

学位論文

量子構造によるスピン偏極生成と検出

(Creation and detection of
spin polarization in quantum structures)

平成 25 年 12 月博士 (理学)

申請

東京大学大学院理学系研究科

物理学専攻

金 善宇

Abstract

本研究はスピン軌道相互作用のある量子構造によってスピン偏極を生成し、それを実験的に検出したものである。

半導体スピントロニクスにおいては、磁性半導体接合や量子ポイントコンタクト (QPC) など、様々な方法によるスピン偏極の創出が重要な技術である。スピン軌道 (SO) 相互作用の強い、InGaAs 系などの 2 次元電子系 (2DEG) を用いた QPC やその他の量子構造において零磁場で外部電流によってスピン偏極を持ったスピン流が生じることが理論的に予測されている。

一方、このような系でスピンフィルター効果を示唆する実験結果が報告されている。これは Cincinnati 大学グループの研究で、InAs の 2DEG を加工した QPC において、通常の QPC で観測される伝導度量子化の単位 $G_q = 2e^2/h$ の半分 $0.5 \times 2e^2/h = e^2/h$ を単位にする伝導度の量子化 (0.5 プラト) が得られた、というものである。彼らは理論計算も行い、 e^2/h の伝導度プラトでは、SO 相互作用と電子間クーロン相互作用のため、伝導電子はほとんど 1 つのスピンに偏極するとしている。これは大変重要な報告であり、我々は、まずこの実験結果を確認することを目標に、InGaAs 系 2DEG を金属ショットキーゲートによる QPC に加工して電気伝導を調べた。その結果、やはり e^2/h を単位とする伝導度量子化が得られた。更に垂直磁場を印加した際 Zeeman 分裂による 0.5 伝導度プラトと零磁場における 0.5 伝導度プラトが一致することを確認した。上述のような QPC では零磁場でスピン偏極が生じている、という議論が、非平衡グリーン関数を用いた計算に基づいて行われている。最近ではラシュバスピン軌道相互作用の伝導方向変調によるスピンフィルターリング効果も計算され、InGaAs 2DEG をウェットエッチで加工して形成された QPC におけるショットノイズ測定によってスピン偏極があるとの報告が発表された。我々はこの報告に加え、より明確なスピン偏極検出を行うため QPC の近傍に量子構造によるスピン検出計を考案し、測定を行った。

そこで InGaAs 系 2DEG に金属ゲートによる 2 つの QPC を直列に置く方法で量子ドット (QD) を形成した。近藤効果を示す状態に隣接する単一スピン状態を通した電気伝導を調べた結果、有限のソースドレイン電圧に対してクーロンピークが消滅する現象が見られた。これはスピンフィルター効果を持つトンネル障壁によって、直列 2 重量子ドット系で観測されたスピンプロックードと類似の機構によってブロックードが生じたものである。この「スピン軌道ブロックード」現象は特徴的な発現の仕方をするため、スピン選択トンネル現象が生じていることが明らかである。このことは、近藤効果領域で、ゼロバイアスピークが一見頂点付近で分離した形となることにも現れている。また、スピン軌道ブロックードは敏感で明瞭な方法であることを示し、スピンフィルター効果測定に現実的な実験手法を与えた。

一方、直列につながった QPC を使ったスピン検出では生成されたスピン偏極に対する擾乱が大きく、スピン流をすぐに閉じ込めてしまう。この QPC スピンフィルターをスピントロニクスに応用するにしても QPC の両端を開放した状態のスピン偏極を調べる必要がある。そこで我々はスピン偏極流の流れに対して垂直に 1 つのトンネル結合でつながった量子ドットをスピンプローブとして検出を行った。検出のターゲットとなる系と量子ドットの間には正味電流は流れなく非常に擾乱の少ないスピン偏極測定が可能になる。量子ドットに矩形波を加え電子の出入りを起こし、検出用量子細線との同期信号を調べることで電子のトンネル状態がわかる。電子のトンネルが発生し量子ドットの電子数が増える場合、電荷検出信号が現れる。スピン偏極が生成されていると思われる量子構造に対してスピン偏極測定を行った結果、検出器 QD の電子数 N が 0 から 2 の間を変動できる ($0 \leftrightarrow 2$) 大きさの矩形波振幅に対する電荷検出信号ディップの深さが、スピン偏極がない場合に比べて小さくなる現象が見られた。これはスピン偏極した電子が量子ドットにトンネルする際、パウリ原理によって 2 つの同じ向きを持つ電子スピンの 1 つの軌道準位に同時に入れないためであり、QPC スピン偏極生成の新たな証拠となる。ここでブロックされた電子は、すでに入った電子がスピン緩和を起こすまでトンネルできたため、矩形波の周期を変えその応答を調べることでスピン偏極率とスピン緩和の定量的評価が可能となった。

この手法を、量子ポイントコンタクトスピン偏極の性質を究明するため、実験的アプローチに応用し、得られた結果を元に、SOI の強い系の QPC におけるスピン偏極メカニズムの同定に向けて議論

を行った。その結果、(i)1.0 伝導度プラトーでもかなり大きな ($P = 0.6$) スピン偏極が生じている (ii) スピン偏極は伝導度が 0 に近い所、あるいは 1.0 をかなり超えたところでは 0 になってしまう (iii) 量子細線部分のポテンシャル構造には余り敏感ではない (iv) バイアス電圧は、0.5 プラトーのスピン偏極を減少させ、1.0 プラトーの偏極を増大させる (v) 近藤効果により、スピン偏極は減少するということがわかった。

これら実験結果を踏まえた議論により、0.5 プラトーではスピン依存ポテンシャルが働いていること、1.0 プラトーでは江藤機構が働いていることがほぼ明らかになった。

Abstract

In semiconductor spintronics, creation of the spin polarization by various methods, such as magnetic semiconductor junction and quantum point contact (QPC), is important technology. It is proposed theoretically that the spin current which had spin polarization by external current in the zero magnetic field in the quantum structure of QPC using two-dimensional electronic systems (2DEG), such as an InGaAs system with a strong spin orbit (SO) interaction.

On the other hand, an experimental result which suggests the spin filter effect by such a system has been reported. In QPC which this is research of a Cincinnati university group and processed 2DEG of InAs, conductance quantization which makes a unit half $0.5 \times 2e^2/h = e^2/h$ of unit $G_q = 2e^2/h$ (0.5 plateau) observed. They also perform theoretical calculation and most conduction electrons suppose that it polarization by one spin in the conductance plateau of e^2/h for SO interaction and the Coulomb interaction between electrons. This was a very important report, and for the purpose of confirmation this experimental result first, we processed InGaAs system 2DEG into QPC by a metal Schottky gate, and transport measurement. As a result, the conductance quantization which makes a e^2/h unit was obtained. Furthermore, when a perpendicular magnetic field was applied, it confirmed that the 0.5 conductance plateau by Zeeman split and the 0.5 conductance plateau in a zero magnetic field were in agreement. Currently performed in the zero magnetic field based on the calculation using a nonequilibrium Green function of the discussion that spin polarization has arisen, in the above the QPC. Recently, the spin filtering effect by the spatial modulation of a Rashba spin orbit interaction is also calculated. In addition to this report, in order to perform clearer spin polarization detection, designed a spin detector which utilize quantum structures in the vicinity of the QPC.

Therefore, the quantum dot (QD) was formed by the method of putting two QPCs by a metal gate on InGaAs system 2DEG in series. As a result of the experiment, the transport measurement the single spin state which adjoins the state which shows the Kondo effect, the Coulomb peak disappeared to finite source-drain bias voltage. A blockade produces this according to a mechanism similar to the spin blockade observed by the double quantum dot system with the tunnel barrier with the spin filter effect. It is clear that the this "spin orbit induced blockade" phenomenon's spin selection tunnel phenomenon has arisen in order to carry out the method of characteristic revelation. This is a Kondo effect domain and has appeared also in becoming the form which the zero bias peak separated near the peak apparently. Moreover, the spin orbit induced blockade showed that it was a sensitive and clear method, and gave realistic experimental maneuver to spin filter evaluation of efficiency.

In the spin detection using QPC connected in series on the other hand, the disturbance over the generated spin polarization will be large, and will eliminate a spin current sooner or later. Even though it applies this QPC spin filter to spintronics, it is necessary to investigate the spin polarization in the state where the both ends of QPC were opened wide. Then, we detected by using as a spin probe the quantum dot side coupled in one tunnel junction to the flow of a spin polarized current. Between the system and quantum dot, net current does not flow and the spin polarization measurement with very little disturbance is attained. A square wave is added to a quantum dot, electron tunneling is caused, and a tunneling state can be obtained by investigating a synchronized signal with a detector quantum wire. When an electron tunneling is generated and the electron number of a quantum dot changes, a charge detection signal appears. The result of having

performed spin polarization measurement to the quantum structure assumed that spin polarization is generated, the phenomenon in which the depth of the charge detection signal dip to the square wave amplitude in which the electron number N of the detector QD can be changed in between 0 to 2 ($0 \leftrightarrow 2$) became shallow compared with the case where there is no spin polarization. The phenomena is, when the spin polarized electrons to tunnel the quantum dot, because the electron spin with the same direction by Pauli principle is not placed at the single orbital state, it is new evidence of spin polarization generated in the vicinity of the QPC.

The quantitative evaluation of the rate of spin polarization and spin relaxation of the electron blocked here became possible by being able to tunnel until the electron which already entered causes spin relaxation, accumulating, changing the cycle of a square wave, and investigating the response.

It discussed towards identification of the spin polarization mechanism in QPC of the strong system of SOI based on the result obtained by applying this technique to experimental approach in order to study the character of quantum point contact spin polarization. The result is, (i) quite large spin polarization has produced also in a 1.0 conductance plateau ($P = 0.6$) (ii) Spin polarization a place with the conductance near 0, and far over 1.0, it reached 0 (iii) It is not so sensitive to the potential structure of a quantum wire. (iv) Bias voltage decreases the spin polarization of 0.5 plateau, and increases polarization of 1.0 plateau (v) Spin polarization decreases by the Kondo effect. By the discussion based on these experimental results, it became mostly clear that spin dependence potential is working in 0.5 plateau and that the Eto mechanism is working in 1.0 plateau.

目次

第 1 章	序論	1
1.1	はじめに	1
1.2	本研究の課題	1
1.3	研究の背景	2
1.3.1	QPC の 0.7 異常構造	2
1.3.2	スピン軌道相互作用を用いたスピン偏極素子	3
1.3.3	スピン軌道系 QPC の 0.5 異常構造	5
1.3.4	スピントロニクスへの応用	6
1.4	本論文の構成	7
第 2 章	実験手法	9
2.1	試料の作製	9
2.1.1	InGaAs/AlGaAs 2 次元電子ガス	9
2.1.2	微細加工	10
2.2	測定	12
2.2.1	低温	13
2.2.2	電気測定	14
第 3 章	量子閉じ込めを用いたスピン偏極生成と検出 [24]	16
3.1	スピン軌道相互作用のある系における量子ポイントコンタクト伝導	16
3.1.1	量子ポイントコンタクト試料	16
3.1.2	伝導度の量子化観測	17
3.1.3	2 次元電子成長面に垂直な磁場に対する伝導特性の変化	18
3.2	直列量子ドットによるスピン偏極検出	20
3.2.1	試料	21
3.2.2	近藤効果による検出用量子ドットのスピン状態確認	21
3.2.3	スピン軌道ブロッケード現象とスピン偏極検出	22
3.2.4	スピン偏極度の見積り	26
3.3	結論	26
第 4 章	側面結合量子ドットを用いたスピン偏極検出	27
4.1	側面結合量子ドットを用いた状態密度測定	27
4.2	試料作製	29
4.3	側面結合量子ドットの電子状態測定	30
4.4	スピン偏極観測・測定	32
4.4.1	定性的な観測	32
4.4.2	スピン偏極度の解析	33
4.5	結論	37

第 5 章	スピン軌道相互作用による量子ポイントコンタクトの電子スピン偏極	38
5.1	試料, スピン偏極測定	38
5.2	QPC 伝導度とスピン偏極	38
5.2.1	ターゲット QPC の特性	39
5.2.2	$G = 0.5G_q$ での再現実験	40
5.2.3	$1.0G_q$ プラトーでの測定	40
5.2.4	$G = 0.02G_q$ での測定	41
5.2.5	$G = 1.3G_q$ での測定	42
5.3	QPC 近傍の試料形状とスピン偏極	42
5.4	スピン偏極のバイアス電圧依存性	44
5.5	垂直磁場とスピン偏極	45
5.5.1	垂直磁場と QPC 伝導度	45
5.5.2	垂直磁場とスピン偏極	46
5.6	スピン偏極機構についての議論	46
5.7	結論	47
第 6 章	総括	49
付 録 A	基本事項	52
A.1	量子閉じ込め構造	52
A.2	ヘテロ接合 2 次元電子系	52
A.3	スピン軌道相互作用と III-V 族半導体のバンド構造	54
A.4	量子閉じ込め構造とスピン軌道相互作用	55
A.5	バリスティックな伝導体の伝導度	56
A.6	Landauer 公式	57
A.7	量子ポイントコンタクト	58
A.8	量子ドットの電気伝導	59
A.8.1	単電子帯電効果	60
A.8.2	運動エネルギー離散化効果	61
A.8.3	スピンプロッケード	61
A.8.4	近藤効果	62
付 録 B	スピン軌道プロッケード	66
B.1	Source-Drain 電源が 1 個の場合のダイヤモンドについて	66
B.1.1	静電エネルギー	66
B.1.2	Enthalpy 変化から安定性を計算	67
B.2	ソース・ドレインにかかる電圧について	69
付 録 C	電荷検出信号の表式	71
C.1	方形波電圧を印可した際の電子の量子ドット占有確率	71
C.2	ΔI_{sync} の表式	72
付 録 D	使用した計測器	73
付 録 E	希釈冷凍機内配線およびフィルタリング	74

記号・略語一覧

記号

\vec{A}	ベクトルポテンシャル	Vs/m
B	磁場	T
C	静電容量	F
D	状態密度	/m ² J
E	エネルギー	J
E_F	Fermi エネルギー	J
e	素電荷	1.60×10^{-19} C
f	方形波の周波数	Hz
G	伝導度	/ Ω
g	g 因子	
h	Planck 定数	6.63×10^{-34} Js
\hbar	$h/2\pi$	Js
I	電流	A
k_B	Boltzmann 定数	1.38×10^{-23} J/K
l_e	電子の平均自由行程	m
M	量子細線内のチャンネル数	
m	量子細線の横方向の量子化の量子数	
m_e	電子の質量	9.11×10^{-31} kg
m_e^*	電子の有効質量、GaAs 中では $0.067m_e$	kg
N	量子ドット内の電子数	
n_e	電子濃度	/cm ²
P	スピン偏極率	
p	運動量	Ns
q	Fano パラメータ	
R	抵抗	Ω
T	透過率	
T_e	電子温度	K
t	時間	s
U	量子ドットの帯電エネルギー	J
V	電圧	V
x, y, z	座標	

α	ゲート電圧からエネルギーへの変換係数	
Γ	トンネルレート	Hz
ϵ	量子ドット内のサイズ量子化による離散エネルギー	J
λ_e	Fermi 波長	m
μ	電気化学ポテンシャル	J
μ_B	Bohr 磁子	$9.27 \times 10^{-24} \text{J/T}$
μ_e	移動度	cm^2/Vs
ν	Landau 準位充填率 $n_e h/eB$	
ω_c	サイクロトロン周波数 eB/m_e^*	Hz

略語

略語	内容	ページ
QPC	量子ポイントコンタクト quantum point contact	2
QD	量子ドット quantum dot	2
SOI	スピン軌道相互作用 spin-orbit interaction	2
2DEG	2次元電子気体 two-dimensional electron gas	3
MBE	分子線エピタキシー molecular beam epitaxy	10
SS	スピン選択性 spin selectivity	23
SOIB	スピン軌道ブロックード spin-orbit induced blockade	24
SCQD	側面結合量子ドット side-coupled quantum dot	27
CDS	電荷検出信号 charge detection signal	29

第1章 序論

1.1 はじめに

系の対称性とその破れ，という概念は前世紀の中頃から急速に整備・応用され，凝縮系のみならず物理学全体を席卷した [1]．熱力学極限である無限系はその対称性によって分類することができ，対称性の異なる系の間は断熱的な変化によってつなぐことができず，そこに相転移が現れる．類似の考え方は，現在のトポロジーによる系の分類にも使われており，トポロジーの異なる系の境界では，これを一度破ってつなぎ換える必要から境界面に特有な端状態が現れる．

しかし，全系の対称性は低下せずとも，空間的に有限な部分系で考えると，あたかも対称性が低下したかのような状態が生じることはあり得る．反強磁性体のように磁極がペアでしか生じていない系は，全体としては非磁性であるが，部分系を取れば有限磁場が生じており時間反転対称性が破れているかのような状態が生じる．このように熱力学極限を取った系の対称性に対して，局所的に対称性が破れることは日常的に生じる．

前世紀も最終期になってメゾスコピック系の物理学が誕生した時，最初に大きなテーマとなったのが系の有限性に起因する様々なゆらぎであった．現在，良く制御された系に特有の現象とされている様々な量子輸送現象も，伝導ゆらぎの一種として捉えることもできる．ここで考えたいのは，局所対称性の破れに関しても，系のサイズを小さくすることで明示的に取り出すことができるのではないか，という問題である．空間の等方性や並進対称性に関しては，本来これらが破れた状態である閉じ込めポテンシャルを持ち込むことで破られるのはもちろんトリビアルである．しかし，時間反転対称性のように，ポテンシャル自身がその対称性を有している場合，これをハミルトニアンに加えても，この対称性が破られることはない．更に，このハミルトニアンを全系と部分系とに分割して部分系のみ取り出したとしても，部分系と環境との間に一方的なエネルギー流がなければ，分割が時間軸上で行われないう以上，時間反転対称性が破られるかどうかは自明ではない．

本研究は，非磁性の半導体中に，量子閉じ込め構造の導入によって局所的時間反転対称性の破れが生じるかどうか，生じるとした場合，外部磁場などの摂動によって時間反転対称性が破れた系とはどのように接続されているのか，という問題に対して，量子ポイントコンタクトと呼ばれる構造を舞台に実験的解答を与えるべく行ったものである．本章においては，この問題の物理的背景を述べ，研究課題を明確化する．また，本論文全体の構造を与える．

1.2 本研究の課題

上にも述べたように，本研究は，

1. 空間的に有限な構造中で局所的に時間反転対称性が破れることがあるか
2. そのようなことがあるとすると，外部摂動による時間反転対称性の破れとどのように関係しているか

という設問に，実験的な解答を与えるために行ったものである．

具体的には、スピン軌道相互作用 (spin-orbit interaction, SOI) が強いと期待される InGaAs/AlGaAs ヘテロ接合 2 次元電子系について、次の課題について実験を行った。

量子ポイントコンタクト構造の $1/2$ 伝導度プラトー測定

量子ポイントコンタクト (quantum point contact, QPC) 構造において、通常の伝導度量子 ($2e^2/h$) の $1/2$ の伝導度において伝導度が量子化することを確認。外部磁場依存性を調べた ($1/2$ プラトーと呼ぶ)。

単一量子ドットのスピン軌道ブロックード

上記 $1/2$ プラトー構造と単一の量子ドット (quantum dot, QD) 構造とを組み合わせることにより、2 重量子ドットのスピンプラトーに類似の現象が生じることを確認し、スピン偏極が生じている可能性を示した。これは、局所的に時間反転対称性が破れていることを示す。

側面結合量子ドットの 2 電子トンネル過程を用いたスピン偏極検出

測定したい試料に 1 つのトンネル接合でのみ接続された側面結合 QD を用いて、測定対象を流れるスピン流を阻害することなくスピン偏極度を測定する手法を開発し、QPC 構造においてゼロバイアス下でもスピン偏極が生じていることを示した。すなわち、局所的に時間反転対称性が破れていることを示した。

量子ドットスピン検出器を用いた量子ポイントコンタクトスピン偏極の性質

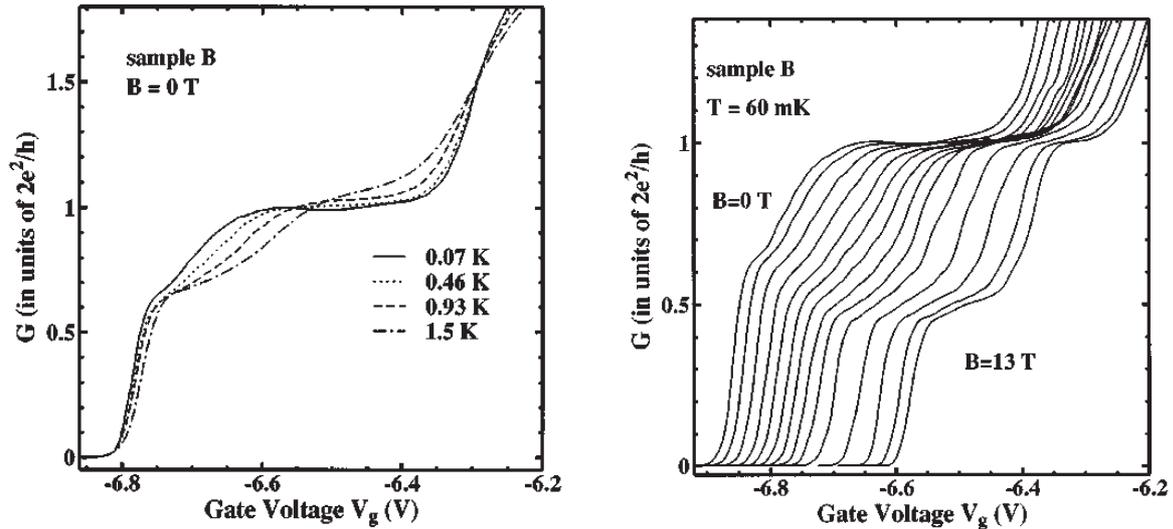
上記課題で検出したスピン偏極について、QPC の伝導度に対する依存性、バイアス電流 (明示的に時間反転対称性を破る) 依存性、外部磁場 (同様) 依存性を調べ、スピン偏極メカニズムについて考察した。

1.3 研究の背景

研究課題の背景説明のためにまず必要なのは、半導体中のスピン軌道相互作用や量子閉じ込め構造などに関するものであるが、これらはすでに多くの教科書類で解説されているため、「基本事項」として、付録 A にまとめている。本節においては、これら基本事項の上に立って背景事項の説明を行う。

1.3.1 QPC の 0.7 異常構造

QPC 構造の電気伝導度には、A.7 節で説明したように、コンタクトのチャネル幅を決めるゲート電圧に対して量子化伝導度 $G_g \equiv 2e^2/h$ の整数倍の伝導度階段構造が現れる。ところが、多くの QPC 試料について測定してみると、 $1G_q \rightarrow$ ピンチオフ、となる伝導度の変化の途中で $0.7G_q$ という伝導度ステップが、かなりの頻度で観察されることが報告された (図 1.1(a) など)。伝導度ステップの間の遷移領域は 1 つの伝導度チャネルの伝導がトンネル伝導となるかどうかの臨界状態であるため、この付近ではポイントコンタクト自身、あるいは周辺のポテンシャルによる多重散乱、干渉効果により微細な伝導度変化構造がしばしば現れる。ところが、この 0.7 構造はそのような構造ではないことが、多数の試料で観測されること (干渉効果であれば試料間の揺らぎが大きい)、観測される温度領域



(a)

(b)

図 1.1: AlGaAs/GaAs ヘテロ接合を用いた QPC に現れた 0.7 異常構造. QPC の幅を決めるゲート電圧に対する伝導度の依存性. (a) ゼロ磁場での温度依存性. (b) 60mK での面平行外部磁場依存性 [2].

が限られており、温度を低下させると図 1.1(a) のように、干渉効果と違って構造が消えてしまうような変化をすることが報告された. この 0.7 異常構造は、AlGaAs/GaAs のヘテロ接合 2 次元電子気体 (two-dimensional electron gas, 2DEG) や、Si の MOS 構造 2DEG など、スピン軌道相互作用の弱い系で観測されることも大きな特徴である.

これは「0.7 異常」問題 [2] と呼ばれ、A.7 節で考えたような簡単なポテンシャル中の一電子問題としては説明できないことから、何らかの多体効果に起因するものと考えられ、10 年以上にわたって議論が続けられている. 特に QPC を形成する 2 次元電子系 (two-dimensional electron gas, 2DEG) に平行な外部磁場を印加すると、スムーズにゼーマン分裂による $0.5G_q$ の伝導度プラトー構造に移行する (図 1.1(b)) ことから、ゼロ磁場においても多体効果によりスピン偏極が生じている、すなわち、あたかも強磁性体のように自発的に対称性が破れているのではないか、という予想がなされ、スピン物性という点からも興味を集めている.

非常に多くなされた理論的提案の中でも多いのが、多体効果あるいはポテンシャルの非対称性と空間揺らぎによって QPC 中に量子ドットに近いような局在状態が形成され [3]、電子数パリティの固定によって局在スピンが発生し [4]、このために基底伝導チャンネルが分裂して 0.7 伝導度ステップが現れる、というものである. 単にスピン分裂が生じれば伝導度は $0.5G_q$ で量子化しそうであるが、様々な理由により若干の伝導度増加がある、と考える. 代表的なものが、局在スピンが近藤効果 [5] によって遮蔽され、温度低下に伴って遮蔽がユニタリ極限に近づくにつれて分裂がなくなり、0.7 構造が消失する、というものである [6].

1.3.2 スピン軌道相互作用を用いたスピン偏極素子

磁場や磁気的な相互作用を使わずに電子スピンのアクセスすることは困難であるが、スピン軌道相互作用が強い系では、軌道側に閉じ込めポテンシャルや有限の電流など様々な方法で働きかけることにより、間接的にスピン操作ができる可能性がある. 特にスピン偏極を生じさせ、スピン流を生成する素子は、様々に提案されてきた [7-9].

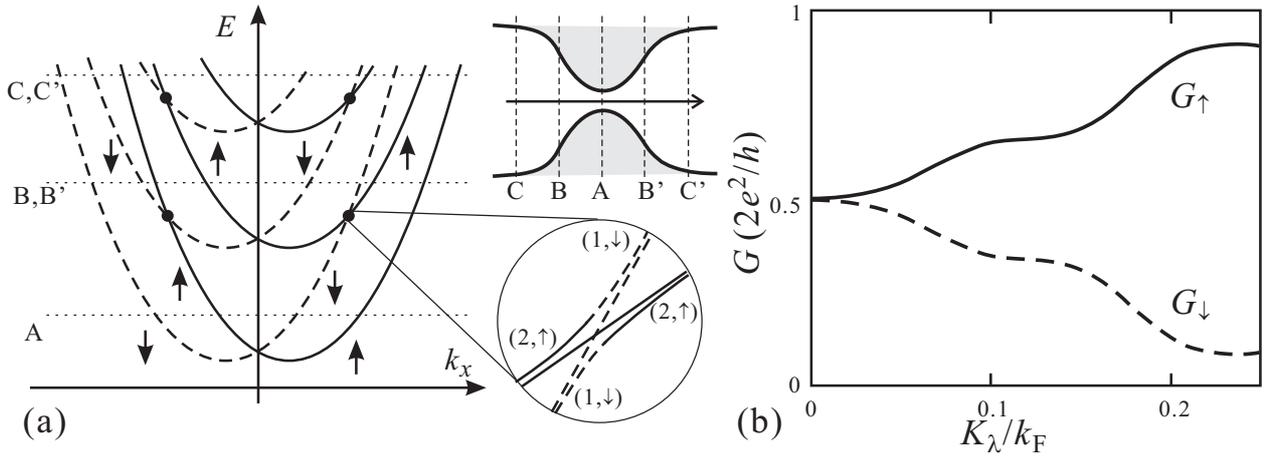


図 1.2: (a) ラッシュバ型スピン軌道相互作用が存在する 2 次元系で x 方向に電子を流す QPC を作製した場合の x 方向エネルギー分散ダイアグラム. 右上図は QPC のモード図で, A, B, C それぞれの位置で QPC の有効ポテンシャルによるフェルミ準位の位置を, 左の分散図に水平線で示した. 丸の中は $(1, \downarrow)$ と $(2, \uparrow)$ の交差点の小さな反交差の様子. (b) リカーシブ・グリーン関数法で計算した QPC のスピン \uparrow, \downarrow の各コンダクタンス $G_{\uparrow}, G_{\downarrow}$. 文献 [8] より.

図 1.2 はその一例を示している. z 方向の非対称性のためにラッシュバ (Rashba) 型 [10] のスピン軌道相互作用を生じている 2 次元 (xy 面) 電子系で QPC を構成することを考え, 有効ハミルトニアンとして式 (A.11) のラッシュバ項を加え,

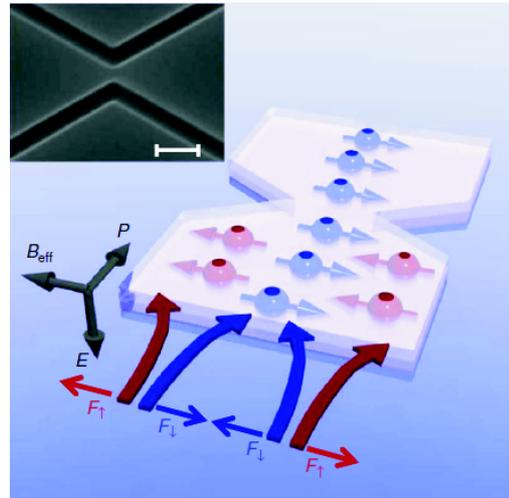
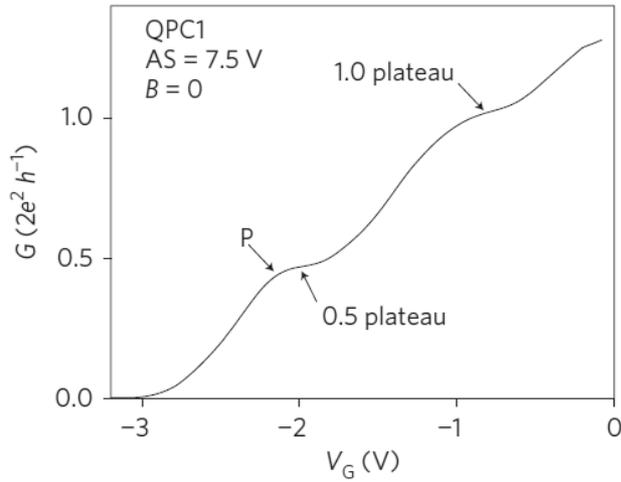
$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{RSO}} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V(\mathbf{r}) + \frac{\alpha}{\hbar}(p_y\sigma_x - p_x\sigma_y) \quad (1.1)$$

と置く. σ_x, σ_y はパウリ行列, α はスピン軌道結合パラメーターと呼ばれる. $V(\mathbf{r})$ は QPC ポテンシャルで, QPC は x 方向に電子を通すものとする. この時, 図 A.5 のように, $V(\mathbf{r})$ によって y 方向の運動エネルギーは量子化され, x 方向の運動は複数の 1 次元バンドに分れる. 一方, 各 1 次元バンドはラッシュバ項 \mathcal{H}_{RSO} によって, 図 A.3(a) のように k_x 軸方向にスピンに依存して分散が分裂する. これらを合わせてバンド分散を描くと, 図 1.2(a) のようになる.

電子が QPC 中を断熱的に進むとすると, チャンネル幅が狭まるにつれてバンドの底のエネルギーが上がっていき, フェルミ準位までに収まらなくなった電子は, QPC の作る有効ポテンシャルによって反射される. 分散関係の方を固定して描くと, 図 1.2(a) のように $C \rightarrow B \rightarrow A$ と進むにつれてフェルミ準位位置が下がり, $A \rightarrow B' \rightarrow C'$ と進んで上がっていく.

A までは断熱過程だとして分布は準平衡であるが, その後チャンネル幅が広がる際に, 状態数に対して供給電子数は少なく, 分布に偏りが生じる. $A \rightarrow B'$ と進む場合を見ると, この図の書き方では E_F が上に進む際に空の $(2, \uparrow)$ バンドと $(1, \downarrow)$ バンドが交差し, \mathcal{H}_{RSO} 中の $p_y\sigma_x$ 項によって混じりが生じる. すなわち, $(1, \downarrow) \rightarrow (2, \uparrow)$ の遷移が, (満) \rightarrow (空) の遷移であり, エネルギー的にも下がることから優勢に起こって, \uparrow スピン状態に余計に分布する. これによってスピン偏極が生じる [8]. 図 1.2(b) はリカーシブ・グリーン関数法によって計算したスピンに依存する伝導度 G_{\uparrow} と G_{\downarrow} であり, $k_{\lambda} \equiv m\lambda/\hbar^2$ をフェルミ波数 k_F で除した無次元パラメーターに対してこれが大きくなる (すなわちスピン軌道相互作用が強くなる) につれて G_{\uparrow} が優勢になってスピン偏極が生じる様子がわかる.

上のモデル中には, 有限電流を流さなければどこにも時間反転対称性を破る要因がなく, 従って系全体として時間反転対称性が破れることはない. 系全体をスピン流が貫くことになるが, スピン流自身は時間反転操作に対して対称であるため対称性が保たれる. しかし, 局所的にはスピン偏極が発生



(a)

(b)

図 1.3: (a) InAs2DEG 系の QPC に現れた 0.5 異常構造 [11]. (b) 0.5 プラトー構造を説明する機構のひとつを模式的に示したもの. 細線中に生じている 2 次元面に垂直な電場の空間傾きにより, 2 次元面内の電子スピンの向きに依存する力が発生し, スピンの向きに依存する y 方向定在波モードが生じる. 図で右向きスピンの電子のみ QPC の通路に腹を持つモードとなり, 右向きスピンのみが通過する. 挿入図は試料の電子顕微鏡写真で, トレンチを用いて QPC を形成している.

し, この部分だけを取り上げれば一見時間反転対称性が破れているかのように見える点が興味深い. このようなスピン偏極機構を, 提案者の名前を取って**江藤機構**と呼ぼう.

提案されたスピン偏極素子にはこの他, Aharonov-Bohm (AB) リング構造を用い, スピノル空間の干渉効果を用いて一定方向のスピンのみ透過し, 他は反射される, 100%のスピンフィルターとして働くものもある. この素子の場合, 空間進行方向に依存したスピン回転を伴っていないため, 上述の $1.0G_q$ プラトーでのスピン偏極機構とは異なり, そのままでは局所時間反転非対称性を発生させない. 局所スピン偏極を得るためには有限な電流などの時間反転対称性を破る要因が必要である. また, 伝導路の幾何学的構造を用いてスピン偏極を発生させよう, という理論的提案もなされている.

1.3.3 スピン軌道系 QPC の 0.5 異常構造

SOI が弱い系での 0.7 異常に対して, SOI が強い系ではしばしば $G = 0.5G_q$ にプラトー構造が現れる (0.5 異常構造). 図 1.3(a) はその例であり, SOI が強いと考えられている InAs の量子井戸を用いて QPC を形成し, 電気伝導を調べている. InAs はエネルギーギャップが極めて小さく, Z の大きな In を含んでいるため, GaAs に比較しても非常に大きな SOI を有している [12]. 一方, バルクは真性半導体に近い試料でも表面に 2 次元電子系が自然に形成されるため, ショットキー金属電極が形成困難という問題があり, 図 1.3(b) 挿入図のように, ショットキー電極ではなくエッチングによってトレンチを形成し, トレンチ外の部分をやや遠隔のゲート電極として用いる方法がしばしば取られる.

この 0.5 異常構造に関しては, 他に自由度が考えにくいことからスピン偏極が生じているのであろう, と考えられてきたが, 伝導度以外ではノイズ測定 (これも, ある意味電気伝導測定的一种) があるのみであった [13].

SOI と QPC ポテンシャルとの組み合わせによってスピン偏極を発生し, その結果 0.5 異常が生じるという現象に関する理論的な説明はいくつか与えられている [11, 13, 14]. その一つは, 多体効果

によって QPC ポテンシャルの最隘部近くに系の有限性によってスピン偏極が発生し、それによってスピン依存ポテンシャルが生じて片方のスピンのみ通過する 0.5 異常プラトーが生じる、というものである [11,14]. 有限寿命の量子ドットが発生し、電子数パリティによりスピン偏極が生じるもので、SOI が弱い系での 0.7 異常の説明 [3] に近いものである. より簡単な説明として、図 1.3(b) にあるようなものがある. QPC の端付近は、A.7 節で説明したように、「完全導線」に相当する重要な部分であるが、チャンネル部分の底のポテンシャルは平坦ではなく、左右対称な傾きを持ったものであるはずである. このポテンシャルの空間的な傾きが、式 (A.11) のラシュバ項を通してスピンに対して勾配のある磁場として働けば、スピンの向きによって電子に反対方向の力が働く [13]. 基底伝導チャンネルのみ伝導可能な状態で考えれば、図 1.3(b) に模式的に示したように、この「スピン依存力」は、一方のスピンには QPC 中央に向かって収束するように、他方には外側に向かって広がるように働く. 前者は中央に集めようとする電氣的力と協力的に、後者は拮抗的に働くので、QPC の有効ポテンシャルの調整次第で前者のみ通るようにできる. この時、透過スピンは偏極しており、伝導度は $0.5G_q$ になることが自然に理解される. これに基づいたシミュレーションも行われている (図 1.4).

QPC にかかる電圧がゼロ付近で考えると、QPC の向こう側から手前に入射する電子については左向きスピンが透過し、右向きスピンが反射されるから、結局手前側は左向きスピン濃度が高くなり、向こう側は右向きスピンの濃度が高くなる. 従って前節でのべた江藤機構によるスピン偏極の場合と同様、局所的にはスピンの対称性が破れた状態が生じる. ただし、江藤機構とは、ポテンシャルによるスピン回転が生じていない点で大きな違いがある. また、江藤機構は伝導度そのものには影響がないので、0.5 異常を説明することはできない.

1.3.4 スピントロニクスへの応用

SOI を用いたスピン操作は、半導体スピントロニクスへの応用という点で、極めて重要である.

スピントロニクスがマスタストレージ、特に磁気ヘッドで大成功を収めた要因の大きなものは、磁場による抵抗変化 [15,16] 割合そのものは小さいにもかかわらず、金属を用いた低インピーダンス性と微小化の容易さにより高速動作、超高密度化が可能になった事である. この利点は、スイッチング特性そのものは弱くても周辺回路でこれを補強することで全体として桁違いの性能を発揮できる単独素子ならではのものであり、残念ながら単独素子で大きなスイッチ特性、小さなリーク電流を要求される論理回路では発揮されない. MgO を障壁に用いたトンネル磁気抵抗 (tunneling magneto-resistance,

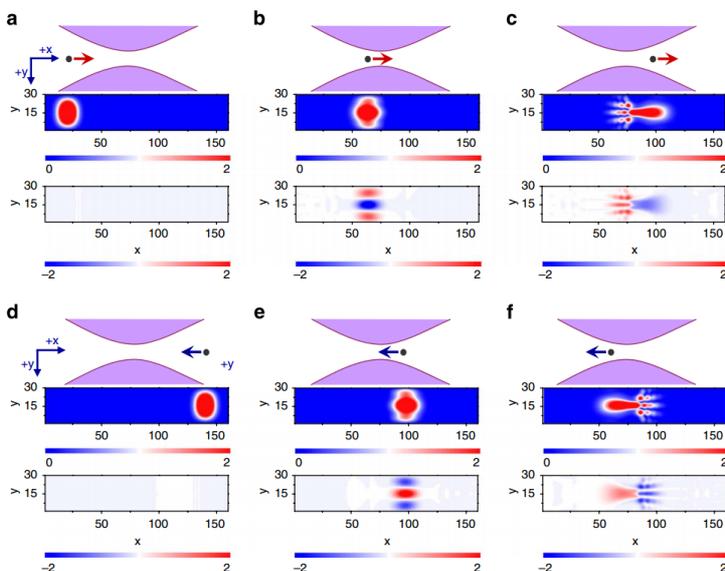


図 1.4: 電子パケットのスピン依存反射のシミュレーション. 左から右へ電子が伝播する様子を a, b, c 順に、右から左へ伝播する様子を d, e, f に示している. 電子は QPC に接近するにつれてスピンごとに空間分離され、フィルターされないスピンを持つ電子は透過し、フィルターされる電子スピンは反射される.

TMR [17]) 素子により、磁気ランダムアクセスメモリ (magnetic random access memory, MRAM) は実用化に至ったが、最終的な読み出し、更には演算の部分は現在のところ金属スピントロニクスには大きな壁となっており、どうしても半導体の絶縁性とスピン自由度を組み合わせた素子が必要になると考えられている。

一方、スピントロニクスに適した磁性を示す物質は、金属あるいは絶縁体に限られ、真性半導体状態で磁性を示す物質は見つかっていない。ドーピングによって磁性が現れる希薄磁性半導体 [18] は、スピントロニクス用材料として注目されているが、現在のところ磁性と電気伝導が密接に関連しており、独立に制御が困難な状況である。そこで、非磁性の半導体中にスピン偏極を作り出し、その自由度をスイッチング動作や更に多自由度の素子に応用しようという試みが始まっている。半導体への強磁性金属からのスピン注入 [19] は非常に大きなテーマであるが、注入効率が期待したほど高くなく、また、現在の所注入した先の半導体が、金属的にドーブしたものに限定されているため、半導体の高移動度や低リーク電流特性が発揮できる状況ではない。そこで、もし、SOIを使って、スピン操作だけでなく偏極も作り出すことができれば、工業的にも大きなインパクトを与える素子となり得る。

1.3.2 節で述べた SOI を用いたスピン偏極素子は、非常に多くの理論的提案がなされているにもかかわらず、これらを実証した実験はほとんどなされていない、という問題を指摘しておきたい。江藤機構は簡単な構造でスピン偏極率もかなり高くなることが期待されており、磁性体電極を付けてこの効果を電気伝導で検出する方法も理論的に提案されている。しかし、磁性体を使用しないでスピン偏極を作り出すことがこの素子を実現する上での工学的動機であり、磁性体電極で検出するのは素子としての魅力に乏しく、感度も極めて低くて実現性に乏しい。このため、これまで試みられた例は筆者の知る限り存在しない。スピン偏極測定にはノイズを測定する方法 [20] も考えられるが、これは、パウリ原理によるアンチバンチング効果を元にするものであり、江藤機構のようにチャネル数が増える時にスピン回転を生じるものでは、検出できるかどうか疑問である。AB 干渉効果による素子 [9] は、量子コヒーレンスを大きくするために極低温環境が必要であることや一般に信号強度の高い素子を得ることが難しいことなどから実用性は疑問視されている。伝導体形状によるスピン偏極は制御性に乏しい。

しかし、スピントロニクスへの応用を離れば、いずれも学問的な価値の高い予言であるし、また、希釈冷凍機を用いなければならぬ計算機であっても、インターネット時代においては、インターネット接続により世界中から利用可能であることを、例えば Google で使用し始めた D-Wave machine は実証している。今後、電子スピン量子計算の進歩に伴い、これらの素子の実証が応用上も重要になると考えられる。

以上、1.2 節で述べた課題の背景となる、物理的、工学的な問題について概説した。

1.4 本論文の構成

本論文では、以下、1.3 節の背景の下、1.2 節で述べた課題に取り組んだ結果について述べる。各章は以下のように構成されている。

第 2 章 実験手法

第 2 章では研究の基礎となる、試料作製や測定の実験手法について説明する。

第3章 量子閉じ込めを用いたスピン偏極生成と検出

この章ではまず、課題のうちの最初の2つへの取り組みについて述べる。SOIを持つ2DEGで構成したQPCの1/2プラトー構造の観測、及び、直列QDによるスピン偏極の確認実験、スピン軌道ブロッケード概念の提示を行う。この業績は、主に修士課程にて実験を実施し、博士課程の初期において解釈を深め、論文化を行ったものである。

第4章 横結合量子ドットを用いたスピン偏極検出

第3章の実験の問題点についての反省に立ち、新たに試料の側面に一点でのみ結合させたQDを用いてスピン偏極を検出する方法を開発した。本章においてこれについて詳述し、0.5プラトー構造への応用について述べる。

第5章 横結合QDスピン偏極検出器を用いたQPCスピン偏極機構の研究

第4章で述べたスピン偏極検出法を用いて、QPC近傍でのスピン偏極の性質を詳しく調べた結果を示す。1.3節で述べた物理的な問題について、本研究がどこまで答え得たかについて議論する。

第6章 総括

以上の研究から得られた結論を提示する。

第2章 実験手法

本章において、実験手法の基本的部分を述べる。本研究は、スピン偏極検出法など、実験手法そのものと密接な関係を持っているが、研究内容に属する部分については、それぞれ第3章、第4章に詳述し、本章では実験の一般的な部分について記す。これらを、試料準備部分と、低温環境を作り測定する部分とに分けて述べる。

2.1 試料の作製

2.1.1 InGaAs/AlGaAs 2次元電子ガス

まず、本研究の目的のためには、SOIの大きな2DEGを用意する必要がある。付録A.3、付録A.4で述べたようにSOI、なかんずくラシュバスピンSOIの強い2DEGを得るためには、a) バンドギャップの狭い半導体を用いる、b) 原子番号 Z の大きな物質を用いる、c) 2次元面に垂直方向の波動関数が非対称でかつ、非対称位置にヘテロ接合がある、構造が必要である。

この条件を満たすため、多くの実験ではInAsの2DEGが採用される。あるいは、InP基板に格子整合した $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ の2DEGが採用される。ラシュバSOIの強さは式(A.11)の α で表される。 α を測定する実験的手法として、信頼度が高いとされるのは、図A.3に示したように、ラシュバSOIによって2つに別れたフェルミ円の存在に伴う、シュブニコフ・ド・ハース(SdH)抵抗振動に現れるビート構造の測定である。文献[12]では、 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 2DEGの α をこの方法で測定し、 $\alpha = 0.6 - 0.9 \times 10^{-11} \text{eVm}$ (ゲート電圧により変化)を報告している。一方、文献[21]では、ラシュバSOIは物質そのもの以上に構造に強く依存し、波動関数振幅が大きく異なる位置にヘテロ接合を置くことで α は極めて大きくなり、 10^{-10}eVm を超えることができることを報告している。一方、InGaAsやInAsの2DEGは、これらの材料の表面状態のため¹に、ショットキー電極の形成が困難であり、微細構造の形成が極めて困難である。

本研究で採用したのは、図2.1に断面模式図を示した、 $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ 構造である。このInGaAs層は、基板や障壁層と格子整合していない(不整合0.7%)。しかし、層厚が20nmであり、これは、ヘテロ界面に格子不整合による不整合転位が発生するかどうかを判定する臨界膜厚に対して、基板からの貫通転位が歪による応力で曲げられ、界面に平行になるかどうかで判定する応力バランスモデル[22]、転位発生時の歪みエネルギーと、転位がない場合の膜中の弾性エネルギー増

GaAs	2nm
n^+ - $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	25.5nm
$\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	7.5nm
$\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$	20nm
GaAs	700nm
Superlattice buffer (GaAs, AlGaAs 2.5nm) x 10	
GaAs substrate	

図 2.1: MBE 成長した In-GaAs/AlGaAs ヘテロ接合構造の断面模式図。

¹III-V 族半導体では、表面準位状態密度が一般に極めて高く、フェルミ準位をピン止めする。その位置は、物質によりほぼ決まってしまう。従って、 n 型半導体でショットキーができるものは p 型のショットキーが作りにくく、逆はこれが反転する。

加分とのバランスで判定するエネルギーバランスモデル [23] のいずれによる計算でも十分に薄く、転位フリーのエピタキシャル成長が期待できる。このような結晶成長を擬格子整合 (pseudomorphic) 成長と呼ぶ。また、InGaAs 層を挟んで、2つの非対称なヘテロ接合、AlGaAs/InGaAs, InGaAs/GaAs が存在する形になっており、ドレッセルハウス SOI に比べてラシュバ SOI を大きくするよう設計されている。

実際に分子線エピタキシー (molecular beam epitaxy, MBE) 成長を行った所 (成長操作は橋本義昭技術専門職員による), 20nm の井戸層の場合, In 組成が 15% (格子不整合 1.05%) までは, 2DEG の形成が SdH 振動測定により確認され, 本研究で使用した試料では臨界膜厚に達していないことが確認された。しかし, In_{0.15}Ga_{0.85}As 量子井戸の場合, 恐らく混晶格子乱れ及び膜内の格子歪によると思われる移動度の低下が著しく, 2DEG としての使用上問題があると考え, 本研究に使用する試料としては In 組成 10% を採用した。使用した試料の 4.2K の Hall 測定より得られた電子密度は, $n_s = 1.2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, 移動度は $\mu = 8.2 \times 10^4 \text{cm}^2/\text{Vs}$ で, 平均自由行程 l_{mfp} , フェルミ波長 λ_F は,

$$l_{\text{mfp}} = \frac{\hbar}{e} \mu \sqrt{2\pi n_s} = 1.49 \mu\text{m}, \quad \lambda_F = \sqrt{\frac{2\pi}{n_s}} = 25 \text{nm} \quad (2.1)$$

である。SdH 振動から求めた電子密度もほぼ同じであった。

この 2DEG について, 100mK において SdH 振動測定を行い, α の測定を試みたが, 低移動度のため低磁場では十分な SdH 振動を得ることができず, 高磁場では SdH 振動の変調に不明要素が多く, 確かな値を得ることができなかつた。少なくとも余り強い変調がかかっていないことから, α はそれ程大きくなく, 10^{-11}eVm 以下であろうと推測される。

この構造の大きな利点は, 表面側の構造が AlGaAs と GaAs によって構成されているため, ショットキーゲートを形成できることである。この試料においても InGaAs 特有の不安定性が現れ, 試料の冷却や測定過程に工夫を要したが, QPC や側面結合 QD など, 最終的に形成が容易でない構造を作製できたのは, この層状構造を用いたためである。

2.1.2 微細加工

上記の InGaAs/AlGaAs 2DEG に対して, 残りの二方向の閉じこめポテンシャルを実現するために微細加工を行う。本研究では, 電子線リソグラフィーによりこれを行った。

電子線リソグラフィー

2DEG 基板に電子線リソグラフィー用レジストを塗布し電子線を照射することで描画領域のレジストの化学性質を変化させ, 現像液により描画領域のレジストを除去する (ポジ型レジスト)。その後, 金属蒸着後のリフトオフ法やメサエッチング法によって試料を作製した。図 2.2 にこの代表的な 2 つの手法についての模式図を示す。

1. レジスト塗布

基板の上にレジストと呼ばれる感光膜を塗布する。本研究で主に用いたレジストは ZEP520A (日本ゼオン株式会社) で物質は α -クロロメタクリレートと α -メチルスチレンの重合体である。このレジストは分子量が小さく (分子量 57000) 細線パターンの描画に適している。これをアニソールで希釈することで, 粘度を下げた使用した。レジストは, 基板上に滴下し, スピナーで基板を回転させ (5000rpm, 70s 程度), 遠心力と粘性との釣り合いによりほぼ一様なレジスト膜厚を得る。塗布したレジストは, その後のプロセスにもよるが, $150 \sim 180 \text{ }^\circ\text{C}$ の温度で 5 分から 30 分

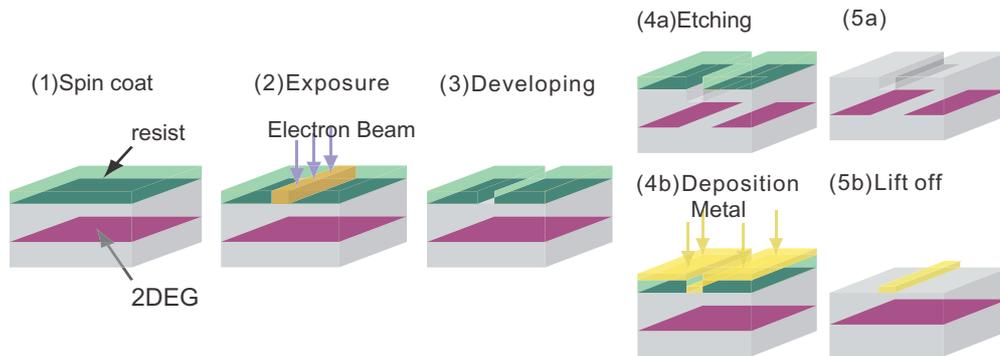


図 2.2: 電子線リソグラフィーの代表的な 2 つの手法についての模式図. ポジ型のレジストを用い, (4a)→(5a) は, メサエッチ (エッチング断面がしばしば台形になることから) と呼ばれる方法. (4b)→(5b) は, リフトオフ法.

のプリベークを行う. これは, レジストのガラス転移点を丁度超える程度の温度であり, 基板との密着性を増し, 溶媒を蒸発させる.

2. 露光

電子線描画装置を用いてレジストを露光する. ポジ型レジストに電子線が照射されるとその部位ではレジストが変質し, 現像液により分解される. 本研究では描画装置に ELS7700(ELIONIX 株式会社)を用いた. この装置は電子銃に ZrO/W 熱電界放射型のショットキー放出を利用したフィラメントを用いており, 加速電圧が 75 kV のとき, 最小ビーム径は 0.7 nm となる. 描画ステージの移動には, レーザー測長計を用いて x, y, z 方向を補正し, さらに重ね描画の際に平行移動と回転の補正をかけており, 40 nm の精度で重ね描画が可能である.

実際の露光においては, 電子線による二次元電子ガスへのダメージを少なくするために, 線幅が 100 nm 以上であるような図形の描画には低加速電圧 25 kV を用い, 100 nm より細い微細な図形に対してのみ高加速電圧 75 kV を用いた. また微細な図形の描画の際には, 基板上でスポットビームを照射し, この感光パターンを観察する手法で, フォーカス等の微調整を行った.

3. 現像

露光されたレジストを現像し, 分解されたレジストを取り除く. 本研究では ZED-N50 レジスト用現像液 (日本ゼオン株式会社), 物質は酢酸イソアミル 90 %, 酢酸エチル 10 % 混合液を用いて現像を行った. その後に, イソプロピルアルコールですすいで現像を止める. 必要に応じて, 100~130 °C の温度で 5 分間程度のポストベークを行う.

4. エッチング

エッチングをする場合は, リン酸, 過酸化水素水, 水の混合エッチング液 (代表的組成 1:1:50) に浸し, 基板を溶解させる. レジストが残っている領域においては基板はエッチング液に接触しないためエッチングされず, レジストが無い部分のみがエッチングされる. エッチ深さは, 横方向へのエッチの滲み出しがあるためできるだけ浅い方が望ましく, また, 正確なエッチ深さを要求される. 深さは, 原子間力顕微鏡を用いて校正し, 20nm のエッチで止まるように時間調整を行った.

5. 蒸着

金属蒸着を行う場合は, 真空蒸着 (抵抗加熱, 電子銃加熱, あるいはイオンビームスパッタ) 装置を用いて金属薄膜を試料全体に形成する. レジストが残っている領域においては金属はレジスト表面に付着するが, レジストが現像されて無い部分では半導体表面に金属が付着する.

6. レジスト除去・リフトオフ

メサエッチ過程においては、メサ上部に残っているレジストを溶解させて除去する。リフトオフする場合は、レジスト溶解の際に、レジスト上に乗っている金属薄膜を一緒に除去する。本研究で主に用いた ZEP520A はトリクロロエチレンに溶解するのでこれを用いて溶解させて取り除いた。必要な場合は超音波洗浄により溶解過程を補助した。

オーミック電極, ショットキー電極, 試料のマウント

上記リフトオフ工程を用いて作製したオーミック電極, 及びショットキー電極の形成法, でき上がった試料のマウントについて述べる。

- 2DEG とのオーミック電極

2DEG 基板の上に 70 nm の厚みで AuGe を蒸着し, その後に 7 nm の厚みで Ni を蒸着する。その後に基板をフォーミングガス (N_2 97.1 %, H_2 2.9% 混合気体) 雰囲気中で加熱 ($\sim 380^\circ C$, 5 分) し, 2DEG とオーミック接触を取る。十分なコンタクトが取れているかどうかは, 二つのコンタクト間の電気抵抗を測定しながら試料を液体 He 温度まで冷却し, 温度が下がるにしたがって抵抗が下がっていくかどうかを調べることで最終的に判断した。InGaAs 2 DEG の場合, GaAs 系に比べてオーミック電極は比較的容易に良好なものを得ることができる。

- ショットキー電極

本研究では Au/Ti を 60 nm の厚みで蒸着した。Ti は GaAs との密着性を高めるためのもので, Au を蒸着する前に 10 nm 程度の Ti をアンダーコートすることで安定したゲート特性を得ることができた。高融点金属である Ti を蒸着するために電子銃加熱の蒸着装置を使用した。一方, Au は加工のし易さや化学的に安定であることから微細加工にはしばしば用いられる材料であり, Ti と同じチェンバーの中にある抵抗加熱の炉を使っ、Ti の後に蒸着を行った。Ti, Au のどちらも蒸着時の条件をうまく設定すれば平坦性, 一様性の良い膜が得ることができる。

- 試料のマウント

極低温においては, 絶縁体の熱伝導は極めて悪くなる上に, カピッツァ抵抗のために界面の熱伝導は大きく減少する。混合器との熱接触を十分に取るため, 試料基板は 2mm 厚の銅板上にワニス (GE7031, General Electric 社) で固定し, この銅板を混合器から下ろした銅の試料ボックス内にねじ止めする。この銅板に DIP 規格のチップキャリアを接着し, キャリアのピンと試料の電極との間を $50\mu m\phi$ の Au 線を用い, 超音波ボンダー (West bond 社製) を使って接続した。静電気等による試料の破壊を防ぐために, 配線時にはチップキャリアの端子を常にグラウンドに落とし, オーミックコンタクトからボンディングを行った。また, 試料を扱う際には, イオナイザー, 加湿器, 静電気防止スプレー, 静電靴, 静電マット, リストバンド等を用いて静電気対策を行った。

このようにして作製した試料の一例の写真を, 図 2.3 に示す。電子線リソグラフィーによって作製された金属配線によって, 測定器とつながる mm スケールの電極から nm スケールの微細な構造に到達できるようになっている。

2.2 測定

本研究での測定に必要な代表的な基本技術である低温生成技術と, 電氣的測定技術について述べる。

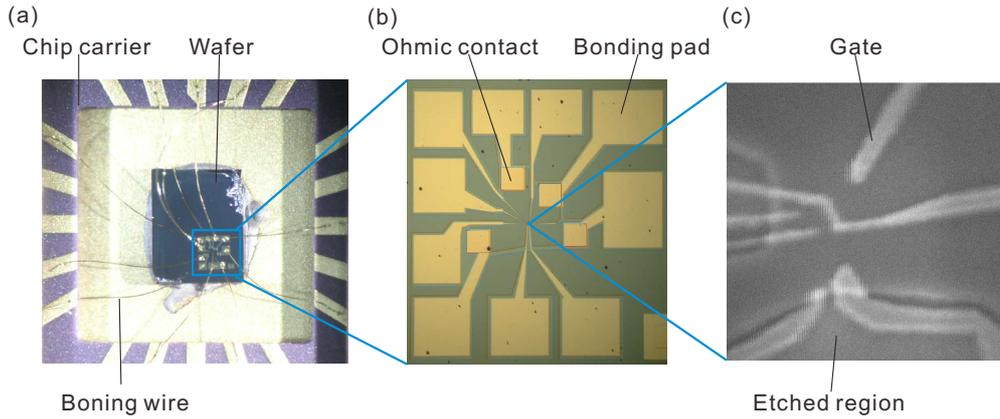


図 2.3: (a) ボンディングまで終了した状態の試料全景. (b) ボンディングパッドまでの試料電極の光学顕微鏡写真. (c) 試料中心部分のショットキー電極配置例. 走査電子顕微鏡写真.

2.2.1 低温

量子効果の特徴的なエネルギーは非常に小さいことが多く、その観測には熱揺らぎを抑えるため、極低温が必要となる。本研究では、すべての測定において希釈冷凍機を使用した。この冷凍機は ^3He と ^4He の混合液を用いて 100 mK 以下の低温を連続的に作り出すものである。図 2.4 に本研究で用いた希釈冷凍機の概略図を示す。右側はガスハンドリング装置であり、室温部に設置されている。一方、左側は希釈冷凍機本体であり運転中は液体 He 中にある。まず分溜器において ^3He の高い蒸気圧を利用して ^3He が選択的に希釈冷凍機本体より取り出される。取り出された ^3He はポンプ、コンプレッサーを通して液体 N_2 トラップに導入され、不純ガスが取り除かれる。その後、再度希釈冷凍機本体に導入され、Joule-Thomson 弁で液化される。さらにいくつかの熱交換器を通して冷却された後、混合槽に導入される。混合槽内では、c 相 (^3He 濃厚相) と d 相 (^3He 希薄相) が上下 2 層に分離しており、c 相から d 相に ^3He が希釈される際に冷却が起こる。その後、希釈された ^3He は再び分溜器で選択的に取り出され、上記のプロセスを繰り返し循環し続ける。

本研究では TBT 社 (現 Air Liquide 社) 製の希釈冷凍機を使用した。この希釈冷凍機の特徴は上記

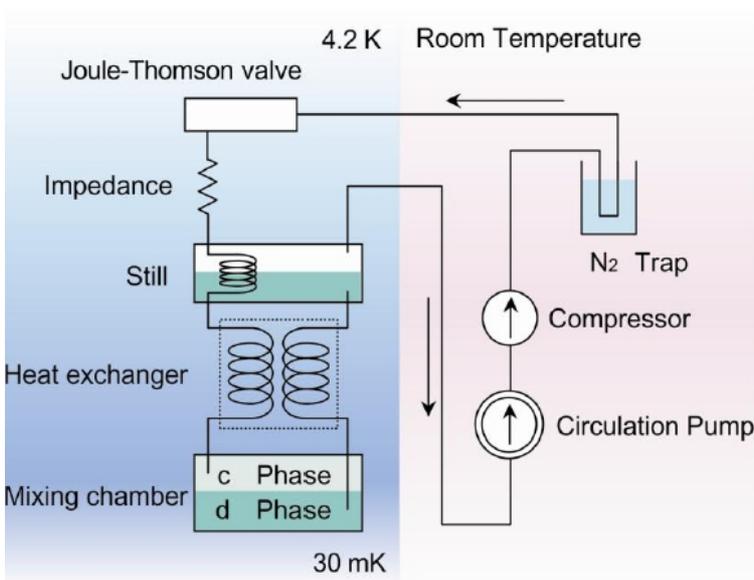


図 2.4: 希釈冷凍機の概略図。左側の部分が希釈冷凍機本体を表し、運転中は液体 He 中にある。希釈冷凍機に導入された He ガスは Joule-Thomson 効果で液化し、分溜器と熱交換器の間で更に冷却されて混合槽にたどり着く。ここで ^3He が希釈冷凍し、分溜器から選択的に外部ポンプによって排気される。その後、再度コンプレッサー、液体 N_2 トラップを通して本体を循環し続ける。

のように Joule-Thomson 弁を用いて ^3He の液化を行う点である。他の多くの希釈冷凍機は ^4He のポンピングを用いて ^3He の液化を行うのであるが、本機はこれを必要としないためコンパクトな形状となり、1 K ポットの吸入口の詰まりの問題も生じない。

本研究で使用した希釈冷凍機では、試料は混合槽から伸びている試料ホルダに取り付けて熱接触によって冷却する。試料ホルダの温度は 4.2 K 以下で校正された RuO の抵抗値を AC ブリッジで測定しながら、ヒーター ($\sim 1 \text{ k}\Omega$ の抵抗) にかける電圧を PID 制御することにより最低到達温度の約 30 mK から 800 mK 程度までの温度領域で 0.1-数 mK の範囲内で安定化させることができる。

また磁場の印加には超伝導ソレノイドを利用しており、最大で 15 T までの磁場を発生できるものを使用し、必要なときにはヒートスイッチを切って電源から切り離して永久電流モードで利用した。磁場掃引速度は最大でも 2 mT/s 程度で、渦電流による発熱の影響が少なくなるようにした。また、希釈冷凍機の試料ホルダの向きを変えることにより、試料に対して任意の向きに磁場を印可することが可能となっている。ただし、磁場方向の変更のためには一旦試料を室温まで戻し、断熱槽を開けてホルダを動かさなければならない。

2.2.2 電気測定

本研究では電気測定によって量子現象を観測する。測定量は電気伝導度であることが多く、図 2.5 にこの電気伝導度測定の回路を模式的に示す。伝導度の測定方法としては、試料に一定の電圧をかけて流れる電流を測定する定電圧測定と、試料に一定の電流を流して試料端に現れる電圧を測定する定電流測定との二つがある。本研究では試料の抵抗値に応じて双方の測定方法を使用した。

図 2.5(a) の回路を使用した定電圧測定においては、直流バイアス V_{DC} にトランスによって交流電圧 V_{AC} を付加し、 R_{d1} と R_{d2} の抵抗からなる分割器によって電圧分割を行い試料に電圧をかける。これは、大振幅の信号の方が信号に対するノイズの比を小さくすることができ、この信号を受動素子で小振幅にするためである。分割器の出力インピーダンス $R_{\text{out}} = R_{\text{d1}}R_{\text{d2}}/(R_{\text{d1}} + R_{\text{d2}})$ を試料の抵抗値 R_{s} よりも十分小さくすることによって、 R_{s} が変化しても、試料にかかる電圧を一定にすることができる。ここで試料より出力される電流をまず電流電圧変換器によって電圧に変換する。その後 SN 比を向上させるために電圧をロックインアンプに入力し、 V_{AC} の周波数成分のみを抽出する。そしてデジタルマルチメータを通してコンピュータに取り込む。回路構成より明らかなようにこの回路

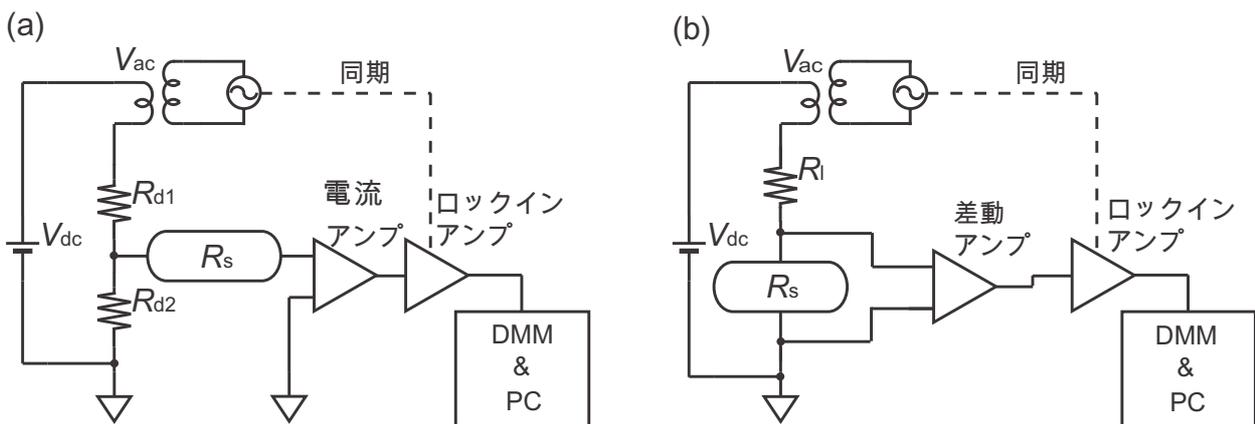


図 2.5: 電気伝導測定の回路の模式図。(a) 定電圧測定の回路。直流バイアス V_{dc} にトランスによって交流電圧 V_{ac} を付加し、 R_{d1} と R_{d2} の抵抗からなる分割器によって電圧分割を行い試料に電圧をかける。(b) 定電流測定の回路。直流バイアス V_{dc} にトランスによって交流電圧 V_{ac} を付加し、 R_{l} の大きな抵抗によって定電流を試料に流す。

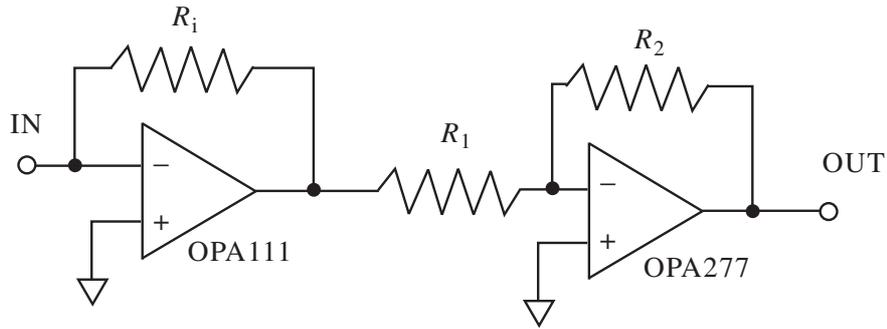


図 2.6: 自作した電流電圧変換アンプの回路図. 出力電圧は, 入力電流を I として, IR_iR_2/R_1 となる.

は R_s の大きい試料に対して有効である. 実験では多くの場合 $R_{d2} = 100 \Omega$, $R_{d1} = 10 \text{ k}\Omega$ として入力信号を $1/100$ にして最終的に試料に対して $10 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ の交流入力となるように設定した.

図 2.5(b) の回路を使用した定電流測定においても, 同様に直流バイアス V_{DC} にトランスによって交流電圧 V_{AC} を付加する. この電圧が抵抗 R_1 と R_s の直列抵抗に入力されるのであるが, ここで R_1 を R_s よりも十分大きくすることによって試料に流れる電流は一定となる. この定電流の状況で試料端に出力される電圧をまず差動アンプによって増幅し, ロックインアンプで V_{AC} の周波数成分のみを抽出する. そしてデジタルマルチメータを通してコンピュータに取り込む. 回路構成より明らかのようにこの回路は R_s の小さい試料に対して有効である. 実験では多くの場合 $R_3 = 10 \text{ M}\Omega$ として最終的に試料に対して $1 \text{ nA}_{\text{rms}}$ の交流入力となるように設定した.

測定の進捗につれて, 市販の電流電圧変換アンプの電流ノイズ, 電圧ノイズ等が問題になった(図 2.5(a) の「電流アンプ」). DL Instruments の 1211 あるいはエヌエフ回路設計ブロックの LI-75A を用いていたが, 特に前者はアンプ本体とクライオスタットがどうしても遠くなり, 同軸ケーブルでの接続でケーブルで雑音を拾うことが懸念された. 後者は小型軽量の電池駆動のもので, クライオスタットに直結できたが, 使用されている部品が古いためか, 雑音特性は改善しなかった. そこで, 図 2.6 のような簡単な電流電圧変換アンプを自作し, クライオスタットに直結できるようにした. 入力には Burr-Brown 社の誘電分離型 FET (Difet) 入力, 入力バイアス電流 1pA 以下, 雑音特性は 10kHz で $8\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ を持つ OPA111 の軍仕様のもを用い, 後段はバイポーラ入力, 低ノイズ, 低オフセット (ドリフト) の OPA277PA を用いて構成し, 簡単ながら, 上記市販のものより明らかに良い雑音特性を得ることができた.

量子ドット等の構造を形成するためには, ゲート電極に電圧を印可する必要がある. このゲート電圧の印加には市販の電圧源を用いた. また, 次章以降の実験で必要となる方形波電圧の印可も市販の信号源を用いて行った. 使用した機器, およびフィルタリング等の詳細は付録 D, 付録 E に記述した.

温度, 磁場, ゲート電圧, バイアス電圧, 方形波のパラメータ等のすべての測定パラメータの制御, および測定データの取り込みは作成した LabView(National Instruments 社) プログラムによって行い, 長時間の測定も自動で行うことができた.

第3章 量子閉じ込めを用いたスピン偏極生成と検出 [24]

この章では、前章で述べた $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ ヘテロ接合 2DEG を用いて作製した QPC に対して、QPC そのものの伝導を調べた結果について述べ、議論する。また、QD を直列に配置した試料構造において、QPC から QD に流れ込む電子のスピンが確かにスピン偏極している、ということ、新しい電流のブロック現象を通して調べた実験について述べる。なお、本章の実験および解析の多くの部分も修士課程にて行ったものである。

3.1 スピン軌道相互作用のある系における量子ポイントコンタクト伝導

SOI 系の QPC で問題となっている 0.5 異常量子化についての実験的研究を進めるには、まず、現在対象とする系で同じ現象が再現測定されることを確認する必要がある。本節においてはまずそのような実験について述べる。

3.1.1 量子ポイントコンタクト試料

第2章で述べたように、InGaAs 系 2DEG 基板は表面準位の関係から半導体と金属の間にショットキー障壁を作ることが難しく、半導体加工でよく使われるスプリットゲートによって閉じ込めポテンシャルを加えることは難しいとされている。こういった問題を解決するため、エッチング法により形成したトレンチ構造により切り離れた 2次元電子系をサイドゲートとして使う場合がある [11], [13]. エッチング法では、トレンチ幅方向でもエッチングが進むため加工限界が数 100nm で、エッチングする際の化学反応や物理的切削の凹凸のため障壁の鏡面性が低く、散乱要因となる。このため、良好

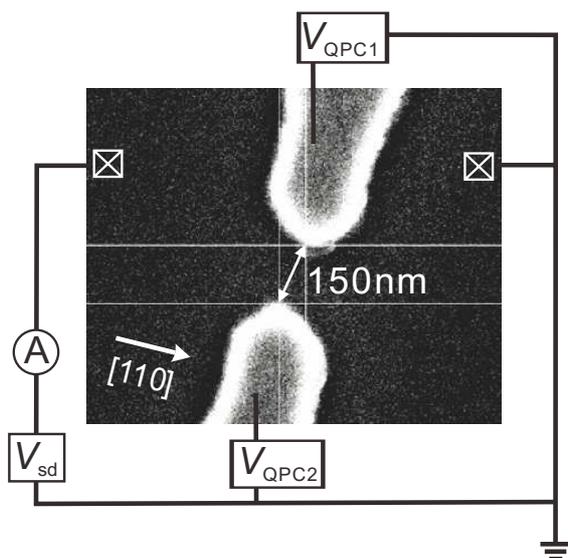


図 3.1: QPC 試料の走査型電子顕微鏡写真。黒い下地が $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$ 二次元電子基板で、白い領域が基板表面に蒸着された Au/Ti のショットキーゲート電極である。QPC を通過する伝導方向は基板の $[110]$ 方向にする。上と下のゲートにはそれぞれゲート電圧 V_{QPC1} , V_{QPC2} を印加する。

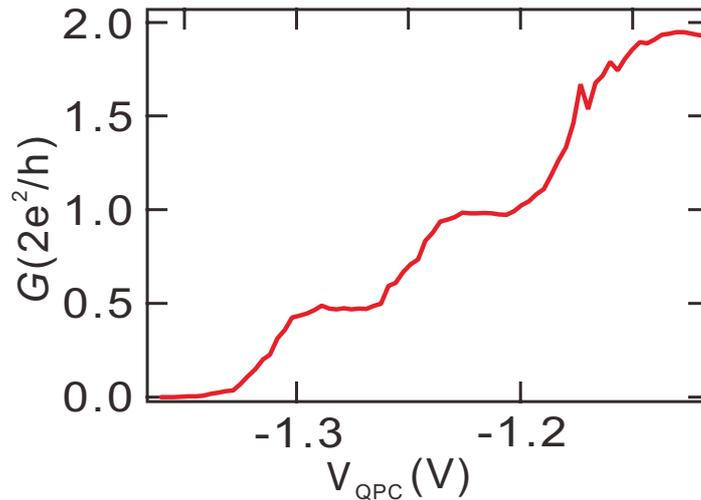


図 3.2: 零磁場における QPC 試料 (図 3.1) の伝導度のゲート電圧依存性. 測定温度は 50mK. $V_{\text{QPC}}=V_{\text{QPC1}}=V_{\text{QPC2}}$ で両方対称にゲート電圧を印加している. 直流バイアスはゼロ, すなわち, $V_{\text{sd}}=0\text{V}$ である.

な量子化特性を示す QPC を得るために多くの試料を試すことになり, また, 電子数ゼロ個から制御可能な QD などの構造形成は困難である. 一方, 金属スプリットゲートを使うと 10nm 程度の限界で加工ができ, QD 等の量子構造の作製が有望となる. 従って, 現状の微細加工技術では, 本研究の目的のためにはスプリットゲートの形成が至上課題となる.

本研究に使われた 2 次元電子系基板の場合, InGaAs は量子井戸部分のみであり, 表面側は通常の GaAs/AlGaAs 基板と同じ構成であるから実際には表面準位自身はほとんど問題にならない. ただし, 非常に 2 次元電子濃度が高く (後述するように, 濃度が低い場合, 0.5 プラトーが現れない), 表面層の厚さも QD などの微細構造を形成することを考慮して薄くしたため, 通常よりはショットキーゲートの形成が難しい状況である. そこで, 通常の GaAs/AlGaAs 系でもしばしば行われる, 有限ゲート電圧印加状態でゆっくりとした冷却を行う手法を様々に試みた. その結果, 冷却時間と冷却時の有限ゲート電圧を以下のように調節した. ゲートには +0.2 V を印加し, クライオスタットの熱交換ガス (^4He) を 0.3 mbar に調整することで, 室温から 4.2 K まで 12 時間程度かけて冷却する. このプロセスにより, リーク電流の少ないショットキー障壁を得ることに成功した.

本節で述べる QPC 伝導測定のための, Ti/Au ゲートによるゲート形状・配置の電子顕微鏡写真を図 3.1 に示す. ゲート間の幅は 150nm である.

3.1.2 伝導度の量子化観測

3.1.1 節で述べた試料について低温で伝導測定を行い, 図 3.2 にゼロ磁場での測定結果を示した. $0.5 \times G_q$ の伝導度を持つプラトーが明瞭に観測されている. SOI の弱い系の QPC における 0.7 伝導度異常は常に現れるというわけではないが, 本研究で測定した InGaAs/AlGaAs 2DEG の QPC においては, 後述するキャリア濃度が低い時を例外としてほとんどの試料でこの 0.5 伝導度異常が現れた. 一方, $1.5G_q$ での伝導度量子化ステップは, 見える場合もあるが余り明瞭でないことが多く, 現れない場合も多い.

QPC における伝導度は, 時間反転対称性を破る要因がない場合, スピン自由度の縮退 (クラマース縮退) を反映して, $G_q = 2e^2/h$ を単位として量子化すると考えられる. 本研究の試料では外部磁場, 強磁性体リード, あるいは有限直流バイアス電流のような時間反転対称性を破る外部要因が存在

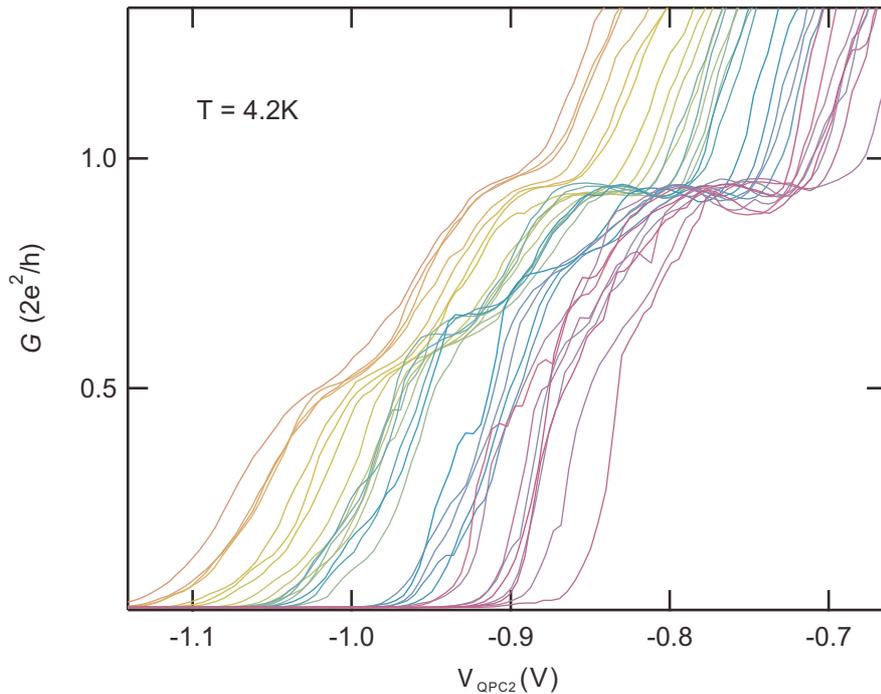


図 3.3: V_{QPC1} を -1.7 V (紫線) から -1.4 V (赤線) に固定して V_{QPC2} を変化させたときの試料の伝導度. 測定温度は $T = 4.2 \text{ K}$.

しないにもかかわらず、 $0.5G_q$ プラトーが見られる. この結果の最も単純直截な解釈は、クラマース縮退が解けて QPC 中に自発的スピン偏極が現れ、完全スピン偏極電流が流れて伝導度量子化の単位は $0.5G_q$ となる、というものである. 多くの研究者がこの解釈に立って議論やその後の実験解釈を行っていることは、1.3.3 節でも述べた.

しかし、外部磁場や高周波電磁場などの電子スピンが特異的に反応する外部摂動がない状態での電気伝導度測定のみでは、電子スピンに関する直接的情報は得られない. ランダウアー公式の範囲内だけで考えても、何らかの原因で基底伝導チャンネルの透過率が 0.5 に停留するような機構があればスピン偏極が一切なくても $0.5G_q$ プラトーが現れる点は注意しておく必要がある.

非対称ゲート電圧による伝導度プラトーの変化

図 3.1 の V_{QPC1} と V_{QPC2} のゲート電圧に差がある場合の伝導測定結果を図 3.3 に示す. V_{QPC1} を -1.7 V から -1.4 V に固定してコンダクタンスの QPC2 のゲート電圧依存性を測定した. 図の赤から紫色のトレースに V_{QPC1} が変わるほどゲート間の非対称性が変わる. 0.7 異常問題でもよく見られたように [20], QPC のポテンシャルの非対称性を変えることで、 0.5 プラトーが徐々に高くなり、 G_q プラトーが変わることが確認された.

3.1.3 2次元電子成長面に垂直な磁場に対する伝導特性の変化

QPC 試料に対して垂直磁場依存性を調べた結果を図 3.4 に示す. ゼロ磁場で 0.5 プラトーが出現するが、 0.5 T ほどの低磁場をかけると 0.5 プラトーが引き上がって G_q プラトーに変わる. さらに磁場をかけると 7 T 付近で再び 0.5 プラトーが現れる. $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ 量子井戸の g 因子を見積もるのは容易ではないが、仮に 2 とすると、 7 T でも $g\mu_B B$ は 0.8 meV , 温度にして 10 K 程度であり、 1 電子のゼーマン分裂から見積もったスピンサブバンド間隔は十分に広いとはいえない. しかし、2DEG に

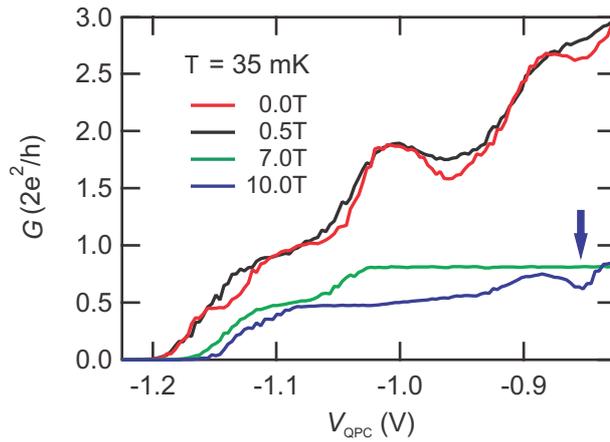


図 3.4: 垂直磁場による QPC の伝導特性変化. V_{QPC1} と V_{QPC2} を同じ電圧とした. 矢印は 10T 印加時の $0.5G_q$ プラトー端付近に現れたディップ構造を指している. 測定温度は $T = 35\text{mK}$.

においては良く知られているように、ランダウ量子化を考慮すると多電子の相関効果によってスピンの揃った強磁性状態がエネルギーが低くなるため、ゼーマン分裂の比較的小さな磁場でスピン分裂が現れる. 7T での 0.5 プラトー再出現はこのためと考えることができる. 実際、低温での 2DEG の SdH 振動測定でも 7T よりやや低い磁場でスピン分裂が生じる様子が観測される.

上に述べたように、 $1 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$ 程度の電子濃度を持つ InGaAs2DEG から作製した QPC においては、殆どの試料で $0.5G_q$ 異常構造が現れた. ところが、電子密度の少ない (前述した試料の $1/3$ 程度) の 2DEG で作製した QPC ではゲートを非対称に操作しても 0.5 プラトーは現れなかった (図 3.5). 2DEG 電子濃度が異なる場合、基底伝導チャンネルに伝導チャンネルを絞るための閉じ込めポテンシャルの形状も異なり、この結果を持って一概に電子間相互作用の影響がある、ということはいえない. 可能性が高いのは、a) QPC 近くの比較的局所的な電子間相互作用の影響、b) やはり QPC 近傍の閉じ込めポテンシャル形状の影響、のいずれかによって 0.5 異常が現れたり消失したりする、ということである.

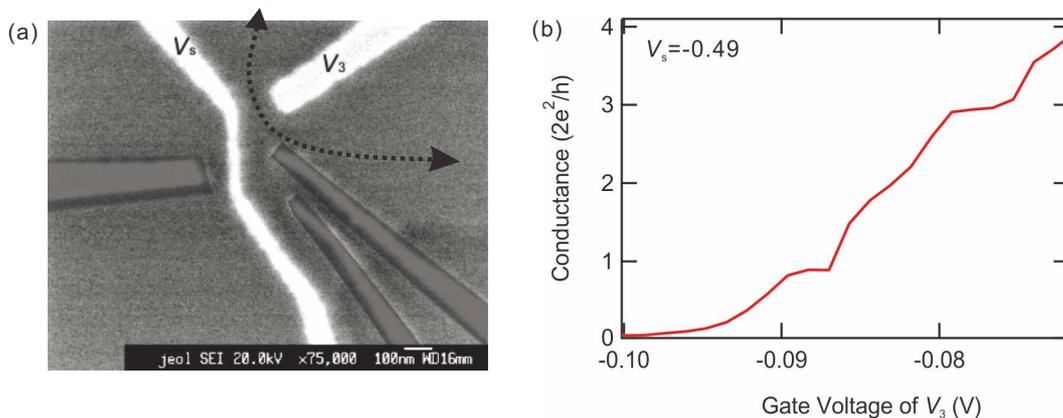


図 3.5: (a) 電子密度 $n = 3.66 \times 10^{11}\text{cm}^{-2}$, 移動度 $\mu = 6.13 \times 10^4\text{cm}^2/\text{Vs}$ の InGaAs/GaAs 2DEG で作製した QPC の走査型電子顕微鏡写真. (b) 伝導度量子化の特徴. この試料では 0.5 プラトーは見られなかった. 測定温度は $T = 50\text{mK}$.

3.2 直列量子ドットによるスピン偏極検出

前節では、SOIのある系のQPCにおいて、零磁場で $0.5G_q$ 伝導度プラトーが現れることを確認した。これを基底軌道伝導チャンネルのクラマース縮退が自発的に解けている、と解釈すると、 $0.5G_q$ プラトーではスピン偏極した電子が流れているという期待が生じる。Debrayらも数値計算に基づいてそのように主張している。しかし、実験的にはあくまで $0.5G_q$ の所に伝導度が停留する傾向がある、というだけであり、電子スピンの偏極しているという直接の実験的証拠はない。まず、1) 縮退が解けていなくても透過率 T が0.5付近で何らかの原因で停留すれば、実験的には同じ構造が現れる；2) 縮退が解けているのだとしても、スピン-軌道間に遷移行列要素が存在する系であるから、QPCを通過後に直ちに緩和するものである可能性がある。

そこで、本節では、「磁性体としての量子ドット」を用いて、 $0.5G_q$ プラトーのQPCから射出される電子のスピンが実際にスピン偏極していることを確認した実験について述べる。1.3.2節において、QPC透過電流のスピン偏極を確認する方法として磁性体電極を用いる方法が理論的に提案されていること述べた。しかし、そこでもコメントしたように、磁性体を用いる方法は極めて感度が低く、現実問題として検出可能とは考えにくい。一方、奇数個の電子を有するQDは、局所性による電子数パリティの非対称性から必ずスピン $1/2$ 以上を有する。これは無論強磁性ではないが、磁気モーメントを有するという意味では強磁性と同じである。この状態のQDを通した伝導は、A.8.3節にも述べたように、流入する電子のスピンに敏感であり、「微小強磁性体」としてスピン偏極を検出できる可能性がある。

ただし、この実験においては、QPC自身がQDを構成するトンネル障壁として使用されている。QDは優れたスピン検出器である一方、流入した電子スピンに強い影響を与えるスピン操作器でもあるので、QD自身がQPCのスピン偏極に影響を与えているのではないかと、あるいは、折角スピン偏極を検出しても、QPC電流の流出先をQDで堰き止めてしまっており、スピントロニクスへの応用が効かない、という批判があり得る。これに答えるべく行った実験については、次章以降説明する。

2量子ドットの直列回路系では、有限バイアス下において「スピンプロックード」[25]が起これり、QDのスピン状態を調べることにしばしば用いられることは、付録A.8.3でも述べた。スピンプロックードは、一つのQDに単一スピンが存在する状態で、リードから同じスピンを持つ電子が隣のドット

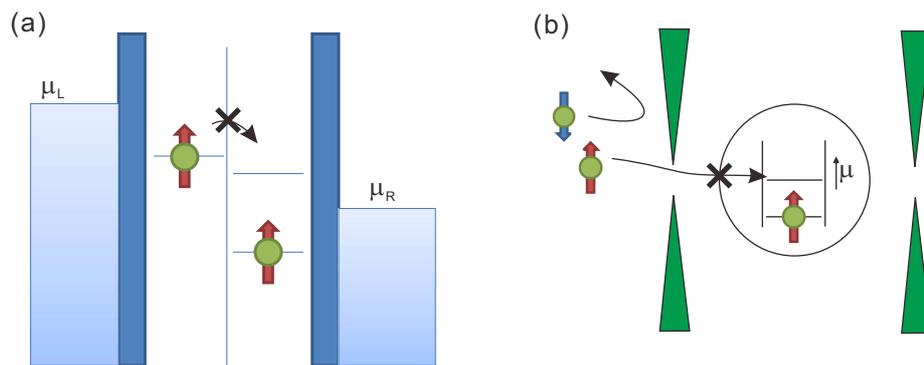


図 3.6: (a) 2重量子ドットにおけるスピンプロックードの模式図。右側のドットにすでに電子が入っていて単一スピン（アップスピン）がある場合、左のドットから右のドットと同じ向き（アップスピン）の電子が入ってくると右のドットのパウリ排他律のためトンネリングがブロックされる様子を示している。左量子ドットから左電極へ戻ることは、電気化学ポテンシャルの差で不可能であり、この場合は電流が流れない。右のドットの電子がダウンスピンの場合も同じく左にダウンスピン電子が入ってきた時にブロックされ、以降この状態がラッチされる。(b) QPCとQDを直列に繋いだスピン検出実験の模式図。ドットに単一スピンの電子がある場合、左のQPCがスピンプロックード効果のあるとすると、(a)と類似のスピンプロックード現象が見られると期待できる。

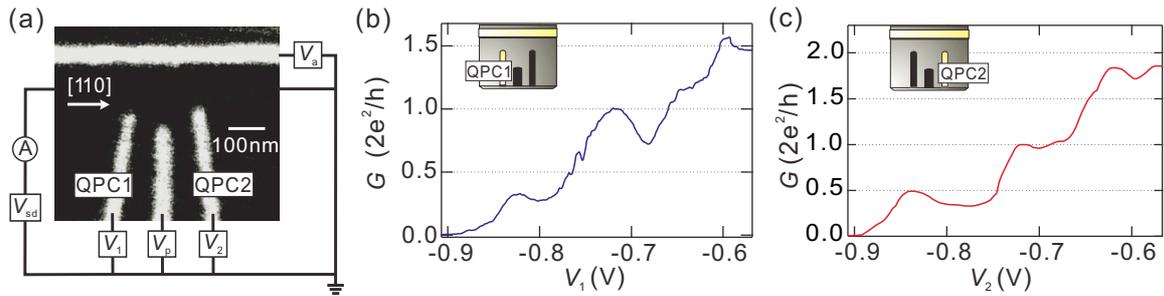


図 3.7: (a) 試料の走査型電子顕微鏡図. 黒い領域が InGaAs/AlGaAs 二次元電子基板で, 白い領域が基板表面に蒸着された Au/Ti のショットキーゲート電極である. QPC1 (左) と QPC2 (右) の間に量子ドットを形成する. (b) QPC1 の伝導量子化. $V_a = -0.7V$ にして V_1 (横軸) を変化させ伝導度 (縦軸) 測定を行った. それ以外のゲート電圧は $0V$ に維持したが, ショットキーゲートのある領域には空乏層が存在する. 測定温度は $50mK$. (c) V_2 に対する QPC2 の伝導特性. この場合も V_a と V_2 以外のゲート電圧は $0V$ にする.

トに入り伝導しようとする時, すでに単一スピが入っていたドットのパウリ排他律によって伝導ができなくなる現象である (図 3.6(a)). 後述するように, 2つの QPC を近くに配置しその間の領域に QD を形成する. その QD が単一スピを持ち, 一方の QPC でスピ選択性のあるトンネルが生じていると, 1つの量子ドットでもスピブロックードが (2量子ドット系とは現れ方にやや違いがあるが) 生じる (図 3.6(b)). ここではそのようなブロックード現象の観測を通して, 0.5 プラトー領域でのスピ偏極について検証する.

3.2.1 試料

試料のショットキーゲート配置の走査型電子顕微鏡図と測定のセットアップを図 3.7(a) に示す. 希釈冷凍機を用いて $50mK$ 程度で測定した. 量子ドットは2つの QPC によるトンネル障壁で構成される. その間のゲートはドットの電気化学ポテンシャルを操作するためのプランジャーゲートとなる. QPC1 の伝導特性を図 3.7(b), QPC2 の特性を図 3.7(c) に示す. これらの QPC でも $V_1, V_2 = -0.8V$ に $0.5G_q$ 付近の伝導度異常プラトーが観測されるが, プラトーの絶対値が $0.5G_q$ より低い値を示したり, 他の G_q プラトーにディップ構造が現れている. これは周りのゲートが形成するポテンシャルによる散乱から起因している可能性がある [26].

3.2.2 近藤効果による検出用量子ドットのスピ状態確認

$V_{QPC1} = -0.8 V$, $V_{QPC2} = -0.71 V$ にして, QPC1 は 0.5 プラトー領域, QPC2 は G_q 領域に設定し, 中央部に量子ドットを形成する. このように, 本実験では QD の両端電極を形成する障壁を, ほとんどチャンネルが開きぎりの伝導度に調節してある. このような条件下でも, QD を通した伝導がクーロン振動を示し, いわゆる開いた量子ドットとは異なることは, 半導体 QD の初期の頃から知られていた [27]. 実際, 図 3.8 の試料においても, この条件下においてピーク幅はクーロン効果のみに立脚した標準理論によるものよりは広いが明瞭なクーロン振動を得ることができた.

次に, この QD 中の電子数の偶奇の同定を試みた. 最も確実な同定法は, ゼロ電子状態を実現して 0 から電子数をカウントするものであるが, もちろんこれはこのようなオープンに近い QD では不可能である. 現実的な方法として, ピーク高さと同定法に対する位置の磁場依存性を調べ, 「スピペア」と呼ばれる同じドット内軌道を用いてトンネルする過程に起因するクーロンピークを探すものがある. スピペア間のクーロン谷においては, 電子数は奇になっている. ここでは, 更に確実な方

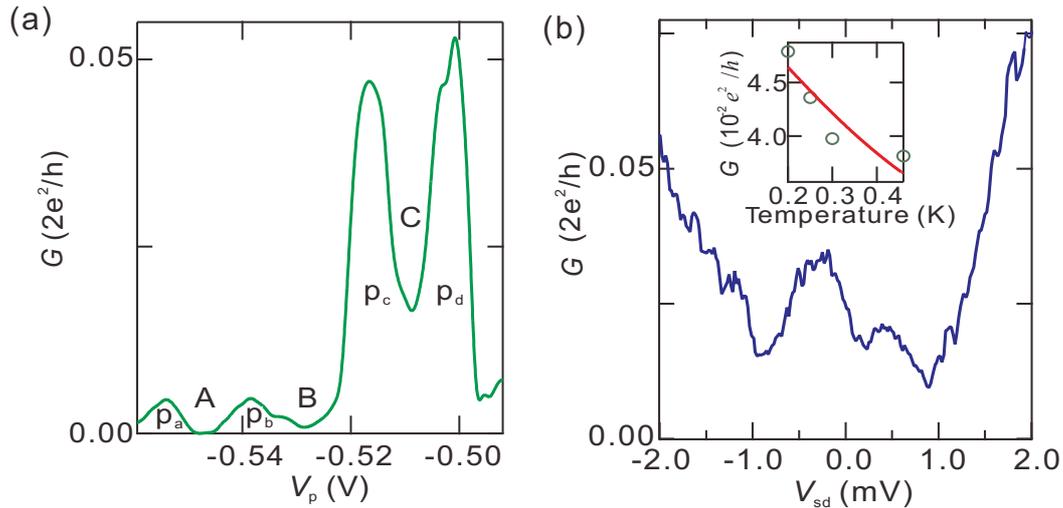


図 3.8: (a) $V_{\text{QPC1}} = -0.8\text{V}$, $V_{\text{QPC2}} = -0.71\text{V}$ にして形成した QD のプランジャーゲート電圧 (試料の真ん中のゲート) に対するクーロン振動. クーロンピークを左から順番に p_a, p_b, p_c, p_d , ピーク間の谷を左から A, B, C と命名する. (b) 谷 C のソースドレイン電圧 (横軸) に対する伝導度変化. 挿入図はクーロン谷の真ん中のコンダクタンスの温度依存性を示している. 赤線はフィット曲線である.

法として, 近藤効果 (付録 A.8.4) を示すクーロン谷を探し, ここを奇数の起点に偶奇を同定する方法を取った.

近藤効果を示した領域のクーロン振動を, 図 3.8(a) に示した. このゲート電圧領域に 4 つのクーロンピーク $p_a \sim p_d$ が見られるが, ピーク高さから明らかに p_a と p_b , p_c と p_d とが上で述べた「スピンペア」ピークを形成していることがわかる. 特に後者のペアはピーク伝導度が極めて高く, 電極の状態と特異的に結合の強い, Silvestrov と Imry が指摘した強結合状態 [28, 29] を通した伝導によるものである. このような状況では, 式 (A.39) で表される近藤温度 T_K は Γ の増大によって高くなり, 近藤効果が観測しやすくなると期待される. 実際, 図 3.8(a) において, クーロン谷 C においては周辺に比べて明らかに伝導度が増大しているように見える.

図 3.8(b) 挿入図は谷 C 部分の伝導度を式 (A.38) でフィットしたもので, $T_K = 995\text{ mK}$ でフィットすることができる. 測定点が少なく, フィットの良し悪しを議論できないが, 低温に向かって伝導度が増加していることは定性的に明らかであり, 近藤効果が生じていると考えられる. また, 図 3.8(b) は, 谷 C 部分で最低温 (50mK) で伝導度のソース・ドレインバイアス電圧依存性を調べたもので, ゼロバイアス近傍に異常が見られる. 電子スピンの近藤効果は局在スピンとフェルミ面付近の電子スピンの多体の共鳴効果であるから, ゼロバイアス付近に T_K 程度の幅の鋭い共鳴伝導度ピーク構造が現れることが知られている. しかし, 図 3.8(b) に現れているゼロバイアス異常は, 明らかに T_K よりも幅が広く, しかもゼロバイアス付近は逆に伝導度がディップになる構造をしている. この点については, 3.2.3 節において議論する.

3.2.3 スピン軌道ブロッケード現象とスピン偏極検出

谷 C が近藤効果を示し, スピン 1/2 状態であることが明らかになった. ここを起点として電子数の偶奇を調べると, 谷 A が隣接するスピン 1/2 状態であることがわかる. 実際, ピーク p_a と p_b は極めて類似しており, 「スピンペア」の様相を示している. ピーク高さが低いことから電極との結合 Γ が小さく, 式 (A.39) より近藤温度は低く無視できる. そこで, この領域の量子ドットを「微小磁性体」と考え, スピン偏極の実証を考える.

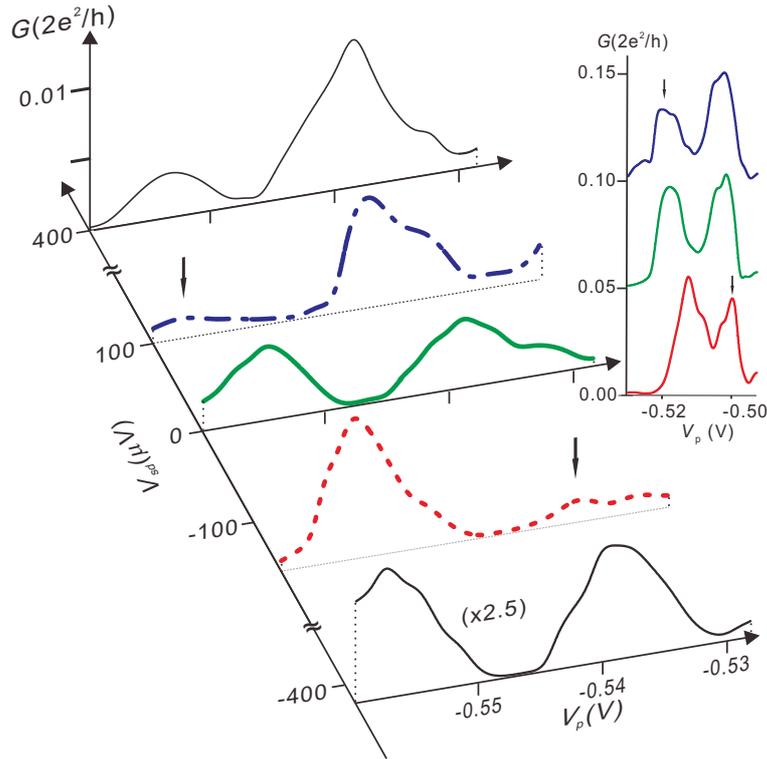


図 3.9: V_p に対する有限ソースドレイン電圧のある場合の p_a , p_b の伝導度. $V_{sd} = 0$ の場合は緑色の実線で示すように二つのピークともに現れているが, $V_{sd} = 100\mu\text{V}$ (青点線) では p_a が消滅し p_c が小さくなり, $V_{sd} = -160\mu\text{V}$ (赤破線) では p_b が消滅し p_d が小さくなる. 更に $|V_{sd}|$ を大きくすると消えたピークは復活する. 右上の挿入図は p_c と p_d (青線は $V_{sd} = 100\mu\text{V}$, 赤線は $V_{sd} = -160\mu\text{V}$) を示す.

図 3.8(a) に示したように $V_{sd} = 0\text{ V}$ の場合は何も異常は見つからない. そこで有限な V_{sd} でクーロン振動をしてみる (図 3.9). 小さいバイアス電圧 ($V_{sd} = 100\mu\text{V}$) では, 通常のクーロンピークは太く高くなるにもかかわらず, p_a が消失している (図 3.9 の青い点線). 一方 p_b は通常通りの変化をしている. これは「スピントロケード」現象と類似している [25]. しかし, この実験ではバイアス電圧の符号を反転すると, 今度は p_b が消失し, p_a は一般的な量子ドットと同じように大きく太くなっていく (図 3.9 の赤い破線). このような異常現象がなくなって本来のピークが再現するのは $|V_{sd}| = 250\mu\text{V}$ 以上になった場合であった. (図 3.9 の黒のカーブ) これらの現象を図 3.10 の 2 次元プロットにまとめている. 通常見られるダイヤモンド状のクーロンブロケードに加えてブロケード領域が広がっている.

p_a と p_b は「スピンペア」ピークであり, 同じ QD 内軌道を介した伝導から生じている. 従って, p_a と p_b の違いは QD の全スピンの違いである. このことは, この新たに生じたブロケード現象が, QPC1 のスピン選択性 (Spin-Selectivity, SS) に起因していることを示唆する. そこで, QPC1 が SS を持ち, QPC2 はそうでないと仮定した場合にどのような伝導が生じるべきかを考える. 一般性を失わずに QPC1 は \uparrow スピンの電子だけトンネルできるとする.

最上位の軌道状態に対していない電子が占有している状況であるピーク p_b から考える. 正の V_{sd} がかかったとき (電子系であるのでソース電極の電気化学ポテンシャルは下がる) 以下の過程で伝導が可能になる. ドレインから電子がトンネルして, 最上位のどちらかの電子がソースにトンネルする. \uparrow -SS のため QPC1 を通ってソースに抜けるのは常に \uparrow 電子でありドット中には \downarrow 電子が残される. QPC2 は \uparrow も \downarrow もトンネル出来るためドレインから \uparrow スピンの電子が供給され伝導が可能になる (図 3.11(c)). これによってこの方向では太いピークが立つ. 一方バイアス電圧が逆になると流

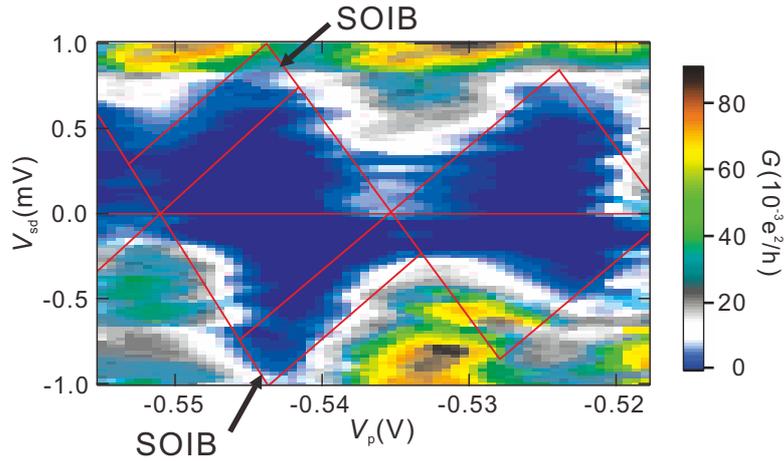


図 3.10: クーロン谷 A,B 周りの $V_p - V_{sd}$ 平面のカラープロット. クーロンダイヤモンドは赤い線で囲んだ領域である. ピークの消滅によって拡張された領域を黒色の矢印で示す.

れも逆になり, QPC1 から QPC2 に流れる. QPC2 から \downarrow スピンが流れ出した場合, 最上位準位には \uparrow スピンが残り, QPC1 からの \uparrow 電子のトンネルはパウリ排他律のため禁止される. また, QPC1 は \uparrow 電子しか通すことが出来ないので伝導は出来なくなる (図 3.11(d)). バイアス電圧がゼロに近ければ, 最上位準位の \downarrow 電子が QPC2 を抜けて \downarrow 電子と入れ替わって流れることができるが, バイアス電圧が温度ゆらぎよりも十分大きくなると, この過程は禁止され, ブロッキングが生じる. 最初に QPC2 から \uparrow 電子が流れ出したとしてもいずれは前述のような状況でブロッキングが起こり, QD にスピーンフリップが起こるまで有効になる.

p_a については以下のように説明できる. 正のバイアス電圧の場合, QPC2 から量子ドットの閉ざされた殻のすぐ上の最低位準位, QPC1 の順に流れる. だが, QPC2 から \downarrow 電子が入ってくると QPC1 の \uparrow SS によって伝導が出来なくなる (図 3.11(a)). 負のバイアス電圧では \uparrow 電子は QPC1 を通して伝導できるため, QPC2 を通して伝導が可能になる. このような非対称ブロッキングを「スピン軌道ブロッキング (Spin-Orbit Induced Blockade, SOIB) と呼ぶことにする. SOIB は V_{sd} を大きくすることで, 二つのメカニズムで壊れる. 電子がクーロンエネルギーを超えて QPC を透過する際電源から必要なエネルギーを超過エンタルピー, ΔH とする. 一般の単電子トンネル理論だと ΔH は V_{sd} , V_p と線形的関係を持つ. $|eV_{sd}|$ を大きくすると ΔH も大きくなり, それが単電子の軌道準位を越えたとき, 多準位輸送によってスピンバイパスが形成される. 或いは, QPC1 をまたぐ電圧が, \uparrow チャンネルと \downarrow チャンネルを越えた場合はどのスピンもトンネル出来る. 気をつけなければならないのは, $V_{sd} = 0$ でも一般的には単電子回路に於ける電荷の量子化のため電極間にある程度の電圧がかかっていることである. だが, QPC のポテンシャルは中間点で最大値を持ち, 電荷量子化による電圧はちょうどこの点でなくなる. 従って, SOIB が壊れる領域はクーロンダイヤモンドの端に沿った形になり図 3.11(e) に描いたようになる.

近藤領域においても, ピーク p_c と p_d は大きい Γ のため完全にブロック出来ないが, 前述同様の SOIB が働いていることも確認できた. クーロンピークの高さから見ると p_a , p_b と同じ傾向が見られる (図 3.7 の青と赤の曲線). 図 3.8(b) の分かれた近藤ピークもこれと同じ物理的起源により説明することが出来る. ゼロバイアスでは co-tunneling の増大が QPC1 に頼っていて, QPC2 まで通るトンネルは T_K が減少する. つまり式 (1.2.20) によって, SOIB を引き上げる閾値を V_{th} とする場合, $\exp(-\pi e^2 V_{th}^2 / \Gamma U)$ から T_K が小さくなる. V_{sd} を大きくすることで, この減少は抑えられ通常の近藤効果の伝導度増大が回復する. その結果, 図 3.8(b) では広がった 2 つのピーク構造が見られる. SOIB と異なり, ディップ構造はいつもゼロバイアスで見られるが, これは近藤雲が QPC2 を通じて

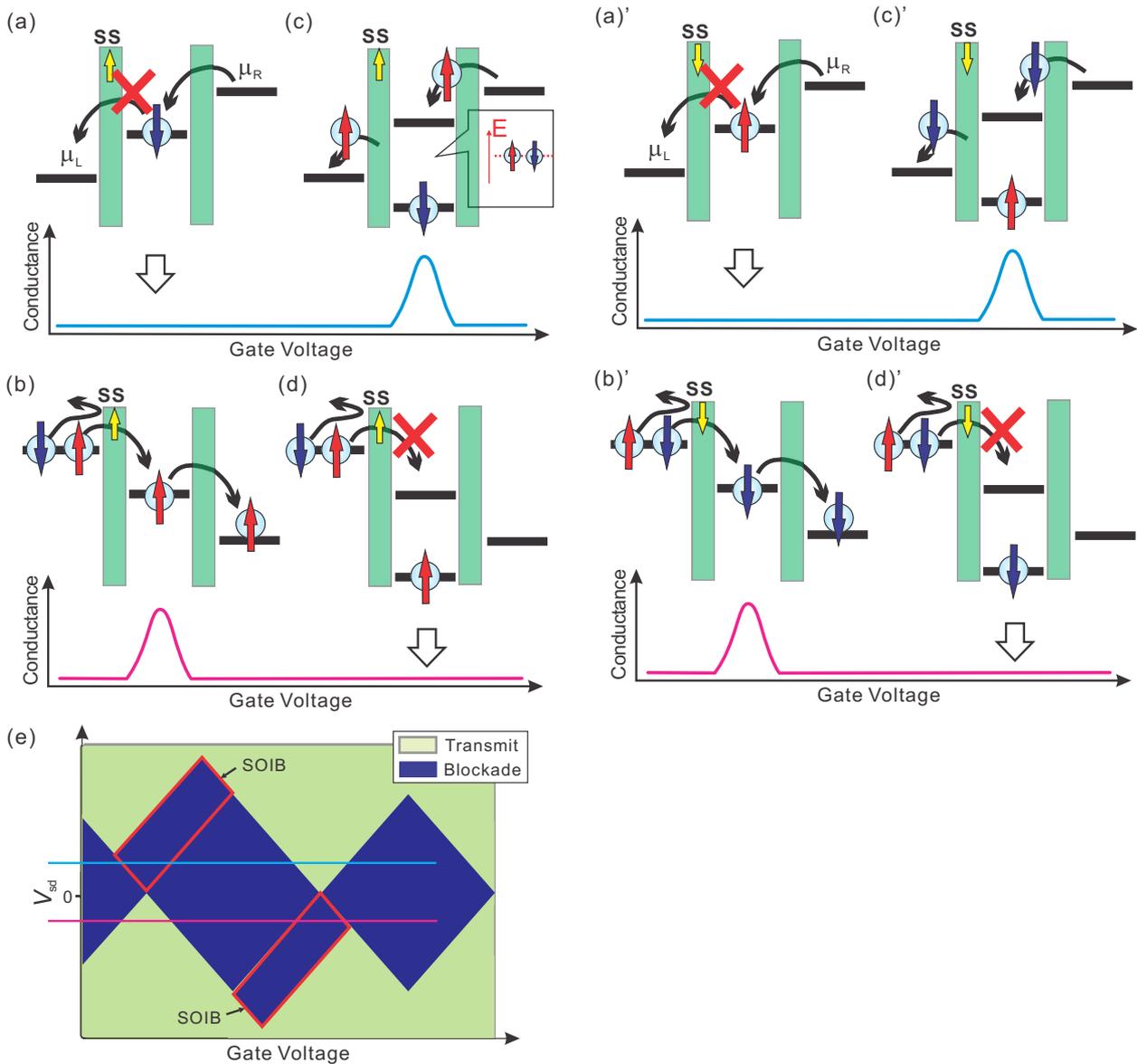


図 3.11: スピン軌道ブロックードの概説図. (a), (b), (c), (d) は SS- \uparrow の場合, (a'), (b'), (c'), (d') は SS- \downarrow の場合で, 伝導の向きで SS が反転する場合も SOIB 機構で実験を定性的に説明できる.

常に QPC2 側のフェルミ面に張り付いて存在していることを反映する.

以上で述べた説明は図 3.11(e) にまとめられる. QPC1 の SS 仮定のもとで導かれたすべての量子伝導異常現象が実験と良く一致している. 逆にこれ以外の簡単な説明は困難であり, QPC1 の SS 仮定が現実に正しいものであったことが証明された. スピン選択性 (SS) が \downarrow の場合 (図 3.11 (a'), (b'), (c'), (d')) も同じようなブロックードが起こることがわかる. もちろん伝導の向きによって SS の向きも変わることも考えられる. これについては外部垂直磁場をかけた場合の SOIB の応答を見て電子の運動方向の反転に対して SS も反転するか, 向きによらないか確認できると考えるが, これは今後の課題である.

3.2.4 スピン偏極度の見積り

p_a と p_b は同じ軌道状態を通じた伝導であり、SOIB が無ければほとんど同じ高さが期待される。従って p_a と p_b の高さの比からスピン選択率を考えることができ、それは 80% 程度になる。もちろんドット内に入って SOIB を起こしていた電子スピンの緩和とスピンフリップが起こるとリーク伝導が生じるため実際の選択率はそれより高くなる。更に、トンネル過程においてスピン軌道相互作用に起因する Elliott-Yafet 機構や D'yakonov-Perel 機構 [30] によるスピン緩和が起こると、図 3.11(d) の場合ではブロックが起こらなくリーク電流となる。これは QPC1 のゲート電圧は $0.5G_q$ プラトー領域に設定していて、すでに 100% 効率のスピン選択トンネリングがあると考えると特に不思議ではない。しかし、ここで使われた 2DEG は In 組成が 10% であって、それほどスピン軌道相互作用が GaAs/AlGaAs 基板に比べて強くないにもかかわらず、このような結果になったことは驚くべきことである。可能性としては、1次元系で運動量の方向を決めたとすると、2DEG の電子密度の高さからスピン状態間のギャップが広がったことが考えられる。

3.3 結論

第 3 章の結論は以下の通りである。

- スピン軌道相互作用の強い 2DEG を用いて QPC を作製した。低温において電気伝導測定を行った結果、零磁場で $0.5G_q (0.5 \times 2e^2/h)$ コンダクタンスを持つプラトーが観測された、通常、零磁場では電子スピンの Kramers 縮退が QPC による伝導は G_q で量子化され、0.5 プラトーは強磁場におけるゼーマン分裂によって縮退がとけることで現れる。本研究の 0.5 異常はスピン軌道相互作用と電子間相互作用による現象であると考えられる。この場合 0.5 プラトーの伝導では 100% スピン偏極されている可能性がある。
- 2つの量子ポイントコンタクト (QPC) で構成された量子ドット (QD) に有限のソースドレイン電圧をかけた場合クーロンピークがなくなる現象が見られ、スピン選択性とパウリ排他律の複合過程による伝導ブロック現象 (Spin-Orbit Induced Blockade, SOIB) であることがわかった。この観測によってスピン軌道相互作用のある系で作製された QPC のスピンフィルタリングを証明できた。SOIB がある量子ドットの近藤状態においても SOIB による有限バイアスに置けるピークの減少が見られ、近藤ピークが 2 つに分かれる。このことも SOIB メカニズム同様に、QPC のスピン選択トンネルによって説明できる。

第4章 側面結合量子ドットを用いたスピン偏極検出

前章において、スピン軌道相互作用の強い系で量子ポイントコンタクトの伝導度がゼロ磁場で $0.5G_q$ で量子化する現象が見られ、QPCと直列に繋げたQDの単一スピンとの相互作用からスピン偏極効果が存在することを実験的に確認した。しかし、前章でも触れたが、このスピン偏極検出には、次のような批判があり得る。QPC-QD直列構造では、QPC自身がQDを構成するトンネル障壁として使用されている。QDは優れたスピン検出器である一方、流入した電子スピンに強い影響を与えるスピン操作器でもある。ここで検出されたスピン偏極は、QPC-QD構造でのスピン偏極と言うべきであり、QPC単独でスピン偏極を起こしているという実験的証拠にはなり得ない。あるいは、スピントロニクス観点から、折角スピン偏極を検出しても、QPC電流の流出先をQDで堰き止めてしまっており、スピン流としてスピン回路へ注入したり、これ以降のスピン操作を行うことができない、等。

本章では、この問題に答えるため、QPCから流出している(と考えられる)スピン流への擾乱を極力少なくして、スピン偏極を検出する実験スキームの開発を試みた結果を示す。この目的のために、我々は、系に与える擾乱が少ない側面結合量子ドット [31](side-coupled quantum dot, SCQD)に着目し、2電子トンネル過程におけるスピنبロッキングを使った新しいスピン検出法を考案し、実証した。この実験結果を示し、議論を行う。

4.1 側面結合量子ドットを用いた状態密度測定

SCQDの電荷状態測定原理を模式的に図4.1に示す。スピン偏極検出器として利用するQDはターゲットとなる物質の側面に単一トンネル接合でつながっている。QDとターゲットの間には長時間平均の電流が流れず、電気伝導によってQD-ターゲット間の電子の移動を知ることはできない。そこで

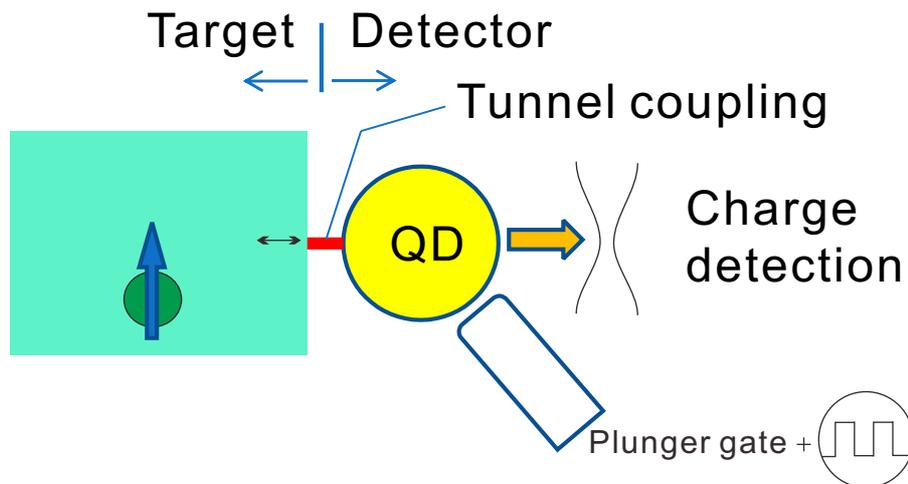


図 4.1: SCQD による、状態密度検出のためのセットアップ模式図。

用いられるのが静電結合した検出用 QPC によってドットの状態を読み取る方法である。ドットの電子が作る静電ポテンシャルが検出用 QPC の伝導に影響を与える効果を用いる。電極 (ターゲット)-QD 間で電子の移動があった場合、電気化学ポテンシャル変化はないが、QD 周辺の電場は不連続に変化する。この電場の変化を検知する素子としては、(a) 局所的な変化なので、素子自身が極めて小さく、局所的電場変化を検知できる必要がある；(b) 素子は簡潔で電氣的測定である方が好ましい。これらの要請から、QPC が使用されることが多い。但し、小型素子であることと電場に圧倒的に敏感であることから、別個の QD (あるいは金属製の単電子トランジスタ) が使用されることもある。

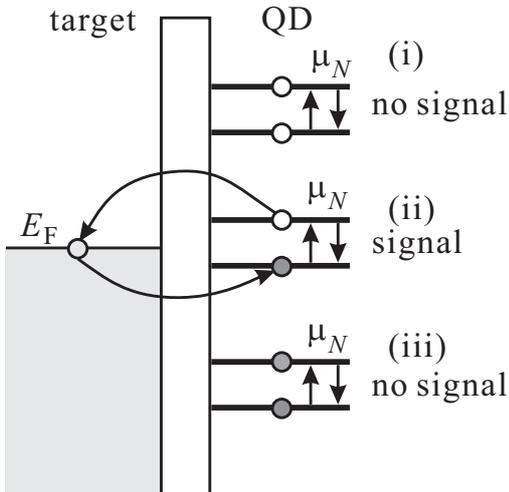


図 4.2: SCQD の占有最上位化学ポテンシャル μ_N をゲート電圧に重畳した矩形波で上下させた場合に電子のやりとりによる静電ポテンシャル信号が出る位置を模式的に示したものの。

上下動をする化学ポテンシャルの中心位置が、図 4.2 の (i) や (iii) のようであれば、電子の移動はなく信号は出ない。従って矩形波の幅を狭く取り、直流の中心電圧を動かすと、この中心位置が E_F に近づいた際に信号が出る。図 4.2 では、化学ポテンシャル位置が μ_N の 1 箇所しかないが、QD には

このセットアップを用いて SCQD によって電極の状態密度を検出する、あるいは逆に QD 中の電子状態を検出するには、最も簡単には図 4.2 のような方法を使用する。QD 中の初期状態での初期平衡状態の電子数を N とする。QD のゲート電圧を調整し、QD 中の N 個目の電子占有状態の化学ポテンシャル μ_N が電極のフェルミ準位 E_F より上に出るようにする ($\mu_N > E_F$) と、電子は電極に出た方がエネルギーが下がるため、トンネルして電極側に放出され $N \rightarrow N - 1$ の遷移が生じる。逆に $N + 1$ 個の非占有状態の化学ポテンシャルが E_F より下がる ($\mu_{N+1} < E_F$) と、QD は電極の電子を 1 個収容して $N \rightarrow N + 1$ の遷移が起こる。

そこで、ゲート電極に、直流成分に加えて矩形波を重ねさせ、QD の化学ポテンシャルを矩形波的に振動させることを考える。 μ_N が E_F を挟んで上下する場合 (図 4.2 の (ii)) は、QD と電極との間で電子のやり取りがある。検出用 QPC の抵抗変化成分の内、この QD ポテンシャルを上下させている矩形波に同期している成分のみをロックイン増幅することで信号を得ることができる。一方、

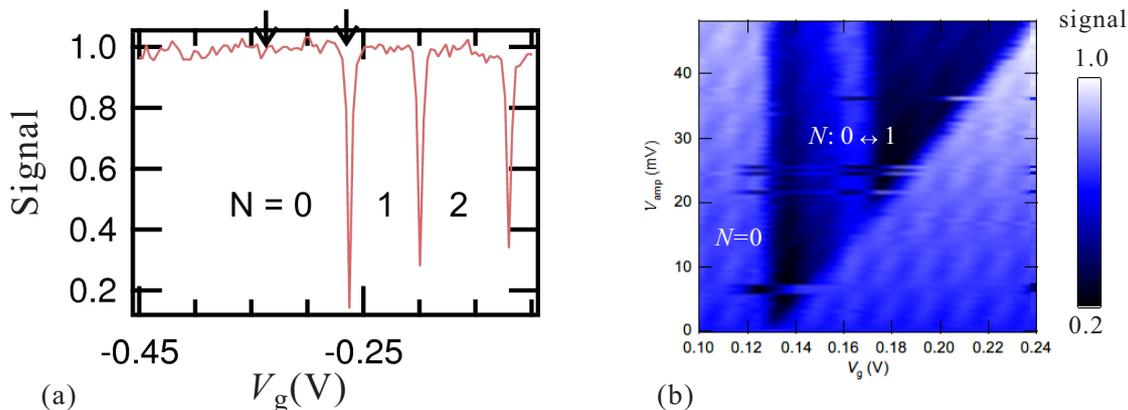


図 4.3: (a) SCQD のゲート電極に直流電圧 V_g に狭い矩形波成分を重ねさせたものを印加し、 V_g を掃引して得られた信号。文献 [32] より。(b) SCQD の信号を、 V_g 対矩形波振幅 V_{amp} の平面上にグレースケールプロットしたもの。

図 A.7(a) のように化学ポテンシャルが積み重なっているため、この状態でゲート電圧の直流成分 V_g を掃引すると、 E_F 位置に化学ポテンシャル位置が一致する度に信号が出る。結局、図 A.7(c) のクーロン振動と同様な情報が得られることになる。ただし、実際の信号は、ゲート電極からの振動電場を検出 QPC が直接拾い、電子の移動はこの信号を遮蔽する形で QPC に作用するため、ピークではなくディップ形状になる。

図 4.3(a) に典型的な信号を示した。 $N = 0$ と表示された領域では信号が消えているが、これは、SCQD が空乏化して電子数がゼロになったためである。SCQD の場合、プランジャーゲートにより電極側に QD を押し付けることができるため、少数電子領域でも電極との良好な接続を維持できる。図 4.3(a) のデータを得るために使用した矩形波の周波数は 474 Hz である。これは、単純な電流換算で 76 aA にしかならない (局所交流であり、平均電流は精確にゼロ)。極微小電流で明瞭な信号が得られている。

矩形波の振幅 V_{amp} を大きくしていくと、図 4.3 で μ_N の上下の振れ幅が大きくなり、この中に E_F が入っている間は信号が出るから、信号幅は V_{amp} に比例して増大し、 V_g と V_{amp} の平面上にカラープロットすると、図 4.3(b) に示したような、三角形形状領域で信号が現れる。

図 4.3(a) は、フェルミ縮退した電極側をプローブに、QD の離散的化学ポテンシャルを測定したと考えることができるが、QD 中の電子数等も確定し、QD 側の状態が既知のものになれば、逆にこれをプローブにして電極側のフェルミ面を測定している、と見ることもできる。更に、QD 中のスピン状態を把握して、電極側のスピン偏極を測定することも可能である。例えば、プランジャーゲートにパルスシーケンスを加え、1 個目の電子を引き込んだ後、スピン緩和時間以内に 2 個目の電子が同じ軌道準位に入る確率を調べることで、スピン偏極度が測定できる。2 電子状態のスピン一重項、三重項のエネルギーの違いを用いる方法など、文献 [33] に提案され、[34] では特に後者の方法が実証されている。

以下の本章中の各節においては、以上の SCQD の方法を InGaAs/AlGaAs 系の QPC に適用し、その結果から、スピン偏極を測定するための新しい手法を提案し、実証した実験結果を示し、議論する。次章にて、このスピン偏極度測定を本格的に QPC に応用してスピン偏極機構そのものについて議論する。

4.2 試料作製

第 3 章と同様に、GaAs 系に比べて強い SOI が期待できる $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ 2DEG に試料を作製した。 $T = 4.2$ K における電子密度と移動度はそれぞれ $9.77 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ と $7.43 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ である。電子ビームリソグラフィによって作られた Ti/Au ゲートに負の電圧を印加することで QPC と QD を形成する。図 4.4 は試料の電子走査顕微鏡図で、白い領域は金属ゲートである。図の上部の構造は検出用 QPC (detector-QPC, d-QPC) であり、下部は測定対象の QPC である (target-QPC)。2 つの 1 次元伝導チャンネルの間には QD があり、下の 1 次元チャンネルにトンネル結合して偏極検出器として働く。ゲート間の静電結合を減らすため、量子構造となる部分以外はウェットエッチングによって 2 次元電子系を切り落とした。試料は希釈冷凍機によって 100mK まで冷却し、ゼロ磁場において測定を行った。室温から低温まで行く過程において金属ゲートに 5mV のゲート電圧をかけ、リーク電流とヒステリシスを抑えた [35]。

測定においては、前節で述べたように、量子ドットのプランジャーゲート電圧の直流成分 V_p に負荷率 50% で振幅 V_{amp} の矩形波変調を重畳する。 V_{amp} による d-QPC の変調は静電カップリングを通じて行われ、これをロックイン技術で拾い上げる。量子ドットへの電子トンネリングは静電変調をスクリーニングし、ロックイン信号が減少しディップとして現れる。以降このロックイン信号を電荷検出信号 (Charge Detection Signal, CDS) と呼ぶ。

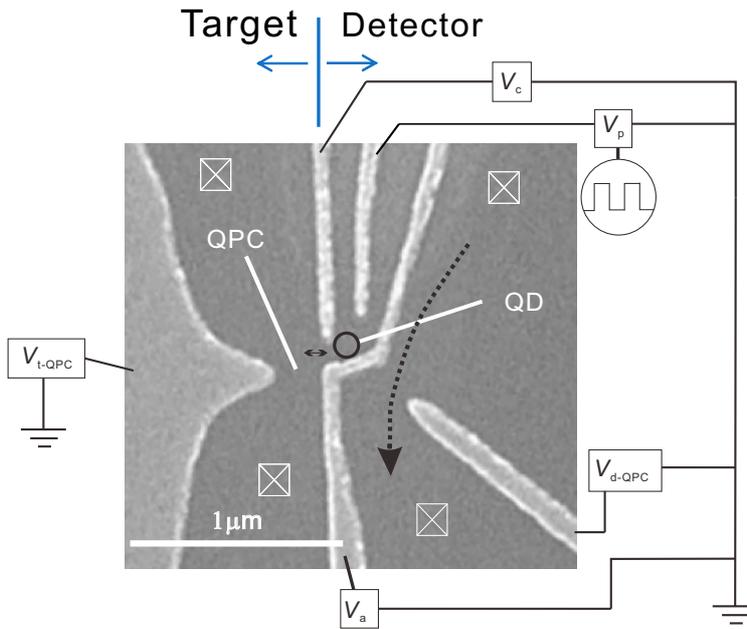


図 4.4: 試料中心部のゲート電極 (白色部分) の形状配置を示す電子顕微鏡写真に, 模式的に示す測定回路をオーバーラップさせたもの.

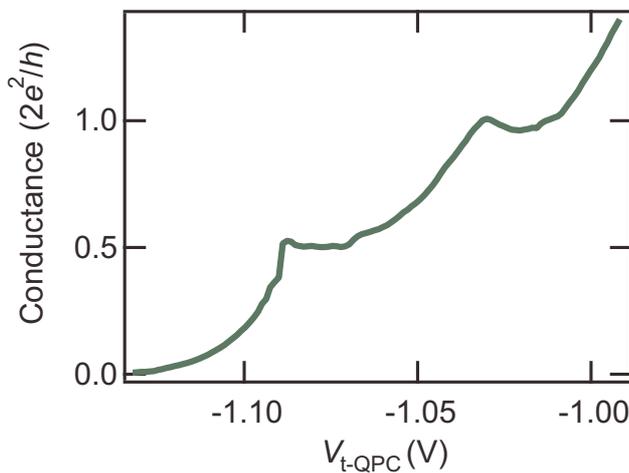


図 4.5: 図 4.4 の試料で, V_a を固定して V_{QPC} に対する t-QPC の伝導度変化を測定した結果.

t-QPCが, これまでの実験を再現することを確認するために特性測定を行った結果を図 4.5 に示す. これは, 測定対象の量子構造とターゲット QPC を区分するゲート a(図 4.4) に $V_a = -0.7 \text{ V}$ を印加した状態で V_{QPC} による t-QPC のコンダクタンス変化を測定したものである. 通常の QPC のコンダクタンス量子化では量子化コンダクタンス ($G_q = 2e^2/h$) の整数倍に量子化するが, この結果では明らかな $0.5G_q$ プラトー構造が $V_{QPC} = -1.1 \text{ V}$ に見られ, 以前の結果を再現している.

4.3 側面結合量子ドットの電子状態測定

次に, d-QPC によって QD の電荷状態をモニターし, QD の電子状態そのものを調べる測定 (4.1 節で述べた, 「QD 側を既知にするための測定」) を行った. この d-QPC による QD 静電ポテンシャルの測定には注意を要する. 通常, QPC 検出による感度を高くするために, ゲート電圧 V_{dQPC} に対して QPC 伝導度 G_{dQPC} が大きく変化する伝導度ステップ付近に V_{dQPC} を固定し, 測定を行う. しかし, 図 4.4 のゲート配置の試料の場合, V_p に応答して d-QPC の V_{dQPC} に対する特性もシフトしてしまう. このため, QD の特性を測定しているつもりで実は d-QPC の特性を測定していた, という事態もあり得る.

この問題を回避するため, 予め d-QPC の V_p に対する特性を詳細に測定し, V_p が変化しても dG_{dQPC}/dV_p が変化しないよう, V_{dQPC} を制御用 PC のソフトウェアから制御して, スプリアス信号が出ないようにした.

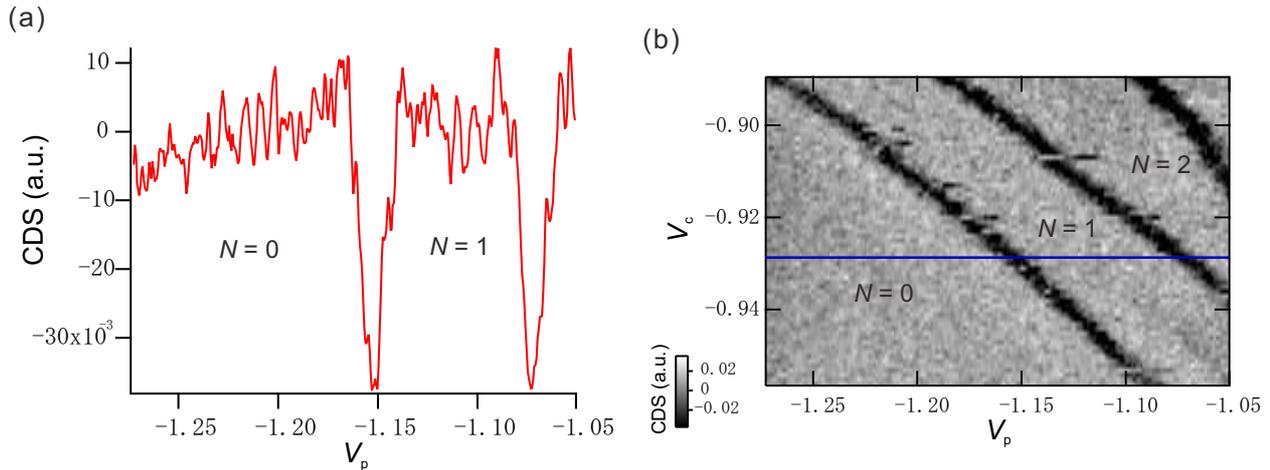


図 4.6: (a) 図 4.4 の試料で、 V_p の直流成分に対して $V_a = -0.928$ V に固定して CDS を測定したもの. (b) の水平方向線上のデータ. (b) CDS のデータを、 V_p - V_c 平面上にグレースケールプロットしたもの. アサインした QD の電子数を記入してある.

以上のような技術的問題の解消を行った後、t-QPC を開放し系にスピン偏極がない場合の量子ドット検出系について調べた. 量子ドットに印加する電圧の直流成分 V_p とそれに乗せた交流成分 V_{amp} に対する d-QPC の信号 CDS を図 4.6(a) に示す.

ディップ構造は、図 4.2 で説明し、図 4.3(a) に例示したように、QD の離散化した電気化学ポテンシャルが電極の E_F と一致したとき、QD と電極の間に電子のトンネリングが生じることで現れる. InGaAs/AlGaAs の試料は、混晶特有の欠陥によるものか、GaAs 系の試料に比べてかなり特性が不安定で雑音も多い. 図 4.3 ほど S/N の良いデータを得ることは容易ではないが、それでも図 4.6 の $N = 0$ と記した領域では、 $\mu_N - E_F$ 一致によるディップ構造が消失していることが明らかであり、ここを基準に電子数を正確にカウントすることができる.

次に、 V_p をドライブする矩形波の振幅 V_{amp} を増大させると、図 4.3(b) で見たように、ディップ構造が生じる条件を満たす V_p 領域が V_{amp} に比例して広がるため、 V_p - V_{amp} 平面上にディップ領域をプロットすると、逆三角形形状の領域となる. 逆三角形は正確に頂点を $V_{amp} = 0$ の水平軸上に共有している. 図 4.7 の右図に、模式的に CDS の「三角領域」および、それらが関係する量子ドット中電子数 N 、あるいは、対応する N の変化を示した. ここで、 V_{amp} を更に増大すると、隣接する三角形が重なり合い始める. この重なった領域は、一度の V_p の変化に対して 2 個の電子が QD に出入りする

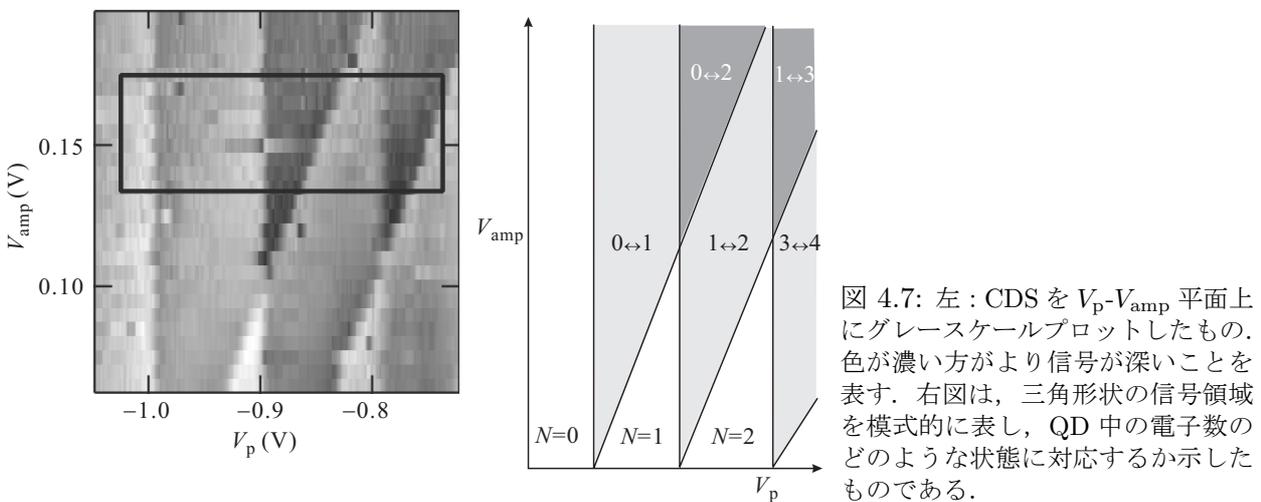


図 4.7: 左: CDS を V_p - V_{amp} 平面上にグレースケールプロットしたもの. 色が濃い方がより信号が深いことを表す. 右図は、三角形形状の信号領域を模式的に表し、QD 中の電子数のどのような状態に対応するか示したものである.

過程に対応する．当然，信号強度は大きくなり，CDS のグレースケールプロットで言うと，深く（より黒い色に）なる．

図 4.7 の左図は，図 4.4 の試料で実際に得られた CDS のプロットで，想定していた変化が測定されている．この測定においては，電極（ターゲット）側は QPC は完全にオープン状態で，電子スピンは無偏極状態である．

4.4 スピン偏極観測・測定

4.4.1 定性的な観測

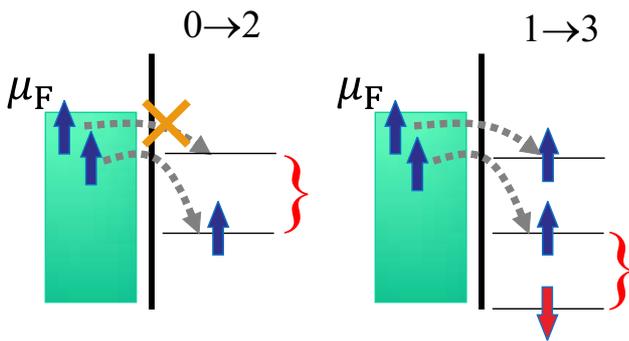


図 4.8: トンネル過程 $0 \rightarrow 2$ と $1 \rightarrow 3$ との違いを描いた図．右に示した中括弧が同じ 1 電子状態を表している．電極側が完全にスピン偏極しているとパウリ原理により $0 \rightarrow 2$ トンネル過程の内一方は禁止される．

決定できているので，トンネル先の状態数も確実に決まり，図 4.7 で， $0 \leftrightarrow 2$ とアサインされている過程においては同じ 1 電子状態， $1 \leftrightarrow 3$ とアサインされている過程においては異なる 1 電子状態へトンネルする．図 4.8 にこの違いを描いた．

以上のセットアップの上で，ここでは新しいスピン偏極測定法を提案し，実証結果を示したい．着目するのは，図 4.7 で， V_{amp} を大きくすることで，三角形領域が重なり合う 2 電子トンネル過程領域が現れたことである．今，この 2 電子がトンネルする先の QD の状態が同じ 1 電子状態であれば，パウリ原理により異なるスピンの電子しかトンネルできないので，電極側がもし 100% に偏極していればトンネルが許されるのは 1 電子のみになる．一方，トンネル先が別の 1 電子状態であれば，この条件は大きく緩和されるので，2 電子がトンネル可能である場合の数も大幅に増加する．ここで使用している QD では，電子数を厳密に

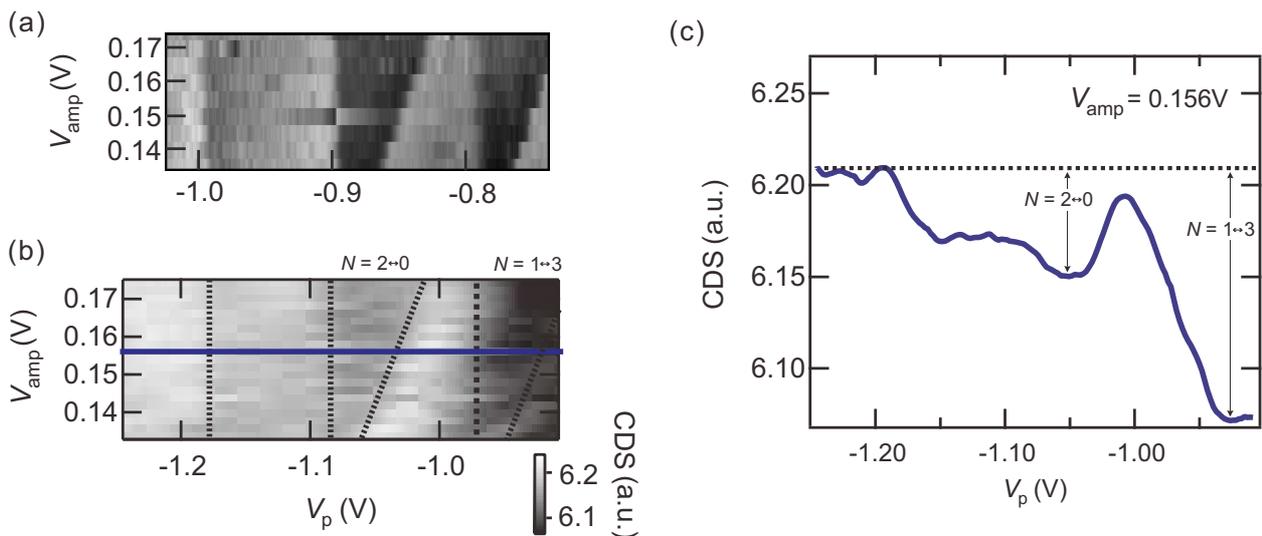


図 4.9: (a) 図 4.7 中の黒い枠中のデータを再掲したもの．(b) ターゲット QPC を $0.5G_q$ プラトー領域に置き，同じ $0 \leftrightarrow 2$ ， $1 \leftrightarrow 3$ 領域で CDS 測定を行った結果．横軸の位置がずれているのは，t-QPC をピンチするために使用したゲート電極による電場を QD のプランジャーゲートで補償したため．

そこで、t-QPCを $0.5G_q$ プラトー状態において、図4.7と同じ実験を行った結果を、図4.9に示した。図4.9(a)は、図4.7で黒い枠で囲んだ領域のデータを比較のために再掲したものである。図4.9(b)ではt-QPCを $0.5G_q$ にして、上記と同じくディップの三角形構造を調べた結果を示す。t-QPCを開放状態から $0.5G_q$ にするには V_{qpc} を -0.2 Vから -1.08 Vに変える。この変化は静電カップリングによって量子ドットのゲートやd-QPCの条件に影響を及ぼし、この効果をもたらすリモート電荷検出感度の変化はd-QPCのスプリットゲートの電圧を変えることで補正する。その結果、クーロンピーク的位置がシフトし、図4.7(b)では三角形の縦辺位置に相当する V_p がずれている。しかし、ディップの V_p 上の間隔にはほとんど変化がなく、量子ドット特性変化は今の場合ほとんど無いと考えられる(後で議論するように、仮に変化してもこの方法においては高い信頼度で補正することができる)。

$N = 0 \leftrightarrow 2, N = 1 \leftrightarrow 3$ 領域におけるディップの相対的深さに注目する。図4.9(a)では $N = 0 \leftrightarrow 2, N = 1 \leftrightarrow 3$ 領域におけるCDSのディップの深さはほぼ同じであるが、図4.9(b)では、図4.9(c)の断面図からも明らかのように $N = 0 \leftrightarrow 2$ の領域が浅くなっている。また、 $1 \leftrightarrow 2$ 領域も $0 \leftrightarrow 1$ よりも浅くなっている。

以上をごく定性的に考えると、これらの結果の意味するところは明瞭であり、 $0.5G_q$ プラトー状態ではQPCにネットの電流を流していない状態でもかなり高い偏極度でスピン偏極が生じている。これは、これまでの電気伝導のみの測定で主張されてきたことを補強するものであるが、パウリ原理を通して電子スピン特有の現象としてこれを確実に捉えることができた。

4.4.2 スピン偏極度の解析

次に、より確度の高い主張を行い、また偏極メカニズムまで踏み込んだ実験を行う基礎として、更に実験を行い、また、簡単なレート方程式に基づく解析を行う。4.4.1節では、量子ドットの諸パラメーターが、QPCゲートポテンシャルの変化にも関わらずほとんど変化していないと考えたが、このような主張は物理的根拠を必要とする。特に問題となるのが、比較の対象になるのが異なるQD中の1電子状態へのトンネルレートの差である点で、波動関数の違いによってレートは大きく変わるので、単純素朴な解釈は危険でもある。

今の場合、極めて幸いな事に、図4.7に示したように、 V_p - V_{amp} マップ上の各点において様々な遷移過程に対応する遷移レートが取得できるため、最も問題となる1電子波動関数のトンネルレートの差は、十分に補正することができる。あるいは、補正の必要がないことを明言することができる。

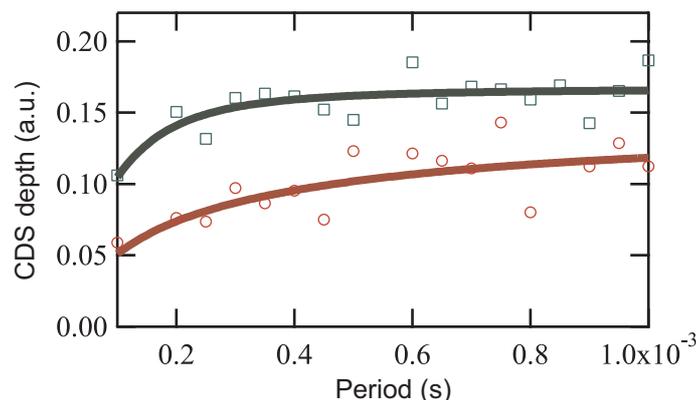


図 4.10: $0 \leftrightarrow 2$ と $1 \leftrightarrow 3$ の各領域で矩形波の周期を変えて CDS 信号強度を測定したもの。上 (□) が $1 \leftrightarrow 3$, 下 (○) が $1 \leftrightarrow 4$

ターゲットのスピンの偏極度や、QD 内での電子スピン緩和の情報を得るために必要なもう 1 つの実験は、 $0 \leftrightarrow 2$ および、 $1 \leftrightarrow 3$ 領域で、矩形波の周波数を変化させて信号を測定することである。その結果を図 4.10 に示す。

レート方程式

本節では、詳細に入ることは避け、簡易なレート解析のコンセプト部分を記す。まずスピン偏極 P を以下に定義する

$$P \equiv \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}, \quad N_{\uparrow} = \frac{1+P}{2}N, \quad N_{\downarrow} = \frac{1-P}{2}N. \quad (4.1)$$

$N_{\uparrow}, N_{\downarrow}$ はそれぞれスピンアップ、ダウンを持つトンネリング可能な電子の数で、 P が最大になるようにスピンの量子化軸を取る。定義された P がトンネリングエネルギーウィンドーに依存するかどうか気をつけなければならない。これは CDS の V_{amp} 依存性によって確認でき、この実験では著しい V_{amp} 依存性はない。

1 個の準位にトンネルする場合

基底状態は Kramers 縮退している。これをスピンアップ状態/ダウン状態に分け、それぞれへのホッピングマトリクスは軌道の性質なので同じであるとすると、結局

$$\Gamma_1 = |t_1|^2 \frac{1+P}{2}N + |t_1|^2 \frac{1-P}{2}N = |t_1|^2 N \quad (4.2)$$

でスピンレスの場合と何も変わらない。第 1 項を $\Gamma_{1\uparrow}$ 、第 2 項を $\Gamma_{1\downarrow}$ としよう。この式はもちろん、 $\Gamma_1 = \Gamma_{1\uparrow} + \Gamma_{1\downarrow}$ である。

$0 \rightarrow 2$ 可能領域でのトンネル

この場合、一見 Pauli blockade が効いて大変複雑なように思われるが、アップスピン電子とダウンスピン電子間にスピン緩和がないとすると 2 つは完全に分離されてしまう。すなわち、2 つの独立なトンネルチャネルと準位があるのと同じ事になる。ドット中のアップ/ダウンスピンの電子の存在期待値をそれぞれ $p_{\uparrow}, p_{\downarrow}$ とする。

$$p(t) = p_{\uparrow}(t) + p_{\downarrow}(t), \quad (4.3)$$

$$\begin{cases} \delta p_{\uparrow}(t) = (1 - p_{\uparrow}(t))\Gamma_{1\uparrow}\delta t \\ \delta p_{\downarrow}(t) = (1 - p_{\downarrow}(t))\Gamma_{1\downarrow}\delta t \end{cases} \quad (4.4)$$

$$p_{\uparrow}(t) = 1 - \exp(-\Gamma_{1\uparrow}t), \quad p_{\downarrow}(t) = 1 - \exp(-\Gamma_{1\downarrow}t), \quad (4.5)$$

$$\bar{q}(t) = e[\exp(-\Gamma_{1\uparrow}t) + \exp(-\Gamma_{1\downarrow}t) - 2] = e \left[\exp\left(-\frac{1+P}{2}\Gamma_1 t\right) + \exp\left(-\frac{1-P}{2}\Gamma_1 t\right) - 2 \right] \quad (4.6)$$

で、 $P = 1$ だと、スピン偏極によって 2 個目のトンネルが強く抑えられる。

スピン緩和がある場合

前副節ではスピン緩和を全く考えなかったので、極端な結果が出た。スピン緩和は、式(4.4)で p_\uparrow , p_\downarrow 間にクロス項を入れることで取り入れることができる。スピン緩和率を Γ_f として

$$\begin{cases} \delta p_\uparrow(t) = [(1 - p_\uparrow(t))\Gamma_{1\uparrow} + \Gamma_f(p_\downarrow - p_\uparrow)]\delta t \\ \delta p_\downarrow(t) = [(1 - p_\downarrow(t))\Gamma_{1\downarrow} + \Gamma_f(p_\uparrow - p_\downarrow)]\delta t \end{cases}, \quad (4.7)$$

である。

これは簡単な連立微分方程式なので次のように解くことができる。まず、

$$\mathbf{p} \equiv \begin{pmatrix} p_\uparrow \\ p_\downarrow \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A} \equiv \begin{pmatrix} -[(1+P)\Gamma'_1 + \Gamma_f] & \Gamma_f \\ \Gamma_f & -[(1-P)\Gamma'_1 + \Gamma_f] \end{pmatrix}, \quad \mathbf{b} \equiv \begin{pmatrix} (1+P)\Gamma'_1 \\ (1-P)\Gamma'_1 \end{pmatrix} \quad \left(\Gamma'_1 \equiv \frac{\Gamma_1}{2} \right) \quad (4.8)$$

と定義し、式(4.7)を

$$\dot{\mathbf{p}} = \mathbf{A}\mathbf{p} + \mathbf{b} \quad (4.9)$$

と書く。 \mathbf{A} を対角化するために固有方程式 $|\mathbf{A} - \lambda\mathbf{E}| = 0$ を解くと、固有値として

$$\lambda^\pm = -(\Gamma'_1 + \Gamma_f) \pm \sqrt{(P\Gamma'_1)^2 + \Gamma_f^2} \equiv -(\Gamma'_1 + \Gamma_f) \pm \xi \quad (4.10)$$

が得られる。これより、独立固有ベクトルを並べる形で

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \Gamma_f & \Gamma_f \\ P\Gamma'_1 + \xi & P\Gamma'_1 - \xi \end{pmatrix}, \quad \mathbf{U}^{-1} = \frac{1}{-2\xi\Gamma_f} \begin{pmatrix} P\Gamma'_1 - \xi & -\Gamma_f \\ -P\Gamma'_1 - \xi & \Gamma_f \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

とすると、

$$\mathbf{q} = \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix} \equiv \mathbf{U}^{-1}\mathbf{p} = \frac{1}{-2\xi\Gamma_f} \begin{pmatrix} (P\Gamma'_1 - \xi)p_\uparrow - \Gamma_f p_\downarrow \\ -(P\Gamma'_1 + \xi)p_\uparrow + \Gamma_f p_\downarrow \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

と置いて、

$$\dot{\mathbf{q}} = \mathbf{U}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{U}\mathbf{q} + \mathbf{U}^{-1}\mathbf{b} = \begin{pmatrix} \lambda^+ & 0 \\ 0 & \lambda^- \end{pmatrix} \mathbf{q} + \mathbf{U}^{-1}\mathbf{b} \quad (4.13)$$

である。まず、 $\mathbf{U}^{-1}\mathbf{b}$ の項を零と置いた斉次の場合を考えるとこれは対角であるから容易に解けて

$$q_u(t) = C_{u1} \exp(\lambda^+ t) + C_{u0}, \quad q_d(t) = C_{d1} \exp(\lambda^- t) + C_{d0} \quad (4.14)$$

である。 $\mathbf{U}^{-1}\mathbf{b}$ のシフトは積分定数に繰り込むと考える。境界条件から式(4.14)の積分定数を定め、

$$\mathbf{p} = \mathbf{U}\mathbf{q} = \begin{pmatrix} \Gamma_f(q_u + q_d) \\ P\Gamma'_1(q_u + q_d) + \xi(q_u - q_d) \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

から、 p_\uparrow , p_\downarrow の時間変化を得ることができる。

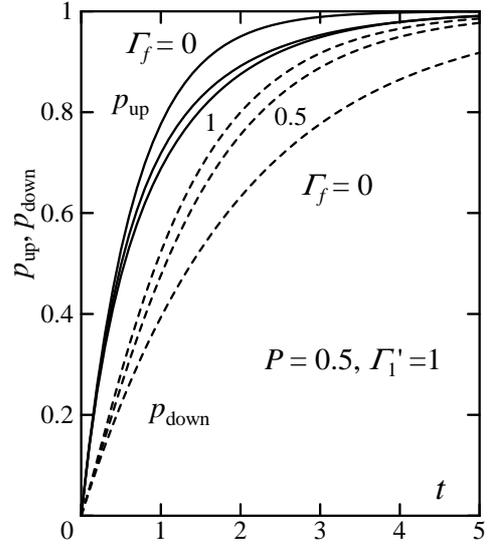
最も簡単な境界条件を与える条件として、 $t = 0$ でドット側の準位が完全に空である、という状況を考える。境界条件は $p_{\uparrow}(0) = p_{\downarrow}(0) = 0$, $p_{\uparrow}(\infty) = p_{\downarrow}(\infty) = 1$ である。最初のものから、

$$C_{u0} = -C_{u1}, \quad C_{d0} = -C_{d1}.$$

また、 $\lambda^{\pm} < 0$ より、 $q_u(\infty) = C_{u0}$, $q_d(\infty) = C_{d0}$ であるから、式 (4.12) より、

$$C_{u0} = \frac{P\Gamma'_1 - \Gamma_f - \xi}{-2\xi\Gamma_f}, \quad C_{d0} = \frac{-P\Gamma'_1 + \Gamma_f - \xi}{-2\xi\Gamma_f}.$$

が得られる。なお、 $\Gamma_f \rightarrow 0$ では無論、式 (4.15) の最終型で極限を取れば有限の結果を与える。



式 (4.15) へ代入することで

$$p_{\uparrow} = 1 + \frac{P\Gamma'_1 - \Gamma_f - \xi}{2\xi} \exp(\lambda^+ t) - \frac{P\Gamma'_1 - \Gamma_f + \xi}{2\xi} \exp(\lambda^- t), \quad (4.16a)$$

$$p_{\downarrow} = 1 - \frac{P\Gamma'_1 + \Gamma_f + \xi}{2\xi} \exp(\lambda^+ t) + \frac{P\Gamma'_1 + \Gamma_f - \xi}{2\xi} \exp(\lambda^- t) \quad (4.16b)$$

が得られる。例えば、 $\Gamma'_1 = 1$, $P = 0.5$ の場合に Γ_f を 0, 0.5, 1 と変化させて、 p_{\uparrow} , p_{\downarrow} を t に対してプロットすると、前頁の図のようになり、スピン緩和によって p_{\uparrow} の時間変化はやや遅くなり、 p_{\downarrow} の時間変化が速くなって p_{\uparrow} に近づく。

ロックイン信号

V_p の単一矩形パルスに対する QD における電荷の応答は時間に関する階段関数で、ひとつの矩形波パルスの幅を τ とし (波動の周期は 2τ)、ここで単一矩形波に対する平均電荷 $q(t)$ ($0 \leq t \leq 2\tau$) を導入する。ロックイン信号はこれにより表現できて

$$\text{CDS} \propto \int_0^{2\tau} q(t) f_{\text{ref}}(t) dt, \quad (4.17)$$

$f_{\text{ref}}(t)$ は V_p に乗せられた矩形波と同期した参照信号関数である。もっとも簡単な例で $1 \leftrightarrow 0$ におけるチャージアップ過程のロックイン信号 I_{sync} 式は、 $q(t)$ が $q_0[1 - \exp(-\gamma_0 N_{\text{init}} t)] = q_0[1 - \exp(-t/\tau_d)]$ と書かれ正弦波 $f_{\text{ref}}(t)$ は文献 [Elzerman APL 84 4617 (2004)] から与えられ

$$I_{\text{sync}} \propto [1 + (\omega\tau_d^2)]^{-1} = [1 + (\pi\tau_d/\tau)^2]^{-1}$$

と表すことができる。他のトンネリング領域における $q(t)$ および I_{sync} もスピン偏極と QD でのスピン緩和も考慮したレート方程式を解くことで得ることができる。

以上を考慮して、最終的に、 $0 \leftrightarrow 2$ と $1 \leftrightarrow 3$ の CDS 信号は次のように与えられる。

0 ↔ 2

$$\Delta\text{CDS}_{0\leftrightarrow 2} = \left(\frac{ek}{2\pi}\right) \left[\left\{ \left(1 + \frac{\Gamma_f}{\xi}\right) \frac{\pi^2}{\lambda^{+2}\tau^2 + \pi^2} (1 + \exp(\tau\lambda^+)) - 2 \right\} + \left\{ \left(1 - \frac{\Gamma_f}{\xi}\right) \frac{\pi^2}{\lambda^{-2}\tau^2 + \pi^2} (1 + \exp(\tau\lambda^-)) - 2 \right\} \right] \quad (4.18)$$

(Γ_f はスピン緩和率, $\Gamma' = \Gamma_1/2$, Γ_1 は γ_1 軌道準位にトンネルする 1 電子のトンネルレート k は変換係数で d-QPC の感度やロックイン測定のレンジによる.) となる. ここで,

$$\lambda^\pm \equiv -\Gamma' - \Gamma_f \pm \sqrt{(P\Gamma')^2 + \Gamma_f^2} \equiv -\Gamma' - \Gamma_f \pm \xi$$

である.

1 ↔ 3

$$\Delta\text{CDS}_{1\leftrightarrow 3} = \left(\frac{ek}{2\pi}\right) \left[\frac{\pi^2}{\Gamma_\alpha^2\tau^2 + \pi^2} (1 + \exp(-\tau\Gamma_\alpha)) - 2 \right] + \left(\frac{ek_2}{2\pi}\right) \left[\frac{\pi^2}{\Gamma_2^2\tau^2 + \pi^2} (1 + \exp(-\tau\Gamma_2)) - 2 \right]. \quad (4.19)$$

実験結果を計算式でフィットすることで P とスピン緩和時間 τ_r がフィッティング要素として得られる. フィッティングによって $P = 0.70 \pm 0.02, \Gamma_f = 4590\text{Hz}$ が得られた. 図 4.10 中に実線で示したのが, フィッティングの結果である. データにばらつきは多いものの, 傾向は捉えられており, 以上の簡単な解析でもポイントが抑えられていることがわかる. 第 3 章において得られたスピン選択率の 80% と比較すると, 得られた $P = 0.7$ は QPC 近傍で検出されたマジョリタースピンの数の全電子数に対する比にして 85% となる. これは, QPC と QD を直列に行うスピン検出ではスピン流をせき止める検出法であるため, 開放系で検出したものとは差が生じた可能性がある. 一方, 第 3 章で議論したようにスピン緩和などを考慮して QPC 中心のスピン選択率が 100% に及ぶとしても, この測定法は QPC の近傍でスピン検出を行っているため, フィルターを透過したスピンの緩和や反射した反対向きスピンとの干渉によってスピン偏極度 P は 1 にならず 0.7 程度になったと考える.

4.5 結論

この章では $0.5G_q$ 伝導度プラトーを持つ開放した QPC の周りに高いスピン偏極が存在することを零磁場において量子ドットを使った新しいスピン検出法を用いて確認した.

この方法は, 電子スピン以外には違いがないものの比較, あるいは, そうでないパラメーターが入る場合は, これを定量的に抑えた上で比較できる形に構成されており, これまで採用されてきたナノスケール系のスピン偏極検出法の中でも最も信頼度・感度が高く, 測定対象系に対する擾乱は極めて小さい. 新たな物理的測定手段, スピントロニクスツールとして活用可能なものであると考える.

第5章 スピン軌道相互作用による量子ポイントコンタクトの電子スピン偏極

前章において、信頼度と自由度が高いスピン偏極測定法を開発した。本章においては、この手法を、第1章で述べた課題への実験的アプローチに応用し、得られた結果を元に、SOIの強い系のQPCにおけるスピン偏極メカニズムの同定に向けて議論を行う。

5.1 試料, スピン偏極測定

ここで用いた試料は、2DEG基板、ゲート配置共に、図5.1に見るように、第4章のものと同様である。ただし、t-QPCのチャンネル幅を決めるゲートを2つに分割し(V_{tQPC} , V_{tQPC2}), QPC近傍のポテンシャルを、QPC伝導度と独立に変化できるようにして、形状効果を調べる可能性を持たせている。

測定法等は、細かい改良を加えて入るが、基本的には第4章と同じである。

5.2 QPC伝導度とスピン偏極

前章の実験では、QPCを完全にオープンにした場合と、 $0.5G_q$ プラトーという極端な2つの場合についてスピン偏極測定を行い、前者ではスピン偏極がなく、後者では $P=0.7$ 程度の高い偏極率でスピン偏極がゼロ電流状態でも発生しているという結論を得た。

それでは、他の伝導度状態ではどうなのか、というのが当然の疑問である。江藤機構などがもし働いていたら、 $1G_q$ プラトーなどでもスピン偏極が生じていて良い。伝導度で測定しているところの点は全く確かめようがないが、本研究で開発した手法であれば適用可能である。本節では、スピン偏極が、QPC伝導度によってどのように変化するか、調べた結果について述べる。

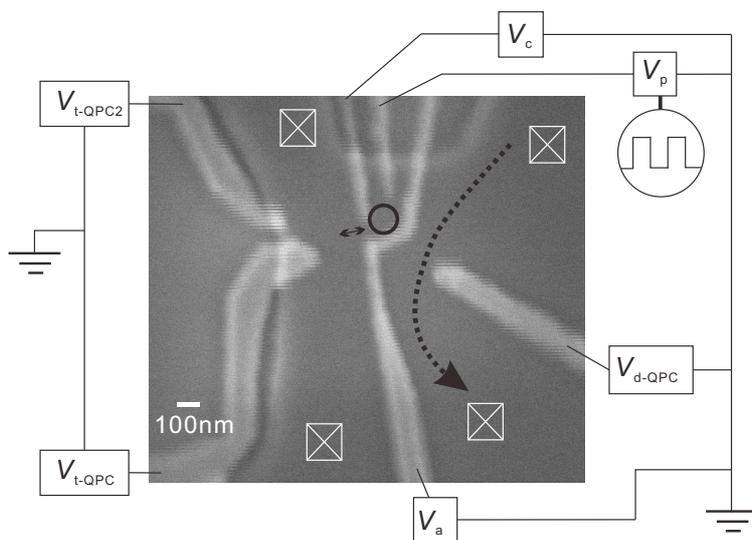


図 5.1: 本章の実験に用いた試料中心部のゲート形状(薄いグレーの部分)の電子顕微鏡写真及び、各ゲート電圧を模式的に描いた。第4章のものと同様であるが、t-QPCのショットキー電極を2つに分割して制御自由度を増やしている。

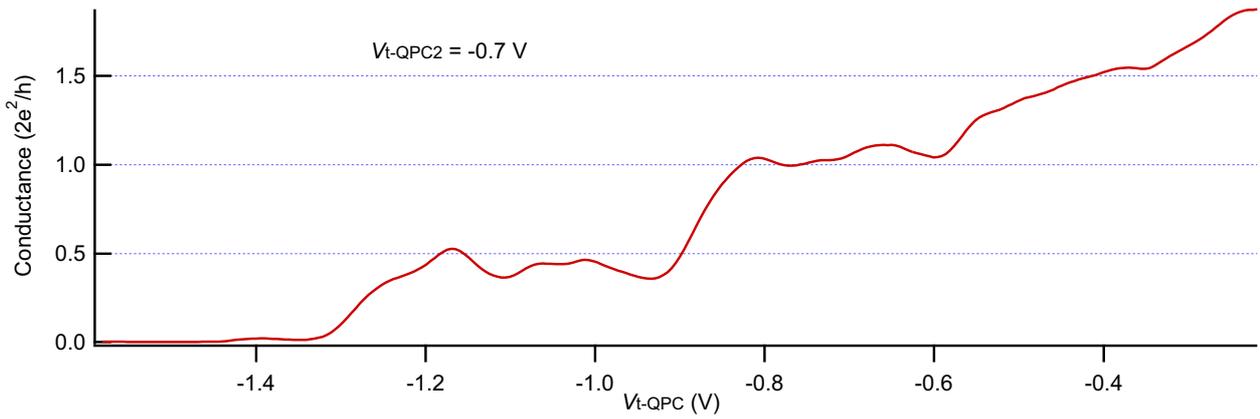


図 5.2: 本章の実験に用いた試料 (図 5.1) の t-QPC の伝導度-ゲート電圧特性. G_q , $0.5G_q$ のプラトー構造は, 干渉効果による歪みはあるものの明瞭である. 測定温度は 100mK.

5.2.1 ターゲット QPC の特性

まず, t-QPC がどのような特性を示すかを, 図 5.2 に示した. t-QPC 用の 2 つのゲートの内, $V_{t\text{-QPC}2}$ とされたものは, -0.7 V に固定し, $V_{t\text{-QPC}}$ の電圧を掃引して伝導度を測定している. 伝導度揺らぎによる波打ちはあるものの, $0.5G_q$ と $1.0G_q$ のプラトー構造は明瞭に観察される. またディテクター側の QD も, 電子数ゼロ状態まできちんと信号を出すことが確認された.

図 5.3 は, やはり $V_{t\text{-QPC}2}$ を -0.7 V に固定し, $V_{t\text{-QPC}}$ とソース・ドレイン電圧 V_{sd} の関数として t-QPC の伝導度をカラープロットしたものである. ややわかりにくいだが, プラトーに関連した領域が, 良く報告されているようにダイヤモンド的な構造を示している. また, $G = 0.5G_q$ プラトーの一部に, 共鳴ピークと思しきものが存在しているように見える. これについては, 後でもう一度議論する.

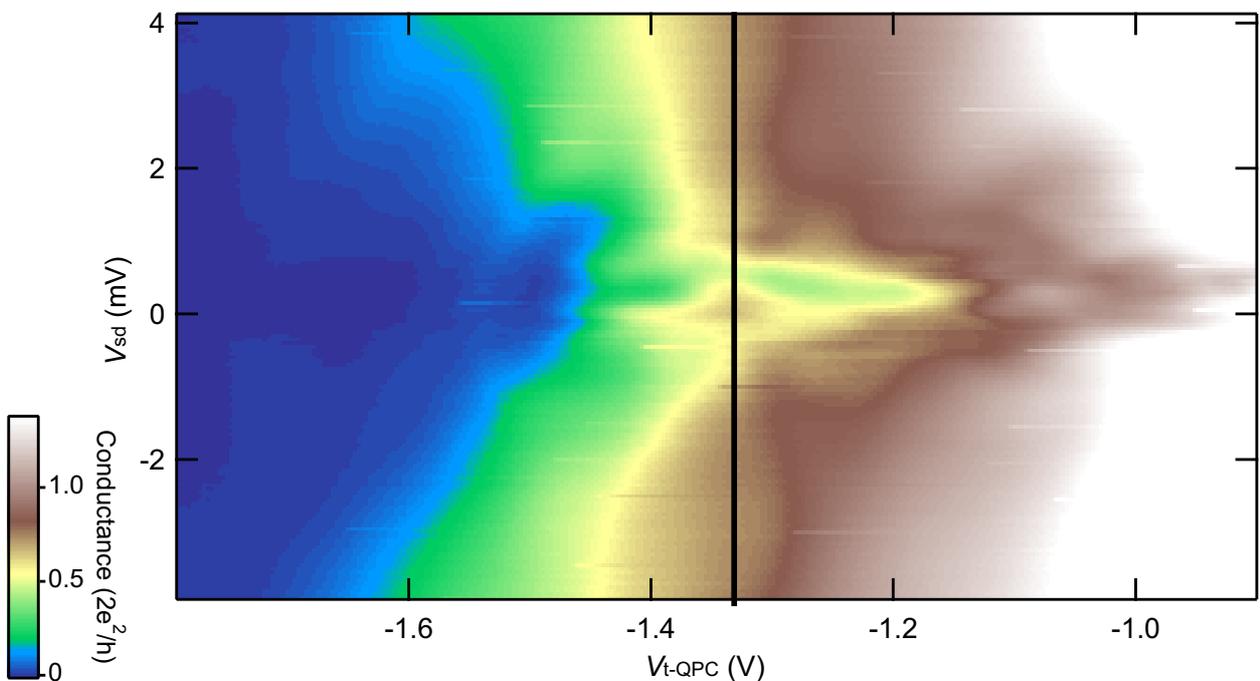


図 5.3: t-QPC の伝導度を, ゲート電圧 $V_{t\text{-QPC}}$, ソース・ドレイン電圧 V_{sd} の関数としてカラープロットしたものの.

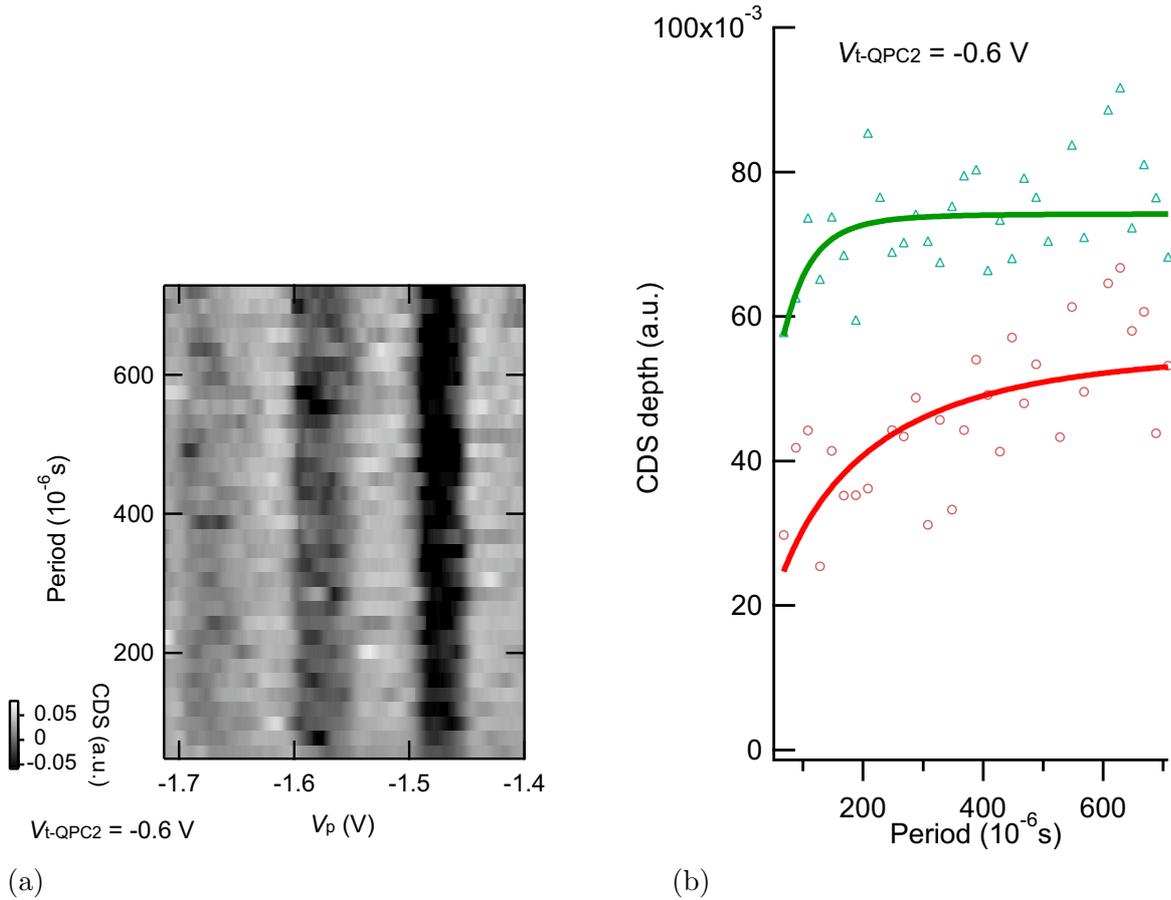


図 5.4: 第 4 章の実験を図 5.1 の試料で再現実験を行った結果. (a) CDS 強度を, V_p -矩形波周期の平面上にグレースケールプロットしたもの. $V_p = -1.58$ V 付近のやや薄い帯が $0 \leftrightarrow 2$ 過程, 右の色の濃い帯が $1 \leftrightarrow 3$ 過程. (b) $0 \leftrightarrow 2$, $1 \leftrightarrow 3$ それぞれの仮定において, 信号強度をドライブ矩形波周期の関数として測定した結果と, これらのデータに式 (4.18), (4.19) をフィットした結果. t-QPC の伝導度は $0.5G_q$ に固定.

5.2.2 $G = 0.5G_q$ での再現実験

前章で示したスピン偏極測定実験は, 全体がかなり複雑なもので再実験はそれ程容易でなく, また, 1 つの試料でも様々な副次的サポートデータが得られるため 1 試料の結果でも手法の確立実験としては十分であると考えが, ここでは新しい試料で前章と同じ結果が得られるかどうか検証を行った. 結果を図 5.4 に示した. (a) は CDS の強度を, V_p と矩形波の周期の関数としてグレースケールプロットしたものである. 若干 S/N に問題があるが, $1 \leftrightarrow 3$ の過程に比して $0 \leftrightarrow 2$ の過程の信号強度が弱く (色が薄い), また, $0 \leftrightarrow 1$ 過程と $1 \leftrightarrow 2$ の 1 電子過程でも前者の方が強度が強いという前章の特徴を再現している.

図 5.4(b) は, 矩形波周期に対して $0 \leftrightarrow 2$ 過程, $1 \leftrightarrow 3$ 過程それぞれの信号強度をプロットしたもので, 前章に示した式 (4.18), eq4.19 をこれらのデータにフィットすることで, スピン偏極度を得ることができる. 結果は, $P = 0.6$ で, これもほぼ前章の結果を再現することができた.

5.2.3 $1.0G_q$ プラトーでの測定

続いて, QPC 特性で明瞭なプラトーが観測された, 伝導度 $1.0G_q$ 付近でスピン偏極測定を行った. 図 5.5(a) に示したのは, CDS 強度を V_p -矩形波周期の平面上にグレースケールプロットで表したものである. 2 電子過程に対応して, 2 本の色の濃い帯が現れている. 明らかに左の $0 \leftrightarrow 2$ 過程の方が,

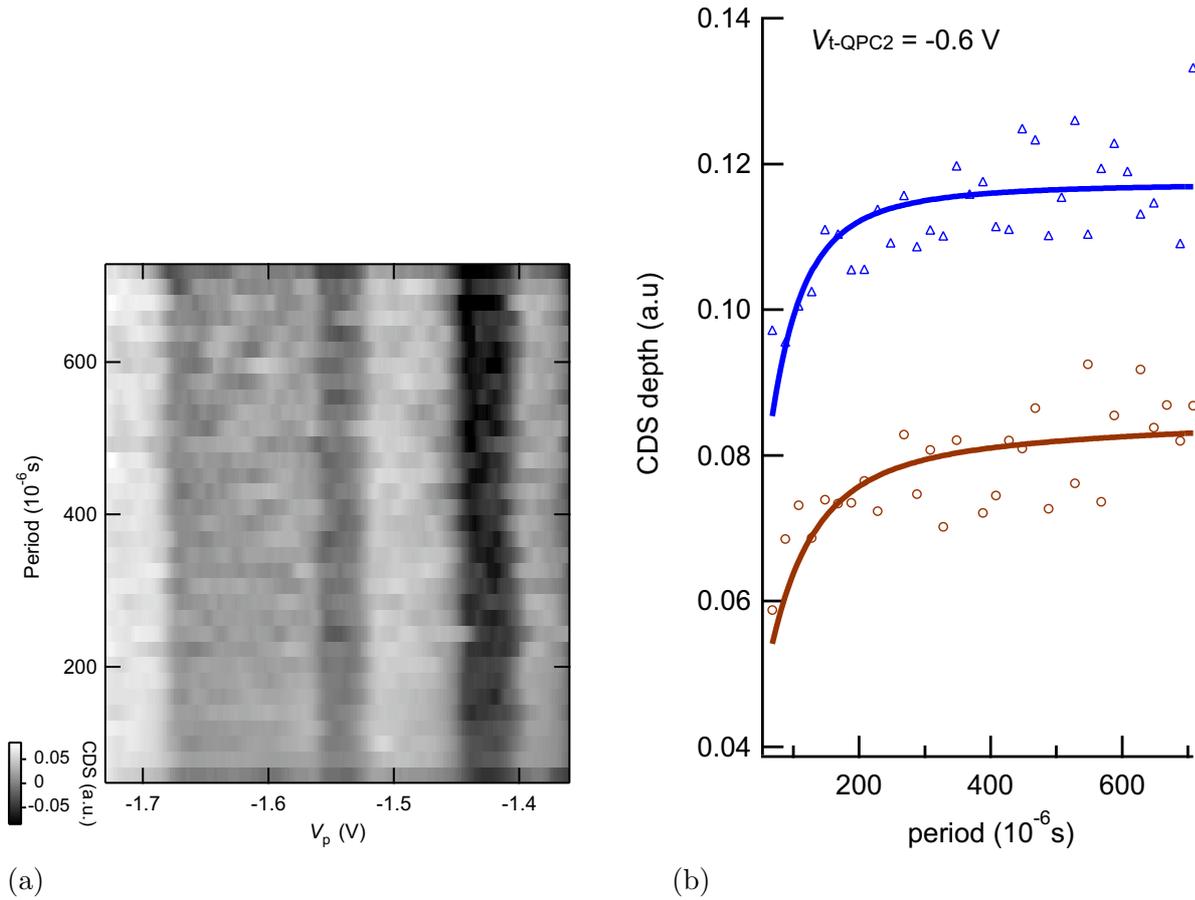


図 5.5: (a) CDS 強度を, V_p -矩形波周期の平面上にグレースケールプロットしたもの. $V_p = -1.55$ V 付近のやや薄い帯が $0 \leftrightarrow 2$ 過程, 右の色の濃い帯が $1 \leftrightarrow 3$ 過程. (b) $0 \leftrightarrow 2$, $1 \leftrightarrow 3$ それぞれの仮定において, 信号強度をドライブ矩形波周期の関数として測定した結果と, これらのデータに式 (4.18), (4.19) をフィットした結果.

右の $1 \leftrightarrow 3$ 過程に比べて色が薄く, 信号が小さい. これは, 前章で見た $0.5G_q$ のプラトーの場合と同様, スピン偏極によってパウリ禁止則が働き, 2 電子目のトンネル確率が減少しているためと考えられる. 更に, $0.5G_q$ プラトーの時と同様, $0 \leftrightarrow 1$ の信号に比べて $1 \leftrightarrow 2$ の信号がずっと弱くなる様子も現れている.

より定量的分析のため, 図 5.5(b) では, $0 \leftrightarrow 2$, $1 \leftrightarrow 3$ の各過程の信号強度を, 矩形波の周期に対してプロットし, 式 (4.18), eq4.19 をフィットしてスピン偏極の値を得た. その結果, $P = 0.6$ という, やはり高いスピン偏極が存在していることが明らかになった. $1.0G_q$ プラトーでのスピン偏極測定は全く初めての成果であり, 江藤機構のような, 伝導中のスピン回転 (あるいはスピン散乱) によってスピン偏極を生じる仕組みがあることを強く示唆する結果である.

5.2.4 $G = 0.02G_q$ での測定

次に, t -QPC の伝導度をずっと絞って $0.02G_q$ まで落とした時の測定結果について, 図 5.6 に示した. $0 \leftrightarrow 2$, $1 \leftrightarrow 3$ の各過程において, 信号強度に実験誤差以上の変化が認められない. これは, (b) の断面データを見ても明らかである. 同様に, $0 \leftrightarrow 1$ と $1 \leftrightarrow 2$ の各過程の信号強度にも有意な違いがない.

これらの結果は, 伝導度を $0.02G_q$ まで絞ると, QPC 近傍では全くスピン偏極がなくなってしまうことを明瞭に示している. また, このスピン偏極測定自身において, 検出用 QD のトンネル障壁形成

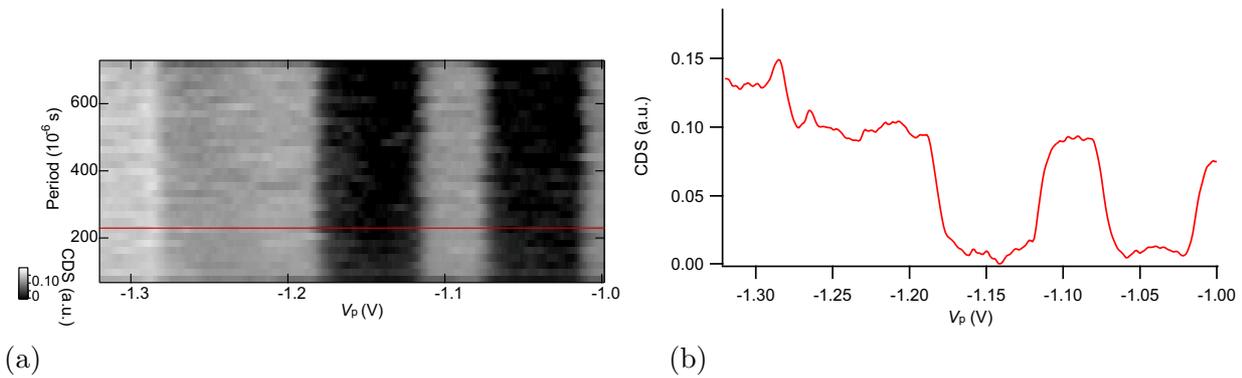


図 5.6: (a) $G = 0.02G_q$ で CDS 強度を, V_p -矩形波周期の平面上にグレースケールプロットしたもの. (b) (a) のデータを赤い水平線に沿って切った断面のデータ.

に伝導度を非常に絞った QPC を, スピン偏極はないという前提のもとに使用している. 仮にこのような QPC においてもスピン偏極が生じている, という結果が出た場合, このスピン偏極測定法自体を見直す必要が生じたが, この結果は, ここで使用している検出法のための物理的仮定と無撞着であり, 「仮定」は正しく, 物理的事実であったことを実証するものである.

5.2.5 $G = 1.3G_q$ での測定

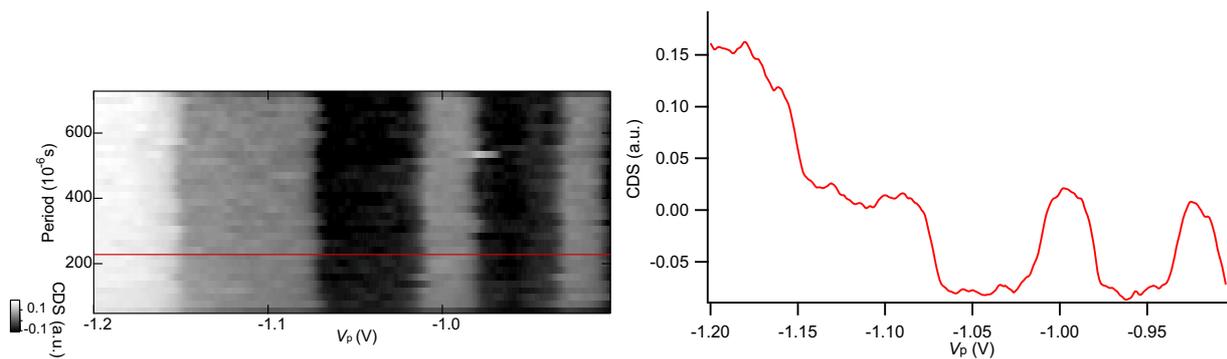


図 5.7: $G = 1.3G_q$ で CDS 強度を, V_p -矩形波周期の平面上にグレースケールプロットしたもの. (b) (a) のデータを赤い水平線に沿って切った断面のデータ.

次に, 逆に伝導度を高く, $G = 1.3G_q$ に設定して同じくスピン偏極測定を行った. 結果を図 5.7 に示す. この場合も, $0.02G_q$ の場合と同様, $0 \leftrightarrow 2$, $1 \leftrightarrow 3$ の各過程において, (b) の断面データを見ても明らかなように, 信号強度に実験誤差以上の変化が認められない. すなわち, $1.3G_q$ 程度でも江藤機構あるいは類似メカニズムによるスピン偏極は失われ, ゼロに戻ってしまうことが実験的に見出された.

これら $G = 0.02G_q$, あるいは, $1.3G_q$ での結果は, 我々のスピン偏極検出器に現れるスピン偏極データは紛れもなくスピン偏極であってスプリアスではなく, 0.5 や 1.0 で見えていたスピン偏極がむしろ特別な場合にスピン偏極が発生し, それが確かにスピン偏極検出器にかかる, ということを実証している.

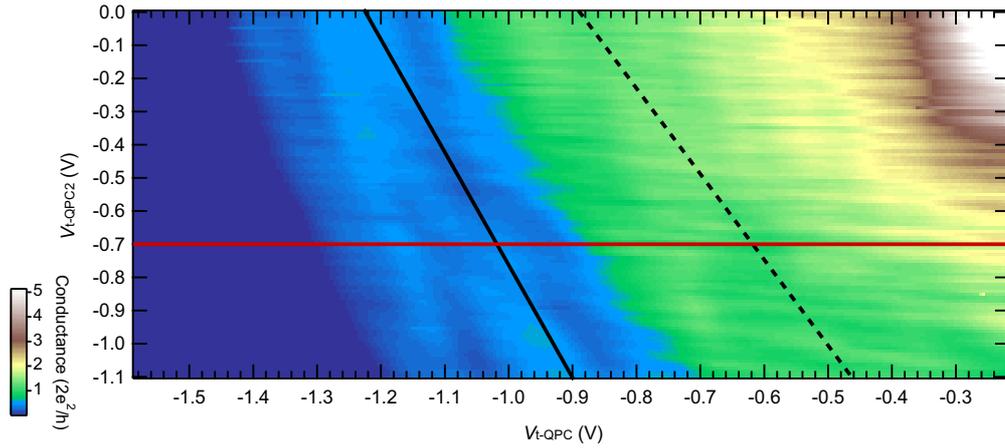


図 5.8: t-QPC ポテンシャル形状を変化させるための 2 つのゲート電圧 V_{t-QPC} , V_{t-QPC2} に対する t-QPC の伝導度をカラープロットしたもの。

5.3 QPC 近傍の試料形状とスピン偏極

5.1 節で述べたように、本章で用いている試料には、t-QPC の閉じ込めゲート電極を 2 つ (t-QPC, t-QPC2) 用意したため、QPC のポテンシャルの空間形状を多少変化させることが可能である。前節の測定で大きなスピン偏極が測定された、 $G = 0.5G_q$ 、及び $1.0G_q$ のプラトーにおいて、 V_{t-QPC2} を変化させながら (図 5.8 のような t-QPC の伝導度変化を予め調べ、 V_{QPC} も変化させて伝導度の値を一定に保つ)、スピン偏極 P を測定した結果を、図 5.9 に示した。

$0.5G_q$ (図 5.9(a)), $1.0G_q$ (図 5.9 (b)) のいずれにおいても、誤差を超えるような目立った変化はない。QPC 近傍で、ポテンシャル反射によって「スピン定在波」のようなものが形成されていれば、ポテンシャル形状に敏感に P が変化する可能性もあったが、この結果はそれを否定している。あるいは、別の解釈としては、QD 検出器は t-QPC に十分近く、この程度のポテンシャル変化ではこのような近傍の定在波は変化しない可能性がある。更に様々な形状で調査を続ける必要がある。

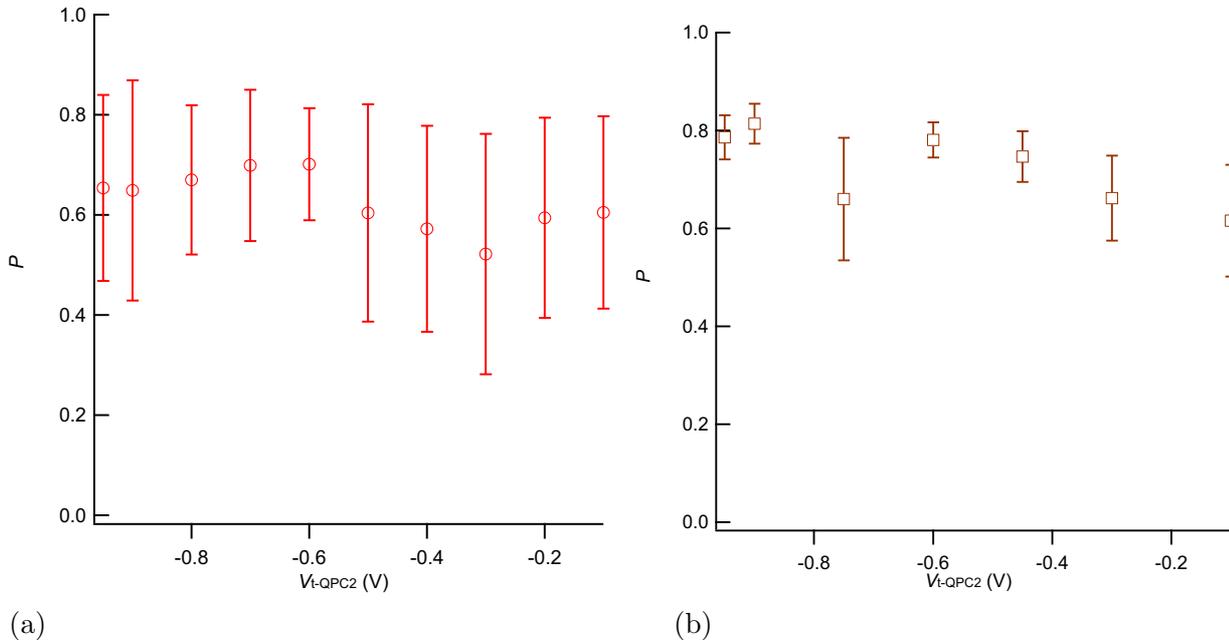


図 5.9: t-QPC の閉じ込めポテンシャル形状を変化させながらスピン偏極を測定した結果。(a) QPC 伝導度 $0.5G_q$. (b) QPC 伝導度 $1.0G_q$.

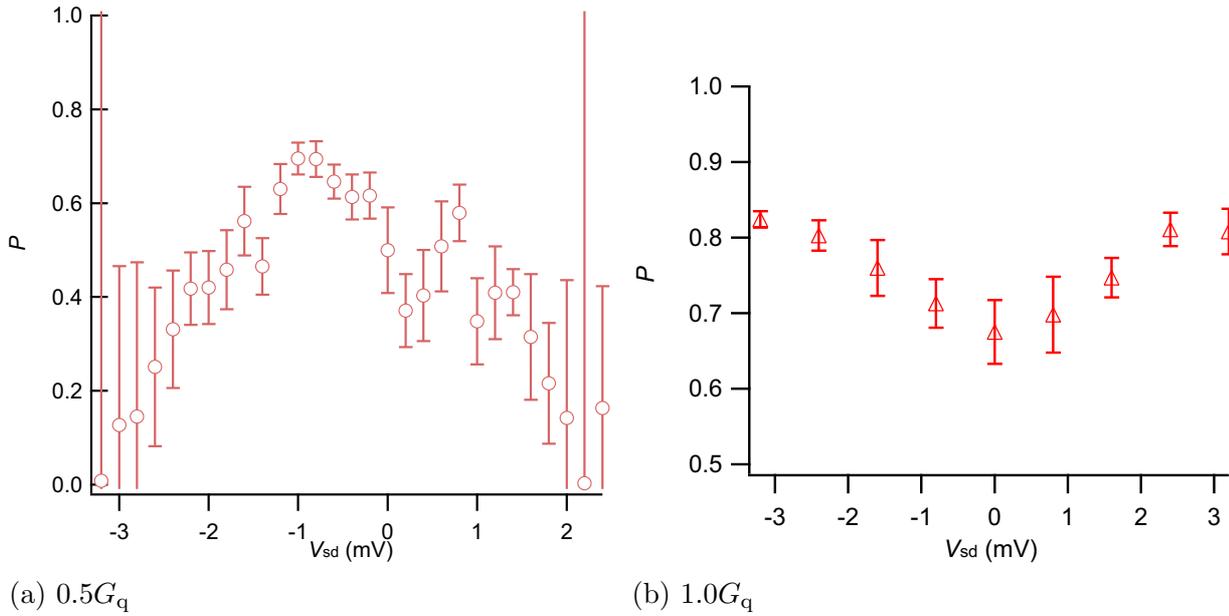


図 5.10: t-QPC のバイアス電圧 V_{sd} を変化させて測定したスピン偏極 P . (a) $0.5G_q$ プラトーでの結果. (b) $1.0G_q$ プラトーでの結果.

5.4 スピン偏極のバイアス電圧依存性

図 5.3 に t-QPC のソース・ドレイン特性を示したが、このように、 V_{sd} によって、QPC の有効伝導チャネル (サブバンド) が増えたり、また、有限の電流が流れて明示的に時間反転対称性を破ることから、最初の課題 (1.2 節) の項でも述べたように、自発的な局所対称性破れに対して電流がどのような影響を与えるかは大変に興味深いところである。

図 5.10 に測定結果を示す。 $0.5G_q$ プラトーと $1.0G_q$ プラトーとで驚くべき違いを示している。前者においては、原点付近で若干 P が減少しており、従って、 V_{sd} と共に僅かに P の増大が見られるが、更に V_{sd} が増大するにつれて P は大きく減少する。一方、後者においては、 V_{sd} と共に P は単調に増加し、 $V_{sd} = 3\text{mV}$ 付近でやや飽和する傾向が見られる。いずれも、更に V_{sd} を増加させると、雑音の増加に伴い P の測定が信頼できなくなる。

図 5.10 の結果は、原点付近では類似していたこれらのプラトーでのスピン偏極メカニズムに非常に異なるものがインプリメントされていることを示している。この点については、「機構についての議論」において再度考える。

図 5.4(a) に示したのは、 $0.5G_q$ プラトー構造での電流電圧特性 (伝導度対バイアス電圧特性) である。ゼロバイアス付近に伝導度ピークが現れている。 0.7 異常構造での近藤効果と称されているものもこの付近に類似の伝導度ピークを形成する [6] ため、このピークは QPC 付近に停留した局在スピンによる近藤効果によるものである可能性がある。ゼロバイアスピークの温度依存性を測定したものを図 5.4(b) に示す。ピークの伝導度は温度が高くなるにつれ小さくなり、近藤効果で見られる傾向と一致する。更に式 (A.38) でフィティングを行った結果、 $T_K = 3.12 \pm 0.08 \text{ K}$ の近藤効果であると考えられる。このような近藤温度は、量子ドットで見られる近藤温度に比べ高い温度であるが、開放系で自発的に発生した局在状態が原因とされる QPC の近藤効果では、 10 K に達する [6] ことから妥当である。従って図 5.10(a) で原点付近で P が縮んでいるのは近藤効果によるスピン散乱によるものであり、この測定で、近藤効果によって電子スピンが散乱される様子を初めて直接観測したことになる。

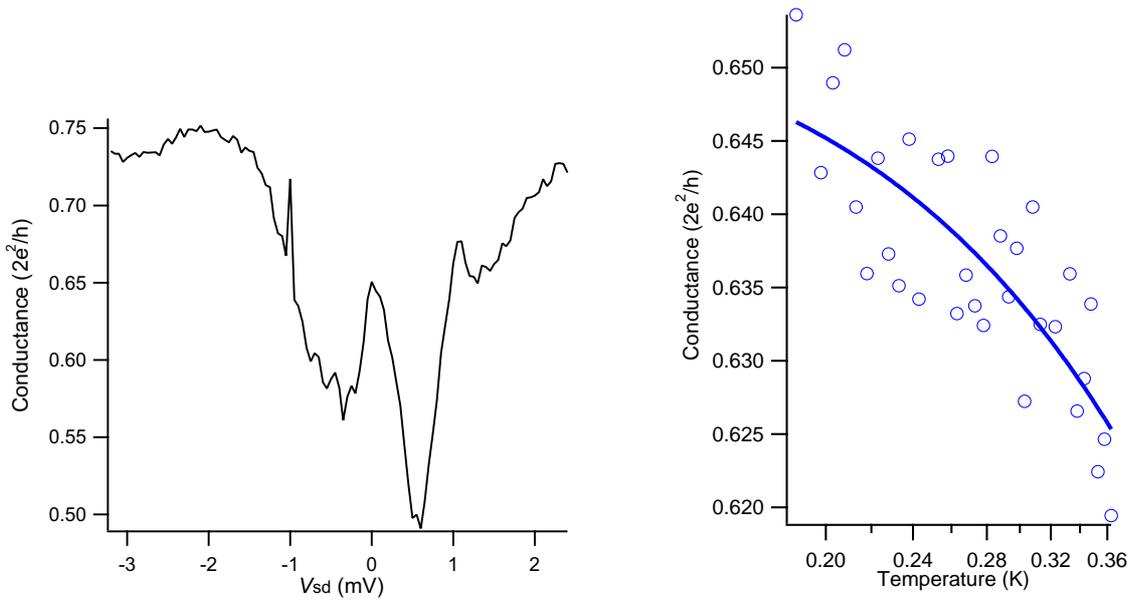


図 5.11: $0.5G_q$ (a) プラトー位置で測定した, t-QPC の微分伝導度とバイアス電圧 (電流電圧特性). ゼロバイアス付近に近藤効果によるものと思しきピーク構造が観察される. (b) ゼロバイアスピークの温度依存性. 実線は式 (A.38) のフィッティング線である.

5.5 垂直磁場とスピン偏極

5.5.1 垂直磁場と QPC 伝導度

図 5.12 は, ゲート電圧を変えて, t-QPC の電気伝導度の磁場応答を調べたものである. 磁気抵抗に, SdH 振動とは異なる極めて速い振動 (周期 $0.2 T$) が見られる. 今の所原因は不明であるが, 何らかの干渉効果で, AB 位相が影響しているものであろうと推測される. $B > 5 T$ 以上の強磁場では, 垂直方向に磁場を印加しているためランダウ準位が現れ, 量子ホール状態になる. この領域ではエッジ状態による明瞭な $0.5G_q$ プラトーが見られるが, $5 T < B < 8 T$ においては G_q プラトーの間にディップ構造も見られる. これはエッジ状態の伝導パスの干渉によるものであると考えられる.

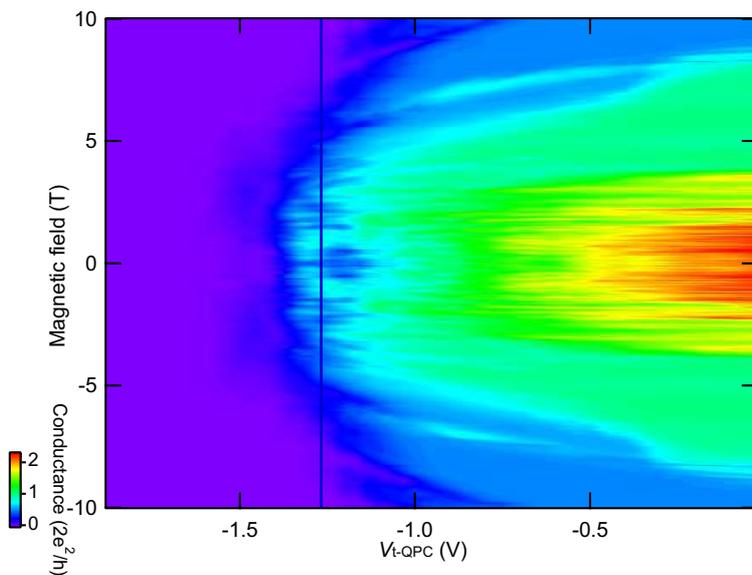


図 5.12: t-QPC の電気伝導度を, ゲート電圧 V_{t-QPC} と垂直磁場の関数としてカラープロットしたもの.

5.5.2 垂直磁場とスピン偏極

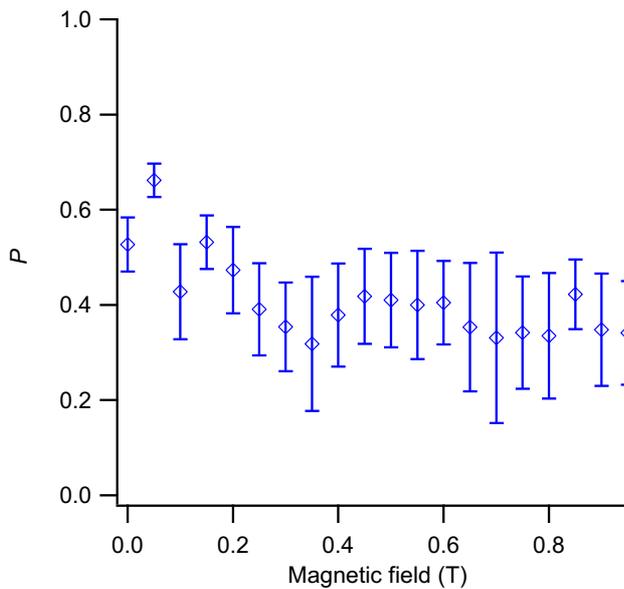


図 5.13: $0.5G_q$ プラトーにおいて、垂直磁場に対してスピン偏極度の依存性を調べたもの。

図 5.13 は、 $0.5G_q$ プラトーでのスピン偏極度の磁場依存性を調べたものである。偏極度 P は、磁場の印加とともに、急速に減少するが、 0.3T 付近で変化が止まるように見える。これは、図 3.4 などにも見られる現象であり、共通するものがあると考えられる。すなわち、 $0.5G_q$ プラトーでのスピン偏極は、2次元面内に倒れていて、垂直磁場の印加によってかえって偏極度が下がると解釈される。更に 0.3T 以上の領域では、文献 [34] でも観測されたように、ターゲットの 2次元系のスピン分離が始まるため有限のスピン偏極が観測されたと考えられる。

5.6 スピン偏極機構についての議論

最後に、特に 5.4 節での結果を元に、スピン偏極機構について議論する。

まず、 $0.5G_q$ プラトーでのスピン偏極については、バイアス電圧原点付近での P の縮みは近藤効果によるものであると考え、バイアス電圧によって、簡単に P が失われる点がスピン偏極機構の本質に近い性質と考えられる。図 5.4 からわかるように、バイアス電圧によって伝導度は増大する。これは低バイアスで伝導が禁止されていたチャンネルがバイアス電圧によって若干開いたことを意味する。これと P の減少が同期していることは、すなわち、「禁止されていたチャンネル」こそ、反対向きのスピンチャンネルに他ならない。

以上から得られる実験的結論は、 0.5 プラトー状態では、スピンを選択する障壁によって片方のスピンチャンネルの伝導が禁止されていて、その障壁は、小さなバイアス電圧によって容易に破れる、ということである。現在有力な、多体効果によってスピン依存ポテンシャルが現れるとする説、一様でないラッシュバ SOI ポテンシャルにより、スピン依存力が働くとする「シュテルンゲルラッハ」説のいずれもこの性質を説明可能であり、この実験によりいずれかを選択することはできないが、このような方向の理論が必要であることは保証できた。これらを選別するには、5.3 節で述べたような実験をもっと徹底して行う必要がある。ただ、この実験で特に変化が出なかったことは、方向としては多体効果説を支持しているように思われる。

一方、 1.0 プラトーでは、バイアス電圧で P が増大したので、反対スピンのシャットアウト式の機構ではないことが明らかである。すると、やはりクローズアップされるのは江藤機構である。江藤機構では、有効ポテンシャルが下がって上のバンドが降りてきて交差する際にスピン回転が生じて偏極

が発生する。バイアス電圧が印加されても交差点の位置がずれるだけで交差する付近の状態が変化がなければ P は減少しない。逆にバイアスによって QPC 方向にポテンシャルが立ち、交差する点付近の断熱性が向上すれば P が増加する可能性があるし、また、QPC を通過する電子の量が増えればやはり P は増加する。一方、ポテンシャル最高点が下がって伝導度が $1.0G_q$ よりも高くなると、バンドの選別が不十分になるため P は下がる。 $1.3G_q$ でスピン偏極が観測されなかったのはこのためと考えられる。

5.7 結論

前章で開発したスピン偏極測定法を、スピン軌道相互作用のある系の量子ポイントコンタクトに適用し、以下の知見を得た。

1. 1.0 伝導度プラトーでもかなり大きな ($P = 0.6$) スピン偏極が生じている。
2. スピン偏極は伝導度が 0 に近い所、あるいは 1.0 をかなり超えたところでは 0 になってしまう。
3. 量子細線部分のポテンシャル構造には余り敏感ではない。
4. バイアス電圧は、 0.5 プラトーのスピン偏極を減少させ、 1.0 プラトーの偏極を増大させる。
5. 近藤効果により、スピン偏極は減少する。

これら実験結果を踏まえた議論により、 0.5 プラトーではスピン依存ポテンシャルが働いていること、 1.0 プラトーでは江藤機構が働いていることがほぼ明らかになった。

第6章 総括

最後に本研究の結論をまとめる。

量子閉じ込めを用いたスピン偏極生成と検出

スピン軌道相互作用の強い2DEGを用いてQPCを作製した。低温において電気伝導測定を行った結果、零磁場で $0.5G_q(0.5 \times 2e^2/h)$ コンダクタンスを持つプラトーが観測された。通常、零磁場では電子スピンのKramers縮退によってQPCによる伝導は G_q で量子化され、0.5プラトーは強磁場におけるゼーマン分裂によって縮退がとけることで現れる。本研究の0.5異常はスピン軌道相互作用と電子間相互作用による現象であると考えられる。この場合0.5プラトーの伝導では100%スピン偏極されている可能性がある。また、強い垂直磁場においてQPCの伝導にスピン軌道ギャップと見られるディップが観測された。量子化コンダクタンスの特徴から有効磁場が外部磁場に対して斜めになっていることが考えられ、これは実験で働く電場の向きから考えると妥当である。2つの量子ポイントコンタクト(QPC)で構成された量子ドット(QD)に有限のソースドレイン電圧をかけた場合クーロンピークがなくなる現象が見られ、スピン選択性とパウリ排他律の複合過程による伝導ブロック現象(Spin-Orbit Induced Blockade, SOIB)であることがわかった。この観測によってスピン軌道相互作用のある系で作製されたQPCのスピンフィルタリングを証明できた。SOIBがある量子ドットの近藤状態においてもSOIBによる有限バイアスに置けるピークの減少が見られ、近藤ピークが2つに分かれる。このこともSOIBメカニズム同様に、QPCのスピン選択トンネルによって説明できる。

横結合量子ドットを用いた零磁場におけるスピン偏極検出

$0.5G_q$ 伝導度プラトーを持つ開放したQPCの周りに高いスピン偏極が存在することを零磁場において量子ドットを使った新しいスピン検出法を用いて確認した。

この方法は、電子スピン以外には違いがないものの比較、あるいは、そうでないパラメーターが入る場合は、これを定量的に抑えた上で比較できる形に構成されており、これまで採用されてきたナノスケール系のスピン偏極検出法の中でも最も信頼度・感度が高く、測定対象系に対する擾乱は極めて小さい。新たな物理的測定手段、スピントロニクスツールとして活用可能なものであると考える。

量子ポイントコンタクト近傍の電子スピン偏極

前章で開発したスピン偏極測定法を、スピン軌道相互作用のある系の量子ポイントコンタクトに適用し、以下の知見を得た。

1. 1.0 伝導度プラトーでもかなり大きな($P = 0.6$)スピン偏極が生じている。
2. スピン偏極は伝導度が0に近い所、あるいは1.0をかなり超えたところでは0になってしまう。
3. 量子細線部分のポテンシャル構造には余り敏感ではない。

4. バイアス電圧は、0.5 プラトーのスピンの偏極を減少させ、1.0 プラトーの偏極を増大させる。
5. 近藤効果により、スピンの偏極は減少する。

これら実験結果を踏まえた議論により、0.5 プラトーではスピン依存ポテンシャルが働いていること、1.0 プラトーでは江藤機構が働いていることがほぼ明らかになった。

謝辞

本研究は多くの方々の御協力、御支援によって、成り立っています。

勝本信吾教授には、興味深い課題と恵まれた研究環境を頂き、また、試料作製から論文執筆に至るまであらゆる局面で御指導、御助言を頂き大変お世話になりました。特別に感謝します。家泰弘教授には、様々な局面で貴重な御助言と御指導を頂きました。

中村壮智博士、遠藤彰博士、多くの有益な議論と御指導を頂きました。橋本義昭氏には、特に実験技術に関して多大な御助言と御指導を頂きました。川村順子氏をはじめとする皆様方には、事務手続き等で大変お世話になりました。

Tel Aviv University の Amnon Aharony 教授、Ora Entin-Wohlman 教授には、理論的側面から多くの御助言を頂きました。また大阪大学の小林研介教授には実験手法等について多くの御助言を頂きました。阿部英介博士、相川恒博士、加藤雅紀博士、佐野浩孝博士をはじめとする研究室 OB の皆様方には、試料の作製から測定に至る手法、数々の有益なプログラム等を残していただき、また多くの御指導頂きました。特に大塚朋廣博士には試料作製から測定に関して綿密な御指導と御助言を頂き大変お世話になりました。藤田和博氏、天野裕昭氏、梶岡利之氏、桑原優樹氏、高橋侑市氏、加藤悠人氏、田中寛治氏、小早川周平氏、高井久弥氏、尹東河氏、小池啓太氏、岩崎優氏、松井誠氏には研究生活をともにし、様々な議論や御助言いただきました。

ロッテ国際奨学財団、東京大学ナノ量子エレクトロニクス研究機構、文部科学省には経済的援助を頂きました。

本研究は科学研究費補助金、科学技術振興調整費の御支援の下に行われました。

そして、家族、友人には研究に理解を示し応援していただきました。特に精神的に支えてくれた妻悦子と息子隼に感謝します。皆様方の御協力、御支援があってこそ本研究を行うことができました。心より感謝し、お礼申し上げます。

ありがとうございます。

付録 A 基本事項

A.1 量子閉じ込め構造

粒子をポテンシャルにより、そのド・ブロイ波長程度の空間に閉じ込め、量子化現象を生じる構造を量子閉じ込め構造と呼ぶ [36]. 固体中の量子輸送においては、主に電子の量子閉じ込め構造が問題となる. 半導体中の電子に対してポテンシャルを形成する手法としては、(1) 物質のヘテロ接合を用いる方法、(2) 表面に形成した金属ショットキー電極からの空乏層を用いる方法、(3) 物質の部分的な絶縁体化を用いる方法、その他、があり、本研究では主にこの (1), (2) を使用する.

(1) の手法により、固体中の 3 次元的な電子を 2 次元的な平面内に閉じ込める. この 2 次元的な電子 (two-dimensional electron gas, 2DEG) を (2) の手法を用いて 1 次元系や 0 次元系、その他の有限系に加工する.

量子閉じ込めによる 1 次元電子系を量子細線、0 次元電子系を量子ドットと呼ぶ. これら閉じ込め構造中の電子系の特徴は様々な物理的性質に現れるが、代表的なものは、エネルギー状態密度 $\mathcal{D}(E)$ で、次元 d に対して

$$\mathcal{D}_{d=1}^{(0)} = \frac{1}{\pi\hbar} \sqrt{\frac{2m}{E}}, \quad \mathcal{D}_{d=2}^{(0)} = \frac{m}{\pi\hbar^2}, \quad \mathcal{D}_{d=3}^{(0)} = \frac{\sqrt{2m^3}}{\pi^2\hbar^3} \sqrt{E}. \quad (\text{A.1})$$

のように変化する. 肩の (0) は、 $E = 0$ をバンドの底とする基底バンドであることを示している.

以下、これらの低次元構造の基礎事項について節を改めて述べる.

A.2 ヘテロ接合 2 次元電子系

半導体ヘテロ接合付近のバンド構造は、物質の組み合わせによってバンド端位置の相対関係が変化し多くの種類が存在するが、ここでは最も一般的なものを考える. すなわち、バンドギャップが小さい物質を B、もう一方を A として、伝導帯、価電子帯のそれぞれの端位置 E_c , E_v は、 $E_{cA} > E_{cB}$, $E_{vA} < E_{vB}$ とする.

このようなヘテロ接合面に変調ドーブを用いて閉じ込めポテンシャルを形成し、2DEG を形成したものが単一ヘテロ接合 2 次元電子系である. まず、伝導帯に絞って考える. 上記 A-B ヘテロ接合では、バンドギャップの大きな A 物質にのみドナー不純物をドーブする. ドナーから出た電子は E_{cB} の方がエネルギーが低いため B 物質の方に流れ込むが、ドナーがイオン化した結果 A 物質側に正電荷が蓄積して界面に垂直な電場が生じ、これが B 物質中の電子に対して界面方向へ引き戻すポテンシャルを形成する. ヘテロ接合障壁ポテンシャルとこのドナーからの引き戻しポテンシャルによって接合面に逆三角形に類似の閉じ込めポテンシャルが形成され、2DEG が生じる.

以上の説明からわかるように、2DEG が生じる条件では、 $E_{vA} < E_{vB}$ のヘテロ接合では界面に 2 次元正孔が形成されることはない. ただし、価電子帯においては、後述するように特に接合面において伝導帯とは逆向きの強い電場が生じており、スピン軌道相互作用を考える上ではこれが重要となる.

z 軸を図のように表面、ヘテロ接合面に垂直にとろう. 硬いバンド近似では接合面で伝導帯に不連続 ΔE_c が生じ、電荷が再配置する. 半導体の組み合わせとして混晶 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ と GaAs の組み合

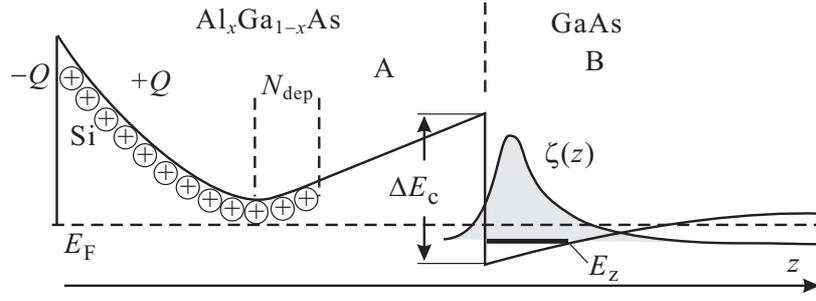


図 A.1: 変調ドーピングによるヘテロ接合 2 次元電子系の生成スキーム例. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ の場合について例示している.

わせを使用すると, この ΔE_c の階段関数 $V_h(z)$ 前節の近似内では包絡関数を波動関数そのものと考え, 更に電子間相互作用を Hartree 近似で扱えば, イオン化ドナー, バンド不連続, 2DEG 自身が作る静電ポテンシャルそのものが 2DEG の量子化準位を作る形の自己無撞着な Poisson-Schrödinger 方程式を解くことで面垂直方向波動関数 (包絡関数) が得られる.

接合面に垂直な内部方向に z 軸を取る. 図 A.1 で表面の Schottky 障壁により空乏化領域が生じる. 第 9 回 4.1 節で見たように, 表面に金属があるとここに堆積した電荷を $-Q$ とすると, Schottky 障壁による電場は, 空乏領域のイオン化ドナー (図では Si) 電荷 $+Q$ によって補償され, 内部には入らない. 残りのイオン化ドナーすべて (すなわち, z 方向に積分したもの) の接合単位面積あたりの密度を N_{dep} とすると, これによって生じる静電ポテンシャルは, ドープ領域より内部では $V_D(z) = (4\pi e^2/\epsilon\epsilon_0)N_{\text{dep}}z$ である. ドープ領域とヘテロ接合面との間には通常 **スペーサー** と呼ばれる非ドープ領域が設けられる. これによって 2 次元電子とイオン化不純物中心が空間的に分離されるため, 2 次元電子は極めて高い移動度を持つ. ただし, 図からわかるように, スペーサーを厚くするとバンドが持ち上がりすぎて 2 次元電子ができなくなってしまう.

2DEG 波動関数を前節でやったように $\Psi(\mathbf{r}) = \psi(x, y)\zeta(z)$ と変数分離形に書いておく. $\zeta(z)$ が包絡関数である. 2DEG 面密度を n_{2d} と書くと, これは, $\zeta(z)$ が z 方向の運動エネルギーとして持つ離散準位エネルギー E_z の関数である. 位置 z' の電荷面密度は $-en_{2d}|\zeta(z')|^2$ で, このシート電荷が作る電場は, Gauss の定理より $-(4\pi e^2/\epsilon\epsilon_0)n_{2d}|\zeta(z')|^2|z - z'|$ と書くことができる. これが, 平均場近似の Hartree ポテンシャルを作ると考える.

$$V_{2d}(z) = -\frac{4\pi e^2}{\epsilon\epsilon_0}n_{2d}(E_z) \int_{-\xi}^{\infty} |\zeta(z')|^2 |z - z'| dz'.$$

ξ は, $\zeta(z)$ の AlGaAs 側への沁み出し距離より十分長く取る. 接合面で不連続 ΔE_c を持つ階段ポテンシャルを $V_h(z)$ とすると, 2DEG が感じるポテンシャルは

$$V(z) = V_h(z) + \frac{4\pi e^2}{\epsilon\epsilon_0} \left[N_{\text{dep}}z - n_{2d}(E_z) \int_{-\xi}^{\infty} |z - z'| |\zeta(z')|^2 dz' \right] \quad (\text{A.2})$$

となる. これと, $\zeta(z)$ に関する Schrödinger 方程式

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*(z)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right] \zeta(z) = E_z \zeta(z) \quad (\text{A.3})$$

を自己整合的に解くことで $\zeta(z)$ を得ることができる. ただし, 有効質量 m^* は 2 つの半導体で変化し, 境界条件として

$$\zeta(0)^{(A)} = \zeta(0)^{(B)}, \quad \left. \frac{1}{m_A^*} \frac{d\zeta^{(A)}}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{1}{m_B^*} \frac{d\zeta^{(B)}}{dz} \right|_{z=0} \quad (\text{A.4})$$

を課す. 式 (A.2) から式 (A.4) までを整合させて解く形式が Poisson-Schrödinger 形式である. これは Hartree 近似であり, では電子相関 Fock の効果はどうか, ということであるが, $\zeta(z)$ や E_z を議論する限りではそれ程大きな影響を与えないことがわかっている.

A.3 スピン軌道相互作用と III-V 族半導体のバンド構造

スピン軌道相互作用は, ディラック方程式

$$(c\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta m_0 c^2 + V)\psi = E\psi \quad (\text{A.5})$$

から導かれる. ただし, ψ は 4 成分スピノルであり,

$$\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} I_{2 \times 2} & 0 \\ 0 & -I_{2 \times 2} \end{pmatrix}.$$

また, m_0 は真空中電子静止質量, $\boldsymbol{\sigma}$ はパウリ行列である. 通常は, これに非相対論的近似 ($(v/c)^2$ のオーダーまで取る) を施し, パウリ方程式

$$\left[\frac{p^2}{2m_0} + V + \frac{e\hbar}{2m_0} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} - \frac{e\hbar \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} \times \boldsymbol{\mathcal{E}}}{4m_0^2 c^2} - \frac{e\hbar^2}{8m_0^2 c^2} \nabla \cdot \boldsymbol{\mathcal{E}} - \frac{p^4}{8m_0^3 c^2} - \frac{e\hbar p^2}{4m_0^3 c^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} - \frac{(e\hbar B)^2}{8m_0^3 c^2} \right] \psi_a = E\psi_a$$

を得る. スピン軌道相互作用は第 3 項として現れており, ポテンシャル V 中では $-e\boldsymbol{\mathcal{E}} = -\nabla V$ より,

$$H_{\text{so}} = -\frac{\hbar}{4m_0^2 c^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} \times \nabla V) \quad (\text{A.6})$$

という形になる.

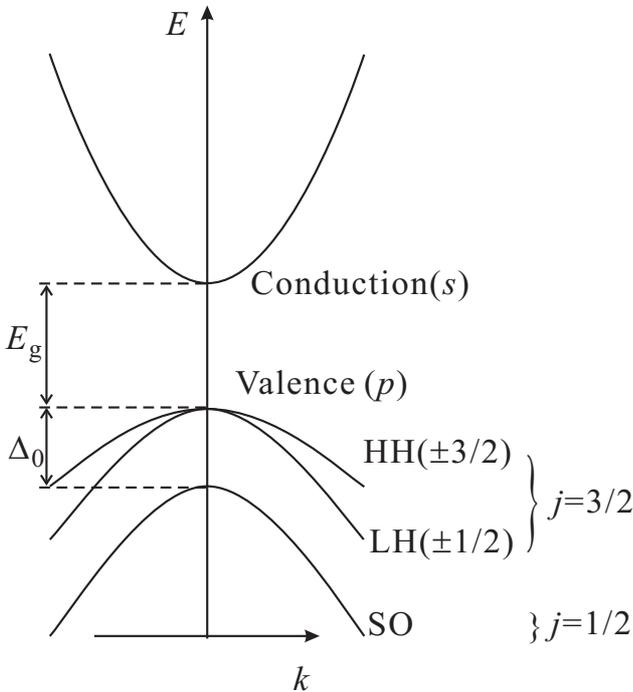


図 A.2: III-V 族半導体 Γ 点付近のバンド構造模式図.

GaAs, InAs のような閃亜鉛鉱型 III-V 族半導体の Γ 点付近のバンド構造は, 図 A.2 のようになっている. 価電子帯の頂上付近, 及び価電子帯の底付近の波動関数は, 主にそれぞれ構成原子の p 原子軌道, s 原子軌道から形成されている. 従って, 特に価電子帯頂上では p 軌道由来のスピン軌道相互作用が強く働く. 原子軌道のスピン軌道相互作用は, 式 (A.6) で V に中心電荷 Ze のクーロンポテンシャルを用いることで, 次の形になる.

$$H_{\text{so}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Ze^2}{2m_0^2 r^3} (\hbar \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}). \quad (\text{A.7})$$

\mathbf{l} が軌道角運動量演算子, \mathbf{s} がスピン演算子である.

p 軌道は, H_{so} がない場合は 6 重縮退しているが, 式 (A.7) の H_{so} は, \mathbf{l}^2 , \mathbf{s}^2 とは交換するが, l_z , s_z とは交換しないため, 縮退が解け, 準位分裂を生じる (微細構造分裂). 全角運動量 $\mathbf{j} \equiv \mathbf{l} + \mathbf{s}$ に対し

$$\mathbf{l} \cdot \mathbf{s} = \frac{1}{2} [(\mathbf{l} + \mathbf{s})^2 - \mathbf{l}^2 - \mathbf{s}^2] = \frac{1}{2} [j^2 - l^2 - s^2]$$

であるから、 H_{so} は \mathbf{j} , j_z と可換であり、 \mathbf{j} が電子状態の良い量子数になる。従って、方向量子化により $j = 3/2$, $j = 1/2$ の2つに分裂する。図 A.2 のバンド構造で Γ 点 ($k = 0$) で価電子帯が2つに分裂しているのはこれを反映している。この、スピン軌道相互作用によって分裂した $j = 1/2$ のバンドを、スピン-スプリットオブバンド、と呼び、スプリットの大きさを記号 Δ_0 などで表すことが多い。また、有限な波数では、 $j = 3/2$ のバンドも $j_z = \pm 3/2$ と $j_z = \pm 1/2$ の2つに分裂し、有効質量が大きな前者を重い正孔 (heavy hole, HH), 後者を軽い正孔 (light hole, LH) と呼ぶ。

一方、伝導帯は主に s 軌道でできており原子核周りの角運動量がないので、一般に価電子帯より SOI は小さく、主に p 軌道の混じりによる高次の効果が現れる。これは、 $k \cdot p$ などの摂動理論により

$$H_{\text{so}} = \frac{P^2}{3} \left[\frac{1}{E_g^2} - \frac{1}{(E_g + \Delta_0)^2} \right] \frac{1}{\hbar} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} \times \nabla V) \quad (\text{A.8})$$

のように表される。 P は伝導帯、価電子帯の混じりを表す行列要素、 Δ_0 は上述のスピン軌道分裂、 E_g はバンドギャップである (図 A.2)。この表式から、傾向としてはバンドギャップの小さな半導体ほどスピン軌道相互作用が強く現れることがわかる。

A.4 量子閉じ込め構造とスピン軌道相互作用

ディラック方程式 (A.5), あるいは、スピン軌道ハミルトニアンを見ればわかるように、スピン軌道相互作用そのものは、時間反転対称性を破らない。しかし、 \mathbf{p} と \mathbf{s} の1次の項であることから、結晶が空間反転操作に対して何らかの非対称性を持っている場合、スピンに依存してバンド構造が変化する。この非対称性がバルク結晶の非対称性 (bulk inversion asymmetry, BIA) に起因する代表的な SOI として、ドレッセルハウス (Dresselhaus) 相互作用、ヘテロ接合のようなバルク以外の試料構造による非対称性 (structure inversion asymmetry, SIA) に起因する代表的 SOI として、ラシュバ (Rashba) 相互作用が挙げられる。

ドレッセルハウス相互作用は、III-V 族半導体のように反転対称性がない結晶では、BIA による最低次の SOI であり、 k の3次でスピン依存バンド構造に影響する。閃亜鉛鉱構造のような正方晶系では、その有効ハミルトニアンの形は

$$H_{\text{DSO}} = \frac{\gamma}{\hbar} [p_x(p_y^2 - p_z^2)\sigma_x + p_y(p_z^2 - p_x^2)\sigma_y + p_z(p_x^2 - p_y^2)\sigma_z] \quad (\text{A.9})$$

で与えられる。[001] 方向に成長軸を取って作製したヘテロ接合 2DEG では、これより、 z 方向について平均化して

$$H_{\text{DSO}} = \frac{\gamma}{\hbar} [p_x(p_y^2 - \langle p_z^2 \rangle)\sigma_x + p_y(\langle p_x^2 \rangle - p_x^2)\sigma_y] = \frac{\beta}{\hbar} (-p_x\sigma_x + p_y\sigma_y) + (p \text{ の 3 次の項}) \quad (\text{A.10})$$

となる。ドレッセルハウス SOI は本研究で使用する InGaAs 2次元量子井戸でも無視できない影響がある。ただし、取り扱いはやや面倒であり、結晶方位を決めれば定性的にはラシュバ相互作用と類似の作用をするため、ここでは顧には考えないことにする。

次に、ラシュバ型相互作用は、A.1 節で述べたヘテロ接合 2DEG のような、閉じ込め方向に反転対称性がない閉じ込めポテンシャルで閉じ込めた 2DEG に現れる SOI である。これは、 k の1次の項である有効ハミルトニアン

$$\mathcal{H}_{\text{RSO}} = \frac{\alpha}{\hbar} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} \times \hat{z}) = \frac{\alpha}{\hbar} (p_x\sigma_z - p_x\sigma_y) \quad (\text{A.11})$$

で表すことができ、これによって、2DEG の放物線的分散関係は、図 A.3(a) のようにスピン依存して k の動径方向にシフトする。分散関係を2次元の k_x - k_y 平面に対する放物面と考えると、式 (A.11)

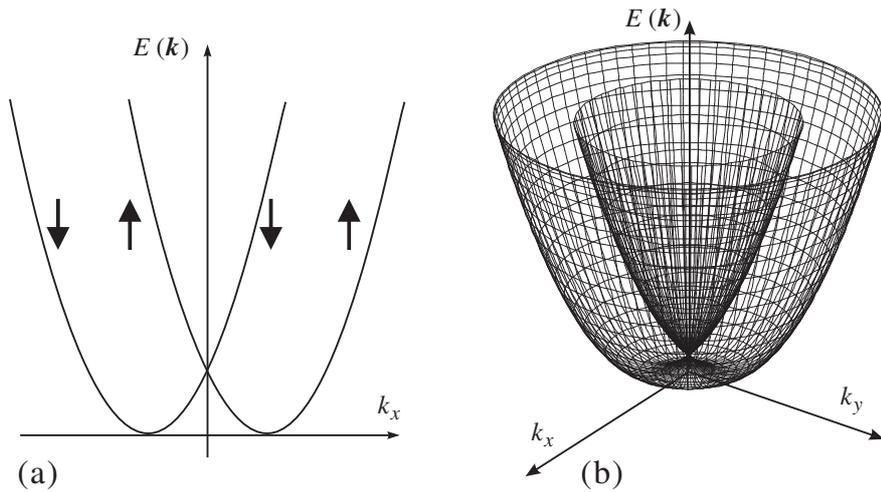


図 A.3: (a) ラッシュバ SOI のある系 (ラッシュバ模型) の分散関係の模式図. k_x について描いたもの. 矢印は電子スピンを表す. (b) (a) と同じ分散関係を k_x - k_y 面に対するワイヤフレーム表示で示したものの.

の影響によって放物面の底が k_x - k_y 面の原点を中心とした円環上を動くため, 図 A.3(b) のようになって, エネルギー一定面で切ると, 大きさの異なる同心円状のフェルミ円が2つできることになる.

ヘテロ接合 2DEG において, ラッシュバ型の SOI は, 波動関数が存在している部分にドナー原子による電場がかかっているため, 式 (A.8) によって現れることが容易に導けそうに思われるが, 実はヘテロ接合部分に強い逆方向電場がかかっており, 2DEG が感じる 2次元面に垂直な方向の電場の平均はゼロになってしまう. これは, 2DEG が三角井戸内に閉じ込められて重心が垂直方向に動いていかないことを考えると, エーレンフェストの定理により当然の結果である. ところが, 実際に InGaAs のような狭ギャップで原子番号の大きな構成元素を持つ物質のヘテロ接合 2DEG を作って, SdH 振動を測定してフェルミ円の大きさを測定すると, 2つのフェルミ円の存在による明らかなビートが観測された. 更に, このビートが表面からのゲート電圧に対して変化する様子も観測された. これらの実験結果においては, 一見すると最初に述べた単純な描像が成立しているように見える.

A.5 バリスティックな伝導体の伝導度

ここではメゾスコピック系における伝導度を求めるための Landauer 公式について説明する.

図 A.4(a) に示すように, 長さ L , 幅 W のバリスティックな伝導体が反射の無いコンタクトにつながれている系を考える. バリスティックな伝導体の幅 W は小さく, 図 A.4(b) のようにサブバンド (チャ

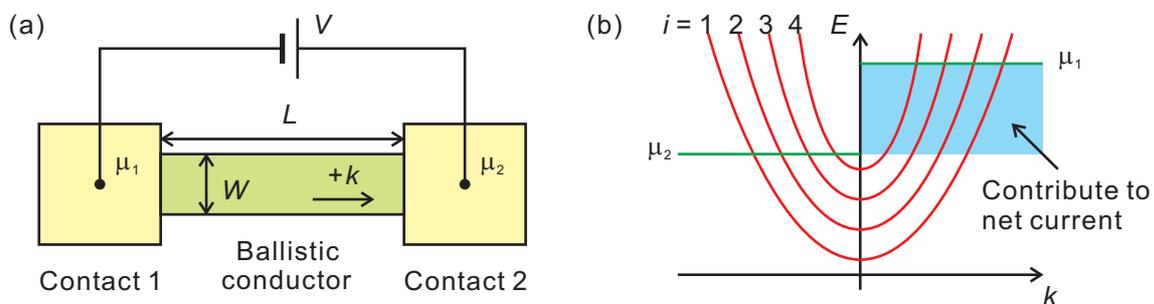


図 A.4: (a) 長さ L , 幅 W のバリスティックな伝導体が反射の無いコンタクトにつながれている系の模式図. (b) バリスティックな伝導体の中に形成されているサブバンドの模式図.

ネル) が形成されているものと仮定する. それぞれのチャネル i の分散関係を $E(i, k)$ とする. したがってエネルギー E におけるチャネルの数は,

$$M(E) = \sum_i \theta(E - E(i, k = 0)) \quad (\text{A.12})$$

と表される.

ここで各チャネルにおいて $+k$ 方向の状態による電流 I^+ を計算する. 電流は電子濃度 n_e , 電子の速度 v とすると $en_e v$ で表される. 今, ある k の状態による電子密度は $1/L$ であることより,

$$\begin{aligned} I^+ &= \frac{e}{L} \sum_k \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k} F^+(E) \\ &= \frac{2e}{h} \int_{\epsilon_c}^{\infty} F^+(E) dE \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

となる. ただし, $F^+(E)$ は $+k$ の状態の Fermi 分布関数, ϵ_c は伝導体のカットオフエネルギーであり, 2 段目での係数 2 はスピンの自由度より生じている. この結果を全チャネルについて足し合わせると,

$$I^+ = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} F^+(E) M(E) dE \quad (\text{A.14})$$

と書くことができる.

ここで図 A.4(a) の状況においては正味の電流 I は右へ行く電流から左へ行く電流を引いたもので,

$$\begin{aligned} I &= \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} F_1^+(E) M(E) dE - \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} F_2^-(E) M(E) dE \\ &= \frac{2e^2}{h} M \frac{\mu_1 - \mu_2}{e} \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

となり, 結局伝導度は,

$$G = \frac{2e^2}{h} M \quad (\text{A.16})$$

となる. ただしこの計算の過程で $\mu_2 < E < \mu_1$ の範囲では M は一定であると仮定した.

A.6 Landauer 公式

透過率 T の伝導体が, 前述のバリスティックな伝導体をリードとしてコンタクトに結合している系について, 伝導度 G を求める. リード 1 において伝導体へ流れる電流 I_1^+ は, 式 (A.15) より,

$$I_1^+ = \frac{2e}{h} M (\mu_1 - \mu_2) \quad (\text{A.17})$$

となる. 一方, 伝導体からリード 2 へ流れる電流 I_2^+ は I_1^+ に透過率 T をかければよく,

$$I_2^+ = \frac{2e}{h} M T (\mu_1 - \mu_2) \quad (\text{A.18})$$

となる. また, 伝導体からリード 1 へ反射される電流 I_1^- は,

$$I_1^- = \frac{2e}{h} M (1 - T) (\mu_1 - \mu_2) \quad (\text{A.19})$$

となる.

したがって正味の電流 I は,

$$I = I_1^+ - I_1^- = I_2^+ = \frac{2e}{h}MT(\mu_1 - \mu_2) \quad (\text{A.20})$$

となり, この結果伝導度 G は,

$$G = \frac{2e^2}{h}MT \quad (\text{A.21})$$

となる [37].

上記の議論では, 透過率 T は全てのチャンネルで同じとしたが, これをそれぞれのチャンネル i の透過率が T_i と異なっている場合に拡張すると,

$$G = \sum_{i=1}^M \frac{2e^2}{h}T_i \quad (\text{A.22})$$

となる.

A.7 量子ポイントコンタクト

上で導入したランダウアー公式による伝導度量子化を直接観測できる素子が, 量子ポイントコンタクト (quantum point contact, QPC) である. 1次元伝導体 (量子細線) に対する2端子ランダウアー公式成立の前提は, (1) 電流によって性質が変化しない, 電気化学ポテンシャルが定義できる熱浴・粒子溜めを電極とする, (2) 電気抵抗ゼロの「完全導体」電極を持つ, ことであった. 更に, 伝導度が量子化伝導度 G_q で量子化することが実験に現れるためには, 各チャンネルの透過率 T_i はほぼ1でなければならない, すなわち, 測定される量子細線の伝導は散乱のない, 弾道的な伝導である必要がある.

条件 (1) の意味は明瞭であるが, (2) は極めて重要であるにもかかわらず意味がわかりにくい. 「完全導体」であるから, 散乱のない細線とするならば「試料」部分の量子細線と特に区別がないが, そうではなく, むしろ, 壁面ポテンシャル散乱によって細線方向に進行するモードと横方向へ進もうとするモードとを結合させ, 「断熱的に」運動量を進行方向へと変化させる役割を担う部分である.

弾道の伝導の量子細線の伝導度公式 (A.16) には, 量子細線の長さは一切含まれておらず, 条件 (2) の「お膳立て」が完了し, 細線中を弾道的に伝導しさえすれば伝導度量子化を観測することができることになる. そこで, 細線部分の長さを非常に短く取った構造が QPC である. 2次元電子系にショットキーゲート電極法で作った QPC は, 従って, 滑らかな電子の導入部分 (完全電極) と短い細線部分からなる.

QPC を簡単にモデル化してみる. QPC の伝導方向を x , 垂直方向を y とする. 座標 x での y 方向閉じ込めポテンシャルを調和振動子ポテンシャル $U(y) = m^*\omega^2 y^2/2$ と考え, その幅を $W(x)$ とする. ここで幅 W とは, 図 A.5(a) のように, 底から一定の高さ U_0 に達するのに必要な幅として定義している. すると, $\omega = (\sqrt{8U_0/m^*})/W$ と, ω は W の逆数に比例して変化し, 調和振動子の量子化により量子化準位は $\hbar\omega(n+1/2)$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) であるから, x 方向の運動エネルギーを $E_k(x)$ とすると, 電子の全エネルギーは $E(k) + \hbar\sqrt{(8U_0/m^*)}/W$ である. これを量子化した座標表示のハミルトニアンは

$$\mathcal{H}_{\text{QPC}} = \frac{\hbar^2}{2m} \left[-\frac{d^2}{dx^2} + \sqrt{\frac{8U_0}{m^*}} \frac{\hbar}{W} \left(n + \frac{1}{2} \right) \right] = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dx^2} + V_{\text{eff}}^{(n)}(x) \quad (\text{A.23})$$

となる。図 A.5(b) 上に、閉じ込め形状を放物線としたポテンシャル形状を示した。この $W(x)$ を $ax^2 + W_0$ (W_0 は最も QPC 幅が狭まった所の幅) と表すと、 $n + 1$ 番目の量子化準位に対応する有効ポテンシャルは

$$V_{\text{eff}}^{(n)}(x) = \sqrt{\frac{8U_0}{m^*}} \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\hbar}{ax^2 + W_0} \quad (\text{A.24})$$

で与えられる。この様子を図 A.5(b) 下に示した。

このポテンシャル形状と n および W_0 への依存性から、ゲート電圧によって W_0 が変化することでポテンシャル最高部の高さが変化する。フェルミ準位が一定とするとフェルミ準位の電子が越えて行けるポテンシャルの数は、 W_0 が小さくなるにつれて減少し、ゼロになると伝導がなくなる (ピンチオフ)。ポテンシャルを古典的に越えて伝導する状態とピンチオフ状態との間に、有効ポテンシャルを量子トンネルで抜けるトンネル伝導の領域が現れる。これは、QPC を用いて量子ドットを構成する際に利用される。越えられるポテンシャル数が増える度に伝導度は G_q を単位に階段的に変化する。また、ポテンシャルの底を基準に取り、 x 方向に通過する電子を考えると、電子が $x = 0$ に近づくにつれてフェルミ準位は下がり、 $x = 0$ で最低点を取ってまた上がっていくことになる。

A.8 量子ドットの電気伝導

量子ドットは、量子細線中の電子を更に長手方向に閉じ込め、ゼロ次元系としたものである。閉じ込めの方法は様々である。本研究では、量子ドットの電気伝導には非常に多くの情報が現れるが、まず伝導度に対して支配的に現れる現象は、主に量子ドット内のクーロン反発による単電子帯電効果と、量子閉じ込めによる運動エネルギー準位離散化の効果である。

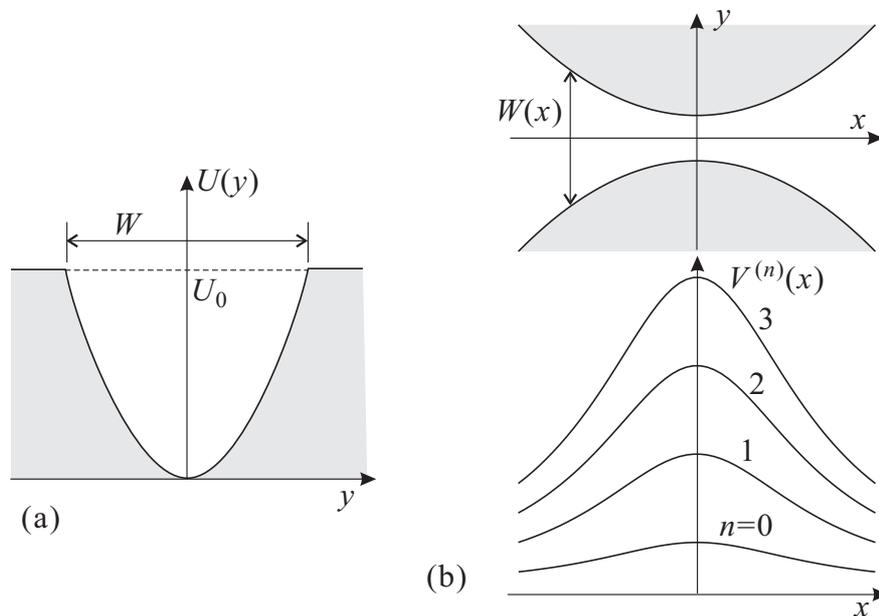


図 A.5: QPC の簡単なモデル。(a) y 方向の調和振動子型閉じ込めポテンシャル。(b) y 方向の運動エネルギー量子化に伴い生じた x 方向の有効ポテンシャル。上: y 方向閉じ込めポテンシャル形状モデル。放物線とした。下: 上の形状に合わせた (a) のようなポテンシャルの変化によって生じた y 方向量子化準位の変化による x 方向有効ポテンシャル。

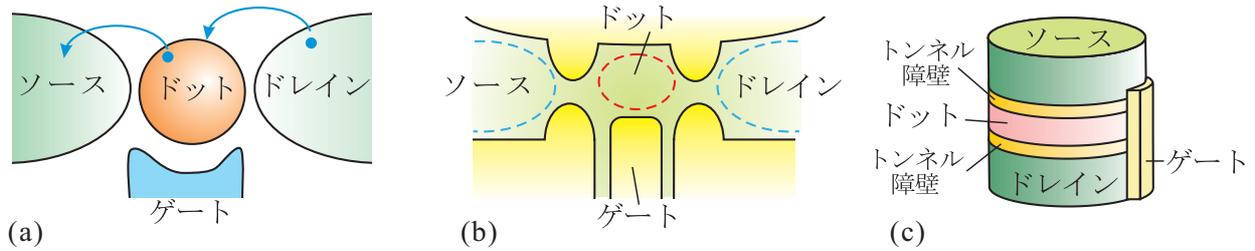


図 A.6: (a) 電気伝導を調べるための代表的な量子ドット構成の模式図. 量子ドットを挟んで, 伝導を調べるための2つの電極, ソース, ドレインがトンネル障壁を介して接続され, やや離れてドットの電位を制御するゲート電極が配置されている. (b) 「横型」量子ドットの模式図. 2次元電子系と微細加工ショットキ金属ゲートを使う. (c) 「縦型」量子ドットの模式図. 2つの障壁層で量子ドットになる層を挟んだ構造を作り, その外側のドーパ層でソース, ドレインを形成する. 微細加工によりピラー状に切り出し, 周囲に円筒状の金属ゲートを形成する.

A.8.1 単電子帯電効果

単電子帯電効果を扱うための最も簡単なモデルは, ドット内の任意の2電子間に働くクーロン反発が一定の静電エネルギー上昇をもたらす, という一定相互作用モデルである. この電子1対あたりのエネルギー上昇を U , ドット内の全電子数を N とすると, クーロン相互作用による全エネルギー上昇は

$$E_{CB} =_N C_2 U = \frac{N(N-1)}{2} U \quad (\text{A.25})$$

であるから, $N \rightarrow N+1$ に伴うエネルギー増加は, NU である. すなわち, N が増加する度に, 次の電子を付け加えるために必要なエネルギーは $(N+1)U - NU = U$ だけ増加する. これは, 他の運動エネルギー準位変化等を見捨てると, ドットの電気化学ポテンシャルが電子数に対して等間隔 U で並んでいることを意味する (図 A.7(a)).

図 A.6 に示した量子ドット構造では, いずれもドットにゲート電極 (プランジヤ電極) が用意されており, ドット全体の電位を変化させることができる. ドットの左右電極 (ソース, ドレイン) に電位差がない時, 電気伝導は, ゲート電圧 V_g の調整により, ドットの離散的な化学ポテンシャルがソース・ドレイン電極の化学ポテンシャル E_F に一致した時のみ可能である (図 A.7(b)). 従って, ゲート電圧を掃引すると, 図 A.7(c) のように, 離散的に伝導度ピークが現れる. これをクーロン振動と呼ぶ.

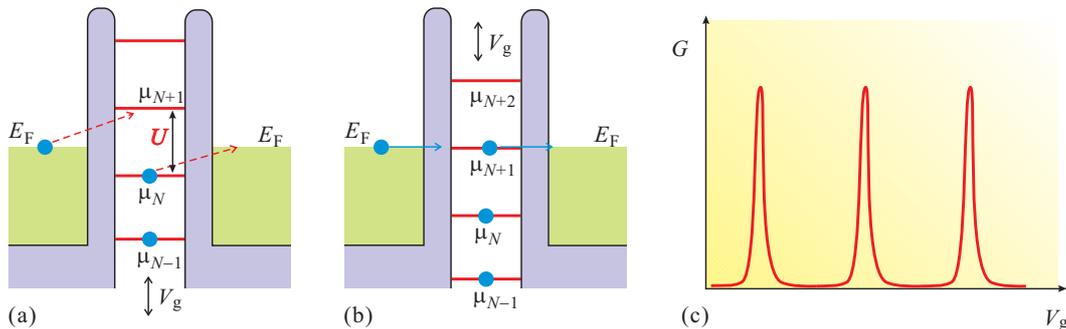


図 A.7: (a) 一定相互作用モデルを使って電気伝導を考える際の簡単な模式図. ドットの化学ポテンシャルは相互作用の大きさ U で等間隔に並ぶ. ソース・ドレインのフェルミ準位 E_F とこの等間隔ポテンシャルが一致していない時は, 電子のトンネルに伴って有限なエネルギーが必要となり, トンネルは禁止される (クーロンブロッケード). (b) ゲート電圧 V_g によって離散的化学ポテンシャルがシフトし, そのどれかと E_F が一致するとトンネル, 従って電気伝導が可能になる. (c) (a), (b) の過程が繰り返される結果, V_g に対して量子ドット伝導度 G は等間隔の鋭いピークの連なりとなる (クーロン振動).

クーロン振動の伝導度ピーク(クーロンピーク)の間の部分, クーロン谷, では, 単電子帯電効果により 1 次のオーダーの電気伝導は禁止される. これをクーロンブロックードと呼ぶ. ソース・ドレイン電圧を有限に加えると, 左右の E_F が分かれ, $E_F^{(l)}$ と $E_F^{(r)}$ との間にドットの離散化学ポテンシャルが入ってくる状態でクーロンブロックードが破れて電流が流れる. この状態が実現するには, ゼロバイアス時にクーロンピークを示していたゲート電圧からのずれを左右の E_F の差, すなわちソース・ドレイン電圧 V_{sd} で補償する形になるから, クーロンブロックードが破れて電流が流れ始めるしきい値電圧 V_{sd}^{th} はピーク位置からのゲート電圧のずれ ΔV_g に比例する. 従って, クーロンブロックード領域は, $V_g - V_{sd}$ 平面では, V_g 軸上で(運動エネルギー等の効果を見無視した場合)等間隔に並ぶクーロンピークから左右に扇形状に広がっている. この扇形が重なった領域が伝導が禁止される領域で, 図 A.8 のようにひし形をしていることからクーロンダイヤモンド (Coulomb diamond) と呼ばれる. ここではドット内電子数が固定され, ゲート電圧が正側にシフトするに従い, 電子数は 1 個ずつ増加する.

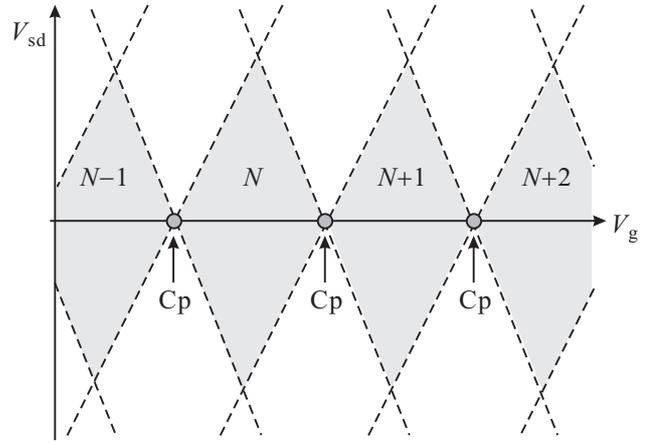


図 A.8: 量子ドット伝導のクーロンダイヤモンド構造の模式図. Cp と書いた濃いグレーの丸で示したのが, クーロンピーク位置.

A.8.2 運動エネルギー離散化効果

次に, 量子閉じ込めにより運動エネルギー準位が離散化する効果を考える. N 番目の電子を収容する一電子軌道のエネルギーを ϵ_N とすると, 式 (A.25) のエネルギーから生じる化学ポテンシャル増加分 NU を加えて, N 番目の電子の化学ポテンシャルは $\mu_N = \epsilon_N + NU$ である. 従って, N が 1 だけ変化する時の化学ポテンシャル変化は,

$$\mu_{N+1} - \mu_N = U + (\epsilon_{N+1} - \epsilon_N) = U + \Delta\epsilon_N \quad (\text{A.26})$$

となる. これは, ϵ_N と ϵ_{N+1} とが縮退していればクーロンピーク間隔はクーロンエネルギーのみを反映し, そうでない時は, 量子閉じ込め軌道エネルギーの差をこれに加えたものを反映する. 従って, 一定相互作用モデルに立つと, クーロンピーク間隔を測定し, 最も狭いものから U , それ以外から閉じ込め軌道エネルギーの変化分を知ることができる.

A.8.3 スピンブロックード

A.8.1 節で述べたクーロンブロックードに対し, これとパウリ排他律との組み合わせによるトンネル効果の禁止現象をスピンプロックードと呼ぶ.

空間対称性を特に持たない量子ドット閉じ込めポテンシャル中の一電子エネルギー準位は, 偶然縮退を除いて縮退が解けている. これに電子を詰めていくことを考え, クーロン反発と電子相関による占有順序の逆転効果などが生じないとすると, エネルギー準位の低い軌道から順にスピン縮退電子対を詰めた状態が基底状態である. ドット内全電子数が偶数であれば占有最高準位はスピン一重項で, 全スピンは 0 となるが, 奇数であれば最高準位を不対電子が占有するため全スピン 1/2 が残る. このように電子数の偶奇 (パリティ) で電子スピンの生成消滅する. この最も簡単なモデルを離れても, 奇

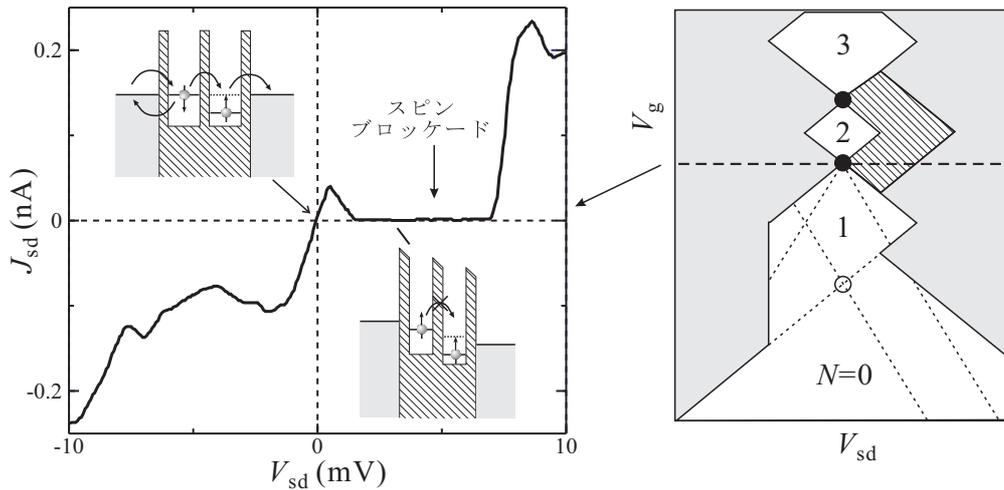


図 A.9: (a) 半導体 (AlGaAs/InGaAs) 縦型 2 重量子ドットで、電子数 $N=1$ と 2 の間のクーロンピーク付近で生じたスピン・ブロックード電流電圧特性. 挿入図は電子の出入りに関する 2 量子ドットの化学ポテンシャルダイアグラム. 右図 (b) で破線部分に相当するデータ. データは文献 [25] より. (b) 2 量子ドットのクーロンダイヤモンドダイアグラム模式図. 横軸にソース・ドレイン電圧, 縦軸にゲート電圧を取り, 伝導度を白黒濃淡で示した. 2 ドット直列構造のため $N=0, 1$ 境界での 1 次クーロンピークは生じない (同時トンネルのみ). スピン・ブロックードは斜線部分.

数電子の場合にはどのような電子配置でも必ず $1/2$ 以上のスピンの残るが, 偶数の場合は電子相関の効果などによってスピンが生じる可能性があり, 必ず消滅するわけではない.

スピンプロックードの典型例は有限バイアス下の 2 重量子ドット系において見られる. 図 A.9(a) 挿入図がその化学ポテンシャルダイアグラムで, 左右ドット共に最上位エネルギー準位は上向きスピン電子で占有されており, エネルギー収支のみ考えれば左ドット \rightarrow 右ドットのトンネルが可能であるが右ドットの最上空準位はすでに上向きスピン電子が占有しておりパウリ排他律により下向き電子しか収容できない. 有限バイアスのため, 左右のドットを占有した上向きスピン電子が電極の下向きスピン電子と入れ換わる過程も禁止される. 以上より一旦図 A.9(a) のようなスピン配置になると以降のトンネルはドット内のスピンの何らかの反転現象を生じるまで続く. これがスピンプロックードである.

A.8.4 近藤効果

近藤効果は, 低温での孤立スピン散乱に関して発見されたが, 縮退した 2 準位系 (qubit), あるいは更に多縮退度の縮退系が多フェルミ自由度系と相互作用している場合に生じる一般的効果である [38]. 通常のメゾスコピック伝導体では, 低エネルギー極限では, 励起が不可能になることで自由度がすべて凍結され, 伝導特性は単一 S 行列で記述できる. 縮退系の場合はエネルギーを下げてもこの自由度が凍結されない. 伝導電子はエネルギーを失うことなく局在スピン (qubit) 状態を変化させ, qubit の自由度が失われることもない. この不安定性が近藤効果の駆動力である.

近藤効果の摂動計算の詳細は他書に譲り [38], ここではメゾスコピック伝導体にやや特化したモデルについて, 大まかな議論を展開しておこう [39]. 電極電子の伝導チャネルを i, j で指数付けする. また, qubit の 2 つの縮退状態を $|\alpha\rangle, |\beta\rangle$ と書く. i チャネルにいた電子がドットで j チャネルに散乱され, ドット状態が $\alpha \rightarrow \beta$ と変化することに対応する複素透過係数を考え, これを $it(j, \beta; i, \alpha)$ と書

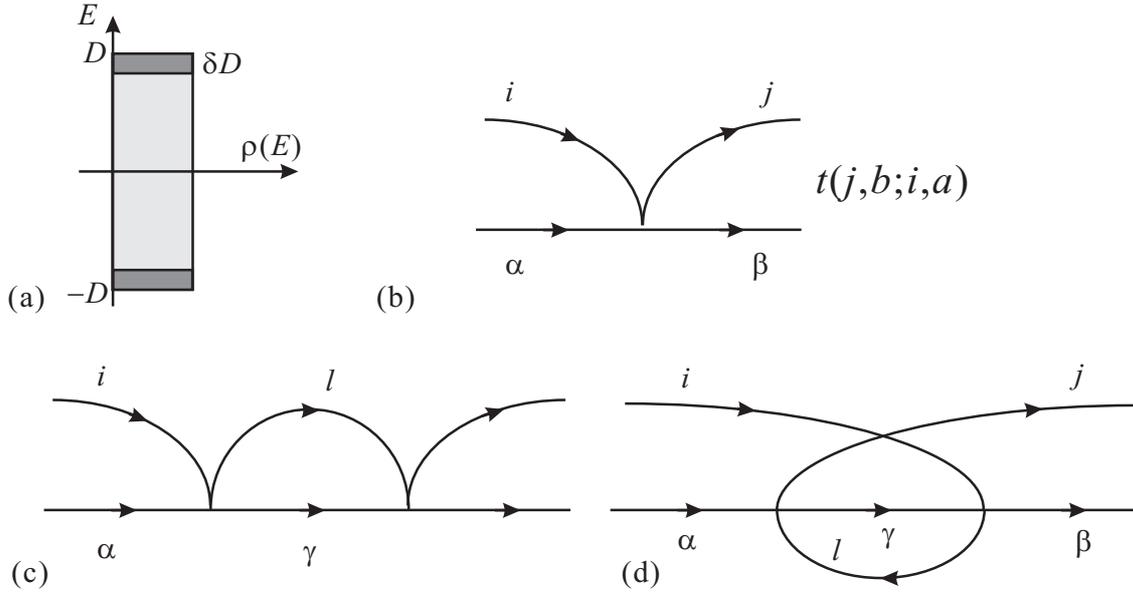


図 A.10: (a) プアマンズスケーリングの概念図. (b) $t(j, b; i, a)$ が表す透過 (散乱) 過程をダイアグラムで表したもの. (c) 仮想電子状態を中間チャンネルとする 2 次の散乱過程. (d) 同じく正孔状態 (時間を逆行するライン) を中間チャンネルとする過程.

く. 以上から, 次のハミルトニアンが得られる.

$$\mathcal{H} = \underbrace{\mathcal{H}_q}_{\text{qubit}} + \underbrace{\sum_{k\sigma} \epsilon_k c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma}}_{\text{電極電子}} - \underbrace{\sum_{k,k'} \sum_{i,j,\alpha,\beta} \frac{\hbar}{\sqrt{V} v_{F_i} v_{F_j}} t(j, \beta; i, \alpha) |\beta\rangle \langle \alpha| c_{kb}^\dagger c_{k'a}}_{\text{(qubit 散乱部分)}}. \quad (\text{A.27})$$

近藤効果は, 2 次以上の遷移 (量子ドット伝導では同時トンネル) の寄与が異常を生じる過程である. これに対していわゆるプアマンズスケーリング (poor man's scaling) を行ってみる. 一般に系に存在する励起の高エネルギーカットオフ E_{cut} を単位として無次元化したエネルギー領域 $[-D, D]$ のフラットな状態密度のバンドを仮定し, D を微小量 δD だけ縮めた時, 低エネルギー現象を不変に保つために透過率 t がどのように変化するか調べる.

2 次の過程を考えると, 図 A.10 のように, 中間状態として電子のチャンネルを使うものと, 正孔のチャンネルを使うものが考えられる. 中間チャンネルを l , ドットの間状態を γ で指数付けすると, $\eta \equiv -\ln D$ として

$$\frac{dt(j, \beta; i, \alpha)}{d\eta} = \frac{1}{2\pi} \sum_{l,\gamma} (t(j, \beta; l, \gamma) t(l, \gamma; i, \alpha) - t(l, \beta; i, \gamma) t(j, \gamma; l, \alpha)) \quad (\text{A.28})$$

というスケーリング方程式が得られる. ここで 2 項目の正孔を経由する過程の寄与に負号がついているのは電子の生成消滅演算子の反交換関係によるものである. $t(j, \beta; i, \alpha)$ を状態 (i, α) を 1 つのインデックスとする行列 \mathbf{t} と扱う. これを $\{t(j, \beta; i, \alpha)\}$ と書き, 「チャンネルに関する転置行列」 $\bar{\mathbf{t}}$ を

$$\{\bar{\mathbf{t}}(j, \beta; i, \alpha)\} = \{t(i, \beta; j, \alpha)\} \quad (\text{A.29})$$

を定義すると, 式 (A.28) は

$$\frac{d\mathbf{t}}{d\eta} = \frac{1}{2\pi} (\mathbf{t}^2 - \bar{\mathbf{t}}^2) \quad (\text{A.30})$$

と表すことができる.

近藤効果は、最初に述べた低温での不安定性が駆動力となり伝導電子 (外部フェルミオン) 自由度の局在自由度 (qubit) による散乱確率が増大し、多数フェルミオン自由度の最大エンタングル状態が生じる現象である。そこで、そのような最大エンタングル状態 $\Psi_{i\alpha}$ を考えると、 i と α の 1 対 1 対応状態であるから

$$\sum_{\alpha} \Psi_{i\alpha}^* \Psi_{j\alpha} = \frac{\delta_{ij}}{N_{\text{ch}}}, \quad \sum_i \Psi_{i\alpha}^* \Psi_{i\beta} = \frac{\delta_{\alpha\beta}}{2} \quad (\text{A.31})$$

である。従って、演算子

$$\hat{t} = Kt \left(|\Psi\rangle\langle\Psi| - \frac{1}{2N_{\text{ch}}} \hat{I} \right), \quad K = \left(1 - \frac{1}{2N_{\text{ch}}} \right) \quad (\text{A.32})$$

を作ると、 $|\Psi\rangle$ は固有値 t を持つ \hat{t} の固有関数で、 $\text{Tr}(\hat{t}) = 0$ である。この \hat{t} を式 (A.27) 中の qubit 散乱部分の $\{t(j, \beta; i, \alpha)\}$ として採用してみる。これをスケーリング則式 (A.30) に入れて Ψ が最大エンタングル状態であることを勘案して計算すると、式 (A.30) の右辺全体が Ψ を固有ベクトルに持つ行列になる。これより

$$\frac{dt}{d\eta} = \frac{K}{2\pi} t^2 \quad (\text{A.33})$$

が得られる。

式 (A.33) より、 $t > 0$ に対して $t \rightarrow \infty$ 、すなわち、バンド幅を狭めるに従い、透過行列が無限大に発散するという結果が得られる。むしろこのスケーリングは t が小さいという前提条件で成立するので、発散する所までは使えないが、温度が低くなるほど透過 (結合) が大きくなるという漸近的強結合の性質を示すものである。式 (A.33) の解は η_{K} を定数として $t(\eta) = (2\pi/K)(\eta_{\text{K}} - \eta)^{-1}$ となり、 $\eta = \eta_{\text{K}}$ で発散が生じる。発散自身はスケーリングの取り扱いの破綻を示すだけであるが、 $\eta_{\text{K}} = 2\pi/Kt_0$ ($t_0 \equiv t(\eta = 0)$) は強結合領域 ($t \sim 1$) を与える特徴的エネルギーの指標となる。

η の定義より、 η_{K} に相当する近藤効果の特徴づけるパラメーターである**近藤温度** T_{K} は

$$k_{\text{B}}T_{\text{K}} = E_{\text{cut}} \exp(-2\pi/Kt_0) \quad (\text{A.34})$$

で与えられる。透過率 t のエネルギー依存性は

$$t(E) = \frac{2\pi}{K} \frac{1}{\ln(E/k_{\text{B}}T_{\text{K}})} \quad E \gg k_{\text{B}}T_{\text{K}} \quad (\text{A.35})$$

と不明数 E_{cut} が現れない形になる。

式 (A.28) のスケーリング側は、量子ビットと電子系 (フェルミ粒子系) との相互作用系について導いたものであり、2 次のプロセス (同時トンネル) による透過率の異常増大は $\eta \rightarrow \infty$ すなわち温度を T_{K} より十分下げて有効バンド幅 D が小さくなったときに得られる。すなわちこの現象は、フェルミ面由来の現象である。また、式 (A.33) の導出からわかるように、量子ビットの自由度が周辺自由度と最大エンタングルすることで生じる現象である。式 (A.33) のスケール則は透過行列として式 (A.32) の形を前提としている。一般の場合に相互作用が同形になる保証はないが、式 (A.32) はスケール則が式 (A.33) の簡単な形となるために選ばれたもので、一般の透過行列についても、むしろ特別な形を考えなければ透過行列中の式 (A.32) に相当する部分が漸近的強結合のスケーリングを生じて支配的になる。

量子ドットにおいては、以上の議論からわかるように、近藤効果が生じると同時トンネル過程によって透過行列が異常増大する。 $T \rightarrow 0$ の近藤効果の理論によれば透過率は 1 (ユニタリティ極限) まで、すなわち、伝導度が $2e^2/h$ まで増大する。同時トンネルはクーロンブロッケード現象ではトンネルが禁止されるクーロンの谷においても生じる現象であるから、近藤効果が生じる前提であるエネルギー準位の縮退があれば、近藤効果がなければ温度低下とともに伝導度が低下するクーロンの谷にお

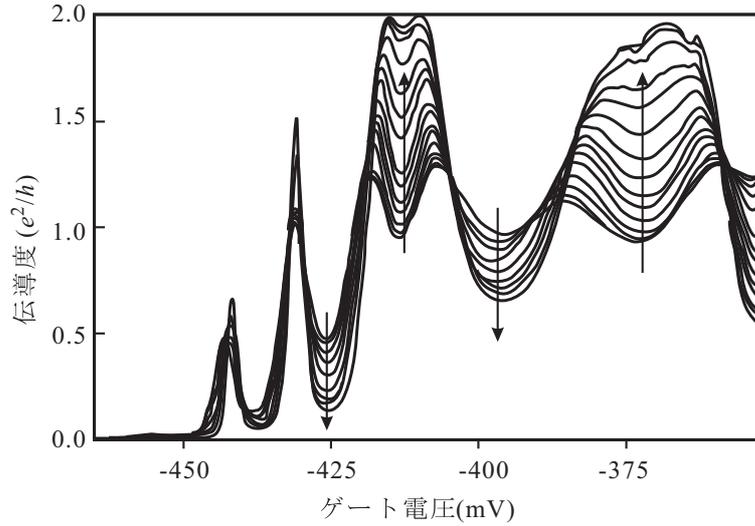


図 A.11: 比較的電極との結合が強い量子ドットに現れた近藤効果. クーロンの谷における伝導度が温度低下 (矢印で示した) と共に交互に増大と減少を示し, 増大した谷ではほぼ $2e^2/h$ に達している [40].

いて, 近藤効果が生じた場合は逆に伝導度が通常のクーロンピークにおいて期待される最高の伝導度である e^2/h の2倍まで増大するという劇的な現象が生じることになる [41].

エネルギー縮退としては, 最も普遍的に存在するものとして電子スピンによるクラマース縮退が考えられ, 前節でも考えた一電子の軌道準位が順にスタックする簡単なモデルでは, 電子数が奇数となるクーロンの谷で近藤効果発生の条件が満たされていることになる. 更に, 近藤効果が観測されるには, T_K が実験室で電子温度として到達し得る温度である数十 mK よりも高くなる必要があり, このためには電極とドットとの結合を高く設定する必要がある. 代表的な実験結果を図 A.11 に示した.

近藤状態での量子ドット伝導については, 式 (A.35) より T_K より十分高温側での伝導度の温度依存性が与えられるが, 低温域で確立している近似を合わせて

$$G(T) = \frac{2e^2}{h} \frac{4\Gamma_L\Gamma_R}{(\Gamma_L + \Gamma_R)^2} F(T/T_K) \quad (\text{A.36})$$

という表式が実験の解析に良く使用される. ここで,

$$F(x) \approx 1 - \pi^2 x^2 \quad (x \ll 1), \quad (3\pi^2/16)(\ln x)^{-2} (x \gg 1) \quad (\text{A.37})$$

で, 間の領域はこの2領域を適当に滑らかにつないで使用する. 代表的なものは,

$$G(T) = G_0 - G_1 \left(\frac{T_K'^2}{T^2 + T_K'^2} \right)^s, \quad T_K' \equiv \frac{T_K}{\sqrt{2^{1/s} - 1}} \quad (\text{A.38})$$

で, G_1 , s をフィッティングパラメーターに使用するが, s は SU(2) 近藤効果の理論では 0.22 程度になる [42]. また, トンネル遷移要素エネルギーを Γ として,

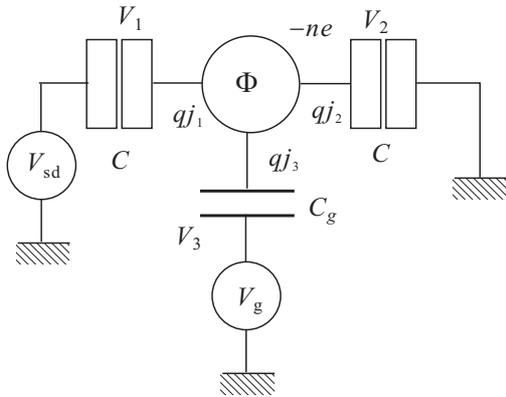
$$T_K = \frac{\sqrt{\Gamma U}}{2} \exp \left[\frac{\pi\epsilon(\epsilon + U)}{\Gamma U} \right] \quad (\text{A.39})$$

も良く使用される.

付録B スピン軌道ブロッケード

B.1 Source-Drain 電源が 1 個の場合のダイヤモンドについて

B.1.1 静電エネルギー



まずは、ソースドレイン電圧 V_{sd} 、ゲート電圧 V_g に対する、余剰電子数 n の状態の安定条件を調べておこう。左図のような「片持ち」のバイアスを加える単電子トランジスタを考える。それぞれのパラメーターは図のように置く。簡単のため、ソース、ドレインそれぞれの接合容量は同じで C とする。量子ドットの電位を Φ とし、まず、各接合の電荷 $qj_1 \cdots qj_3$ を Φ によって表すと

$$\begin{aligned} qj_1 &= C(\Phi - V_{sd}) \\ qj_2 &= C\Phi \\ qj_3 &= C_g(\Phi - V_g). \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

また、ドット上の余剰電荷（電気的中性に対して余分な電荷）を $-ne$ （余剰電子数 n ）とすると、

$$\begin{aligned} qj_1 + qj_2 + qj_3 &= -ne = C_\Sigma \Phi - CV_{sd} - C_g V_g \\ \therefore \Phi &= \frac{-ne = CV_{sd} + C_g V_g}{C_\Sigma} = \frac{1}{C_\Sigma} (-ne + CV_{sd} + C_g V_g) \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

であるから (C_Σ は全接合容量の和 $2C + C_g$)、各接合の電圧は

$$\begin{aligned} V_1 &= \Phi - V_{sd} = C_\Sigma^{-1} \{-ne + C_g V_g - (C + C_g)V_{sd}\} \\ V_2 &= \Phi = C_\Sigma^{-1} (-ne + C_g V_g + CV_{sd}) \\ V_3 &= \Phi - V_g = C_\Sigma^{-1} (-ne - 2CV_g + CV_{sd}) \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

となる。これより、系全体の帯電エネルギーは

$$\begin{aligned} U_n &= \frac{1}{2}(CV_1^2 + CV_2^2 + C_g V_g^2) \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{C_\Sigma} (C_g V_g - ne)^2 - \frac{2C(C + C_g)}{C_\Sigma^2} (C_g V_g - ne)V_{sd} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2C^2}{C_\Sigma^2} (C_g V_g - ne)V_{sd} + \frac{2C_g}{C_\Sigma^2} (C_g V_g - ne)(-C_\Sigma + CV_{sd}) + (\text{terms without } n) \right\} \\ &= \frac{1}{2C_\Sigma} \left\{ q_n^2 + \frac{2}{C_\Sigma} [(C^2 - C^2 - CC_g)V_{sd}q_n + C_g q_n(-C_\Sigma V_g + CV_{sd})] \right\} \quad (q_n \equiv C_g V_g - ne) \\ &= \frac{1}{2C_\Sigma} (q_n^2 - 2C_g V_g q_n) \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

と大変簡単な形になる．今， n の変化に対する帯電エネルギーの変化がわかれば良いので，途中で n に関係のない項を落とした． n が $n+1$ へ変化するのに応じた q_n ， q_n^2 の変化は

$$\begin{cases} q_{n+1} - q_n = -e \\ q_{n+1}^2 - q_n^2 = (2n+1)e^2 - 2C_g V_g e \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

であるから， U_n の変化は

$$U_{n+1} - U_n = \frac{1}{2C_\Sigma} \{(2n+1)e^2 - 2C_g V_g e + 2C_g V_g e\} = \frac{2n+1}{2C_\Sigma} e^2 \quad (\text{B.6})$$

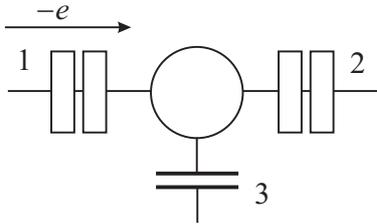
である．

電子のトンネルに際しては，外部の定電圧電源が瞬時に仕事をして各部の電位変化に対応する．電子数状態の安定性を議論するにはこれらの仕事を差し引き，「エンタルピー」としてエンタルピー変化により安定性を議論する．

B.1.2 Enthalpy 変化から安定性を計算

初期条件でドットの電子数が n である時，電子数が変化する 4 つのプロセスについてそれぞれ計算する．

接合 1 から電子がトンネルしてドットに入る (case 1i)



左図のように，接合 1 を介して電荷 $-e$ を持つ電子がドット内に入る過程を考える．まず，接地電位は電子を供給しても今のエネルギー原点の取り方から仕事はゼロ．その他，供給電荷に電源の電位をかけたものが仕事となる．ソース・ドレイン電源は，トンネルした電子分を補う電荷を供給していることに注意する．

$$w_1 = (-e - \Delta q_{j1}) V_{sd} = (-e - C \Delta \Phi) V_{sd} = \left(-e - \frac{C}{C_\Sigma} (-e) \right) V_{sd} = -\frac{e(C + C_g)}{C_\Sigma} V_{sd}$$

$$w_2 = 0$$

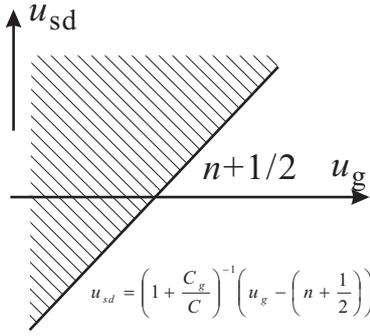
$$w_3 = -\Delta q_{j3} V_g = e \frac{C_g}{C_\Sigma} V_g$$

以上から， $n \rightarrow n+1$ の変化に伴うエンタルピー変化 ΔH_{1i} は

$$\begin{aligned} \Delta H_{1i} &= U_{n+1} - U_n - \sum_{i=1}^3 w_i = \frac{2n+1}{2C_\Sigma} + \frac{e}{C_\Sigma} (C + C_g) V_{sd} - e \frac{C_g}{C_\Sigma} V_g \\ &= 2E_c \left\{ \left(n + \frac{1}{2} \right) + \left(1 + \frac{C_g}{C} \right) u_{sd} - u_g \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

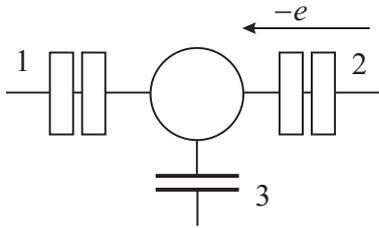
となる．ここで記号

$$E_c \equiv \frac{e^2}{2C_\Sigma}, \quad u_g \equiv \frac{C_g V_g}{e}, \quad u_{sd} \equiv \frac{C V_{sd}}{e} \quad (\text{B.8})$$

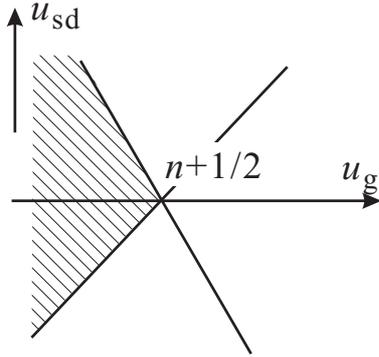


を導入した. $u_g - u_{sd}$ 平面で, $\Delta H_{1i} > 0$ となる領域は, このトンネル過程によりエンタルピーが増加するため, その増加分が温度揺らぎよりも大きければトンネルが禁止される. 式 (B.7) よりこの領域は, 左図の斜線を引いた部分である.

接合 2 から電子がトンネルしてドットに入る (case 2i)



今度は左図のように接合 2 からトンネルする場合を考える. 以下, 計算の仕方等, 場合が変わっているだけで全く同様である.



$$w_1 = -\Delta q j_1 V_{sd} = e \frac{C}{C_\Sigma} V_{sd} = 2E_c u_{sd}$$

$$w_2 = 0$$

$$w_3 = -\Delta q j_3 V_g = \frac{e C_g V_g}{C_\Sigma} = 2E_c u_g$$

$$\therefore \Delta H_{2i} = 2E_c \left(n + \frac{1}{2} \right) - 2E_c (u_{sd} + u_g). \quad (\text{B.9})$$

case1i に対する安定領域と, $\Delta H_{2i} > 0$ の両方を満たす部分を斜線で示すと, 左図のようになる.

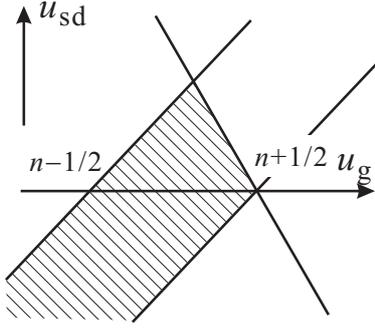
ドットから電子が接合 1 をトンネルして抜ける (case1o)

まず, 静電エネルギー変化は $q_n = e(u_g - n)$ の表式を採用して

$$\begin{aligned} q_{n-1} - q_n &= e, & q_{n-1}^2 - q_n^2 &= e^2 \{ (-2n + 1) + 2u_g \} \\ U_{n-1} - U_n &= E_c \{ (-2n + 1) + 2u_g - 2u_g \} = (1 - 2n)E_c \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

である. 電源の仕事は

$$w_1 = -\Delta q j_1 V_{sd} + e V_{sd} = \left(-\frac{C}{C_\Sigma} e + e \right) V_{sd} = \frac{e}{C_\Sigma} (C + C_g) V_{sd} = 2E_c \left(1 + \frac{C_g}{C} \right) u_{sd}$$



$$w_2 = 0$$

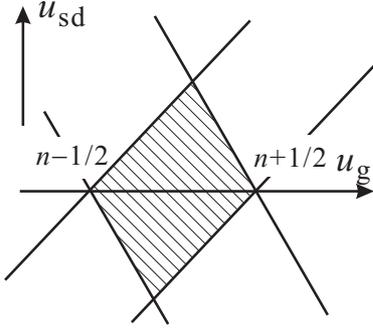
$$w_3 = -\Delta q j_3 V_g = \frac{-e C_g}{C_\Sigma} V_g = -2E_c u_g$$

であるから,

$$\Delta H_{1o} = 2E_c \left\{ \frac{1}{2} - n - \left(1 + \frac{C_g}{C} \right) u_{sd} + u_g \right\} \quad (\text{B.11})$$

となり, case1i, case1o, case2i の過程に対する安定領域を描くと左の斜線部のようになる.

ドットから電子が接合 2 をトンネルして抜ける (case2o)



$$w_1 = -\Delta q j_1 V_{sd} = -2E_c u_{sd}, \quad w_2 = 0, \quad w_3 = -2E_c u_g \quad \text{より}$$

$$\Delta H_{2o} = 2E_c \left\{ \left(\frac{1}{2} - n \right) + u_{sd} + u_g \right\} \quad (\text{B.12})$$

となり, 4 過程全てに対して安定な領域を描くと, 左の斜線部のようにダイヤモンドが得られる.

B.2 ソース・ドレインにかかる電圧について

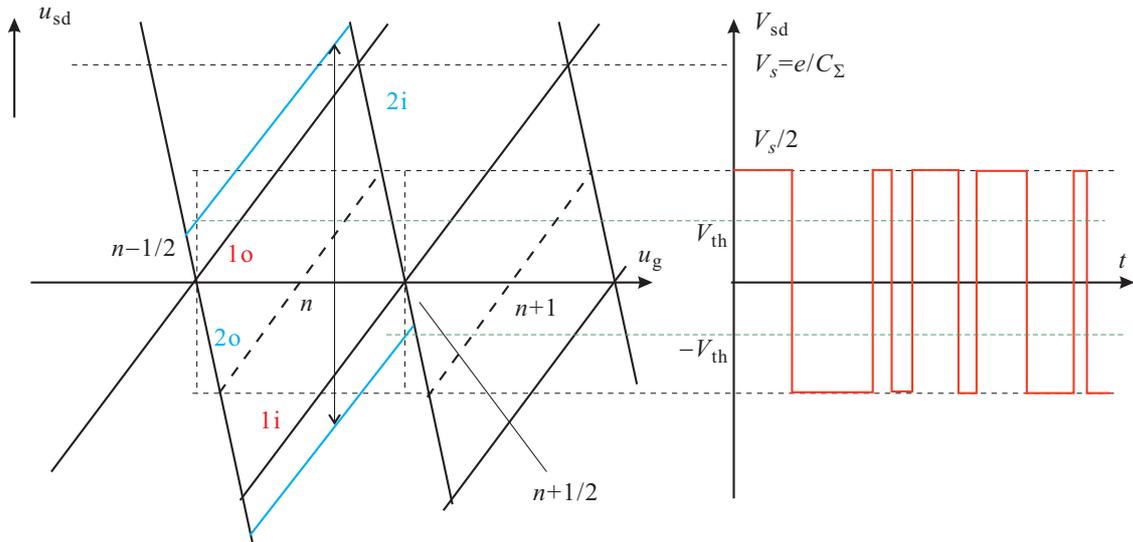
このような量子ドット系を電子がトンネルで流れているとき, 接合にはどのような電圧がかかっているか考える. 接合 1 で考えると, 式 (B.3) より, u_g , u_{sd} を使うと

$$V_1 = V_s \left\{ (n - u_g) + \left(1 + \frac{C_g}{C} \right) u_{sd} \right\} \quad \left(V_s \equiv \frac{-e}{C_\Sigma} \right) \quad (\text{B.13})$$

である. トンネルによって n が ± 1 だけ変化すると, V_1 は $\pm V_s$ 変化する. V_2 も同様である. 例えば, 前節までの解析で, クーロンピークが出る $u_g = n - 1/2$, $u_{sd} = 0$ の位置で考えると,

$$V_1(n) = V_s/2, \quad V_1(n-1) = -V_s/2$$

である. ダイヤモンド頂点位置の V_{sd} を求めるとちょうど V_s であるから, クーロンピーク位置で電流が流れている時, 実は, 接合にはクーロンダイヤモンドの半分もの大きさの電圧がかかり, ただし, 電子のトンネルによってこれが正負に振動して平均がゼロになっている.



接合がQPCだとすると、最もポテンシャルの高い部分は丁度中央であろうから、ここを電子が通過するときはこの振動 (single electron tunnleing 振動, SET 振動) の中心位の電圧がQPCにかかっている. したがって、結局上の図のように、クーロンピーク位置で V_{sd} を閾値電圧 $\pm V_{th}$ まで上げたときにスピン軌道ブロッケード (SOB) が解除される. 振動の中心電圧は、ダイヤモンドの辺に沿って一定となる (これは式 (B.13) を見れば明らか) ので、結局、SOB は電子数奇数のダイヤモンドの上下辺を上図のように上下に押し広げることがわかる. なお、ダイヤモンド中に引いた斜めの破線は、接合1にかかる電圧がゼロになる条件である.

付録C 電荷検出信号の表式

ここでは第4章の $N = 0 \leftrightarrow 1$ の場合の CDS ($\equiv I_{\text{sync}}$) と Γ の関係式の導出について説明する [43].

C.1 方形波電圧を印可した際の電子の量子ドット占有確率

図 C.1(a) のような方形波電圧を量子ドット内の準位のエネルギーを操作するゲート電極 P に印可した際のことを考える. 時刻 t において量子ドット内の準位を電子が占有していない確率を $Q(t)$ とする. 電子が流入する時間領域 $0 \leq t \leq \tau$ においては, この確率は

$$Q_{\text{in}}(t) = Q_{\text{in}}(0)e^{-\Gamma t} \quad (\text{C.1})$$

と書き表すことができる. ここで, Γ は電子のトンネルレートである. 一方, 電子が流出する時間領域 $\tau \leq t \leq 2\tau$ においては,

$$Q_{\text{out}}(t) = 1 - (1 - Q_{\text{out}}(\tau))e^{-\Gamma(t-\tau)} \quad (\text{C.2})$$

となる. $Q(t)$ は連続であることを考えると,

$$Q_{\text{in}}(0) = Q_{\text{out}}(2\tau) \quad (\text{C.3})$$

$$Q_{\text{in}}(\tau) = Q_{\text{out}}(\tau) \quad (\text{C.4})$$

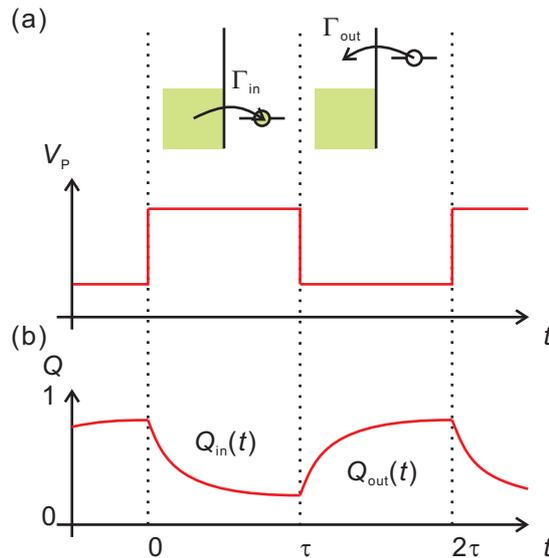


図 C.1: (a) 方形波電圧の模式図, および電子の流入, 流出時のエネルギーダイアグラム. (b) $Q(t)$ の模式図.

が成立する。これらの式より、時刻 $t = 0, \tau, 2\tau$ における $Q(t)$ を求めることができ、それらは、

$$Q(0) = Q(2\tau) = \frac{1 - e^{-\Gamma\tau}}{1 - e^{-2\Gamma\tau}} \quad (\text{C.5})$$

$$Q(\tau) = e^{-\Gamma\tau} Q(0) = \frac{e^{-\Gamma\tau} - e^{-2\Gamma\tau}}{1 - e^{-2\Gamma\tau}} \quad (\text{C.6})$$

となる。

C.2 ΔI_{sync} の表式

量子ポイントコンタクトの電流の変化量 ΔI_{QPC} と Q との間には、 $\Delta I_{\text{QPC}} = KQ$ の比例関係が成立する。ここで K は比例定数である。ここで ΔI_{QPC} を参照周波数 $f = 1/2\tau$ のロックインアンプを用いて測定すると、そのときの信号 ΔI_{sync} は ΔI_{QPC} と周波数 f の正弦波を掛け合わせて、積分したものになる。従って、

$$\begin{aligned} \Delta I_{\text{sync}} &= \frac{K}{2\tau} \int_0^{2\tau} Q(t) \sin\left(\frac{t\pi}{\tau}\right) dt \\ &= \frac{K}{2\tau} \int_0^{\tau} Q_{\text{in}}(t) \sin\left(\frac{t\pi}{\tau}\right) dt + \frac{K}{2\tau} \int_{\tau}^{2\tau} Q_{\text{out}}(t) \sin\left(\frac{t\pi}{\tau}\right) dt \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

となる。第一項は式 (C.1) より、

$$\frac{K}{2\tau} \int_0^{\tau} Q(0) e^{-\Gamma t} \sin\left(\frac{t\pi}{\tau}\right) dt = \frac{KQ(0)}{2} \frac{\pi}{\Gamma^2\tau^2 + \pi^2} (e^{-\Gamma\tau} + 1) \quad (\text{C.8})$$

第二項は式 (C.2) より、

$$\begin{aligned} &\frac{K}{2\tau} \int_{\tau}^{2\tau} (1 - (1 - Q(\tau)) e^{-\Gamma(t-\tau)}) \sin\left(\frac{t\pi}{\tau}\right) dt \\ &= \frac{K(1 - Q(\tau))}{2} \frac{\pi}{\Gamma^2\tau^2 + \pi^2} (e^{-\Gamma\tau} + 1) - \frac{K}{\pi} \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

となる。ここで、式 (C.5)、式 (C.6) を用いると式 (C.7) は、

$$\Delta I_{\text{sync}} = \frac{K}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{\Gamma^2\tau^2 + \pi^2} - 1 \right) \quad (\text{C.10})$$

となる。第5章の議論では、 ΔI_{sync} の値そのものではなく、各領域での ΔI_{sync} の比が問題になるため、式 (C.10) の係数を無視して、

$$\Delta I_{\text{sync}} \propto 1 - \frac{\pi^2}{\Gamma^2/4f^2 + \pi^2} \quad (\text{C.11})$$

として使用した。

付 録 D 使用した計測器

ここでは使用した計測器の種別，型番，メーカー，備考について表にまとめる．

種別	型番	メーカー	備考
抵抗ブリッジ	AVS-47	Picowatt	温度計 (RuO) の抵抗測定
I/V 変換器	1211	DL Instruments	電流測定
I/V 変換器	LI-76	エヌエフ回路設計ブロック	電流測定
電圧増幅器	LI-75A	エヌエフ回路設計ブロック	電圧測定
ロックインアンプ	124A	PAR	ロックイン測定
ロックインアンプ	LI-575	エヌエフ回路設計ブロック	ロックイン測定
デジタルマルチメータ	34401A	Agilent	PC へのデータ取り込み
デジタルマルチメータ	2000	Keithley	PC へのデータ取り込み
直流電圧/電流源	7651	横河電機	ゲート電圧の印可 バイアス電圧の印可
半導体 DC 特性測定器	4142B	Agilent	ゲート電圧の印可 リーク電流の測定
半導体 DC 特性測定器	E5270A	Agilent	ゲート電圧の印可 リーク電流の測定
ソースメジャーユニット	236	Keithley	リーク電流の測定
信号発生器	WF1946	エヌエフ回路設計ブロック	正弦波，方形波の印可

表 D.1: 使用した計測器の種別，型番，メーカー，備考．

付 録 E 希釈冷凍機内配線およびフィルタリング

ここでは希釈冷凍機内配線およびフィルタリングについて説明する。

希釈冷凍機内配線の模式図を図 E.1(a) に示す。配線は各温度ステージで熱アンカーをとっている。まず、オーミックコンタクトとゲート電極の配線については 100 mK 部に $2\text{ k}\Omega$ の抵抗を挿入し、冷凍機内の配線の抵抗 $\sim 200\ \Omega$ 、容量 $\sim 1\text{ nF}$ と合わせてローパスフィルタを形成している [44]。これにより、室温部からの高周波ノイズを低減し、電子温度を下げている。

また室温部に市販のローパスフィルタ (BLP-5, mini-circuit 社) を挿入している。

図 E.1(b) に作製した試料室の写真を示す。Cu をフライス加工することによりソケットホルダ、コールドプレートの構造を作製し、簡易スパッタによって表面に Au をコートした。これを冷凍機の混合器と熱接触が取れるように Cu ねじで固定した。そして、コールドプレートの中に先述の抵抗を埋め込みフィルタを形成し、また配線の温度を下げる。この抵抗から、試料をセットするソケットまでは熱伝導のよい Cu 配線を用いて配線し、試料を冷却する。この配線に際しては、半田を用いると低温で超伝導となり熱伝導が阻害されるおそれがあるため、Ag フィラー入りエポキシ (CW2400, Circuit Works 社) を用いて配線の接合を行った。また測定の際には、Au コートした Cu でできたカバーで遮蔽する。

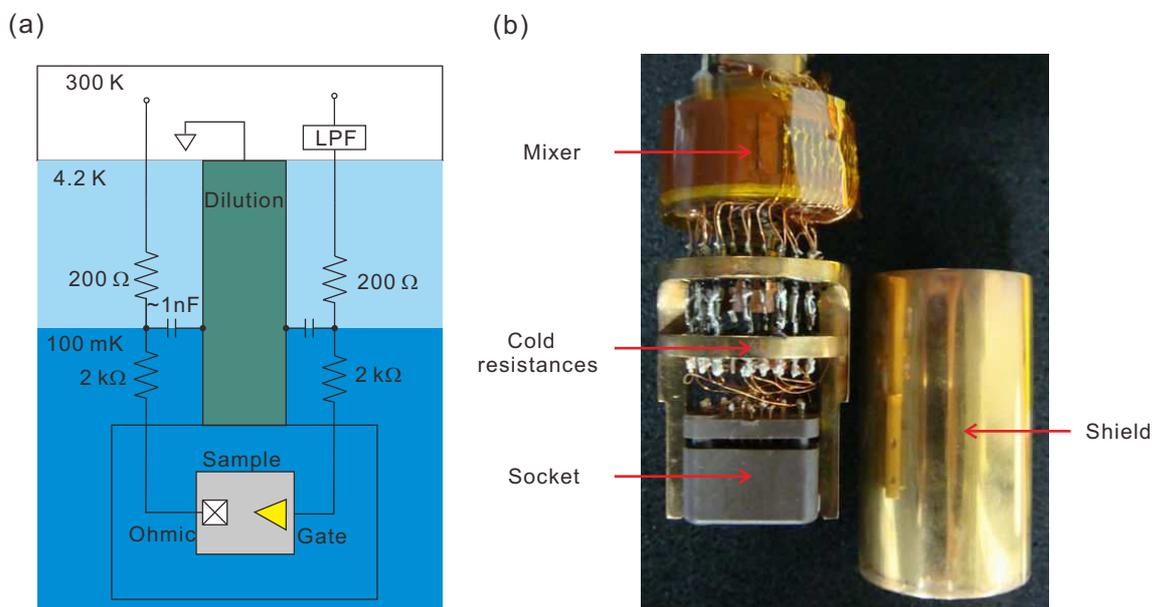


図 E.1: (a) 希釈冷凍機内配線の模式図。オーミックコンタクトとゲート電極については 100 mK 部に $2\text{ k}\Omega$ の抵抗を挿入し、冷凍機内の配線による抵抗 $\sim 200\ \Omega$ 、容量 $\sim 1\text{ nF}$ と合わせてローパスフィルタを形成している。ゲート電極については、これに加えて室温部に自作および市販のローパスフィルタを挿入している。(b) 作製した試料室の写真。混合器に熱接触を取ったコールドプレートに抵抗が埋め込まれており、ローパスフィルタを形成し、配線を冷却する。また、試料空間は Cu で作られたカバーにより遮蔽される。

参考文献

- [1] P. W. Anderson, “Basic concepts in condensed matter physics”.
- [2] K. J. Thomas, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, M. Pepper, D. R. Mace, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 135 (1996).
- [3] Y. Meir, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 164208 (2008).
- [4] A. Kristensen, H. Bruus, A. E. Hansen, J. B. Jensen, P. E. Lindelof, C. J. Marckmann, J. Nygård, C. B. Sørensen, F. Beuscher, A. Forchel, and M. Michel, *Phys. Rev. B* **62**, 10950 (2000).
- [5] J. Kondo, Resistance minimum in dilute magnetic alloys. *Prog. Theor. Phys* **32**, 37-49 (1964).
- [6] S. M. Cronenwett, H. J. Lynch, D. Goldhaber-Gordon, L. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus, K. Hirose, N. S. Wingreen, and V. Umansky, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 226805 (2002).
- [7] M. Yamamoto, T. Ohtsuki, and B. Kramer, *Phys. Rev. B* **72**, 115321 (2005).
- [8] M. Eto, T. Hayashi, and Y. Kurotani, *J. Phys. Soc. Jpn.* **74**, 1934 (2005).
- [9] A. Aharony, O. Entin-Wohlman, Y. Tokura, and S. Katsumoto, *Phys. Rev. B* **78**, 125328 (2008).
- [10] E. I. Rashba, *Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960).
- [11] P. Debray, S. M. S. Rahman, J. Wan, R. S. Newrock, M. Cahay, A. T. Ngo, S. E. Ulloa, S. T. Herbert, M. Muhammad, and M. Johnson, *Nat. Nanotechnol.* **4**, 759 (2009).
- [12] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1335 (1997).
- [13] M. Kohda, S. Nakamura, Y. Nishihara, K. Kobayashi, T. Ono, J. Ohe, Y. Tokura, T. Mineno, and J. Nitta, *Nat. Comm.* **3** 1082 (2012).
- [14] J. Wan, M. Cahay, P. Debray, and R. Newrock, *Phys. Rev. B* **80**, 155440 (2009).
- [15] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472(1988).
- [16] G. Binasch, P. Grüberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [17] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
- [18] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye *Appl. Phys. Lett.* **69**, 363 (1996).

- [19] H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog Phys. Rev. Lett. **87**, 016601 (2001).
- [20] S. Nakamura, M. Hashisaka, Y. Yamauchi, S. Kasai, T. Ono, and K. Kobayashi, Phys. Rev. B **79**, 201308(R) (2009).
- [21] T. Matsuda and K. Yoh, J. El. Mat. **37**, 1806 (2008).
- [22] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee, J. Crystal Growth **116**, 118 (1974).
- [23] R. People and J. C. Bean, Appl. Phys. Lett. **47**, 322 (1985).
- [24] S. W. Kim, Y. Hashimoto, Y. Iye, and S. Katsumoto, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 054706 (2012).
- [25] K. Ono, D. G. Austing, Y. Tokura, and S. Tarucha, Science **297**, 1313 (2002).
- [26] A. Yacobi, and Y. Imry, Phys. Rev. B **41**, 5341 (1990).
- [27] L. P. Kouwenhoven, N. C. van der Vaart, A. T. Johnson, W. Kool, C. J. P. M. Harmans, J. G. Williamson, A. A. M. Staring, and C. T. Foxon, Z. Phys. B-Condensed Matter **85**, 367 (1991).
- [28] P. G. Silvestrov and Y. Imry, Phys. Rev. Lett. **85**, 2565 (2000).
- [29] H. Aikawa, K. Kobayashi, A. Sano, S. Katsumoto, and Y. Iye, J. Phys. Soc. Jpn. **73**, 3235 (2004).
- [30] I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
- [31] J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. W. van Beveren, L. M. K. Vandersypen, and L. P. Kouwenhoven, Appl. Phys. Lett. **84**, 4617 (2004).
- [32] T. Otsuka, E. Abe, Y. Iye, and S. Katsumoto, Appl. Phys. Lett. **93**, 112111 (2008).
- [33] T. Otsuka, E. Abe, Y. Iye, and S. Katsumoto, Phys. Rev. B **79**, 195313 (2009).
- [34] T. Otsuka, Y. Sugihara, J. Yoneda, S. Katsumoto, and S. Tarucha, Phys. Rev. B **86**, 081308 (2012).
- [35] M. Pioro-Ladrière, John H. Davies, A. R. Long, A. S. Sachrajda, Louis Gaudreau, P. Zawadzki, J. Lapointe, J. Gupta, Z. Wasilewski, and S. Studenikin, Phys. Rev. B **72**, 115331 (2005).
- [36] S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- [37] R. Landauer, IBM J. Res. Dev. **1**, 223 (1957).
- [38] 芳田奎, 近藤効果とは何か, 丸善 (1990).
- [39] 江藤幹雄, 物性研究 **85**, 853 (2006).
- [40] W. G. van der Wiel, S. De Franceschi, T. Fujisawa, J. M. Elzerman, S. Tarucha, L. P. Kouwenhoven, Science **289** 2105 (2000)

- [41] D. Goldhaber-Gordon, H. Shtrikman, D. Mahalu, D. Abusch-Magder, U. Meirav and M. A. Kastner, *Nature* **391**, 156 (1998).
- [42] T. A. Costi, A. C. Hewson, and V. Zlatic, *J. Phys. Condens. Matter* **6**, 2519 (1994).
- [43] R. Hanson, Ph.D. thesis, 2005.
- [44] A. C. Johnson, Ph.D. thesis, 2005.