

二次元的な構造変調を利用した単色電子源の逐次伝達法による解析

本多 哲也[†]

加藤 初儀^{††}

加藤 初弘^{†a)} (正員)

An Analysis Using Recursive Transfer Method on Monochromatic Electron-Source Induced by Two-Dimensional Structural Modulation

Tetsuya HONDA[†], Hatsuyoshi KATO^{††}, Nonmembers, and Hatsuhiko KATO^{†a)}, Member

[†] 山梨大学大学院医学工学総合研究部, 甲府市

Interdisciplinary Graduate School of Medicine and Engineering, University of Yamanashi, Kofu-shi, 500-8511 Japan

^{††} 苫小牧工業高等専門学校, 苫小牧市

National College of Tomakomai, 433 Nishikioka, Tomakomai-shi, 059-1275 Japan

a) E-mail: katoh@yamanashi.ac.jp

あらまし 半導体基板上的二次元電子の動きをゲート電極により制御することで電子の共鳴透過を実現し、単色電子源として利用可能であることが知られている。固体中の伝導現象を解析するために開発された逐次伝達法 (RTM) を用いると、この二次元電子のゲート電極での滞在時間を解析できることを示す。

キーワード RTM, 単色電子源, 共鳴透過, 滞在時間

1. まえがき

半導体基板上に現れた二次元電子を電極によって制御する方法やその波動性を利用するデバイスが実現されている [1]~[3]。このデバイスにおいて電極の構造により周期的なポテンシャルを形成すると、電子が共鳴透過を行うことが理論的に示されている [4]。共鳴透過を利用すると単色電子源を作ることが可能であり、実験的に観測できる可能性が高まっている。しかし、二次元電子系はドナー等により不純物散乱を受ける。したがって、ゲート電極領域での電子の滞在時間を見積もることができれば、この不純物散乱の効果を調べることが可能となる。ここでは、逐次伝達法 RTM (Recursive Transfer Method) を応用してこの滞在時間を調べる方法を提案するとともに、ゲート電極形状により滞在時間を制御できる可能性を議論する。

RTM とは、ナトリウム電極の電子伝導に関して開発された数値計算法であるが [5]、空間の次元やシステム構成をポテンシャル関数により考慮できる汎用性の高い方法である。この方法を用いると電子波は一次元的なチャンネルを伝達する波の重ね合わせで表現できるので、全チャンネルの滞在時間を平均して二次元電子の

滞在時間を見積もった。

2. RTM と共鳴透過の定式化

2.1 システムの構成

図 1 は、AlGaAs/GaAs ヘテロ接合などに形成された二次元電子系を制御するゲート電極の構造を示している [4]。図で黒く塗りつぶした部分がゲート電極である。電極による周期的なポテンシャルは、電子の波動関数に変調を与え、透過率に共鳴現象を引き起こす。この現象を利用すると、あるエネルギーだけをもつ電子を発生させる単色電子源を作ることができる。制御ゲートの形状が電子の共鳴透過での滞在時間にどのような影響を与えるかを調べるため、2種類のゲート構造を考えた。二つの構造はともに周期構造をとっている。ゲートなどの寸法は図 1 に示したとおりであり、電子の進行方向を z 軸とし電極の長さを L_W 、進行方向と垂直な方向を x 軸とし区間 $-L/2 < x < L/2$ で波動関数を考えた。対向するゲート電極の間隔が狭い凸部分の間隔を $2R_{W1}$ その長さを L_{W1} 、間隔が広い凹部分の間隔を $2R_{W2}$ その長さを L_{W2} とした。また、ゲートの左右にある電子系のフェルミ準位に差が与えられており、電子は左側から z 軸に沿って定常的にゲート電極間に入射しているとした。

2.2 基礎方程式

エネルギー E をもった電子が z 軸の正の方向に進行し、電極で変調されるとする。この電子に対するシュレディンガー方程式を x 軸方向に関してフーリエ変換すると、

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi_p}{dz^2} + \sum_q \left\{ V_{p-q} + \left(\frac{\hbar^2}{2m} |G_p|^2 - E \right) \delta_{pq} \right\} \psi_q = 0 \quad (1)$$

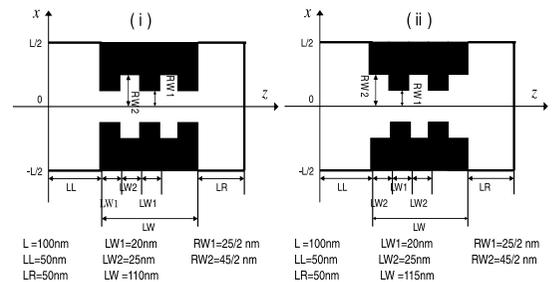


図 1 制御ゲートの構造

Fig. 1 Structure of control gate.

となる．ここに， \hbar はプランク定数を円周率 π で割ったもの， m は電子の有効質量である． $\psi_p(z)$ と $V_p(z)$ は，それぞれ波動関数とポテンシャルをフーリエ級数に展開した展開係数であり，その波数を $G_p = 2\pi p/L$ ($p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) とした．ゲート電極で覆われた領域でのポテンシャル障壁を 1eV とした．また，対向電極を隔てている領域には電極が及ぼすポテンシャル障壁がない．したがって，入射した電子波はこの領域を通過する．電極の様々な形状は，ポテンシャル関数 V_p により考慮することができる．関数 $\psi_p(z)$ は波数 G_p で指定されチャンネルを流れる波とみなせるので， p -チャンネル成分と呼ぶことにする． z 軸を $z_n = nh$ ($n = 0, 1, 2, \dots, N$) と離散化し，散乱行列 S_n を

$$\Psi(z_{n+1}) = S_n \Psi(z_n) \tag{2}$$

で定義する．ここで， $\Psi(z) = (\dots, \psi_{-1}(z), \psi_0(z), \psi_1(z), \dots)^T$ は， z におけるすべてのチャンネル成分を要素とするベクトルである．このとき式 (1) は差分方程式

$$S_{n-1} = \{b_n - a_n S_n\}^{-1} c_n \tag{3}$$

に変換できる．ここに，係数行列 a_n, b_n, c_n は単位行列 I と行列 $V(z_n, E) = [(m/\hbar^2)\{V_{p-q}(z_n) + (\hbar^2 G_p^2/2m - E)\delta_{pq}\}]$ を用いて，次のように定義される [5]．

$$a_n = I - \frac{\hbar^2}{6} V(z_{n+1}, E), \tag{4}$$

$$b_n = 2I + \frac{5\hbar^2}{3} V(z_n, E), \tag{5}$$

$$c_n = I - \frac{\hbar^2}{6} V(z_{n-1}, E). \tag{6}$$

方程式 (3) は， $S_n \rightarrow [e^{ihG_p} \delta_{pq}]$ ($n \rightarrow N$) という境界条件を用いると直ちに解くことができる．この条件は，電子波が電極を通過後に平面波となることを表す．入射電子波の確率振幅を成分とするベクトルを Ψ_{in} で表すと，左端 $z = z_0$ におけるベクトル $\Psi(z_0)$ は

$$\Psi(z_0) = (K_- - S_0)^{-1} (K_- - K_+) \Psi_{in}, \tag{7}$$

となる．ここに， $K_{\pm} = [e^{\pm ihG_p} \delta_{pq}]$ である，このとき，任意の位置 z_n でのベクトルを

$$\Psi(z_n) = S_{n-1} \dots S_2 S_1 S_0 \Psi(z_0) \tag{8}$$

と表すことができる．

3. 滞在時間

電子が対向ゲート電極の間げきを通過する時間すなわち滞在時間 τ を考える．滞在時間 τ が短い方が，不純物散乱の影響を受ける確率が少なく，共鳴現象の乱れが少ない．電子波が q -チャンネルから入射するとし， Ψ_{in} の q -成分のみを 1 とし他を 0 としたとき，ゲート電極通過後に p -チャンネルに現れる電子波を (8) により求めることができる．このときの $\Psi(z_n)$ の p -成分を，入射条件を明示するために $\psi_{pq}(z_n)$ と表現する．電子が電極間に存在する確率 P_q と入射波の確率密度の流束 F_q は，

$$P_q = \sum_p \int_{L_L}^{L_L+L_W} |\psi_{pq}(z)|^2 dz, \tag{9}$$

$$F_q = \sum_p \frac{\hbar k}{m} |\psi_{pq}(z_0)|^2 \tag{10}$$

と表現できる．そこで，滞在時間 τ を q -チャンネルに入射された電子により領域 $L_L < z < L_L + L_W$ にある電子が入れ換わる時間の平均と考え， $\tau = \sum_q P_q / N_{ch} F_q$ と定義する．ここで， q に関する総和は，電子が進行波として入射する N_{ch} 個のチャンネルに対して行った．各チャンネルの波動関数は，エネルギー E の値により進行波または電極の近傍に局在した波になる．入射電子は，電極の左側 ($z < L_L$) に存在する二次元電子系から供給されるので，総和をとる q は進行波であるチャンネルとした．滞在時間の定義に関して様々な議論もあるが [6], [7]，ここでは，不純物散乱の頻度を見積もるパラメータとして上記の滞在時間を考えた．

図 2 は，電子の透過率とエネルギーとの関係を表している．実線が図 1 (i) に示した電極形状に対応し，

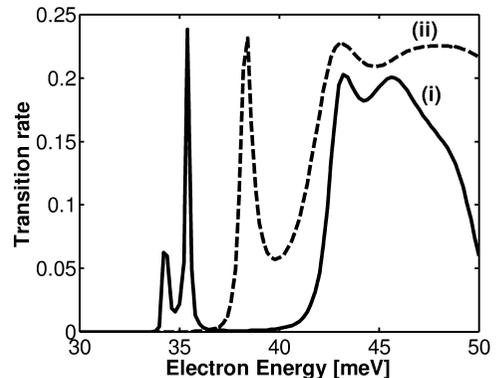


図 2 透過率 T のエネルギー E 依存
Fig. 2 Transition rate T vs. electron energy E .

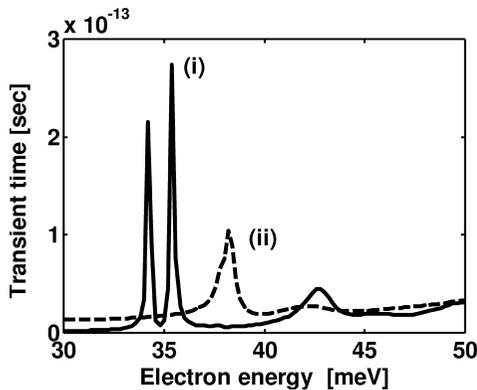


図3 滞在時間 τ のエネルギー E 依存
Fig. 3 Transient time τ vs. electron energy E .

破線が図 1 (ii) に対応している．透過率に孤立したピークが，(i) では $E = 35.5$ meV にあり，(ii) では $E = 38$ meV にある．このとき，図 3 に示したように滞在時間 τ の値が増加することから，これらのエネルギーで共鳴透過が起こっていることが分かる．共鳴透過が起こっているエネルギーでの滞在時間を見ると，(i) では $\tau = 0.28$ ps であるが，(ii) では $\tau = 0.11$ ps と (i) の半分以下になっている．

このように，ゲート電極形状を調整することで，滞在時間を有意に制御できることが分かった．滞在時間を短くできることは，電子が z 軸方向に進む簡単な一次元的モデルで次のように解釈できる．ゲート電極が対向している領域で x 方向に定在波が立っていると仮定すると，エネルギー E をもつ電子の z 方向の速度 v_z は，エネルギー保存則から $v_z = (2E/m - \hbar^2 \pi^2 / m^2 W^2)^{1/2}$ で与えられる．ここに， W はゲート電極間の幅で凸部分で $2R_{W1}$ ，凹部分では $2R_{W2}$ ある．したがって，幅 W の大きい凹部分では z 方向の運動量が増加し電子の移動速度 v_z が速くなる．図 1 の (i) より (ii) で示したゲート電極形状の方が，幅 W が広い凹部分の領域が長いので，電子の z 方向の移動速度が大きくな

り，この結果として滞在時間が短くなる．

4. むすび

ゲートの形状を変化させることにより滞在時間の短縮が可能であることを定量的に示した．周期的なゲート構造では，対向するゲート電極の幅が広い部分を長く設計すると，電子の滞在時間を短くできる．これより，電子がゲート電極を通過するとき，不純物散乱を少なくし得る．

RTM は電子系の空間次元やシステム形状の特徴をポテンシャル関数に取り込むことで多様な解析が可能であり，本論文で示したように滞在時間の評価にも有効である．

文 献

- [1] J. Spector, H.L. Stormer, K.W. Baldwin, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, "Refractive switch for two-dimensional electrons," *Appl. Phys. Lett.*, vol.56, no.24, pp.2433–2435, June 1990.
- [2] J.C. Wu and M.N. Wybourne, "Waveguide effects in quantum wires with double-bend discontinuities," *J. Appl. Phys.*, vol.74, no.7, pp.4590–4597, Oct. 1993.
- [3] D.K. Ferry and S.M. Goodnick, *Transport in Nanostructures*, Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [4] A. Weisshaar, J. Lary, S.M. Goodnick, and V.K. Tripathi, "Analysis and modeling of quantum waveguide structures and devices," *J. Appl. Phys.*, vol.70, no.1, pp.355–366, July 1991.
- [5] K. Hirose and M. Tukada, "First-principles calculation of the electronic structure for a bielectrode junction system under strong field and current," *Phys. Rev. B*, vol.51, no.8, pp.5278–5290, Feb. 1995.
- [6] 濱口浩規，山本弘明，山田徳史，"外部井戸を有する単一障壁構造における共鳴トンネル特性及び滞在時間の解析" *信学論 (C)*，vol.J87-C, no.9, pp.738–741, Sept. 2004.
- [7] A.P. Jauho, "Tunneling times in semiconductor heterostructures: A critical review," in *Hot Carriers in Semiconductor Nanostructures: Physics and Applications*, pp.121–151, Academic, San Diego, 1992.

(平成 19 年 7 月 11 日受付)