

単一電子制御と表面弾性波技術による 微小電流計測と量子電子光学

高田真太郎*

(2018年2月21日受理)

Control of single electrons using surface acoustic waves: application for small-current measurements and electron-quantum optics

Shintaro TAKADA

Abstract

Surface acoustic wave (SAW) plays an important role in the current industry particularly as small, high quality bandpass filters for telecommunication, including mobile phones. In addition to such applications, recently techniques controlling single electrons using SAWs have been developed and their potential applications for a stable quantum current source as well as electron quantum optics have been investigated. In this paper, recent progress of single-electron control using SAWs is reviewed. Then its potential to develop a stable quantum current source as well as to perform electron quantum optics is discussed.

1. はじめに

表面弾性波は物質の表面を伝播する音波の一種であり、1885年にイギリスの物理学者である Rayleigh 卿によってその存在が理論的に証明された¹⁾。その後、1960年代にカリフォルニア大学の White と Voltmer によって、圧電体の表面に作成した楕形電極 (IDT) に電圧を印加することで効率良く表面弾性波を発生させる方法が発見²⁾されると、小型かつ高性能なバンドパスフィルターとして広く活用されるようになった。例えば、我々が日々活用するスマートフォンの内部には、約40個の表面弾性波フィルターが用いられるようになってきている。

そのように表面弾性波は、フィルターとして現在の産業において非常に重要な役割を果たしているが、さらに最近では、単一電子の制御など、量子力学的な効果を用いた量子デバイスなどにも応用されている。特に表面弾

性波を用いた単電子ポンプは、量子電流源として電流標準への応用が期待される。従来の電流源では、定抵抗に定電圧を印加することで定電流を発生させるが、一方で、量子電流源では単位時間あたりに決まった個数の電子を運ぶことで定電流を発生させる。電子を微視的な視点で取り扱う量子電流源は、安定な微小電流源を実現するために有利である。近年、絶え間ない技術革新による半導体素子の微細化、省電力化の流れの中で、電子デバイスの動作電流は継続的に減少している。そのため、漏れ電流の精確な評価や低減により、高品質な製品を開発するためには、pAやfAといった微小な電流を精度良く測定することが要求されている。量子電流源による安定な微小電流源は、測定機器の校正を通し、そのような微小電流計測への大きな貢献が見込まれる。

また、より長期的な表面弾性波の応用として、固体中を移動する単一電子の量子状態の自在な制御を実現し、真空中を飛行する単一光子の量子状態を制御する量子光学のような実験を、固体中の単一電子に対して行う、量子電子光学の実現が探られている。量子光学の分野で

*物理計測標準研究部門量子電気標準研究グループ

は、光子の高い可干渉性を背景として、量子状態の制御技術が良く確立しており、原理的に盗聴不可能な量子暗号通信などの研究が進展している。固体中の電子系は、現在の半導体技術との対応から集積性に優れていると考えられる。量子電子光学の研究が進めば、単一電子を単位として動作する大規模な量子電子回路が実現し、最近注目を集めている量子計算機など量子情報処理への貢献が期待される。

本調査研究の目的は、上記2つの応用を念頭に、表面弾性波を用いた近年の研究について調査を行い、安定な量子電流源の実現による微小電流計測への貢献や、将来の量子技術と期待される量子電子光学の実現に向けた現状と課題、そして今後の展望について議論することである。

本報告書の構成は以下である。まず第2章では、表面弾性波を用いた量子電流源に関する研究に着目し、表面弾性波の発生方法や表面弾性波を用いた単電子ポンプの原理、量子電流源としての精度の向上に向けた取り組みについて説明する。続いて、第3章では、表面弾性波を用いた量子電子光学に関連する研究を紹介する。最初に、基本となる表面弾性波を用いた単一電子源、単一電子検出器を実現した実験について説明し、その後、表面弾性波によって運ばれる電子の量子状態の制御に関する研究を電荷、スピンの両自由度について俯瞰する。最後に第4章で上述した研究についてまとめ、現状の課題と今後の展望について議論する。

2. 表面弾性波を用いた量子電流源

2018年の国際単位系の改定によって、電気素量 e の値が定義値となり、電流の単位であるアンペア [クーロン/秒] は1秒間あたりに通過する電子の数によって定義されるようになる。量子電流源は、電子を1個単位で制御し、毎秒決まった個数の電子を運ぶことで定電流を生成するものであり、まさに新たな電流の定義に即した電流の生成方法である。 e の値を定義値とすると、理想的には現在最も不確かさの小さな周波数にトレーサビリティを確保するだけで電流を決定できるため、不確かさの小さな電流標準としての応用が期待される。そのため、各国の計量機関などにより、安定な量子電流源を実現するための研究が精力的に行われている。電流標準に関する研究動向については、中村による過去の調査研究³⁾に詳しく述べられている。また、安定な量子電流源の実現は、オームの法則を介して結びついている電圧、抵抗、電流の相互関係を高い精度で行うことを可能にする。

その実験は量子メトロロジートライアングルの検証実験と呼ばれ、現在の日常生活の基盤である電気に関わる標準に影響を与える重要な実験である。量子メトロロジートライアングル実験の現状については岡崎による過去の調査研究⁴⁾で詳しく調べられている。ここでは特に、表面弾性波を用いた単電子ポンプによって実現される量子電流源について説明する。

2.1 表面弾性波の発生

表面弾性波は、深さ方向には指数関数的に減衰する特性を持ち、物質の表面を伝播する音波である。そのエネルギーは、表面から1波長程度の深さまでに集中している。電子デバイスで用いられる表面弾性波は、図1に示されるような Interdigital transducer (IDT) と呼ばれる櫛形電極を圧電体基板の表面に作成し、そこに櫛の周期 λ_0 と表面弾性波の速度 v_{SAW} によって決まる共鳴周波数、

$$f_0 = v_{\text{SAW}}/\lambda_0 \quad (1)$$

の交流電圧を印加し、各櫛で発生した表面弾性波を強め合うように干渉させることで発生させる。

ここで、典型的な圧電材料における表面弾性波の速さと結合定数 K^2 を表1にまとめた。 K^2 は圧電特性の強さを表す指標である。 K^2 が大きいと、より少ない周期数 N_p のIDTで効率良く電気信号を表面弾性波に変換することができる。 N_p はIDTの共鳴周波数のバンド幅 Δf と

$$\Delta f \approx f_0/N_p \quad (2)$$

という関係があるため、例えば広帯域のバンドパスフィルターを作成したい場合には LiNbO_3 のように K^2 の大きな圧電材料が選ばれる。一方で、Quartzは温度による特性変化が非常に小さいため、狭帯域で安定したフィルターを作成したい場合に用いられる。本報告書で着目する単一電子制御においては、後述するGaAsとAlGaAsを用いた半導体ヘテロ構造や量子井戸構造において形成される二次元電子系が主な舞台となるため、GaAsが主として用いられる。

次節では、表面弾性波が圧電効果によって伴う動的な

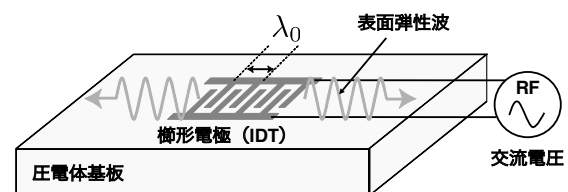


図1 表面弾性波の発生。

表 1 典型的な圧電材料の基本特性. 数値データは文献⁵⁾より引用.

材料	速 さ v_{SAW} (m/s)	K^2 (%)
ST-X quartz (SiO ₂)	3159	0.12
Y-Z lithium niobate (LiNbO ₃)	3488	4.8
128° Y-X lithium niobate (LiNbO ₃)	3979	5.4
<001>-<110> gallium arsenide (GaAs)	2870	0.07
<001>-<110> gallium arsenide (GaAs) with 10 nm ZnO film	2880	0.7

電気ポテンシャルの波を用いた単電子ポンプについて述べる.

2.2 単電子ポンプ

表面弾性波を用いて単一電子を連続的にポンプし、量子電流源が実現できることは、Shilton らの実験によって 1996 年に示された⁶⁾. その基礎となるのは GaAs/AlGaAs 半導体二次元電子系である. 図 2 (a) は二次元電子系の模式図である. 電子は表面から 100 nm ほどの深さに存在し、z 軸方向に強く閉じ込められ、xy 平面内でのみ自由に動くことができる. この二次元電子系を介した電気伝導測定は、オーミック電極を介して行うことができる. また、基板表面に蒸着されたショットキーゲート電極に負電圧を印加することで、ゲート電極直下の二次元電子を排斥し、空乏化させることができる. 例えば、図 2 (a) のように二つに別れたゲート電極に負電圧を印加すると、二つのゲートの間のみ電子を残し、電子が x 軸方向にのみ移動できる、一次元的な量子細線を形成することができる.

次に、この二次元電子系において表面弾性波を用い、単一電子を連続的にポンプし、量子電流を発生させるための手順について説明する. まず図 2 (a) と同様なゲート構造において、大きな負電圧を印加することで、2つのゲート間の電子を完全に空乏化させる. このとき、細線内部のポテンシャルエネルギーは図 2 (b) のように

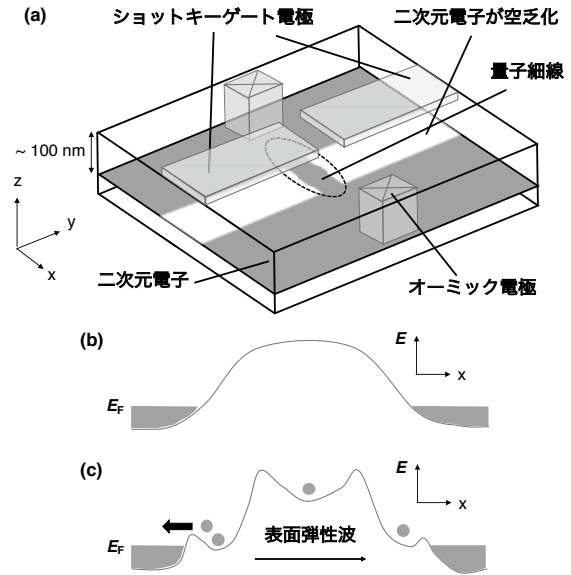


図 2 二次元電子系と表面弾性波を用いた単電子ポンプ. (a) 二次元電子系の模式図. (b) 空乏化された量子細線に沿ったポテンシャル. (c) 空乏化された量子細線に表面弾性波が与えられたときのポテンシャル.

二次元電子系のフェルミエネルギー E_F よりも高くなっている. そこに、同一基板上に作り込んだ IDT を用いて表面弾性波を与えると、表面弾性波に伴う圧電効果によって細線まわりのポテンシャルエネルギーが変調を受ける. その結果、図 2 (c) のように表面弾性波による動的なポテンシャルエネルギーの各底に電子が捉えられ、運ばれるようになる. ここで、細線の内部ではゲート電極による閉じ込めと表面弾性波による進行方向の閉じ込めが合わさることで、細線の入口では動く量子ドットが形成されている. 電子が狭い領域に強く閉じ込められている量子ドットの内部では、電子間に働くクーロン相互作用によって、エネルギー準位が完全に離散化される. そのため、適切にパラメータを制御すると、各波の底における電子数が整数 n 個に量子化される. このとき観測される電流値は

$$I = nef_0 \tag{3}$$

となる. ここで、 e は電気素量、 f_0 は表面弾性波の周波数である.

図 3 は文献⁶⁾で観測された量子電流である. 横軸は細線の両側のゲート電極に印加する電圧で、負に大きくなるに従い、細線内部のポテンシャルエネルギーがフェルミエネルギーに対して大きくなる. 観測された電流値は $I = ef_0 \sim 437$ pA, 及び $I = 2ef_0 \sim 874$ pA 付近で平らなプラ

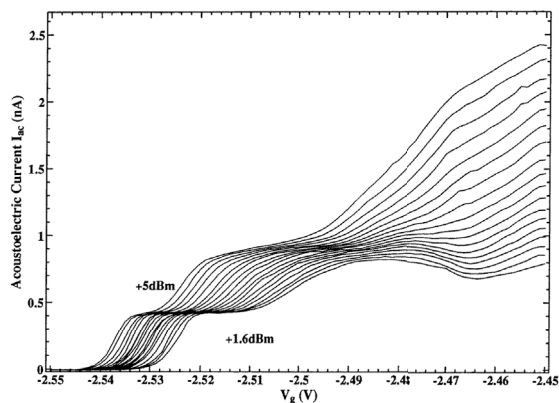


図3 表面弾性波を用いた単一電子ポンプによる量子電流の発生. 表面弾性波のパワーが1.6 dBm から5 dBm まで変えられていった場合に観測されたポンプ電流の量子細線まわりのゲート電圧に対する依存性がプロットされている. ここで用いられた表面弾性波の周波数は $f_0=2.7284$ GHzである. 図は文献⁶⁾から引用.

トローを示している. これらのプラトーにおいては表面弾性波の各波の底にそれぞれ電子が1個, 及び2個だけ閉じ込められて運ばれている. この実験で用いられた表面弾性波の波長 (IDTの櫛の周期) は $1\ \mu\text{m}$ であり, 共鳴周波数は $f_0=2.7284$ GHzである. 一方で, この実験で得られたプラトーの電流精度は $\approx 1\%$ 程度であり, 電流標準などへの応用には精度の改善が必要である. 次節で精度改善に向けた取り組みや現状の課題について述べる.

2.3 精度の向上に向けた取り組み

単電子ポンプによる量子電流源を電流標準に応用するためには, $1\ \text{ppm}$ (parts per million) 以下の高い精度が要求される. 表面弾性波を用いた単電子ポンプにおいても, 精度を向上させるため, 試料構造の改善やポンプ電流の様々な実験パラメータに対する依存性などの研究が行われてきた.

Talyanskii らの実験⁷⁾では, 比較的平らなプラトーが4つほど観測され, そのプラトーの安定性は約0.3%と評価された. この実験では, 電流の安定性を阻害する要因として, 量子細線の近傍に電子を一定時間保持できるエネルギー準位が存在し, そこに電子が入り出すことで, 電流値に対してランダムに離散的な飛びを生じさせる雑音 (RTS: random telegraphic noise) が挙げられた. Cunningham らは, 図4 (a) に示した電子顕微鏡写真のように, 量子細線をショットキーゲート電極ではなく, 二次元電子系を細線状にエッチングすることによって形成した試料を用いて実験を行った⁸⁾. ショットキー

ゲート電極からの電場で量子細線を形成する場合, 二次元電子系が深さが約 $100\ \text{nm}$ の位置にあることから, 閉じ込めポテンシャルの形状も深さ程度の長さで滑らかなものになってしまう. 一方で, エッチングで作った量子細線は, 閉じ込めをより急峻で強いものにできるという特徴がある. この実験では, 図4 (b) に示されるように, $60\ \text{ppm}$ の安定性を持った電流プラトーが観測された. また, Cunningham らは, 図4 (c) の実験系を用いて, 電子をポンプするための表面弾性波に加え, 反対方向に進行する弱い表面弾性波を印加し, その周波数と位相を適切に調整することで, 電流プラトーの安定性が向上することを見出した⁹⁾. この結果は, 対向する表面弾性波により形成される定在波によって, ポンプされる電子数が決まる位置でのポテンシャル形状が変調されるためであろうと説明された. このことは, ポンプされる電子数が決まる量子細線入口のポテンシャル形状の重要性を示している. この手法により, $50\ \text{ppm}$ の安定性を持ったプラトーが報告された.

量子細線の出入口のポテンシャル形状と単電子ポンプによる電流プラトーの関係については, Ebbecke らによって, 図5 (a) の電子顕微鏡写真に示された, 3組のショットキーゲート電極が直列に並べられた構造を用いて調べられた¹⁰⁾. その結果, 量子細線の出口のポテンシャル形状はポンプ電流に大きな影響はないが, 一方で, 入口のポテンシャル形状は電流プラトーを観測する

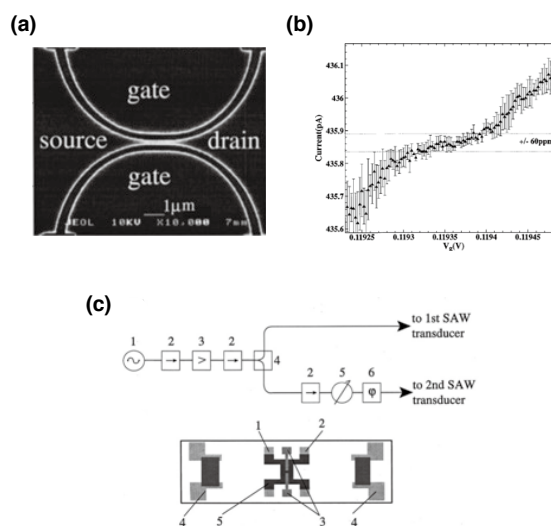


図4 量子電流の安定性の改善に向けた取り組み. (a) エッチングによって形成された量子細線の電子顕微鏡写真. (b) (a) のデバイスで得られた量子電流. (c) 対向する表面弾性波を印加するための実験系 (上) と試料の模式図 (下). 図は文献^{8), 9)}から引用.

ために必要な最小の表面弾性波のパワーに影響を与えることが報告された。表面弾性波が二次元電子系から量子細線内部に電子を運ぶ際に形成される動く量子ドットの大きさは、細線の入口付近で閉じ込めポテンシャルの傾きが最も急峻になる点で最も小さくなる。その点でポンプされる電子数が決まると考えると、ここで観測された量子細線入口のポテンシャル形状の重要性が理解できる。Kataokaらは、図5(b)の模式図に示された、2組のショットキーゲート電極を直列に並べた構造を用いて、1組目と2組目、それぞれの位置で最も急峻なポテンシャル形状を実現しながらポンプされる電流の変化を調べ、実際にそのことを確認する結果を得た¹¹⁾。

上記の研究の他にも、ポンプ電流の垂直磁場に対する依存性^{8), 12)}や IDT から発生する電磁波の影響¹³⁾、ポンプ電流の発生機構についての理論研究¹⁴⁾⁻¹⁷⁾などが行われてきた。しかしながら、これまでに報告されている電流プラトートの最も高い安定性は約 50 ppm⁹⁾であり、また、精確に電流を増幅できる極低温電流比較器を用いて不確かさ評価を行った実験では 160 ppm¹⁸⁾という精度が得られるに留まっている。そのため、電流標準や量子メートルロジートライアングル実験への応用には、更なる工夫による精度の向上 (<1 ppm) が求められる。一方で、表面弾性波を用いた単電子ポンプを含む単一電子制御の技術は、量子電流源としてのみではなく、最近では固体中を移動する単一電子の量子状態を自在に制御する手法として注目を集めている。その新たな応用である表面弾性波を用いた量子電子光学について次章で紹介する。

3. 表面弾性波を用いた量子電子光学

量子電子光学は、固体中を移動する電子の量子状態を制御することで、量子光学的な実験を行う研究分野である。特に近年、量子ドットの単一パラメータポンプによる単一電子源¹⁹⁾や量子ホール端状態と量子ドットを用いた単一電子源²⁰⁾、オーミック電極に対してローレンツ型の電圧パル

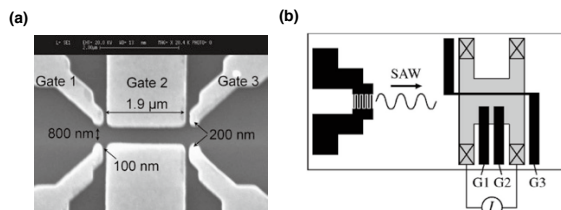


図5 量子細線のポテンシャル形状と量子電流の安定性の関係についての研究に用いられたデバイス。図は文献^{10), 11)}から引用。

スを印加することで実現する単一電子源²¹⁾など複数の系で単一電子源が実現されており、単一電子単位での量子電子光学実験が行われ始めている²¹⁾⁻²³⁾。量子電子光学は、固体電子系の集積性の良さへの期待から大規模な量子電子回路を実現する手法として、量子情報処理への応用が期待される他、単一電子の量子力学的な性質を解き明かすという観点からも注目されている。一方で、フェルミ面上を伝播する単一電子を単発で検出することは依然として技術的に困難であるため、上述した単一電子源では、対となる単一電子検出器は実現していない。

最近、表面弾性波を用い、離れた2つの量子ドットの間で単一電子を高効率に移送できることが示された^{24), 25)}。これは、量子電子光学における単一電子源、及び単一電子検出器として捉えることができる。単一電子検出器を実装できることは、表面弾性波を用いて量子電子光学を行う大きな長所であり、今後の研究で、輸送中の電子の量子状態をコヒーレントに制御する方法が開発されれば、単一電子による量子電子光学実験への道が拓ける。以下では、表面弾性波を用いた量子電子光学実験の実現に向けた近年の研究について紹介する。

3.1 表面弾性波を用いた単一電子移送

ここでは、表面弾性波を用いた量子電子光学において、単一電子源、及び単一電子検出器となる、離れた2つの量子ドット間での単一電子移送の実験^{24), 25)}について説明する。図6(a)は文献²⁴⁾で用いられた試料の電子顕微鏡写真と実験セットアップの模式図である。試料構造は GaAs/AlGaAs ヘテロ接合界面の二次元電子系をショットキーゲート電極に印加した負電圧で空乏化して定義される。この試料では、4 μm だけ離れた2つの量子ドットが量子細線によって繋がれた構造となっている。2つの量子ドットは、それぞれゲート電圧 V_p と V_b 、及び V_p と V_b を用いて制御することができ、内部の電子数を 0, 1, 2 個と変化させたり、量子ドット内部の電子のポテンシャルエネルギーを二次元電子系のフェルミエネルギーに対して上げ下げすることなどが可能である。電子の移送を行う際には、ゲート電極に大きな負電圧を与え、量子細線内部の電子は完全に排斥し、量子ドットから運ばれる電子が他の電子と混ざらないようにしている。各量子ドットの近傍にはドット内部の電子数の変化を観測するための電荷計が配置されている。電荷計を流れる電流は周囲の静電環境の変化に非常に敏感であり、量子ドット内部の電子数の変化を電流値の離散的な変化として読み取ることができる。

次に単一電子移送の手順について説明する。まず図6

(b) のように、右の量子ドットを空にし、左の量子ドットに電子を1個用意する。次に、図6(c)のように、量子ドットと電子溜めとの間のポテンシャル障壁を上昇させ、電子を他の電子から孤立させる。その後、試料の左側に位置するIDTから数十 ns の長さの表面弾性波パルスが発生させ、電子を移送し(図6(d))、右側の量子ドットで捕獲する(図6(e))。

図7(a)–(d)は、単一電子の移送を試みた際に得られた電荷計の電流値の実験データである。横軸は時間であり、50 ms の時点で表面弾性波パルスが与えられている。縦軸は電荷計の電流値であり、各量子ドット内の電子数の変化を示している。(a)は単一電子の移送が成功した例であり、左側の量子ドット内の電子数は表面弾性波パルスの前後で1から0に変化している。それに対応し、右側の量子ドットの電子数は0から1に変化している。(b)–(d)は電子の移送が失敗した際の電流値の変化であり、(b)は左側から電子は運び出されたが、右側で捕獲されなかった例、(c)は左側に用意した電子の運び出しに失敗した例、そして(d)は左側に電子を1個用意することに失敗した例となっている。ここでは、左右の各量子ドットの状態を最適化することにより、左の量子ドットから単一電子を運び出す確率として96%、運び出された電子を捕獲する確率として92%という値が得られ、高効率に単一電子の移送が可能であることが

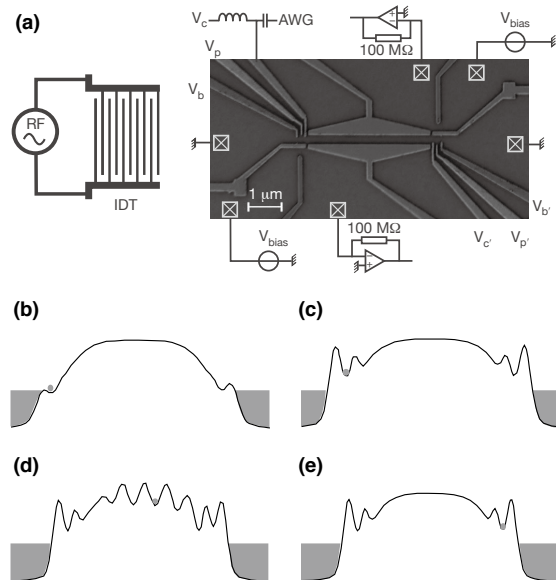


図6 表面弾性波を用いた単一電子移送。(a) 実験に用いられた試料の電子顕微鏡写真と実験系の模式図。(b)–(d) 表面弾性波を用いた単一電子移送の手順を示した模式図。図は文献²⁴⁾から引用。

示された。この結果は、表面弾性波の動的なポテンシャルと組み合わせることで、量子ドットと電荷計の組を単一電子源、及び単一電子検出器として用いることができ、電子を空乏化した量子細線が導波路としての役割を果たすことを示している。

3.2 表面弾性波によって運ばれる電子の非断熱的な励起

量子光学と比較したときの量子電子光学の大きな違いとして、電子間に働くクーロン相互作用が挙げられる。量子電子光学では、電子間のクーロン相互作用によるエネルギーの上昇を利用することで、2電子間に量子もつれの導入を行うことができる²⁶⁾。特に、表面弾性波によって運ばれる電子は、動く量子ドットの内部に局在した状態で移送されるため、他の電子源を用いる手法と比べ、クーロン相互作用の活用が有利であると考えられる。

Kataokaらは、表面弾性波によって運ばれる2電子間に働くクーロン相互作用について調べるため、図8(a)に示されるような、2本の平行な量子細線が100 nm程度のトンネル障壁を介して結合した試料を作成し、実験を行った²⁷⁾。この試料においては、両方の細線に電子を1個ずつ運んだ場合には、図8(b)のように、電子間のクーロン相互作用によって、片方の細線のみ電子を運んだ場合と比べ、両細線間でのトンネルが抑制されると期待された。しかし、この実験ではそのようなクーロン相互作用の影響は観測されなかった。その要因として、この実験で観測された細線間での電子の移動は、図8(b)のようにポテンシャル障壁を介したトンネルに

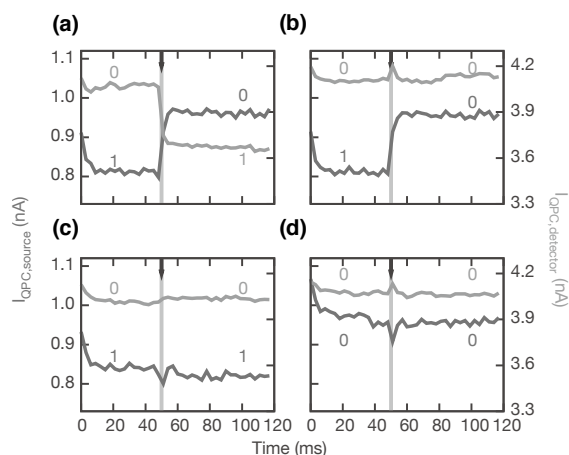


図7 単一電子移送の実験データ。近傍の量子ドットに電子が存在する場合には、電子による静電ポテンシャルによって、電荷計の電流値が小さくなっている。図は文献²⁴⁾から引用。

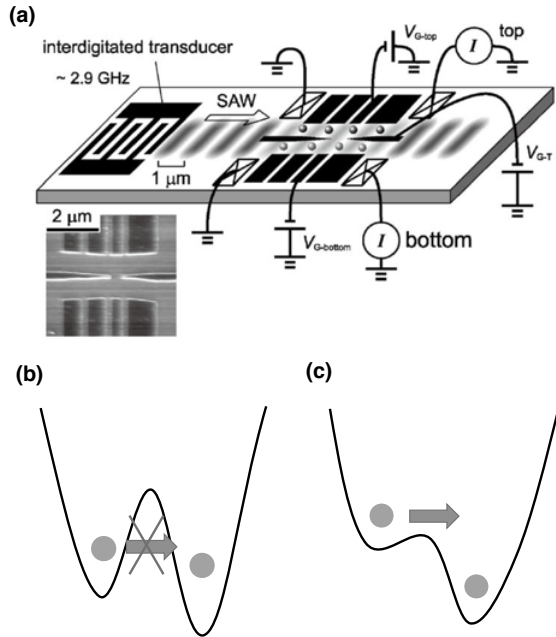


図8 表面弾性波によって運ばれる電子間のクーロン相互作用についての研究。(a) 試料の模式図と電子顕微鏡写真。(b) 動く量子ドット間での電子のトンネルが禁止されている状態の模式図。(c) 閉じ込めの非対称性により電子が移動する状態の模式図。図は文献²⁷⁾から引用。

よるものではなく、図8(c)のように上下の細線間にポテンシャル障壁よりも大きな閉じ込めのポテンシャル非対称性を導入することで生じたものであり、その非対称性がクーロン相互作用の大きさを十分に上回っているためであろうという説明がなされた。

その後、Kataokaらは図9のように、より長い結合領域(～1 μm)を持つ試料で実験を行った²⁸⁾。この実験では、表面弾性波によって運ばれる電子に生じる非断熱的な励起が報告された。この試料では、2本の量子細線が結合する領域の直前で、電子の進行方向が変わっている。この進行方向の変化に伴う急激な閉じ込めポテンシャルの変化は、約40 ps以下で生じる。その際、電子が元の基底状態から新しい基底状態に断熱的に追従するための十分な時間がないため、電子の状態は非断熱的に高いエネルギー状態に励起される。この実験では、そのような非断熱的な電子状態の励起に起因するとされる電子のトンネル確率の振動が報告され、理論によるシミュレーションとの比較から基底状態と励起状態のエネルギー差は0.8 meVと見積もられた。

表面弾性波によって運ばれる電子の非断熱的な励起

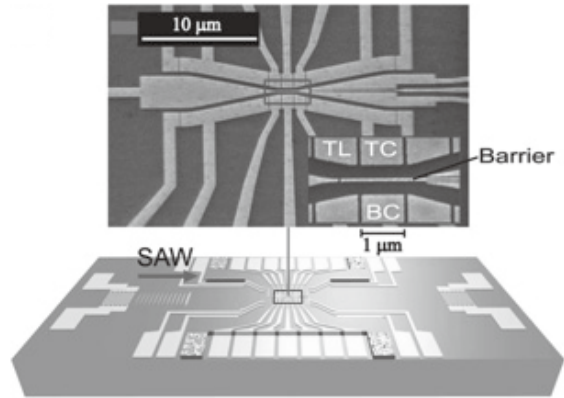


図9 表面弾性波によって運ばれる電子の非断熱的な励起について調べた試料の電子顕微鏡写真と模式図。図は文献²⁸⁾から引用。

は、クーロン相互作用の影響を覆い隠す要素となるとともに、電子の量子状態の制御を行うために必要な安定な初期状態の準備などを難しくする。そのため、量子電子光学実験を行うにあたっては、そのような非断熱的な励起の影響をどのように抑えるかという点が重要となる。

3.3 表面弾性波による電子スピンのコヒーレントな移送

表面弾性波によって運ばれる電子のスピンの自由度に着目した研究も報告されている。電子スピンは、電荷の自由度と比較して、電場などの外的環境との結合が弱いので、可干渉性が高い。また、電子スピンは上下2つの自由度を持つ自然な2準位系であり、量子ビットとして量子情報処理への応用が盛んに研究されている²⁹⁾⁻³¹⁾。

この節では、表面弾性波を用いて電子スピンのコヒーレントな長距離伝送を行ったStotzらの研究³²⁾について紹介する。この研究では、GaAsとAlGaAsの量子井戸構造による二次元電子系が用いられた。この系では、円偏光させた光を用いてGaAsの価電子帯の電子を伝導帯に励起すると、スピン偏極した電子-正孔対を作ることができる。ここでは、図10(a)に示されるように、[110]と[110]の二つの方向に向けて配置されたIDTから発生させた表面弾性波を組み合わせることで、[100](x軸)方向に進む格子状の動く量子ドット(DQD)を形成し、そこに生成した電子と正孔を閉じ込め、輸送を行った。生成された電子と正孔はある一定時間の寿命の後に、それぞれ正孔、電子と再結合し、光を放出する。このとき、放出された光の偏光状態は、結合した際の電子スピンの状態を反映するため、放出された光の円偏光の状態を観測することで電子スピンについての情報を得ることが

きる。図 10 (a) のデータは広い範囲で電子-正孔対を励起し、その一定時間後に観測された発光の様子を示している。格子状の発光パターンは表面弾性波によって形成された DQD を反映している。表面弾性波による電場によって電子と正孔は空間的に分離されており³³⁾、発光強度が強い部分には電子が多く捉えられている。

次に、図 10 (b) は空間の各位置で観測された発光を時間積分して得られたデータである。ここでは、5 μm の直径を持つレーザー光を用い、スポット G において電子-正孔対を励起し、DQD によって x 方向に運ばれ

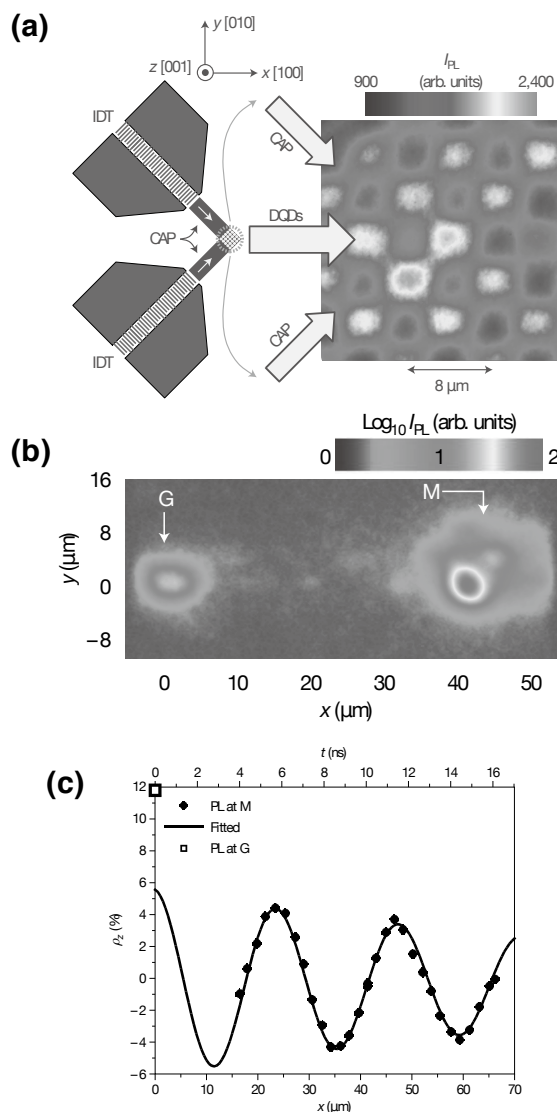


図 10 表面弾性波による電子スピンの移送。(a) 動く量子ドット (DQD) の形成。(b) DQD による電子-正孔対の移送。(c) 円偏光の分極率の空間依存性。図は文献³²⁾から引用。

ている。スポット M には表面弾性波を遮蔽する金属が配置されており、その位置付近で電子-正孔対の輸送は止まり、強い発光が観測されている。G と M の間の発光強度が小さいことは、表面弾性波によって効果的に電子-正孔対を運んでいることを表している。図 10 (c) は、電子-正孔対を励起する位置 G を M に対して変化させながら、M で観測される発光の円偏光の状態を観測したものである。縦軸の ρ_z は、

$$\rho_z = (I_R - I_L) / (I_R + I_L), \quad (4)$$

$I_{R(L)}$ は右 (左) 回り円偏光の発光強度を示している。ここで、この実験系では電子スピンと比較して、正孔スピンの分極が極めて早く失われるため、観測された ρ_z は電子スピンの分極 $\rho = (\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}) / (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})$ を反映する物理量となっている。データでは電子スピンの分極は移動距離が長くなるに従い、少しずつ減衰しながら振動している。この分極の振動は、主に GaAs (001) 量子井戸の結晶格子の反転対称性の破れに起因する Dresselhaus 型スピン軌道相互作用³⁴⁾の有効磁場によるものである。図 10 (c) の実線は、

$$\rho_z = \rho_0 e^{-x/l_e} \cos(\Omega_L / v_{\text{DQD}} x), \quad (5)$$

l_e は電子スピンの緩和長、 $\Omega_L = \mu_B |g_e| B_{\text{eff}} / \hbar$ は電子スピンのラーマー歳差運動の周波数 (μ_B はボーア磁子、 $|g_e|$ は電子の有効 g 因子、そして \hbar は換算プランク定数)、 v_{DQD} は DQD の速さ (12 K で 4111 m/s)、そして ρ_0 はフィッティングから得られた初期のスピン分極である。このフィッティングから $l_e = 102 \mu\text{m}$ が得られる。この結果は、表面弾性波によって発生させた動的な電気ポテンシャルの波を用いて、電子スピンを可干渉性を保ちながら $\sim 100 \mu\text{m}$ 移送できることを示している。また、ここでは電子は x 軸に沿った直線上を移動し、そのスピンは y 軸まわりの歳差運動を行っていたが、表面弾性波によって運ばれる電子の軌道を変調することで、電子スピン共鳴を起し、より主体的に電子スピンを制御することも Sanada らによる実験³⁵⁾で示されている。

3.4 単一電子スピンの移送

3.3 節では、光によって励起された多数の電子スピンを、表面弾性波によってコヒーレントに移送した実験について述べた。一方で、単一電子 (スピン) による量子電子光学実験の実現には、そのような電子スピンの移送を単一電子単位で行う必要がある。この節では、Benoit らによって行われた離れた 2 つの量子ドット間での単一電子スピンの移送実験³⁶⁾について説明する。

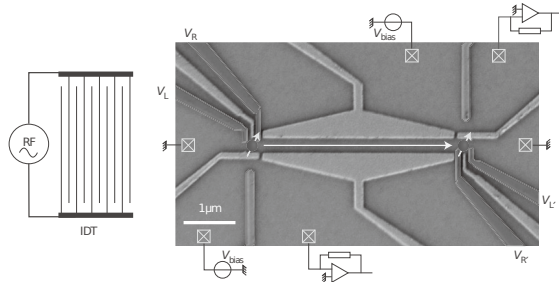


図 11 単一電子スピンの移送実験に用いられた試料の電子顕微鏡写真. 図は文献³⁶⁾から引用.

図 11 は実験で用いられた試料の電子顕微鏡写真と実験系の模式図である. この試料は, 3.1 節の単一電子移送で用いられた図 6 (a) と同じものであるが, ここでは単一電子移送と電子スピン状態の初期化, 及びスピン状態の読み出しを組み合わせ, 移送された電子のスピン分極がどの程度保たれるかを調べている.

実験の手順は以下である. まず, あるスピン状態に初期化された電子を 1 個, もしくは 2 個, 左側の量子ドットに準備する. ここで, スピン状態の初期化は, スピン状態の緩和を利用して行う. 量子ドットに準備された直後のスピン状態は, 励起状態と基底状態を一定の割合で含んでいるが, その後, 時間の経過とともに基底状態に緩和する. そのため, 電子を準備した後の待ち時間を変えることで, 一定の割合にスピン状態の初期化を行うことができる. この実験で重要となるスピン状態は, 1 電子の場合には下向きスピン $|\downarrow\rangle$ と上向きスピン $|\uparrow\rangle$, 2 電子の場合には平行スピン $(|\downarrow\downarrow\rangle, |\uparrow\uparrow\rangle)$ と反平行スピン $(|\downarrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle)$ である. 次に表面弾性波を用いて電子を右側の量子ドットに移送する. この過程は以下の 3 つの手順に分けることができる. (1) 電子が左の量子ドットから動く量子ドットに移る. (2) 電子は動く量子ドットによって, $4 \mu\text{m}$ の距離を 1.4 ns 以下の時間で移送される. (3) 電子が動く量子ドットから右の量子ドットに移る. 最後に, 右側の量子ドットでスピン状態の読み出しを行い, 移送後の電子のスピン状態を調べる. スピン状態の読み出しは, エネルギーに依存した電子のトンネル効果を利用して行われた³⁷⁾.

図 12 (a), (b) は左から右の量子ドットへの電子の移送は行わず, 制御実験として, それぞれ 1 電子スピン, 2 電子スピンを右側の量子ドットに直接準備し, スピン読み出しを行う前の待ち時間を変えながら, それぞれ下向きスピン, 平行スピンの割合を調べたものである. 下向きスピン, 平行スピンは励起状態であるため, 緩和によって, 待ち時間が長くなるとともにその割合が小さく

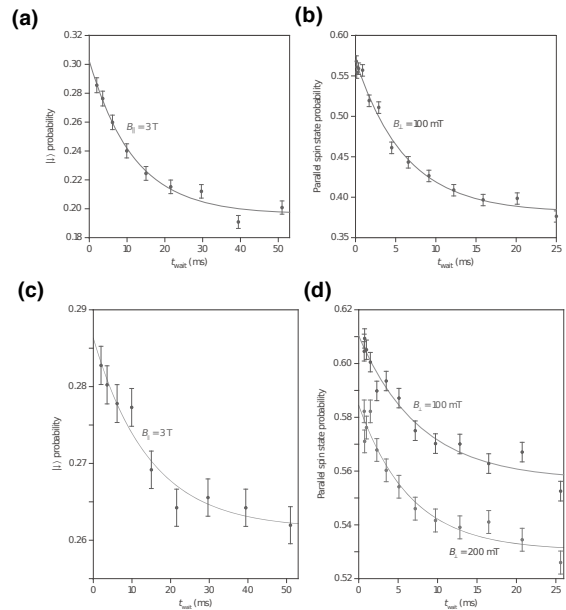


図 12 スピン分極の緩和測定. 図は文献³⁶⁾から引用.

なっている.

一方で, 図 12 (c), (d) は, 左の量子ドットにそれぞれ 1 電子スピン, 2 電子スピンを準備し, スピンの緩和を一定時間待ち, その後, 電子を右側の量子ドットに移送し, スピン読み出しを行って得られたものである. 横軸は左の量子ドットでのスピン緩和の待ち時間である. ここで, 図 12 (a) と (c), (b) と (d) のスピン緩和の大きさの比 c_1, c_2 から, それぞれ 1 電子スピン, 2 電子スピンのスピン分極が, 移送の過程を通じてどの程度保たれるかという古典的な忠実度 f_1, f_2 が得られる. 図 12 より, $c_1 = 0.23 \pm 0.07, c_2 = 0.29 \pm 0.07$ である. $c_{1(2)}$ は $f_{1(2)}$ と $c_{1(2)} = 2f_{1(2)} - 1$ という関係があるため, $f_1 = 0.62 \pm 0.04, f_2 = 0.65 \pm 0.04$ が得られる. この結果は, 表面弾性波を用いて, 量子ドットに閉じ込められた電子のスピン分極状態を 1 電子状態に対しては 62 %, 2 電子状態に対しては 65 % 保ったまま移送できることを示している. この研究では, スピン分極が失われる要因についても調べられており, 大きな要因は, 電子が動く量子ドットに閉じ込められている移送過程ではなく, 電子の移送の前と後にあることが示されている. また, その要因を取り除く方法として, 試料構造の改善に対する提案がなされている.

この研究で示された電子スピンの移送は, 典型的な電子スピンの緩和時間 (\sim 数十 ns) よりも短い時間で行うことができるため, コヒーレントな単一電子スピンの移送に応用でき, 単一電子スピンによる量子電子光学実

験に非常に有用であると考えられる。また、量子ドット内の電子スピンは量子ビットとして、量子情報処理への応用も盛んに研究されていることから、この技術は電子スピン量子ビットを繋ぐ技術としても期待される。

4. まとめ

本調査研究では、量子電流源、そして量子電子光学という2つの観点から、表面弾性波を用いた単一電子の制御技術に関する調査を行った。

表面弾性波を用いた単電子ポンプによる量子電流源の精度は、現状では高々100 ppm程度であり、目標とされる1 ppm以下の精度に到達するには2桁以上の改善が要求される。ここで、精度向上の鍵となるのは、量子細線の入口部分でいかに安定して電子数を量子化するかという点である。先行研究では、エッチングで量子細線を形成することによる閉じ込めの強化や入口の閉じ込め形状などに対する工夫が行われてきた。一方で、表面弾性波による動的なポテンシャルの形状に関する工夫は試みられていない。最近の研究で、複数の周波数の表面弾性波を重ね合わせることで、矩形や三角形といった様々な形状の表面弾性波を発生させることが可能であることが示されており³⁸⁾、その技術を応用し、ポテンシャル形状を変調することで、より安定な量子電流源が実現できると考えられる。また、より効率的に表面弾性波を発生させる工夫として、ZnOなどの圧電特性の大きな材料の使用やIDTに適切なインピーダンス整合回路を組み込むことも精度の向上に貢献すると考えられる。表面弾性波を用いた単電子ポンプは、量子細線を並べることで容易に並列化を図ることができるため、安定性を向上できれば、実用的な量子電流源として、微小電流計測の高度化に貢献することができる。

量子電子光学という観点から表面弾性波を用いた単一電子の制御技術を見ると、この表面弾性波を用いた系が、現状、単一電子源、単一電子検出器が共に実装されている^{24), 25)}唯一の系であることが大きな特徴である。一方で、単一電子での量子電子光学実験を行うためには、さらなる技術開発が求められている。電子の電荷の自由度に着目すると、先行研究でも議論されている非断熱的な電子状態の励起²⁸⁾をどのように回避し、安定な状態を用意するのが大きな課題である。この課題の解決には、試料構造の工夫や非断熱な励起が生じる機構のより詳細な解明が求められる。また、電子のスピン自由度に着目すると、多数のスピンに関してはコヒーレントな移送が示されている³²⁾。単一電子スピンに関しても、試

料構造の改善などにより、コヒーレントな移送が実現可能であろうという展望が示されており³⁶⁾、その実証が次の課題となる。離れた量子ドットの間で単一電子スピンをコヒーレントに移送できるようになれば、量子ドットで実現される電子スピン量子ビット同士を結ぶ技術として、量子情報処理の発展に寄与するものと考えられる。

謝辞

本調査研究を行うにあたり物理計測標準研究部門の金子晋久様、大江武彦様、中村秀司様、岡崎雄馬様には有益な情報をいただきました。篤く御礼申し上げます。どうもありがとうございました。

参考文献

- 1) L. Rayleigh. *Proc. London Math. Soc.*, 7, 4 (1885).
- 2) R. M. White and F. W. Voltmer. *Applied Physics Letters*, 17, 314 (1965).
- 3) 中村秀司. 産総研計量標準報告, Vol. 8, No. 4, 441 (2013).
- 4) 岡崎雄馬. 産総研計量標準報告, Vol. 9, No. 3, 323 (2016).
- 5) D. Morgan. *Surface Acoustic Wave Filters (Second edition)*. ACADEMIC PR INC (2007).
- 6) J. M. Shilton, V. I. Talyanskii, M. Pepper, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, C. J. B. Ford, C. G. Smith, and G. A. C. Jones. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 8, L531 (1996).
- 7) V. I. Talyanskii, J. M. Shilton, M. Pepper, C. G. Smith, C. J. B. Ford, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones. *Phys. Rev. B*, 56, 15180 (1997).
- 8) J. Cunningham, V. I. Talyanskii, J. M. Shilton, M. Pepper, A. Kristensen, and P. E. Lindelof. *Phys. Rev. B*, 62, 1564 (2000).
- 9) J. Cunningham, V. I. Talyanskii, J. M. Shilton, M. Pepper, M. Y. Simmons, and D. A. Ritchie. *Phys. Rev. B*, 60, 4850 (1999).
- 10) J. Ebbecke, K. Pierz, and F. Ahlers. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 12, 466 (2002).
- 11) M. Kataoka, C. Barnes, H. Beere, D. Ritchie, and M. Pepper. *Phys. Rev. B*, 74, 085302 (2006).
- 12) J. He, J. Gao, and H. Guo. *Applied Physics Letters*, 104, 172110 (2014).
- 13) M. Kataoka, C. J. B. Ford, C. H. W. Barnes, D. Ander-

- son, G. a. C. Jones, H. E. Beere, D. a. Ritchie, and M. Pepper. *Journal of Applied Physics*, 100, 063710 (2006).
- 14) G. R. Aizin, G. Gumbs, and M. Pepper. *Phys. Rev. B*, 58, 10589 (1998).
- 15) K. Flensberg, Q. Niu, and M. Pustilnik. *Phys. Rev. B*, 60, R16291 (1999).
- 16) A. M. Robinson and C. H. W. Barnes. *Phys. Rev. B*, 63, 165418 (2001).
- 17) H.-Z. Guo, J. Gao, and C. Lu. *Journal of Applied Physics*, 105, 124302 (2009).
- 18) T. J. B. M. Janssen and A. Hartland. *Physica B*, 284, 1790 (2000).
- 19) S. P. Giblin, S. J. Wright, J. D. Fletcher, M. Kataoka, M. Pepper, T. J. B. M. JANSSEN, D. A. Ritchie, C. A. Nicoll, D. Anderson, and G. A. C. Jones. *New J. Phys.*, 12, 73013 (2010).
- 20) G. Fève, A. Mahe, J.-M. M. Berroir, T. Kontos, B. Placais, D. C. Glattli, A. Cavanna, B. Etienne, and Y. Jin. *Science*, 316, 1169 (2007).
- 21) J. Dubois, T. Jullien, F. Portier, P. Roche, A. Cavanna, Y. Jin, W. Wegscheider, P. Roulleau, and D. C. Glattli. *Nature*, 502, 659 (2013).
- 22) E. Bocquillon, V. Freulon, J.-M. M. Berroir, P. Degiovanni, B. Plaçais, A. Cavanna, Y. Jin, and G. Fève. *Science*, 339, 1054 (2013).
- 23) N. Ubbelohde, F. Hohls, V. Kashcheyevs, T. Wagner, L. Fricke, B. Kästner, K. Pierz, H. W. Schumacher, and R. J. Haug. *Nature Nanotechnology*, 10, 46 (2015).
- 24) S. Hermelin, S. Takada, M. Yamamoto, S. Tarucha, A. D. Wieck, L. Saminadayar, C. Bäuerle, and T. Meunier. *Nature*, 477, 435 (2011).
- 25) R. P. G. McNeil, M. Kataoka, C. J. B. Ford, C. H. W. Barnes, D. Anderson, G. a. C. Jones, I. Farrer, and D. a. Ritchie. *Nature*, 477, 439 (2011).
- 26) R. Ionicioiu, G. Amaratunga, and F. Udrea. *International Journal of Modern Physics B*, 15, 125 (2001).
- 27) M. Kataoka, C. H. W. Barnes, C. J. B. Ford, H. E. Beere, D. Ritchie, D. Anderson, G. Jones, and M. Pepper. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 34, 546 (2006).
- 28) M. Kataoka, M. Astley, a. Thorn, D. Oi, C. Barnes, C. Ford, D. Anderson, G. Jones, I. Farrer, D. Ritchie, and M. Pepper. *Phys. Rev. Lett.*, 102, 156801 (2009).
- 29) F. H. L. Koppens, C. Buizert, K. J. Tielrooij, I. T. Vink, K. C. Nowack, T. Meunier, L. P. Kouwenhoven, and L. M. K. Vandersypen. *Nature*, 442, 766 (2006).
- 30) J. R. Petta, A. C. Johnson, J. M. Taylor, E. A. Laird, A. Yacoby, M. D. Lukin, C. M. Marcus, M. P. Hanson, and A. C. Gossard. *Science*, 309, 2180 (2005).
- 31) J. Yoneda, K. Takeda, T. Otsuka, T. Nakajima, M. R. Delbecq, G. Allison, T. Honda, T. Kodera, S. Oda, Y. Hoshi, N. Usami, K. M. Itoh, and S. Tarucha. *Nature Nanotechnology* (2017).
- 32) J. A. H. Stotz, R. Hey, P. V. Santos, and K. H. Ploog. *Nature Materials*, 4, 585 (2005).
- 33) C. Rocke, S. Zimmermann, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, G. Böhm, and G. Weimann. *Phys. Rev. Lett.*, 78, 4099 (1997).
- 34) G. Dresselhaus. *Phys. Rev.*, 100, 580 (1955).
- 35) H. Sanada, Y. Kunihashi, H. Gotoh, K. Onomitsu, M. Kohda, J. Nitta, P. V. Santos, and T. Sogawa. *Nature Physics*, 9, 280 (2013).
- 36) B. Bertrand, S. Hermelin, S. Takada, M. Yamamoto, S. Tarucha, A. Ludwig, A. D. Wieck, C. Bäuerle, and T. Meunier. *Nature Nanotechnology*, 11, 672 (2016).
- 37) J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. W. van Beveren, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen, and L. P. Kouwenhoven. *Nature*, 430, 431 (2004).
- 38) J. R. Schülein, Florian, E. Zallo, P. Atkinson, O. G. Schmidt, R. Trotta, A. Rastelli, A. Wixforth, and H. J. Krenner. *Nature Nanotechnology*, 10, 512 (2015).