

二重量子井戸構造を用いた方向性結合型電子波スイッチ

Directional Coupled Electron Wave Switch with Coupled Double Quantum Wells

榊原 秀樹*・野口 充宏**・T.J. Thornton***

平川 一彦****・生駒 俊明****

Hideki SAKAKIBARA, Mitsuhiro NOGUCHI, Trevor J. THORNTON,
Kazuhiko HIRAKAWA, and Toshiaki IKOMA

われわれは、量子力学的に結合した2つの量子井戸間のコヒーレントな共鳴トンネルを利用した方向性結合型電子波スイッチを提案する。簡単な理論解析により、この素子においては電流駆動能力を低下させることなく、電流のスイッチング比をほとんど1にすることができることを示す。さらに、2つの量子井戸間を電子がコヒーレントにトンネルしているかどうかを実験的に検討する。

1. はじめに

近年、半導体ナノ構造中の電子輸送現象が関心をひいている。結晶成長技術と微細加工技術の進歩により、弾性散乱による平均自由行程だけでなく、非弾性散乱のそれよりも小さな寸法の素子を実現することも可能となった¹⁾。そのような微細な系の中で起きるコヒーレントな電子波干渉効果を用いた量子効果デバイスは、低消費電力と高速動作が期待されることから、大きな注目をあびている^{2)~6)}。

そのような量子干渉素子を実用化する上で最も期待されているものが、方向性結合型電子波スイッチである^{5),6)}。この素子は、2つの結合した量子細線を電子導波路として用い、コヒーレント共鳴トンネルにより、一方の電子導波路に注入された電子波が、進行しながらもう一方の電子導波路に遷移することを利用したものである。この素子においては、ゲート電圧は導波路間の結合強度を制御し電流経路を変化させるためだけに必要であり、ゲート容量の充放電は非常に小さくて済む。したがって、この素子はきわめて小さい消費電力で動作する可能性がある。Intrinsicな動作速度は、2つの量子準位間の量子力学的なRabi振動数によって決定されるので、非常に高速に設計することができる。

しかし、このような単一モード量子細線を電子導波路と

して使用する素子^{5),6)}は、そのドレインコンダクタンスが量子化コンダクタンス ($=2e^2/h=77\mu S$) によって制限される上、量子細線構造の微細加工上の困難から実用化するのは難しい。

そこで、われわれは、電流駆動能力と高いオン/オフ比のどちらも損なうことなく、コヒーレント共鳴トンネルの長所^{5),6)}を利用した新しい素子構造を提案し、試作した。提案する構造は、積層された二重量子井戸構造からなり、素子表面に2つのゲートを有する。一方のゲートは電子波の遷移を制御し、もう一方はFermi円上にランダムに分布した2次元電子の波数の方向性を揃えるために使われる^{7),8)}。さらに、われわれは、結合量子井戸間を電子波がコヒーレントにトンネルしているかどうかを、実験的に検討した。

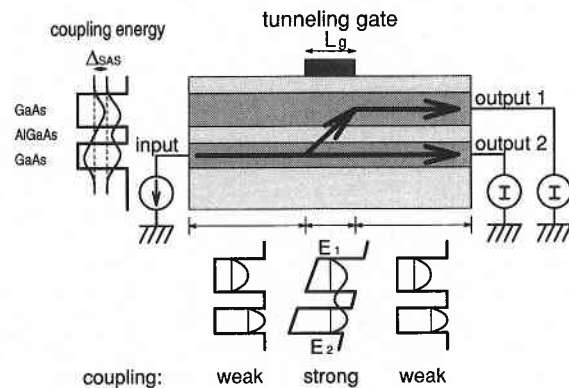


図1 結合二重量子井戸から構成される積層型方向性結合型電子波スイッチの断面図

*東京大学生産技術研究所 第3部

**(株)東芝研究開発センター

***Imperial College

****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

2. 方向性結合型電子波スイッチの動作原理

図1に、われわれが提案する積層型方向性結合電子波スイッチの断面図を示す。この素子は、結合した量子井戸を電子導波路として使用する。積層構造は、2つの電子導波路間の結合強度を精密に制御するのに適している。なぜなら、量子井戸の幅やトンネル障壁の厚さは、分子線エピタキシー (MBE) などの結晶成長装置により分子層レベルで精度よく作製することが可能だからである。

電子波のスイッチングには、2つの結合した量子井戸間の電子の確率密度の量子力学的な振動現象を用いる^{5), 6), 9)}。同じ量子化エネルギーを持った量子井戸を近接させると、もともと縮退していた固有エネルギーはわずかに異なる2つの準位に分裂する。この準位は、対称な固有状態と非対称な状態に対応する。この小さなエネルギー差 (Δ_{SAS}) によって、それぞれの固有モードで伝搬する電子波の速度に差が生じ、両者の干渉によって電子の確率密度の量子力学的振動が引き起こされ、電子の波束は角速度 $\omega_0 = \Delta_{SAS}/\hbar$ (Rabi 振動数, \hbar は Planck 定数) で量子井戸間を行き来する。たとえば、対称な二重量子井戸の場合には、量子井戸の量子化エネルギーを E_0 、トンネル障壁の高さを V_0 、量子井戸の厚さを L_w 、トンネル障壁の厚さを L_b 、電子の有効質量を m^* とすると、

$$\Delta_{SAS} = \frac{8E_0}{L_w\sqrt{2m^*V_0}} \exp\left(-\sqrt{\frac{2m^*V_0}{\hbar}}L_b\right) \quad (1)$$

と表される。井戸幅15nmの $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ 対称二重量子井戸構造における障壁幅 L_b と Δ_{SAS} およびスイッチング時間 τ_s ($=\pi/\omega_0$) の関係をプロットしたものが図2である。もし、チャンネル長 L_g を、通過時間 (L_g/v_F ; v_F は電子の Fermi 速度) が Rabi 振動周期の半分に一致するよう

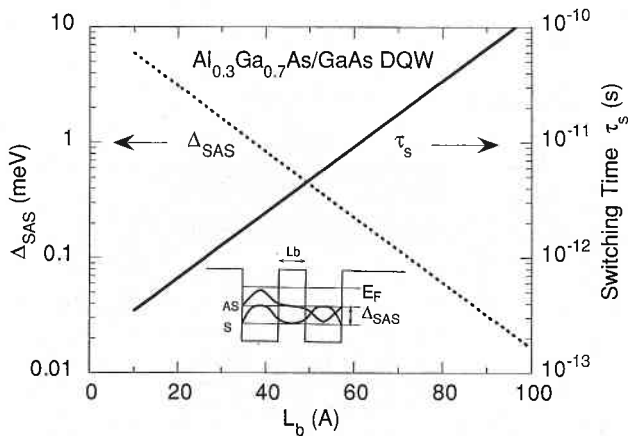


図2 井戸幅15nmの $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ 対称二重量子井戸構造における障壁幅 L_b に対する対称状態と非対称状態のエネルギー差 Δ_{SAS} およびスイッチング時間 τ_s の関係

に設計すれば、通常のインコヒーレントなトンネル (遷移確率50%) に比べ、量子井戸間で電子波束が遷移する確率は最高2倍高くなる。しかし、量子化エネルギーに δ の差が生じると、電子波の遷移は $(\Delta_{SAS}/\delta)^2$ のオーダーで抑制される⁹⁾。それゆえ、ゲート電界によって2つの量子化エネルギーのラインアップを制御することで、スイッチング動作を行うことが可能である。

デバイス応用の観点では、スイッチング比は1であることが望ましい。シングルモード量子細線構造をチャンネルに用いた場合においては、非弾性散乱による電子の位相緩和の効果と考慮すると、電子波束の遷移確率は

$$T(L) = \sin^2\left(\frac{\pi L}{2L_T}\right) \exp\left(-\frac{L}{L_{in}}\right) + \frac{1}{2}\left\{1 - \exp\left(-\frac{L}{L_{in}}\right)\right\} \quad (2)$$

と計算される。典型的な条件下では、図3に細い実線で示すように電子波束が97%以上遷移することが期待される^{5), 6)}。しかし、この構造は前述のように電流駆動能力の面で大きな問題がある。一方、電流駆動能力を改善するために単純にチャンネル幅を広げた積層二重量子井戸構造を用いた導波路構造では、2次元電子ガスの波数ベクトルの方向がランダムに分布しているために、次式に示すように方向性の平坦化により遷移確率は減少し、図3に破線で示すように最大遷移確率は0.72となる。

$$T(L) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left[\sin^2\left(\frac{\pi L}{2L_T \cos \theta}\right) \exp\left(-\frac{L}{L_{in} \cos \theta}\right) + \frac{1}{2}\left\{1 - \exp\left(-\frac{L}{L_{in} \cos \theta}\right)\right\} \right] d\theta \quad (3)$$

そこで、われわれは電子の波数ベクトルを導波路に平行

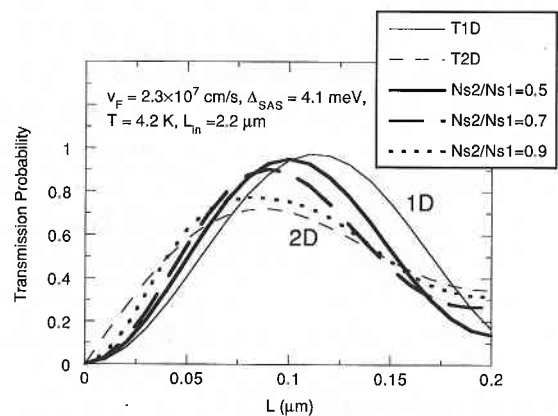


図3 トンネリングゲート長に対する電子波の遷移確率。細い実線、細い破線、太線はそれぞれ、1次元電子導波路、2次元電子導波路、および2次元導波路でパルス電子をコリメーションしたときに対応する。

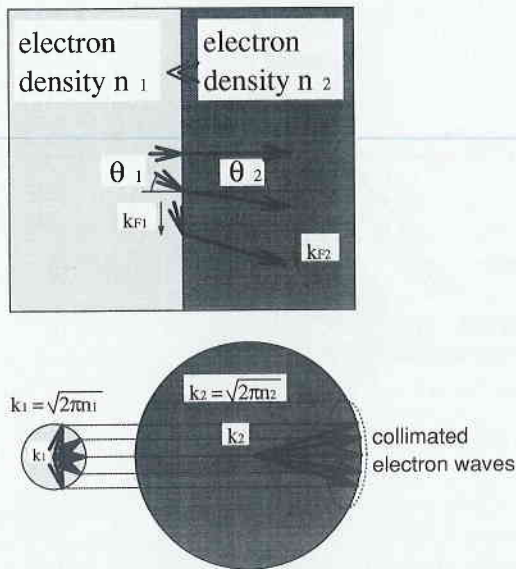


図4 パリステイック電子の屈折の法則を利用した2次元電子のコリメーション

な方向に揃える方法として、パリステイック電子の屈折の法則を利用した新しい方法を提案した。図4のように、電子密度が小さい領域（電子密度 n_1 ）から電子密度が大きい領域（電子密度 n_2 ）への境界をパリステイック電子が横切るときに、電子のエネルギーと界面に平行な方向の運動量が保存されることから、パリステイック電子は屈折する⁷⁾。ここで、境界に対する入射角と出射角をそれぞれ θ_1 , θ_2 とすると、次式のように光波と同様な Snell の屈折の法則が成り立つ。

$$\sin \theta_2 = \sqrt{n_1/n_2} \sin \theta_1 \quad (4)$$

これによれば、電子密度 n_1 が n_2 よりも十分小さければ、 θ_2 が θ_1 に比べて小さくなり、電子の波数ベクトルの分布は狭くなる⁸⁾。出射角の最大値 θ_{max} は、図5に示すように電子密度比の減少に伴い急激に小さくなる。したがって、2次元電子導波路における最大遷移確率は、トンネリングゲートのすぐ直前にコリメーションゲートを置くことで、改善できることが期待される。コリメーションゲート下の電子密度がゲートをかけていない領域の50%になっているとしたときの遷移確率を、図3に太い実線で示す。遷移確率は95%にまで回復し、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ことがわかる。

次に電流駆動能力について考える。2次元の電子導波路構造を用いた場合、1次元導波路に比べ、導波路幅 W に閉じこめられた2次元電子ガスの1次元モード数だけ増大し、 $(k_1 W / \pi)$ 倍となる。ただし、 k_1 はフェルミ波数である。たとえば、コリメーションゲート下の電子密度が $1 \times 10^{15} / m^2$ で幅 $60 \mu m$ の導波路の場合、 $k_1 W / \pi \sim 1514$ 、ドレ

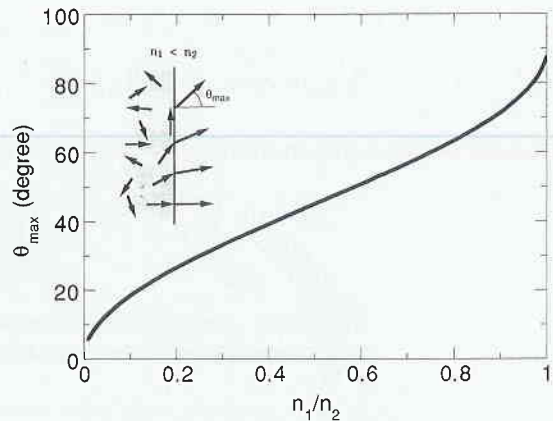


図5 電子密度 n_1 と n_2 の領域の界面を通過するパリステイック電子の最大出射角 θ_{max}

インコンダクタンス $G = 117 mS$ となり、電流駆動能力は大きく改善される。

3. 方向性結合型電子波スイッチの作製

図6に、提案した方向性結合型電子波スイッチの概念図を示す。選択ドープ AlGaAs/GaAs 結合量子井戸構造を MBE によって成長し、そのウエハに $60 \mu m$ 幅の方向性結合型電子波スイッチを作製した。7 nm 厚の $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ トンネル障壁によって隔てられた 12 nm (上) と 10 nm (下) の厚さを有する GaAs 量子井戸を電子導波路とした。ゲートをかけていない領域での不必要な結合を抑制するために、量子井戸の厚さは意図的に非対称とした。4.2 K における各量子井戸の電子密度と移動度は、上の井戸で $2.5 \times 10^{15} / m^2$ と $15 m^2 / Vs$ 、下の井戸で $0.7 \times 10^{15} / m^2$ と $7 m^2 / Vs$ であった。2組のソース・ドレインオーミックコンタクトを形成し、それに近接してサンプル両面に作製したショットキーゲートによって、片側の量子井戸の2次元電子ガスを選択的に空乏化させた (selective depletion 法)¹⁰⁾。これにより、それぞれの量子井戸に独立にオーミックコンタクトを作製した。同一の素子上に電子ビームリソグラフィにより $0.6 \mu m$ と $15 \mu m$ 長のショットキーゲートを作製した。短い方のゲート長は、電子の transfer length ($L_T = \pi v_F / \omega_0$) に一致させた。長い方のゲートは電子波の位相緩和長 ($\sim 1 \mu m$) や平均自由行程より十分長く、インコヒーレントトンネリングの場合の比較測定用である。

4. 量子井戸間のコヒーレントトンネリング効果の検討

0.45 ~ 1.7 K の低温において、電子加熱を避けるために 10 nA の電流を下側の電子導波路に注入し、下のチャンネルから下のチャンネルへの非トンネル電流と下のチャンネルから上のチャンネルへのトンネル電流を、ゲート電圧の関数として独立に測定した。図7に $0.6 \mu m$ のゲートを用いた時の

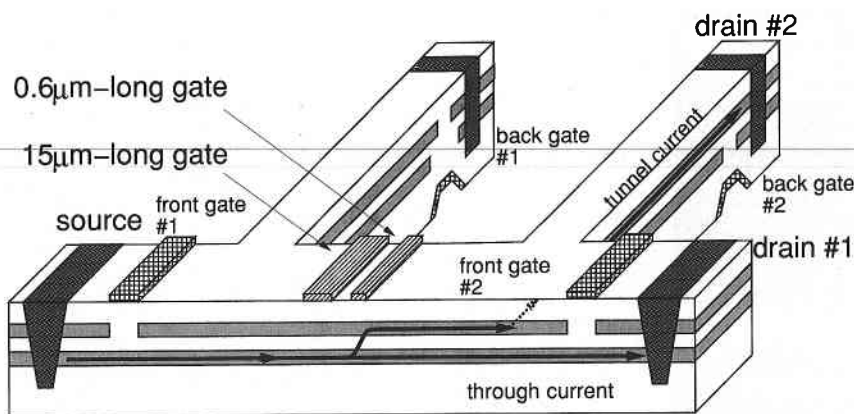


図6 結合二重量子井戸構造を利用した方向性結合型電子波スイッチの概念図

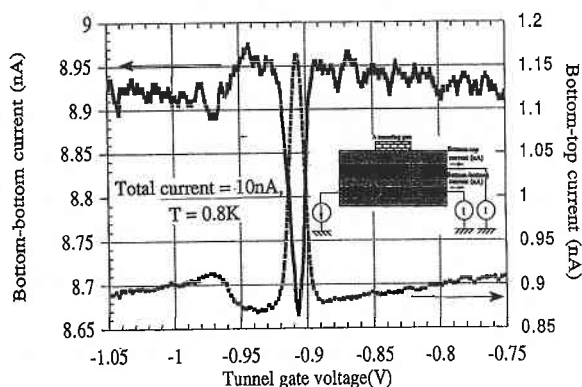


図7 0.6 μm 長のゲート電圧に対する下の導波路から下の導波路への非トンネル電流と、下から上へのトンネル電流。

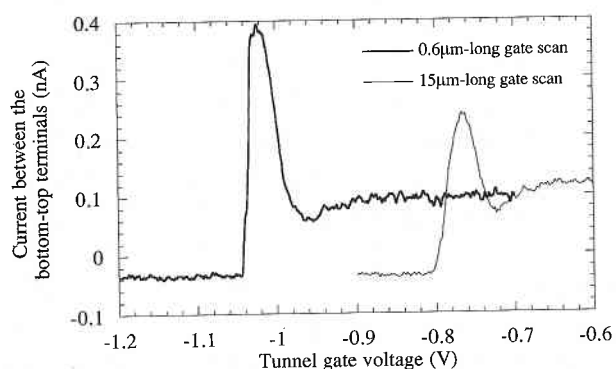


図8 0.6 μm 長のゲート (太線) および15 μm 長のゲート (細線) の電圧に対する、下の電子導波路から上の導波路へのトンネル電流。

測定結果を示す。ゲート電圧 -0.91V 付近に、電子波のトンネルに基づく鋭いトンネル電流のピークとそれに相補的なディップが、いずれも同一のゲート電圧で観測された。このピークは、2つの量子化エネルギーが一致したときに、共鳴トンネル結合によって電流の流れる経路が下の電子導波路から上の導波路へ変化したことを示している。電流ス

イッチング比が期待したほど高くはないが、その原因としては活性領域での電子波の散乱などが考えられる。

図8に0.6 μm および15 μm の2つのゲートを有する素子のゲート電圧に対するトンネル電流の変化をプロットした。0.6 μm のゲートに対するトンネルピークの高さは、15 μm のその1.5倍であることが注目される。これは単位面積当たりのトンネルコンダクティビティに換算すると、0.6 μm ゲートのトンネルコンダクティビティが15 μm ゲートのその35倍であることに対応する。このようにトンネルコンダクタンスが大きく向上することから、0.6 μm のゲート下でのトンネル過程はコヒーレントトンネリングである可能性がある。

5. ま と め

われわれは、結合二重量子井戸間のコヒーレント共鳴トンネルを利用した積層型方向性結合電子波スイッチを提案し、簡単な理論解析により、高い電流駆動能力を保ったまま電流のスイッチング比をほとんど1にすることができ得ることを示した。2つの量子井戸間を電子がコヒーレントにトンネルしていることについて、実験的に検討を行った。しかし、注入した電流に対して、電子導波路間を流れるトンネル電流はその3~4%に留まっている。素子性能の向上には、素子構造の最適化や結晶品質の向上が必要である。

謝 辞

本研究の遂行にあたり、東大先端研の榊教授、東大生研の藤田教授、および、東大物性研の家助教授には、素子の作製と測定をする上でたいへんお世話になった。共同執筆野口は、日本学術振興会の特別研究員として援助を受けた。また、本研究は文部省科研費補助金および大型基礎共同研究「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年12月13日受理)

参 考 文 献

- 1) T. Hiramoto, K. Hirakawa, Y. Iye, and T. Ikoma, Appl. Phys. Lett. **51**, 1620(1987).
- 2) S. Datta, M.R. Melloch, S. Bandyopadhyay, R. Noren, M. Vaziri, M. Miller, and R. Reifenberger, Phys. Rev. Lett., **55**, 2344(1985).
- 3) F. Sols, M. Macucci, U. Ravaioli, and K. Hess, J. Appl. Phys., **66**, 3892(1989).
- 4) K. Aihara, M. Yamamoto, and T. Mizutani, 1992 IEEE IEDM Technical Digest, 491(1992).
- 5) J.A. del Alamo and C.C. Eugster, Appl. Phys. Lett., **56**, 78(1990).
- 6) N. Tsukada, A.D. Wieck, and K. Ploog, Appl. Phys. Lett., **56**, 2527(1990).
- 7) J. Spector, H.L. Stormer, K.W. Baldwin, L.N. Pfeiffer, K.W. West, Appl. Phys. Lett., **56**, 1290(1990).
- 8) M. Noguchi, H. Sakakibara, and T. Ikoma, Jpn. J. Appl. Phys., **32**, 5014 (1993).
- 9) A. Yariv, C. Lindsey, and U. Sivan, J. Appl. Phys., **58**, 3669(1985).
- 10) J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Appl. Phys. Lett., **57**, 2324(1990).