

2 重量子井戸構造を用いた電子波方向性結合形スイッチの提案と試作

Proposal of a Directional-Coupled Electron-Wave Switch with Coupled Double Quantum Wells

野 口 充 宏*・生 駒 俊 明**
Mitsuhiro NOGUCHI and Toshiaki IKOMA

近年、半導体微細加工の進展に伴い、電子の波として位相情報を持ち干渉する性質や散乱されずに進む ballistic な状態が観測可能となってきた。これらは、拡散で記述される従来の電子デバイスと異なり、新たな電子の波としての性質を活かしたデバイスの実現可能性を示している。しかし、現在まで提案されている電子波デバイスでは、電流駆動能力が低いことなどの問題がデバイスの有用性を制限する要因と成り得ていた。本稿では、電子の波としての性質を用いたデバイスの問題点を再考し、その問題点の解決の端緒として2重量子井戸を用いた積層形電子波方向性結合形スイッチについて検討する。

1. はじめに

電子が波として干渉を起こす性質や散乱を受けず光波のように進む ballistic な性質は、半導体超微細加工によって面内方向に電子の波動的な性質を活かしたデバイスを作製できる可能性を示している。近年、これに呼応し、電子の波動的な性質を活かしたデバイスの提案も盛んに行われ、その試作が行われている。しかし、現在までに提案された電子波デバイスの大部分は、フェルミ波長(～数10 nm)程度の設計誤差許容度しか持たず、単一モード量子細線を用いるために電流駆動能力が低いなど、FET など現状の電子デバイスとの隔たりが大きい。これらの隔たりは、工学的観点からはデバイスの有用性を制限する要因となろう。そこで、われわれは、従来の電子波デバイスの問題点を見直し、その解決の端緒として二重量子井戸を用いた新たな積層型電子波方向性結合スイッチを提案および試作している。本解説では、このデバイスについての解析結果と実現可能性について述べる。

2. 現状の電子の干渉およびballistic 性を用いたデバイスの問題点

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

① 電流駆動能力の不足。

ballistic 電子については、図1のように、電子密度を変化させることにより電子の有効屈折率を変化させ、電

子のプリズムなどの見事な実験を Spector ら示している¹⁾。このような超高移動度2次元電子ガスを面内加工することにより電子の光学的なスイッチング素子をつくる方針は、電子の速度を hot electron 化し大きくしたり、スイッチングに用いる電子密度をゲート下の電子密度と同程度にしなければ、大きなゲート容量が問題となると考えられる。また、電子波の位相を使うデバイスでは、電子の位相を揃えて伝播させるために単一モード量子細線を必要することが多く、その量子化コンダクタンス(=2e²/h 約77μS)によってドレインコンダクタンスが制限される。

② 極低温動作の必要性。

電子の位相に対する散乱を防ぐために、電子の位相緩和時間 τ_ϕ や運動量緩和時間 τ_m よりもデバイスの動作

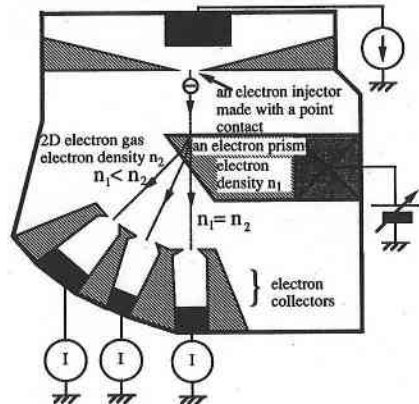


図1 Spector らが作製した ballistic 電子を用いた電子プリズムの模式図。伝導電子濃度が異なる界面で ballistic 電子が屈折する現象を用いている。

*東京大学生産技術研究所 第3部

**東京大学生産技術研究所 付属機能エレクトロニクス研究センター

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

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

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

ここで、nは基底状態でのモード数、 \hbar はreduced Plank constant、 m^* は伝導電子の有効質量である。L \sim 1 μm 、n=10とすると、GaAs素では ΔE は0.45meV程度のごく小さいエネルギー間隔である。この ΔE よりも小さいエネルギー広がりを持つことが単一モード動作する電子波デバイスには必要であるが⁵⁾、高温では一般に電子の単色性が失われ、エネルギーが $k_B T$ 程度の広がりを持つために、多モードの干渉が互いに打ち消し合って、On/Off比を悪化させてしまう。

③ 電流入出力間に印加できる電圧が低いこと。(熱平衡形のデバイス)

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

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

① 電流駆動能力の不足を解決するには、単一モード量子細線を並列に接続する方法が紳により提案されている⁶⁾。彼も指摘しているように、この方法を用いるには並列接続しても動作する電子波デバイスに対象が限られる。単一モードの量子細線の並列接続については、IsmailらがEB露光法とwet etchingにより複数の量子細線にわたり1次元量子化に起因する抵抗停留を同時に観測することに成功している⁷⁾。しかし、面内方向の加工技術制限から、均一な量子細線の作製が依然困難であることは現状では否めず、単一モード量子細線以外の方法で、電子波デバイスの電流駆動能力を向上させる方法

も工学的意味があると考えられる。そこで、われわれは、2次元電子状態に保ったままで電子波の方向性を向上させる方法を考案し実証した。この方法では、電子の位相を一度揃えれば、電流の流れる方向にほぼ位相が揃った状態で伝播する電子波を実現でき、スイッチングで機能する電子密度をゲート下の電子密度と同程度にすることが可能であるため、高い電流駆動能力を維持できる。後で紹介する電子波の方向性結合形スイッチでは、電子の結合領域の端で電子の位相が自動的に揃うと考えられ、後者の方法でもOn/Off比を悪化せずに電流駆動能力を確保できる。

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

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

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

以上の観点により、われわれは、電子波方向性結合形

スイッチが将来の電子波デバイスの有力な候補になると考え、動作解析および試作を行ってきた。以下では、それについて述べる。

3. 2 重量子井戸構造を用いた電子の方向性結合器の動作原理

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

また、2つの電子導波路の量子化エネルギーの差が結合エネルギーよりも遙かに大きな時には、結合した系の2つの固有関数のエネルギー差も κ よりも遙かに大きくなる。この場合、1つの導波路に注入された電子の波動関数は、2つの結合固有関数に不平等に分配されるため、それぞれの固有関数の電子密度の差で引き起こされる Quantum beat は小さくなり、入射した電子導波路からもう1つの電子導波路へ電子が移り変わる確率も非常に小さくなる。そこで、電子導波路の結合を制御するには、図2のように2導波路の間隔を調整するほかに、各電子導波路の量子化エネルギーを調整する方法がある。たとえば、電子導波路を量子井戸で構成した場合は、結

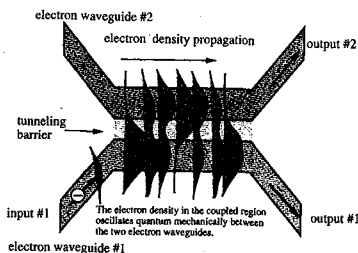


図2 電子波方向性結合型スイッチの概念図。電子密度は電子導波路が結合した領域で量子力学的に振動しながら進むため、電子を完全に一つの導波路からもう一方の導波路へ移すことができる。

合を望まないところは2量子井戸の量子化準位のエネルギーが異なる、すなわち非対称2重量子井戸にしておき、結合を必要とする場所では表面につけたゲート金属に電圧を印加して、量子井戸の量子化準位のエネルギーを一致させれば電子波の結合を制御できる。

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

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

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

つまり、この結合量子井戸または量子細線でスイッチング素子を作れば、その結合長 L_{tr} は、フェルミ波長の $E_F/\kappa \sim 10$ -100倍にすることが可能であり、微細加工の制限が緩和される。また、電子波方向性結合形スイッチでは、各導波路の量子準位のエネルギーの差 $E_1 - E_2$ を量子井戸の結合エネルギー κ 程度変化させることによりスイッチングが可能であることがわかっている。このエネルギー κ は通常 $0.1 \sim 10$ meV とフェルミエネルギーの $1/10 \sim 1/100$ 程度であり、結合制御ゲートの容量を充電するために必要な電圧変化も従来の電界効果トランジスタに比べ非常に小さくでき、高速動作が期待される。

さて、半導体面内加工による結合量子細線による方向性結合スイッチの試みは、Eugster と del Alamo によって報告されており¹³⁾⁻¹⁵⁾、彼らはトンネル障壁の高さを変化させることで、トンネル障壁を流れる電流の分布の変化を観測している。しかし、彼らが用いた平面構造の電子波方向性結合スイッチは、障壁層を基板表面にある金属ゲートに電圧印加して作製したポテンシャルによって得ているため、障壁高さが低く、障壁の厚さも大きい。さらに、このような構造では、10nm 程度のリソグラフィの精度によってトンネル障壁が決まるため、トンネル現象を制御するには再現性に乏しい。また、トンネル確率が低い GaAs でできたトンネル障壁では、電子を隣り導波路へ移すのに十分な結合長さは $1 \mu\text{m}$ 程度必要であり¹⁴⁾、ゲート容量の増加によるスイッチング速度の低下と、長い位相コヒーレンス長を必要とするために高温動作が困難なことが問題となると考えられる。

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

さらに、この構造の電子波結合ゲートの長さを電子の

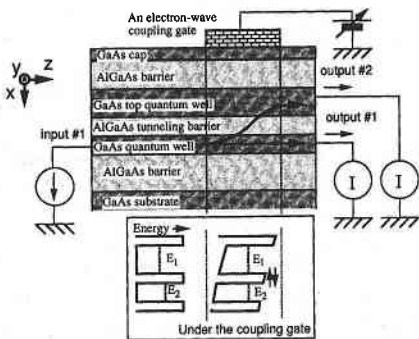


図 3 提案した積層型電子波方向性結合型スイッチの概念図。

平均自由行程よりも小さくし、(散乱を介したトンネル確率)⁻¹よりも短い時間で電子が通り抜けるようにすれば電子は ballistic に伝播するはずである。ここで、実際われわれが作製した 2 重量子井戸構造で、両量子井戸の電子密度が等しく共鳴条件となる場合の移動度は少なくとも $12\text{m}^2/\text{Vs}$ あり、これに対応する運動量緩和時間は 4.8ps である。これに対し、キャリア密度 $1 \times 10^{15}\text{m}^{-2}$ 、 $\kappa \sim 1\text{meV}$ 、ゲート長 $0.3\mu\text{m}$ 程度の方向性結合スイッチでゲート下を電子が走行する時間は 2ps 程度であり、運動量緩和時間よりも小さくできる。さらに、Eisensteinらによれば、同様な 2 重量子井戸構造で $5\mu\text{m}$ に及ぶ平均自由行程の二次元電子ガスの作製に成功しており¹⁶⁾、ballistic 条件は現在の半導体加工技術で十分実現できると考えられる。

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

次に、電子を ballistic な状態で走行させた場合に、どの程度電子が 1 つの導波路からもう一方の導波路へ移り変わるかを考えよう。今、理想的条件としてフェルミエネルギーが結合エネルギー κ よりもはるかに大きく、2

つの導波路それぞれの量子化エネルギーは等しいとする。また、電子はゲート下で散乱を受けないとし、電子は 2 量子井戸中を完全に量子力学的振動をするとする。単一モード量子細線を電子導波路として用いた場合には、電子波の存在確率が 2 導波路間を正弦波状に完全に移り変わるからゲート長 L が $(2n+1)L_{tr}$ [$n=0,1,2,3,\dots$] となる場合に 1 つの導波路からもう一方の導波路に電子が移り変わり、スイッチング確率は 1 となる。

次に、電子導波路として量子井戸を用いた 2 次元電子系の場合には、電子の走行する方向はフェルミ円の方向すべてに渡っており、そのスイッチング確率 T を全方向で平均する必要がある。このとき、電流の流れる方向に対して θ の角度で入射した電子がゲート下に存在する行路長は $L/\cos\theta$ となり、 L よりも長くなる。この行路長の分散効果のため、すべての方向に対し 1 つのゲート長で同時にスイッチング確率を 1 にすることはできない。つまり、電流の流れる方向の電子の波数ベクトルの大きさが揃っていないため、2 次元電子ガスでは、 $L \sim 0.8L_{tr}$ で T は 0.83 までしか得られず、1 に至らない。

2 次元電子系でさらにスイッチング確率 T を大きくするには、電子の方向をゲートと直交するように速度を揃えればよい。この 1 つの方法は、単一モード量子細線に量子井戸を加工し、ゲートに直交する以外の成分を取り除く方法である。この方法は、原理的に完全なスイッチング確率が得られるという利点はあるが、単一モード細線を作製するのは一般に困難な上に、2 重量子井戸を用いた構造では、単一モード量子細線を作製するのに最も有効な表面から閉じ込めポテンシャルを電子ガスに及ぼす方法が使えない。これは、2 重量子井戸構造では、表面側の量子井戸の電子の screening のために、表面から遠い方の量子井戸に閉じ込めポテンシャルが有効に及ぼされないためである¹⁷⁾。そのため、より電子ガスに近接した場所に閉じ込めポテンシャルを作りつける集束イオンビーム打ち込みやエッチングなどの方法が必要となり、加工欠陥を導入してしまう可能性がある。また、1 次元細線同士の結合の計算によると、結合部のモード結合が 2 方向閉じ込めにより複雑となるため、単純な 2 次元電子—2 次元電子 tunneling と異なり複雑で複数の resonant peak をもつ tunneling 特性になることが知られている^{17), 18)}。

そこで、電子の方向をゲートと直交するように速度を揃える方法として、欠陥導入の可能性の少ない別の方法を考案した。これには、図 4 のように、ballistic な電子波が電子密度が小さい領域 (電子密度 n_1) から大きな領域 (電子密度 n_2) の境界で屈折する性質があることを用いる¹⁾。これは、ballistic 電子のエネルギーと界面に平行な運動量が保存されることにより、光波と同様に Snell の法則が成り立つことに起因している。ここで、

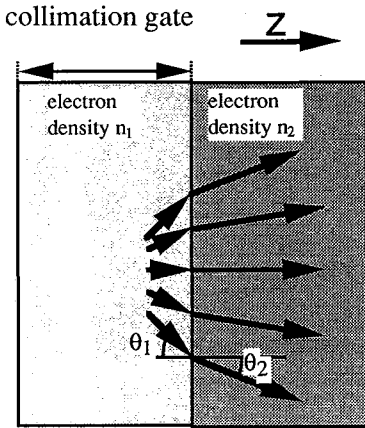


図4 ballistic 電子の屈折を用いた 2次元電子の z 方向への collimation.

電子の入射角を θ_1 、界面を横切った後の角度を θ_2 とすると、次の式が成り立つ。

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

これは、図4のように $n_1 \ll n_2$ の時に、 θ_2 が θ_1 に比べずっと小さくなることを示している。以上から、電子密度を小さくするための電子波方向制御ゲートを、電子波を結合させるゲートから電子が ballistic に進む距離内に作製すれば、電子の伝播方向をゲートに直交する方向に揃えられるはずである。

詳しい計算によると、電子波方向制御ゲートの下の電子密度を n_1 、電子波結合ゲートの下の電子密度 n_2 とすると、 $n_1/n_2=0.36$ とし $L \sim 0.92L_{tr}$ とすれば、スイッチング確率 $T=0.99$ となり、単一モード量子細線を用いなくても高い確率でスイッチングできる。

また、電子波方向制御ゲート下の電子のフェルミ波数を k_1 とし、ゲート幅を W とすると、電子波方向制御ゲートを作製した2次元電子波方向性結合形スイッチは1次元の方向性結合形スイッチに比べ約 (k_1W/π) 倍だけ電流駆動能力が増大する。この k_1W/π は、幅 W に閉じ込められたフェルミ波数 k_1 の2次元電子ガスでの1次元モードの数に相当し、たとえば、 $1\mu\text{m}$ 幅で伝導電子密度 $2 \times 10^{15} \text{m}^{-2}$ の典型的なデバイスの条件では、 $k_1W/\pi \sim 35$ 程度までになる。このように、2次元電子波方向制御により、量子波デバイスの電流駆動能力を飛躍的に大きくできる可能性がある。

4. 2重量子井戸構造を用いた電子波方向性結合器の作製

3章で述べた提案を実験で実証するには、次の2点を検証すれば良い。

- ① 2次元電子ガスを用いた電子波方向性結合形スイ

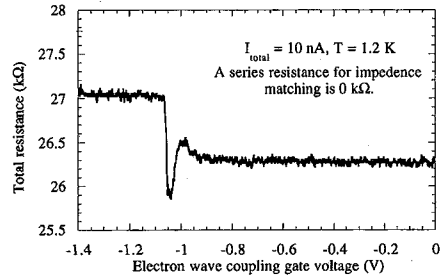


図5 表面から遠い量子井戸のみに電子を注入した場合の積層型電子波方向性結合型スイッチの全抵抗の電子波結合ゲート電圧に対する特性。

チを作製し、動作を実証すること。

- ② 2次元電子ガスの電子密度が少ない領域から多い領域に入射するときに ballistic 電子の伝播方向が揃うこと。

後者については、高移動度2次元電子ガスを用いて電子密度を変化できる電子波入射器を作製し、集束効果が確かに起こっていることを既に確認している¹⁹⁾。本稿では、紙面の関係上、後者は割愛し前者についてのみ述べてさせていただく。

①を実証するために、結合長 ($0.66\mu\text{m}$) とほぼ等しい長さの $0.68 \sim 0.74\mu\text{m}$ のゲートを2重量子井戸基板上に作製した。用いた2重量子井戸構造基板の電子の平均自由行程は $0.8\mu\text{m}$ 程度となるので、このゲート下ではほぼ ballistic に電子波が伝搬していると考えられる。ここで、積層型電子波方向性結合スイッチでは、2重量子井戸の井戸それぞれにオーム性電極をとることが必要である。われわれは、試料の両面に Ohmic 電極に近接して Schottky ゲートを作製し、片側の量子井戸の2次元電子ガスを部分的に空乏化させることにより、量子井戸それぞれを電子の導波路として用いた¹⁶⁾。ここで、基板裏面の Schottky ゲートに印加する電圧の絶対値を小さくするため、基板裏面にウェットエッチングにより穴を空け、2次元電子ガスから $100\mu\text{m}$ 以内に近づけてゲートを作製している。また、電子波の結合をゲートがない部分で小さくするために、2重量子井戸は表面に近い方が 12nm 、表面から遠い方が 10nm と非対称に設計した。測定は、電子の加熱の影響を防ぐため、 10nA とごく少ない電流を用いて $0.45 \sim 1.7\text{K}$ の低温でロックインアンプを用いて行っている。

図5に、表面から遠い方の量子井戸 (bottom quantum well) のみに電流を注入し、電子波結合ゲートの電圧を変化させたときの全抵抗特性を示す。ゲート電圧 V_g が負に大きくなるのに伴い、全抵抗は $-1.03\text{V} < V_g < 0\text{V}$ と $V_g < -1.08\text{V}$ でほぼ一定値になる。これは、 $-1.03\text{V} < V_g < 0\text{V}$ では2量子井戸の2次元電子ガスが伝導的であることと $V_g < -1.08\text{V}$ では、bottom quantum well のみが伝導的であることに対応している。こ

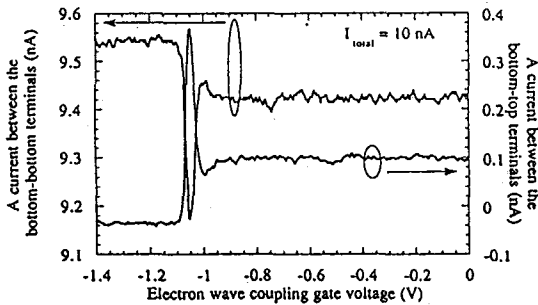


図 6 表面から遠い量子井戸のみに電子を注入した場合の積層型電子波方向性結合型スイッチの各量子井戸の出力電流の電子波結合ゲート電圧に対する特性.

れら 2 ステップ構造は両量子井戸に電流を注入したときにも観測されるが、それに加えて、bottom quantum well に電流を注入したときには、 $V_g = -1.04$ V に抵抗減少のディップが観測される。ゲート電圧を負に大きくすると、表面に近い側の量子井戸は空乏化するから、この dip は通常の MIS 構造の電荷蓄積によるものではない。

さらに、図 6 に、表面から遠い方の量子井戸のみに電流を注入し、電子波結合ゲートの電圧を変化させたときの各量子井戸に流れる出力電流を示す。ちょうど全抵抗特性にディップが生じたのと同じゲート電圧の時に出力電流に相補的なピークが現れることがわかる。また、 -1.04 V というゲート電圧は、表面側の量子井戸が空乏化する過程に相当する電圧であるため、このピークは、両量子井戸の量子化エネルギーが一致し、トンネル確率増大したために量子井戸間を流れる電流が増大し、電流の流れる経路が変化したことによる。これら結果は、2 次元電子ガスを用いた電子波方向性結合形スイッチの原理動作を示したものと考えられる。

5. 結 び

本解説では電子波デバイスの工学的問題点に注目し、問題点の解決する端緒を与える電子波方向性結合スイッチについてわれわれの研究を簡単に紹介した。われわれが作製した電子波方向性結合スイッチでは、現在までで 2 電子波導波路間を流れるトンネル電流は注入電流の 5% 以下に留まっている。現在までのところ、この原因が試料の構造が最適化されていないことによるのか、それとも結合モード解析が単純すぎるため本質的にスイッチできる電流が制限されるのか明らかになっておらず、実用的な電子波デバイス実現を目的としたデバイス物理の研究が重要であろう。

謝 辞

本研究の遂行にあたり、東大生研の平川助教授および Imperial College の Dr. T. J. Thornton に、有益な討論および実験上の援助で大変お世話になった。また、本研究の実験遂行に大いに貢献した生駒研究室大学院生の榊原秀樹君に感謝する。さらに、電子波デバイスの問題点を再び見直すのに際し、the first International Workshop on Quantum Functional Devices (那須, 1992) での討論が非常に参考になった。共同執筆者野口を援助して下さった財新機能素子研究開発協会および日本学術振興会に、感謝の意を表したい。また、本研究は大型基礎共同研究「メソスコピック・エレクトロニクス」の援助の下に行われた。関係各位に感謝する。

(1993 月 1 月 12 日受理)

参 考 文 献

- 1) J. Spector, H. L. Stormer, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2433 (1990).
- 2) H. Fukuyama and E. Abrahams, *Phys. Rev.* **B33**, 8291 (1986).
- 3) 平川, 第 3 回東京大学フォーラム, "メソスコピック・エレクトロニクス" 資料, pp. 135.
- 4) T. Ikoma, in: *Institute of Physics Conference Series No. 127: Chapter 4, Physics, Electronics, and Applications* (IOP Publ. Ltd., 1992).
- 5) 榊, 古屋, private communication.
- 6) 榊, 第 3 回東京大学フォーラム, "メソスコピック・エレクトロニクス" 資料, 平成 2 年 3 月, pp. 59.
- 7) K. Ismail, S. Washburn, and K. Y. Lee, *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 1998 (1991).
- 8) G. Fasol, *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 831 (1992).
- 9) 平井宏, 小宮山進, 中村和夫, 二瓶史行, 91 年第 46 回日本物理学会年会, 29a-C-8.
- 10) 椿光太郎, 本多隆, 都倉康弘, 92 年春期応用物理学会, 30p-T-7.
- 11) S. Datta, M. R. Melloch, S. Bandyopadhyay, R. Noren, M. Vaziri, M. Miller, and R. Reifenberger, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 2344 (1991).
- 12) F. Sols, M. Macucci, U. Ravaioli, and K. Hess, *J. Appl. Phys.* **66**, 3892 (1989).
- 13) C. C. Eugster and J. A. del Alamo, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3586 (1991).
- 14) J. A. del Alamo and C. C. Eugster, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 78 (1990).
- 15) N. Tsukada, A. D. Wieck and K. Ploog, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 2527 (1990).
- 16) J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 1497 (1991).
- 17) T. J. Thornton, private communication.
- 18) J. Wang, Y. J. Wang, and H. Guo, *Phys. Rev.* **B46**, 2420 (1992).
- 19) M. Noguchi, H. Sakakibara, T. Ikoma, to be submitted to *Jpn. J. Appl. Phys.*