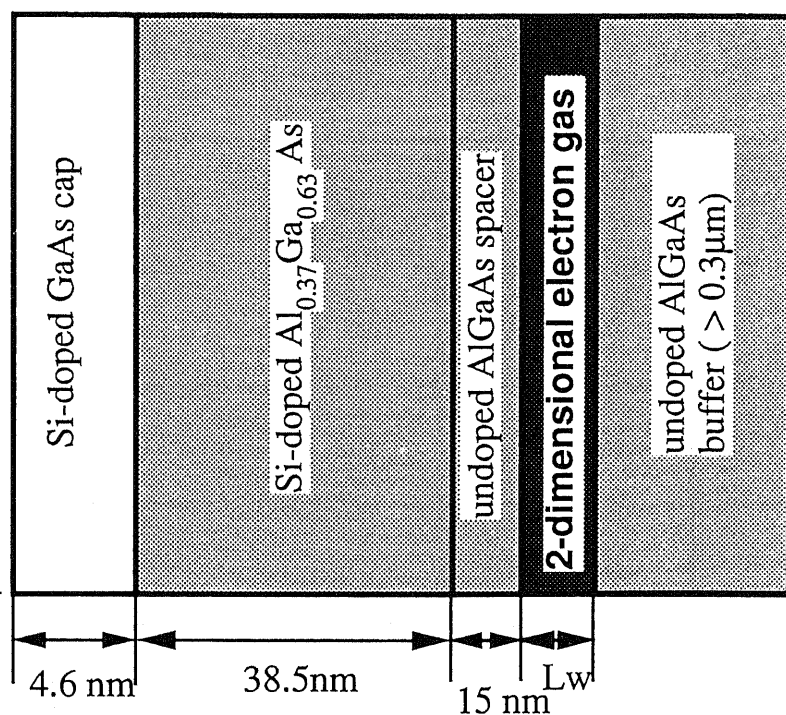


図2-1-5 今回split gate量子細線作製に用いた基板の構造。選択ドープ構造を用いることにより、不純物散乱を減らし、量子井戸の界面roughness散乱によって移動度を故意に下げている。

表2-1-1 今回split gate量子細線作製に用いた基板の井戸幅と2次元状態の伝導電子密度および移動度。

wafer number	Lw (nm)	electron density(m^{-2})	mobility (m^2/Vs)
V583	6.8	$3.0 \sim 4.8 \times 10^{15}$	7 ~ 10
V584	13.7	5.5×10^{15}	25

表2-1-2 測定したsplit gate量子細線のspecificationの概要。

Quantum wire # (measured date)	Wafer #	split gate spacing (μm)	effective width (μm)	maximum electron density ($\times 10^{15} \text{ m}^{-2}$)	the lowest temperature (K)
#1 (Jul. 13, '92)	V583	0.27 μm	$\sim 0.17 \mu\text{m}$	3.48	0.83
#2 (Sep. 27, '92)	V583	0.27 μm	$\sim 0.20 \mu\text{m}$	4.37	0.45
#3 (Nov. 26, '92)	V583	0.32 μm	$\sim 0.37 \mu\text{m}$	4.78	1.6
#4 (Nov. 25, '92)	V583	0.7 μm	(Weak localization peak was not observed.)	3.43	0.50
#5 (Dec. 9, '92)	V584	0.43 μm	$\sim 0.35 \mu\text{m}$	5.47	0.45

① まず、ゲート電圧を変化させた時のコンダクタンスを測定し、図2-1-6のようなコンダクタンス特性を得る。図2-1-6では、 -0.62 V にsplit gate下の伝導電子が空乏化するための抵抗増大が観測され、 -2.7 V でチャネルがpinch-offする。ここで、前者、後者の電圧をそれぞれ $V_{\text{th}2\text{D}}$ 、 $V_{\text{thsplit gate}}$ とすると、Daviesの理論を用いることにより、これらの特性からsplit gate細線のゲート間隔 W_{struc} は次のように与えられる。¹⁶⁾

$$W_{\text{struc}} = 2 L_{\text{depth}} \cdot \tan \left\{ \pi / 2 \left(1 - V_{\text{th}2\text{D}} / V_{\text{thsplit gate}} \right) \right\} \quad (2-1-15)$$

ただし、 L_{depth} は、細線表面から電子ガスまでの実効距離であり、試料の成長時の構造から求めることができる。図2-1-5の構造のV583基板では $L_{\text{depth}} = 61 \text{ nm}$ となり、式(2-1-15)より本試料のsplit gate間隔は $0.32 \mu\text{m}$ となる。これは、光学顕微鏡観察で得たsplit gate間隔 $0.6 \mu\text{m}$ 以下と矛盾しない値である。今まで測定したすべての試料で、この2つの方法で求めた細線幅は矛盾のない値を示しているので、このことは細線幅のクロスチェックとして使うことが可能と考えられる。

② 次に、ゲート電圧をパラメーターとして、SvdH振動が観測される領域の磁気

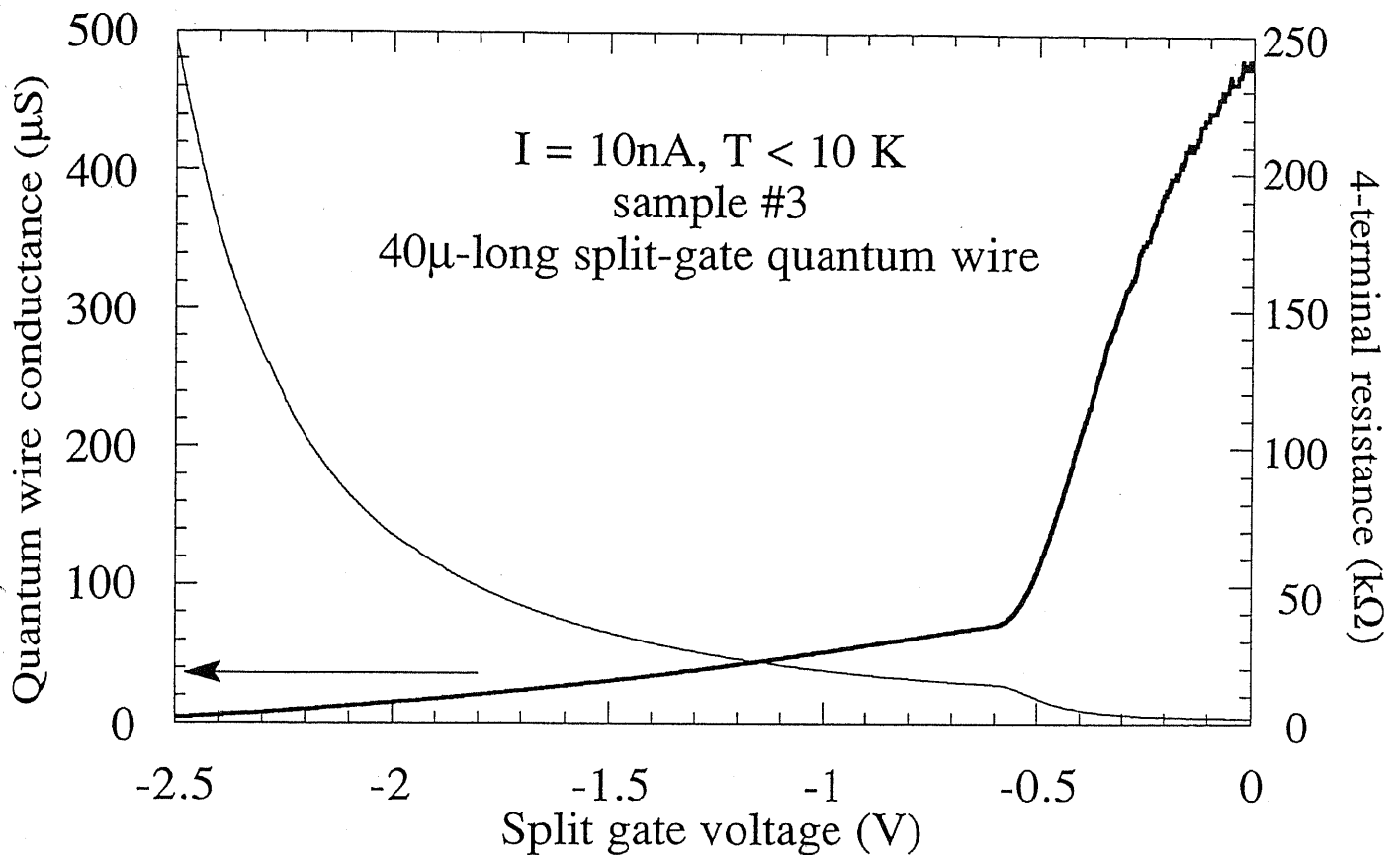


図2-1-6 split gate量子細線のゲート電圧とコンダクタンス特性。

抵抗特性を図2-1-7(a)、(b)のように同一図上に描画する。これにより、SvdH振動のLandau indexが等しいピークをゲート電圧が異なるデータで追跡することが可能となる。また、あらかじめ、SvdH振動が多数観測される試料で $1/B$ プロットを行って伝導電子密度を求めておけば、他のゲート電圧のデータでもLandau indexが等しいピークの磁場の逆数の比が伝導電子密度の比を与えることから伝導電子密度を追跡することができる。

③ 図2-1-8にSvdHピーク追跡から求めた細線中の伝導電子密度 n をsplit gate電圧の関数として示す。今回測定したすべての細線で、pinch-off電圧でもSvdH振動に寄与する有限の伝導電子が存在するという結果を得た。これと同様に伝導電子密度が有限で移動度が0になる現象は、既にRorisonらによって量子井戸構造に見いだされている。¹⁷⁾彼らは、図2-1-9のように、界面のroughnessのため量子井戸内にポテンシャル揺らぎが生じ、SvdH振動を生じるcyclotron直径程度の領域が空乏化せずとも細線全体としての移動度が0になってしまうと結論している。我々

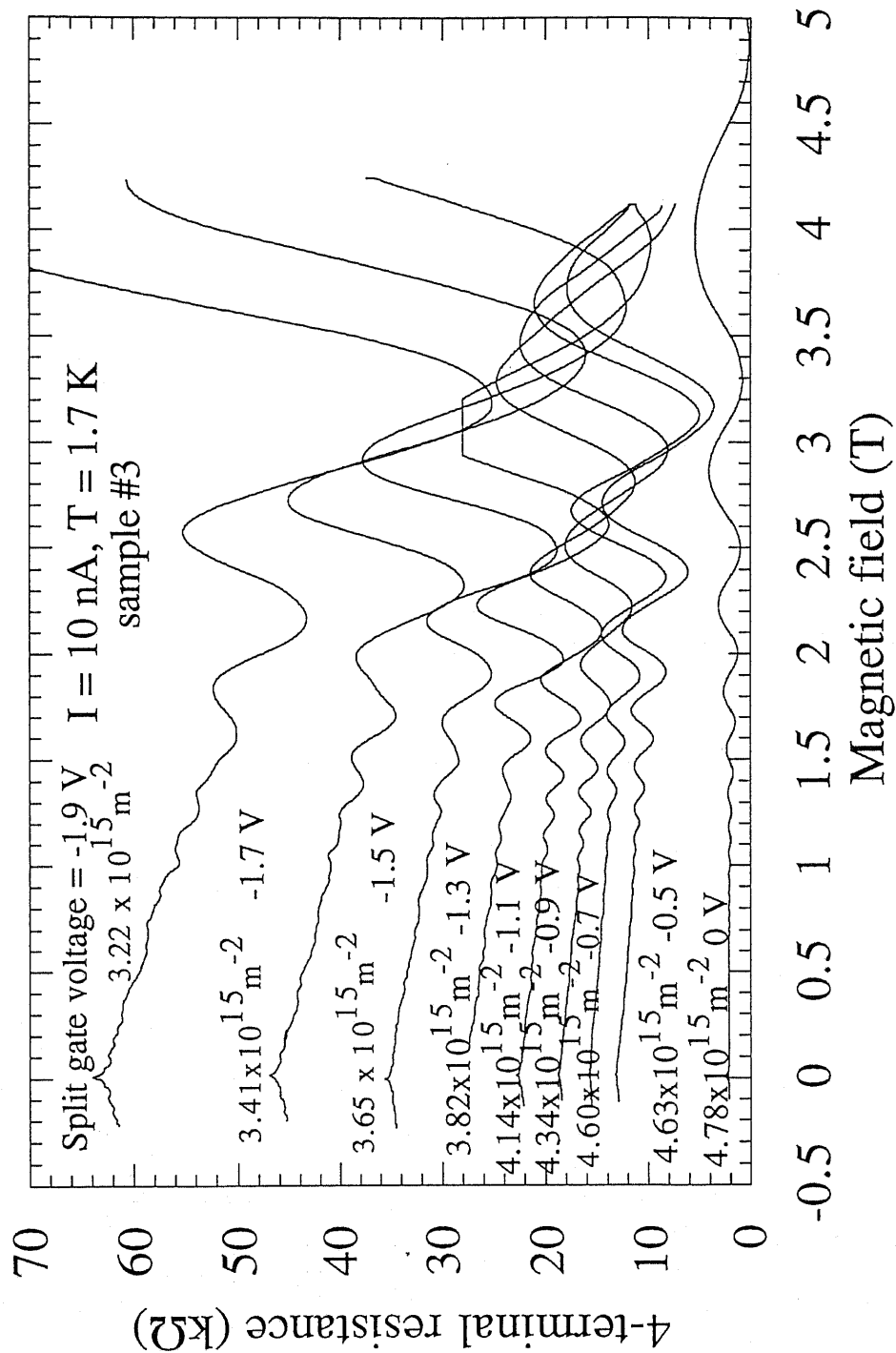


図2-1-7 (a) split gate量子細線の強磁場における磁気抵抗特性。パラメータとしては、split gate電圧を取っている。また、図中にSvdH振動ピークから求めた伝導電子密度も示す。

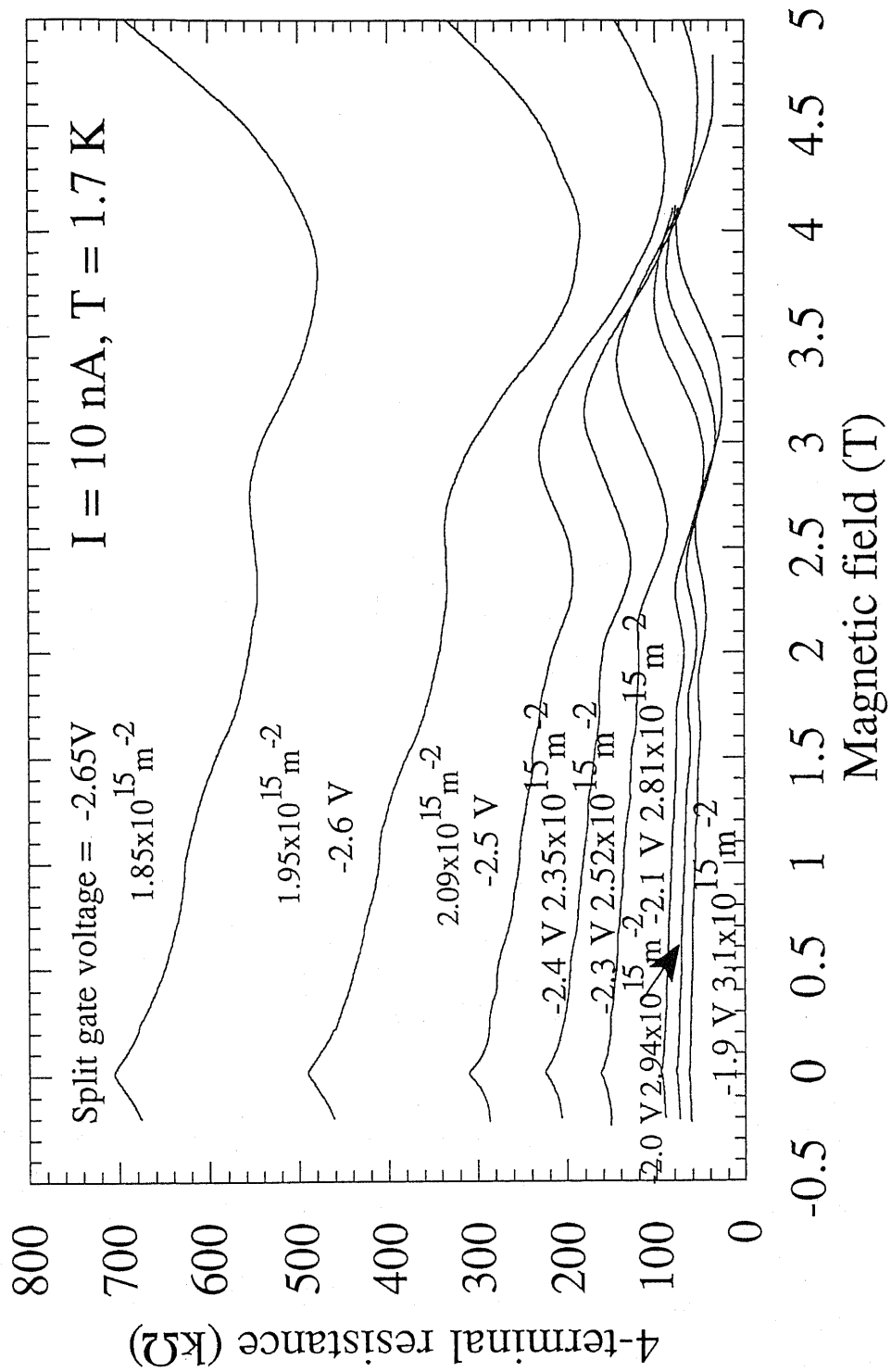


図2-1-7 (b) split gate量子細線の強磁場における磁気抵抗特性 (続き)。パラメーターとしては、split gate電圧を取っている。また、図中にSvdH振動ピークから求めた伝導電子密度も示す。

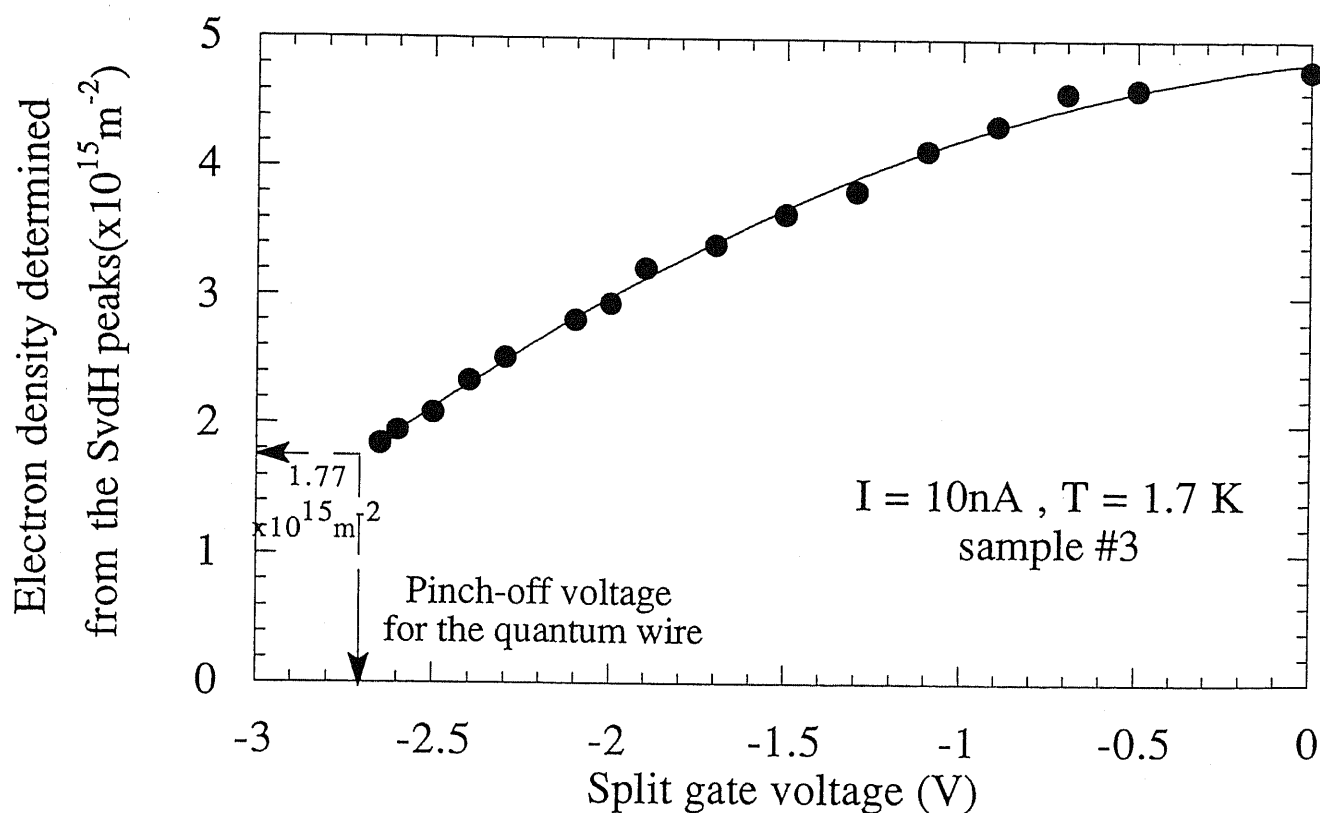


図2-1-8 図2-1-7のSvdH振動ピークから求めた伝導電子密度のゲート電圧に対する特性。Pinch-off電圧でもSvdHに寄与する有限の伝導電子密度が存在する。

The first quantum energy level

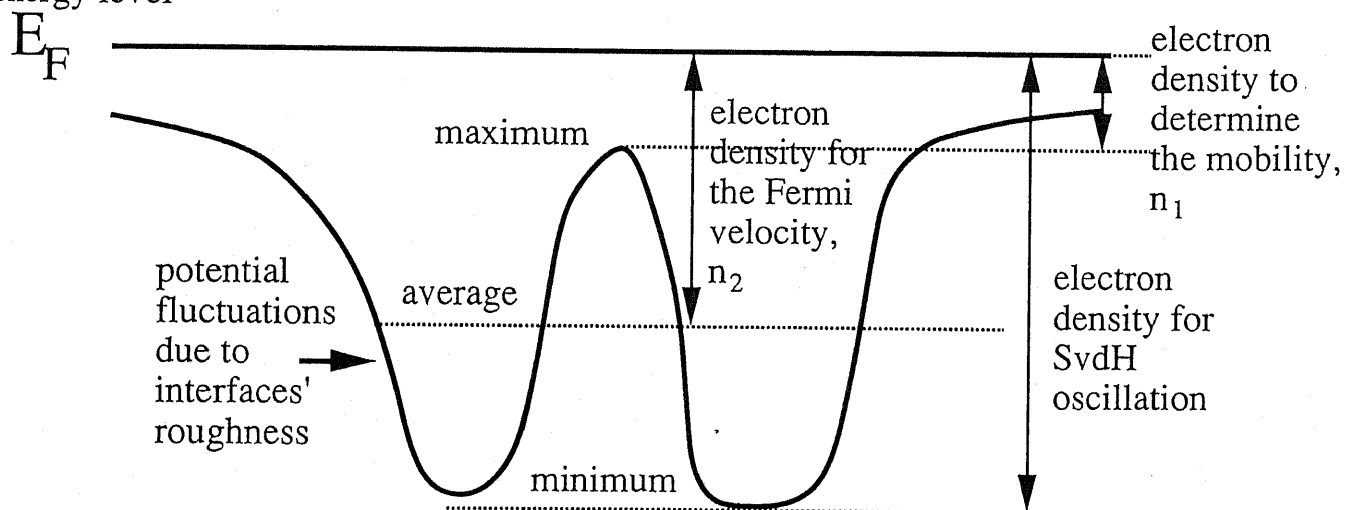


図2-1-9 界面roughnessによるポテンシャル揺らぎが大きな量子井戸の伝導帯の空間的模式図。

が今回作った量子細線は幅の非常に狭い量子井戸構造基板を用いているので、Rorisonらの理論が妥当と考え、弱局在fittingに与える n および μ に対し、修正を行った。具体的には、図2-1-9のように移動度を求めるための伝導電子密度 n_1 と、電子の拡散定数 D や平均フェルミ速度を求めるための伝導電子密度 n_2 を2つ使い分けることにした。

④ さらに、磁場0の近傍でのコンダクタンス減少を図2-1-10のように1つのグラフにまとめることにより、weak localizationの系統的な傾向および磁場に対する対称性をチェックする。図2-1-1を参照すれば、通常ゲート電圧を負に大きく印加すると、細線の実効幅が小さくなるので、弱局在の $B = 0$ 付近での傾きが小さくなり、より大きな磁場まで弱局在現象が観測される。

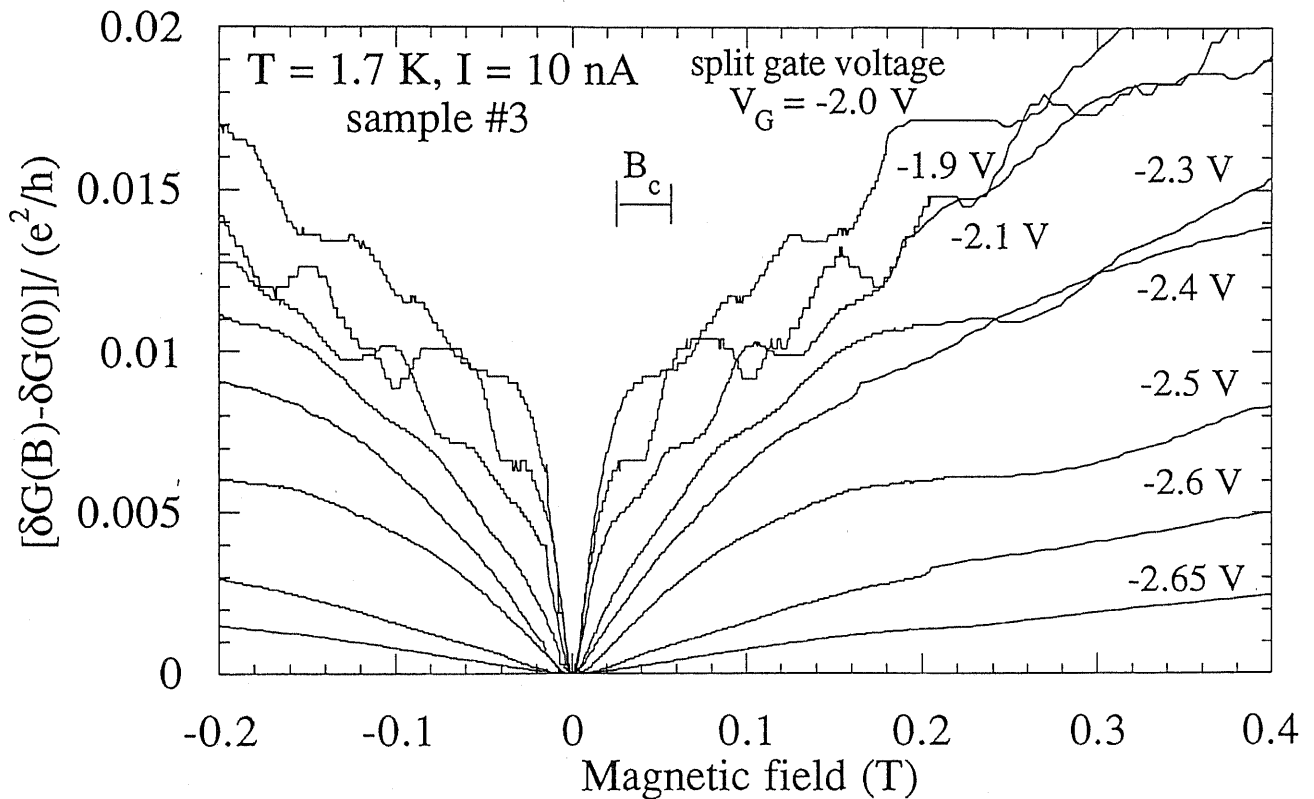


図2-1-10 split gate量子細線の弱磁場におけるコンダクタンス。パラメーターとしては、split gate電圧を取っている。

⑤ 次に2-1-2章前半で示した弱局在理論によってfittingを行う。今回、AA理論、および $B \propto H$ 理論拡散境界および鏡面境界のfittingを行った結果、図2-1-11で示すように $B \propto H$ 理論拡散境界でのfittingがよく適合した。2-2-6節でのele

electron focusingで明らかにするように、split gateの電圧印加で作製された閉じ込めポテンシャルによる境界でのspecularity factorは0.9程度で鏡面境界に近いはずであり、B v H理論拡散境界でのfittingの方がよく適合した理由は明らかではない。しかし、1つの磁気抵抗特性にB v H理論拡散境界および鏡面境界のfittingを行うと、 W_R は一致し L_ϕ の差は20%程度にしかならなかった。この理由から、今回はB v H理論拡散境界条件でfittingしても τ_ϕ を求めるのに大きな誤差が生じないと考え、これで全てのデータのfittingを行っている。

ここで、ゲート電圧 V を印加した場合の量子細線の伝導領域の実効幅 W_R は、split gateで作製される閉じ込めポテンシャルが、 W_R の位置で2次元電子が空乏化する電圧 V_{th2D} に等しくなることを用いると、Daviesの理論から次の式を満たす。

16)

$$V_{th2D} = V(w_R/2, L_{depth}) = V \left\{ 1 - \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \left(\frac{w_R L_{depth}}{w_R^2/4 + L_{depth}^2 - w_R^2/4} \right) \right\} \quad (2-1-16)$$

この式を変形して実効幅 W_R は次式で求められる。

$$w_R = 2 \sqrt{\frac{w_R L_{depth}}{\tan\{\pi(1 - \frac{V_{th2D}}{V})\}} - L_{depth}^2 + w_R^2/4} \quad (2-1-17)$$

この式については、詳しくは2-2-2節を参照されたい。図2-1-12に式(2-1-17)から求めた W_R と弱局在から求めた細線実効幅を示す。実験値は理論に比べ平均0.1 μm 程度大きい、ほぼゲート電圧に対する空乏化の特性は一致しており、弱局在で求めた細線実効幅の信頼性を裏付けている。また、今回測定した試料では、すべて実験値は理論に比べ平均0.1~0.2 μm 程度大きい傾向が観測され、その空乏化特性の一致も良好なことから、このDaviesの理論はsplit gate細線のクロスチェックに用いることができると考えられる。さらに、この細線実効幅 W_R および電子密度 n_1 、および細線のコンダクタンスを G 、細線長 L から量子細線中の移動度 μ は $\mu = GL/n_1 e W_R$ で求められる。本試料で V_G が0から-2.4Vの範囲では、 μ は7~10 m^2/Vs となり、2次元電子の値と同程度になる。電子ビーム露光法で作製したsplit gate細線では加工欠陥がほぼ無視できるために移動度が激しく低下しないと考えられ、この移動度は妥当な結果と考えられる。また、FIBを用いて作製した量子細線では、境界散乱による移動度の低下を分離する必要があったが、

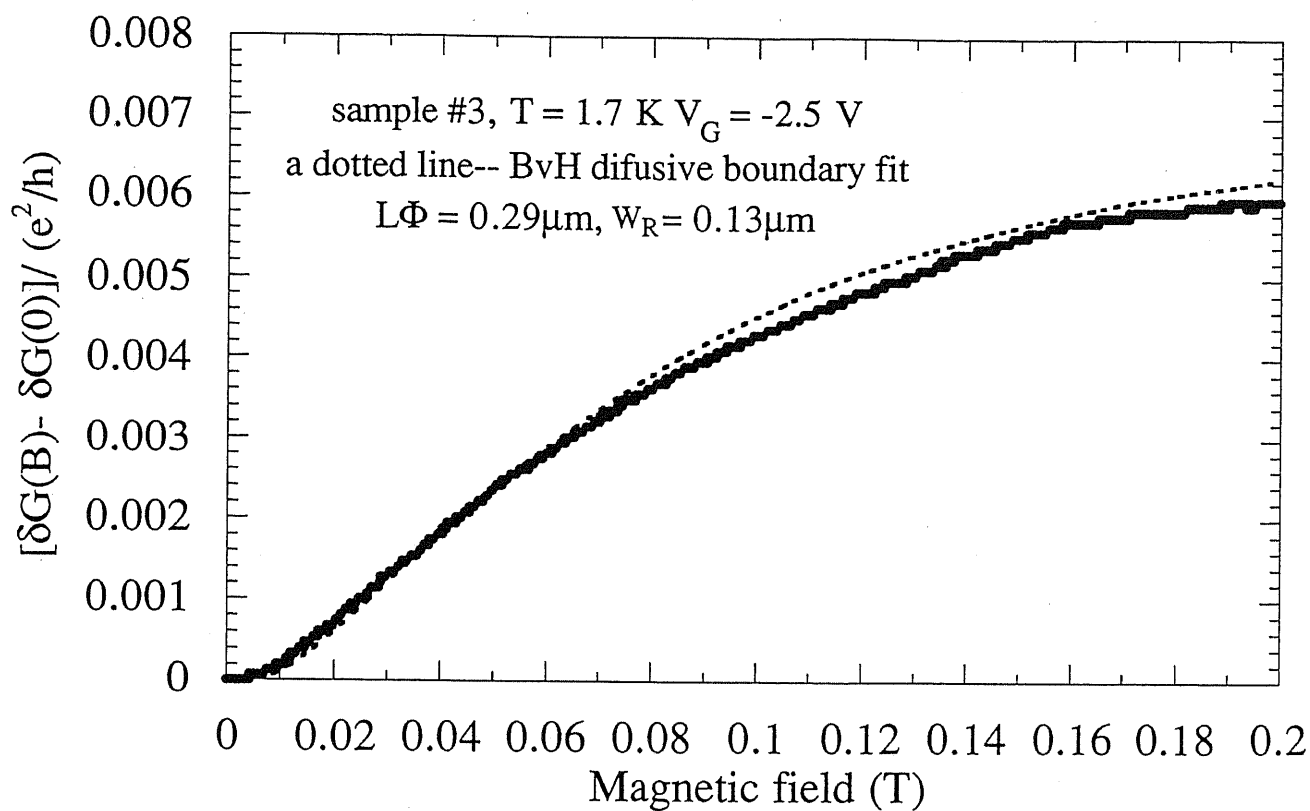


図2-1-11 weak localization theoryによる弱磁場特性のfittingの例。点線は、 $B \propto H$ 理論拡散境界条件の理論を用いた計算値。

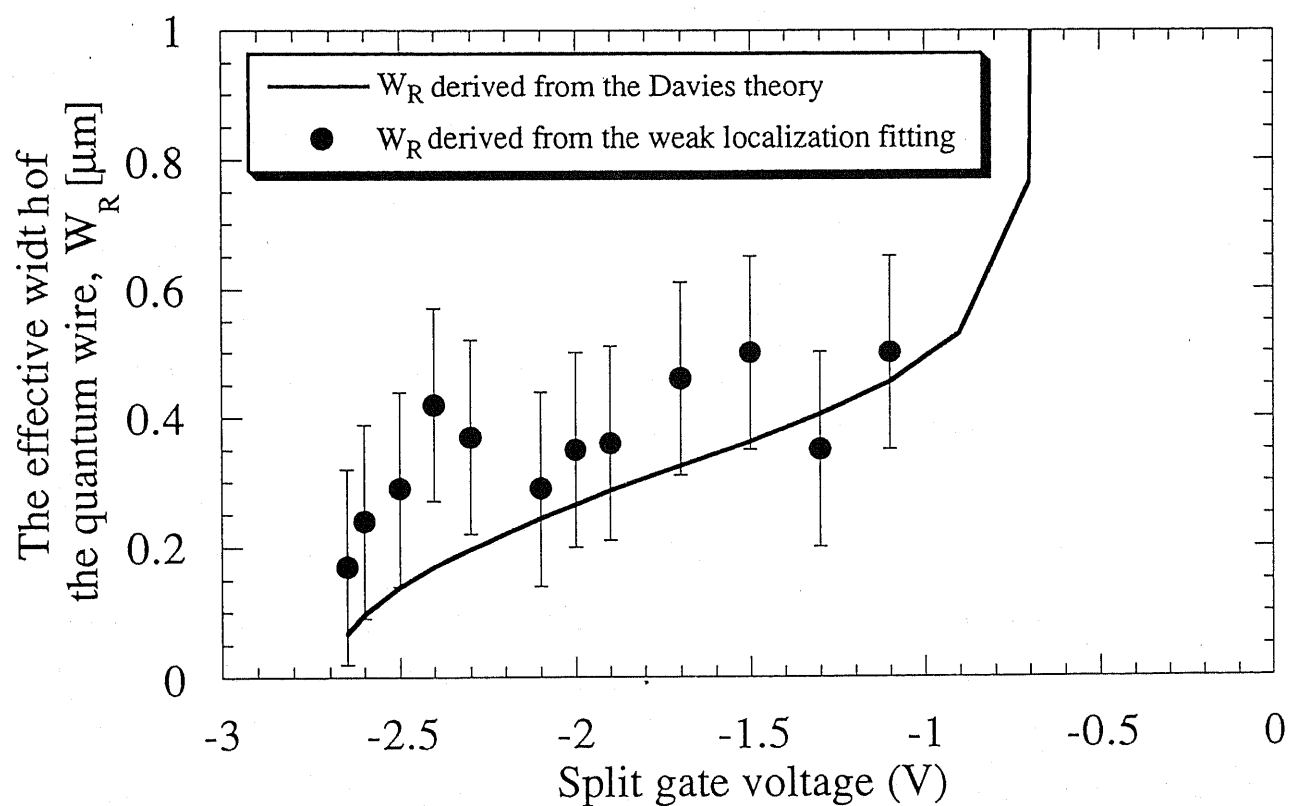


図2-1-12 weak localizationから求めた細線の実効幅（黒丸）とsplit gate空乏化特性からDaviesの理論を用いて求めた細線実効幅のゲート電圧依存性。

2) 電子ビーム露光法によって作製した試料では、この結果からそのような分離は行っていない。

また、この試料でのthe universal conductance fluctuationsの磁場周期の大きさの指標、すなわち相関磁場 B_0 は、次の式で与えられる。

$$B_0 = h / e / \min(L \phi, W_R)^2 \quad (2-1-18)$$

本試料では図2-1-12に示すように $L \phi > W_R \sim 0.3 \mu m$ であり、式(2-1-18)から B_0 は0.033T程度になる。これを図2-1-10に示すが、 $V_g \sim -1.9 V$ では弱局在近傍のコンダクタンスの揺らぎの磁場周期は同程度であり、ゲート電圧が負に大きくなると磁場周期も大きくなる。ゲート電圧が負に大きくなることは、細線幅が縮小し B_0 が増大することに対応するので、これら揺らぎはthe universal conductance fluctuationsによるものと考えられる。

以上の手続きにより、我々が求めたsplit gate量子細線の $\tau \phi$ は比較的信頼性があるものと考えている。

2-1-5. 温度、およびフェルミエネルギーの関数としての $\tau \phi$ と従来電子-電子散乱理論との比較

従来、我々は微細加工装置として集束イオンビーム注入しか持たず、 $\tau \phi$ の低温での飽和が加工欠陥によるものであるかどうかは定かでなかった。今回、電子ビーム露光法で作製したsplit gateを用いることにより、加工欠陥をほぼ無視できる量子細線を作製し、その $\tau \phi$ の温度依存性を測定した。

まず、当研究室の小田切が様々なヘテロ構造の試料につき、 $\tau \phi$ を温度の関数として求めたものを図2-1-13(a), (b)に示し、表2-1-3にその細線作製を行ったwaferのデータを示す。このデータから生駒および小田切の解析により集束イオンビーム注入で作製した量子細線では次のことが明らかになっている。¹⁸⁾

① 高温 ($> 10 K$) での $\tau \phi$ は移動度および電子密度にほぼ依存せず、福山およびAbrahamが導出した非弾性的電子-電子散乱 (F-A theory τ_{ee}) によって決まる。⁵⁾

② 4 ~ 10 K程度の温度領域では、 $\tau \phi$ はエネルギー変化の小さな散乱を多数繰り返すことによる電子-電子散乱 (AAK theory Nyquist散乱 τ_N) によって決まる。¹⁰⁾

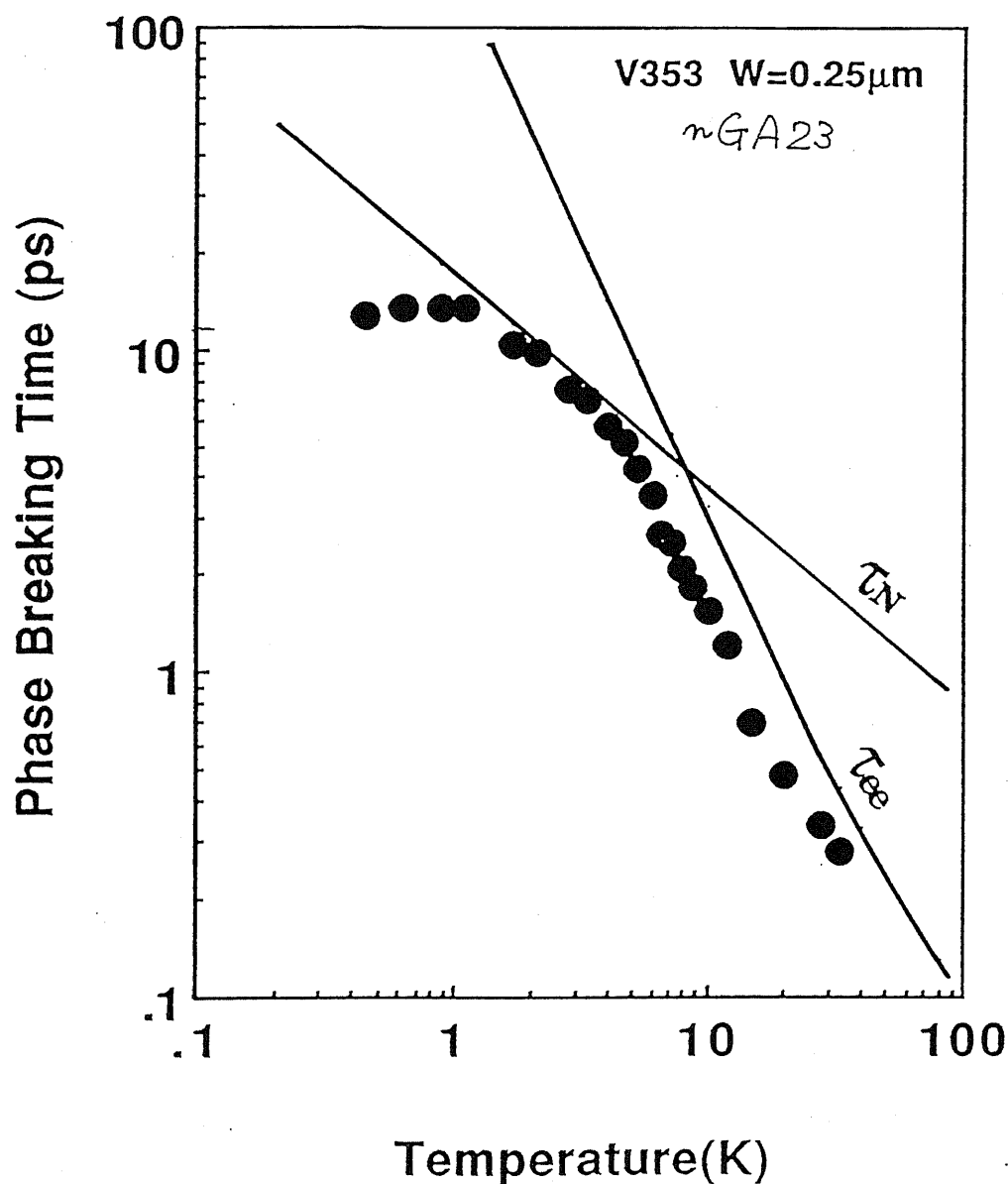


図2-1-13(a) F I B implantationで作製した細線幅0.25 μ mの量子細線の位相緩和時間の温度依存性。 τ_N はNyquist散乱による電子-電子散乱時間を、 τ_{ee} は福山らの運動量保存電子-電子散乱時間を表す。 Ref.18) から引用。

③ 低温 (< 4 K) では、試料の構造に依らず τ_ϕ は飽和する。ただし、その飽和値は、移動度および電子密度が大きいほど大きくなる。

次に、今回電子ビーム露光法で作製した量子細線における τ_ϕ の温度依存性を図2-1-14に示す。図2-1-14には、同時に式(2-1-12)～(2-1-14)によって計算された電子-電子散乱緩和時間を示す。2 K～10 Kまでの範囲では τ_N と実験値 τ_ϕ との一致は非常に良く、この温度範囲では F I B 細線と同様に AAK-theory Nyqui

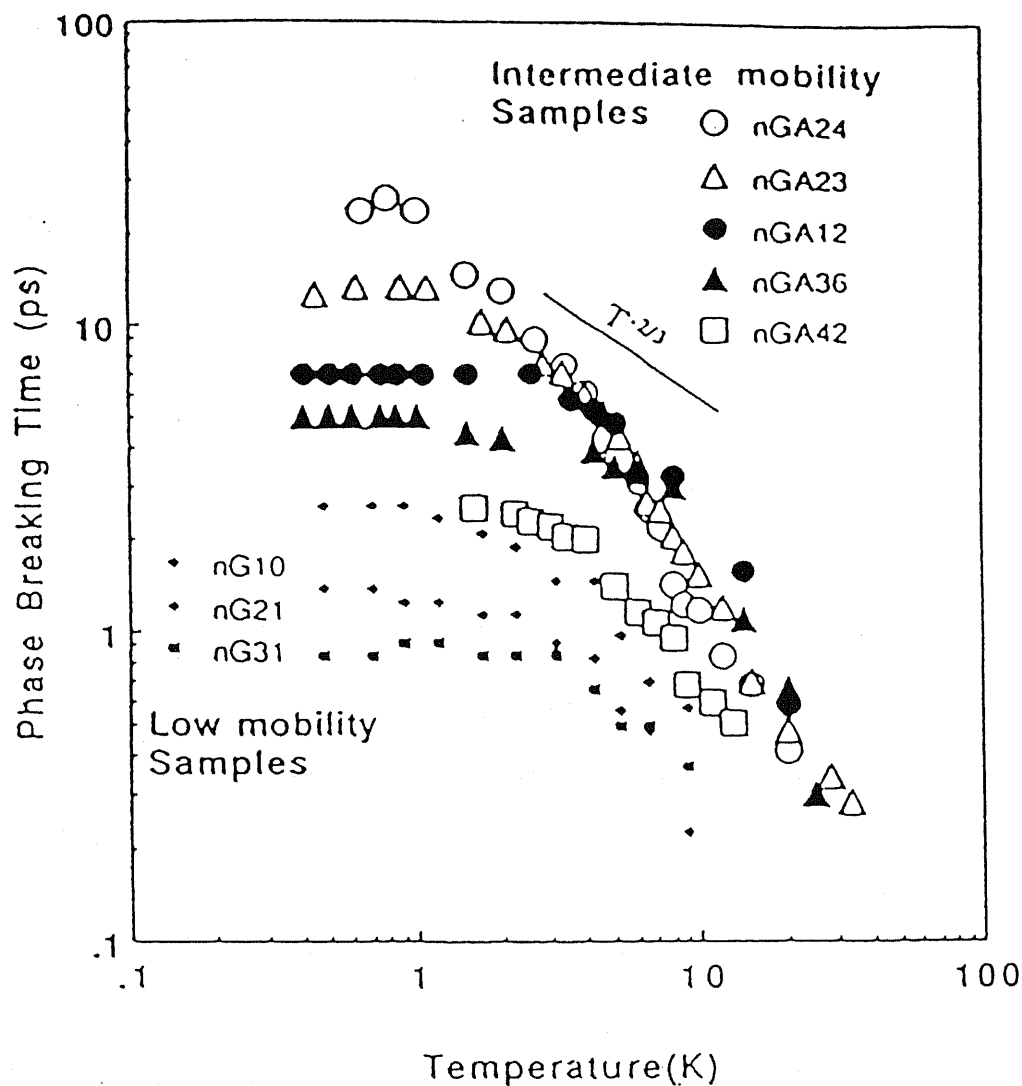


図2-1-13(b) F I B implantationで作製した様々な構造の試料における位相緩和時間の温度依存性。Ref.18) から引用。

表2-1-3 F I Bで作製した量子細線のspecificationの概要。Ref.18) から引用。

	Material	Wire Width (μm)	Carrier Density (cm^{-2})	Fermi Energy (meV)	Mobility (cm^2/Vs)	Momentum Scattering Time (ps)	Diffusion Coefficient (m^2/s)
nGA24	S.D.S.H	0.35	6.3×10^{11}	22.2	2.0×10^4	0.76	0.0453
nGA23	S.D.S.H	0.25	6.7×10^{11}	23.5	2.1×10^4	0.80	0.0506
nGA12	S.D.D.H	0.38	6.0×10^{11}	21.1	2.6×10^4	0.99	0.0557
nGA36	S.D.D.H	0.15	6.0×10^{11}	21.1	2.6×10^4	0.99	0.0557
nGA42	S.D.S.H	0.14	1.7×10^{11}	6.07	1.2×10^4	0.46	0.090
nG10	D.D.H	0.16	3.4×10^{12}	120	2.4×10^3	0.091	0.0294
nG21	D.D.H	0.14	7.0×10^{12}	249	2.4×10^3	0.091	0.0602
nG31	D.D.H	0.08	1.3×10^{13}	457	2.4×10^3	0.091	0.108

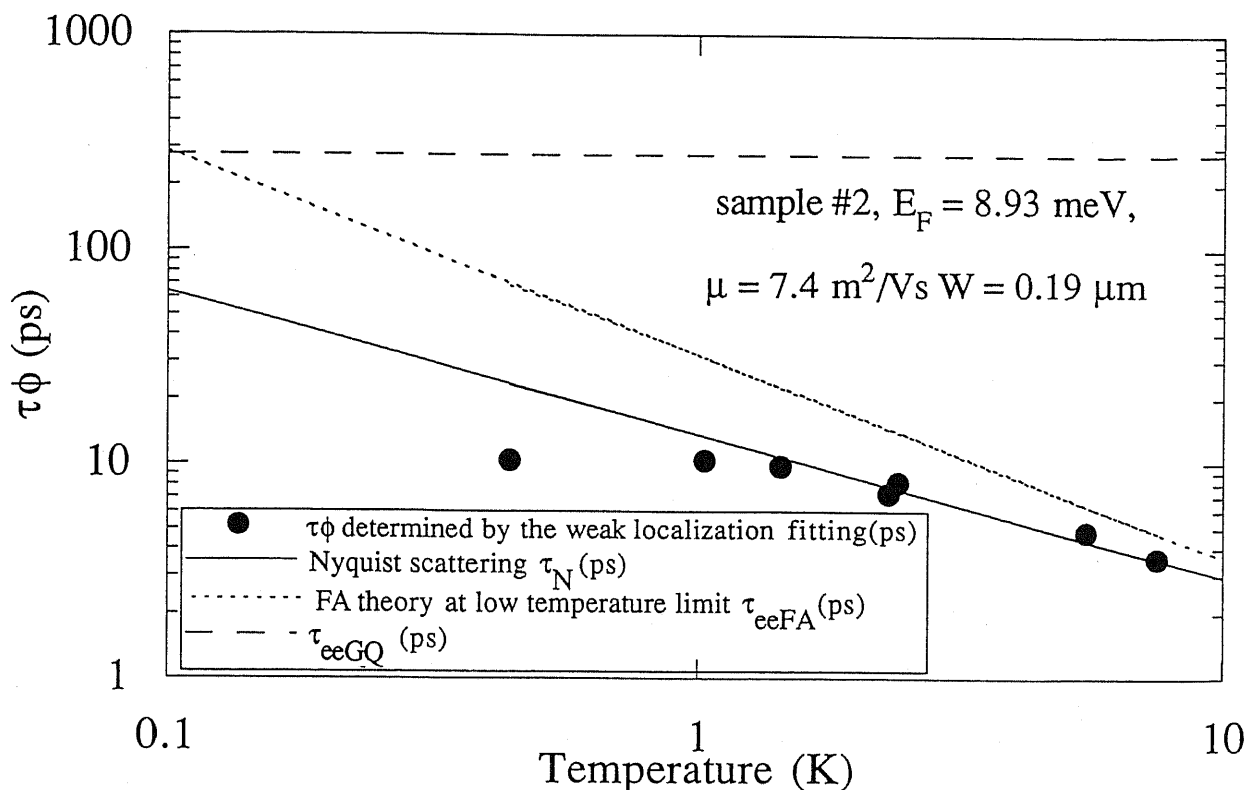


図2-1-14 E B 露光法で作製したsplit gate量子細線の位相緩和時間温度依存性。

st散乱で電子位相緩和時間が決定されているといえる。また、2 K 以下では、 $\tau\phi$ は10psに飽和するが、2-1-2で述べた電子-電子散乱緩和時間ではすべて説明できないことがわかる。

以上 $\tau\phi$ の温度依存性をまとめると次のようになる。

- ① 2 K - 10 K 程度の範囲では、 $\tau\phi$ はNyquist散乱で決まっている。これは細線の作製法に依らない。
- ② 2 K 以下の低温では、細線の作製法に依らず $\tau\phi$ は飽和するが、従来の電子-電子散乱理論では飽和値は説明できない。

この②の結果をさらに検証するために、1.7K以下の低温での量子細線で移動度およびフェルミエネルギー、細線幅を変化させて従来理論との比較を行った。ここでは、まず、集束イオンビーム注入で小田切が系統的に幅を変化させて作製した量子細線について、移動度および電子密度を変化させ $\tau\phi$ の飽和原因の候補とされる従来理論との比較を行った。従来まで小田切が行ってきた解析では、移動度と電子密度の双方を取り入れていない場合があり、解析としては不十分であっ

た。今回は、電子密度に対応する移動度を求め、その両方をデータ解析に取り入れた。 $\tau\phi$ のfittingにはB v H理論を拡散境界条件で用いている。実験の詳細についてはRef. 2)を参照されたい。図2-1-15は、集束イオンビームによって作製した量子細線のフェルミエネルギーと位相緩和時間 $\tau\phi$ との関係である。細線幅は0.25、0.35、0.60 μm と3つで、それぞれ赤、緑、黄色で示してある。これに対し、理論としては、移動度依存性の考慮して計算した2-1-2節の3つを候補として考え、次の結果を得た。

① 図の太実線はエネルギー変化の小さな散乱を多数繰り返すことによる電子-電子散乱（ナイキスト散乱）の計算値である。¹⁰⁾この理論は、フェルミエネルギーに対する $\tau\phi$ の依存性は比較的よく説明できるが、理論の細線幅依存性（ $\sim W_R^{-2/3}$ ）が実験より大きすぎる傾向がある。

② 図の細実線は福山-Abrahamsの多重電子散乱量子補正を入れた電子-電子散乱の計算値である。⁵⁾この理論は、フェルミエネルギーに対する $\tau\phi$ の依存性はあまり良く一致しない。

③ 図の点線は、電子干渉項を入れない弾性的電子-電子散乱を示す。ここで、励起電子のフェルミエネルギーから測ったエネルギーを \hbar/τ （運動量緩和時間）と仮定した。この理論では、フェルミエネルギーに対する依存性が電子密度が高い領域で過大評価してしまう。低温で飽和する原因は一応説明できるが、他の理論で入っている不純物による電子の干渉項が理論に入っておらず、干渉項を入れても飽和するかは疑問であると考えられる。

さらに、図2-1-16に、電子ビーム露光法で作製したsplit-gate量子細線のフェルミエネルギーと位相緩和時間 $\tau\phi$ との関係を示す。黒い印は実験によって得たデータ、白抜きの印は式(2-1-12)で計算されるナイキスト散乱の計算値で、対応するデータは同じ種類の印を用いてある。また、それぞれのデータの傾向を調べるため、2次曲線によるcurve fitも同図に示す。この図から、ナイキスト散乱の理論は、フェルミエネルギーに対する $\tau\phi$ の依存性はFIB細線と同様に比較的よく説明できるが、細線幅依存性（ $\sim W_R^{-2/3}$ ）が実験より大きすぎる傾向があることがわかる。

以上、 $\tau\phi$ のフェルミエネルギー依存性をまとめると次のようなことが明らかとなった。

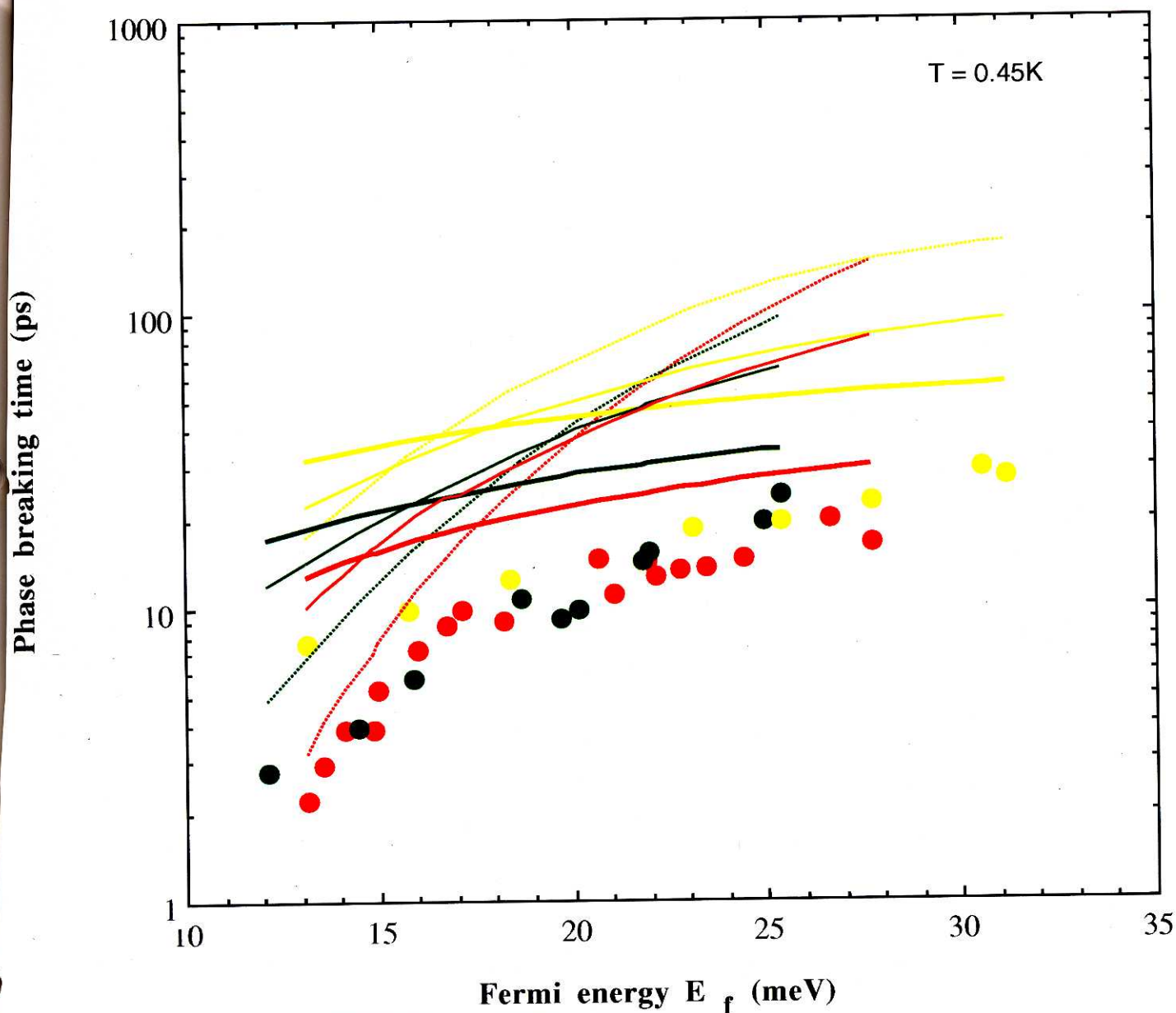


図2-1-15 F I B implantationで作製した量子細線の位相緩和時間のフェルミエネルギー依存性。赤、緑、黄色は細線幅 0.25 、 0.35 、 $0.6\ \mu\text{m}$ の細線に対する値。また、太い実線は、Nyquist散乱による電子-電子散乱時間、細い実線は、福山らの求めた電子-電子散乱時間、点線はFasolによる電子-電子散乱計算を解析的に模倣したものを示す。

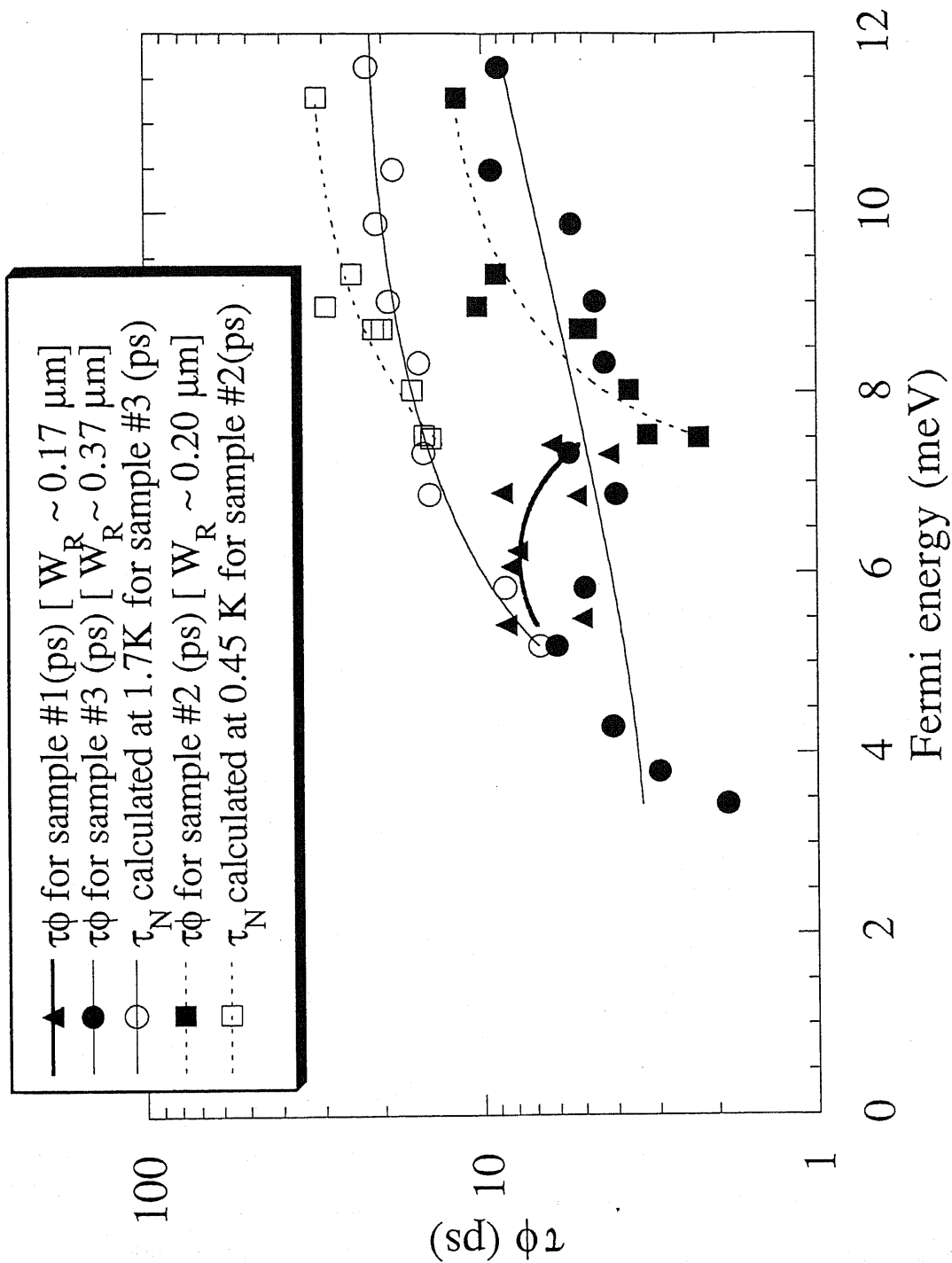


図2-1-16 E B 露光法で作製した量子細線の位相緩和時間のフェルミエネルギー依存性（黒印）。Nyquist散乱による電子-電子散乱時間の計算値も白抜き印で示す。

①FIB注入で作製した幅 $0.25\mu\text{m}$ の細線を除けば、フェルミエネルギー E_F および移動度 μ 依存性は、従来の3つの電子-電子散乱理論の中ではナイキスト散乱理論が比較的($\tau_N \sim (E_F \mu)^{1/3}$)よい一致を示す。しかし、細線幅依存性($\sim W_R^{-2/3}$)は実験より($\sim W_R^0$)大きすぎる傾向がある。しかし、前述したようにこの理論では、 $\tau_N \sim (k_B T)^{-2/3}$ となり、低温飽和を導くことはできない。

2-1-6. 電子-電子散乱理論以外の τ_ϕ 飽和原因に対する考察

次に、 τ_ϕ が低温で温度に依存しないことから、温度にほとんど依存しない要素が τ_ϕ を決定していると考えられる。電子-電子散乱以外のそのような候補も τ_ϕ の飽和原因として検討する必要がある。特に、伝導電子のスピン反転は干渉効果を弱くすることで知られている。³⁾そこで、以下では、スピンに関する緩和時間について τ_ϕ の飽和原因を探る。

① スピン-軌道相互作用

GaAsの伝導帯は、結晶構造でGaとAs原子の配列で反転対称性がないことや、2次元伝導電子波動関数が表面に対して反転対称性がないことにより、スピンの向きにより、図2-1-17のように分散の僅かに異なる2つのバンドに分かれる。ここで、式(2-1-2)で示したように、波数 k の電子と干渉を生じ弱局在に寄与する電子は、 $-k$ にごく近い波数領域をとることに注意しよう。スピン軌道相互作用によりスピンそれぞれのバンドに分離していると、波数 k の電子と $-k$ の波数の電子は異なるスピンを持ち、式(2-1-1)の散乱波数下限 $1/L_M$ がこのバンド分離幅より小さくなるといわゆるconstructive interferenceを起こさずdestructive interferenceを起こすため、³⁾弱局在で測定した τ_ϕ が低温で飽和するように観測されることがある。このような原因による見かけ上の τ_ϕ 飽和がスピン-軌道相互作用による τ_ϕ 飽和である。

Dresselhausらによれば¹⁹⁾、スピン軌道相互作用で決まるスピン緩和時間は、大きく2つに分けられる。1つは、spin-splitエネルギー弾性散乱によるスピン緩和時間で、これは、フェルミエネルギーの3乗に比例し電子の運動量緩和時間 τ_m に反比例する。2-1-5で明らかにしたように、 τ_ϕ 飽和値のフェルミエネルギー依存性はこれほど大きくなく、我々の実験結果の τ_ϕ の移動度依存性と合わない。

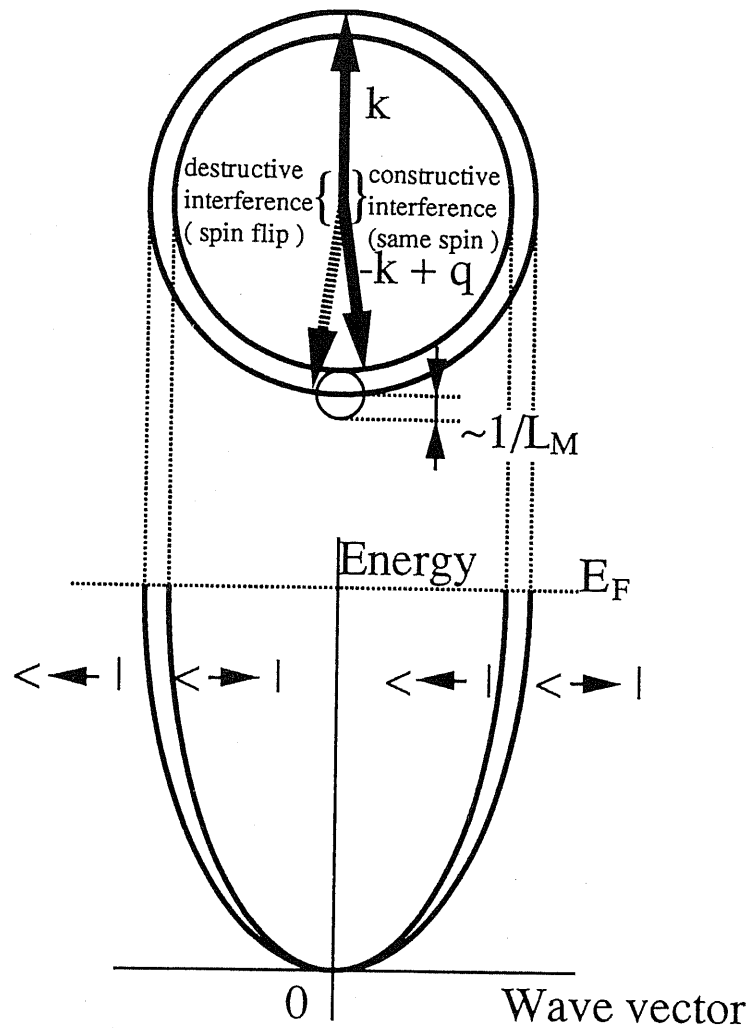


図2-1-17 スピン軌道相互作用による τ_ϕ の飽和の可能性。

もう1つはスピン-軌道相互作用Elliott mechanismと呼ばれるものである。この散乱機構では、伝導電子が真空中自由電子に比べスピンを持つため、常磁性体不純物に散乱される場合でも、ある確率でスピン反転を生じ電子干渉を弱めることに寄与する。ここで、Elliott mechanismによって決まるスピン軌道緩和時間 τ_{so} は次の式で与えられる。²⁰⁾

$$\tau_{so} = \frac{\tau_m}{(g-2)^2 R^2 k_F^2} \sim (\text{const.}) \cdot \mu / E_F \quad (2-1-19)$$

g :伝導電子の g ファクタ k_F :フェルミ波数 R :結晶中の原子半径

ここでGaAsの場合には、 $(g-2) \sim 0.53$ 程度と報告されている。²¹⁾式(2-1-19)の τ_{so} は E_F に逆比例し、 E_F に対し電子-電子散乱と逆の依存性をもつことに注意されたい。

深井らは伝導電子の g ファクターが大きい InGaAs 系で低温で $\tau\phi$ が一度飽和する領域があることを報告しており、彼らは、これを、スピン-軌道相互作用 Elliott mechanism で説明している。²²⁾

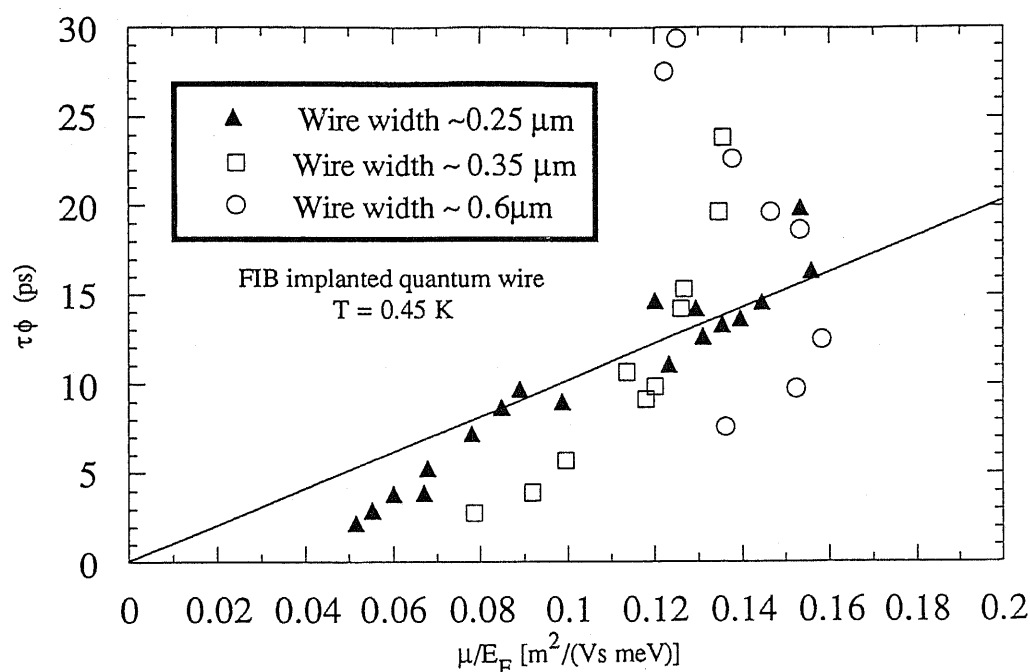


図2-1-18 F I B implantationで作製した量子細線の位相緩和時間の（移動度）／（フェルミエネルギー）依存性。図中の線は、eyeguide.

ここで、図2-1-18に小田切が作製した量子細線につき μ / E_F に対して $\tau\phi$ を再plotした結果を示す。この図に示すように、FIB注入で作製した幅 $0.25 \mu\text{m}$ の細線では、 $\tau\phi$ は μ / E_F に対してほぼ比例することがわかる。この細線で μ 、 E_F を用いて様々なplotを行ったが、このように線形になったのは μ / E_F に対するplotのみであった。この結果から考えて、FIB注入で作製した幅 $0.25 \mu\text{m}$ の細線のように、移動度が非常に低く ($\sim 1 \text{m}^2/\text{Vs}$)、伝導電子密度が比較的大きい ($\sim 6 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$) 細線では、 $\tau\phi$ の飽和値はElliott mechanismと関係ある可能性がある。但し、式(2-1-19)から計算される R は、幅 $0.25 \mu\text{m}$ の細線では 3nm になり、深井らの報告にある $0.1 \sim 0.4 \text{nm}$ ²²⁾ よりも遙かに大きくなり、その理由は明らかになっていない。また、F I Bで作製した幅が広い細線や電子ビーム露光で作製した細線では、幅 $0.25 \mu\text{m}$ の細線のような μ / E_F に対する線形な依存性は見いだせない。また、特に、電子ビーム露光で作製した細線は、幅 $0.25 \mu\text{m}$ の細線に比べ μ / E

τ は 10 倍以上になり、Elliott mechanism だけですべての τ の飽和を説明することは困難である。

また、実験に使用した基板は、波動関数の反転対称性がほぼ成り立つようにダブルヘテロ構造量子井戸で実験を行っている。ダブルヘテロ構造にしたことにより τ が非常に大きくなったということは観測されていないため、波動関数の反転対称性の崩壊に基づくスピン軌道分離が τ の飽和の原因ではないといえる。もちろん、この結果は GaAs の結晶に基づくスピン軌道分離を否定するものではない。

② 常磁性体不純物によるスピントリップ散乱

電子波の位相干渉は、電子のスピンが反転することによっても壊される。金属細線中の τ の飽和は残留磁性不純物によるスピントリップ散乱によって説明されている。ここで、大川ら²³⁾によるとスピントリップ散乱時間 τ_s は次式で表せる。

$$\hbar / \tau_s = 3 n_s \rho_0 \int_0^{2\pi} |J/2|^2 d\theta \quad (2-1-20)$$

n_s : 磁気不純物面密度 ρ_0 : 状態密度 ($= m^* / 2\pi \hbar^2$)

θ : 2次元平面での散乱角度 ($\cos \theta = k \cdot k' / |k| |k'|$)

J : 単位面原子密度当りの伝導電子-不純物間の交換相互作用積分

これは、通常の不純物散乱における運動量緩和時間 τ_m と以下のように相似した式である。

$$\hbar / \tau_m = 2\pi n \rho_0 |V|^2 \quad (2-1-21)$$

n : 不純物面密度 ρ_0 : 状態密度 ($= m^* / 2\pi \hbar^2$)

V : 単位面原子密度当りの伝導電子-不純物間のクーロン重なり積分

さて、我々の実験において、位相緩和時間の飽和値は約 10 ps である。これから、まず残留磁気不純物によるスピントリップが支配的とした場合に必要な磁気不純物密度を見積る。例えば Fe イオンが半導体中に混入したとして、交換相互作用定数を約 $0.1 \text{ eV} / (0.6 \text{ nm})^2$ 、 τ_s を 10 ps とし、式 (2-1-20) から飽和の原因になるために必要な磁気不純物密度を概算すると残留磁気不純物密度は約 10^{15} m^{-2} 程度

必要で、電子密度と同程度になる。小田切が示したように、今回のプロセス中でこれほどの磁気不純物が紛れ込むことは考えられない。このため、残留磁気不純物により位相緩和時間の飽和が起きたとは考えられない。

しかし、半導体中の電子を捕獲したドナーは、1価の不対電子をもつ常磁性体中心であり、これが伝導電子と相互作用してスピントリップ散乱を起こしている可能性はある。まず、この可能性を交換積分を数値計算し、スピントリップ時間 τ_s を求めることによって検討する。ドナー不純物に捕獲された電子の波動関数を $\Psi_1(\mathbf{r})$ 、ダブルヘテロ構造に閉じ込められた2次元伝導電子波動関数を $\Psi_2(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ とすると、交換積分 J は、次のように表される。

$$J = \int \Psi_1^*(\mathbf{r}_1) \Psi_2^*(\mathbf{k}, \mathbf{r}_2) \cdot \frac{e^2}{4\pi\epsilon |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \Psi_1(\mathbf{r}_2) \Psi_2(\mathbf{k}', \mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2. \quad (2-1-22)$$

また、 a_0 を半導体中の実効Bohr半径($\sim 10\text{nm}$)とし、2次元垂直 z 方向の波動関数を $f(z)$ とすると、 $\Psi_1(\mathbf{r})$ 、 $\Psi_2(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ は次のようになる。

$$\Psi_1(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_0^3}} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}|}{a_0}\right), \quad (2-1-23)$$

$$\Psi_2(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = f(z) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}). \quad (2-1-24)$$

今、V583基板の条件で、量子井戸幅 6.8nm の構造で伝導電子密度 $3 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ とし、表面に近いAlGaAs/GaAs界面からスペーサ厚 15nm だけ離れた所にあるドナー不純物1つのspin flip時間 τ_s を計算する。式(2-1-20)、(2-1-22)～(2-1-24)を数値計算することによって、 $\tau_s \sim 2.0 \times 10^5 [\text{s} \cdot \text{m}^{-2}]$ となる。ここで、 τ_ϕ の飽和値($\sim 10\text{ps}$)が τ_s で決定されているとすると、半導体中の電子を捕獲したドナーの面密度は $2.0 \times 10^5 / 1 \times 10^{-11} \sim 2.0 \times 10^{16} \text{m}^{-2}$ 程度必要である。これに対し、選択ドープ層でドープしたドナーの面密度は $1.5 \times 10^{24} [\text{m}^{-3}] \cdot 4 \times 10^{-8} [\text{m}] \sim 6 \times 10^{16} [\text{m}^{-2}]$ であり、活性化率を0.67以下とすると矛盾しない結果である。

しかし、スペーサ厚 0nm のFIB加工量子細線の τ_ϕ の飽和値 10ps に比べ、スペーサ厚 15nm のEB加工量子細線の τ_ϕ の飽和値がほぼ等しいことは、このSpin flip散乱ではうまく説明できなかった。これら実験事実をすべて矛盾なく説明できる理論は提示できなかったが、数値計算から、半導体中の電子をトラップしたドナーが生じるスピントリップ散乱は τ_ϕ の上限を決める要因になり得ることがわ

かった。

最後に、量子井戸幅を大きくした量子細線 #5 では、図2-1-18のように大きな弱局在によるコンダクタンス減少が観測された。同図に、この試料に対し、BvH理論拡散境界でfittingを行った結果の $\tau\phi$ を示す。 $\tau\phi$ は $L\phi^2/D$ を用いて求めた結果で大きめに出る傾向があるが、それでも20psを越える $\tau\phi$ が実現されている。V583基板よりも量子井戸間隔が広いV584基板では、量子井戸に閉じ込められた伝導電子の波動関数の中心と選択ドープ不純物との間隔が大きくなるため、Spin flip散乱が減少する。このため、 τ_s の飽和値が大きくなると考えれば定性的には実験結果を説明できる。

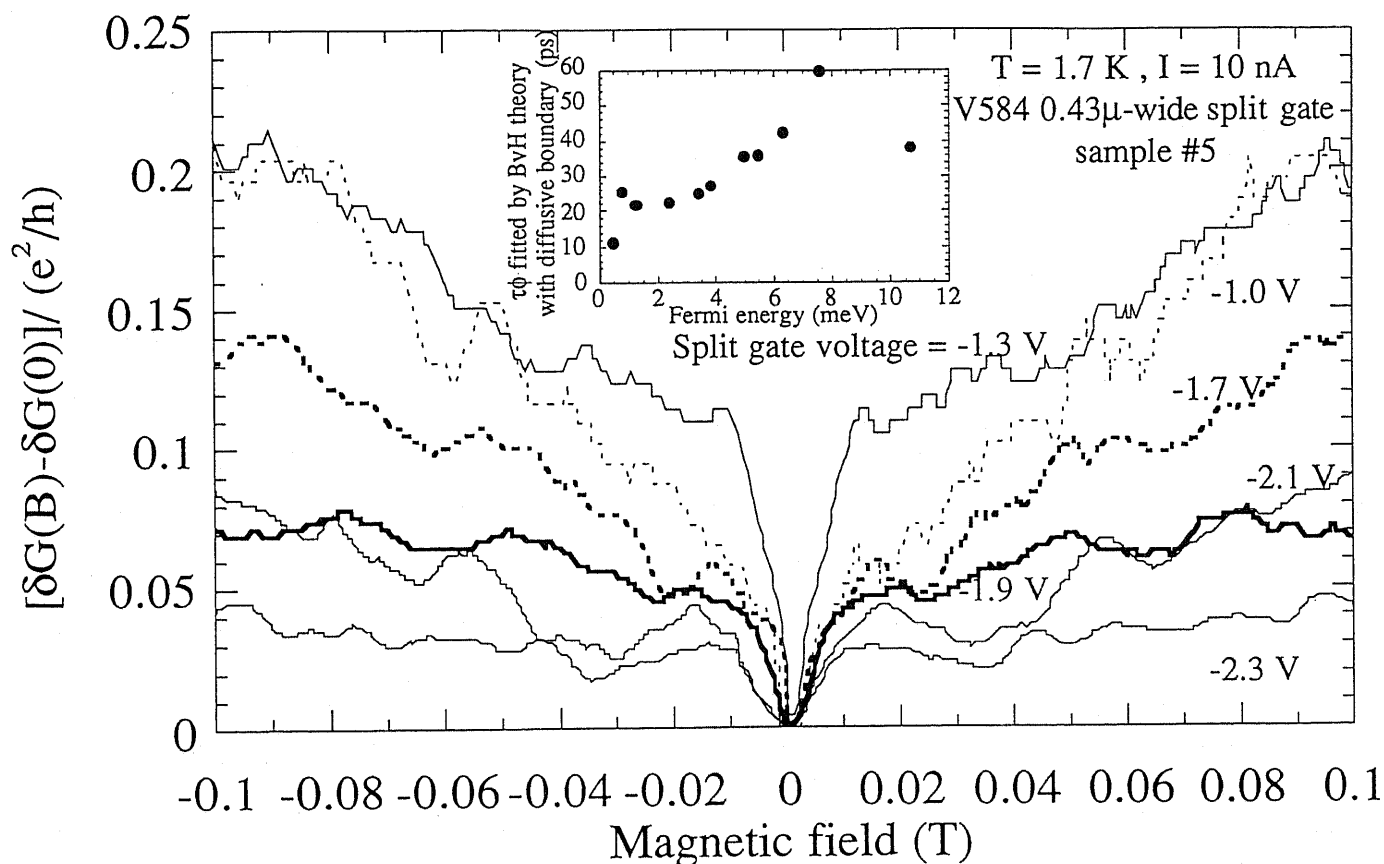


図2-1-18 井戸幅13.7nmのsplit gate量子細線での弱磁場におけるコンダクタンス。挿入図は、同細線における $\tau\phi$ を示す。

2-1-7. 本章の結論

本章では、量子細線での10 K以下での弱局在より電子の位相緩和時間 $\tau\phi$ の決定要因を検討した。まず、電子ビーム露光法とTi/Auのlift-offによって細線実効幅 $0.2\mu\text{m}$ 長さ $40\mu\text{m}$ のsplit-gate量子細線を、加工欠陥をほとんど導入することなく作製する方法を確立した。さらに、このsplit-gate量子細線で、細線の実効幅、電子密度、および細線中の移動度の導出において、split-gateに適した信頼度の高いcross-check方法を明確に示した。これらは、実験で決定した $\tau\phi$ の信頼度を向上すると考えられる。

次に、電子ビーム露光法(Electrom Beam Lithography; EB)を用いて作ったsplit gate量子細線、および集束イオンビーム注入(Focused Ion Beam implantation; FIB)を用いて作ったsplit gate量子細線について極低温での弱局在より電子の位相緩和時間 $\tau\phi$ の決定要因を系統的に調べ、以下の結論を得た。

- ① 位相緩和時間 $\tau\phi$ は、2 K - 10 K程度の範囲では、 $\tau\phi$ はNyquist散乱で決まっている。これは細線の作製法に依らない。2 K以下の低温では、細線の作製法に依らず $\tau\phi$ は飽和するが、温度依存性から調べると従来の電子-電子散乱理論では飽和値は説明できない。
- ② FIB注入で作製した幅 $0.25\mu\text{m}$ の細線を除けば、2つの加工法で作製した量子細線の、低温での飽和した $\tau\phi$ のフェルミエネルギー E_F および移動度 μ 依存性は、従来の3つの電子-電子散乱理論の中ではナイキスト散乱理論が比較的($\tau_N \sim (E_F \mu)^{1/3}$)よい一致を示す。しかし、細線幅依存性($\sim W_R^{-2/3}$)は実験より($\sim W_R^0$)大きすぎる傾向がある。
- ③ 移動度が非常に低く($\sim 1\text{m}^2/\text{Vs}$)、伝導電子密度が比較的大きい($\sim 6 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$)細線の $\tau\phi$ の飽和値はスピン-軌道相互作用Elliott mechanismで決定されている可能性がある。また、 $\tau\phi$ の飽和値は伝導電子波動関数の反転対称性の程度に依存しない。さらに、半導体中の電子をトラップしたドナーがスピントリッパ散乱を生じている可能性を指摘した。

2-1-8. 本章の参考文献

- 1) 平本俊郎博士論文、東京大学、1988年。
- 2) 小田切貴秀博士論文、東京大学、1992年。
- 3) G. Bergman, Phys. Rep. 107, 1(1984).
- 4) E. N. Economou, in: "Green's Functions in Quantum Physics", 2nd-Edition, Springer Verlag, 165(1990).
- 5) H. Fukuyama and E. Abrahams, Phys. Rev. B27, 5796(1983).
- 6) B. L. Al'tshuler and A. G. Aronov, JETP Lett., 33, 499(1981).
- 7) M. Kaveh, Can. J. Phys. 60, 746(1982).
- 8) C. W. Beenakker and H. van Houten Phys. Rev. B38, 3232(1988).
- 9) V. K. Dugaev and D. E. Khmel'nitskii, Zh. Eksperim. Soviet Phys. JETP 59, 1038(1984).
- 10) B. L. Al'tshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmel'nitsky, J. Phys. C39, 7367(1982).
- 11) G. F. Giuliani and J. J. Quinn, Phys. Rev. B26, 4421(1982).
- 12) G. Fasol, Appl. Phys. Lett., 59, 2430(1991).
- 13) M. Yamada, K. Hirakawa, T. Odagiri, T. J. Thornton, and T. Ikoma, Proc. of Int. Conf. on Nanostructures and Mesoscopic systems, Santa-Fe, USA(1991).
- 14) 王詩男修士論文、東京大学、1991年。
- 15) C. P. Umbach, S. Washburn, R. B. Laibowitz, and R. A. Webb., Phys. Rev. B30, 4048(1984).
- 16) J. H. Davies, Semicond. Sci. Technol. 3, 995(1988).
- 17) J. M. Rorison, M. J. Kane, D. C. Herbert, M. S. Skolnick, L. L. Taylor, and S. J. Bass, Semicond. Sci. Technol. 3, 12(1988).
- 18) T. Ikoma, in: Institute of Physics Conference Series No. 127: Chapter 4, the Proceedings of International Workshop on Quantum-effect Physics, Electronics and Applications (IOP Publ. Ltd., 1992).
- 19) P. D. Dresselhaus, C. M. A. Papavassiliou, and R. G. Wheeler, Phys. Rev. Lett., 68, 106(1991).

- 20) R.J. Elliott, Phys. Rev., 96, 266, (1954).
- 21) W. Duncan and E.E.Schneider, Phys. Rev. 7, 23 (1963).
- 22) Y.K.Fukai, H.Nakano, S.Nakata, S.Tarucha, and K.Arai,private communication.
- 23) F.J. Ohkawa, H. Fukuyama, and K. Yoshida, J. Phys. Soc. Jpn., 52,1701, (1983).
- 24) S. Chakravary and A. Schmid, Phys. Rep. 140, 193 (1986).

2. 2. E B 露光法を用いた量子ポイントコンタクトの作製とその電気伝導

2-2-1. はじめに

化合物半導体選択ドープ構造では、電子がドープした不純物と空間的に分離されているため、電子の平均自由行程が $10\mu\text{m}$ を越える2次元電子ガスを作製することが可能になってきた。この基板をさらに面内でサブミクロン加工し、平均自由行程以下のデバイス寸法を実現することにより、散乱を受けない電子(ballistic電子)の挙動を調べることができる。特に、ごく短い量子細線(量子ポイントコンタクト)は、1次元量子化に起因するコンダクタンス停留¹⁾や、一点から入射された電子波が磁場によってcyclotron運動をし、再び一点に集束する現象(electron focusing)²⁾など、興味深い現象が観測されている。これらballisticな特長は、例えば電子波干渉デバイスで必要な単一モード量子細線の実現の基礎として、電子波デバイスでの重要性が大きい。本章では、このballisticに進む電子および正孔の実現、およびballistic電子の散乱と界面ポテンシャルの影響を明らかにすることを目的とし、高移動度電子ガスおよび正孔ガス上での量子point contactの作製およびその電気伝導特性の測定、さらにSchottky電極に対するelectron focusingの観測を行った。

2-2-2. スプリットゲートによる電子の閉じ込めおよびその理論

電子の波としての性質を応用するデバイスでは、AB効果デバイスなど電子の単一モード量子細線を必要とするものが多い。これらデバイスを温度 T で単一モード動作させるには、温度による量子準位の広がり $\sim 4k_B T$ よりも励起準位と基底準位のエネルギー間隔 ΔE を大きくする必要がある。このことは、量子細線レーザーなど、電子の低次元閉じ込めによる状態密度の変化を用いた光デバイスでも同様に必要とされ、量子細線デバイスを高温動作させるには、励起準位と基底準位のエネルギー間隔が広い単一モード細線が必須である。

広いエネルギー間隔の実現には、半導体ヘテロ構造を面内方向に作りつける方法が、急峻なバンド不連続量を原子層程度の厚さで実現できるために最も有力で、MOCVDで微細加工基板に半導体を再成長する方法など³⁾が盛んに研究されて

いる。しかし、再成長法は欠陥や不純物を導入しやすいことから通常の高移動度基板に比べ移動度が劣り、ballisticデバイスの実現にはまだその品質は十分とは言えない。ここで、ballisticな電子伝導の量子細線の実現を目的とすると、現在までに1次元量子化によるコンダクタンス停留が観測された微細加工法は、図2-2-1のように主に分類できる。この中で、エネルギー間隔が広い電子閉じ込めについて最も有望なものは、Daviesのsimulationによればsplit gateによる電子閉じ込めである。⁴⁾それは、他の方法の電子閉じ込めポテンシャルは電子ガスのフェルミエネルギーから表面ピンングまでのエネルギー（ $\sim 0.7\text{eV}$ ）であるのに対し、split gateではゲート電圧印加によりさらに強いポテンシャル閉じ込めが可能だからである。

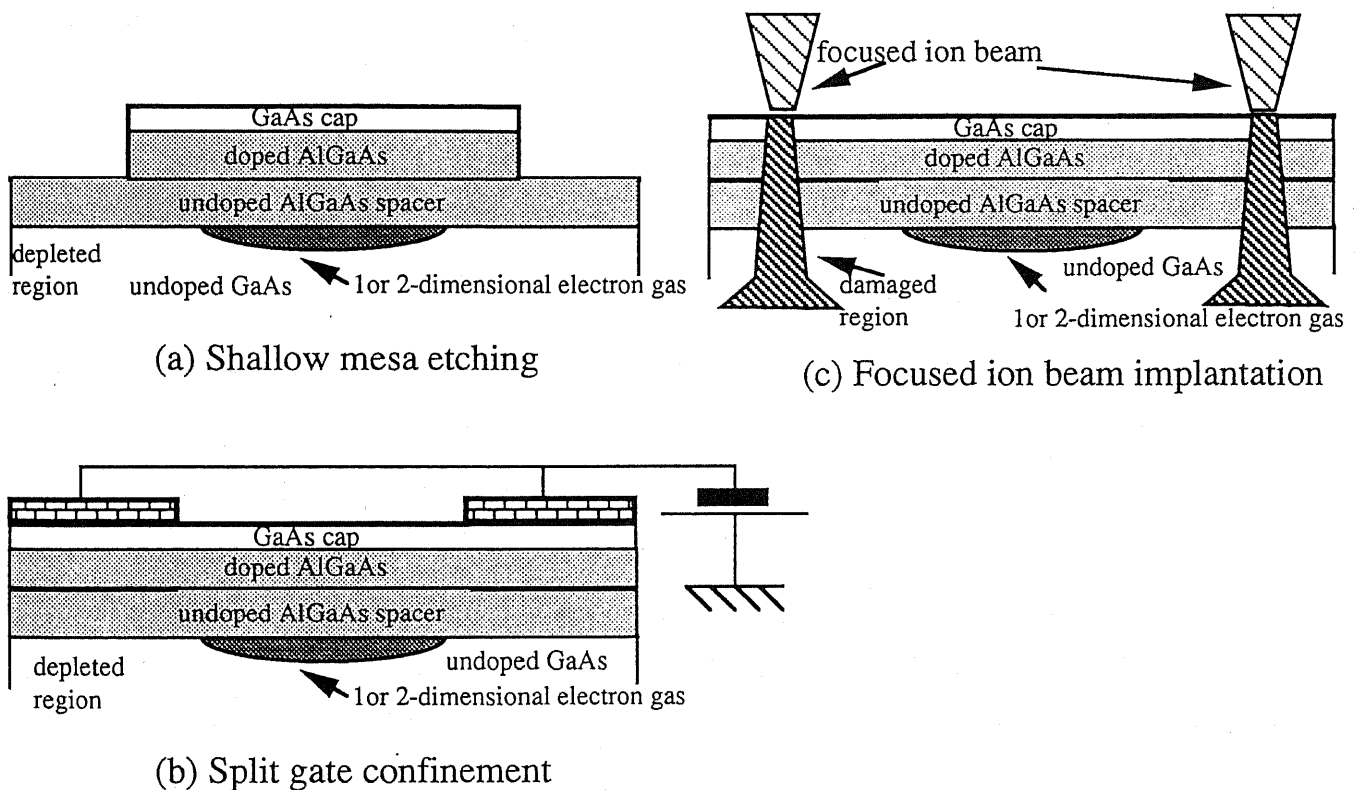


図 2-2-1 高移動度2次元電子ガスの量子細線への加工法。

ここで、ポイントコンタクトも極短のsplit gate量子細線の一種と考え、ゲートの間隔 W やwaferの構造からsplit gateでの閉じ込めポテンシャルを計算し、それを大きくする最適条件を考察する。このような試みとしては、California大学において、 δ ドーピングによって表面から2次元電子ガスまでの距離を減らしたも

の⁵⁾やInAs/GaSb系の有効質量が小さく量子化エネルギー間隔が広がるもの⁶⁾を用いた報告があるが、構造が作製容易な一様ドーブAlGaAs層を用いたものでは報告がなく、量子準位間隔を広げる方法論としても明確ではなかった。

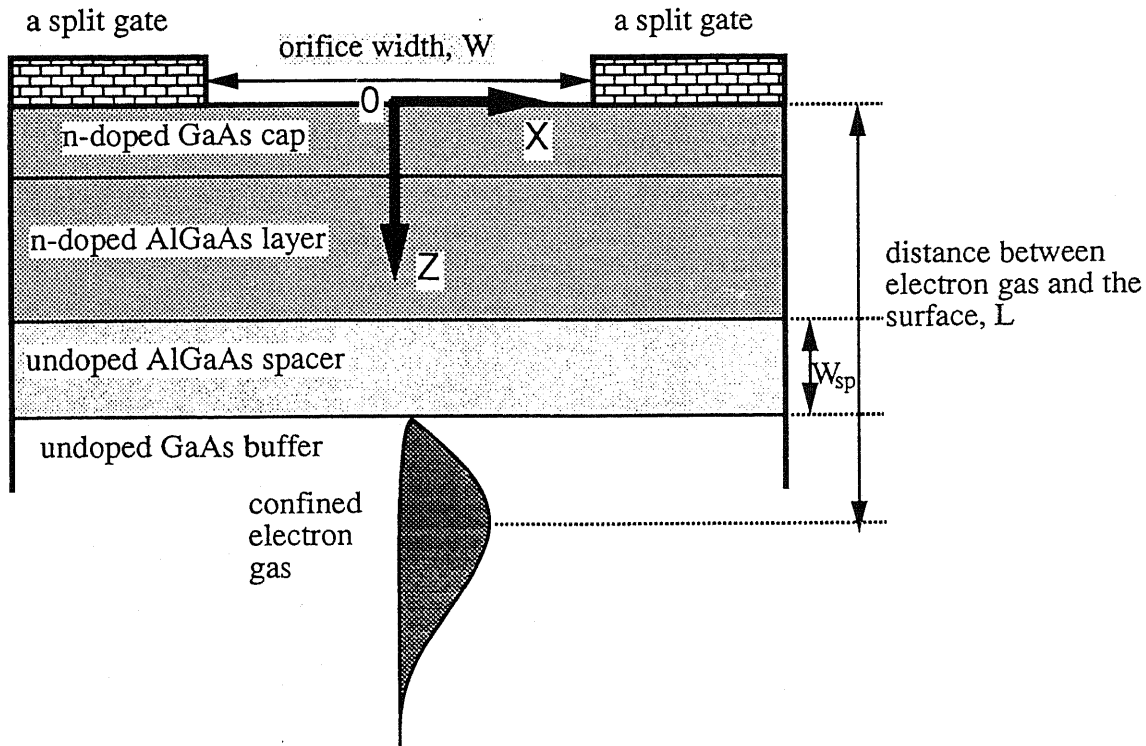


図 2-2-2 split gateによる高移動度2次元電子ガスの閉じ込めの模式図。

まず条件として、図2-2-2のようなシングルヘテロ選択ドーブ構造および十分ゲート長が長いsplit gate構造を考え、電子ガスのscreeningを無視し、ゲートがついていない表面の電位は表面欠陥により一定値に固定され、dopeした不純物のイオン化率がゲート電圧によって変化しないと近似した。このような条件下では、表面電位を基準に取った時のsplit gateの作るポテンシャル $V(x, z)$ は、複素変換で解析的に次式のように与えることができる。⁴⁾

$$V(x, z) = V_{\text{split gate}} \left\{ 1 - \frac{1}{\pi} \tan^{-1} \left(\frac{Wz}{x^2 + z^2 - W^2/4} \right) \right\} \quad (2-2-1)$$

x , z は図2-2-2に示す座標系および $V_{\text{split gate}}$ はsplit gate電圧である。

ここで、閉じ込めによる1次元量子準位サブバンドのエネルギー間隔 E_x は、式(2-2-1)より次のように与えられる。⁴⁾

$$E_x = \hbar \left\{ \frac{e}{m} \frac{\partial^2 V(x,z)}{\partial x^2} \right\}^{0.5} \Big|_{x=0, z=L}$$

$$= \hbar \left[\frac{4e}{m\pi} \frac{8lw}{(4L^2 + w^2)} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \tan^{-1} \left(\frac{w}{2L} \right) \right\}^{-1} V \right]^{0.5} \quad (2-2-2)$$

ただし、 V はゲート電圧で、 E_x は Split gate が pinch off する電圧 $V_{th \text{ split gate}}$ で絶対値が最大になる。また、 m は電子の有効質量、 L は電子から表面までの実効間隔である。ここで、 $V_{th \text{ split gate}}$ は、選択ドープ構造の Poisson 方程式を解くことにより、次式で与えられる。

$$V_{th \text{ split gate}} = \frac{eN_D}{2\epsilon\epsilon_0} (L - W_{sp})^2 - \Phi \quad (2-2-3)$$

ここで、 N_D は選択ドープしたドナー密度、 W_{sp} はスペーサー厚、 ϕ は GaAs の表面ポテンシャル ($\sim 0.7 \text{ eV}$) である。図 2-2-3 に我々の有している wafer に対応した、ポイントコンタクト開口幅と量子化エネルギーとの関係を示す。ゲート電圧は Split gate が pinch off する電圧とし、 L は 70 nm として計算している。

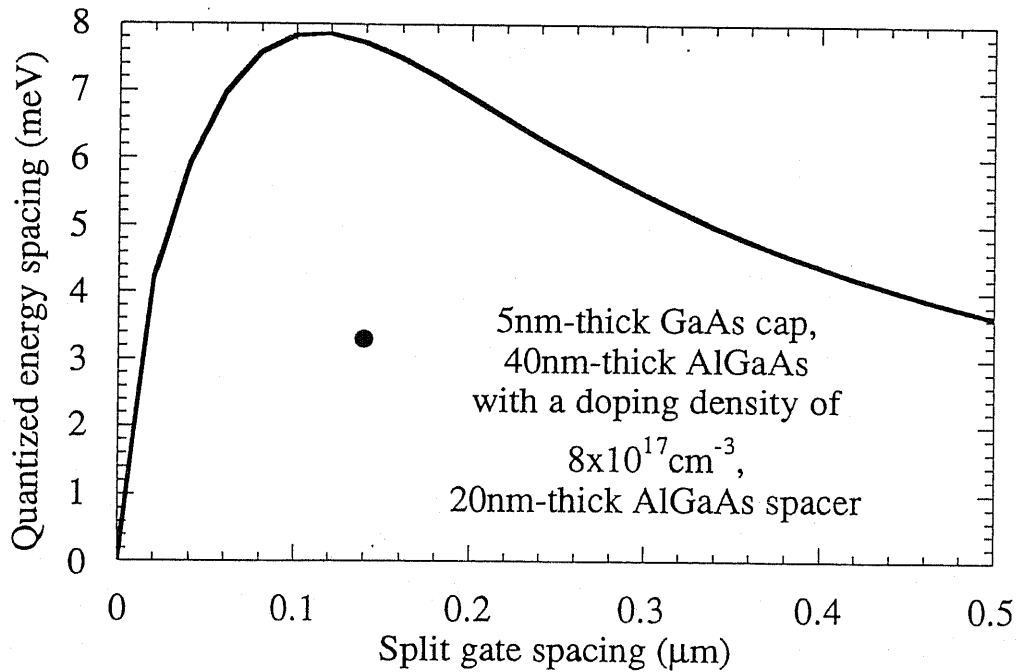


図 2-2-3 point contact デバイス作製に実際に用いた基板についての split gate 開口幅と 1 次元量子準位間隔との関係。

この図のように、(2-2-2)式のサブバンドのエネルギー間隔 E_x は W に関し $W = 1.58L$ で最大値を持ち、その条件下では次のように変形される。

$$E_x = 0.815 \hbar \left\{ \frac{eV_{th \text{ split gate}}}{mL^2} \right\}^{0.5} \quad (2-2-4)$$

ここで、 $V_{th \text{ split gate}}$ は式 (2-2-3) で与えられる。また、 ϕ は変化せず、 W_{sp} は移動度を維持するため 20nm ほどは必要であることを考えると、1次元量子準位のエネルギー間隔 E_x を広げるには、 N_D を大きくするかドープ層の厚さ ($\sim L - W_{sp}$) を大きくすることが有効であることがわかる。

AlGaAs では N_D は約 $2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ で飽和し、これ以上大きくすることは困難である。さらに、ドープ層の厚さを大きくすると、ゲート下を空乏化させるのに必要なゲート電圧の絶対値も大きくなり、現実には -5 V 程度以上印加することは困難である。この原因としてはゲート下に正孔が蓄積するためであるという説もあるが、詳細は理解されていない。⁷⁾ このため、単に2次元電子ガスを split gate で閉じ込めるだけでは、大きなサブバンドエネルギー間隔 E_x は期待できない。

ここで、厚いドープ層を成長し、その後でエッチングで細線に加工をし、エッチング用のレジストをマスクにしたまま split 金属ゲートを蒸着することにより、ゲート電圧の絶対値を抑えたままで、さらに大きなサブバンドエネルギー間隔が実現できることを提案、シミュレーションによって示す。これは、定性的には、エッチングによる電子閉じ込めと split gate に電圧印加することによる電子閉じ込めを両方用いることにより、閉じ込めポテンシャルの大きさを保ったままで split gate による閉じ込めの寄与を減らすことに対応する。図 2-2-4 は、図 2-2-3 と等しいドナー密度でドープ層の厚さを 45nm から 100nm まで増やした時の、split gate 開口幅 W と E_x との関係である。図のパラメータは、表面からのエッチング深さを示しており、実線はゲート電圧の絶対値が 5 V 以下の領域を示している。このような構造を取ることで、split gate 間隔 $0.15 \mu \text{ m}$ 、エッチング深さ 30nm という現実的な値で、16meV の量子化エネルギー間隔が得られる可能性がある。

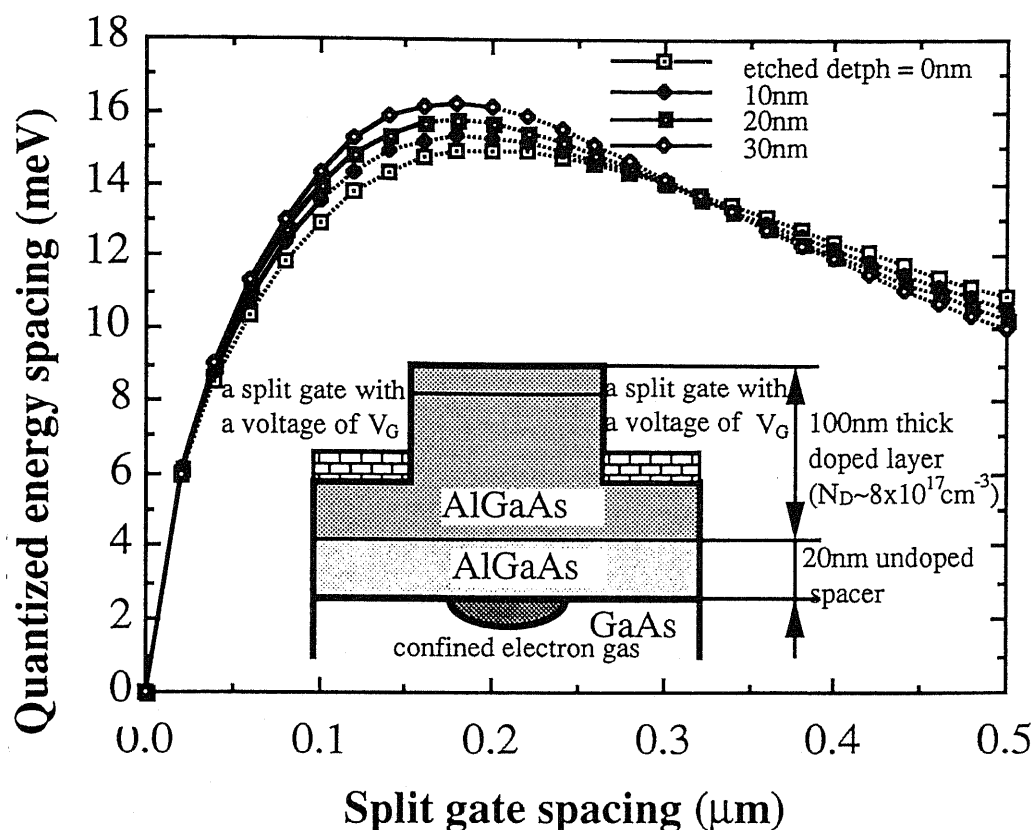


図 2-2-4 量子細線 etching と split gate 両方による強い電子閉じ込めを用いた大きな 1 次元量子準位間隔の実現。

ここで、本実験の検証には、etching と split gate とを組合せたプロセスにおいて欠陥導入が少ないエッチング法が必要となる。これに対しては、 $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 3:1:50$ (0°C) のエッチング液で 51nm エッチングした直後に Pd を 10nm 蒸着することにより、既に図 2-2-5 のように $n = 1$ の量子化 plateau が観測される程度の欠陥導入の少ないエッチング法を開発している。また、さらに界面欠陥の少ない Schottky 電極を作製するには、Pd や Pt など GaAs と固相反応を生じ反応生成物が Schottky 金属となる金属で固相拡散で埋め込み Schottky ゲートを作製する方法も有望と考えられる。

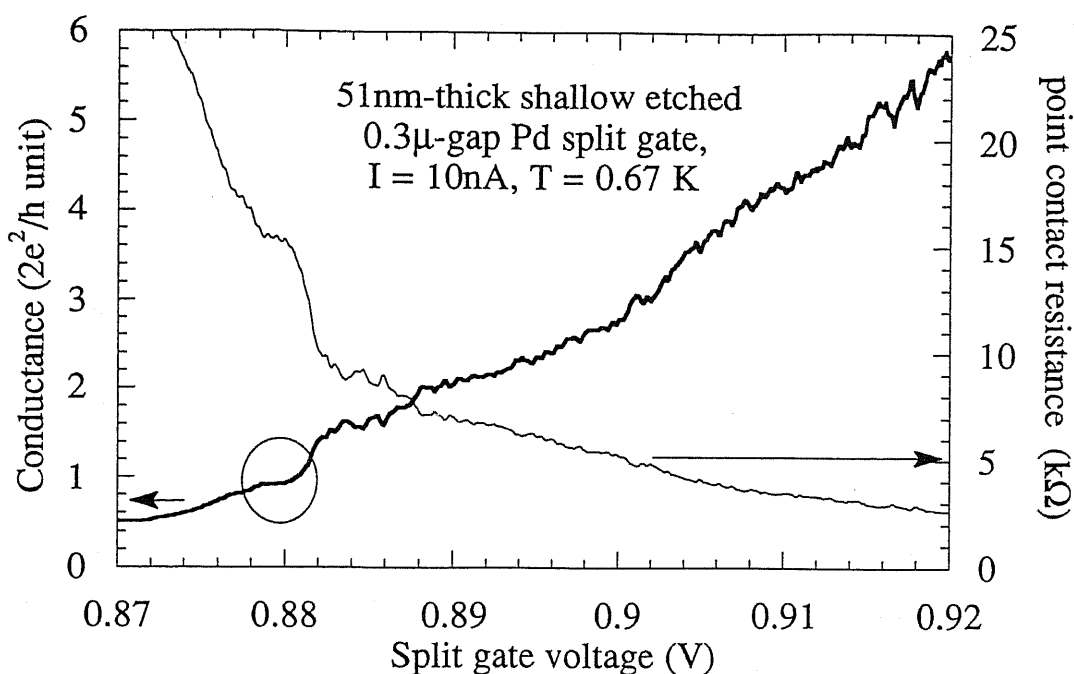


図 2-2-5 微細加工 etching と split gate 金属蒸着による加工損傷が比較的小さい point contact の実現。 $2e^2/h$ の量子化コンダクタンスが観測される。

次節からは、実際に作製したポイントコンタクトの電気伝導特性について述べる。

2-2-3. 高移動度半導体基板および微細金属 split gate の作成

散乱を受けない電子束を実現するには、キャリアの平均自由行程が大きい基板が不可欠である。ここで、2次元電子の平均自由行程は、電子密度の平方根に比例するフェルミ速度と運動量散乱緩和時間の積で与えられるから、高キャリア密度かつ高移動度の基板を作製することが必要となる。そこで、n型選択ドープ構造基板において、主に低温で移動度を制限する残留不純物を減らすよう MBE 結晶成長条件を改善することにより、従来の当研究室の移動度 ($40\text{ m}^2/\text{Vs}$) の3倍に及ぶ移動度 ($\sim 120\text{ m}^2/\text{Vs}$ at 1.7 K) を実現した。方法としては、成長室中の残留ガス成分を常に監視し、質量数 28 つまり CO の成分を低くすることを重視した。特に実効効果のあった改善点は以下の通りである。

- ① 成長基板の holder を、In 張りつけを必要せず直接基板を加熱できるようにし、

成長基板加熱用ヒータの温度を約100℃下げ、ヒータからのoutgasを防いだ。

② 残留不純物の原因となる真空中のCOを減らすため、Ti sublimation pumpやdiffusion pump, ion pumpすべてを使用しポンプ系の排気能力を高めた。

③ 成長室の残留ガス吸着用液体窒素シュラウドの温度をできる限り低くし、成長中の残留ガス濃度を下げた。

④ 成長原料の入っているK-cellセルからのガス放出を防ぐため、K-cellのガス出しを3回以上行なった。

また、正孔ガスについても選択ドープ構造基板を作製し、高移動度正孔ガスの実現を試みた。最初は(100)基板にBeをp形ドーパントとして成長を数回試みたが、1.7Kの移動度にして $3.5\text{ m}^2/\text{Vs}$ 程度の基板しか得られず、移動度のspacer厚依存性も再現性に乏しかった。この直前に成長したn形シングルヘテロ構造基板の移動度は $20\text{ m}^2/\text{Vs}$ 程度あることから、(100)方位p形選択ドープ構造基板での移動度が低かった原因は、Beの拡散が支配的であったと考えられる。2-2-5の前半で用いた基板はこの(100)基板である。

しかし、正孔密度 $2.4 \times 10^{15}\text{ m}^{-2}$ 、移動度 $3.5\text{ m}^2/\text{Vs}$ の基板では、正孔の平均自由行程は高々 $0.4\text{ }\mu\text{m}$ 程度でポイントコンタクトのゲート長($\sim 0.2\text{ }\mu\text{m}$)に対し十分長いとは言えず、正孔の完全なballistic伝導を観測できるとは言い難い。そこで、Wangらが、(311)A基板上でSiがp形不純物として振舞うのを利用して選択ドープ構造を作製すると移動度が $30\text{ m}^2/\text{Vs}$ を越える基板が実現できると報告しているのを参考にして、⁸⁾(311)A基板でSiをdopantとして選択ドープ構造を作製した。その結果、図2-2-6のように量子hall plateauxがよく観測される最大伝導正孔密度 $3.7 \times 10^{15}\text{ m}^{-2}$ および移動度 $15\text{ m}^2/\text{Vs}$ 、これらから単純計算される正孔の平均自由行程が $1.5\text{ }\mu\text{m}$ の基板を作製することに成功した。2-2-5の後半で用いた基板はこの(311)A基板である。

ここで、微細加工法に関しては、半導体の電気伝導特性を再現性良く測定するために加工損傷のごく少ない加工法が必要とされる。そこで、微細な金属ゲートを半導体基板表面に蒸着し、それに負の電圧を印加することにより、そのゲートの下の電子を空乏化させ、実効的な電子ガスの閉じ込めを行うsplit gate構造を採用した。この方法では、描画に電子線を用いているためイオンビームを用いた

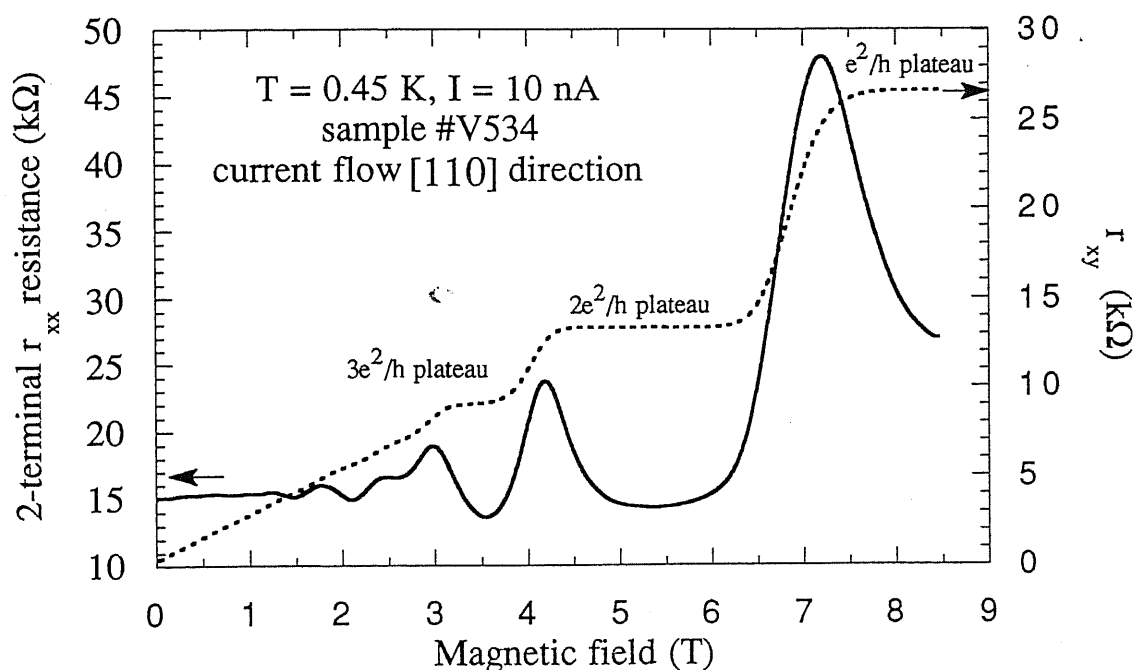


図 2-2-6 (311)A方位基板とSiをp形dopantに用いた高移動度2次元正孔ガスが存在する選択ドープ構造の実現。低温でのHall電圧に $3e^2/h$ までの量子Hall plateauxが観測される。

加工に比べて加工損傷が非常に小さく、加工損傷を受けるべき部分が2次元電子ガスから空乏層によって隔たれているので、界面のラフネスの影響も小さくなる利点を持つ。また、ゲート電圧を変化させることにより、空乏層幅を変化させ、電子の閉じ込めポテンシャルを変化することもできる。EB露光の装置は、市販の走査電子顕微鏡を改造しコンピュータで図形描画制御したものを用い、EB露光法と露光部分に金属を蒸着するlift-offプロセスを最適化することによって、基板に電子線レジストを直接塗布した簡単なプロセスでも図2-2-7のように $0.2\mu\text{m}$ 幅のゲートで $0.4\mu\text{m}$ 以下の開口幅のポイントコンタクトを再現性よく作製することができるようになった。微細加工プロセスの概要は、第2部第1章に記述したものと共通であるが、特に微細な金属のlift-offプロセスとして注記すべきことは次のようになる。

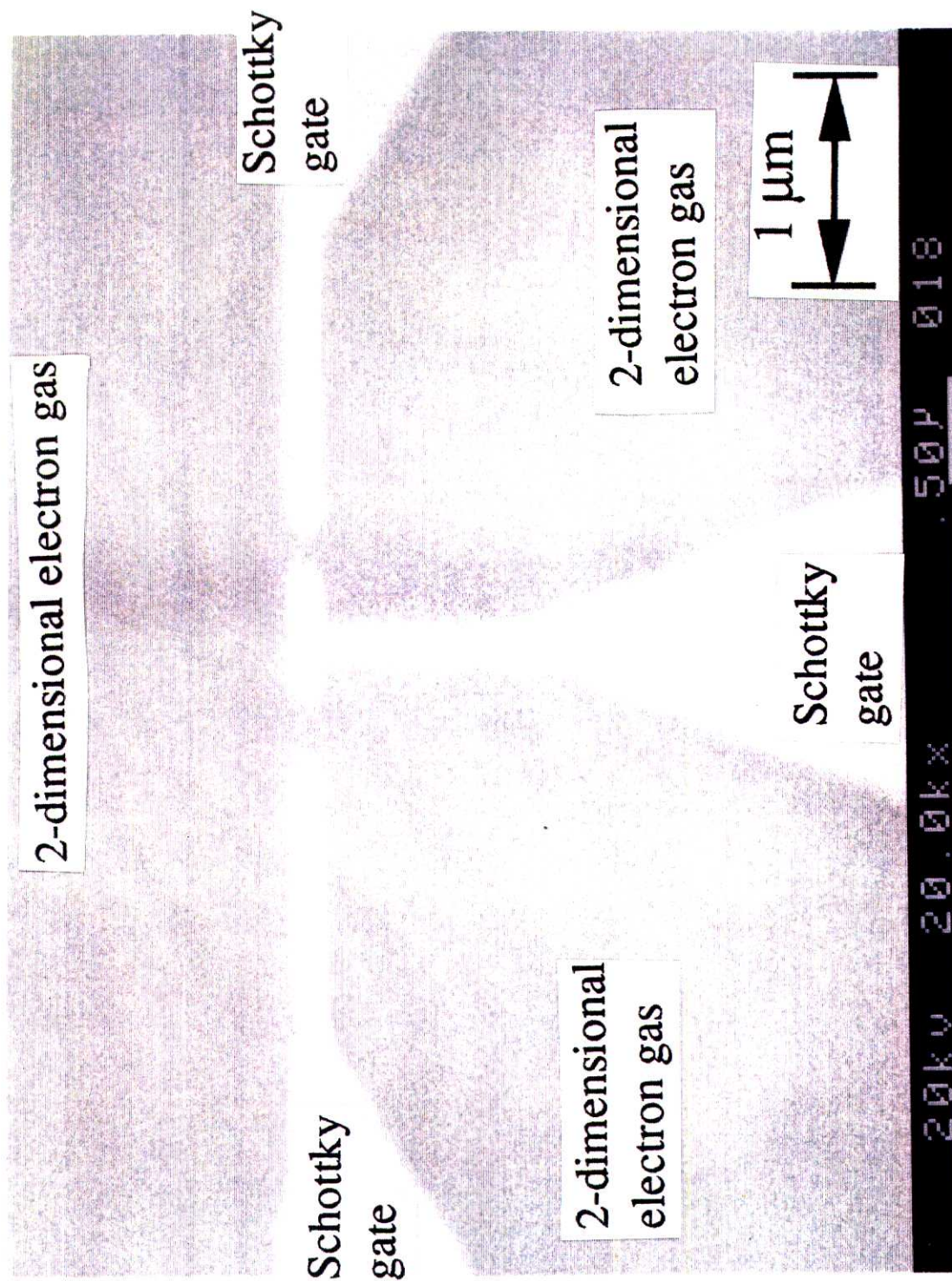


図 2-2-7 作製した point contact の主要部の Scanning Electron Microscope 像。

白い部分が電子ビーム露光法と lift-off プロセスを用いて作った Ni/Au による Schottky gate。0.2~0.3 μm の開口幅の point contact が実現されていることがわかる。

- ① GaAs/AlGaAs系半導体に電子ビームレジストを直接塗布して露光する場合には、最小線幅は半導体中およびレジスト中の後方散乱で電子レジストが露光されてしまうことによる広がり支配的と考えられる。特にGaAs/AlGaAs系においては、描画に用いている20keVのエネルギーの電子線は原子量が小さいレジスト構成原子よりも原子量大きいGa, Asなどに強く後方散乱される性質がある。⁹⁾一般に、描画線幅をさらに細くするには、SiO₂など原子量が小さい中間層をレジストと半導体の中間に挿入する方法がよく採られるが、これはプロセスをさらに複雑にし、SiO₂応力によってGaAs内に欠陥を導入する可能性がある。そこで、基板に電子線レジストを直接塗布した簡単なプロセスで線幅を細くすることにし、電子線レジスト中での電子の散乱をレジストを0.1 μm まで薄くすることにより抑えた。これは、市販の東京応化工業製電子線レジストOEBR-1000をOEBR-1000用シンナーで75%に薄めることにより達成できた。
- ② 前述の電子線レジストは、塗布後prebakeする時間が短いと露光される領域が広がり、線幅が広がってしまう要因となる。また、prebakeする時間が長いとレジストにひび割れを生じてしまう。これら原因から、prebakeは170℃ 30 \pm 2分に正確に制御する必要がある。
- ③ 王修論¹⁰⁾にもあるように、電子線露光には、lift-off可能な最適doseが存在する。また最適doseは、面塗りつぶしパターンの場合には多重露光効果のため、single-scanの線露光量にくらべてはるかに少ない。我々の実験系では、前者の最適値は140 μCcm^{-2} で、後者は、3500 μCcm^{-2} であった。これら条件は、典型的な描画条件である電子線強度10pA、10 nm \times 10 nmの1ピクセルを描画するのに、それぞれ14 μs および350 μs 要する計算になる。
- ④ lift-offに必要な急峻なレジスト断面を作製するために、現像過多によるレジスト断面形状の鈍化を防ぐ必要がある。そのため、現像時間は20 \pm 2秒に制御し、2-プロパノールによるすすぎ洗いの後、すぐに超純水で洗う手順が良い。
- ⑤ 微細ゲート作製用に適した金属として経験的に良かったものは、Ti/Au, Ni/Au, Au, Pdであった。

特に、Ti/Auは、TiがGaAsとの密着性が良く光透過度が高く非磁性体であることから、DXセンターからキャリアを発生するために光照射を必要とする高移動度半導体の微細加工に非常に有効である。ただし、TiはAl₂O₃とつぼと反応してその

生成物（おそらく TiO_2 ）が蒸着されてしまうためか、毎回金属Tiを補給する必要があった。典型的には、Tiを18nm、Auをその上に12nm蒸着して用いている。

また、Ni/Auも基板との密着性が良いので、光透過を必要とせず磁性体でも問題ない領域では有効で、photolithographyで作製した広いゲート部分の金属としても使っている。これは典型的には、Niを6nm、Auをその上に10nm蒸着して用いている。

さらに、Auは、微細加工用にごく薄く蒸着する場合には以前よく用いたが、厚く蒸着すると剥がれやすいことと、剥がれた金属破片がゲートをshortさせてしまうことが多かったため、初期のポイントコンタクト作製時にしか使っていない。しかし、電気伝導率が高いこととAlのように結晶粒界を生じることがないため、TiやNiの上に蒸着し、ゲートの面抵抗率を下げ下地金属を保護する目的で使っている。典型的には、Auを10nm蒸着して用いていた。

最後にPdは、固相反応をGaAsと生じ、良好な界面特性をもつSchottky電極を作製可能な金属として用いている。ただし、Pdの密着性は半導体表面状態に大きく依存するようで、良い密着性を得るには、蒸着直前にGaAs酸化膜をHCl 10%水溶液で充分エッチングしよく乾燥させる必要があった。PdはGaAsと固相反応を生じ良好なSchottky電極を作製できると報告されており、³¹⁾我々も2次元電子ガスの存在するGaAs層に直接良好なSchottky電極を作製するのに用いた。特にこの場合、表面のAlGaAs層をエッチングするが、その厚さ分だけ厚く蒸着してもlift-off可能である。典型的な蒸着厚さは50nm程度である。

⑥ 微細加工で蒸着したパターンのレジストをアセトン溶剤に完全に溶解させるために、lift-offは溶剤に試料を投入してから10時間以上待ってから行う。

⑦ 特にp形試料では、金属のSchottky障壁高さが低いために、室温ではSchottky電極の良否を見分けることはできない。そのため、電極の良否のチェックは10K以下の低温で行う必要がある。また、Ohmic電極を形成するAuZnは、Ohmicを実現するannealing中にZnが非常に容易に拡散してしまうため、n形のAuGeよりも正確な温度および時間でannealingが必要となる。

通常、表面に作製したSchottky gate構造では、最小ゲート幅と空乏層の広がり（ $\sim 0.2\mu\text{m}$ ）を加えたものが、電子ガス閉じ込めの実効線幅になり、空乏層幅程

度の分解能でlift-off可能であればポイントコンタクト作製には十分と考えられる。ポイントコンタクトとは、電子のreservoir 2つを非常に狭い面積で接触させたものであり、極短ゲートを $0.2 \sim 0.4 \mu\text{m}$ の間隙を開けて作りつけることにより実現できるが、ゲート間で簡単に放電してしまう。そのため、電子伝導特性が測定出来るサンプル作製には、ゲート全体が1つの電位になるようにゲートをあらかじめ全部接続しておき、低温実験直前に必要なゲート分離を行った。また、試料に配線する際用いるボンダーは放電現象によって金線から玉を作り配線するが、放電の際なるべく試料から離すことや人体に生じる静電気を逃がしてから試料に触れるなど細心の注意を要した。光学顕微鏡観察によりポイントコンタクトの幾何学的形状は作製されていると考えられた試料では、ゲートの下の領域の空乏化に伴う抵抗の増大が観測された。以下では、このような抵抗増大が存在するポイントコンタクトの結果についてのみ記してある。

2-2-4. 高移動度n型基板における量子ポイントコンタクトの電気伝導特性

図2-2-2において、2つのsplit gate電極に負の電圧を印加することによりその電子の閉じ込めポテンシャルの幅がフェルミ波長の数倍程度となると、面内閉じ込め方向のエネルギーが量子化され、1次元サブバンドが形成される。WharamらのグループおよびVan Weesらのグループは、Schottky gateによって高移動度2次元電子ガスを点接触ポイントコンタクトを作製し2つの電子のreservoir間のコンダクタンスを測定した結果、コンダクタンスが $2e^2/h$ の整数倍の値になること、すなわち量子化コンダクタンスを見い出している。^{11), 11)}この $2e^2/h$ という値は、サブバンド間散乱のない1次元channelのコンダクタンスに相当し、その後多くの研究者によりポイントコンタクトの量子化コンダクタンスの観測が行われた。従来、その細線長が $1 \mu\text{m}$ 以下と短いものに限りこの量子化コンダクタンスが観測されてきたが、最近、IsmailらがEB露光法とwet etchingにより $2 \mu\text{m}$ の長さの量子細線にわたり1次元量子化に起因する抵抗停留を観測することに成功した。¹²⁾彼らは、電子を閉じ込めた領域の欠陥を非常に小さくすることが重要であると述べており、一般的にも、量子化コンダクタンスが観測されるのは電子を閉じ込めた領域の欠陥が非常に少ない場合に限られているようである。¹³⁾そこで、我々もEB

リソグラフィのダメージが少ない微細加工に対する有効性および散乱のほとんどない量子細線の電気伝導をまず調べるために、 $0.2 \sim 0.5 \mu\text{m}$ の間隙を持つn形ポイントコンタクトの作製を試みた。このポイントコンタクトの量子化コンダクタンスを、図2-2-8に模式的に示す回路図でゲート電圧を変化させて電子浴間抵抗を測定した。この際、ポイントコンタクト中の1次元サブバンド電子のエネルギー間隔は 2 meV 程度と報告されているので、²⁾そのエネルギー間隔よりも充分小さな電圧によってコンダクタンスを測定する必要がある。そこで、サンプルに流す電流を通常 10 nA 以下に抑え、端子電圧測定にはロックインアンプを用いサンプルの端子間電圧を $500 \mu\text{V}$ 以下に抑えた。

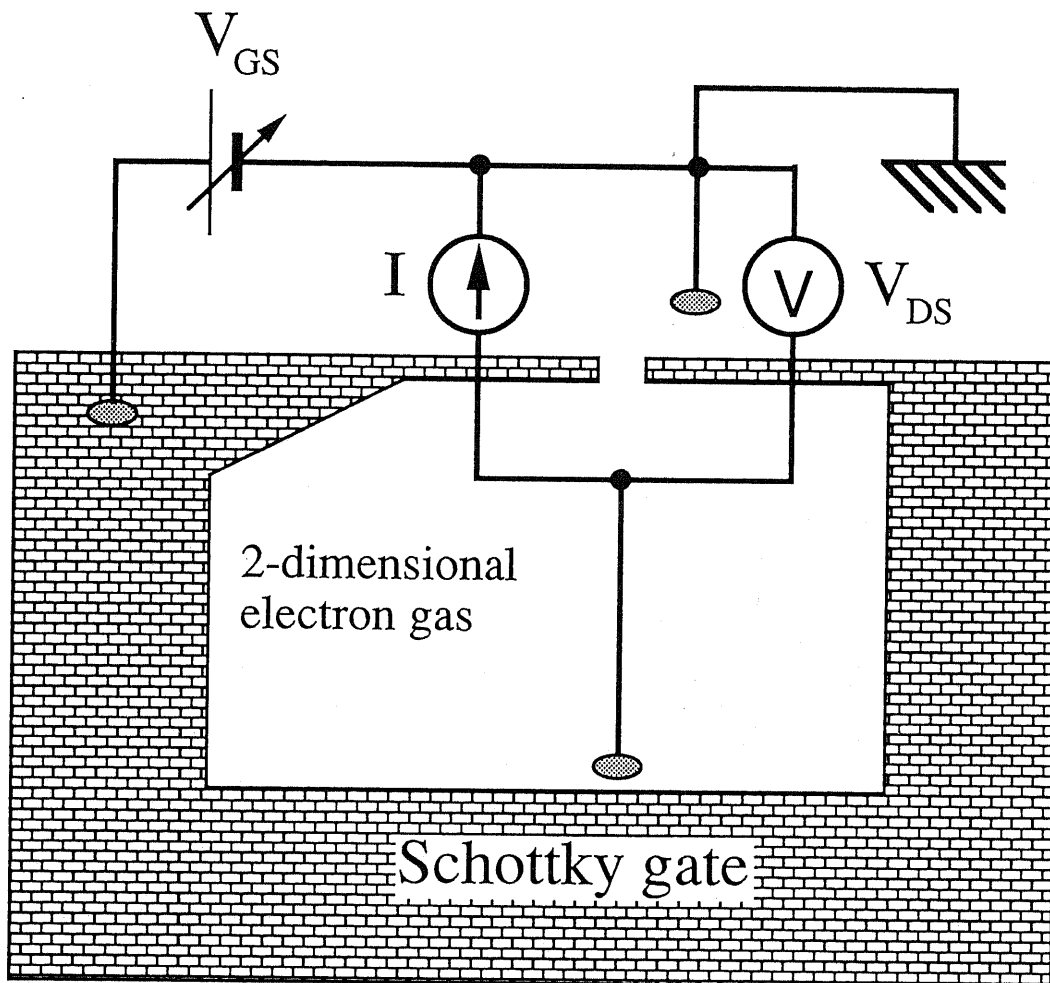


図 2-2-8 point contact量子化コンダクタンス測定のための測定回路模式図。

図2-2-9に、移動度 $120 \text{ m}^2/\text{Vs}$ のwaferで再現性良く観測されたpoint contact構造の代表的なゲート電圧—端子間抵抗特性を示す。split gateに負の電圧を

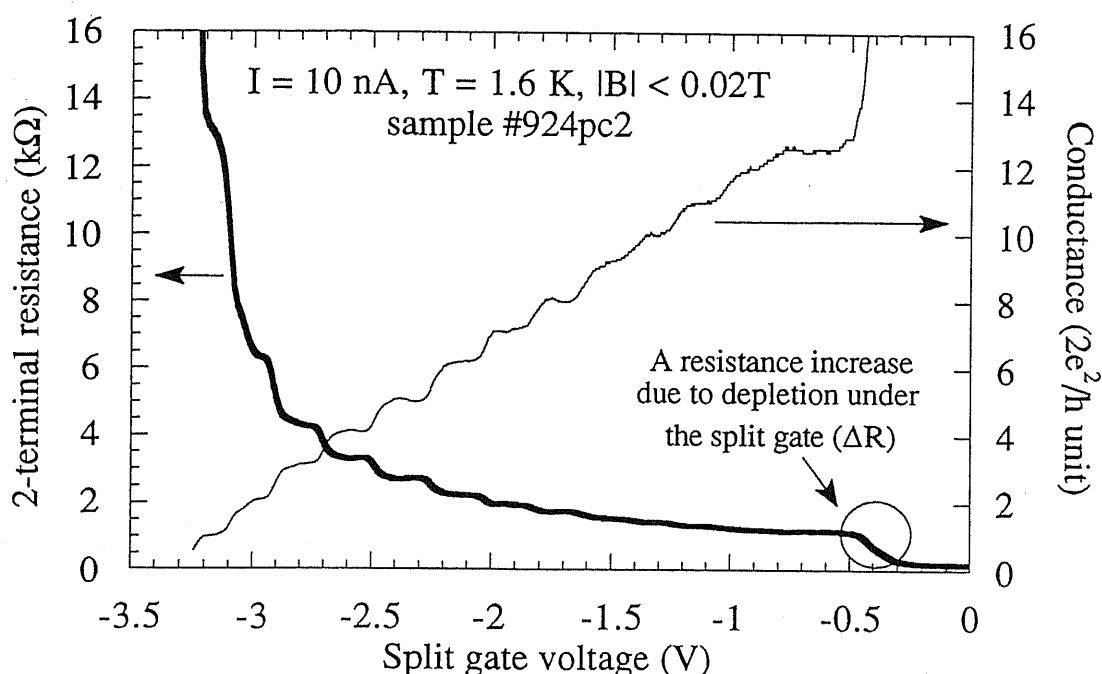


図 2-2-9 split gate電子閉じ込めで得られたpoint contact量子化コンダクタンス。量子化コンダクタンスを求める際に、直列抵抗を136Ωとして計算している。

印加するにしたがって、channelが空乏化するが、その変化がある抵抗値に停留する傾向を示す。同図に直列抵抗を136Ωと仮定したコンダクタンス表示を示すが、 $2e^2/h \sim 77 \mu S$ を単位としたコンダクタンスで停留していることから、コンダクタンスの量子化を観測できたと考えている。さらに、基板面に垂直に磁場を印加し、SvdH振動が極小になるように磁場を固定した場合には、バルク伝導よりedge channelによる伝導が優勢となり、ポイントコンタクト伝導チャンネル内のedge channel間散乱がごく少ない場合には、(ポイントコンタクト挟搾部を通るedge channelの本数) $\times 2e^2/h$ でコンダクタンス停留が観測されるはずである。我々の作製したpoint contactでは、図2-2-10のように磁場印加時でもコンダクタンスが $(2ne^2/h)^{-1} [n=1, 2, 3, \dots]$ で停留することが再現性良く観測され、ポイントコンタクト内の散乱が少ないことを裏付けている。

さらに、磁場によって作られるLandau subbandのエネルギー間隔が量子化コンダクタンスによって生じた1次元サブバンド間隔と同程度になると、ポイントコンタクトを通る1次元サブバンドの数の減少(magneto-depopulation)が観測されることが知られている。²⁾ square well potential近似を使うと、磁場Bが存在

するときの $2e^2/h$ を単位としたサブバンド数 N は次のように与えられる。²⁾

$$N = \text{Int} \left[\frac{1}{2} + \frac{(E_F - E_c)}{\hbar \omega_c} \right] \quad \text{if } L_{\text{cycle}} < W_R/2$$

$$N = \text{Int} \left[\frac{2(E_F - E_c)}{\pi \hbar \omega_c} \left(\arcsin \frac{W_R}{2L_{\text{cycle}}} + \frac{W_R}{2L_{\text{cycle}}} \left[1 - \left(\frac{W_R}{2L_{\text{cycle}}} \right)^2 \right]^{0.5} \right) \right]$$

(otherwise) (2-2-5)

ここで、 $L_{\text{cycle}} (= \hbar k_F / e B)$ は cyclotron 半径、 W_R はポイントコンタクトの実効幅、 $E_F - E_c$ はポイントコンタクト内で測定した伝導帯端から測ったフェルミエネルギー、 $\hbar \omega_c (= \hbar e B / m)$ は Landau subband 間隔である。ゲート電圧を固定して磁場を変化させて測定したコンダクタンスから、この式を fit させることにより、任意のゲート電圧 V_g の $E_F - E_c$ および W_R を求めることができる。図 2-2-10 の挿入図に $V_g = -1.07 \text{ V}$ の時の式 (2-2-5) で計算した結果と実測値の fitting を示す。この場合、うまく fitting できたのは $E_F - E_c$ が $10 \pm 1 \text{ meV}$ で、 $W_R \sim 71 \pm 3 \text{ nm}$ であった。これらは、2次元の状態密度 ($\sim 2.8 \times 10^{14} \text{ m}^{-2} / \text{meV}$) を用いると、伝導電子密度 $2.8 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ に相当し基板の伝導電子密度 $5.5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ の約半分で妥当な結果と言える。

また、これら量子コンダクタンスは図 2-2-11 のようにほぼ 10 K まで観測される。電子の分布関数の温度による広がり幅 $\sim 4 k_B T$ が量子準位のエネルギー間隔を ΔE よりも大きくなった時に量子化コンダクタンスが見えなくなるとすると、1次元量子準位の間隔は $4 k_B T \sim 3.3 \text{ meV}$ と推定され、以前報告されていた値 2 meV ²⁾ よりも大きな量子閉じ込めが実現できたと思われる。また、この試料のコンダクタンスの閾値特性から式 (2-2-1) によって計算される point contact の split gate 間隔 W は $0.14 \mu\text{m}$ となる。この W と 3.3 meV の量子化準位間隔を実測値として黒丸で図 2-2-3 に示す。式 (2-2-2) から、この試料で計算される量子化準位間隔は 7 meV あり、理論と実験との間の相違はまだ約 2 倍ほどあるが、理論が非常に簡単化されていることを考えると、半定量的には妥当な結果と考えられる。また、さらに理論を実験の状況に近づけるには、Laux らが self consistent な計算で取り入れたように、ポイントコンタクトチャネル内の伝導電子の screening の影響を入れ、表面準位の境界条件を電位一定とせず split gate の電位に依存する電位を取るようになれば改善できると考えられる。⁷⁾

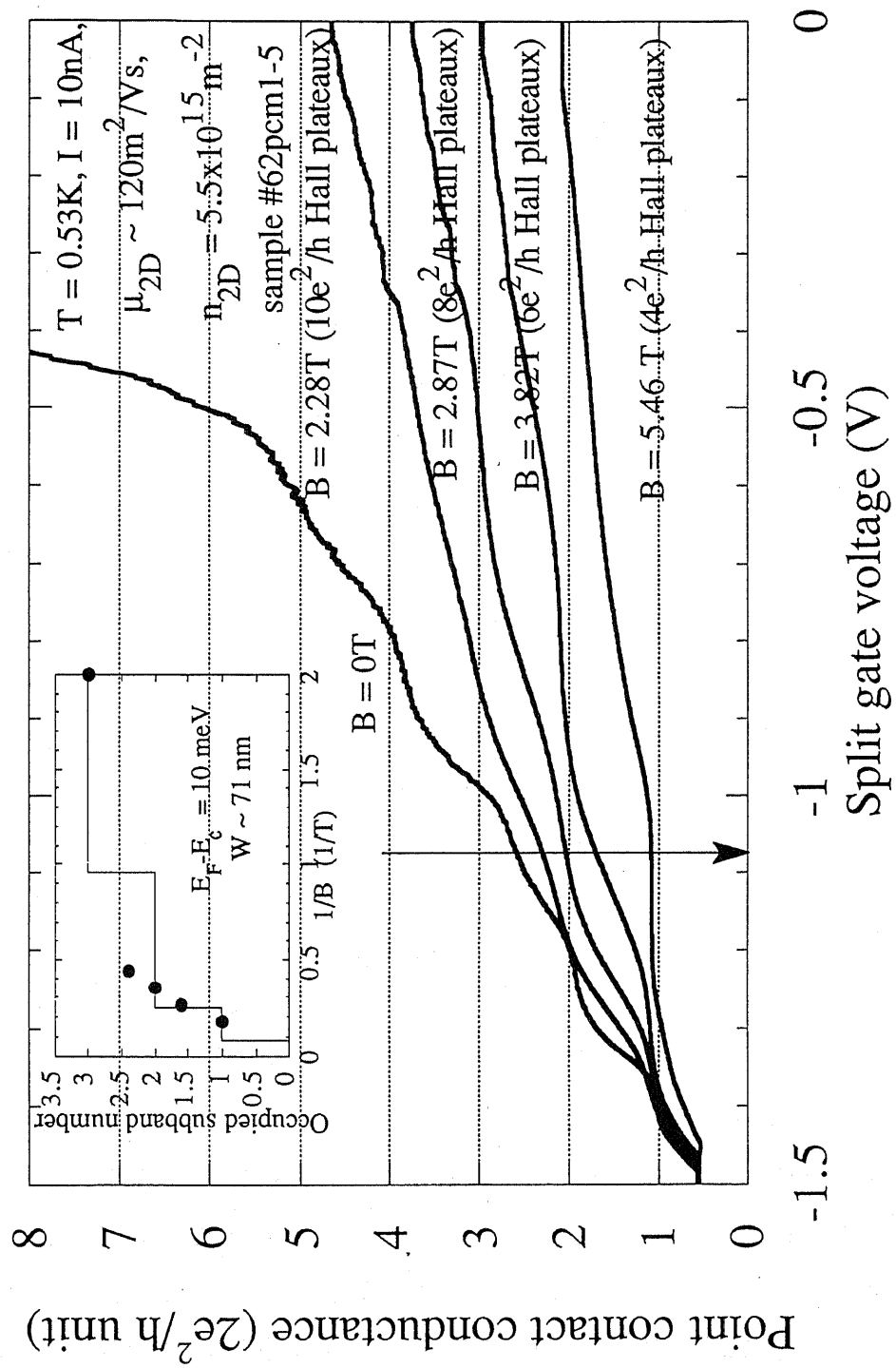


図 2-2-10 量子Hall plateauxを生じる磁場印加時のpoint contactのゲート電圧と抵抗特性。point contact挟持部を横切るedge channelの数に対応した量子Hall plateauxが観測される。

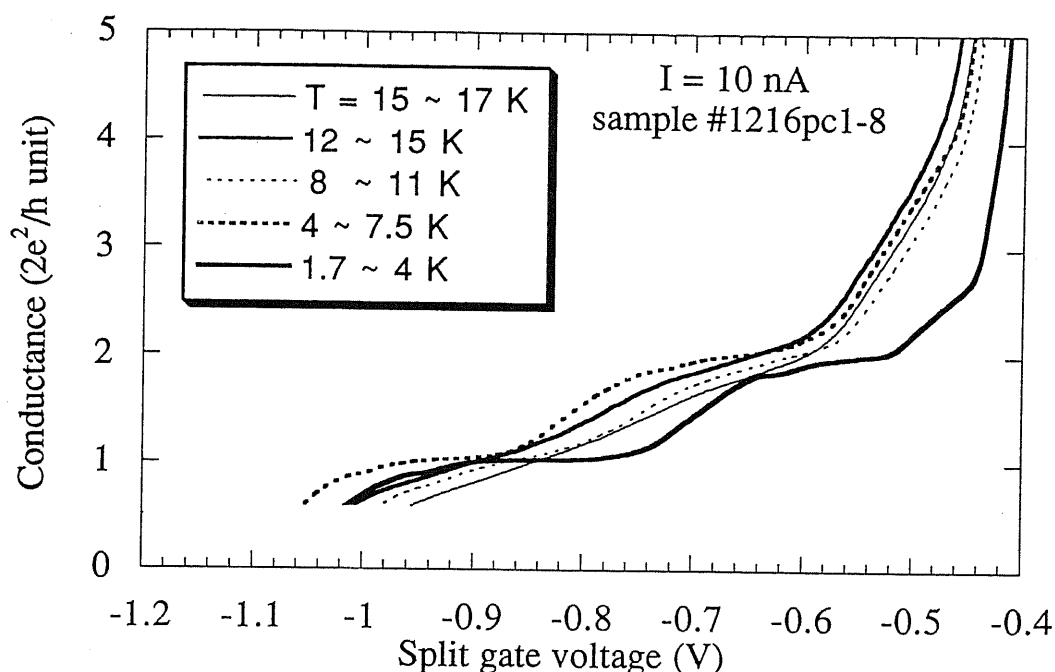


図 2-2-11 量子化コンダクタンスの温度依存性。T~10Kで量子化コンダクタンスによる抵抗停留が観測されなくなる。

また、point contact間隔Wから、ポイントコンタクトゲートの金属下の空乏化による抵抗の増大値 ΔR を求めることができる。平均自由行程がWより遙かに大きいとすると、それは、幅Wに含まれるballisiticな電子伝導モード数から次のような2次元電子ガスのSharvin resistanceで与えられる。²⁾

$$\Delta R = \frac{1}{\sum eW \frac{\partial n}{\partial \mu} v_F \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \phi \frac{d\phi}{2\pi}} = \frac{h}{2e^2} \frac{\pi}{k_F W} \quad (2-2-6)$$

ここで、フェルミ波数 k_F を2次元電子ガスの値と等しいとし、式(2-2-6)によって計算した ΔR と、実際の抵抗増大を図2-2-12に示す。なお、図2-2-12で示したデータはすべて量子化コンダクタンスが観測された試料についてのものである。計算されたSharvin resistanceが大きい、すなわちポイントコンタクトの開口幅Wが狭い場合には、実測の抵抗増大も大きくなる傾向がある。ここで、ポイントコンタクト中では閉じ込めポテンシャルによる空乏化のため、細線中の電子密度が2次元電子ガスよりも低くなり図2-2-12のSharvin resistanceより実測値が高

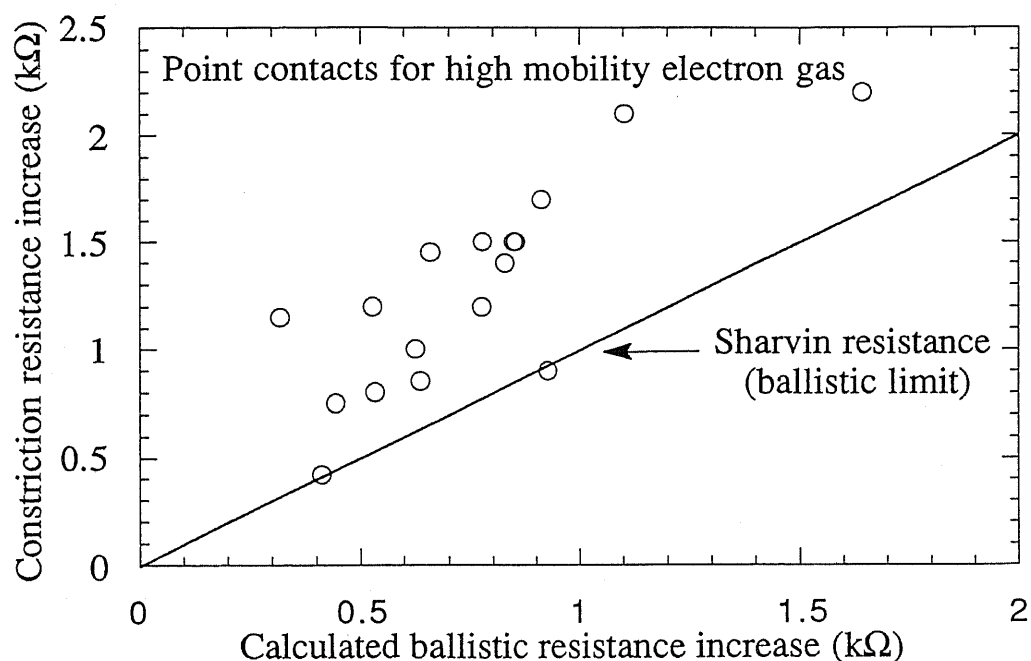


図 2-2-12 split gate下の電子空乏化による抵抗増大とpoint contact pinch off特性から計算された抵抗増大との相関。ballisticな電子伝導による抵抗増大でほぼ説明できることがわかる。

めになる傾向があることを考えると、実際の抵抗増大はほぼSharvin resistanceで決まると言える。以上から、ポイントコンタクトのsplit gate電圧ーチャネル抵抗特性はほぼballistic伝導のみで説明できる。

ここで、n形基板でのコンダクタンス量子化は移動度が $40 \text{ m}^2/\text{Vs}$ 程度の試料では再現性も悪く、作製したデバイスの10%以下でしか観測されなかった。このシングルヘテロ基板の4.2Kでの平均自由行程は $3.4 \mu\text{m}$ あり、ポイントコンタクト長さ $0.5 \mu\text{m}$ よりもはるかに長いことを考えると、量子化コンダクタンスを観測するには、2次元での平均自由行程による制限だけでは説明できない条件があるように思われる。一方、移動度が $120 \text{ m}^2/\text{Vs}$ 程度の試料では、20個以上の試料でポイントコンタクトを作製し、その全てで量子化コンダクタンスが観測できた。伝導電子密度は、前者は $3 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ 、後者は $5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ でフェルミ波長で $(5/3)^{0.5} \sim 1.3$ 倍しか変わらず伝導電子の遮蔽効果は大差ない。このことから、この量子化コンダクタンス実現を妨げる要因は、界面のroughness¹⁴⁾ではなく、ポイントコンタクト中あるいはごく近傍の不純物^{15), 16)}が形成する散乱ポテンシャル

が、2次元電子ガスよりも伝導電子密度の小さいチャンネル内では十分screeningされず電気伝導に影響を与えるためと考えられる。

2-2-5. 高移動度正孔ガスの量子ポイントコンタクトの電気伝導特性とコンダクタンス振動

量子細線での価電子帯のバンド構造は、正孔-電子対を用いる量子細線光デバイスを作製する際に重要な情報であるが、その伝導帯構造に比べ実験的理解が進んでいない。その原因として、価電子帯バンドが複雑に混合し、強い非放物線性を示すことが挙げられる。例えば安藤らはシングルヘテロ構造の価電子端電子構造を計算し、特に量子井戸と異なりシングルヘテロ構造では積層方向の対称性が存在しないためと、おもにp軌道でできた価電子帯頂上と閉じ込めポテンシャルの相互作用が起こるため、磁場が印加されていないにもかかわらずスピン縮退が解けるという特異な現象を予測した。¹⁷⁾もし、このようなスピン縮退の解けた正孔がballisticにポイントコンタクトを通過すれば、コンダクタンスの量子化値は、スピン縮退を考慮した $2e^2/h$ ではなく e^2/h となるはずである。また、正孔は有効質量が伝導電子よりも重いため、遮蔽距離が短くキャリア間のPauli反発力を小さくでき、量子準位間のエネルギー幅も小さくなる。¹⁸⁾このため、量子準位のエネルギー間隔よりもcharging energy間隔が小さい必要のあるsingle electron tunneling deviceの最小寸法を電子のものよりも小さくできる可能性があり、より高温での動作を期待できる。

そこで、我々は、量子細線の価電子帯バンド構造を明らかにするため、シングルヘテロ構造に閉じ込められた正孔によるポイントコンタクトの作製を試みた。n形のものと同じ形状のポイントコンタクトを作製し、有効質量の重い正孔では1次元サブバンド間隔が狭いことが予想されるため、測定温度を0.45-1.7Kまで下げ測定電流も1nA以下に抑えた。

まず、成長が容易と考えられたため、(100)面とBeをdopantとして用いたシングルヘテロ構造を作製し、基板として用いた。この基板では、1.6Kの移動度が $3.5 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ で正孔の平均自由行程は $0.4 \mu\text{m}$ 程度であり、ポイントコンタクト中では準ballisticな電気伝導と考えられる。このようなポイントコンタクト試料の1つに、図2-2-13のようなゲート電圧に対しほぼ周期的なコンダクタンス振動を起こ

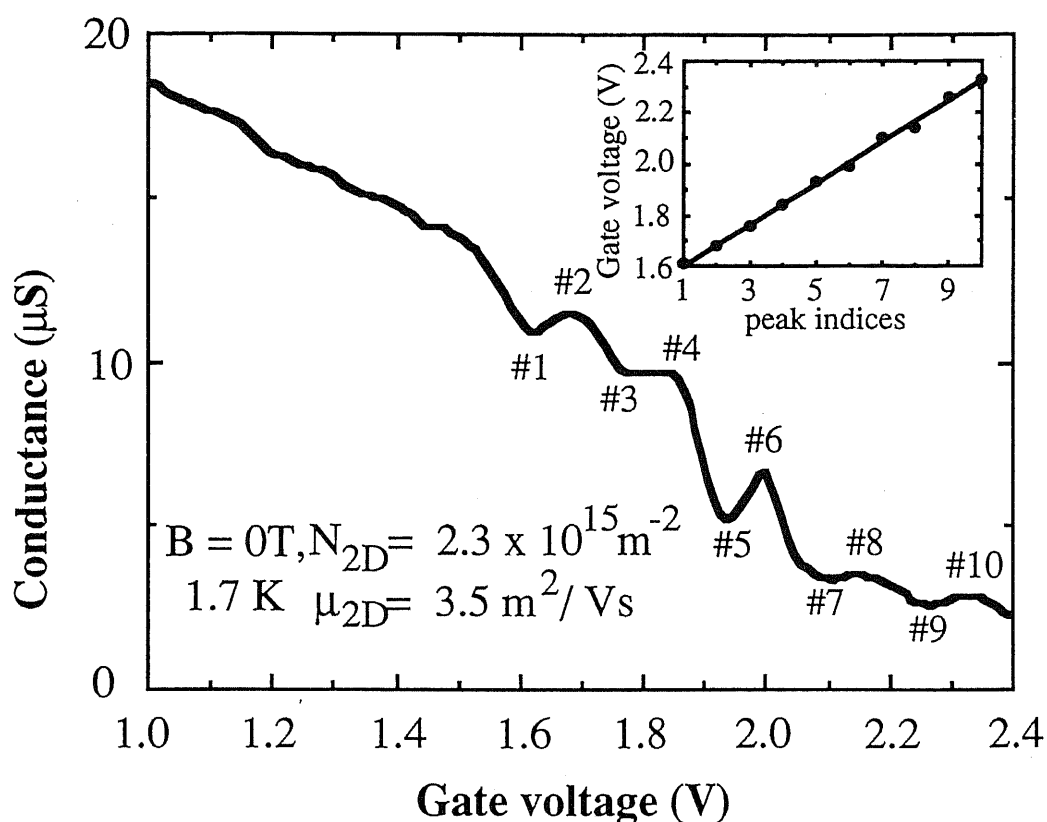


図 2-2-13 (100)基板で観測された正孔ガス point contact の e^2/h 以下の領域での周期的コンダクタンス振動。

す試料が見つかった。この振動の概形は、図2-2-14のように1 Tまでの磁場印加や低温から77 Kまでのthermal cyclingに依らず再現性があり4 Kという高温まで観測される。また、室温までのthermal cyclingを経ても振動の周期は変化しなかった。

このような e^2/h 以下のコンダクタンス振動としては、数個の電流経路で生じる電子波干渉効果、¹⁹⁾ 共鳴トンネル効果、²⁰⁾ single electron tunneling、²¹⁾ およびチャネル中に生じた電荷密度波 (charge density wave)²²⁾ がポテンシャル揺らぎによってpinningされることが原因として挙げられる。これらどの原因であってもポイントコンタクトのチャネル上の鞍状ポテンシャルに、少なくとも2つの電流経路か、2つのポテンシャル障壁からできたポテンシャル揺らぎを必要とすることがわかった。

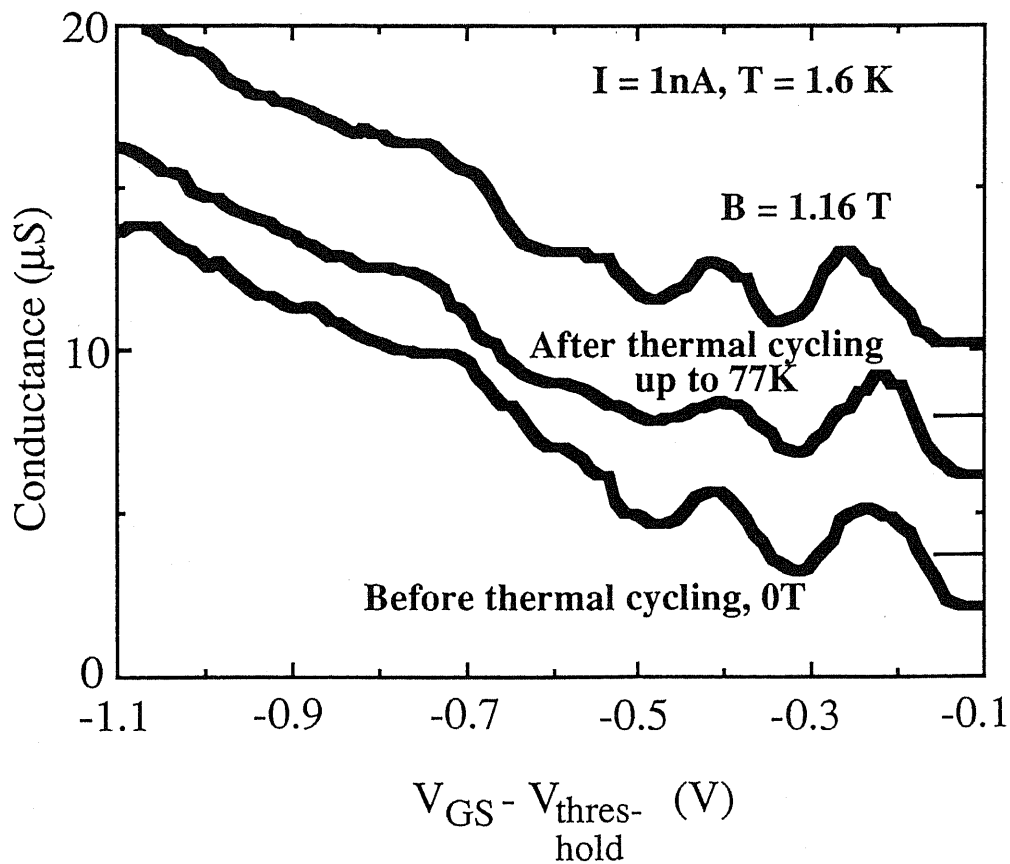


図 2-2-14 コンダクタンス振動の磁場およびthermal cycling依存性。

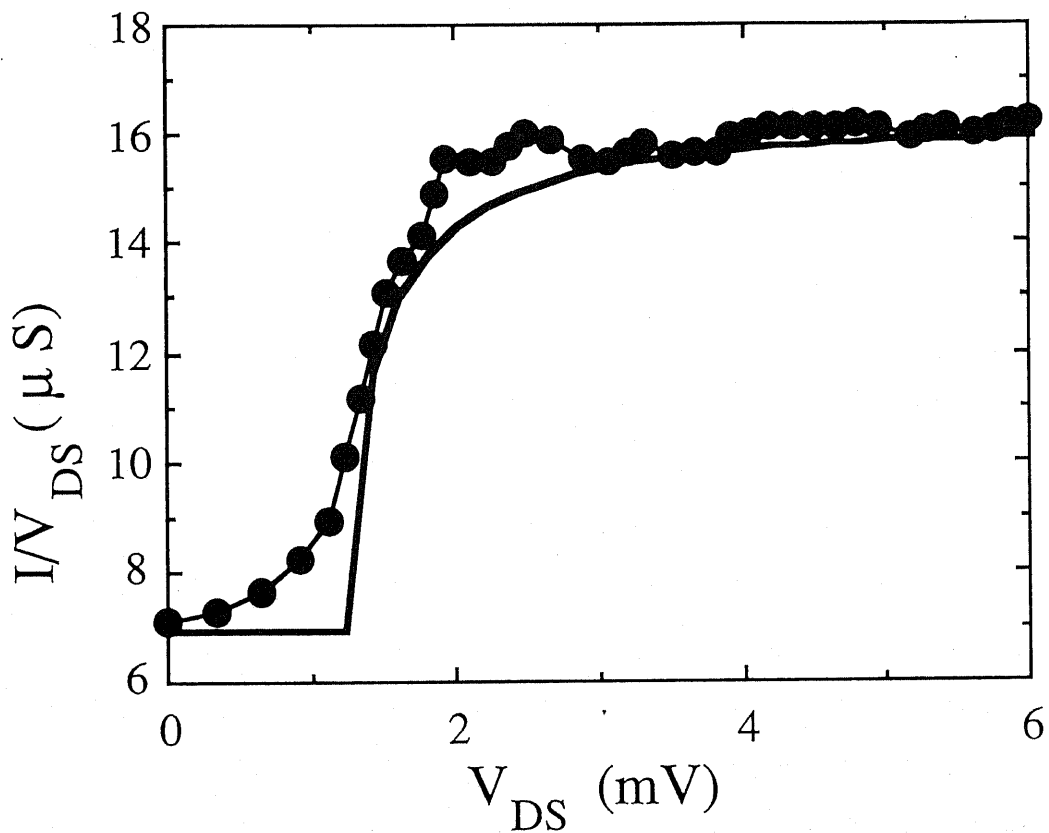


図 2-2-15 コンダクタンス振動が観測された試料に対するソースドレイン間直流電圧とコンダクタンスとの関係。

図2-2-15にソースドレイン間に直流電圧 V_{DS} を印加した場合のコンダクタンス変化を示す。ゲート電圧は、channelが完全に空乏化したところから数えて1つめのコンダクタンス増大ピークと次のコンダクタンス減少ピークとの中間に固定している。 V_{DS} に対し、コンダクタンスは1つだけの閾値もち、単純な共鳴トンネル効果で観測される振動的な挙動やsingle electron tunnelingで観測される複数階段状特性(Coulomb staircase)と異なる。さらに、数個の電流経路で生じる電子波干渉効果は、 e^2/h よりも大きいコンダクタンスで観測されることが通常予想され、 e^2/h より小さいコンダクタンスの実験結果を単純には説明できない。また、チャネル中に生じた電荷密度波では、そのpinningがソースドレイン間の直流電界によって解けること(depinning)で図2-2-15で得た1つだけの閾値は説明できる。図2-2-15の太い実線は、そのdepinningを古典的なwashboardモデルで計算した結果²³⁾であり、全体のdepinningの特性の概形は説明できる。しかし、 KO_3MoO_3 などで観測されている電荷密度波は閾値以下で流れる電流は0であり、²³⁾実験結果の閾値特性と完全には一致しない。以上から、前述した4つの原因のどれが周期的振動を生じているかは明らかにはできなかった。

次に、このポテンシャル揺らぎを引き起こす不純物が、選択ドーブされたものによるのかそれともpoint contact中に紛れ込んだ欠陥や不純物によるのかを調べるために、選択ドーブ不純物の空間的不均一性を原因としたチャネル中のポテンシャル揺らぎの標準偏差を計算した。実際の試料と比較するために、計算では43 nm AlGaAs/GaAs界面から離れたところに不純物が選択ドーブされているとして、 $0.2\mu m \times 0.2\mu m$ の面でのpotential roughnessを重ね合わせ、電子および正孔ガスの遮蔽効果を1次元および2次元キャリアガスとして取り入れた。図2-2-16にその結果を示すが、電子ガスに比べて正孔ガスではその遮蔽距離が1 nm程度と短く、ポイントコンタクト中の正孔密度程度と考えられる $2 \times 10^{14} \sim 1 \times 10^{15} m^{-2}$ では、ポテンシャル揺らぎの標準偏差は高々0.7 meVとなる。ここで、4 Kでまだ周期的なコンダクタンス振動が観測されることから、計算されるポテンシャルは、実験的な揺らぎの大きさ $2k_B T \sim 0.7 meV$ と等しいかそれより小さくなる。さらに、2電子浴間に直流電圧を0.3 V印加した後この振動構造が不可逆的に現れなくなったことから、ポテンシャル揺らぎの原因はチャネル中またはごく近傍に存在する残留不純物によるポテンシャル揺らぎである可能性が強い。ここで、n型選択ドーブ構

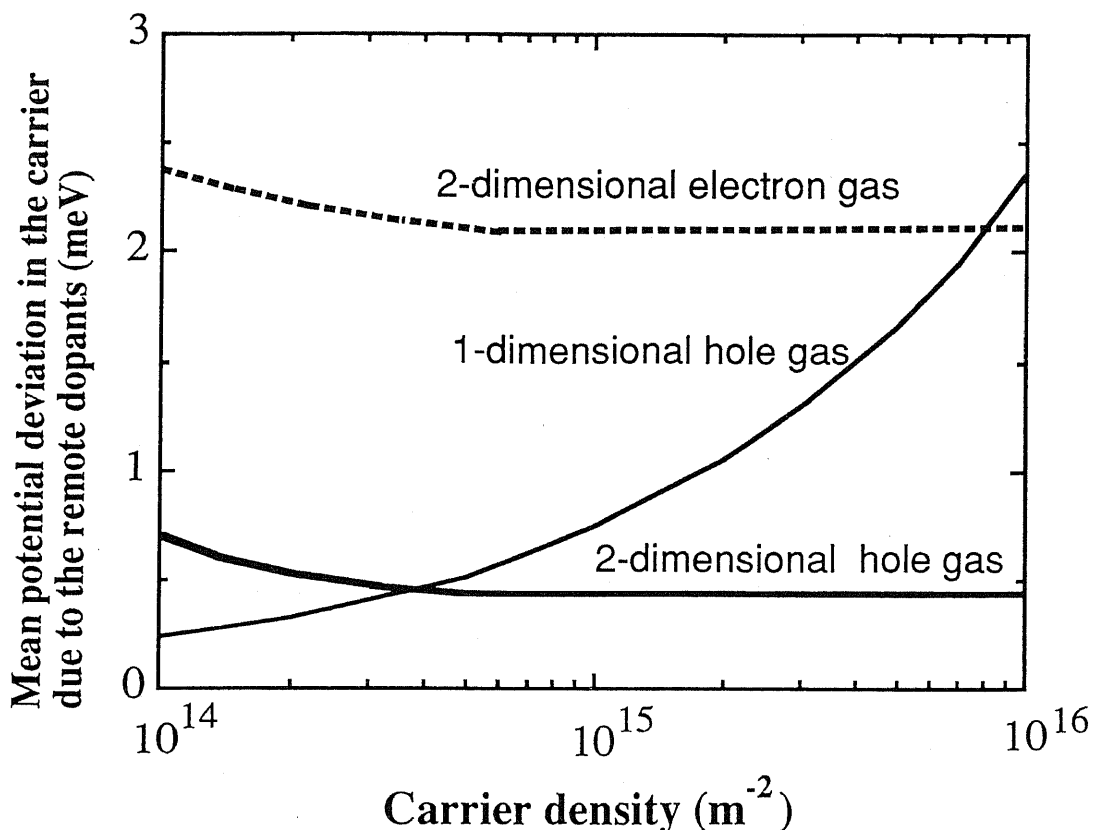


図 2-2-16 選択ドーブ不純物によって引き起こされる point contact 中のポテンシャル揺らぎの標準偏差値。

造ではこのような振動構造が観測されず、ポイントコンタクトのチャネル領域に含まれる残留不純物は、 $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 程度の悪い残留不純物密度でも $0.2 \mu\text{m} \times 0.2 \mu\text{m} \times 0.1 \mu\text{m}$ の領域で高々平均 4 個であることから考えると、p 形変調ドーブ構造で振動構造が観測されたのは、残留不純物が正孔に対し引力型ポテンシャルを形成するので、1 つの不純物でも 2 つの障壁層を作製することが可能だからではないかと推測している。

次に、正孔ガスでの量子化コンダクタンスを観測することを試みた。ここで、n 形半導体の量子ポイントコンタクトの結果から類推して、正孔ガスで量子化コンダクタンスを実証するには、以下の条件をすべて満たす必要があると考えられる。

- ① 量子化コンダクタンスが ne^2/h [$n = 1, 2, 3, \dots$] に停留すること。
- ② 磁場を印加し、SvH 振動が極小になる位置で磁場を固定し、ゲート電圧を変化

させた場合には、量子Hall効果によってコンダクタンスが ne^2/h [$n=1,2,3,\dots$]で停留し、edge channel間散乱の少ない良好なポイントコンタクト挟持構造が形成されること。

③ ポイントコンタクトゲートの金属下の空乏化による抵抗の急激な増大の値がSharvin resistanceで説明可能で、ballistic伝導を示していることが実証できること。

シングルヘテロ基板として(100)面とBeをdopantとして用いたものは、1.6 Kの移動度が $3.5\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ で正孔の平均自由行程は $0.4\mu\text{m}$ 程度と短く、②の条件を満たす基板が作製できず、 e^2/h の量子化コンダクタンスplateauを確認するには到らなかった。この原因は、移動度が低いためであろうと考え、より高移動度の(311)Aシングルヘテロ基板での実験を試みた。図2-2-6に高移動度基板の典型的なHall抵抗特性を示す。さらに、図2-2-6の r_{xx} のSvdH振動のpeak磁場の逆数を、SvdH peakに順に指数をつけたものの関数として図2-2-17に示す。

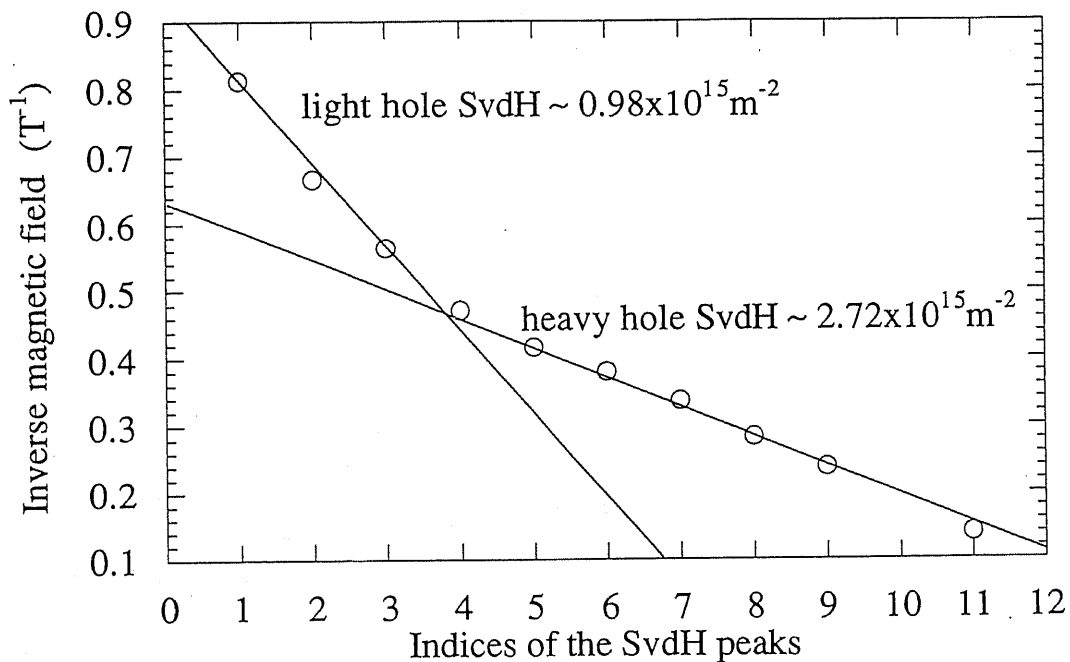


図 2-2-17 図2-2-6の高移動度正孔ガス基板のSvdHピークのLandau plot。正孔ガスが、伝導hole密度が異なる2つの2次元サブバンドからなっていることがわかる。

ここで、2次元キャリア系では、それぞれの2次元サブバンドに存在する伝導キャリア密度 n は、以下の式で与えられる。

$$n = (\text{サブバンドのスピンの縮重度}) * e/h / \{ \text{磁場の逆数の傾き} (T^{-1}) \} \quad (2-2-7)$$

図2-2-17のpeak磁場は2つの傾きの成分からなり、2つのサブバンドの成分が存在することを示している。さらに、式(2-2-7)を用いてサブバンドのスピンの縮重度を2として伝導正孔密度を求めると、Hall電圧から求めた値の2倍と等しくなる。このことは、2つのサブバンドが通常の $1/2$ の状態密度、つまり、single spin状態を形成していることを示している。これは、安藤らが計算したようにシングルヘテロ構造では反転対称性が崩壊しているために2つのスピン方向が等価ではなくそれぞれ異なった有効質量の2つのサブバンドを形成しているとする説明できる。

次に、このような高移動度(311)A基板を用いてポイントコンタクトを作製し、1次元正孔サブバンド間隔が小さくても観測可能にするため、物性研究所の家助教授の協力を得てdiluted He中60mK以下の極低温で測定を行った。測定試料は、移動度 $1.1 \text{ m}^2/\text{Vs}$ 及び正孔密度 $2 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ 、平均自由行程が $1.1 \mu\text{m}$ 程度の(311)A waferから12個作製した。また、diluted He中60mK以下では測定電流を1nA以下に抑えたため、1次元サブバンド間隔 E_x が $30 \mu\text{V}$ まで識別可能と考えられる。測定試料中9個はゲート電圧に対し単調増加を示しpinch off特性が観測された。その中で、図2-2-18に1つの試料で観測されたゲート電圧—端子間2端子抵抗特性を示す。ゲート電圧を負にバイアスするに従って、channelが空乏化するが、0.14Vでゲート下の2次元正孔ガスが空乏化した後、抵抗値が27、18、15k Ω に停留する傾向を示す。さらに、この試料に量子化Hallコンダクタンス $2e^2/h$ に相当する磁場を印加し、edge channelによる伝導が主となるようにした時には、図2-2-19のように、ほぼ $2e^2/h$ および e^2/h にコンダクタンスが停留する傾向があるので、比較的ダメージの少ないポイントコンタクトの挟持は作製されているものと考えられる。また、ゲート下の2次元正孔ガスが空乏化する電圧とポイントコンタクトのチャネルが空乏化する電圧から式(2-2-1)を用いて導出されるポイントコンタクトゲートの開口幅は $0.50 \mu\text{m}$ であり、ポイントコンタクトの形状が作製されていることを裏付けている。よって、図2-2-18の抵抗停留は、量子化コンダクタンスに

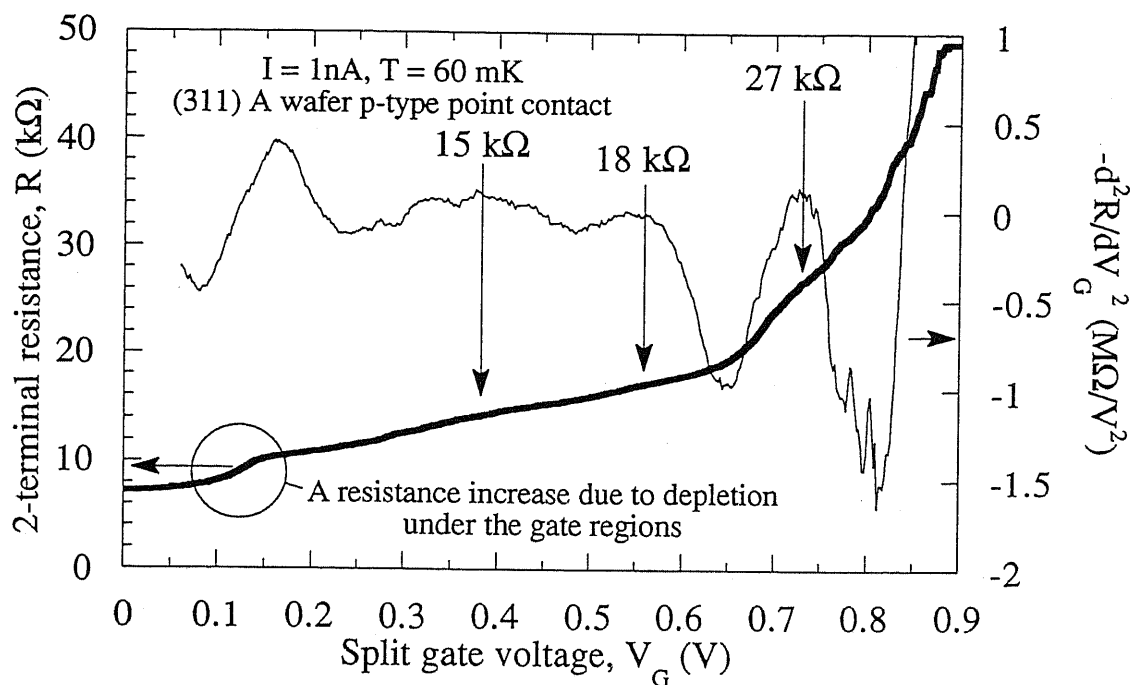


図 2-2-18 (311)A高移動度 2 次元正孔ガス基板を用いて作った point contact のゲート電圧と抵抗特性。

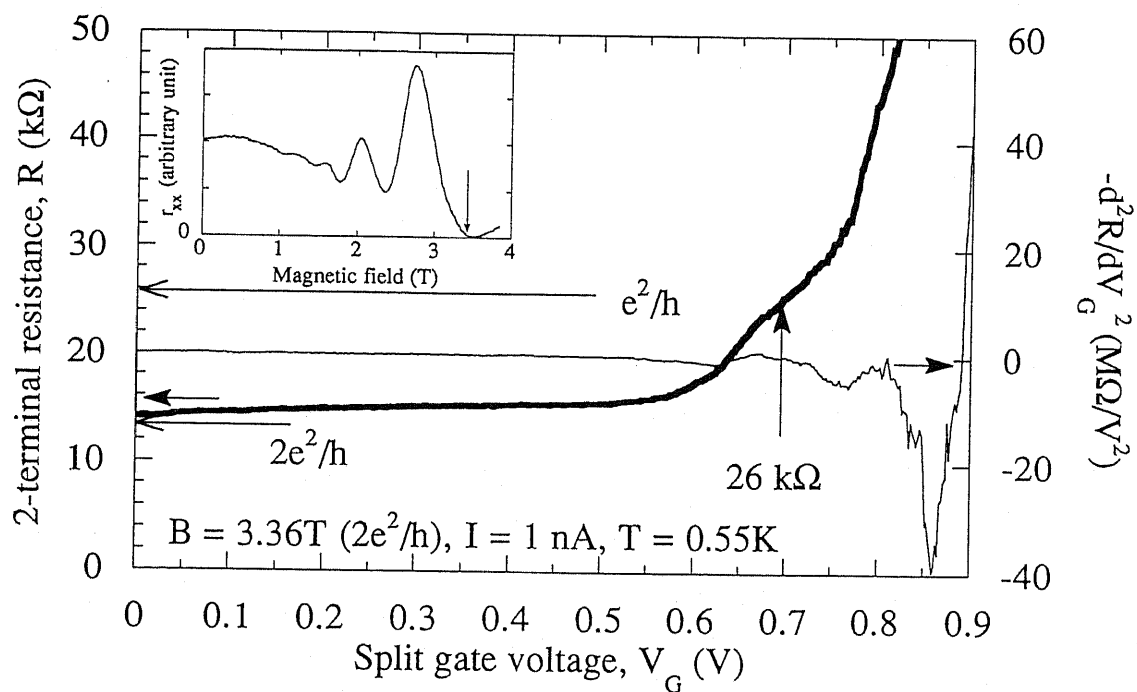


図 2-2-19 (311)A高移動度 2 次元正孔ガス基板を用いて作った point contact の量子 Hall plateaux ($=2e^2/h$)を生じる磁場印加時のゲート電圧と抵抗特性。 $2e^2/h$ 、 e^2/h に相当する抵抗で停留が観測される。

関連した構造の可能性があるが、コンダクタンスの量子化値 $2ne^2/h$ [$n = 1, 2, 3, \dots$] に完全には一致しないこともあって、現在有するデータだけでは断定できなかった。この後、ポイントコンタクトの開口幅を変化させたいいくつかのサンプルを移動度が $15\text{m}^2/\text{Vs}$ とさらに高移動度の基板を用いて作製し、 0.5K で低温測定を行ったが、①の条件を再現性よく満たす試料は見つからなかった。

そこで、次に、我々の作製した試料が全体として③の条件を満たすかどうかを調べるために、このコンダクタンスの閾値特性から式 (2-2-1) によって実効 point contact 開口幅 W を計算し、さらに、ポイントコンタクトゲートの金属下の空乏化による抵抗の増大 ΔR を導いた。それぞれの single spin subband の伝導の寄与を考えると、ballistic 領域における 2 次元正孔ガスの Sharvin resistance ΔR は式 (2-2-6) と同様にして次のように表される。

$$\Delta R = \frac{h}{e^2} \left(\frac{\pi}{k_{F1}W} + \frac{\pi}{k_{F2}W} \right) \quad (2-2-8)$$

但し、 k_{F1} 、 k_{F2} はそれぞれのサブバンドでのフェルミ波数である。フェルミ波数 $k_{F1,2}$ を 2 次元正孔ガスの値の SvDH 振動から求めた値と等しいとし、式 (2-2-8) によって計算した ΔR と、実際の抵抗増大を図 2-2-20 に示す。正孔ガスの場合は、電子ガスの図 2-2-12 と異なり、実測の抵抗増大と計算された Sharvin resistance とに明確な相関が認められず、実際の抵抗増大の方が Sharvin resistance より 3 倍以上も大きい。このことから、我々の作製した p 形ポイントコンタクトは散乱の少ない ballistic 伝導以外の成分がまだ存在すると考えられ、現状では、量子化コンダクタンスの観測は困難と考えられる。この成分についてはまだよくわかっていないが、ポイントコンタクトの挟搾構造に伴う diffusive な抵抗増加分 (Maxwell resistance) は高々 200Ω と見積られるので、²⁾ 移動度以外の原因、例えば複雑な正孔バンドの混合の影響によって 1 つのサブバンドの透過率が 1 にならないことが原因である可能性がある。

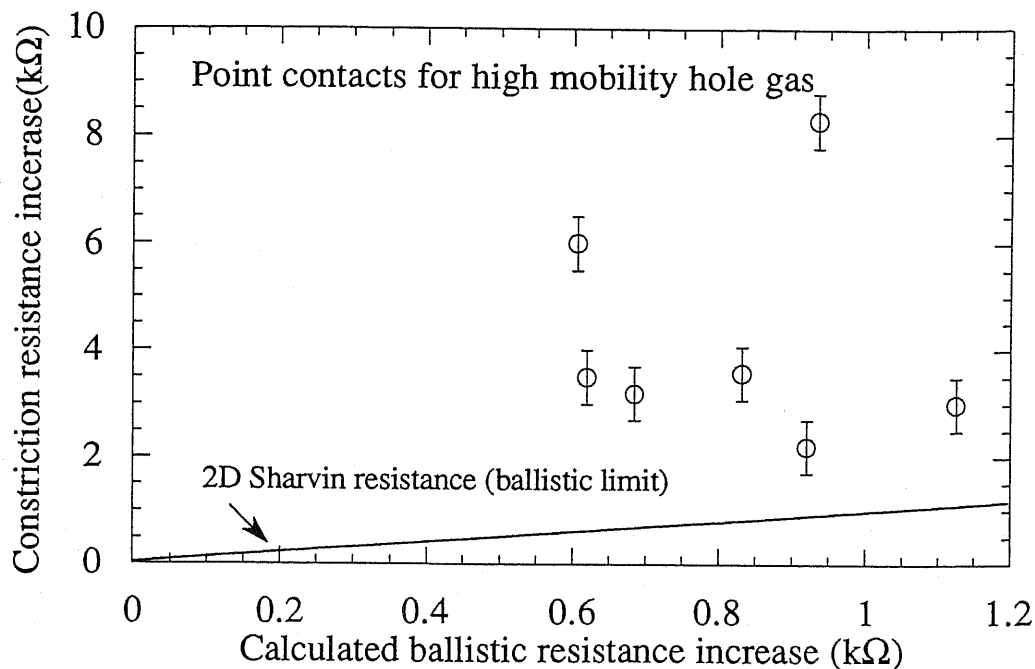


図 2-2-20 split gate下の正孔空乏化による抵抗増大とpoint contact pinch off特性から計算された抵抗増大との相関。ballisticな正孔伝導による抵抗増大では簡単には説明できない。

2-2-6. 高移動度n型基板におけるelectron focusingとSchottky電極界面の集束電子波反射特性

図2-2-21のようにポイントコンタクトを2つ隣合わせに並べ、その1つから電子を入射しもう一方の電圧を調べると、電子の平均自由行程が2つのポイントコンタクトの間隔よりも十分長いときには、2つのポイントコンタクトの間隔が電子のサイクロトロン直径と一致した磁場で入射電子束をもう一方のポイントコンタクトに注入できる。はじめ極低温(1.3K)下の平均自由行程を長くした高純度金属で観測されたelectron focusing現象は、^{24), 25)}高移動度2次元電子ガスと微細加工を組み合わせることにより、van Houtenらによって半導体ヘテロ構造中でも観測された。²⁶⁾これは、散乱を受けない電子束を平面的構造によって制御した例として注目される。また、このelectron focusingを用いれば、様々なプロセスによって加工された界面に集束電子束を入射しその弾性反射電子をもう一方のpoint contactで測定することにより、ballistic電子の弾性散乱特性を調べるこ

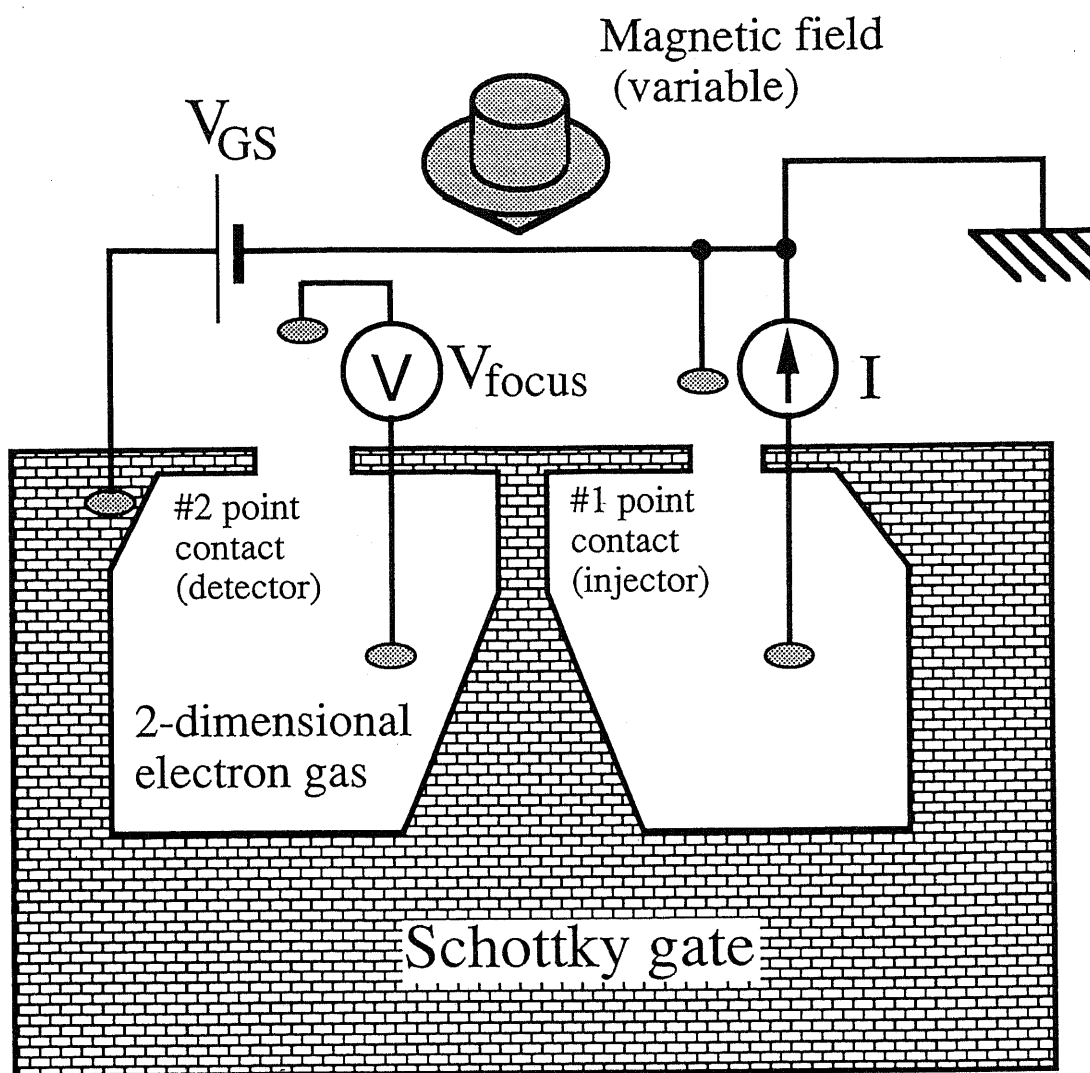


図 2-2-21 electron focusing測定のための測定回路模式図。

が可能であり、²⁷⁾ 電子波デバイスに適した界面構造を追求する重要な手段になり得る。特に、通常のOhmic電極は、電子波に対してどの様に位相緩和するかモデルが未だに確立しておらず、電子波に対して真に適した電極を追求することは将来の電子波デバイスにとって有用であろう。

そこでまず、我々は、このような弾性散乱電子を用いた平面的構造デバイスの基礎技術として、transverse electron focusing用試料を2つのポイントコンタクトを並べて作製した。1つのポイントコンタクトに10nAの電流が流れるようにしながら、面内に垂直に印加する磁場を掃引して、図2-2-21のように検出器側の電圧 V_{focus} を測定した。この際、Hall電圧の重畳を防ぐため、検出器電極は、電

子入射器と平行になるように電極配置を調整した。図2-2-22に $2.2\mu\text{m}$ のポイントコンタクト間隔の試料における典型的な磁場-検出器電圧特性を示す。使用した基板の 1.7K 以下での電子の平均自由行程は $14\mu\text{m}$ 程度と予想され、ポイントコンタクト間隔より十分大きいため、電子はballisticに伝導できる。挿入図は、用いた2つのポイントコンタクトのsplit gate電圧-コンダクタンス特性で、パラメーターとして、電子入射器および検出器のsplit gate電圧をとっている。Schottky gateに電圧を印加した時のみ、負の磁場領域でSvdH振動とは異なる磁場に対して周期的なピークが観測され、これは微細な電子波閉じ込めの形状に依存するピークであるといえる。ここで、ゲート間隔を L 、伝導電子密度を n とすると、ゲート間隔と等しくなるcyclotron直径を実現する磁場 B_{cycle} は、

$$B_{\text{cycle}} = \frac{2\hbar\sqrt{2\pi n}}{eL} \quad (2-2-9)$$

と表される。ゲート電圧 0V の時のSvdH振動から2次元電子の伝導電子密度は $n = 5.70 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ と求められ、式(2-2-9)から B_{cycle} を求めることができる。界面で鏡面反射される成分を考えると、electron focusingは B_{cycle} の整数倍で生じ、図2-2-22の上の枠外に矢印でそれらの磁場を示すが、これと実験値のpeak位置はよく対応している。よって、これらから、磁場に対しての周期的なピークはelectron focusingによるものと同定できる。また、ゲート電圧を負に大きくするに従い、ピークの絶対値は大きくなる。例えば図2-2-22中の挿入図(1)-(3)で入射器のモード数が1から3へ3倍に変化するのに対し、検出器のモード数の変化は7から9と1.3倍にしか変化していない。また、電子入射器のコンダクタンスが $14e^2/h$ の場合には、高次のelectron focusingピークほどピーク半値幅が広くなるのに対し、電子入射器のコンダクタンスが $2e^2/h$ の場合には半値幅の広がりも顕著でない。以上から、このピーク強度の増大は、電子入射器から注入された電子のcollimationの増大によるものと考えられる。

また、ここで、界面で弾性散乱される確率を P とすると、 P は

$$P = \frac{(n+1\text{次のfocusing peak強度})}{(n\text{次のfocusing peak強度})} \quad (2-2-10)$$

で与えられる。そこで、図2-2-22の電子入射器のコンダクタンスが $14e^2/h$ の場合に P を求めてみると $0.82-0.91$ となり、以前split gateで報告されているspecula

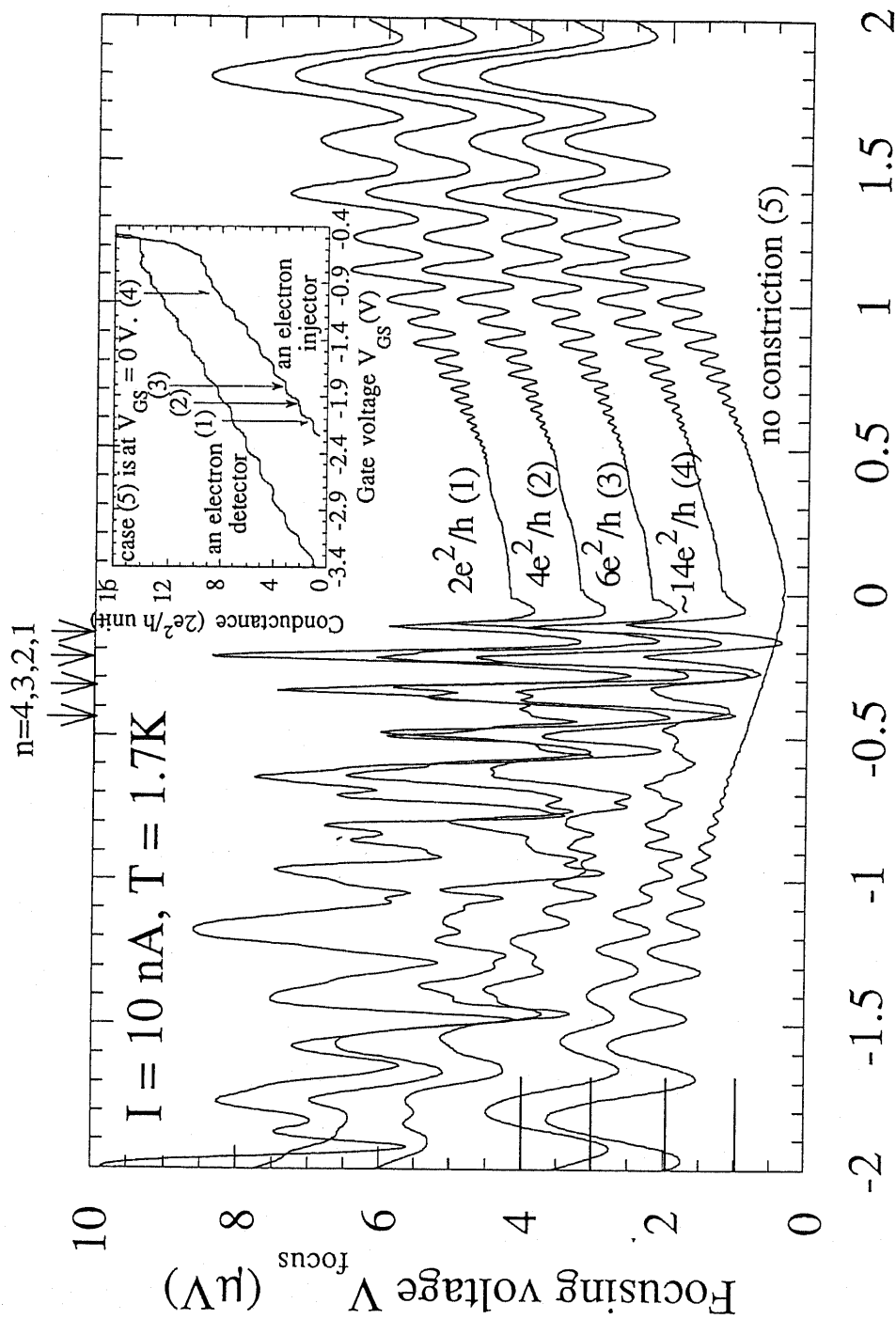


図 2-2-22 2次元電子面垂直に印加した磁場によるelectron focusingスペクトル。パラメーターとしては、電子入射用point contactのコンダクタンスを採っている。挿入図は、電子入射および検出に用いたpoint contactのゲート電圧コンダクタンス特性。

rity factor値²⁷⁾ (~ 0.9)とほぼ一致し、良好な界面が形成されていることがわかる。しかし、ゲート電圧を負に大きくするに従い、1次の界面散乱を受けないピークが必ずしも一番強度が強くなるとは限らず、2-3次のピークの方がピーク強度が強くなる。今まで3つ試料を作製したが、すべてでこのような逆転傾向が見られるので、基板の欠陥分布の不均一性によるものではないと思われる。この原因についてはまだよくわかっていないが、ポイントコンタクトのモード数に依存する電子放射パターンを反映しているかもしれない。

また、例えば図2-2-22での $n=3$ のピークに付随する副ピークのように、SvdH振動およびelectron focusingでは説明できない微細なスペクトル構造が1.7K以下では再現性よく観測される。図2-2-23で示すように、この微細なスペクトル構造や0.5T以上の振動構造は20Kまでのthermal cyclingによって形状が変化する。また、これらの構造は、電子入射器の開口幅が小さいほど顕著であり、電子のcollimationによって電子の通るpathが細く絞られることにより、電子の通るpathの局所的なpotential構造が平均化されずに観測されるためと推測される。van Houtenらは、特に0.5T以上の振動構造を、磁場によってできたedge channel同士が電子検出器で干渉するためと説明している。²⁾ 彼らは、電子入射器と検出器の間に、 $\text{Int} [1/2 (k_F L_{\text{occ}} + 1/2)]$ 本のedge channelが形成され、それぞれのモードの電子入射器と検出器の方向に持つ磁場に依存する波長 $2\pi/k_n$ が、電子入射器と検出器の距離 L に比べて比較的小さいので、位相干渉効果が現れるとしている。ここで、図2-2-23の試料では、伝導電子密度 $5 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ で磁場1Tの時、edge channelの数 $\text{Int} [1/2 (k_F L_{\text{occ}} + 1/2)]$ は10となり、確かにメソスコピック干渉効果が現れる領域と一致している。また、これらedge mode干渉効果は、フェルミ波長程度のポテンシャル変化で敏感に変化することが予測され、the universal conductance fluctuationと同様に、thermal cyclingによって活性化率が変わるような不純物がつくるポテンシャルも干渉パターン形成の可能性として考えられる。

次に、Ohmic電極よりも接合モデルが確立しているSchottky電極に集束電子波を入射させ、電子波反射特性を測定した。図2-2-24にそのデバイスの主要部の模式図を示す。ここで、2次元電子ガスの存在するGaAs層に直接Schottky電極を作製するために、表面のAlGaAs層を $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 3:1:50 (6^\circ\text{C})$ のリン酸系エッチ

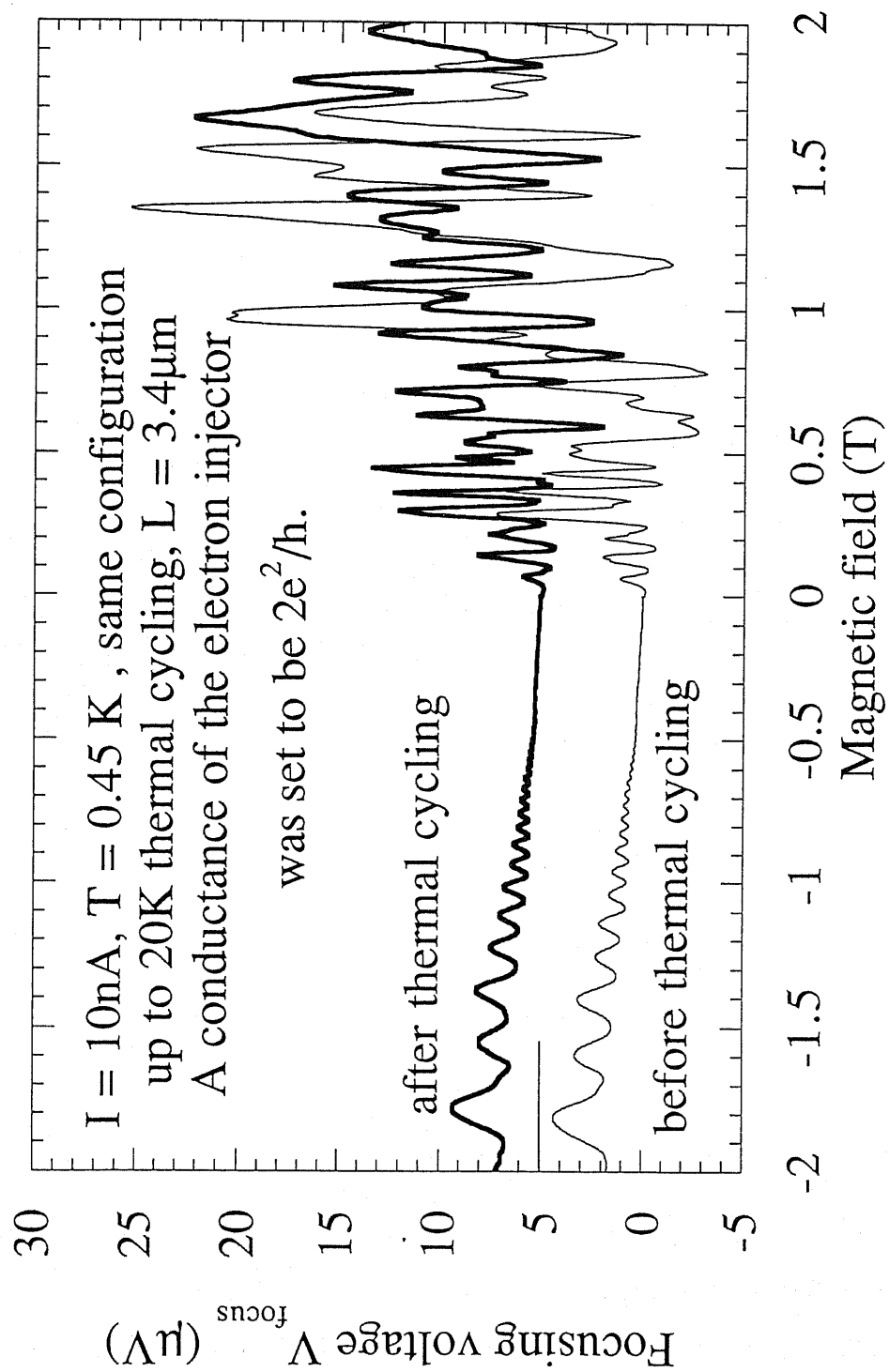


図 2-2-23 electron focusingスペクトルの thermal cycling 依存性。

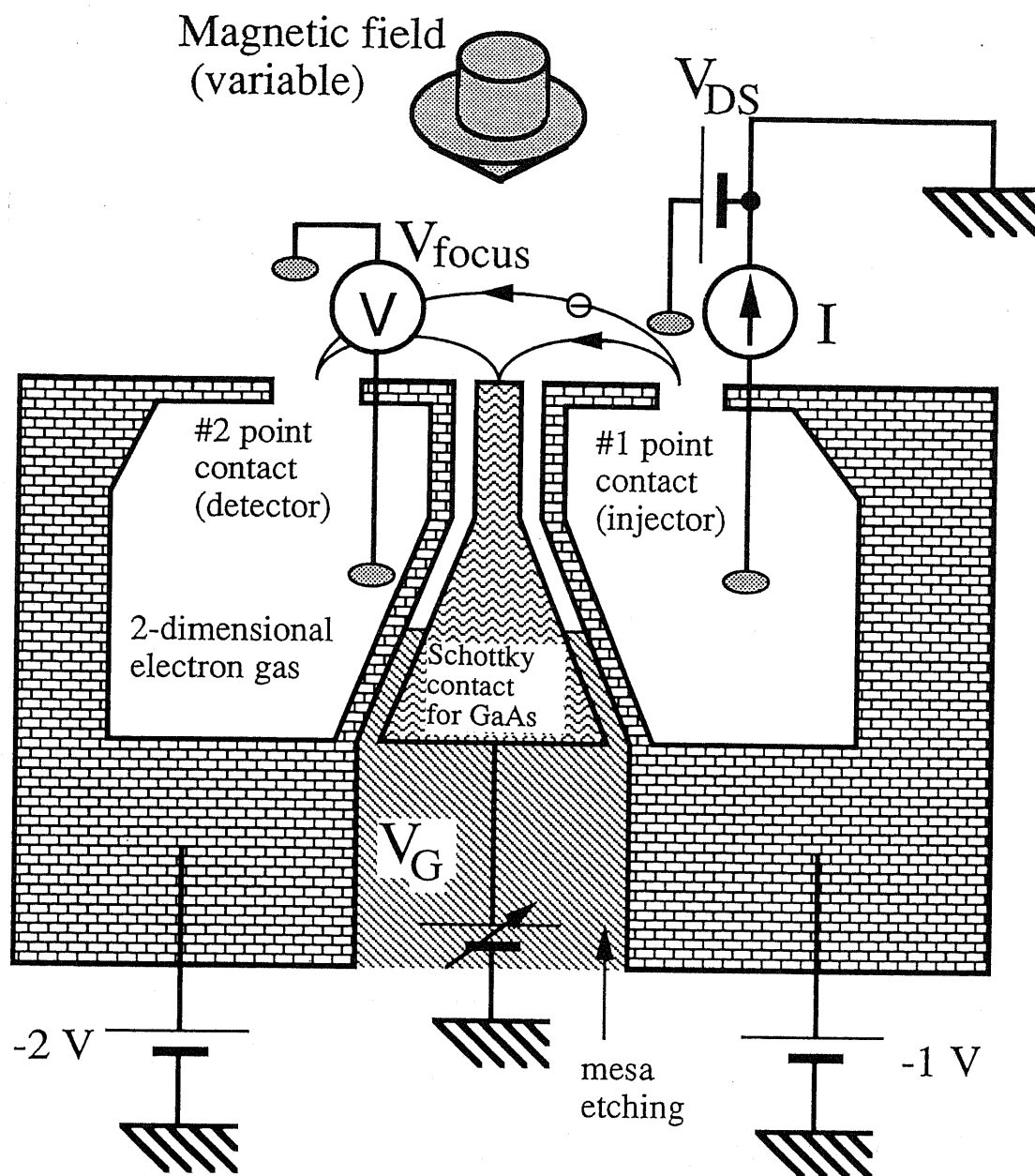


図 2-2-24 Schottky電極の電子波入射特性を調べるためのelectron focusing測定回路模式図。

ング液で70nm削った後に、Pdを45nm蒸着して作製した。その後、2次元電子ガスとSchottky接合する部分を集束電子波を入射する領域に限定するため、接合を望まない部分のSchottky電極の周囲を3 μm 幅で mesa etchingをし電極分離を行った。さらに、電子注入用および検出用ポイントコンタクト2つをTi/Auを蒸着して作製した。Schottky電極とポイントコンタクトとのalignmentは、ポイントコンタ

クトから $11\mu\text{m}$ の位置にある Schottky 電極内の alignment mark を用いて行い、あらかじめ dummy 試料で電子線描画装置の倍率による中心座標のずれを補正することにより $\pm 0.5\mu\text{m}$ 以下で alignment することができた。Pd 金属の固相拡散は意図的には行っていないが、電子線レジスト prebake のため、計 170°C 2 時間の annealing 行った計算になる。Olowlafe らによれば、Pd の GaAs 中の拡散定数 D は 170°C で $10^{-21}\text{m}^2/\text{s}$ 以下であり、²⁹⁾ これは、僅か $2(Dt)^{0.5} \sim 5\text{nm}$ GaAs 内に Pd が拡散していることに相当するため、拡散による Pt/GaAs 系の変質の影響はあまりないと考えてよい。

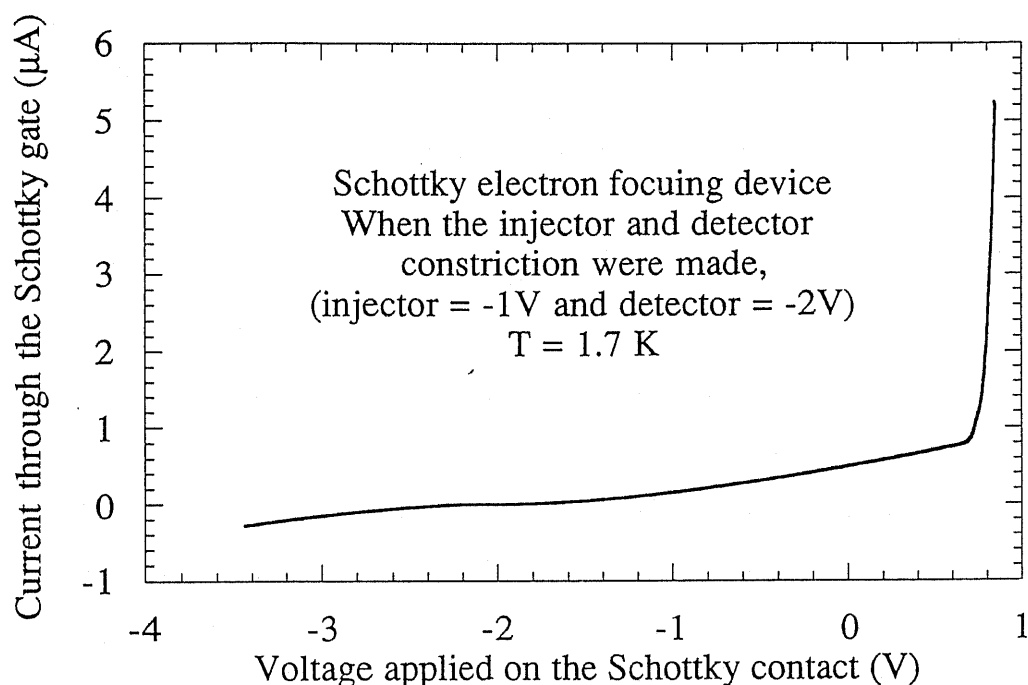


図 2-2-25 electron focusing 測定に用いた Schottky 電極の電流電圧特性。

図 2-2-25 に作製した Schottky 電極の電流－電圧特性を示す。electron focusing 測定と条件を揃えるために、測定時には電子入射器および検出器のポイントコンタクト用ゲートにそれぞれ -1V 及び -2V の電圧を既に印加している。Schottky ゲートに電圧を $+0.75\text{V}$ 印加した場合に鋭い電流の立ち上がりが観測され Schottky 特性が明らかである。この Schottky 接合では、リーク抵抗 $8.6 \times 10^5 \Omega$ 、この電流の立ち上がりから求めた n 値は 0.9 という値が得られ、良好な接合が作製されていると考えられる。また、 1.7K の低温では、2 次元電子ガスは縮退しており、電気伝導に寄与するのはフェルミエネルギーから高々 $\pm 2k_B T \sim \pm 0.3\text{meV}$ のエネルギー

一幅の電子と考えられる。ここで、Schottky電流の立ち上がりで、フェルミエネルギーにある電子がSchottky障壁を乗り越えられるエネルギーを持ったと仮定すると、Schottky障壁高さは0.75Vとなる。この値は従来報告されている値(0.94V³⁸⁾、0.85V³¹⁾)より小さくなるが、その原因は明らかでない。

次に、このSchottky電極に集束電子波を入射させ、電子波弾性反射特性を磁場を変化させて測定した。測定としては、前述した通常のelectron focusingと同様に1つのポイントコンタクトに10nAの電流が流れるようにしながら、面内に垂直にかかる磁場を掃引して、図2-2-26のような検出器側の電圧を得た。ここで、図2-2-26ではSchottky電極電圧 V_g をパラメータとしている。この試料では、すべてのゲート電圧0Vの時のSvdH振動から、2次元電子の伝導電子密度は $n = 5.0 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ と求められる。ここで、電子入射器と電子検出器とのポイントコンタクトの間隔は $4.5 \pm 0.5 \mu\text{m}$ あり、式(2-2-9)から求められるピーク位置を同図に矢印で記す。実験値の2つのpeak位置は誤差範囲内で一致し、electron focusingピークが $n=2$ まで観測される。

また、Schottky電極電圧が負に大きくなると、Schottky電極に反射した2次のelectron focusing peakが1次のelectron focusing peakよりも大きくなる。図2-2-27にこの2次と1次のfocusing peakの強度をSchottky電極に印加されている電圧 V_g の関数としてプロットした結果をそれぞれ白丸と黒丸で示す。2次ピークの強度はほぼ V_g に対して線形に増大し、1次のelectron focusing peakよりも傾きが大であることが明らかである。さらに、図2-2-28に $V_g = 0 \text{ V}$ において、電子が注入される2次元電子ガス領域に直流電圧 V_{ds} を印加して入射電子をhotにした場合のelectron focusingスペクトルを記すが、図2-2-28挿入図のように、電子をhotにしても2次のelectron focusing peakの強度は大きくはならなかった。このことにより、2次のelectron focusing peakの V_g 依存性は、Schottky電極の電位障壁を集束電子束が一部乗り越えるからではなく、Schottky電極界面の弾性散乱電子の反射確率が増大しているためと考えられる。また、弾性電子の反射確率を低減させている原因としては、界面に存在するroughnessが空乏層を通じて電子の閉じ込めポテンシャルに作り出す電子波長程度の揺らぎか、Schottky電極形成時に導入された欠陥のいずれかであろうと推測される。ここで、集束イオンビーム注入での界面電子反射率を決定していた後者の原因は、欠陥分布が通常ガウシア

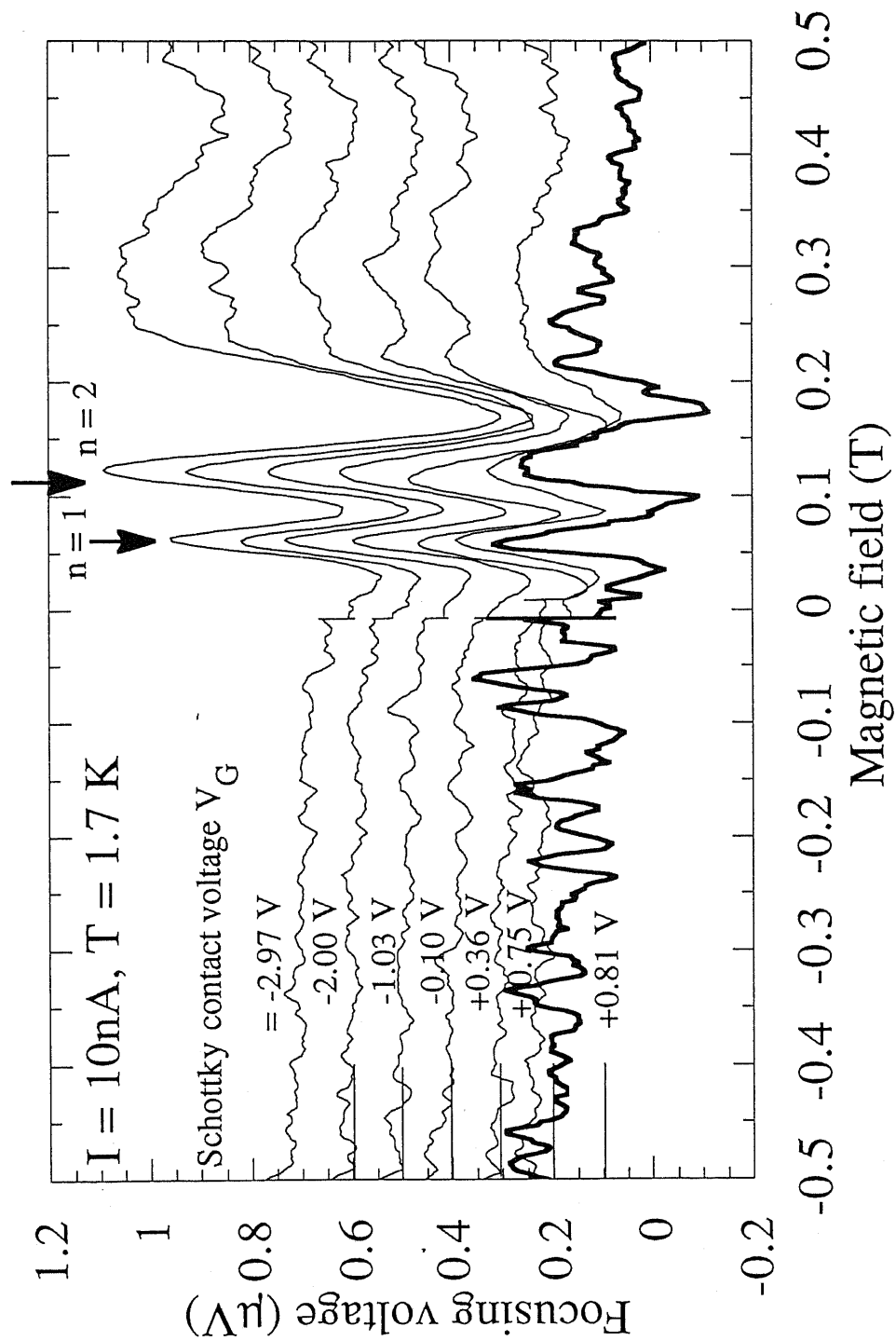


図 2-2-26 Schottky電極の電位を変化させたときのelectron focusingスペクトル。

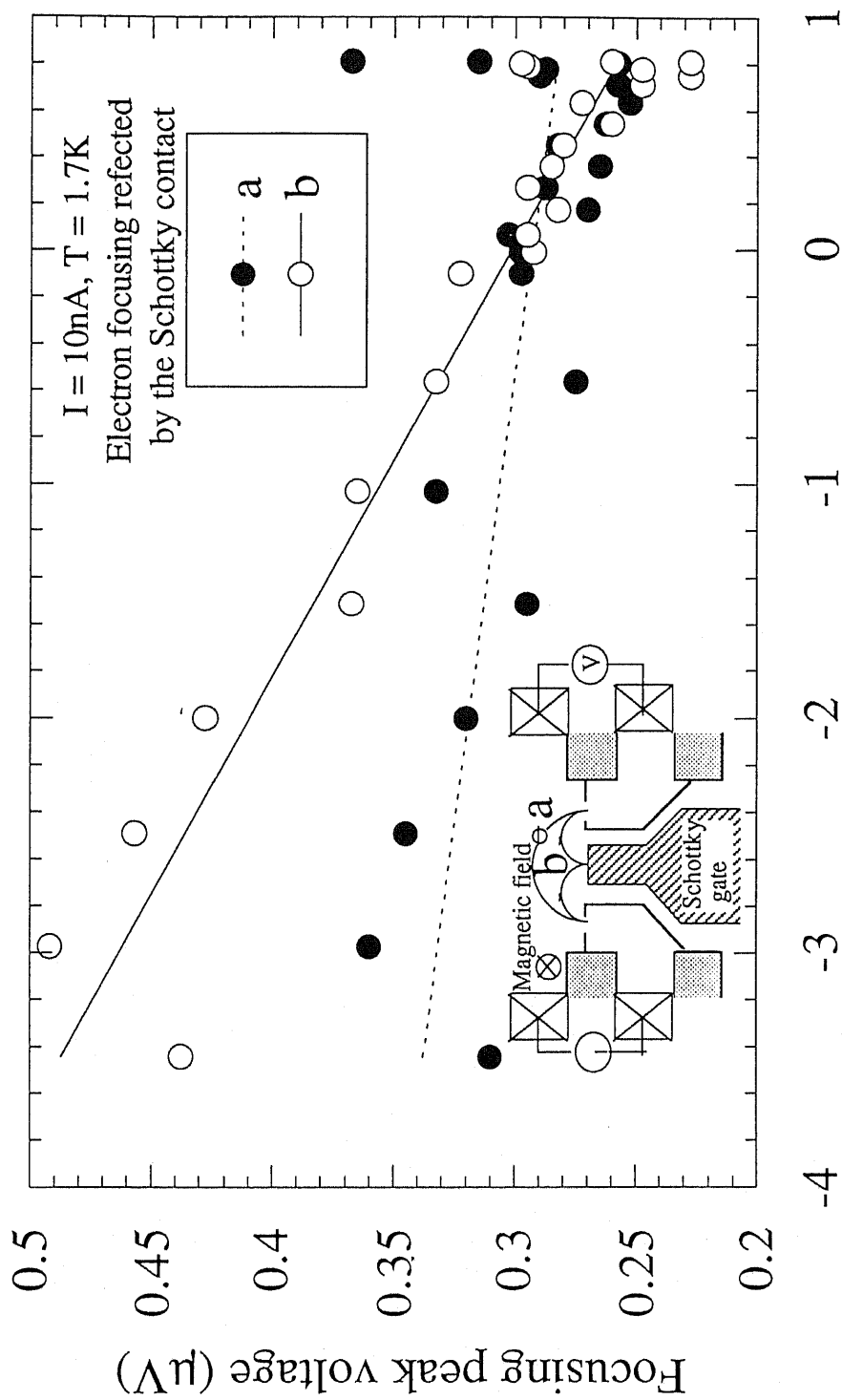


図 2-2-27 1 次 (黒丸) および 2 次 (白丸) の electron focusing peak の Schot

ky 電極電圧に対する強度依存性。図中の実線および破線は eyeguides.

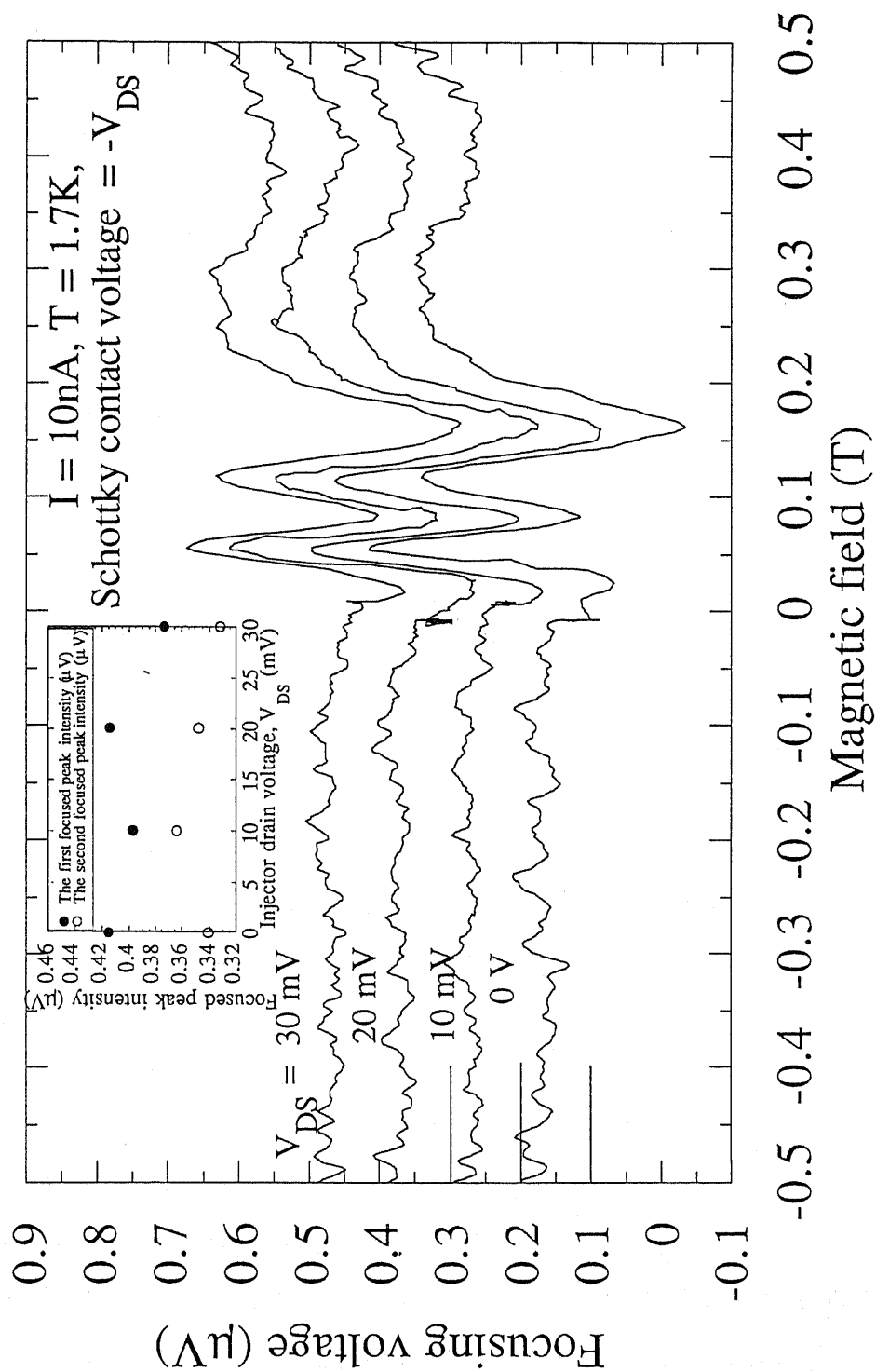


図 2-2-28 2次元電子ガス電位 V_{DS} を変化させた時のelectron focusingスペクトル。Schottky電極はearthに対し 0 Vに固定している。

ンもしくは誤差関数によって近似でき欠陥密度がイオン打ち込み位置に近づくにつれ急激に増大する傾向があるため、界面電子反射率も空乏層厚が小さくなると急激に減少する傾向があった。³²⁾しかし、図2-2-27のように本実験ではそのような傾向は観測されない。よって、界面に存在するroughnessが空乏層を通じて電子の閉じ込めポテンシャル上に作り出す電子波長程度の揺らぎが弾性散乱電子の反射率を低下させている主要原因と推測される。

また、本実験では、Schottkyゲートに0.79V以上正電圧を印加した場合、electron focusingピークはまだ観測されるが電流に時間変化するノイズ成分が重畳しうまくlock-in測定できなかった。この電圧は、Schottky電極の順方向電流の立ち上がりと一致するため、恐らくSchottky電極のSchottky障壁が低い部分を通じて時間変化する電流が流れてしまっているためにこのような現象が起こったと考えられる。さらに0.81V以上でもfocusing peakが観測されるために、Schottky電極の障壁高さ不均一性は0.02V以上あることになる。電子の透過特性を含めたSchottky電極の理解には、より均一なSchottky電極を作製する必要があるが、これらの実験は、Schottky電極界面のelectron focusingした部分の局所的なポテンシャル形状の情報を得る可能性を初めて示したものだといえる。

2-2-7. 本章の結論

本章では、ballistic電気伝導をn形およびp形の半導体で実現するために、ごく短い量子細線(量子point contact)を作製、その電気伝導を研究した。この章で得た結論は以下のようになる。

① ポイントコンタクト内の細線実効幅およびエネルギー間隔を解析的に計算する方法を示した。また、これを用いて、1次元デバイスの高温動作で必要となる1次元量子化準位間隔を広げる方法を論じ、etchingとsplit-gate電圧印加を行うことにより、強い量子閉じ込めが得られる可能性を初めて示した。

② 移動度 $120\text{m}^2/\text{Vs}$ を越える伝導電子を有するAlGaAs/GaAs選択ドーブ構造の成長を、成長中の残留ガス成分の一酸化炭素を減らす努力をすることにより実現した。また、(311)A基板とSiをp形dopantとして用いることにより、正孔ガスでも移動度 $15\text{m}^2/\text{Vs}$ に及ぶAlGaAs/GaAs選択ドーブ構造の成長に成功した。これらは、そ

は、それぞれキャリアの平均自由行程が、 $14\mu\text{m}$ および $1.5\mu\text{m}$ となり、EB加工法と合わせてBallistic量子構造の実現を可能にした。

③ ゲート開口幅 $0.2\sim 0.5\mu\text{m}$ 長さ $0.2\mu\text{m}$ のごく短いsplit-gate量子細線 (量子 point contact)を電子ビーム露光法とAu、Pd、Ni/Au、Ti/Auのlift-offによって加工欠陥をほとんど導入することなく作製する方法を確立した。

④ ②で作製した高移動度n形選択ドーブ基板および③で確立した量子 point contact構造を用いることにより、split-gate構造が作製されている全ての試料で、1次元量子化に起因するコンダクタンス停留を再現性よく観測した。また、量子化コンダクタンスが温度 10K 程度まで観測されることから、1次元量子化準位間隔が 3meV の比較的広い間隔を実現できた。さらに、ゲート電圧が2次元電子空乏化電圧で観測されるsplit-gate下の電子空乏化による抵抗増大 ΔR が、良好な量子化コンダクタンス観測される試料では、ほぼ2次元電子の細線中の1次元等価モード数で決まるBallistic抵抗 (Sharvin resistance)で決定されていることを実験で明らかにした。 ΔR はsplit-gate構造細線であれば常に観測されるので、量子化コンダクタンスが観測されていない試料でもBallistic伝導かを調べる判断基準を示したことになる。

量子化コンダクタンスの観測に移動度が高いことが重要であることを示し、量子化コンダクタンス実現の障害としてpoint contact内あるいはごく近傍の不純物や欠陥が原因として重要であることを示した。

⑤ 高移動度正孔ガスが存在するAlGaAs/GaAs選択ドーブ構造に量子ポイントコンタクトを初めて作製した。また、1つの正孔ガスポイントコンタクト試料で、 e^2/h 以下のコンダクタンス領域でゲート電圧に対して周期的なコンダクタンス振動を見だし、この振動がポイントコンタクトのごく小さい伝導チャネル内のポテンシャル揺らぎによることを示した。さらに、選択ドーブした不純物の位置の乱雑さによるポテンシャル揺らぎの標準偏差を計算し、遮蔽距離が電子に比べ短い正孔ガスでは、実験で得たポテンシャル揺らぎは、選択ドーブした不純物よりもpoint contact内あるいはごく近傍の不純物や欠陥が原因の可能性が高いことを示した。また、(311)A基板でもポイントコンタクト作製を行い、再現性ある抵抗停留を観測した。

⑥ 量子ポイントコンタクト2つを $2\sim 3\mu\text{m}$ 離して並列に作ることにより、po

int contactから注入した電子波が散乱されず磁場によるcyclotron運動をし1点に集束する現象 (electron focusing) の再現性良い観測に成功し、電子ビーム露光法とlift-off技術を用いた方法が界面の弾性反射率0.9程度の加工損傷の少ない微細加工法であることを実証した。また、電子入射器の開口幅を狭くすると、2-3次の反射ピーク強度が1次の反射ピーク強度よりも強くなる現象を見いだした。さらに、このように開口幅を狭くすると、0.5T以上の磁場でSvdH振動やelectron focusingピークとは異なる振動構造が現れることも見いだし、20Kまでのthermal cyclingを行うことにより、この振動構造やelectron focusingピークに付随する微細ピーク構造が変化することがわかった。これらから、この振動構造はthermal cyclingによって活性化率が変化するような不純物を作るポテンシャルによる電子波干渉効果が原因である可能性を指摘した。

さらにこのelectron focusing技術を用い、Ohmic電極よりも接合モデルの確立しているSchottky電極に集束電子波を入射させる実験に初めて成功した。その結果、集束電子波の鏡面的反射率は、Schottky接合に印加する電圧に依存する特性が得られた。このことから、集束ballistic電子に電極界面反射率が外部電極の電位によって変化することを初めて見いだした。また、この電極界面反射率は電子波をhot electronにしても変化がなかったことから、電極界面反射率は電極を通じて流れる電流が変化したこと起因するのではなく、電極界面に付随する空乏層の厚さが変化することによって変化していることに起因すると考えられる。これらの実験は、Schottky電極界面のelectron focusingした部分の局所的なポテンシャル形状の情報を得る可能性を初めて示したものといえる。

2-2-8. 本章の参考文献

- 1) B.J.van Wees, H.van.Hauten, C.W.J.Beenakker, J.G.Williamson, L.P.Kouwenhoven, D.van Der Marel, and C.T.Foxon, Phys. Rev. Lett., 60, 848 (1988).
- 2) H. van Houten, C. W. J. Beenakker, and B. J. van Wees, in: "Quantum point contacts", chapter in "Semiconductor and Semimetals", Eds. M. A. Reed, Academic Press, New York, (1990).
- 3) H. Asai, S. Yamada, and T. Fukui Appl. Phys. Lett., 51, 1518 (1987).
- 4) J.H.Davies, Semicond. Sci. Technol. 3, 995 (1988).
- 5) G. L. Snider, M. S. Miller, M. J. Rooks, and E. L. Hu, Appl. Phys. Lett., 59, 2727 (1991).
- 6) S. J. Koester, C. R. Bolognesi, M. J. Rooks, E. L. Hu, and H. Kroemer, Extended abstract of 2nd International Symposium on "New Phenomena in Mesoscopic Structures", Hawaii, Dec. 1992, pp.56.
- 7) S.E.Laux, D.J.Frank and F.Stern, Surf. Sci., 196, 101 (1988).
- 8) W.I.Wang, E.E.Mendez, Y.Iye, B.Lee, M.H.Kim, G.E.Stillman, Appl. Phys. Lett., 60, 1834 (1986).
- 9) L.Reimer in: "Scanning Electron Microscopy", Springer, New York (1985).
- 10) 王詩男修士論文、東京大学、1991年。
- 11) D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, and G. A. G. Jones, J. Phys. C 21, L209 (1988).
- 12) K.Ismail, S.Washburn, and K.Y.Lee, Appl. Phys. Lett., 59, 1998 (1991).
- 13) G.Timp, R.Behringer, S.Sampere, J.E.Cunningham, and R.E.Howard, "Nanostructure physics and fabrication". (eds. M.A.Reed and W.P.Kirk), Academic press, 331 (1989).
- 14) T.J.Thornton, M.L.Roukes, A.Scherer and B.P.Van der Gaag, Phys. Rev. Lett. 64, 1154 (1990).

- 15) P.L.McEuen, B.W. Alphenaar, R.G.Wheeler and R.N.Sacks, Surf. Sci. 229, 312(1990).
- 16) D.H.Cobden, N.K.Patel, M. Pepper, D.A.Ritchie, J.E.F.Frost, and G.A.C.Jones, Phys. Rev. B44, 1938(1991).
- 17) T.Ando, J. Phys. Soc. Jpn. 54, 1528(1985).
- 18) M.Noguchi, K.Hirakawa and T.Ikoma, Inst. Phys. Conf. Ser. 127:Chapter 4, pp.179(1992).
- 19) A. Yakoby, U. Sivan, C. P. Umbach, and H. M. Hong, Phys. Rev. Lett., 66, 1938(1991).
- 20) F. M. de Aguiar, D. A. Wharam, T. Heinzel, A. Lorke, and J. P. Kotthaus, Proc. of the 9th EP2DS-9 794(1991).
- 21) H. van Hauten and C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. Lett., 63, 1893(1991).
- 22) S. B. Field, M. A. Kastner, U. Meirav, J. H. F. Scott-Thomas, D. A. Antoniadis, H. I. Smith, and S. J. Wind, Phys. Rev. B42, 3523(1990).
- 23) G. Gruenner, Rev. Mod. Phys. 60, 1152(1988).
- 24) Yu.V.Sharvin and N.I.Bogatina, J.E.T.P., 29, 419(1969).
- 25) V.S.Tsoi, J.E.T.P.Lett., 19, 70(1974).
- 26) H.van.Hauten, B.J.van Wees, J.E.Mooij, C.W.J.Beenakker, J.G.Williamson, and C.T.Foxon, Europhys. Lett., 5, 721(1988).
- 27) F. Nihey, K. Nakamura, M. Kuzuhara, N. Samoto, and T. Itoh, Appl. Phys. Lett., 57, 1218(1990).
- 28) T. J. Thornton, M. L. Roukes, A. Scherer, and B. P. Van der Gaag, Phys. Rev. Lett., 63, 2128(1989).
- 29) J. O. Olowolafe, P. S. Ho, H. J. Hovel, J. E. Lewis, and J. M. Wooda, J. Appl. Phys. 50(2), 955(1979).
- 30) J. A. Calviello, J. L. Wallage, and P. R. Rie IEEE trans. Electron. Dev. ED-21, 624(1974).
- 31) 牧本俊樹修士論文、東京大学、1984年。
- 32) M.Yamada, K.Hirakawa, T.Odagiri, T.J.Thornton, and T.Ikoma, the 2nd

International Symposium on Nanostructures and Mesoscopic Physics, Sept. 1
991, Santa Fe.

第3章 2重量子井戸構造を用いた電子の方向性結合スイッチの試作と電気伝導特性

2-3-1. はじめに

第一章および第二章で電子の coherence および ballistic 性について述べた。この電子が波として干渉を起こす性質や散乱を受けず光波のように進む ballistic な性質は、半導体超微細加工によって面内方向に電子の波動的な性質を活かしたデバイスを作製できる可能性を示している。近年、これに呼応し、電子の波動的な性質を活かしたデバイスの提案も盛んに行われ、その試作が行われている。しかし、現在までに提案された電子波デバイスの大部分は、フェルミ波長 ($\ll 0.1 \mu\text{m}$) 程度の設計誤差許容度しか持たず、単一モード量子細線を用いるために電流駆動能力が低いなど、FET など現状の電子デバイスとの隔たりが大きい。これらの隔たりは、工学的観点からはデバイスの有用性を制限する要因となろう。そこで、従来の電子波デバイスの問題点を見直し、その解決の端緒として二重量子井戸を用いた新たな積層型電子波方向性結合スイッチを提案および試作した。本章では、このデバイスについての解析結果と実現可能性について述べる。

2-3-2. 現状の電子の干渉および ballistic 性を用いたデバイスの問題点

現在まで提案されている電子波デバイスでの主な問題点は、大きく分けると次の3種類があると考えられる。

① 電流駆動能力の不足。

ballistic 電子については、図2-3-1のように、電子密度を変化させることにより電子の有効屈折率を変化させ、電子のプリズムなどの見事な実験を Spector ら示している。¹⁾このような超高移動度2次元電子ガスを面内加工することにより電子の光学的なスイッチング素子をつくる方針は、電子の速度を hot electron 化し大きくしたり、スイッチングに用いる電子密度をゲート下の電子密度と同程度にしなければ、大きなゲート容量が問題となると考えられる。また、電子波の位相を使うデバイスでは、電子の位相を揃えて伝播させるために単一モード量子細線を必要することが多く、その量子化コンダクタンス ($= 2e^2/h$ 約 $77 \mu\text{S}$) によってドレインコンダクタンスが制限される。

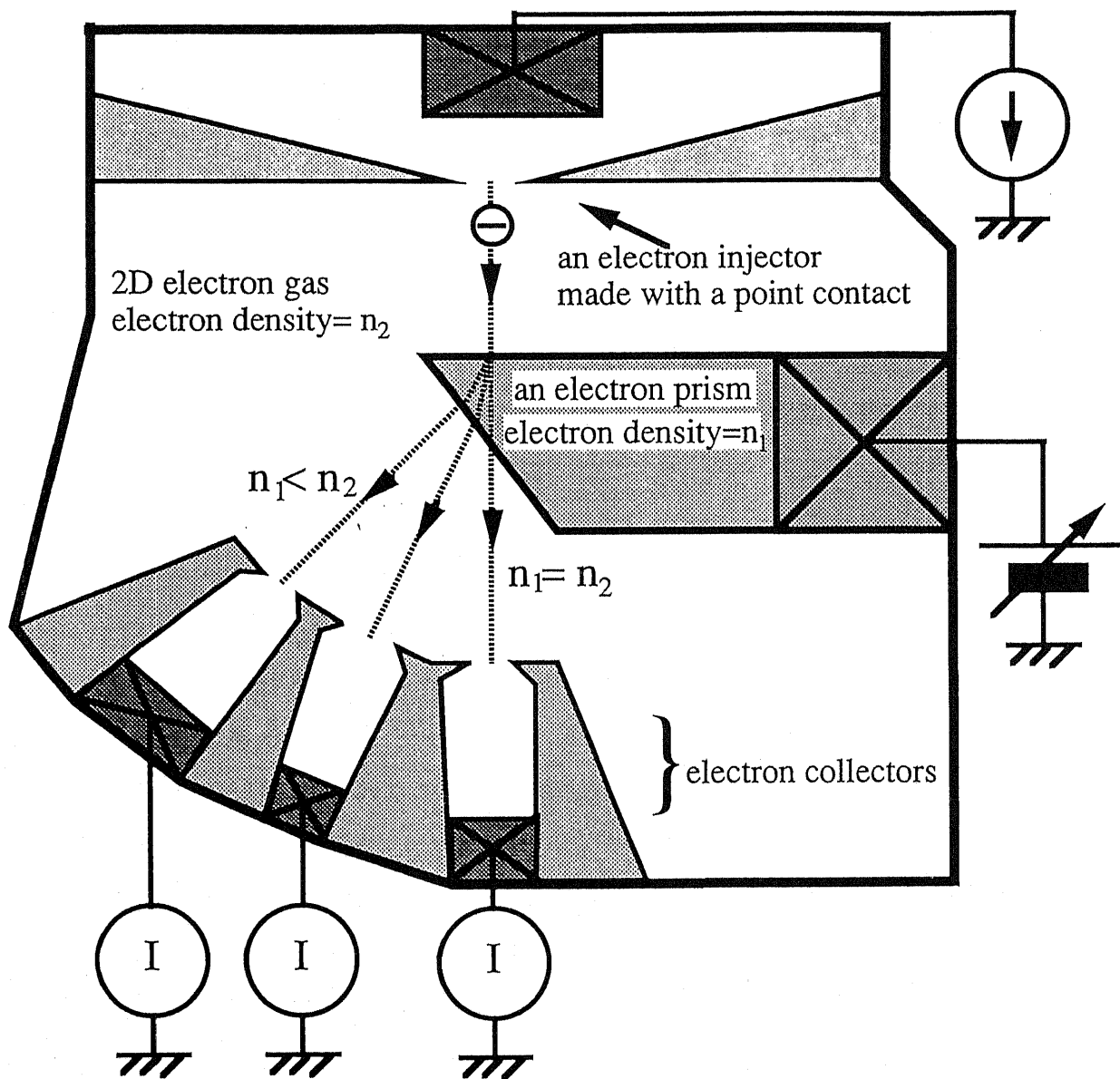


図 2-3-1 Spectorらが作製したballistic電子を用いた電子プリズムの模式図。伝導電子濃度が異なる界面でballistic電子が屈折する現象を用いている。

② 極低温動作の必要性。

電子の位相に対する散乱を防ぐために、電子の位相緩和時間 τ_ϕ や運動量緩和時間 τ_m よりもデバイスの動作領域を電子が走行する時間が短い必要がある。ここで、電子の位相を保つためには、1つ1つの電子のエネルギーを保存する必要があるため、電子位相の緩和時間は電子-電子散乱で決定されることが多い。また、特に10 K以上の高温動作を考えると、 τ_ϕ は福山-Abrahamsらの電子-電子散乱²⁾で決定されることが平川らの研究で明らかになっており、^{3), 4)}これはフォノン散乱で決定される τ_m よりも短い。さらに、前者はフェルミエネルギーと温度のみに依存する関数であり、伝導電子密度 $5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ について10 Kで3 psとなり、温度の2乗にほぼ逆比例するので、デバイス的高温動作を妨げる要因と成り得る。

また、干渉効果を用いるデバイスでは、別の問題が生じることがある。ここで、電子の行路長 L に対し、異なる干渉パターンを持つモードのエネルギー間隔 ΔE は次式で表される。

$$\Delta E = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left\{ \frac{2\pi(n+1)}{L} \right\}^2 - \left\{ \frac{2\pi n}{L} \right\}^2 \right] \quad (2-3-1)$$

ここで、 n は基底状態でのモード数、 \hbar はreduced Plank constant、 m^* は伝導電子の有効質量である。 $L \sim 1 \mu\text{m}$ 、 $n=10$ とすると、 ΔE は0.116 meV程度のごく小さいエネルギー間隔である。この ΔE よりも小さいエネルギー広がりを持つことが単一モード動作する電子波デバイスには必要であるが、⁵⁾高温では一般に電子の単色性が失われ、エネルギーが $k_B T$ 程度の広がりを持つために、多モードの干渉が互いに打ち消し合って、On/Off比を悪化させてしまう。

③ 電流入出力間に印加できる電圧が低いこと。(熱平衡形のデバイス)

現在まで提案されている電子波デバイスは、電子の単色性を保つために、熱平衡にごく近い条件で動作させる必要があるものが多い。これらは、その動作原理上ソースドレイン間の熱平衡条件を保つため、印加電圧が小さく限られる。

これらの問題点に対しての解決法としては、提案されているものを挙げると次のようになる。

① 電流駆動能力の不足を解決するには、単一モード量子細線を並列に接続する

方法が楯により提案されている。⁶⁾彼も指摘しているように、この方法を用いるには並列接続しても動作する電子波デバイスに対象が限られる。単一モードの量子細線の並列接続については、IsmailらがEB露光法とwet etchingにより複数の量子細線にわたり1次元量子化に起因する抵抗停留を同時に観測することに成功している。⁷⁾しかし、面内方向の加工技術制限から、均一な量子細線の作製が依然困難であることは現状では否めず、単一モード量子細線以外の方法で、電子波デバイスの電流駆動能力を向上させる方法も工学的意味があると考えられる。そこで、2次元電子状態に保ったままで電子波の方向性を向上させる方法を考案し実証した。この方法では、電子の位相を一度揃えれば、電流の流れる方向にほぼ位相が揃った状態で伝播する電子波を実現でき、スイッチングで機能する電子密度をゲート下の電子密度と同程度にすることが可能であるため、高い電流駆動能力を維持できる。後で紹介する電子波の方向性結合形スイッチでは、電子の結合領域の端で電子の位相が自動的に揃うと考えられ、後者の方法でもOn/Off比を悪化せずに電流駆動能力を確保できる。

② 電子波デバイスの動作温度限界は、フェルミエネルギーと温度のみの関数である電子-電子散乱で決定されるため、2次元電子系を用いる限り電子デバイスの寸法を電子の位相干渉長程度まで小さくする以外に方法はないように思われる。しかし、単一モード量子細線のような1次元系では、電子散乱前後の電子が取得する状態が非常に限られるため、電子-電子散乱を高温でも飛躍的に減少できる可能性があることがFasolによって指摘されている。⁸⁾

また、多モードの干渉により干渉効果が平均化されてしまう問題は、特にABリングなど疑似0次元構造デバイスで問題となると考えられる。これに対しては、大きさの異なるABリングを直列につなぎ、両リングでエネルギーが等しいモードのみ抽出すれば緩和できる可能性があることを平井らが提唱している。⁹⁾このエネルギーがほぼ等しい状態のビート成分をデバイスに応用することは、多モード干渉劣化を防ぐためのみではなく、伝導電子のフェルミ波長程度を必要とする加工精度の緩和に有効な技術と考えられる。例えば、椿らは、ABリングの一部分の伝導電子密度を下げビート成分を作り出すことによって、2つの電子伝導路間で大きな行路差を実現・電圧制御する方法を提案・実証しているし、¹⁰⁾後述する電子波方向性結合スイッチの動作に応用されている。

③ 超伝導デバイスと異なり、フェルミ粒子を使う半導体中の電子波デバイスでは、 $0n$ 時のドレインコンダクタンスは $2e^2/h*$ (1次元電子のモードおよび細線の総数)で上限が制限される。よって、 $0n/0ff$ に関するドレインコンダクタンス比を向上させ、電流入出力間に印加できる電圧を大きくするには、デバイス $0ff$ 時のドレインコンダクタンスを小さくすることが重要であろう。この点において、電子導波路内に出力インピーダンスを大きくする機構のないABリング¹¹⁾やstub-tuner型デバイス¹²⁾は不利であり、共鳴トンネルダイオードのようにデバイス内で電圧を印加できる障壁または挟持構造が存在する必要があるように思われる。

以上の観点により、私は、積層形電子波方向性結合型スイッチが将来の電子波デバイスの有力な候補になると考え、動作解析及び試作を行ってきた。以下では、それについて述べる。

2-3-3. 電子波方向性結合形スイッチの概要と動作解析に必要な theoretical background

電子波方向性結合形スイッチは、図2-3-2のように2つの量子井戸または量子細線でできた電子導波路を結合した系を用いる。このように2つの電子導波路が結合した系で、2つの電子導波路の量子化エネルギーが一致した場合には、結合した系の固有関数は、結合によって固有エネルギーが κ だけ異なった対称および反対称成分に分かれる。この僅かの量子化エネルギーの違いによって、それぞれの固有モードで面内に進むフェルミ面にある電子の速度も僅かに異なったものになる。そのため、対称成分と反対称成分が1つの電子波に含まれていると、それらは電子の進行方向に確率密度のうなり (Quantum beat)を生ずる。特に、フェルミエネルギーが結合エネルギー κ よりもはるかに大きな系では、1つの電子導波路に電子を注入すると、電子は対称成分と反対称成分にほぼ半分ずつ分かれるため、Quantum beatにより電子の全波束が2つの導波路を正弦波状に移り変わりながら進む。

また、2つの電子導波路の量子化エネルギーの差が結合エネルギーよりも遙かに大きな時には、結合した系の2つの固有関数のエネルギー差も κ よりも遙かに大きくなる。この場合、1つの導波路に注入された電子の波動関数は、2つの結合固有関数に不平等に分配されるため、それぞれの固有関数の電子密度の差で引き起こされるQuantum beatは小さくなり、入射した電子導波路からもう1つの電

子導波路へ電子が移り変わる確率も非常に小さくなる。このため、電子導波路を量子井戸で構成した場合は、結合を望まないところは2量子井戸の量子化準位のエネルギーが異なる、すなわち非対称2重量子井戸にしておき、結合を必要とする場所では表面につけたゲート金属に電圧を印加して、量子井戸の量子化準位のエネルギーを一致させれば電子波の結合を制御できる。

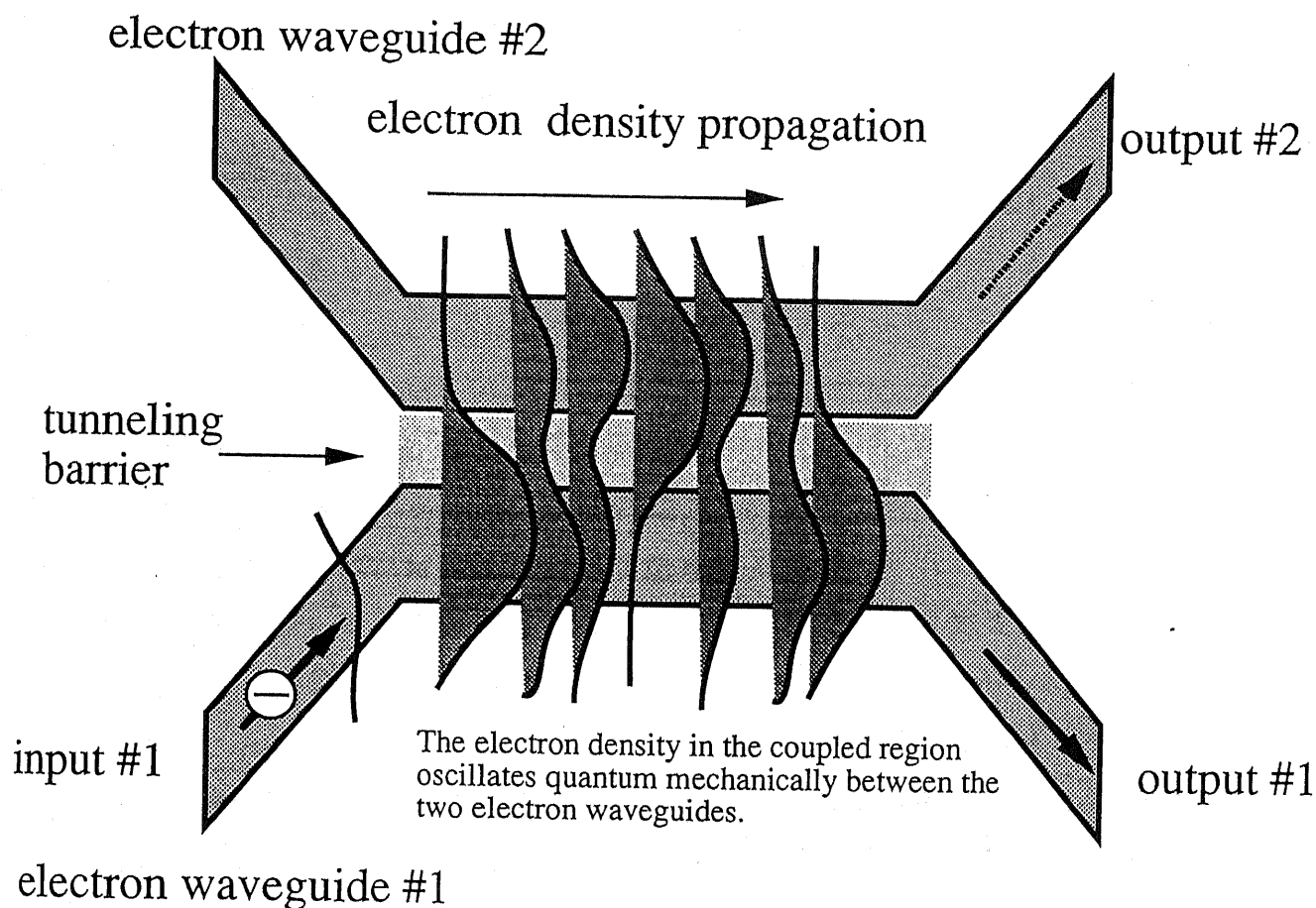


図 2-3-2 電子波方向性結合型スイッチの概念図。電子密度は電子導波路が結合した領域で量子力学的に振動しながら進むため、電子を完全に一つの導波路からもう一方の導波路へ移すことができる。

ここで、2量子基底状態が一致した時、電子導波路間を電子が移る時間は、量子力学的なQuantum beatの周期の半分、つまり、 $h/2\kappa$ で与えられる。よって、この場合、電子が移り変わるのに必要な長さ、すなわち結合長 L_{tr} は次のように与えられる。

$$L_{tr} = v_F \cdot h / 2\kappa = (2\pi / k_F) \cdot (E_F / \kappa) \quad (2-3-2)$$

ただし、 v_F は電子のフェルミ速度、 E_F はフェルミエネルギーである。

つまり、この結合量子井戸または量子細線でスイッチング素子を作れば、その結合長 L_{tr} は、フェルミ波長の $E_F / \kappa \sim 10$ -100倍にすることが可能であり、微細加工の制限が緩和される。

さて、半導体面内加工による結合量子細線による方向性結合スイッチの試みは、Eugsterとdel Alamoによって報告されており、¹³⁾彼らはトンネル障壁の高さを変化させることで、トンネル障壁を流れる電流の分布の変化を観測している。しかし、彼らが用いた平面構造の電子波方向性結合スイッチは、障壁層を基板表面にある金属ゲートに電圧印加して作製したポテンシャルによって得ているため、障壁高さが低く、障壁の厚さも大きい。さらに、このような構造では、10nm程度のlithographyの精度によってトンネル障壁が決まるため、トンネル現象を制御するには再現性に乏しい。また、トンネル確率が低いGaAsでできたトンネル障壁では、電子を隣あう導波路へ移すのに十分な結合長さは1 μ m程度必要であり、¹⁴⁾ゲート容量の増加によるスイッチング速度の低下と、長い位相コヒーレンス長を必要とするために高温動作が困難なことが問題となると考えられる。

ここで、我々は、電子導波路として、積層型構造である2重量子井戸構造を提案する。図2-3-3にその構造を模式的に示す。この積層構造をMBEやMOCVDで作製することにより、原子層厚さ精度で2量子井戸の量子化エネルギーやトンネル障壁の厚さ、量子井戸の結合強さなどを容易に設計・製作することができる。

さらに、この構造のトンネルゲートの長さを電子の平均自由行程よりも小さくし、(散乱を介したトンネル確率)⁻¹よりも短い時間で電子が通り抜けるようにすれば電子はballisticに伝播するはずである。ここで、実際我々が作製した2重量子井戸構造で、両量子井戸の電子密度が等しく共鳴条件となる場合の移動度は少なくとも12 m²/Vsあり、これに対応する運動量緩和時間は4.8psである。これに対し、キャリア密度 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ 、 $\kappa \sim 1 \text{ meV}$ 、ゲート長0.3 μ m程度の方向性結合スイッチでゲート下を電子が走行する時間は2ps程度であり、運動量緩和時間よりも小さくできる。さらに、Eisensteinらによれば、同様な2重量子井戸構造で5 μ mに及ぶ平均自由行程の二次元電子ガスの作製に成功しており、

¹⁵⁾ ballistic条件は現在の半導体加工技術で十分実現できると考えられる。

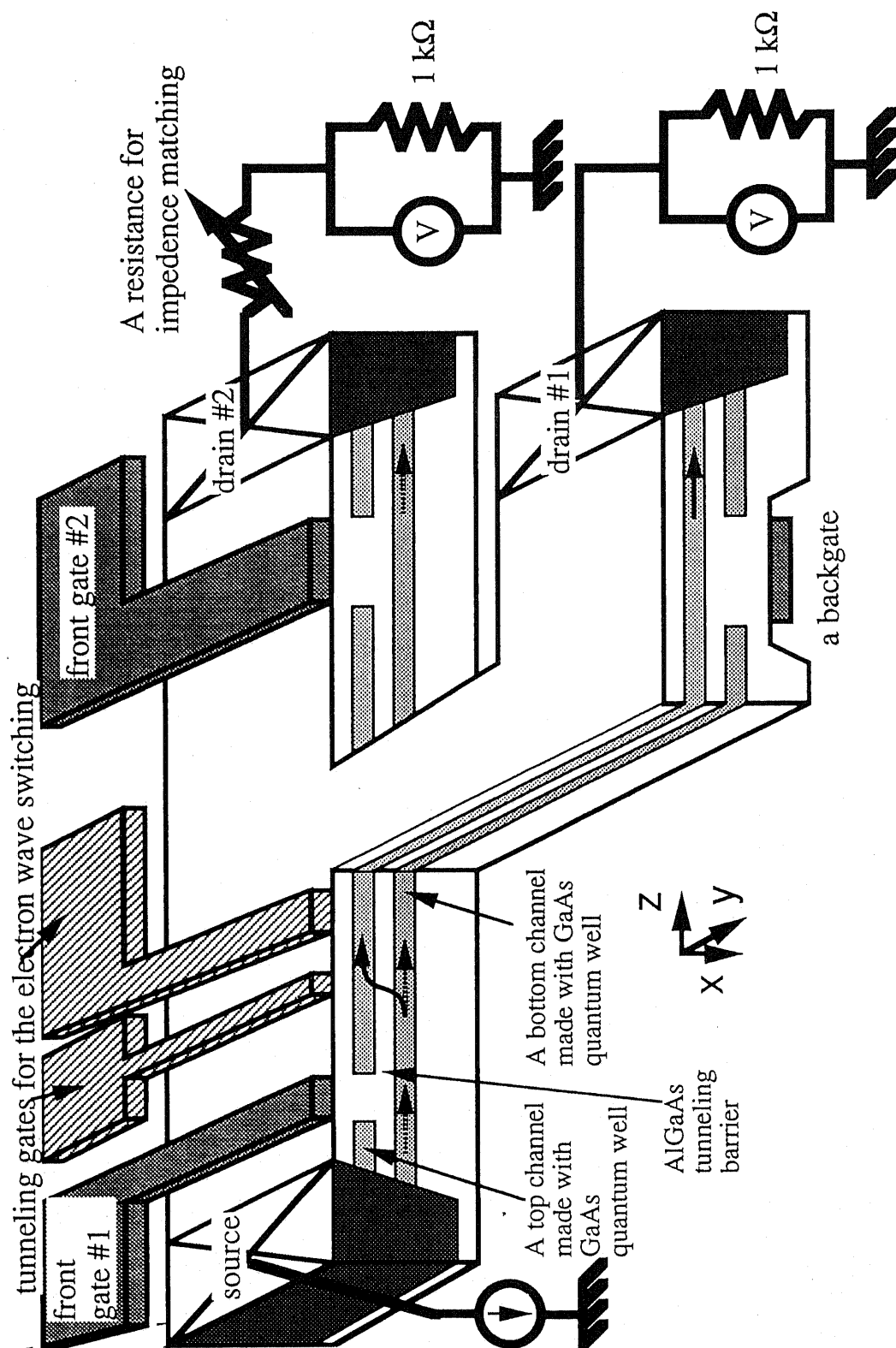


図 2-3-3 提案した積層型電子波方向性結合型スイッチの概念図。

また、電子波方向性結合器は電子の波数ベクトルの方向および大きさにスイッチング確率が依存するデバイスであるので、波数ベクトルの向きが大きく変化する電子-電子散乱はデバイスのスイッチング特性を劣化させる。第1章で述べたように、高温では特に、福山-Abrahamsの弾性的電子-電子散乱によって電子の位相緩和時間が決定される。²⁾ここで、電子のゲート下通過時間が、福山-Abrahamsの理論によって与えられる電子の位相緩和時間よりも大きくなった時にスイッチング温度限界に達すると考えると、前述の2psに対応する温度限界は10 K程度になる。これに対しては、結合エネルギー κ を0.1~10meV程度まで設計することが可能であり、ゲート長をより短く作る技術確立することによって改善できる可能性がある。また、前述のように、導波路を量子細線化し電子-電子散乱を抑えることによっても改善できる可能性がある。

ここで、電子波方向性結合形スイッチの動作をより詳細に議論するために上述の定性的な理論を以下で定量化する。まず、話を簡単にするために、電子はゲート下で散乱を受けないとし、電子は2量子井戸中を量子力学的振動をすると仮定した。さらに、それぞれの量子井戸および電子電極の抵抗は、impedance matchingが取れているとして無視した。電子波方向性結合型スイッチは2つの電子導波路を弱く結合させた系を用いる。ここで、電子波方向性結合型スイッチの動作を理解するには、電子の進行方向へ進む成分は(フェルミ速度) * (時間)で与えられるため、波動関数の時間発展 t および結合方向の x 座標のみ考えれば十分である。光学的な方向性結合器と同様に、結合系での電子の波動関数 $\Psi(x, t)$ は、量子井戸それぞれが単独に存在した時の正規化された固有波動関数の $\Psi_{1,2}(x)$ を用いて以下のように表される。^{14), 16), 17)}

$$\Psi(x, t) = a(t)\psi_1(x) + b(t)\psi_2(x). \quad (2-3-3)$$

式(2-3-3)で、波動関数の結合が弱い場合には、基底サブバンドの波動関数のみを考えればよい。ここで、 $\Psi_{1,2}(x)$ は量子井戸それぞれが単独に存在した時の固有波動関数であるから、以下の式を満たす。

$$E_{1,2}\Psi_{1,2}(x) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + V_{1,2}(x)\right]\Psi_{1,2}(x). \quad (2-3-4)$$

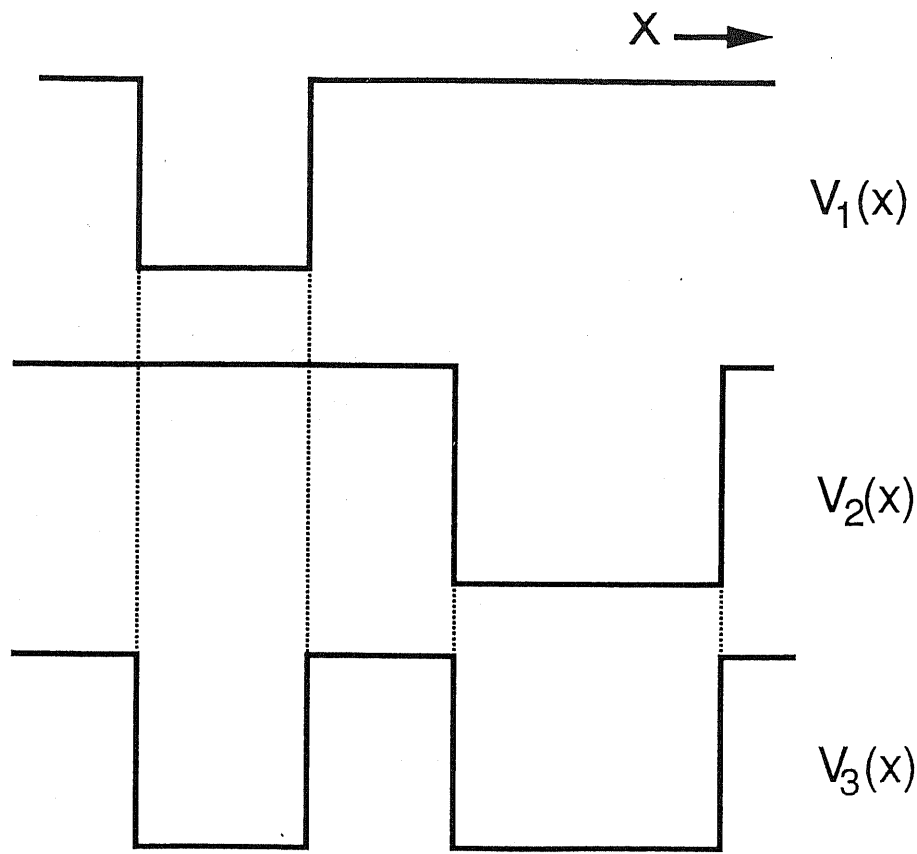


図 2-3-4 結合電子導波路の解析を行うためのポテンシャル形状。

ここで、 $V_{1,2}(x)$ は図2-3-4に与えられるようなそれぞれの量子井戸の閉じ込めポテンシャルである。さらに、結合電子導波路の閉じ込めポテンシャルが図2-3-4の $V_3(x)$ で与えられるとすると、その時間発展を含むSchroedinger方程式は以下のようなになる。

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V_3(x) \right] \psi(x,t). \quad (2-3-5)$$

式(2-3-5)に式(2-3-3)を代入し、 $\Psi_{1,2}(x)$ を乗じ積分することによって、次式の $a(t), b(t)$ に対する結合モード方程式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial a(t)}{\partial t} &= -\frac{i}{\hbar} \left(E_1 + \frac{1}{1-\alpha^2} \left[\int (V_3 - V_1) \psi_1^2 dx - \alpha \int (V_3 - V_2) \psi_1 \psi_2 dx \right] \right) a(t) \\ &\quad - \frac{i}{\hbar} \left(\frac{1}{1-\alpha^2} \left[\int (V_3 - V_1) \psi_1 \psi_2 dx - \alpha \int (V_3 - V_2) \psi_2^2 dx \right] \right) b(t), \\ \frac{\partial b(t)}{\partial t} &= -\frac{i}{\hbar} \left(E_2 + \frac{1}{1-\alpha^2} \left[\int (V_3 - V_2) \psi_2^2 dx - \alpha \int (V_3 - V_1) \psi_1 \psi_2 dx \right] \right) b(t) \\ &\quad - \frac{i}{\hbar} \left(\frac{1}{1-\alpha^2} \left[\int (V_3 - V_2) \psi_1 \psi_2 dx - \alpha \int (V_3 - V_1) \psi_1^2 dx \right] \right) a(t). \end{aligned} \quad (2-3-6)$$

ここで、 α は $\int \Psi_1 \Psi_2 dx$ となる重なり積分である。

ここで、電子波方向性結合形スイッチの動作に注目すると、 $t=0$ で片方の導波路のみに電子を注入した場合をまず考えればよい。この初期条件は $a(0)=1$ および $b(0)=0$ で与えられる。さらに、量子井戸間の波動関数の浸み出しは非常に小さく、 α は1に比べ、 $\int (V_3 - V_{1,2}) \Psi_{1,2}^2 dx$ は $E_{1,2}$ に比べ無視できるとしてよい。以上の近似のもとで式(2-3-6)の微分方程式の解は次のようになる。

$$\begin{aligned} a(t) &= [\cos \omega_0 t + \frac{i(E_2 - E_1)}{2\hbar\omega_0} \sin \omega_0 t] \exp(-\frac{i(E_1 + E_2)t}{2}), \\ b(t) &= (\frac{i}{\hbar\omega_0} [\int (V_3 - V_2) \psi_1 \psi_2 dx] \sin \omega_0 t) \exp(-\frac{i(E_1 + E_2)t}{2}). \end{aligned} \quad (2-3-7)$$

ここで、 ω_0 は次式で与えられる。

$$\omega_0 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{(E_2 - E_1)^2}{4} + \int (V_3 - V_1) \psi_1 \psi_2 dx \int (V_3 - V_2) \psi_1 \psi_2 dx}. \quad (2-3-8)$$

式(2-3-7)は、電子波が2つの電子導波路間で正弦波状に乗り移りながら進むことを示している。また、その振動周期は π / ω_0 となる。縮退電子系を考え、電子の速度をフェルミ速度 v_F とすると、電子の進行方向での座標 z は、 $z = v_F t$ となるから、式(2-3-7)は、位置座標表示では、次のようになる。

$$\begin{aligned} a(z) &= [\cos(\frac{\pi z}{2L_t}) + \frac{i(E_2 - E_1)L_t}{\hbar\pi v_F} \sin(\frac{\pi z}{2L_t})] \exp(-\frac{i(E_1 + E_2)t}{2}), \\ b(z) &= (\frac{2iL_t}{\hbar\pi v_F} [\int (V_3 - V_2) \psi_1 \psi_2 dx] \sin(\frac{\pi z}{2L_t})) \exp(-\frac{i(E_1 + E_2)t}{2}). \end{aligned} \quad (2-3-9)$$

L_t は、 $E_1 = E_2$ のときには電子の結合特性長 L_{tr} となる特性長さであり、 $L_t = \pi v_F / 2\omega_0$ である。

ここで、1つの導波路からもう一方の導波路へ電子が完全に移り変わる、すなわち $|b(t)| = 1$ を満たす条件は、次のようになる。

$$\begin{aligned} E_1 &= E_2, \\ t &= (n+1/2)\pi\hbar/\kappa \quad (n=0,1,2,\dots), \\ \kappa &= \int (V_3 - V_1) \psi_1 \psi_2 dx = \int (V_3 - V_2) \psi_1 \psi_2 dx. \end{aligned} \quad (2-3-10)$$

式(2-3-10)は、電子導波路の間での電子の伝達を制御するには、2つの方法があることを示している。1つは、図2-3-2のように2電子導波路の間隔を制御して電

子波の結合を制御する方法であり、平面状電子波方向性結合スイッチに用いられている。もう1つは、図2-3-3のように、結合を望まないところは2量子井戸の量子化準位のエネルギーが異なる、すなわち非対称2重量子井戸にしておき、結合を必要とする場所では表面につけたゲート金属に電圧を印加して、量子井戸の量子化準位のエネルギーを一致させる方法で、結合部と非結合部の制御を構造の制御を必要とせずポテンシャル制御のみによって実現できる。後者は我々の積層型電子波方向性結合スイッチに用いられている。

さて、今、AlGaAs/GaAsヘテロ構造での対称な結合2重量子井戸系では、式(2-3-10)の結合エネルギー κ は摂動法を用いて解析的に近似計算することができる。¹⁸⁾ 量子井戸の量子化エネルギーを E_0 、井戸のポテンシャル障壁の高さを V_0 、2量子井戸の井戸幅を a 、中間障壁層の厚さを b とすると、 κ は次のようになる。

$$\kappa = \frac{8E_0}{a\sqrt{\frac{2m^*V_0}{\hbar^2}}} \exp\left(-\sqrt{\frac{2m^*V_0}{\hbar^2}} b\right). \quad (2-3-11)$$

図2-3-5にこの式から計算した b と κ の関係を示す。ここで井戸幅 a は10nmに固定してある。この図から、障壁厚さ b がMBEで実現可能な範囲で考えると結合エネルギー κ は約0.1~10meVの範囲で決定できることがわかる。

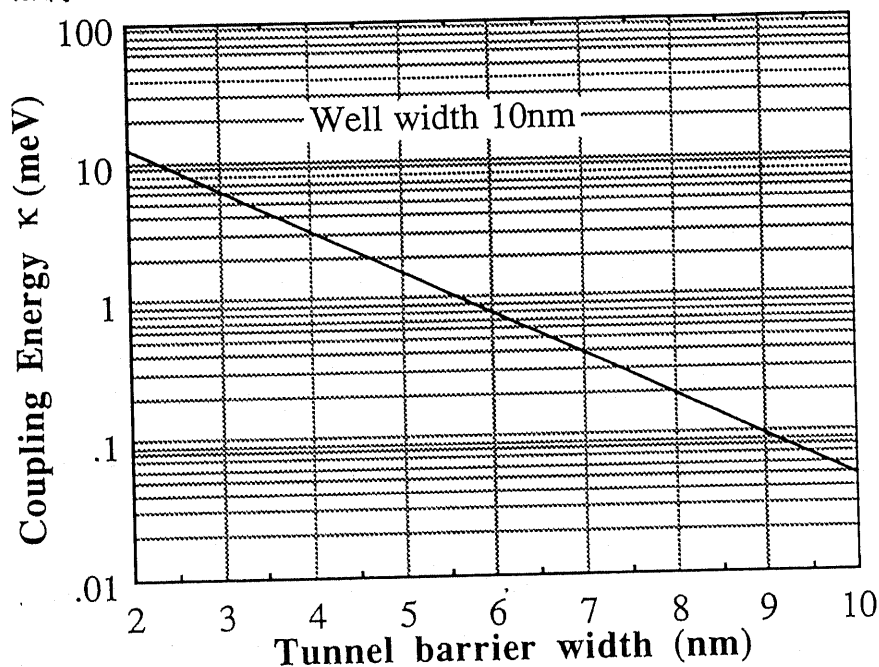


図 2-3-5 式(2-3-11)から導いた結合電子導波路のトンネル障壁幅と結合エネルギー κ の関係。量子井戸幅は10nmと仮定している。

また、式(2-3-7)および(2-3-8)から、電子波方向性結合形スイッチでは、各導波路の量子準位のエネルギーの差 $E_1 - E_2$ を量子井戸の結合エネルギー κ 程度変化させることによりスイッチングが可能であることがわかる。このエネルギー κ は通常0.1~10meVとフェルミエネルギーの1/10-1/100程度であり、ゲート容量をchargingするために必要な電圧変化も従来の電界効果トランジスタに比べ非常に小さくできる。

2-3-4. 電子波方向性結合スイッチのスイッチング確率の理論と2次元電子波collimationによるスイッチング確率の増大

次に、電子をballisticな状態で走行させた場合に、どの程度電子が1つの導波路からもう一方の導波路へ移り変わるか定量的に調べるために、導波路間で電子が移り変わる確率を大きくすることを目的に電子走行に関する簡単なsimulationを行った。今、式(2-3-10)から明らかなように、電子が移り変わる確率を大きくするためには、量子化エネルギーが一致した時を考えればよい。またここで、ゲート長 L の下で2つの導波路のエネルギーを一致させ、電子導波路を結合させているとし、ゲートの入口で1つの導波路にのみ電子波を注入しているとする。また、簡単のために電子散乱はゲート下では起こらないと仮定し、不純物散乱の影響は後で考慮する。

まず、電子導波路が1次元量子細線で作製されている場合を考えると、ゲートの出口で1つの導波路からもう一方の導波路に電子が移り変わる確率 $T(z=L)$ は、 $|b(t)|^2$ で与えられ、式(2-3-9)から次のようになる。

$$T(z=L) = \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{L}{v_F \pi \hbar / 2\kappa}\right) = \sin^2\left(\frac{\kappa L}{\hbar v_F}\right) = \sin^2\left(\frac{\pi L}{2 L_{tr}}\right). \quad (2-3-12)$$

ただし、 L はゲート長、 L_{tr} は $\pi \hbar v_F / 2\kappa$ で定義される結合長(transfer length)である。

次に、電子導波路として単に量子井戸の2次元電子を用いた場合には、電子の走行する方向はフェルミ円の方角すべてに渡っており、そのスイッチング確率を全方向で平均する必要がある。このときの1つの導波路からもう一方の導波路に電子が移り変わる確率 $T(z=L)$ は、式(2-3-12)を面内方向で積分することにより次の

式で与えられる。

$$T(z=L) = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{L}{L_{tr}} \cos\theta\right) \cos\theta d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta d\theta}$$

$$= \frac{1}{2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{L}{L_{tr}} \cos\theta\right) \cos\theta d\theta. \quad (2-3-13)$$

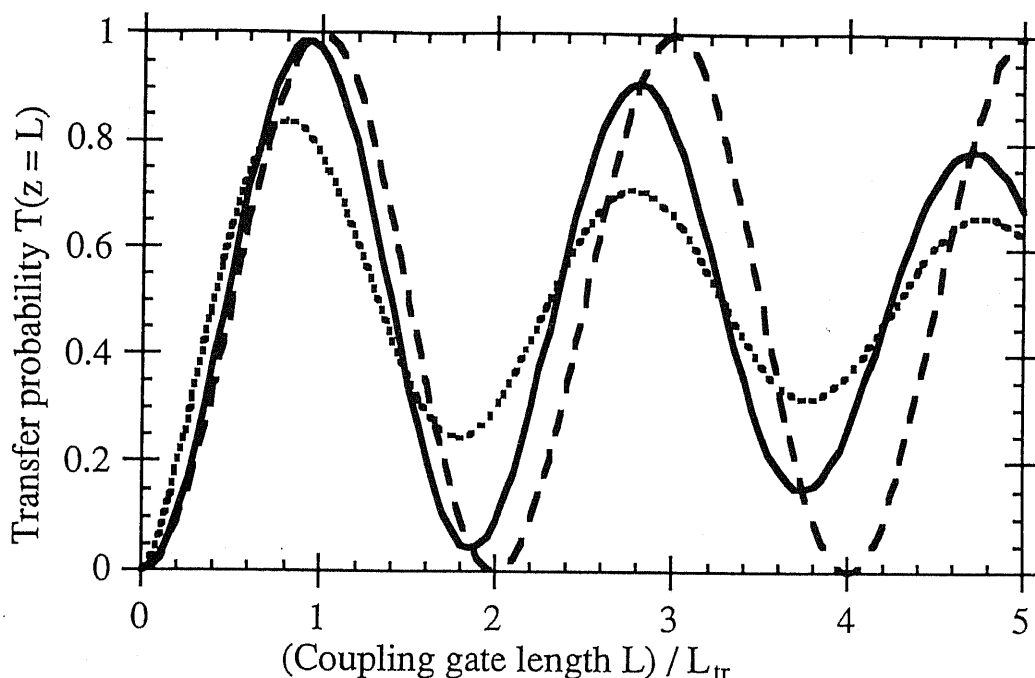


図 2-3-6 2 電子導波路間の電子の遷移確率のゲート長に対する依存性。破線および点線はそれぞれ導波路に量子細線および量子井戸を用いた時の遷移確率。実線は電子の進行方向を揃えた場合の遷移確率。

図2-3-6に、式(2-3-12)、(2-3-13)に従って計算したゲート長に対する T の特性をそれぞれ破線と点線で示す。破線は、電子導波路が1次元細線で構成された場合で、 $2L_{tr}$ を周期として $T(z=L)=1$ に達するのに対し、2次元電子ガスでは、電流の流れる方向の電子の波数ベクトルの大きさが揃っていないため、 $L \sim 0.8L_{tr}$ で $T(z=L)$ は0.83までしか得られず、1に至らない。ここで、非常にゲート長 L が長い場合(diffusive limit)には、現在の条件では、電子が最終的にどちらの導波路に存在するかは始状態に無関係になるので、 T は0.5に近づくと考えられる。よって、2次元電子ガスでballisticにトンネルする場合には、diffusive limit

の最大1.6倍のスイッチング効率になることがわかる。

さらにスイッチング確率を大きくするには、電子の方向をゲートと直交するように速度を揃えればよい。この1つの方法は、単一モード量子細線に量子井戸を加工し、ゲートに直交する以外の成分を取り除く方法である。この方法は、原理的に完全なスイッチング確率が得られるという利点はあるが、単一モード細線を作製するのは一般に困難な上に、2重量子井戸を用いた構造では、単一モード量子細線を作製するのに最も有効な表面から閉じ込めポテンシャルを電子ガスに及ぼす方法が使えない。これは、2重量子井戸構造では、表面側の量子井戸の電子のscreeningのために、表面から遠い方の量子井戸に閉じ込めポテンシャルが有効に及ぼされないためである。¹⁹⁾そのため、より電子ガスに近接した場所に閉じ込めポテンシャルを作りつける集束イオンビーム打ち込みやエッチングなどの方法が必要となり、加工欠陥を導入してしまう可能性がある。また、1次元細線同士の結合の計算によると、結合部のモード結合が2方向閉じ込めにより複雑となるため、単純な2次元電子-2次元電子tunnelingと異なり複雑で複数のresonant peakをもつtunneling特性になることが知られている。^{19), 20)}

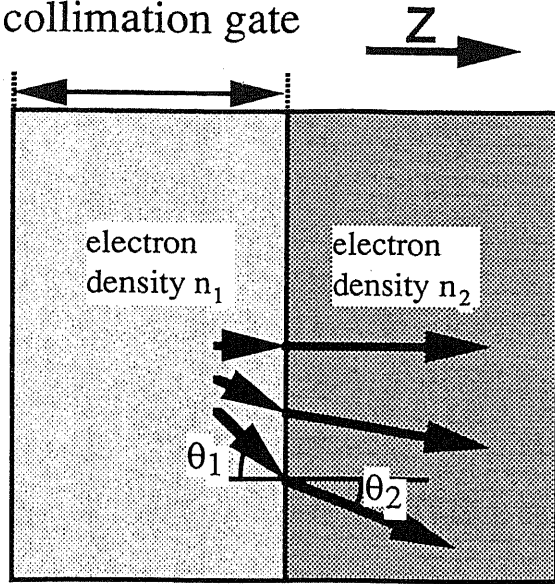
そこで、電子の方向をゲートと直交するように速度を揃える方法として、欠陥導入の可能性の少ない別の方法を考案した。これには、図2-3-7のように、ballisticな電子波が電子密度が小さい領域(電子密度 n_1)から大きな領域(電子密度 n_2)の境界で屈折する性質があることを用いる。¹⁾これは、ballistic電子のエネルギーと界面に平行な運動量が保存されることにより、光波と同様にSnellの法則が成り立つことに起因している。ここで、電子の入射角を θ_1 、界面を横切った後の角度を θ_2 とすると、次の式が成り立つ。

$$\sin \theta_2 = (n_1/n_2)^{0.5} \sin \theta_1 \quad (2-3-14)$$

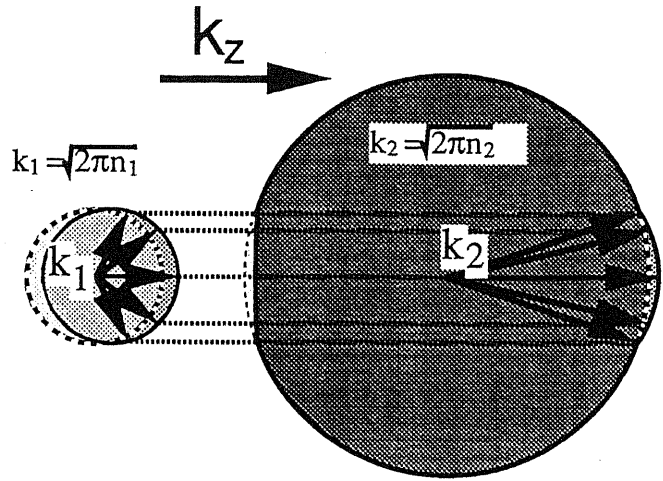
これは、図2-3-7のように $n_1 \ll n_2$ の時に、 θ_2 が θ_1 に比べずっと小さくなることを示している。以上から、電子密度を小さくするための電子波方向制御ゲートを、電子波を結合させるゲートから電子がballisticに進む距離内に作製すれば、電子の伝播方向をゲートに直交する方向に揃えられるはずである。

ここで、電子波方向制御ゲートの下電子密度を n_1 、トンネルゲートの下電子密度 n_2 とすると、スイッチング確率 $T(z=L)$ は、式(2-3-13)を修正して次式で与えられる。

collimation gate



(a)



(b)

図 2-3-7 ballistic電子の屈折を用いた2次元電子のcollimation。(a)と(b)はそれぞれ実空間および波数空間での表現で、z方向にcollimationさせている。

$$T(z=L) = \int_{-\theta_m}^{\theta_m} \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{L}{L_{tr} \cos\theta}\right) \cos\theta d\theta / \int_{-\theta_m}^{\theta_m} \cos\theta d\theta, \quad (2-3-15)$$

ここで、 $\theta_m = \arcsin\{(n_1/n_2)^{0.5}\}$ である。

図2-3-6に n_1 と n_2 との比を0.36とし、上式から計算したスイッチング確率を実線で示す。この図のように、 $L \sim 0.923 L_{tr}$ とすれば、 $T = 0.99$ となり、単一モード量子細線を用いなくても高い確率でスイッチングできる。

次に、電子波方向制御ゲートを作製した2次元電子波方向性結合型スイッチの電流駆動能力について論じよう。電子を入射した方の電子導波路が、両量子井戸の量子化エネルギーが等しい状態に比べて ΔV だけ電子に対するポテンシャルが高いと仮定する。また、簡単のために、電子導波路に沿う方向のポテンシャル勾配は、電子導波路間のポテンシャル勾配にくらべて無視できる条件で考える。この条件下では、2次元電子をチャネルに用いた場合には、トンネル電流 I_t は、電気伝導に寄与する状態数 $\delta n [= (e \Delta V) dn / dE_F]$ および電子のz方向の速度 $V_z(k)$ の積を2次元フェルミ面にある波数 k の状態について足し合わせることで、次の式で表される。

$$\begin{aligned}
I_t &= \sum_{\mathbf{k}} eW \delta n_{\mathbf{k}} v_z(\mathbf{k}) |b(\mathbf{k})|^2 \\
&= eW \frac{\partial n_2}{\partial E_F} (e\Delta V) \int_{-\theta_m}^{\theta_m} |b(\frac{L}{v_{F2} \cos \theta_2})|^2 v_{F2} \cos \theta_2 \frac{d\theta_2}{2\pi}, \quad (2-3-16)
\end{aligned}$$

ここで、 W は電子波結合ゲートの幅、 v_{F2} は電子波結合ゲート下の電子のフェルミ速度である。

また、電子波方向制御ゲートを電子波結合ゲートよりも広く作り、電子波方向制御ゲートでの電圧降下を無視できるようにした理想的条件下では、式(2-3-16)に式(2-3-9)を代入して、次式を得る。

$$I_t \sim \frac{2e^2}{h} \frac{k_1 W}{\pi} \frac{[\int (V_3 - V_2) \psi_1 \psi_2 dx]^2}{(\hbar \omega_0)^2} T(z=L) \Delta V. \quad (2-3-17)$$

ここで、 k_1 は電子波方向制御ゲート下の電子のフェルミ波数である。式(2-3-17)の $k_1 W / \pi$ の項は、幅 W に閉じ込められたフェルミ波数 k_1 の2次元電子ガスでの1次元モードの数に相当する。ここで、電子の方向が揃っている場合には、電子波方向制御ゲートを作製した2次元電子波方向性結合型スイッチは1次元の方向性結合型スイッチに比べ約 $(k_1 W / \pi)$ 倍だけ電流駆動能力が増大する。例えば、 $1 \mu\text{m}$ 幅で伝導電子密度 $2 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ の典型的なデバイスの条件では、 $k_1 W / \pi \sim 35$ 程度までになる。

次に、積層型電子波方向性結合デバイスの利得について簡単に言及する。式(2-3-17)の $\hbar \omega_0$ は式(2-3-8)で与えられる $\Delta V [= (E_1 - E_2) / e]$ の関数であるため、 I_t は $\Delta V = \pm 2 \kappa / e$ で極大値 $I_{t\max}$ をとり、その時以下になる。

$$I_{t\max} \sim \frac{2e^2}{h} \frac{k_1 W}{\pi} \frac{\kappa}{e} T(z=L). \quad (2-3-18)$$

ここで、 $T(z=L) \sim 1$ の理想的状態を考えることとする。このデバイスの入力端に電圧源を接続し、トンネル電流出力端に負荷抵抗 R_L を接続したすれば、負荷抵抗で取り出せる最大電力 P_{out} は、ほぼ $R_L \sim 2 \kappa / (e I_{t\max})$ の条件で、

$R_L (I_{tmax})^2$ で与えられる。すなわち、 P_{out} は次のようになる。

$$P_{out} \sim \frac{2\kappa}{e} I_{tmax} \sim \frac{4e^2 k_1 W}{h \pi} \frac{\kappa^2}{e^2} \quad (2-3-19)$$

これらは、 $\kappa \sim 1\text{meV}$ 、 $W \sim 1 \mu\text{m}$ で伝導電子密度 $2 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ の典型的なデバイスの条件では $I_{tmax} \sim 2.7 \mu\text{A}$ 、 $P_{out} \sim 5.6 \times 10^{-9} \text{W}$ 程度になる。

次に、ゲートを駆動するのに必要な電力 P_{in} を概算する。トンネル電流が流れる前のゲート容量を C およびゲート電圧を V とし、トンネル電流ピーク時のゲート容量の増分を δC 、ゲート電圧を $(V + \delta V)$ とする。これらから、 P_{in} は、

$$P_{in} = (C + \delta C) \cdot (V + \delta V)^2 - C V^2. \quad (2-3-20)$$

となる。まず、この電子波方向性結合デバイスでは、構造を調整することにより、トンネル電流が流れる前のゲート電圧 V を 0V とすることが可能である。また、式(2-3-7)および式(2-3-8)より、ゲート面積を S 、2次元電子ガスの状態密度 D_{2D} を用いると、ゲート電圧の変化量 δV は、2量子井戸の量子化エネルギー差が 2κ 程度異なればよいから、結局 $\delta V \sim 2 D_{2D} \kappa / (C/S)$ 程度でスイッチング可能であると考えられる。さらに、電子を表面に近い方の量子井戸に注入し、表面から遠い方の量子井戸へトンネルさせることを考えることとし、入射電子導波路中心から表面までの距離を d_1 、2導波路中心の距離を d_2 とする。この時、GaAsの誘電率 ϵ を用いて C および $(C + \delta C)$ は、

$$C \sim \epsilon S / d_1, \\ (C + \delta C) \sim \epsilon S / (d_1 + 0.5 d_2). \quad (2-3-21)$$

とまず近似できると推測される。これら理想的条件下では、 P_{in} は次のようになる。

$$P_{in} \sim (C + \delta C) (\delta V)^2 \sim 4 D_{2D}^2 \kappa^2 d_1^2 S / [\epsilon (d_1 + 0.5 d_2)] \quad (2-3-22)$$

例えば、典型的な選択ドープ2重量子井戸構造で $d_1 \sim 100 \text{nm}$ 、 $d_2 \sim 15 \text{nm}$ 、ゲート面積をゲート長さ $1 \mu\text{m}$ 幅 $1 \mu\text{m}$ として $1 \times 10^{-12} \text{m}^2$ 、 $\kappa \sim 1 \text{meV}$ 、 $D_{2D} \sim 2.8 \times 10^{14} \text{m}^{-2} / \text{meV}$ を使うと、 $P_{in} \sim 6.4 \times 10^{-18} \text{W}$ となる。よって、このデバイスでは、 $P_{out} / P_{in} \sim 1 \times 10^9$ と非常に大きい電力利得を得ることができる。これは、主にスイッチングに要するゲート電圧変化 δV がごく少ないことから生じている。この

特長から、この積層形電子波方向性結合形スイッチはゲート容量をchargingする必要がほとんどなく、電流駆動能力が従来FETより小さくても高速動作可能である可能性が高い。

これらの利得計算は理想的な場合であったが、2-3-6節で説明する積層型電子波方向性結合形スイッチを実際に素子を作製した結果、ゲート長さ $0.6\mu\text{m}$ 幅 $50\mu\text{m}$ のゲート構造で、負荷抵抗 $R_L 1\text{k}\Omega$ にトンネル電流 4nA を流すことに成功しており、最適化をしなくても既に電力利得が5以上のデバイスが実現されている。このことから、この電子波方向性結合形スイッチは、電子波デバイスの中でも利得を得ることが可能な有望なデバイスといえる。

電子導波路中での散乱は電子波スイッチング特性を悪化させると考えられ、どの程度の散乱でスイッチング確率が悪化するかを定量的に調べることは、工学的な観点から重要なことである。そこで、次に、低温での高移動度電子ガスの主な散乱原因であるクーロン不純物散乱を取り上げ、その運動量緩和に対する平均自由行程 L_m をパラメータとして、電子の導波路間の伝達率 $T(z=L)$ を数値計算でシミュレートした。通常電子波方向性結合型スイッチは、量子力学的振動を生じるほど良好なballistic性を有した電子導波路を使うと考えられ、導波路中でのクーロン不純物散乱は低く抑えられていると考えてよい。そこで、簡単のために、電子波結合領域中での不純物クーロン散乱は1回のみとし、各量子井戸に電子が存在する確率 $|a(t)|^2$ 、 $|b(t)|^2$ は散乱の前後で散乱のない状態に比べて変化せず、散乱は2次元面内だけで起こるとした。図2-3-8の挿入図のように、ゲート長を L 、散乱中心とゲート入口までの距離を L_1 とすれば、散乱間の相関を無視した場合には、散乱確率は指数関数的に L_1 に依存すると考えられる。よって、式(2-3-15)は次のように修正される。

$$T(z=L) = \left(\int_{-\theta_m}^{\theta_m} d\theta \left[\exp\left(-\frac{L}{L_m \cos\theta}\right) \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{L}{L_{tr} \cos\theta}\right) \cos\theta \right] \right. \\ \left. + \int_0^L \frac{dL_1}{L_m \cos\theta} \exp\left(-\frac{L_1}{L_m \cos\theta}\right) \right. \\ \left. * \int_{-\pi/2-\theta}^{\pi/2-\theta} d\alpha \sigma(\alpha) \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{1}{L_{tr}} \left[\frac{L_1}{\cos\theta} + \frac{L-L_1}{\cos(\theta+\alpha)} \right] \right) \cos(\theta+\alpha) \right] / \int_{-\theta_m}^{\theta_m} \cos\theta d\theta. \quad (2-3-23)$$

ここで、 $\sigma(\alpha)$ はクーロン不純物散乱による、(出射角) - (入射角) = α の2次元平面の散乱確率を示す。伝導電子の波動関数の形状効果を見れば、 $\sigma(\alpha)$ は次のようになる。

$$\sigma(\alpha) = \frac{1}{(|\sin(\alpha/2)| + q_s/2k_F)^2} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\alpha}{(|\sin(\alpha/2)| + q_s/2k_F)^2}, \quad (2-3-24)$$

ここで、 q_s は2次元電子の遮蔽パラメータで約 $(5\text{nm})^{-1}$ となる。

図2-3-8に式(2-3-23)および式(2-3-24)を用いて計算した1つの導波路からもう一方の導波路に電子が移り変わる確率 $T(z=L)$ を示す。電子波方向制御ゲートの下の電子密度 n_1 、トンネルゲートの下の電子密度 $n_2 (= 2 \times 10^{15} \text{m}^{-2})$ に対し0.36とし方向制御を行った結果を実線で、方向制御していない場合を点線を示す。横軸はゲート長 L を取っており、パラメータとしては、電子の平均自由行程 L_m を示している。散乱がない場合と異なり、ゲート長 L を増すにつれ $T(z=L)$ は0.5より小さくなる。これは、電子が入射導波路方向に後方散乱される確率が存在するため、ゲート長が長くなるにつれ、ゲート出口に電子が到着しない確率が増えるためである。さらに、電子密度が低い場合、クーロン不純物散乱は電子の進行方向を大きく変化させるため、今の計算条件では前方散乱によっても $T(z=L)$ が悪化する。ここで、図2-3-8から、 $L_m > 5 L_{tr}$ 程度で90%以上の $T(z=L)$ を実現することが可能であるといえる。例えば伝導電子密度 $1 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ 、10nm幅のGaAs量子井戸電子導波路を5nmのAlGaAs障壁で結合させた典型例での L_{tr} が $0.2 \mu\text{m}$ 程度であるから、 L_m を $1 \mu\text{m}$ 以上にすればよい。これは、前述したように、現在のMBE成長技術で十分実現可能である。

さて、本節で述べた提案を実験で実証するには、次の2点を検証すれば良い。

- ① 2次元電子ガスを用いた電子波方向性結合型スイッチを作製し、結合長 L_{tr} にほぼ等しいゲート長の場合には電子波のトンネル確率が増大、すなわちトンネル抵抗が減少すること。
- ② 2次元電子ガスの電子密度が少ない領域から多い領域に入射するとき ballistic 電子の伝播方向が揃うこと。

次節にこの2点につき実験での検証を行った結果を示す。

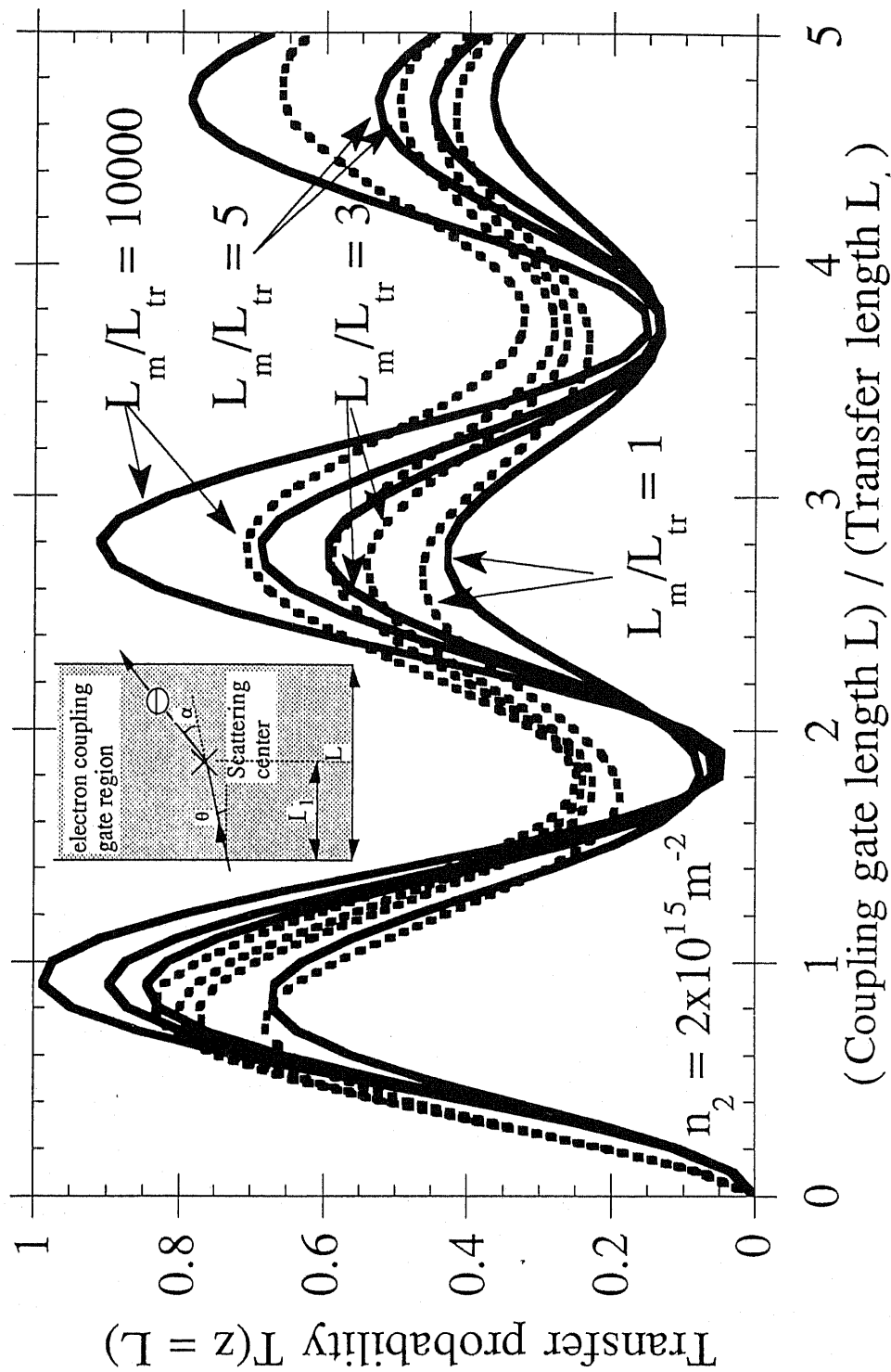


図 2-3-8 クーロン不純物散乱を考慮した2次元2電子導波路間の電子の遷移確率のゲート長に対する依存性。実線および点線はそれぞれ電子の進行方向を揃えた場合と揃えない場合の遷移確率。パラメーターとして、電子の平均自由行程 L_m をとっている。

2-3-5. 2重量子井戸構造を用いた電子の方向性結合形スイッチの作製と測定

前節の①を実証するために、結合長 ($0.66\mu\text{m}$) とほぼ等しい長さの $0.68\sim 0.74\mu\text{m}$ のゲートと、比較測定用の $6.5\sim 15\mu\text{m}$ の長いゲートの2つを、図2-3-3の模式図および図2-3-9のSEM写真で示すように2重量子井戸基板上に同時に作製した。用いた2重量子井戸構造基板の電子の平均自由行程は $0.8\mu\text{m}$ 程度となるので、短いゲートではほぼballisticに電子波が伝搬し、長いゲートではゲート下で十分電子が散乱されると考えられる。よって、2つのゲートのトンネル抵抗を比べることにより、ballistic電子を用いた電子波のスイッチングの可能性を議論できる。

ここで、積層型電子波方向性結合スイッチでは、2重量子井戸の井戸それぞれにOhmic電極をとることが必要である。我々は、試料の両面にOhmic電極に近接してSchottkyゲートを作製し、片側の量子井戸の二次元電子ガスを部分的に空乏化させることにより、量子井戸それぞれを電子の導波路として用いた。¹⁵⁾ ここで、基板裏面のSchottkyゲートに印加する電圧の絶対値を小さくするため、基板裏面にwet etchingにより穴を空け、2次元電子ガスから $100\mu\text{m}$ 以内近づけてゲートを作製している。また、電子波の結合をゲートがない部分で小さくするために、2重量子井戸は表面に近い方が 12nm 、表面から遠い方が 10nm と非対称に設計した。ここで、量子井戸電子の移動度を向上させるために選択ドープ構造を用い、2量子井戸の量子化エネルギーが等しくなった時の各量子井戸の電子密度として $6.7 \times 10^{14}\text{m}^{-2}$ 、移動度 $15\text{m}^2/\text{Vs}$ 以上を得ている。

さらに、測定は、electron heatingの影響を防ぐため、 10nA とごく少ない電流を用いて $0.45\sim 1.7\text{K}$ の低温でロックインアンプを用いて行っている。また、図2-3-3のように、2つの量子井戸からの出力電流を電圧に変換して測定するために、 $1\text{k}\Omega$ の直列抵抗を出力端につなぎその電圧降下から電流値を得ている。さらに、2つの導波路のimpedance matchingのために、 $0\sim 200\text{k}\Omega$ の直列抵抗を電子を入力した側の量子井戸の出力端に直列に接続している。

2-3-6. 2重量子井戸構造を用いた電子の方向性結合スイッチの電気伝導特性

図2-3-10に、表面から遠い方の量子井戸 (bottom quantum well) のみに電流を

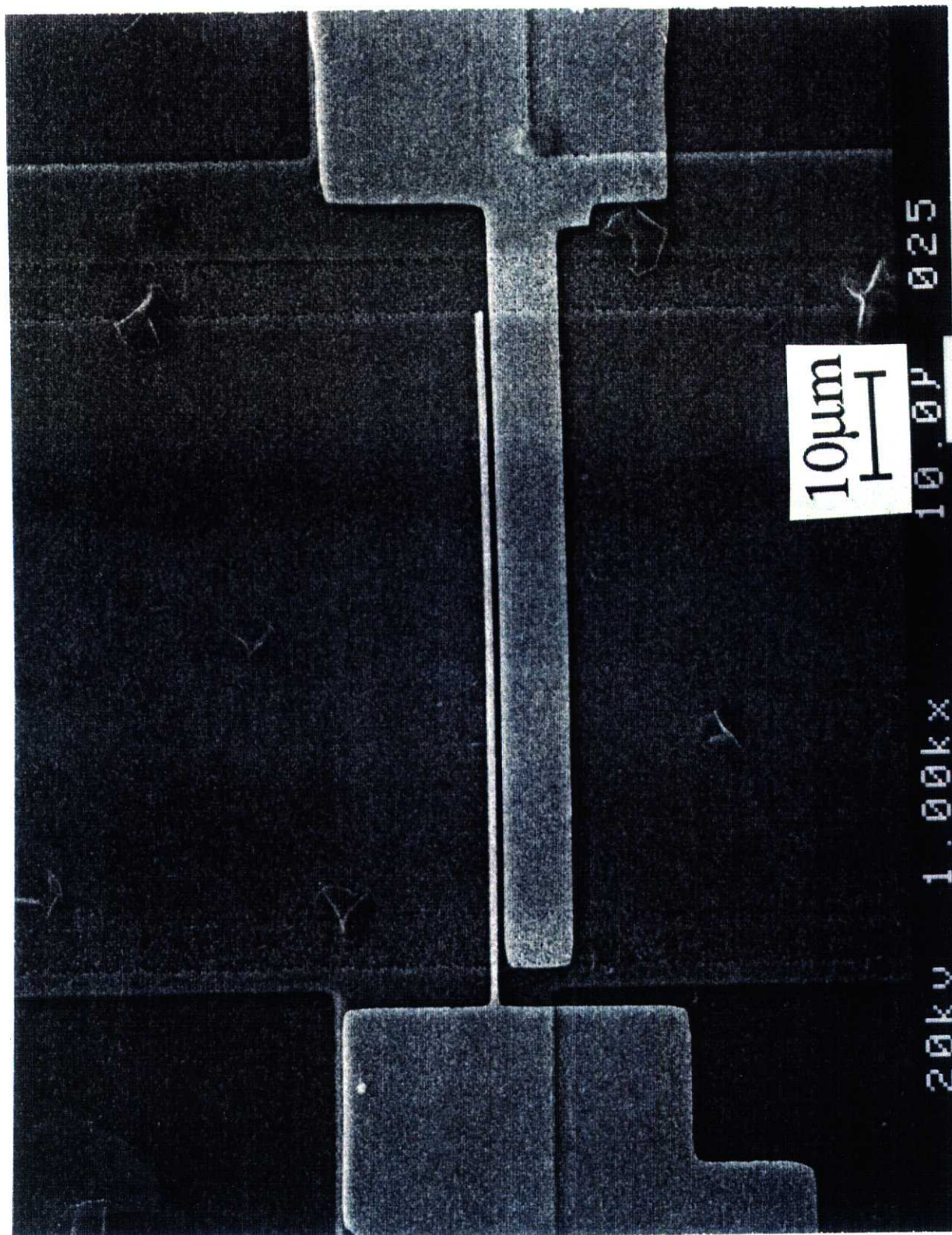


図 2-3-9 電子波方向性結合スイッチの電子波結合ゲートのSEM写真。上下方向が電流が流れる方向で、白い部分がNi/Au蒸着で作製した電子波結合ゲート。ゲート幅 $60\mu\text{m}$ 、ゲート長 $0.74\mu\text{m}$ および $6.5\mu\text{m}$ のゲートが近接して作製されている。

注入し、トンネルゲートの電圧を変化させたときの全抵抗特性を示す。この時、もう一方のゲートは0Vに固定している。太い実線は $15\mu\text{m}$ の長さのゲートに対する抵抗特性を、細い実線は $0.68\mu\text{m}$ の長さのゲートに対する抵抗特性を示している。ゲート電圧 V_g が負に大きくなるのに伴い、長いゲートに対する全抵抗は $-0.7\text{V} < V_g < 0\text{V}$ と $-0.9\text{V} < V_g < -0.8\text{V}$ でほぼ一定値になる。これは、 $-0.7\text{V} < V_g < 0\text{V}$ では2量子井戸の2次元電子ガスが伝導的であることと、 $-0.9\text{V} < V_g < -0.8\text{V}$ ではbottom quantum wellのみが伝導的であることに対応している。短いゲートの方では、pinch-off特性は観測されないが、これは短ゲート構造では表面に近い量子井戸中の電子のscreeningによりbottom quantum wellの空乏化が妨げられるためと考えられる。これら2ステップ構造は両量子井戸に電流を注入したときにも観測されるが、それに加えて、bottom quantum wellのみに電流を注入したときには、 $15\mu\text{m}$ の長さのゲートでゲート電圧 -0.77V 、 $0.68\mu\text{m}$ の長さのゲートで -1.05V に抵抗減少のdipが観測される。ゲート電圧を負に大きくすると、表面に近い側の量子井戸は空乏化するから、このピークは通常のMIS構造の電荷蓄積によるものではない。

さらに、図2-3-11に、表面から遠い方の量子井戸(bottom quantum well)のみに電流を注入し、トンネルゲートの電圧を変化させたときの各量子井戸に流れる出力電流を示す。太い実線は $15\mu\text{m}$ の長さのゲートに対する電流伝達特性を、細い実線は $0.68\mu\text{m}$ の長さのゲートに対する電流伝達特性を示している。ちょうど全抵抗特性にdipが生じたのと同じゲート電圧で出力電流に相補的なピークが現れることがわかる。また、長いゲートに対するピーク電圧 -0.77V は、表面側の量子井戸が空乏化する過程に相当する電圧であるため、このピークは、両量子井戸の量子化エネルギーが一致し、トンネル確率増大したために量子井戸間を流れる電流が増大し、電流の流れる経路が変化したことによるといえる。

ここで、ゲート長が短い $0.68\sim 0.74\mu\text{m}$ の方がゲート長が $6.5\sim 15\mu\text{m}$ と長い場合に比べてトンネルピーク電流が1.2倍以上多かった。この傾向は、室温までサンプルを昇温し再測定した場合や、違う基板から作製した異なる試料でも成立した。また、現在の試料の場合、トンネル抵抗($> 100\text{k}\Omega$)はゲート下の空乏化に伴う抵抗増大($< 0.2\text{k}\Omega$)に比べ十分大きく、トンネル電流のピークの比から求められるトンネル抵抗の比は、長いゲートの抵抗が短いゲートの抵抗に比べ1.2倍以上になる。ここで、仮にトンネル現象がゲートの位置に関係なく起こるのであ

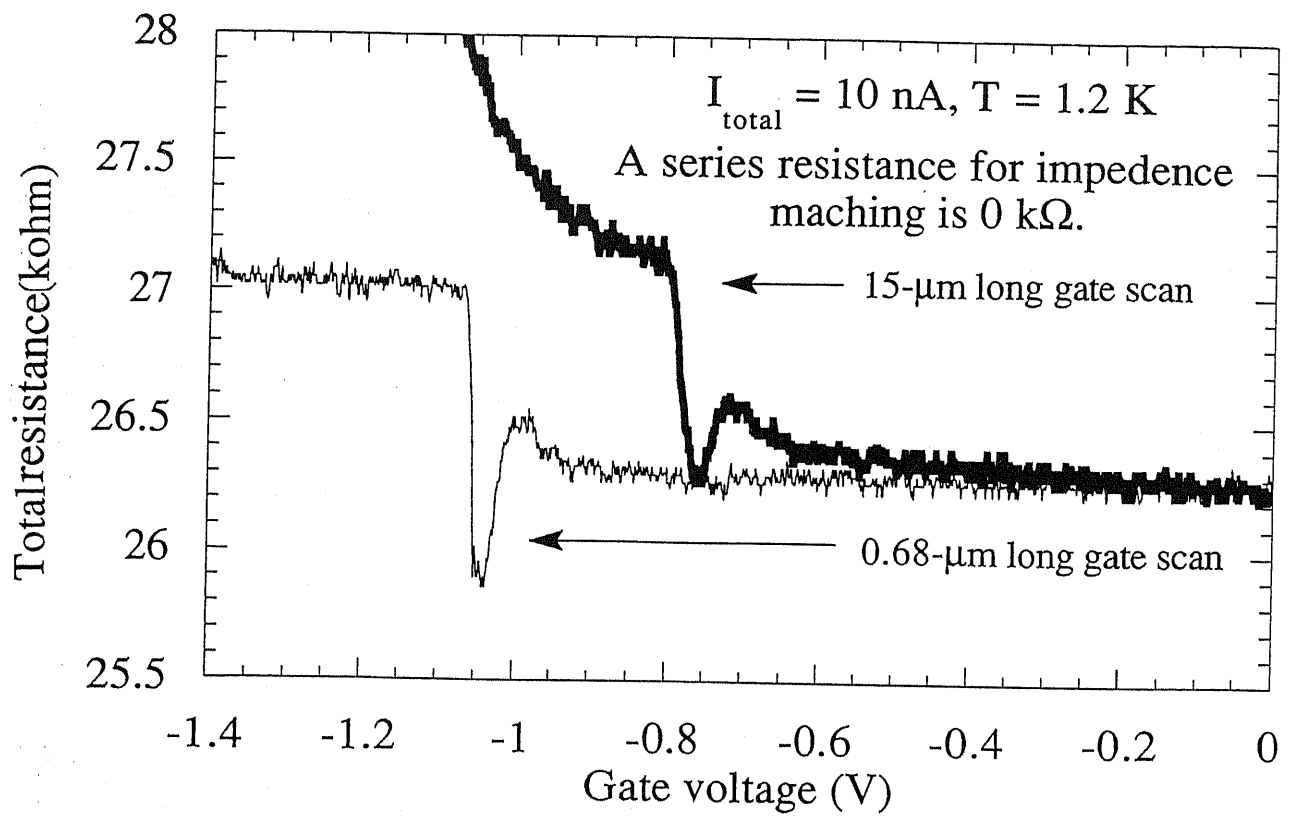


図 2-3-10 表面から遠い量子井戸のみに電子を注入した場合の積層型電子波方向性結合型スイッチの全抵抗。太い実線および細い実線はそれぞれゲート長が $15 \mu\text{m}$ および $0.68 \mu\text{m}$ の場合の特性。

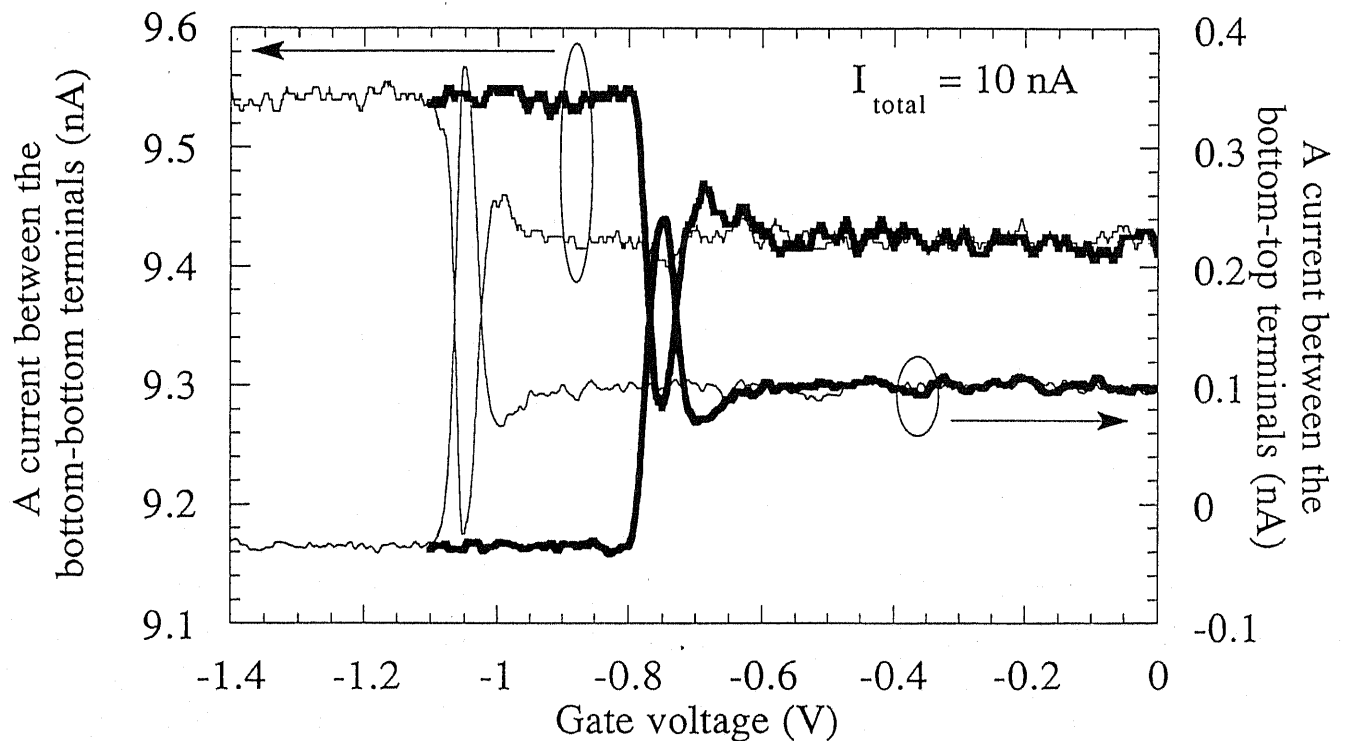


図 2-3-11 表面から遠い量子井戸のみに電子を注入した場合の積層型電子波方向性結合型スイッチの各量子井戸の出力電流。太い実線および細い実線はそれぞれゲート長が $15 \mu\text{m}$ および $0.68 \mu\text{m}$ の場合の特性。

れば、ゲート面積の大きい方が大きいトンネル電流が得られるはずで、実験事実と反する。また、トンネル障壁の不均一性は、長いゲートの方が大きいはずであり、障壁の薄いところを集中的に流れるトンネル電流も大きくなると考えられるので、実験事実を説明するのは困難である。

そこで、この電子のトンネル電流ピーク比を説明するために、2量子井戸間の電子密度の量子力学的振動を考慮したトンネル効果を考えることにした。図2-3-12に式(2-3-23)から計算されるゲート長に対する $T(z=L)$ を示す。ここで、実験条件とほぼ合わせるために、電子の平均自由行程 L_m は結合長 L_{tr} ($\sim 0.66 \mu m$)と等しいとして計算している。2-3-3で説明したように、2導波路間の量子力学的確率振動のために、計算の $T(z=L)$ はゲート長に対しほぼ L_{tr} ($\sim 0.66 \mu m$)の2倍の周期で振動を生ずる。

式(2-3-17)から、チャネル幅 W および電子導波路間印加電圧 ΔV が等しいならば、トンネルコンダクタンス $I_t/\Delta V$ は $T(z=L)$ に比例する。ここで、2-3-3節で説明した理論で予測されるトンネルコンダクタンスは、式(2-3-17)から $2e^2/h \cdot k_F W / \pi \cdot T(z=L)$ となる。図2-3-12から、ゲート長 $0.74 \mu m$ に対応する $T(z=L)$ は0.56、伝導電子密度 $6 \times 10^{14} m^{-2}$ に相当するフェルミ波数 $6.14 \times 10^7 m^{-1}$ 、ゲート幅 $W \sim 50 \mu m$ とすると、本試料で予想されるトンネルコンダクタンスは42 mSとなり、 $10 \mu S$ 以下である実測値は、理論値の 10^{-3} 程度になってしまう。この理由は明らかではないが、1つには、電子波結合ゲートとゲートのかかっていない部分との電子波の反射や、移動度が高くないためballistic伝導電子の割合が低い可能性がある。Eisensteinらは、対称性が良く移動度が高い2重量子井戸構造で、ゲート幅 $W \sim 50 \mu m$ で $200 \mu S$ におよぶトンネルコンダクタンスを観測しており、¹⁵⁾トンネルコンダクタンスの絶対値を大きくするには構造の最適化が必要であろう。

以上のように、トンネルコンダクタンスの理論値は、実測値と掛けはなれていない。そこで、2量子井戸間の量子力学的振動によって電子の遷移確率が向上することを検証するには、絶対値と理論との比較ではなく、相対値、つまり、標準となる長いゲートのトンネルコンダクタンスに対する短いゲートのトンネルコンダクタンスの増大を検証する方法を用いた。ここで、式(2-3-17)から、[ゲートが短い場合のトンネルコンダクタンス] / [ゲートが非常に長い場合のトンネルコンダクタンス]は、[ゲート長が短い場合の $T(z=L)$] / [ゲート長が非常に長い

場合の $T(z=L)$ と理論的には表される。そこで、それぞれのゲートに対するトンネルコンダクタンスを実験から求め、図2-3-12で白抜き丸および三角でプロットした。これらの記号の相違は試料の相違を表し、それぞれの点は、1度室温までの thermal cycling を経た測定で得たデータである。このプロットでは、ゲート長が非常に長い場合の $T(z=L)$ を0.5と一致させてある。これら理論と実験は、ゲート長が L_{tr} に近い領域でゲート長が長い極限のトンネルコンダクタンスより大きくなるということで一致し、consistentな結果と言える。以上から、短いゲート構造における電流増大は、前述した2量子井戸間の量子力学的振動によって電子の遷移確率が向上したことを示唆していると考えられる。

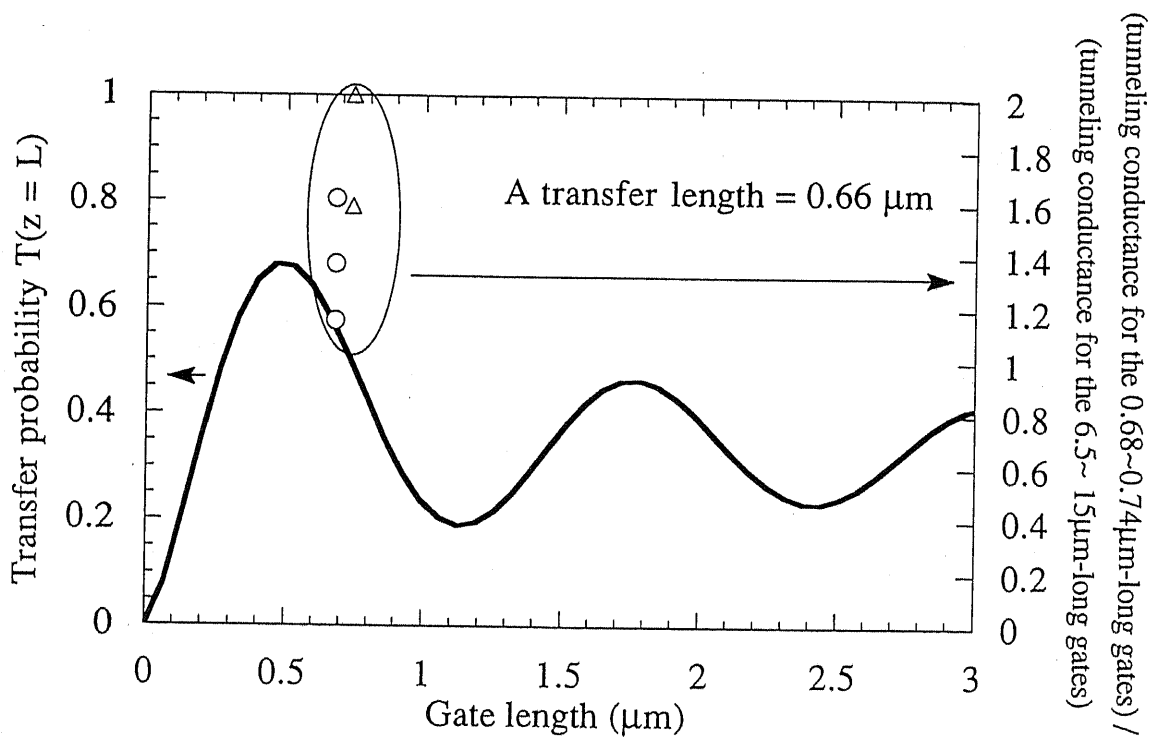


図 2-3-12 式 (2-3-23) から計算される量子力学的振動を考慮したゲート長に対する $T(z=L)$ 。図中の点は、実験から得られた異なるゲート長に対するトンネルコンダクタンスの比を表す。

次に、図2-3-13にトンネル電流を測定できた試料4つに対する電流ピークの半値全幅を示す。これらはかなり分散があり、ゲート長に依存する傾向は明らかに観測されなかった。また、平均の半値全幅15.3meVは、試料の構造から電子ガスのフェルミエネルギーに対する半値幅に換算すると0.51meVに相当する。これは、

2重量子井戸の対称と反対称波動関数の固有値の差の計算値 ($\sim 0.37\text{meV}$) に温度によるフェルミ面の状態広がり ($< 0.15\text{meV}$) を加えたものに比較的近い。これは、Eisensteinらのピーク半値幅がこの要因より遙かに広いとする報告¹⁵⁾と対照的である。半値幅の議論をこれ以上詳しく進めるためには、電子移動度や量子井戸の結合について変化させた試料を作製することが必要であろう。

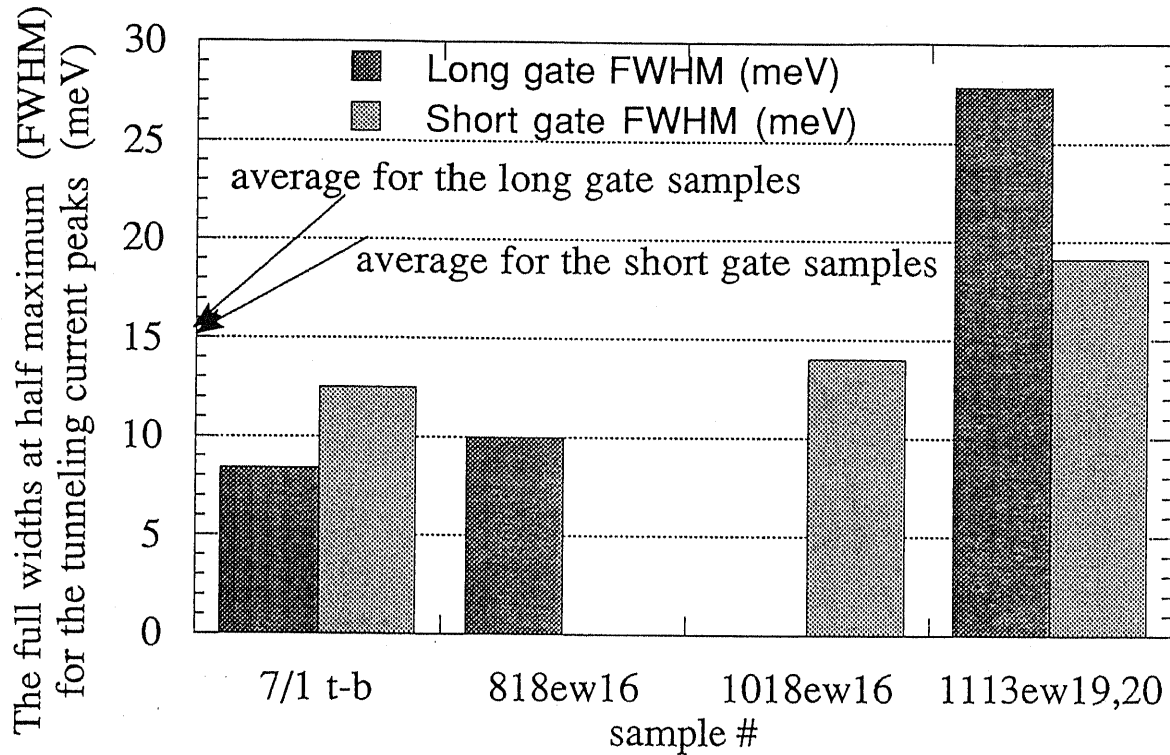


図 2-3-13 積層型電子波方向性結合型スイッチのトンネル電流の半値全幅。横軸はすべて異なる試料の分類ナンバーを示す。

また、長いゲートの下を電子を空乏化して、短いゲートの下にballisticに電子注入した場合には、長いゲートが電子波方向制御ゲートとして働きトンネル電流の増大が観測されるはずである。このため、1つの試料で、 $6.5\mu\text{m}$ の長さのゲート電圧をパラメータとして、ゲート長 $0.74\mu\text{m}$ のゲート電圧を変化させた実験を行い、図2-3-14のトンネル電流特性を得た。これら2つのゲートの間隔は $0.5\mu\text{m}$ と電子の平均自由行程 $0.8\mu\text{m}$ と同程度に作製してある。予想に反して図2-3-14のようにゲート電圧が $-0.845\sim 0.850\text{V}$ で著しいピークの半値幅増大が観測された。このゲート電圧は、 $6.5\mu\text{m}$ のゲートでトンネル電流がピークに達するのとはほぼ等しいか僅かに小さい電圧なので、この現象は、 $6.5\mu\text{m}$ のゲート下に $0.74\mu\text{m}$ のゲ

ートの電界がfringingにより浸み出すことによって、量子化エネルギーが一致する部分が作り出され、トンネル電流が流れるためと考えている。また、 $6.5\mu\text{m}$ のゲート電圧がトンネル電流が流れる条件よりも大きくなると、ピークが消失してしまう。この原因は、ゲートのfringing効果がより強まり、電子波結合ゲート下の電子も空乏化してしまうためと推測される。以上から2-3-4の提案を1つのデバイスで実現するには、より空乏層を短くしballistic伝導電子を増やすため、さらに基板の移動度及び伝導電子密度を向上させることが必要であることがわかった。

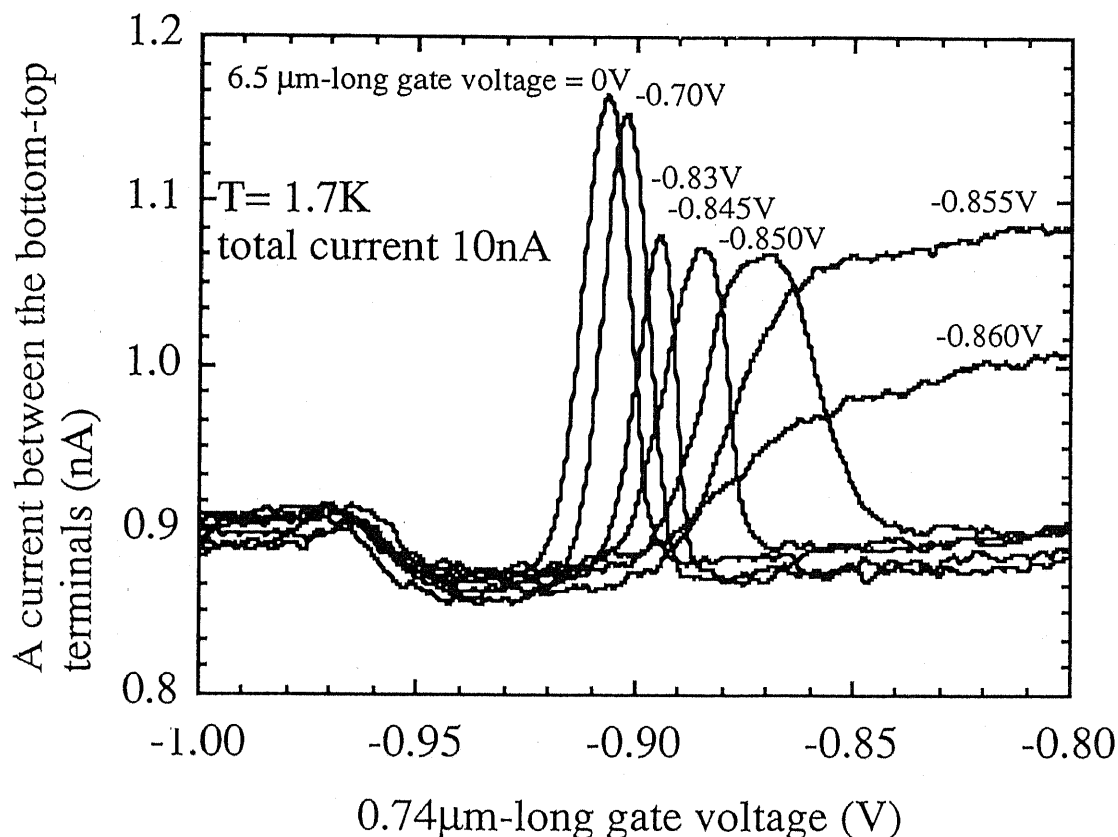


図 2-3-14 電子波方向制御ゲート電圧をパラメータとした、トンネル電流の電子波結合ゲート電圧依存性。

さらに、このような電子波の方向性結合形スイッチに磁場を印加し、ballistic電子の軌道を2次元電子ガス面内でcyclotron運動で曲げるにより、実効的なゲート長を変化することを考え、これを用いて、ballistic switchingか通常の2D-2Dトンネリングかを見分けることができないかを検討した。図2-3-15に電子導波路である量子井戸に垂直に磁場印加した時の2量子井戸間のトンネル電流を示す。量子井戸に垂直に磁場を加えても、0.3T以下では電流ピークの形状や位置に

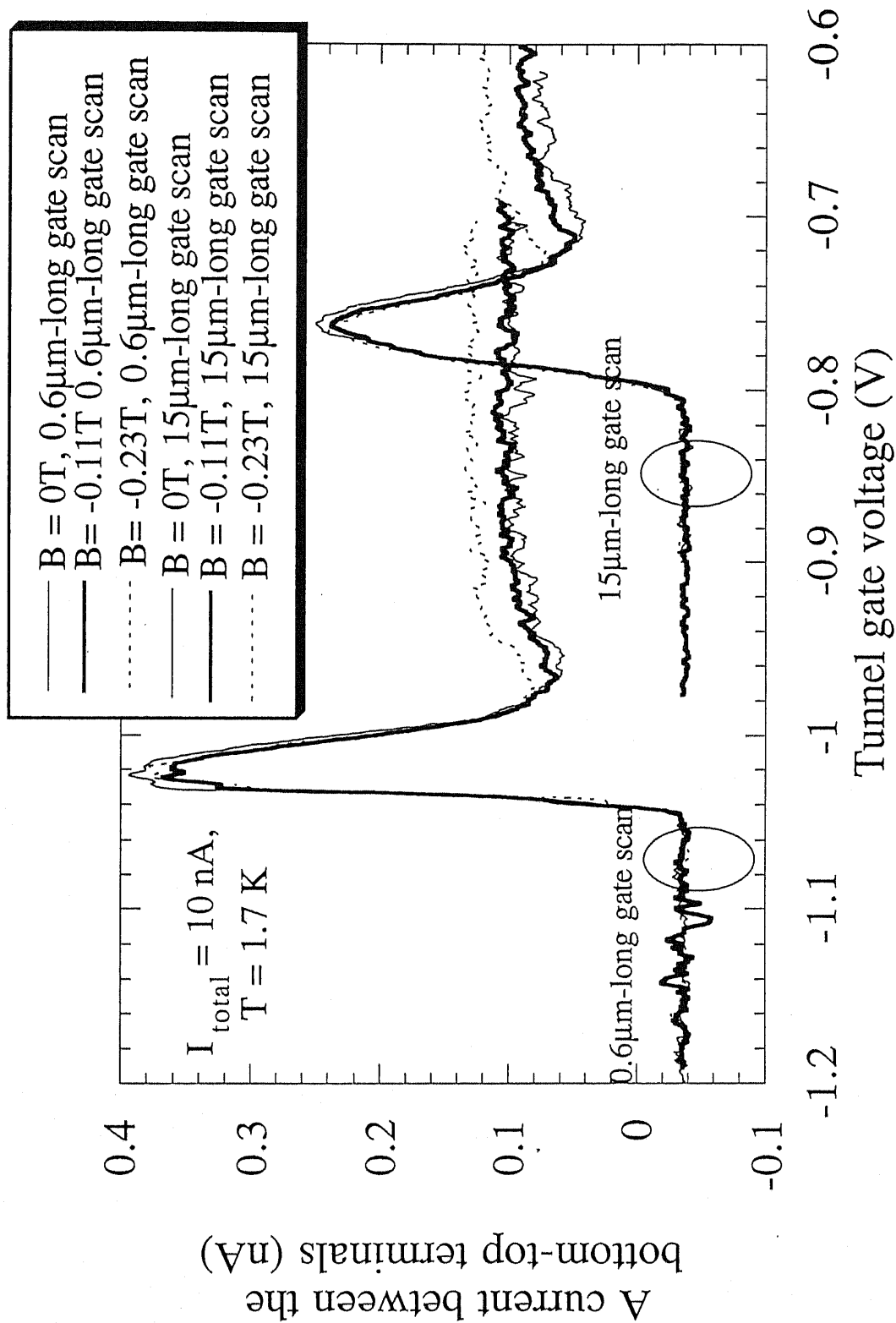


図 2-3-15 積層型電子波方向性結合型スイッチのトンネル電流の面垂直磁場依存性。

大きな変化は観測されなかった。さらに、ピーク強度を定量的に議論するために、式(2-3-13)にray-tracingシミュレーションを使って磁場の効果を含ませることによって、磁場の関数として $T(z=L)$ を計算した。具体的には、ゲート下の全方向に渡って電子を入射させ、磁場の中をLorentz運動をする古典的な荷電粒子として軌道を計算しゲート下での行路長を求めて、それを式(2-3-13)の \sin 内の $L/\cos\theta$ の項と置き換えた。図2-3-16にそのシミュレーション結果を実線で、実験値を白丸および黒丸で示す。この図のように、シミュレーションでは、 $T(z=L)$ は磁場に対して非常に敏感に変わることが予測されるが、実際には、2つの長さのトンネルゲート電流にはそのような効果が観測されなかった。この理由はまだ明らかでないが、cyclotron運動という古典的效果を電子がトンネルするという量子的な現象説明にそのまま導入して良いのか疑問があり、磁場中の運動とトンネル効果両方を量子論で扱う必要があるのかもしれない。

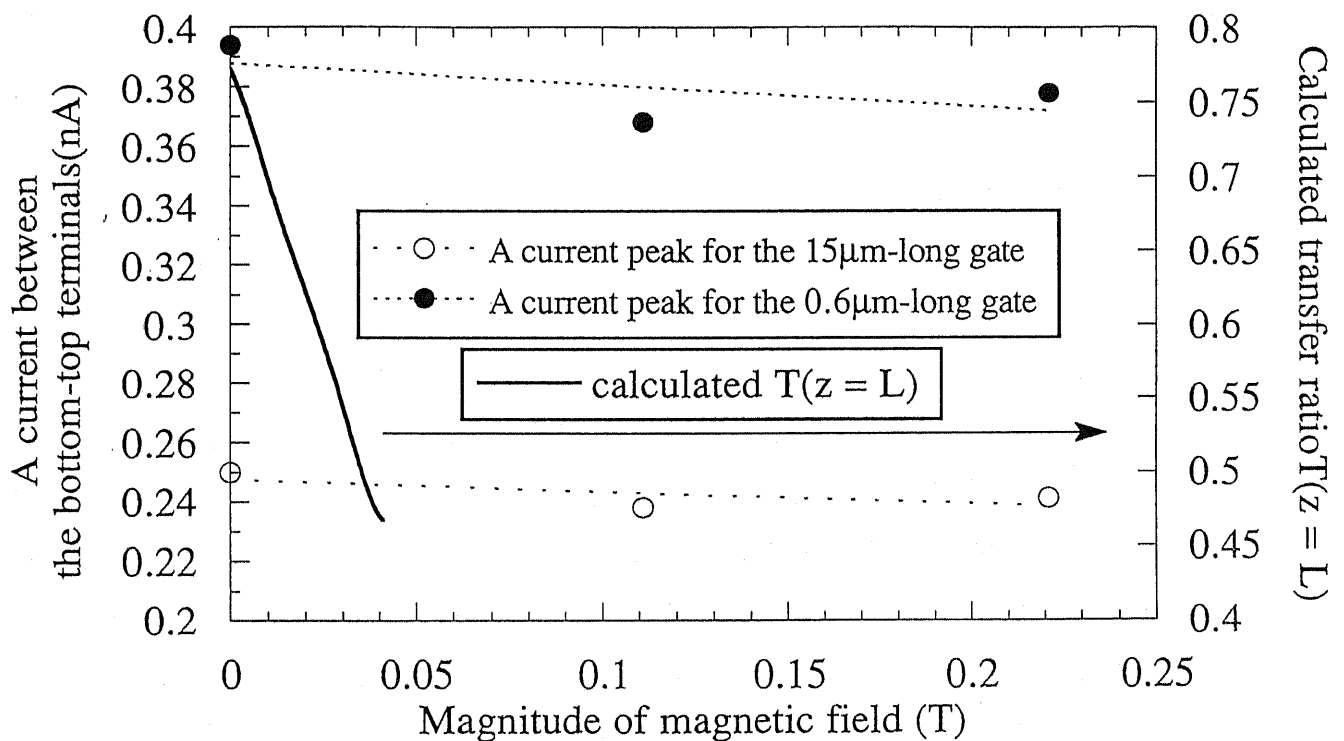


図 2-3-16 磁場に対するトンネルピーク電流。黒丸および白丸は $0.68\mu\text{m}$ および $15\mu\text{m}$ のゲート長のピーク電流依存性で、実線はray-tracingによるシミュレーション。

また、今まで作製した電子波方向性結合スイッチでは、2電子波導波路間を流

れるトンネル電流は注入全電流の5%以下に留まっている。現在までのところ、この原因が試料の構造が最適化されていないことによるのか、それとも結合モード解析が単純すぎるため本質的にスイッチできる電流が制限されるのか明らかになっておらず、今後の研究が期待される。

2-3-7. 2次元ballistic電子を用いた電子波方向制御の実証

次に、電子密度が少ない領域から多い領域に入射するときballistic電子の伝播方向が揃うことを実験的に検証した。これには、平均自由行程が長い高移動度2次元電子ガスが存在する基板を用い、図2-3-17のように、電子の出射口の電子密度を下げ、2次元電子ガス中に出射した電子の分布を角度で分解した電子検出器で測定すればよい。

今回使用した基板は、2-2-3で説明した電子密度 $5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ 、移動度 $120 \text{ m}^2/\text{Vs}$ (at 1.7K 光照射後)のAlGaAs/GaAs選択ドーピング基板であり、平均自由行程は $14 \mu\text{m}$ となる。そこで、図2-3-17で模式的に示すように、電子出射口と電子の分布を調べるための電子検出器の入口までの距離は、 $5 \sim 10 \mu\text{m}$ まで接近させ、ballistic条件を実現した。また、電子出射口は幅 $4 \mu\text{m}$ とし、図2-3-17の濃い影の部分のように、リン酸系微細加工wet etchingによって他の部分との電気的な分離を行っている。ここで、etchingで導入される空乏層の幅は $0.4 \mu\text{m}$ 以下であることがわかっている²⁴⁾ので、この電子出射口の実効幅($> 3.2 \mu\text{m}$)は、2次元電子ガスのフェルミ波数($\sim 35 \text{ nm}$)よりも充分大きく、2次元電子ガス条件が満たされているといえる。さらに、wet etchingの後で、電子出射口の表面に電子密度を下げるための電子波方向制御ゲートと、角度分解用電子検出器それぞれの分離用ゲートを電子ビーム露光法とlift-offにより作製している。ゲート金属としては、 9 nm の厚さのNiおよび 7.5 nm の厚さのAuを連続的に蒸着した。これらゲートの位置は、それぞれ、図2-3-17のハッチング領域と薄い影の領域で示してある。電子検出器#1, #2, #4の開口幅は $4 \mu\text{m}$ で出射口の幅と同じに設計し、出射口と電子検出器との位置合わせ精度は、 $\pm 0.5 \mu\text{m}$ 以下で作製している。これらのalignmentは図2-3-18の光学顕微鏡による写真で示すように、ほぼ設計通り実現されている。電子ビーム露光の詳細については、section 2-1-2、2-2-3を参照されたい。また、Ohmic contactはAuGe金属のannealingで作製し、大きな電極パターンを用いることに

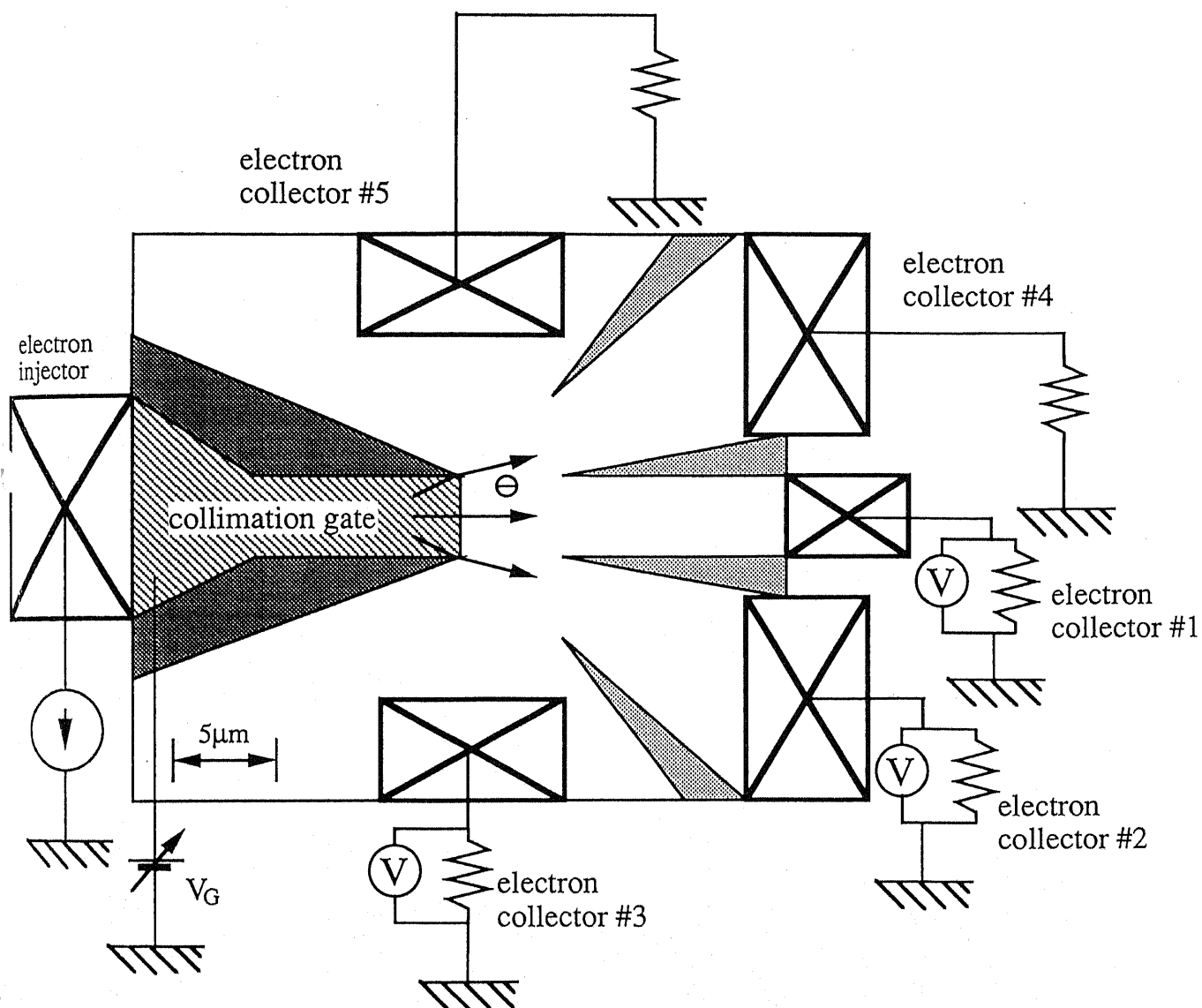


図 2-3-17 ballistic電子波を用いた2次元電子波方向制御を検証するための実験の模式図。影をつけた部分は、エッチングまたはゲートによって電子を空乏化させた領域である。ハッチングを施した部分の電子密度を下げるにより、2次元電子ガスに入射する電子波は前方に集束し、角度分解した検出器によって電子波の角度分布が測定される。

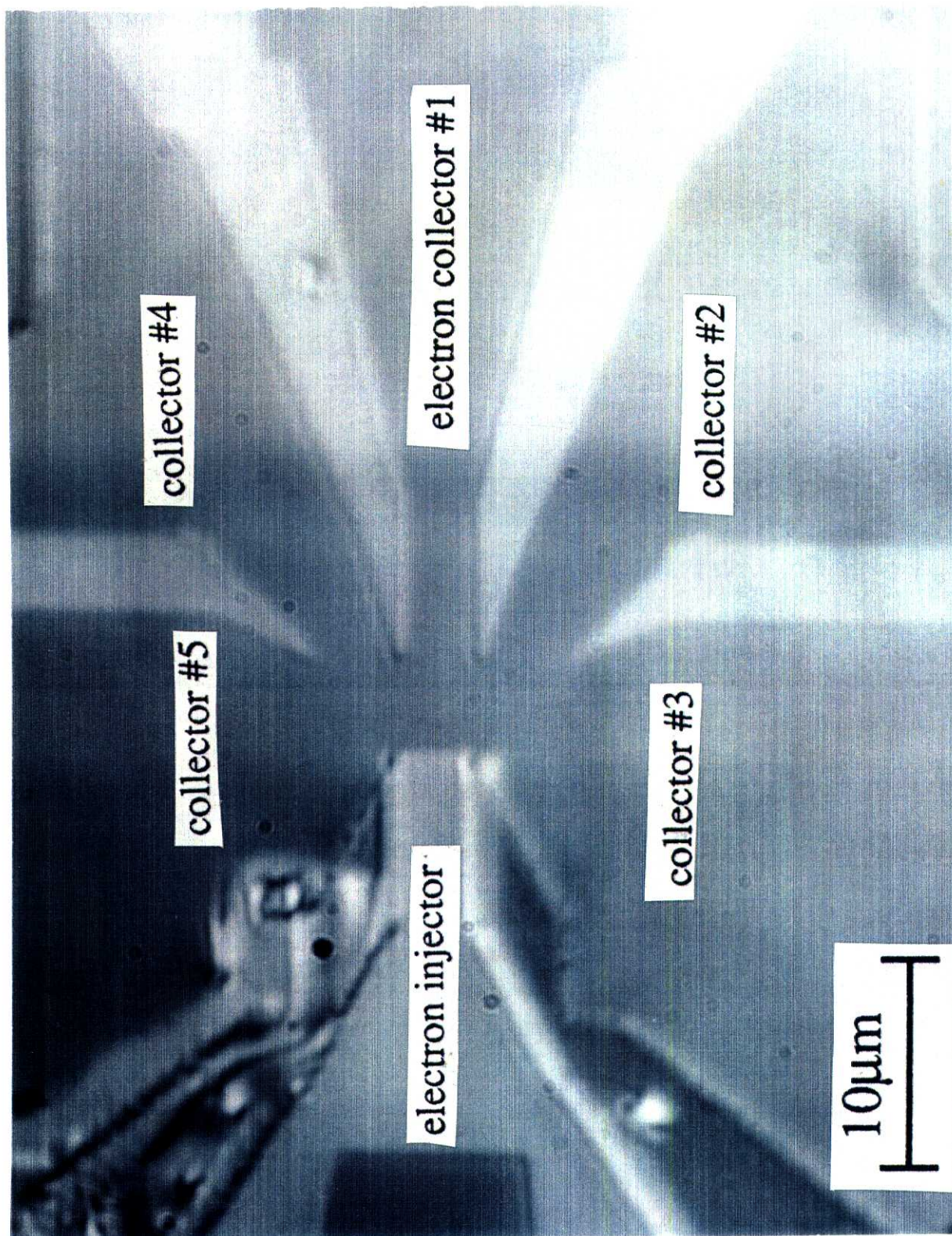


図 2-3-18 2次元電子波集束を実証するためのゲート主要部の光学顕微鏡写真。
 白い部分がNi/Au金属ゲートであり、電子入射器の近傍はエッチングによって電気
 的分離を行っている。

より 1.7K 光照射後で $120 \pm 30 \Omega$ と低い電極抵抗を実現できた。

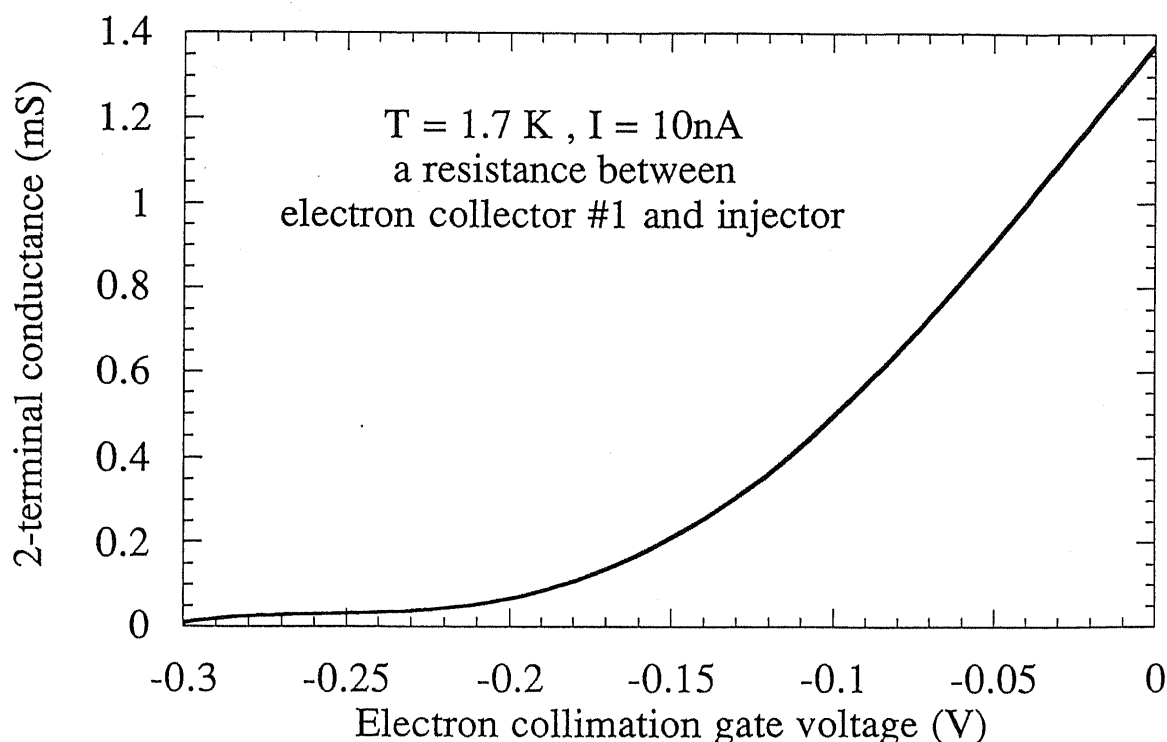


図 2-3-19 電子波方向制御ゲートの空乏化特性。

図 2-3-19 に電子波方向制御ゲート電圧 V_G に対する電子波出射口の空乏化特性を示す。出射口の抵抗として、出射電極と #1 検出器の 2 端子抵抗を測っている。ゲートに負の電圧を印加するに伴い、出射口のコンダクタンスは単調減少し、ほぼ $-0.25 \sim -0.30 \text{ V}$ で pinch-off することがわかる。この閾値電圧と、基板構造から得た 2 次元電子ガスに対するゲート容量から、電子波方向制御ゲート電圧下での伝導電子密度 n_1 は、次のように求められる。

$$n_1 = (7.4 \pm 0.7) \times 10^{15} (0.27 \pm 0.02 + V_G) [\text{m}^{-2}] \quad (2-3-25)$$

さらに、一定磁場を印加した状態でゲート電圧を変化させると、フェルミエネルギーが磁場によって生じた Landau subband のエネルギーを横切る時にチャネル抵抗が小さくなり、振動構造がチャネル空乏化特性に現れる。ここで抵抗極小のときの磁場を B とすると、Landau subband index を ν として伝導電子密度 n は $n \sim (2\nu e^2/h) * B$ で与えられるため、予め $1/B$ プロットで Landau subband index を同定しておけば、電子波方向制御ゲート下の伝導電子密度を求めることができる。²¹⁾ この磁場依存性から求めた伝導電子密度のゲート電圧依存性は式 (2-3-25)

)で示したものと誤差範囲で一致した。ゲート電圧が0 Vの時のゲート下の伝導電子密度 n_1 は $2.1 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ で、光照射後の2次元電子の伝導電子密度 $5.1 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ よりもはるかに小さく、光を照射しない場合の伝導電子密度にほぼ一致する。このことから、Ni/Auが厚いため、ゲートの下には光が届かなかったものと推測される。

測定は、電子入射器に注入する電流を100nAに維持し、通常、1.7K、21Hzの交流でロックインアンプを用いて行っている。ここで、磁気抵抗特性におけるSvдH振動の振幅のdampingを調べることにより、電子入射器に注入する電流が100nA以下ではelectron heatingは生じていないことを確かめてある。また、図2-3-17のように、電子の分布を調べるための検出器には、出力電流を電圧に変換して測定するために500または1 k Ω の直列抵抗を出力端につなぎ、その電圧降下から電流を測定している。また、図2-3-17の薄い影の部分のゲートに-0.55Vを印加することにより空乏化させ、5つの電子検出器を電氣的に分離している。

図2-3-20に電子波方向制御ゲート電圧 V_g に対する電子検出器#1,#2,#3それぞれに流れる電流を示す。また、このゲート電圧 V_g に対応する電子波方向制御ゲート下の電子密度と2次元電子ガスの電子密度の比もその上の軸に示す。この実験では、磁場によるballistic電子の軌道が歪むのを防ぐために、磁場を $\pm 0.01 \text{ T}$ 以下に抑えた。

以下、電子検出器#4,#5の特性は、電子検出器#2,#3の特性とほぼ同じなので省略する。 V_g が負に大きくなるにつれ、#1の電子検出器に流れる電流が増加し、#2,3の電子検出器に流れる電流が減少していることがわかる。このような電流変化は、電子検出器の角度分解用ゲートに電圧を印加していない時には観測されないもので、これは、電子入射器と検出器との間の局所的な電気伝導から生ずるものであるといえる。さらに、電子波方向制御ゲートは電子入射器のみの電子密度を変化させ、検出器の電子密度や閉じ込めポテンシャルを変化させないので、電流変化は、diffusiveな電流成分ではなくballisticな電流成分が原因と考えることができる。以上から、#1の電子検出器に流れる電流のみが増加することは、電子の集束効果(collimation)が電子波方向制御ゲート下の伝導電子密度が減少することによって増加することを実証していると考えられる。

さらに、この集束効果を明らかにするために、2次元電子ガスに垂直に磁場を印加して、電子検出器に流れる電流を調べることにした。図2-3-21は、磁場Bを

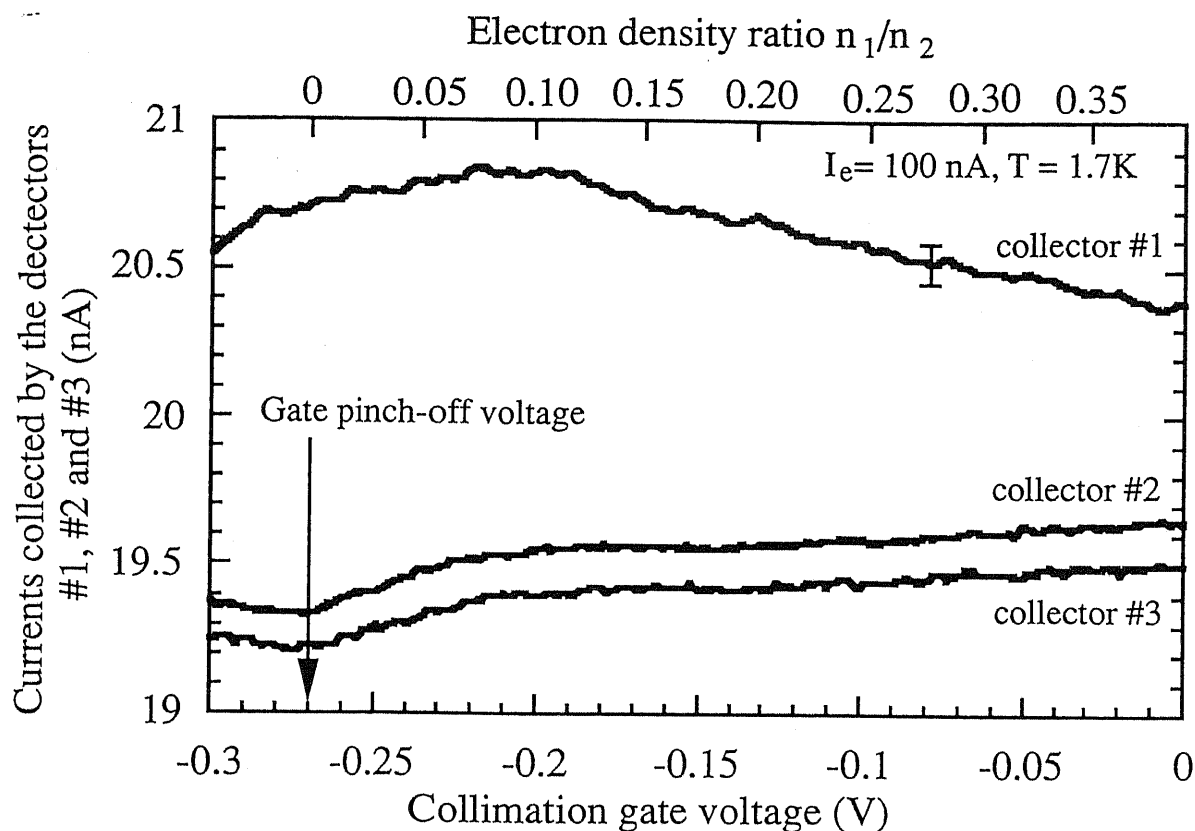


図 2-3-20 電子波方向制御ゲート電圧に対する電子検出器#1, #2, #3の電流分布特性。電子波方向制御ゲート下に入射する電流は100nAとしている。矢印は、電子波方向制御ゲートがpinch-offする電圧である。

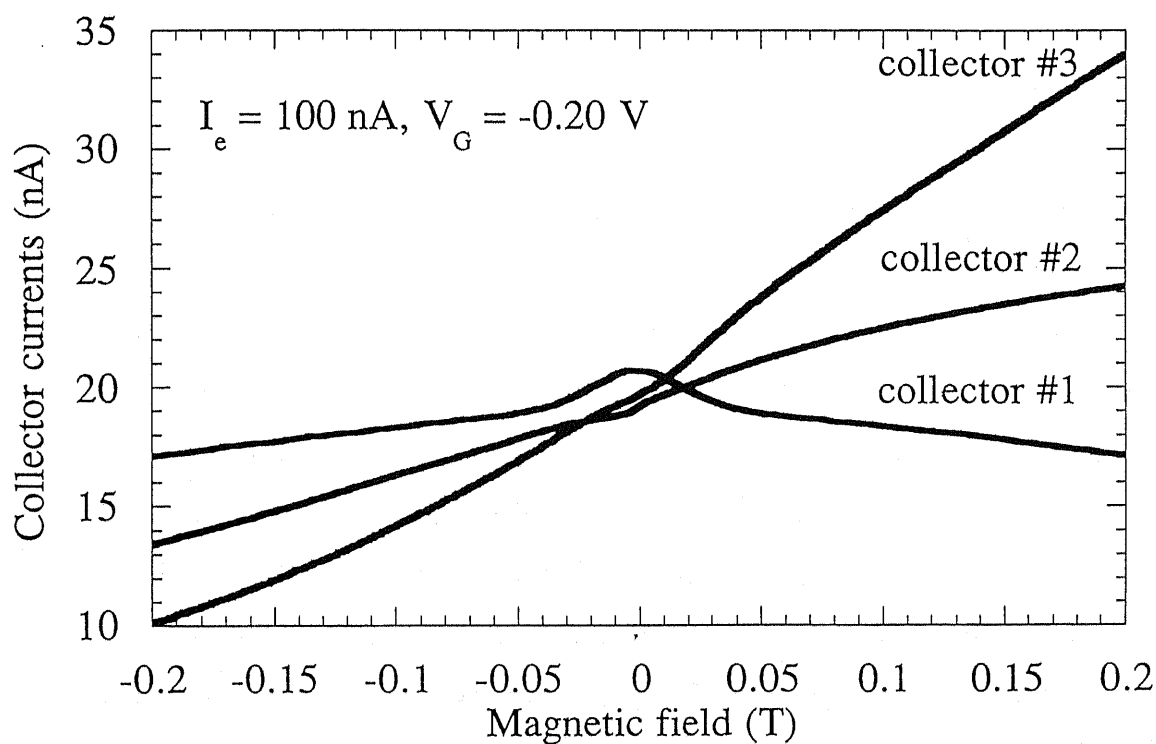


図 2-3-21 磁場に対する電子検出器#1, #2, #3の電流分布。電子波方向制御ゲートの電圧は-0.2Vとしている。

変化させたときの電子検出器#1,#2,#3それぞれに流れる電流を示す。ここで、ゲート電圧 V_g は -0.20V に固定している。磁場の関数として概形を見ると、#1の電子検出器は $B=0$ でピークを持ち、#2,#3の電子検出器は B 増加と共に電流が増加している。この概形での磁場に対する線形な寄与は、diffusiveな電流成分による通常のHall効果と考えられるが、それに加えて#1の検出器では $B<0.035\text{T}$ でpeakが観測される。ここで、電子入射器から垂直に注入されたballistic電子が磁場によってcyclotron運動をし、#1の電子検出器に入る最大磁場を計算してみると、 0.023T となり、このpeakの観測される磁場と同程度である。よって、この $B<0.035\text{T}$ での#1の検出器で観測されたpeakは、ballistic electronの入射によるものと考えられる。

次に、図2-3-22に V_g をパラメーターとして取った場合の、電子検出器#1に流れる電流を磁場の関数として示す。 V_g が0から -0.25V まで変化する間に磁場0Tのpeak電流は 20.4 から 20.8nA に増加するのに対し、ballistic電子の寄与がほぼないと考えられる磁場 0.035T の電流は 18.9 から 19.0nA の間に留まっている。このことは、図2-3-20の電子検出器#1の電流増大が、ほとんどballistic電子の集束効果に因るものであることを表している。ここで、図2-3-23および図2-3-24に図2-3-22から得たballistic peakのピーク強度および磁場に対するピーク半値幅を示す。ballistic peakのピーク強度は、 $0.03\sim 0.04\text{T}$ 間に存在する検出器#1電流の変曲点をピークのbottomをといて考え、0Tでの電流までの大きさを測定した。図2-3-24より、ピーク半値幅は V_g が0から -0.25V まで変化する間に減少する。磁場が小さい範囲では、磁場に対する半値幅は入射器から出射される電子の角度広がりに対応していると考えられるから、半値幅の減少は電子の集束効果が V_g が負になりその下の電子密度が減少したことにより高まったことを示している。このことは、図2-3-23のピーク強度の増大でも明らかである。以上から、2次元電子の集束効果は、電子波方向制御ゲート電圧を印加し、伝導電子密度の差を大きくすることにより、より高めることができることがわかった。

さらに、このballistic電子によるpeakの挙動を定量的に議論するために、電子入射器から電子検出器#1に入るballistic電子の確率 P を、ray-tracingシミュレーションをした。ここで、電子を磁場の中をLorentz運動をする古典的な荷電粒子として扱い、散乱は無視した。また、電子入射器の開口幅と電子検出器#1の開口

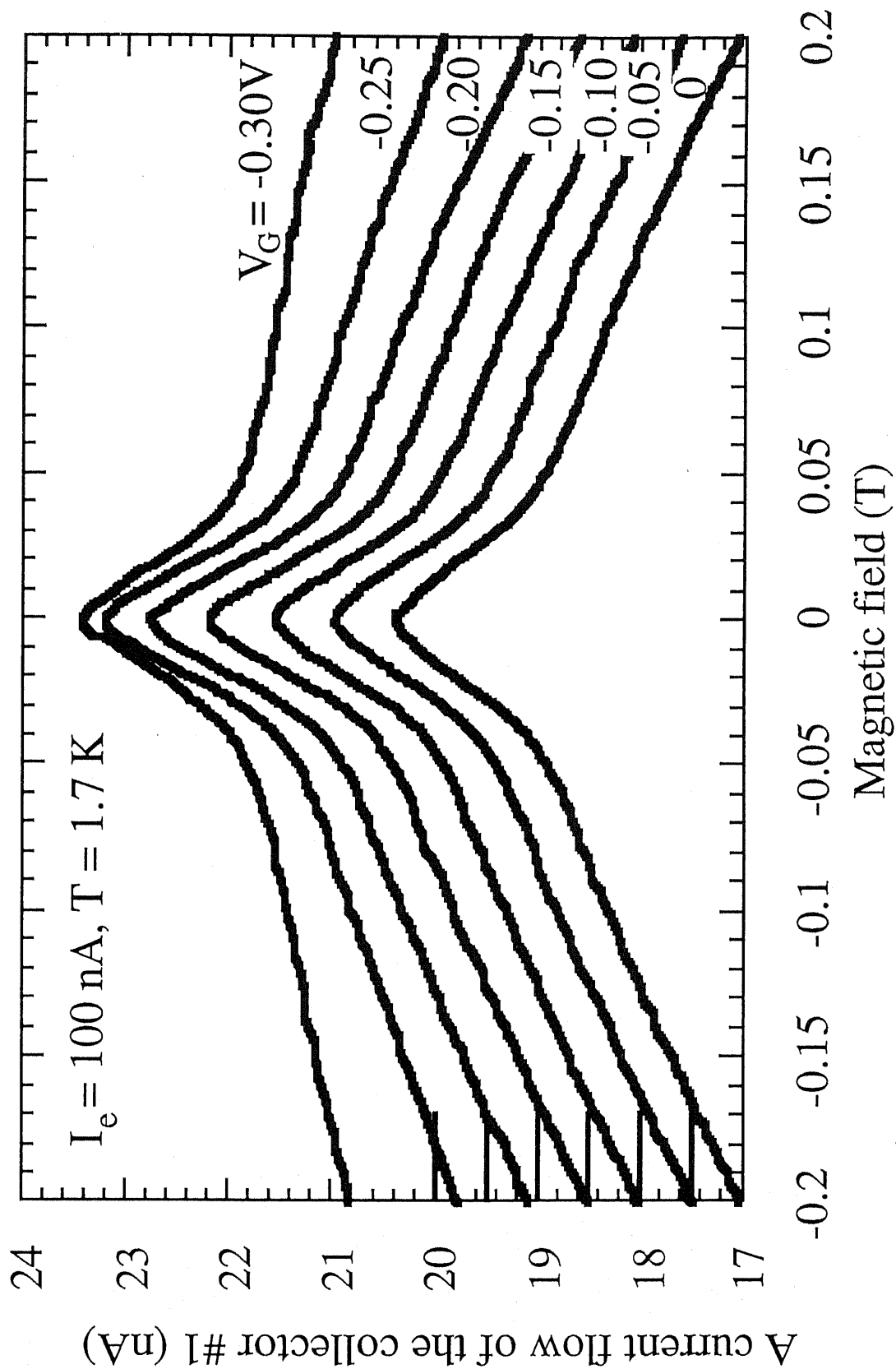


図 2-3-22 電子波方向制御ゲート電圧をパラメータとした電子検出器#1の磁場に対する電流分布特性。

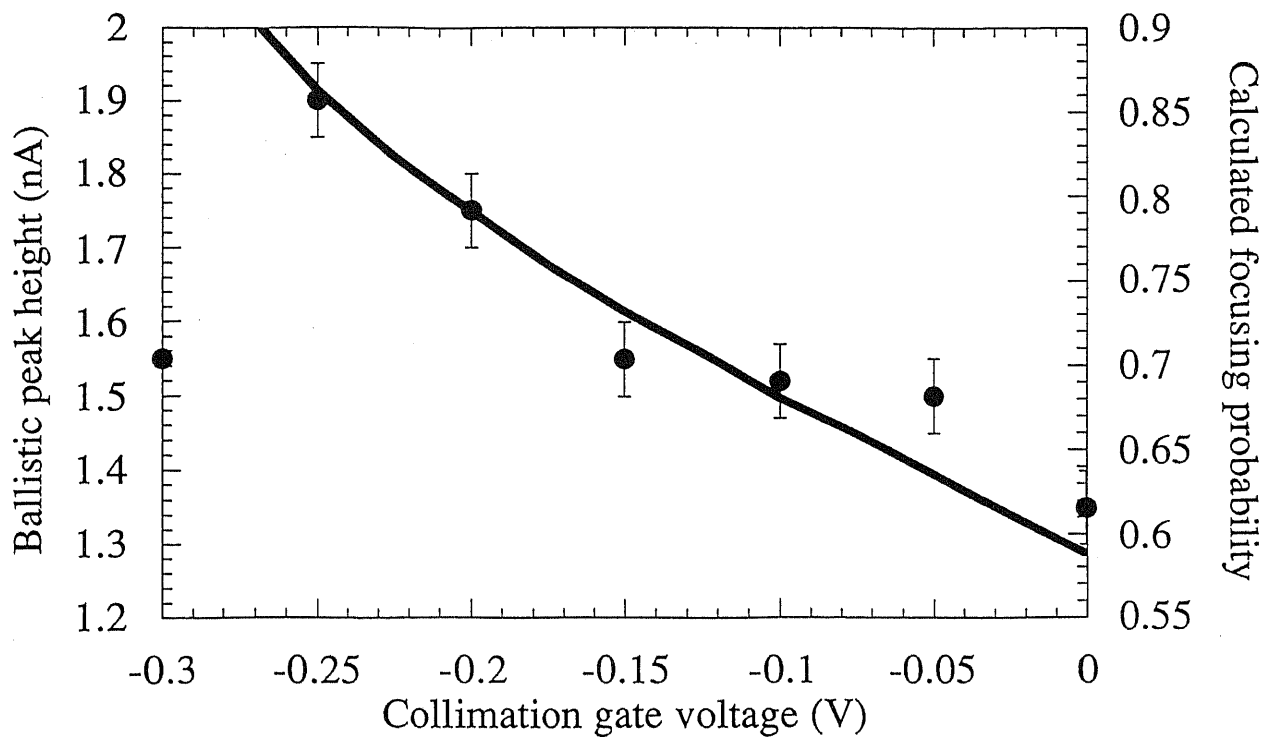


図 2-3-23 電子検出器#1のballistic peak強度の電子波方向制御ゲート電圧依存性。実線はray-tracingによって得た計算値。

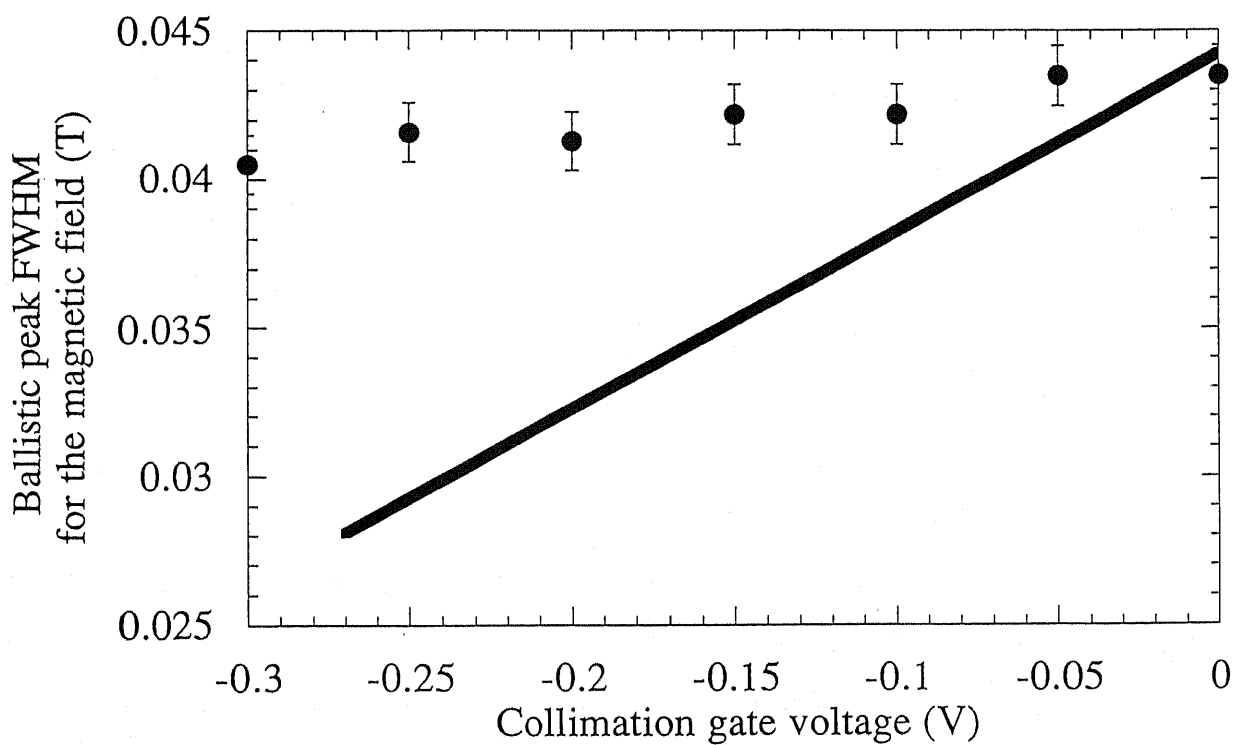


図 2-3-24 電子検出器#1のballistic peak半値全幅の電子波方向制御ゲート電圧依存性。実線はray-tracingによって得た計算値。

幅 W は $4 \mu\text{m}$ と等しいと仮定した。このような条件下で、 P は次のように表される。

$$P = \int_W^0 dx \int_{-\theta_m}^{\theta_m} \cos\theta_2 d\theta_1 / \int_W^0 dx \int_{-\theta_m}^{\theta_m} \cos\theta_1 d\theta_1, \quad (2-3-26)$$

となる。ここで、 $\theta_m = \arcsin \{ (n_1/n_2)^{0.5} \}$ 、 θ_1 は電子出射角、 θ_2 は電子検出器#1に対する電子入射角である。また、 x, y という座標は図2-3-25の挿入図に示した距離である。伝導電子密度比を式(2-3-25)から求め、図2-3-25の太い実線で磁場に対する計算された P を示す。また、電子がcollimateしていない場合の計算結果を点線で、 $V_g = 0\text{V}$ の時の実測値を細い実線で示す。式(2-3-26)が任意パラメータを含んでいないことを考慮すると、実測値は電子の集束効果を含んだシミュレーションによく一致し、集束効果を含まないシミュレーションとの一致は非常に悪いといえる。よって、このray-tracingシミュレーションは、point contactで報告されているのと同様に、ballistic電子の集束効果を調べるのには良い第一次近似になると考えられる。²²⁾ 図2-3-23および2-3-24に、図2-3-25から得たballistic peakのpeak強度と半値幅の計算値を示す。ピーク強度の計算値は、実験値に V_g が0から-0.25Vの範囲内で傾きが一致し、非常によい一致を示している。しかし、半値幅は計算値ほど減少傾向が明確でなく、その理由は明らかでない。

さらに、図2-3-26に温度をパラメーターとして取った場合の、電子検出器#1に流れる電流を磁場の関数として示す。挿入図はballisticな電流成分の $B=0$ での寄与を温度 T の関数としてプロットしてあり、 V_g は-0.25Vに固定してある。この図から、10K程度までballistic電子によるpeakが観測され、電子波方向制御ゲートの動作は10K程度まで一応動作可能と考えられる。この $120\text{m}^2/\text{Vs}$ 程度の移動度のAlGaAs/GaAs選択ドープ構造では、低温での移動度は不純物散乱によって決まるため、縮退した電子ガスを用いると運動量緩和時間は低温で飽和する傾向を示すことが知られている。²³⁾ ここで、0.43~1.6Kの範囲ではballistic peakの強度は飽和傾向を示したことから、低温での飽和は、運動量緩和時間の飽和や、電子の位相緩和時間の飽和で決定されている可能性が強い。また、高温側では10K程度でballistic peak強度が落ちる。変形ポテンシャル散乱によるエネルギー緩和時間は、

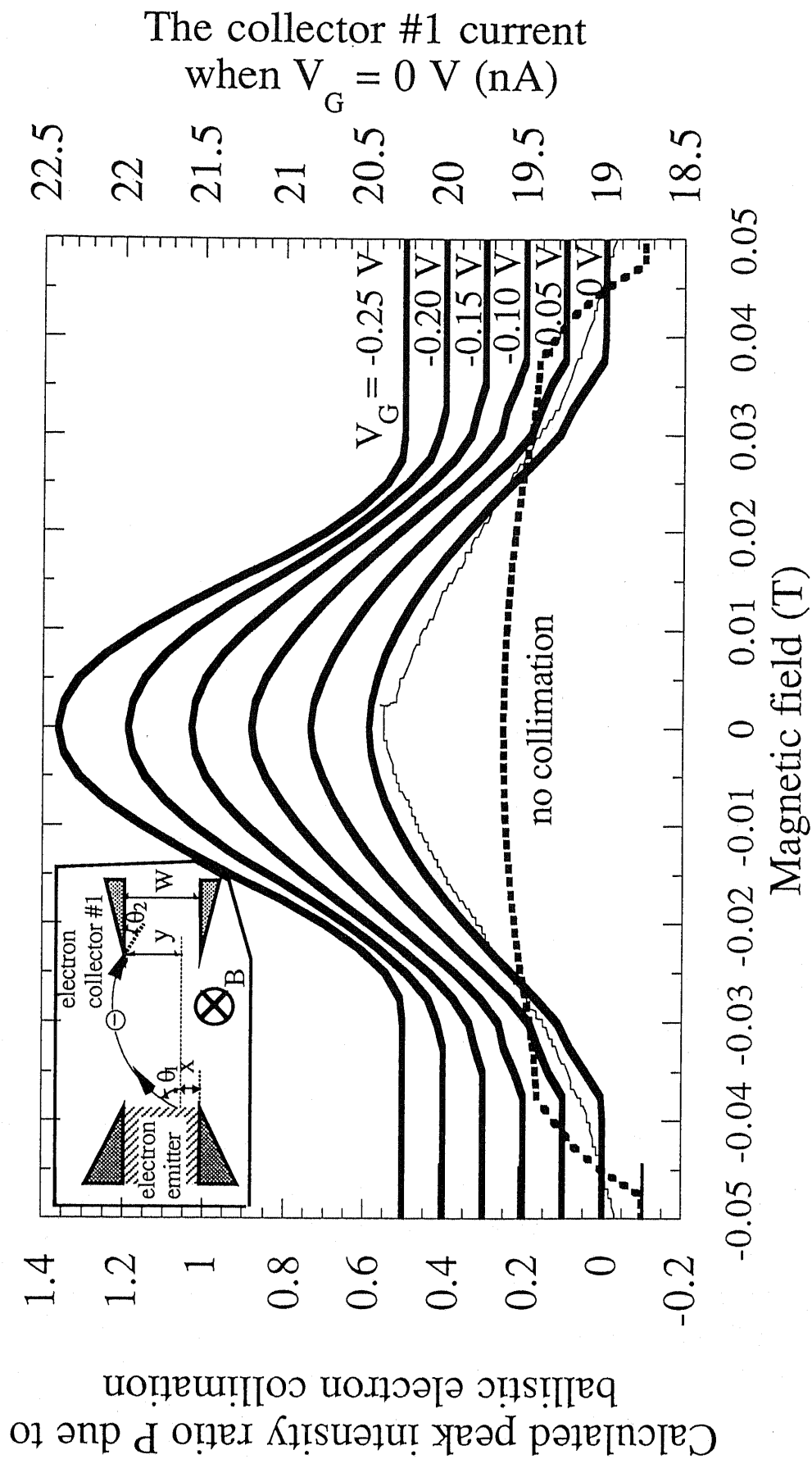


図 2-3-25 電子検出器#1のballistic peak強度の磁場に対するray-tracingシミュレーション。点線は電子集束が起きていないと仮定した場合の計算値。また、細かい実線は、電子波方向制御ゲート電圧が0Vの場合の実測値。

20 K以下の低温ではほぼ一定である²³⁾ため、このpeak強度劣化の原因には成り得ない。この高温側でのpeak強度劣化の原因としては、福山－Abrahamsらの電子－電子散乱²⁾で決定されている可能性が考えられる。

ここで、この電子波方向制御でどの程度の集束した電子流が得られるか議論しよう。1.7Kにおいて電子検出器#1から2次元電子ガスを通じて他の電子検出器に流れるballistic電流成分を考えると、電子検出器#1にballisticに入射した電流は、(ballistic peak強度) * (電子検出器の数) ~ 10nA程度になる。これは、入射した全電流100nAの10%程度になり、式(2-3-26)で予想される50%よりかなり小さくなる。しかし、この値は、Spectorらが電子プリズムの実験で報告している¹⁾collectorに集められる電流の6%に対しては大きい。これは、恐らく我々の実験では、Spectorらを用いたpoint contactでなく2次元の電子検出器を用いているため、開口幅が大きいことによってゲート空乏層による散乱が少なかったためと考えられる。また、式(2-3-26)では、電子－電子散乱や不純物散乱、および電子波検出器分離用のゲート電界が作り出す電子反射の影響を考慮してないため、電子集束率の計算の絶対値はあまり一致が良いとはいえず、詳しい解析には、さらにこれらを取り入れたシミュレーションが必要であると考えられる。

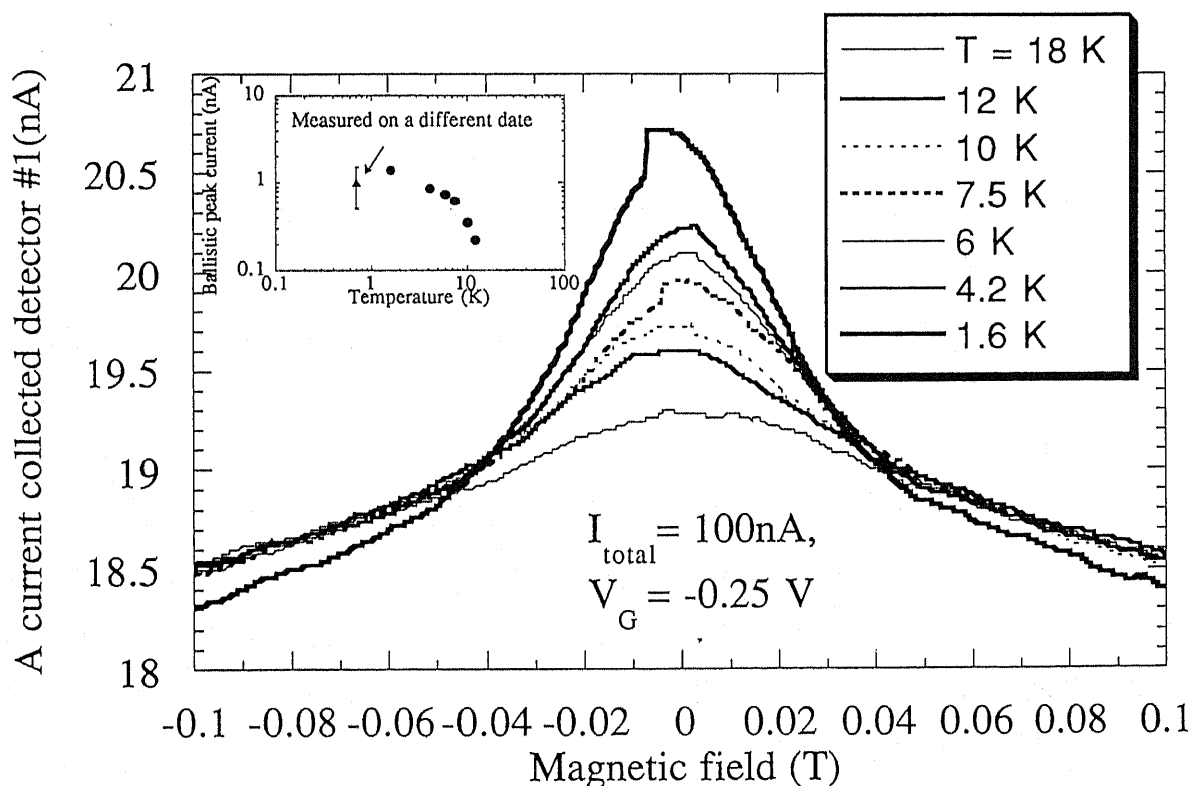


図 2-3-26 電子検出器#1のballistic peak強度の温度依存性。

2-3-8. 本章の結論

本章では、電子の波としての性質を用いた従来の平面型電子波デバイスの問題点を見直し、その解決の端緒として二重量子井戸を用いた新たな積層型電子波方向性結合スイッチを提案、動作解析および試作して以下の結論を得た。

① まず、電子波方向性結合スイッチは、2電子導波路の結合で生じる量子力学的振動効果を用いることにより、そのデバイスの特性長をフェルミ波長の10～100倍に拡大できることを示した。これは、微細加工の制限を緩和するという工学的に重要な意味があると考えられる。また、電子導波路のトンネル電流を制御する方法として、2導波路の量子準位のエネルギーを一致させる重要性を論じ、試料の物理的構造を変化させずとも、量子準位のエネルギー差が電子導波路が結合によって生じるエネルギー κ 程度の変化で電子導波路のトンネル電流を制御できることを定量的な式を用いて示した。また、これら2つの利点から、構造が原子層程度で正確な量子井戸を電子導波路とした積層型電子波方向性結合スイッチを新たに提案し、現状の微細加工技術で充分作製できることを結合エネルギーの計算および散乱を入れた電子移行確率(Transfer ratio)の計算から示した。特に、平均自由行程をゲート長さの5倍以上にすることで、90%以上の電子移行確率が得られる。

さらに、2次元電子ガスの電子密度が少ない領域から多い領域に入射するときにballistic電子の伝播方向が揃うことを利用して、2次元電子状態を保ったまま電流が流れる方向の速度を揃える非常に簡単な方法を考案した。また、これは積層型電子波方向性結合形スイッチに応用可能で、電子密度が少ない領域の電子密度を多い領域の電子密度の0.36倍程度にすることで、2次元電子系でも1次元電子系に匹敵する電子移行確率を得ることができることを初めて示した。また、電子波方向制御を用いた積層型電子波方向性結合形スイッチの電流駆動能力は、1次元単一モード量子細線を用いた場合に対して、(電子密度が少ない領域での1次元で換算したモード数)倍($\sim k_1 W / \pi$)に大きくできることを示した。これは、幅 W が $1\text{ }\mu\text{m}$ で $2 \times 10^{15}\text{ m}^{-2}$ の伝導電子密度の典型的なデバイスのパラメータで計算すると $k_1 W / \pi \sim 35$ にもおよび、電子波デバイス実現の大きな障害であった電流駆動能力の不足を飛躍的に改善できる可能性を持っている。

② 積層型電子波方向性結合スイッチを実際に試作し、2量子井戸の量子化エネ

ルギーが一致したところで共鳴トンネル効果による電流が流れ、電子の電流経路が表面から遠い量子井戸から表面に近い量子井戸へ変化することを実証した。これにより、この積層型電子波方向性結合スイッチとしての基本動作を確認し、実現可能であることを明らかにした。また、ゲート長に対するトンネル電流が、ゲート長が短く、2電子導波路間の量子力学的振動効果の特性長 L_{tr} 程度とした場合の方が長いゲート長のトンネル電流よりも1.5倍程度多いことがわかった。これは、量子力学的振動効果を用いた電流スイッチングの可能性を示唆していると考えられる。

③ 電子の電子密度が少ない領域から多い領域に入射するときballistic電子の伝播方向が揃うことを実験的に検証した。方法として、平均自由行程が $14\mu\text{m}$ 程度の高移動度基板上に、電子の出射口の電子密度を下げ、ballistic電子を電子密度が大きい領域に注入する電子入射器を作製し、角度分解した電子検出器でその角度分布を測定した。その結果、2次元電子系でも電子の出射口の電子密度を下げるにつれ集束効果が増大することを初めて示し、集束した電子波の角度分布がray-tracingで得た理論の角度分布にほぼ一致すること示した。この実験結果は、2次元系でも任意方向の速度成分に対してcoherencyの良い電子波が作製可能であることを示しており、電子波デバイスへの応用や集束電子波を用いたフェルミ面のmappingに用いることができると考えられる。

また、我々が作製した電子波方向性結合スイッチでは、2電子波導波路間を流れるトンネル電流は注入電流の5%以下にとどまっている。現在までのところ、この原因が試料の構造が最適化されていないことによるのか、それとも結合モード解析が単純すぎるため本質的にスイッチできる電流が制限されるのか明らかになっていない。また、電子波方向性結合スイッチでは、共鳴トンネル効果を用い伝導電子の完全な空乏化を必要としないために従来のFETよりも高速のスイッチングが可能であると考えられるが、動作速度が何によって制限されるのかも明らかにする必要がある。よって、これからは、これら問題・疑問点を解決し、電子波方向性結合スイッチをより実用的な電子波デバイスに近づけるための研究が重要であろう。

2-3-9. 本章の参考文献

- 1) J.Spector, H.L.Stormer, K.W.Baldwn, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Appl. Phys. Lett. 56, 2433(1990).
- 2) H.Fukuyama and E.Abrahams, Phys. Rev. B33, 8291(1986).
- 3) 平川、第3回東京大学フォーラム、"メソスコピック・エレクトロニクス" 資料、pp.135.
- 4) T.Ikoma, in: Institute of Physics Conference Series No. 127: Chapter 4, Physics, Electronics, and Applications(IOP Publ. Ltd., 1992).
- 5) 榊、古屋、private communication.
- 6) 榊、第3回東京大学フォーラム、"メソスコピック・エレクトロニクス" 資料、平成2年3月、pp.59.
- 7) K.Ismail, S.Washburn, and K.Y.Lee, Appl. Phys. Lett., 59, 1998(1991).
- 8) G.Fasol, Appl. Phys. Lett., 61, 831(1992).
- 9) 平井宏、小宮山進、中村和夫、二瓶史行、91年第46回日本物理学会年会、29a-C-8.
- 10) 椿光太郎、本多隆、都倉康弘、92年春期応用物理学会、30p-T-7
- 11) S.Datta, M. R. Melloch, S. Bandyopadhyay, R. Noren, M. Vaziri, M. Miller, and R. Reifengerger, Phys. Rev. Lett., 55, 2344(1991).
- 12) F. Sols, M. Macucci, U. Ravaioli, and K. Hess, J. Appl. Phys. 66, 3892(1989).
- 13) C.C.Eugster and J.A.del Alamo, Phys. Rev. Lett., 67, 3586(1991).
- 14) J.A.del Alamo and C.C.Eugster, Appl. Phys. Lett., 56, 78(1990).
- 15) J.P.Eisenstein, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Appl. Phys. Lett., 58, 1497(1991).
- 16) N.Tsukada, A.D.Wieck and K.Ploog, Appl. Phys. Lett., 56, 2527(19900)
- 17) R.Q.Yang and J.M. Xu, Phys. Rev. B43, 1699(1991).
- 18) 木暮嘉明、"フォノンとは何か"、Frontier Science Series #024, 大槻義彦、森本雅樹 編、丸善、1988年pp. 54.
- 19) T. J. Thornton, private communication.

- 20) J.Wang, Y.J.Wang, and H.Guo, Phys. Rev. B46, 2420(1992).
- 21) J.Spector, H.L.Stormer, K.W.Baldwin, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Appl. Phys. Lett., 56, 1290(1990).
- 22) L. W. Molenkamp, A. A. M. Staring, C. W. J. Beenakker, R. Eppenga, C. E. Timmering, J. G. Williamson, C. J. P. M. Harmans, and C. T. Foxon,
- 23) K. Hirakawa and H. Sakaki, Phys. Rev. B33, 8291(1986).
- 24) 王詩男、東京大学修士論文、1991年.

結論

第1部では、高分解能電子線エネルギー損失分光装置を分子線エピタキシャル成長装置(Molecular Beam Epitaxy;MBE)と初めて接続し、成長直後の化合物半導体表面の伝導電子に関する振動励起から表面欠陥形成原因を解明した研究を行い以下の結論を得た。

① InAs(100)MBE成長表面で、As安定面ではIn安定面よりも表面伝導電子蓄積量が $5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ 以上も増加し表面準位固定位置は0.10eV変化する。また、これら伝導電子蓄積量および表面準位固定位置は、表面再配列と対応し、可逆的に変化する。これらから、MBE成長直後化合物半導体表面での表面フェルミエネルギー固定位置はごく表面に局在した表面準位のエネルギー状態で決まり、かつその状態密度を変化させ得ることをInAs表面で初めて示した。

② HREELSスペクトルの表面フォノンおよび伝導電子プラズモンに起因するスペクトル構造を解析的に分析し、表面空乏層幅と伝導電子密度を独立に求める方法を初めて確立した。n形GaAs成長直後の表面にこの方法を適用し、Hall測定や紫外線光電子分光(Ultraviolet Photoelectron Spectroscopy;UPS)で得た結果と実験誤差内で一致することを示し、この方法の有用性を明らかにした。特に、表面空乏層幅の決定では、従来ラマン分光法で必要であったスペクトル強度を規格化するための標準試料を必要とせず、 $\pm 3 \text{ nm}$ 程度の精度で決定できる優れた方法であることを明らかにした。

③ ②で得た表面空乏層幅と伝導電子密度に、さらに紫外線光電子分光(Ultraviolet Photoelectron Spectroscopy;UPS)から得た表面バンド曲がり量を用いることにより、半導体表面に導入された欠陥の深さと密度のさらに詳しい情報を得る方法を発案した。また、GaAs(100)表面にAlを原子層程度蒸着した試料を用いることにより、10nm程度の深さ分解能で10nm程度の深さの欠陥までの情報を得ることが可能であることを示した。これは、将来の超高真空を保った状態で電極金属蒸着や微細加工を行いデバイスを作る方法において、表面の加工欠陥の挙動を非破壊非接触を調べるのに新たな手段を提供したと考えられる。

第2部第1章では、量子細線での10K以下での弱局在より電子の位相緩和時間

$\tau\phi$ の決定要因を検討した。まず、電子ビーム露光法とTi/Auのlift-offによって細線実効幅 $0.2\mu\text{m}$ 長さ $40\mu\text{m}$ のsplit-gate量子細線を、加工欠陥をほとんど導入することなく作製する方法を確立した。さらに、このsplit-gate量子細線で、細線の実効幅、電子密度、および細線中の移動度の導出において、split-gateに適した信頼度の高いcross-check方法を明確に示した。これらは、実験で決定した $\tau\phi$ の信頼度を向上すると考えられる。

次に、電子ビーム露光法(Electrom Beam Lithography:EB)を用いて作ったsplit gate量子細線、および集束イオンビーム注入(Focused Ion Beam implantation; FIB)を用いて作ったsplit gate量子細線について極低温での弱局在より電子の位相緩和時間 $\tau\phi$ の決定要因を系統的に調べ、以下の結論を得た。

① 位相緩和時間 $\tau\phi$ は、 $2\text{K}-10\text{K}$ 程度の範囲では、 $\tau\phi$ は電子-電子が微小なエネルギー交換を行うことによるNyquist散乱で決まっている。 2K 以下の低温では $\tau\phi$ は飽和するが、温度依存性から調べると従来の電子-電子散乱理論では飽和値は説明できない。 $\tau\phi$ は細線の作製法にかかわらず低温で飽和するため、飽和原因は加工欠陥だけでは説明できない。

② FIB注入で作製した幅 $0.25\mu\text{m}$ の細線を除けば、2つの加工法で作製した量子細線の、低温での飽和した $\tau\phi$ のフェルミエネルギー E_F および移動度 μ 依存性は、福山の電子-電子散乱理論に対してナイキスト散乱理論が比較的($\tau_N \sim (E_F \mu)^{1/3}$)よい一致を示す。しかし、細線幅依存性($\sim W_R^{-2/3}$)は実験より($\sim W_R^0$)大きすぎる傾向がある。

③ 移動度が非常に低く($\sim 1\text{m}^2/\text{Vs}$)、伝導電子密度が比較的大きい($\sim 6 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$)FIB加工細線の $\tau\phi$ の飽和値はスピナー軌道相互作用Elliot mechanismで決定されている可能性がある。ただし、EB露光法で作製した細線では、FIB加工で作製した細線に比べ移動度が7倍以上大きくElliot mechanismの理論計算とも合わないため、 $\tau\phi$ の飽和値はスピナー軌道相互作用Elliot mechanismで決定されているのではない。また、 $\tau\phi$ の飽和値は伝導電子波動関数の反転対称性の程度に依存しない。さらに、半導体中の電子をトラップしたドナーがスピンフリップ散乱を生じる可能性を指摘した。

第2部第2章では、ballistic電気伝導をn形およびp形の半導体で実現するた

めに、ごく短い量子細線 (量子 point contact) を作製、その電気伝導を研究した。この章で得た結論は以下のようになる。

- ① ポイントコンタクト内の細線実効幅およびエネルギー間隔を解析的に計算する方法を示した。また、これを用いて、1次元デバイスの高温動作で必要となる1次元量子化準位間隔を広げる方法を論じ、etchingとsplit-gate電圧印加を行うことにより、強い量子閉じ込めが得られる可能性を初めて示した。
- ② 移動度 $120\text{m}^2/\text{Vs}$ を越える伝導電子を有するAlGaAs/GaAs選択ドープ構造の成長を、成長中の残留ガス成分の一酸化炭素を減らす努力をすることにより実現した。また、(311)A基板とSiをp形dopantとして用いることにより、正孔ガスでも移動度 $15\text{m}^2/\text{Vs}$ に及ぶAlGaAs/GaAs選択ドープ構造の成長に成功した。これらは、それぞれキャリアの平均自由行程が、 $14\mu\text{m}$ および $1.5\mu\text{m}$ となり、EB加工法と合わせてBallistic量子構造の実現を可能にした。
- ③ ゲート開口幅 $0.2\sim 0.5\mu\text{m}$ 長さ $0.2\mu\text{m}$ のごく短いsplit-gate量子細線 (量子 point contact) を電子ビーム露光法とAu、Pd、Ni/Au、Ti/Auのlift-offによって加工欠陥をほとんど導入することなく作製する方法を確立した。
- ④ ②で作製した高移動度選択ドープ基板および③で確立した量子 point contact構造を用いることにより、split-gate構造が作製されている全ての試料で、1次元量子化に起因するコンダクタンス停留を再現性よく観測した。また、量子化コンダクタンスが温度 10K 程度まで観測されることから、1次元量子化準位間隔が 3meV の比較的広い間隔を実現できた。さらに、ゲート電圧が2次元電子空乏化電圧で観測されるsplit-gate下の電子空乏化による抵抗増大 ΔR が、良好な量子化コンダクタンスが観測される試料では、ほぼ2次元電子の細線中の1次元等価モード数で決まるBallistic抵抗 (Sharvin resistance) で決定されていることを実験で明らかにした。 ΔR はsplit-gate構造細線であれば常に観測されるので、量子化コンダクタンスが観測されていない試料でもBallistic伝導かを調べる判断基準を示したことになる。

量子化コンダクタンスの観測に移動度が高いことが重要であることを示し、量子化コンダクタンス実現の障害としてpoint contact内あるいはごく近傍の不純物や欠陥が原因として重要であることを示した。

- ⑤ 高移動度正孔ガスが存在するAlGaAs/GaAs選択ドープ構造に量子ポイントコン

タクトを初めて作製した。また、1つの正孔ガスポイントコンタクト試料で、 e^2/h 以下のコンダクタンス領域でゲート電圧に対して周期的なコンダクタンス振動を見だし、この振動がポイントコンタクトのごく小さい伝導チャンネル内のポテンシャル揺らぎによることを示した。さらに、選択ドープした不純物の位置の乱雑さによるポテンシャル揺らぎの標準偏差を計算し、遮蔽距離が電子に比べ短い正孔ガスでは、実験で得たポテンシャル揺らぎは、選択ドープした不純物よりも point contact内あるいはごく近傍の不純物や欠陥が原因の可能性が高いことを示した。また、(311)A基板でもポイントコンタクト作製を行い、再現性ある抵抗停留を観測した。

⑥ 量子ポイントコンタクト2つを2~3 μm 離して並列に作ることにより、point contactから注入した電子波が散乱されず磁場によるcyclotron運動をし1点に集束する現象 (electron focusing) の再現性良い観測に成功し、電子ビーム露光法とlift-off技術を用いた方法が界面の弾性反射率0.9程度の加工損傷の少ない微細加工法であることを実証した。また、電子入射器の開口幅を狭くすると、2-3次の反射ピーク強度が1次の反射ピーク強度よりも強くなる現象を見いだした。さらに、このように開口幅を狭くすると、0.5T以上の磁場でSvdH振動やelectron focusingピークとは異なる振動構造が現れることも見だし、20Kまでのthermal cyclingを行うことにより、この振動構造やelectron focusingピークに付随する微細ピーク構造が変化することがわかった。これらから、この振動構造はthermal cyclingによって活性化率が変化するような不純物を作るポテンシャルによる電子波干渉効果が原因である可能性を指摘した。

さらにこのelectron focusing技術を用い、Ohmic電極よりも接合モデルの確立しているSchottky電極に集束電子波を入射させる実験に初めて成功した。その結果、集束電子波の鏡面的反射率は、Schottky接合に印加する電圧に依存する特性が得られた。このことから、集束ballistic電子に電極界面反射率が外部電極の電位によって変化することを初めて見いだした。また、この電極界面反射率は電子波をhot electronにしても変化がなかったことから、電極界面反射率は電極を通じて流れる電流が変化したことに起因するのではなく、電極界面に付随する空乏層の厚さが変化することによって変化していることに起因すると考えられる。これらの実験は、Schottky電極界面のelectron focusingした部分の局所的なポテン

シャル形状の情報を得る可能性を初めて示したものである。

第2部第3章では、電子の波としての性質を用いた従来の平面型電子波デバイスの問題点を見直し、その解決の端緒として二重量子井戸を用いた新たな積層型電子波方向性結合スイッチを提案、動作解析および試作して以下の結論を得た。

① まず、電子波方向性結合スイッチは、2電子導波路の結合で生じる量子力学的振動効果を用いることにより、そのデバイスの特性長をフェルミ波長の10～100倍に拡大できることを示した。これは、微細加工の制限を緩和するという工学的に重要な意味があると考えられる。また、電子導波路のトンネル電流を制御する方法として、2導波路の量子準位のエネルギーを一致させる重要性を論じ、試料の物理的構造を変化させずとも、量子準位のエネルギー差が電子導波路が結合によって生じるエネルギー κ 程度の変化で電子導波路のトンネル電流を制御できることを定量的な式を用いて示した。また、これら2つの利点から、構造が原子層程度で正確な量子井戸を電子導波路とした積層型電子波方向性結合スイッチを新たに提案し、現状の微細加工技術で充分作製できることを結合エネルギーの計算および散乱を入れた電子移行確率(Transfer ratio)の計算から示した。特に、平均自由行程をゲート長さの5倍以上にすることで、90%以上の電子移行確率が得られることを明らかにした。

さらに、2次元電子ガスの電子密度が少ない領域から多い領域に入射するときにballistic電子の伝播方向が揃うことを利用して、2次元電子状態を保ったまま電流が流れる方向の速度を揃える非常に簡単な方法を考案した。また、これは積層型電子波方向性結合形スイッチに応用可能で、電子密度が少ない領域の電子密度を多い領域の電子密度の0.36倍程度にすることで、2次元電子系でも1次元電子系に匹敵する電子移行確率を得ることができると初めて示した。また、電子波方向制御を用いた積層型電子波方向性結合形スイッチの電流駆動能力は、1次元単一モード量子細線を用いた場合に対して、(電子密度が少ない領域での1次元で換算したモード数)倍($\sim k_1 W / \pi$)に大きくできることを示した。これは、幅 W が $1\text{ }\mu\text{m}$ で $2 \times 10^{15}\text{ m}^{-2}$ の伝導電子密度の典型的なデバイスのパラメータで計算すると $k_1 W / \pi \sim 35$ にもおよび、電子波デバイス実現の大きな障害であった電流駆動能力の不足を飛躍的に改善できる可能性を持っている。

② 積層型電子波方向性結合スイッチを実際に試作し、2量子井戸の量子化エネルギーが一致したところで共鳴トンネル効果による電流が流れ、電子の電流経路が表面から遠い量子井戸から表面に近い量子井戸へ変化することを実証した。これにより、この積層型電子波方向性結合スイッチとしての基本動作を確認し、実現可能であることを明らかにした。また、ゲート長に対するトンネル電流が、ゲート長が短く、2電子導波路間の量子力学的振動効果の特性長 L_{tr} 程度とした場合の方が長いゲート長のトンネル電流よりも1.5倍程度多いことがわかった。これは、量子力学的振動効果を用いた電流スイッチングの可能性を示唆していると考えられる。

③ 電子の電子密度が少ない領域から多い領域に入射するときballistic電子の伝播方向が揃うことを実験的に検証した。方法として、平均自由行程が $14\mu\text{m}$ 程度の高移動度基板上に、電子の出射口の電子密度を下げ、ballistic電子を電子密度が大きい領域に注入する電子入射器を作製し、角度分解した電子検出器でその角度分布を測定した。その結果、2次元電子系でも電子の出射口の電子密度を下げるにつれ集束効果が増大することを初めて示し、集束した電子波の角度分布がray-tracingで得た理論の角度分布にほぼ一致すること示した。この実験結果は、2次元系でも任意方向の速度成分に対してcoherencyの良い電子波が作製可能であることを示しており、電子波デバイスへの応用や集束電子波を用いたフェルミ面のmappingに用いることができると考えられる。

以上の研究は、半導体メソスコピック領域での表面・界面評価法の向上に大きく貢献し、電子波伝導に対する理解が深まったといえる。また、新しく提案した電子波方向性結合型スイッチで、従来の電子波デバイスの電流駆動能力を飛躍的に向上させる可能性を示し、電子波デバイスの実現に大きく貢献したと考えられる。

謝辞

本研究を行うに当たり、研究テーマの選択指針や論文の構成法を常にご指導頂き、最先端の実験成長装置を扱う機会を与えて下さった生駒俊明教授に深く感謝致します。特に、この論文の第二部での成果は、"positiveに物事を考えよ"と激励してくださったことに負うことが大であります。また、2度も海外の国際会議で発表させて頂き、Dr. T. J. Thorntonなど外国の一流の研究者と討論および共同研究する機会を与えて頂いたことは何にも変えられない幸せと存じます。

また、研究テーマの選択指針や、MBE成長装置による結晶成長法や低温測定装置の使用法をご教授頂き、論文に対して非常に有益な討論をしていただいた平川一彦助教授に心より御礼申し上げます。渡米後も引続きご指導を賜ったことは、感謝を越え恐縮を禁じ得ません。また、東京大学物性研究所の家助教授には、低温実験方法や電気伝導特性に対する解釈など数々の有益なご指導を賜りました。

論文2-3章の電子波方向性結合スイッチについては、英国Imperial CollegeのDr. T. J. Thorntonのsuggestionに基づくところが多く、同氏にはPhotolithographyのmaskを送って頂き、量子井戸に独立にOhmic電極を取る方法を教えて頂きました。電子波方向性結合スイッチの実現には、同氏の寄与を忘れることはできません。

さらに、東京大学電気・電子工学科の先生方、特に菅野教授、榊教授および荒川助教授には有益な討論をしていただき、東京大学物性研究所の安藤教授および福山教授（現東京大学理学部）には弱局在の理論および解釈について大変お世話になりました。加えて、東京大学先端科学技術研究センターのProf. G. Fasol、エジプトCairo大学のProf. K. Ismail、スペイン Universidad Autonoma de MadridのProf. F. Solsには論文第2部の実験結果の対して有益な討論および激励を頂きました。ここに厚く感謝します。

また、高分解能電子線エネルギー損失分光に関し、実験装置の操作法、注意すべき事柄、MoS₂という貴重な表面評価用試料を頂き、表面科学での論文掲載でお世話になった無機材質研究所の大島忠平氏（現 早稲田大学）及び相沢俊氏、文献を頂いた東大生産技術研究所の岡野達雄教授のご協力に深く感謝致します。

また、低温測定では、榊教授に超伝導マグネットを長い期間使わせて頂き、東京大学物性研究所の家助教授には、ご多忙の中dilution冷凍器による希釈冷凍を行って頂きました。低温測定については、家研究室の為ヶ井助手、大学院生の八木氏に超伝導マグネットの使い方や液体ヘリウム容器の修理など何かとお世話になりました。さらに、藤田助教授には、マスクアライナを使わせて頂きました。皆様にお礼申しあげます。さらに、GaAs(100)基板だけでなく、GaAs(311)A基板をわざわざ作製、何枚も御提供頂いた日立電線の中川順吉氏に厚く御礼申しあげます。

理論計算についてのご助言や参考文献を快くご呈示いただき、実験面でもMBE成長装置の立ち上げに協力して頂いた斎藤敏夫助手、装置類の購入に際し煩雑な事務手続きをすべて引受けてくださりいつも気を配って頂いた栗原由紀子助手に厚く感謝致します。同研究室の平本俊郎氏には、III-V族半導体に関しての知識や文献の調べ方を、小田切貴秀氏には、Van der Pauw測定やプロセスの方法を、山田誠氏、田中玄一氏、阿川謙一氏および平川研究室の原田和幸氏には実験の測定のご助力を仰ぎました。生駒研究室の橋本佳男氏には、電子分光装置およびMBE成長装置の使い方を丁寧に教えて頂き、高移動度試料の成長には、同氏の地道な努力なしでは成し遂げられなかったと言えます。さらに、同研究室の王詩男氏および榊原秀樹氏には、電子ビーム露光装置の立ち上げや低温測定クライオスタットの立ち上げ、および高移動度基板の成長やbackgatingサンプル作製と、論文第2部の成果に至るまでの長く苦しい実験の基礎固めに献身的に協力して頂きました。本研究室の現在の微細加工技術の成熟には、彼らの貢献に負うところが非常に大であります。また、Van der Pauw測定の際、実験装置を快く貸して下さり、数々の文献を貸して下さった榊研究室・荒川研究室の皆様、本当にありがとうございました。

以上の方々の御厚意にに対し、深く感謝致します。

研究発表一覧

学会誌等論文

- 1) H.Miki, M.Noguchi, K.Yokogawa, B.W.Kim, K.Asada and T.Sugano:
"Electron and Hole Traps in SiO₂ Films Thermally Grown on Si Substrates in Ultra-Dry Oxygen",
IEEE. Trans. ED 35(12) 2245-2252(1988), December 1988
- 2) M.Noguchi, K.Hirakawa and T.Ikoma:
"Coupled surface phonon and plasmon in electron accumulation layer on arsenic-stabilized, intrinsic InAs(100) surfaces grown by MBE",
Proceedings of the 20th International Conference on the Physics of Semiconductors, Thessaloniki, Greece, 219-222(1990).
- 3) M.Noguchi, K.Hirakawa and T.Ikoma:
"Intrinsic electron accumulation layers on reconstructed clean InAs(100) surfaces",
Physical Review Letters, 66, 2243-2246(1991).
- 4) M.Noguchi, K.Hirakawa and T.Ikoma:
"In-situ determination of electronic properties of clean GaAs(100) surfaces by high resolution electron energy loss spectroscopy",
Surface Science, 271, 260-276(1992).
- 5) M.Noguchi, K.Hirakawa and T.Ikoma:
"Periodic conductance variations in a point contact of high-mobility hole gas", Inst. Phys. Conf. Ser. No. 127:Chapter 4
(Proceedings of the International Workshop on Quantum-effect Physics, Electronics and Applications, Luxor, Egypt, 1992), pp.179
- 6) 野口充宏、平川一彦、生駒俊明
「高分解能電子線エネルギー損失分光による化合物半導体表面伝導電子構造の解明」、
"表面科学", 13巻(1992年)、pp2.
- 7) M.Noguchi, H.Sakakibara, T.J.Thornton, and T.Ikoma:
"Electron Wave Switch with Distributed Resonant Tunneling Coupling",
Extended Abstract of the Second International Symposium on "New Phenomena in Mesoscopic Structures", Hawaii, USA, Dec. 7-11, 1992.
- 8) M.Noguchi, H.Sakakibara, T.J.Thornton, and T.Ikoma:
Japanese Journal Applied Physics学会誌に投稿予定.
(仮題) "Directional coupled electron wave switch made with

double quantum wells",

9) M.Noguchi, T.Ikoma and T.J.Thornton:

Japanese Journal Applied Physics学会誌に投稿予定、

(仮題) "Proposal of electron wave directional coupled switch made with two-dimensional electron gases",

10) M.Noguchi, H.Sakakibara, T.Ikoma:

Japanese Journal Applied Physics学会誌に投稿予定、

(仮題) "Experimental collimation evidence of two-dimensional ballistic electrons in a $4\mu\text{m}$ -Wide channel geometry",

国際会議発表

1) M.Noguchi, K.Hirakawa and T.Ikoma:

"Coupled surface phonon and plasmon in electron accumulation layer on arsenic-stabilized, intrinsic InAs(100) surfaces grown by MBE", 20th International Conference on the Physics of Semiconductors, Thessaloniki, Greece, August 6-10, 1990.

2) M.Noguchi, K.Hirakawa and T.Ikoma:

"Periodic conductance variations in a point contact of high-mobility hole gas", International Workshop on Quantum-effect Physics, Electronics and Applications, Luxor, Egypt, January 6-10, 1991.

3) M.Noguchi, T.Odagiri, S.N.Wang, M.Yamada, K.Hirakawa and T.Ikoma:

"Electron scattering mechanisms in AlGaAs/GaAs hetero-quantum wires", 1st International Workshop on Quantum Functional Devices, Nasu, Japan, May 13-15, 1992. (Contributed.)

国内会議発表

1) 野口充宏、平川一彦、生駒俊明:

「高分解能電子線エネルギー損失分光を用いた半導体表面振動励起・電子構造の解明」、

1991年第46回日本物理学会年会、札幌、1991年9月、シンポジウム講演。

2) 野口充宏、斎藤敏夫、平川一彦、生駒俊明:

「 $(\text{GaSi})_1(\text{AsSi})_1$ 超格子のフォノン分散」、

1989年第36回春期応用物理学関係連合講演会、千葉、1989年4月。

3) 野口充宏、平川一彦、斎藤敏夫、生駒俊明:

「MBE成長したGaAs/AlAs系の低エネルギー電子線損失分光」、

1989年第50回秋期応用物理学関係連合講演会、福岡、1989年9月。

4) 野口充宏、平川一彦、斎藤敏夫、生駒俊明:

「MBE成長したInAs(100)表面反転層の高分解能電子線エネルギー損失分光による評価」、

1990年第37回春期応用物理学関係連合講演会、埼玉、1990年3月。

5) 野口充宏、生駒俊明:

「電子線エネルギー損失分光による化合物半導体ごく表面の伝導電子情報の測定」、

固体エレクトロニクス・オプトエレクトロニクス研究発表会、東京、1990年3月。

6) 野口充宏、平川一彦、生駒俊明:

「InAs(100)極性清浄表面における表面伝導電子蓄積量の表面再構成依存性」、

1990年第51回秋期応用物理学関係連合講演会、岩手、1990年9月。

7) 野口充宏、平川一彦、生駒俊明:

「n形GaAs(100)面の伝導電子表面プラズモンの分散」、

1990年第51回秋期応用物理学関係連合講演会、岩手、1990年9月。

8) 野口充宏、平川一彦、生駒俊明:

「高分解能電子線エネルギー損失分光における双極子散乱プローブ深さの決定」、

1991年第38回春期応用物理学関係連合講演会、神奈川、1991年3月。

9) 野口充宏、平川一彦、生駒俊明:

「高分解能EELSを用いたMBE成長直後の化合物半導体表面空乏層欠陥深さのin-situ測定」、

1991年第52回秋期応用物理学関係連合講演会、
福山、1991年10月。

10) 野口充宏、平川一彦、生駒俊明:

「高移動度正孔ガスを用いたポイントコンタクトのコンダクタンス振動」、

1992年第39回春期応用物理学関係連合講演会、
千葉、1992年3月。

11) 王詩男、小田切貴秀、野口充宏、平川一彦、生駒俊明:

「GaAs/AlGaAs量子細線構造中の電子移動度のキャリア密度依存性」、

1992年第39回春期応用物理学関係連合講演会、
千葉、1992年3月。

12) 田中玄一、橋本佳男、野口充宏、平川一彦、生駒俊明:

「AlAs/Si/GaAsヘテロ系におけるバンド不連続量」、

1992年第39回春期応用物理学関係連合講演会、
千葉、1992年3月。

書籍など

1) 生駒俊明、橋本佳男、野口充宏:

先端真空利用技術、日経技術図書株式会社出版、1992年(分担執筆)。