

メソスコピックディスクにおける電子の伝導と散乱

名古屋大学工学研究科

澤木 宣彦

1. 序

半導体量子ドットにおける電子準位は準孤立系として長い寿命を有することが知られている。S Kモードなどの自然形成原理によってできるナノドット内では電子準位が形成され、低温における物性は形成された離散準位によって記述される。御微細加工法によって作製されるやや大きめのサブミクロンドットにおける電子はドット内をバリスティックに運動するメソスコピック系としての描像が適切である。メソスコピックな大きさの開放系ドットにおける電子の振舞いはコヒーレンス時間の範囲では波動性が顕在化し、ドットを形成するポテンシャル壁での反射がドット内電子波の自己干渉効果の起源となりその伝搬特性に大きな影響を与える。本研究は、このような系における電子散乱の特異性について、閉じこめられた系における電子波束の運動を計算機シミュレーションとフェムト秒分光法によって明らかにすることを内容としている。我々が特に注目している点は、閉じこめられた系では波束が有限の固有状態の重ね合わせで記述されることから、無限空間における波束の崩壊現象が回避されることである。そのような「壊れない波束」の運動をイオン化不純物、外部磁場、外部電界などの付加的ポテンシャルによって制御する方法を見出すことによって新しい電子波デバイス（波束制御演算デバイス）をつくる可能性を探っている[1,2]。

2. 半古典論によるラザフォード散乱の変化：特に形状効果について

2次元ディスク内の古典的粒子の運動をビリヤードモデルで調べると、その形状によってカオス的運動が現れる。ドット内電子の古典的な軌跡は、ドット内外に付加的なポテンシャルがあると曲げられる。この結果、本来はカオスを示さない形状のドットでもカオス的な振舞いを示す。ここでは、電子のコヒーレンス長を制限する典型的な散乱源である不純物散乱について考察する。

ラザフォード散乱の微分散乱断面積は衝突パラメータ b を使って

$$\sigma(\theta) = \{b(\theta)/\sin \theta\} db/d\theta \quad (1)$$

で与えられる。ここで、衝突パラメータ b はイオン化不純物を原点に置くと、入射電子の無限遠点における軌跡と平行な直交座標軸との距離に相当し、 θ は無限遠点（衝突前と後）における軌跡のなす角度である。詳細は量子力学のテキストを見ていただくとして、(1) 式の言うことは「衝突パラメータ b が小さいほど散乱断面積は小さい」ということである。すなわち、ドット内などで電子の運動範囲を狭めると、 b の値はドットのサイズより大きくなれず、散乱

断面積は小さくなる。

ドットでは、このサイズ効果に加えてドットの形状が散乱断面積を変える形状効果がある。ラザフォード散乱はイオン化不純物散乱における散乱体（標的）が有限の大きさであり、散乱体との相互作用が有限の時間続くこと（長距離力）に特徴があるが、ドット内ではその散乱事象とポテンシャル壁での散乱(反射)とを互いに独立な事象としては取り扱えないことを意味している。厳密にはクーロン散乱を壁との相互作用を考慮して計算する必要があるがここでは簡単なモデルを使って議論する。凹面鏡や凸面鏡で像の大きさが変わるのと同じように、ポテンシャル壁を通して散乱体を見込む角度（見掛けの大きさが）が変化すると考える。簡単な作図で、曲率半径 R の凹面を通して平均自由行路長 λ の飛程における散乱断面積は、

$$\sigma = \sigma_0 (1 - \lambda/R) \quad (2)$$

であり、壁の曲率半径 R が短いほど散乱断面積が小さくなることを示すことができる。凸面では逆に断面積は大きくなる（第2項の符号が変わる）が、ドットの壁が直線の場合（ R が無限大）、すなわち、矩形状のドット内では形状効果は無いと期待される。

計算機を使って、シミュレーションによりこのことを確かめてみた結果を図1に示す。あるエネルギーを有する電子に対するラザフォード散乱の軌跡を求め、壁との衝突時には鏡面反射を行わせる。入射前後の軌跡からその事象の散乱係数を求めることを繰り返し、その平均値を衝突回数の関数としてプロットした。初期状態（位置と運動方向）は乱数表から選んでいるが、衝突回数が200ないし400を超えるころから平均値は初期値によらない一定の値に落ち着く。この値が、ドットの大きさと形状により異なり、その傾向は上で予想したとおりになった[1]。実は、このシミュレーションは半古典的な無限空間におけるラザフォードの散乱公式を用いているため、壁との相互作用を正確に取り入れたことになっていない。この評価は今後の課題である。

$\sigma(\mu\text{m})$

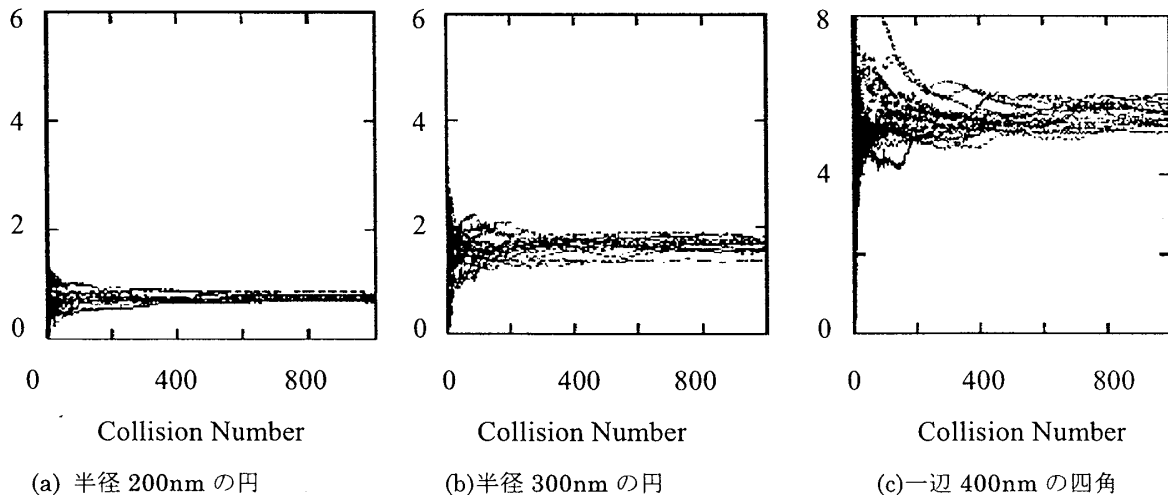


図1 ビリヤードモデルによる微分散乱断面積のサイズ効果と形状効果

微分散乱断面積は小さいディスクでは小さく、四角では円より大きい。

3. 2次元ガウス型波束の時間発展

前節の結果は、散乱対象が長距離力によることによると解釈されるが、電子が点電荷あるいは古典的な剛体球でなく、電子波束のように有限の大きさを有する場合にも、散乱体との相互作用とポテンシャル壁との相互作用とは独立とはみなされない状況が現れると期待される。電子波はドットの壁を形成するポテンシャルで反射し、自己干渉効果を経験する。その結果はポテンシャル壁の形状によって異なるため、不純物等による散乱現象は大きな影響を受ける。言葉を変えると、電子波束は複数の固有状態の重ね合わせで記述されるが、閉じこめられた系では壁との相互作用による位相変化が固有状態により異なるために、自由空間とは異なる結果が得られると期待される。波束による記述によると、古典的なビリヤードモデルでは難しい「壁の形」の影響を自然に取り込むことができる。

ガウス形波束をポイントコンタクトを通して円形、矩形、ならびにスタジアム型ディスクに注入し、その時間発展を2次元時間依存シュレディンガー方程式を解く方法で調べた[2]。定常状態（固有状態）が形成される前の波束の運動はポテンシャル壁と付加的ポテンシャルの両者の影響を受け自己干渉を引き起こしながら円形ディスク内で往復・周回運動を行うことが明らかになった。不純物ポテンシャルによる影響を受けた電子波束がポイントコンタクトからディスクの外（電極）に飛び出す確率は不純物の位置によって大きく変わる。図2はこのような例を示す。この結果を積極的に利用すると、出口となるポイントコンタクトを設ける位置によって出力が異なるデバイスができる。我々はこれを波束制御トランジスタと名付けた[2]。

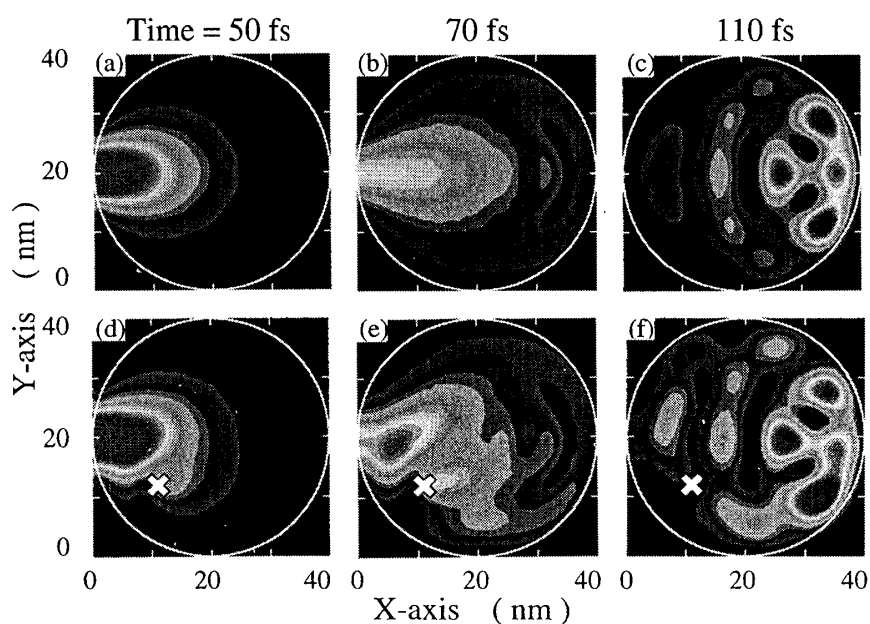


図2 不純物散乱を受けた波束の時間発展の例

上段は不純物がない場合、下段は不純物がX点にある場合。

複数の電子波束を注入すると、これらの電子波は干渉し、ドット内で電子密度の濃淡が現れる。この形状はドットの固有関数の重ねあわせで表現されることは一つの波束を注入した場合と同じである。電子波干渉の結果はドットの形状を反映する。従って、ドットに複数のポイントコンタクトを設けると、多入力の情報処理基本素子ができる。多入力デバイスは生体の神経細胞の特徴的な機能である。

ポイントコンタクトを通して注入した電子波束は、ディスクに垂直な方向に磁界を印加すると古典的なサイクロトロン運動の周期に相当する時間で収縮と膨張を繰り返した。磁界が弱い場合には、波束は磁場による調和振動子形のポテンシャルと壁を形成するポテンシャルの双方の影響を受け複雑なモード（固有モードの重ね合わせ）が現れるが、軌道の平均値は古典的軌道とよく似た振舞いを示した（図3）。磁界が強いとポテンシャル壁の影響は少なく波束は初期値として与えたガウス形から大きな変化を示さなかった。さらに、2次元面内で磁界に垂直な電界を印加すると、波束はガウス形を保ったまま磁界と電界とに垂直な方向にサイクロトロン運動を行いながらシフトした。これらの結果から、強い磁界を印加した状態では波束は古典的な粒子と同じ運動を行うことが分かった。

垂直磁場下では、固有関数系はランダウ準位のそれになる。ドット内ではポテンシャル壁の影響は、ランダウ軌道とドットのサイズとの大小関係により決まる。自由空間における波束の崩壊現象は垂直磁場により閉じこめポテンシャルを作ると抑制される。このことは扱うゲージによらない。ドット内では、固有関数系が有限であるためこの効果がさらに強調される。フェムト秒分光法で二つの電子状態（2準位）を同時に励起すると量子ビート（差周波数の電子密度の振動）が観測されるように、複数の電子状態の重ね合わせからなる電子波束の密度分布には、固有エネルギーの逆数で与えられる個々の状態の周期の最小公倍数を基本周期とする振動、すなわち波束の膨張と収縮が繰り返される。すなわち波束は崩壊せず下の形を復元する。

電子散乱を抑制し、コヒーレント時間を長く保つことによってこのような現象が顕在化すると期待される。半導体量子井戸構造における電子の緩和時間は長くても数ピコ秒である。ドット内の電子波束の運動を演算に用いようとする、数ピコ秒の現象を捉える必要がある。

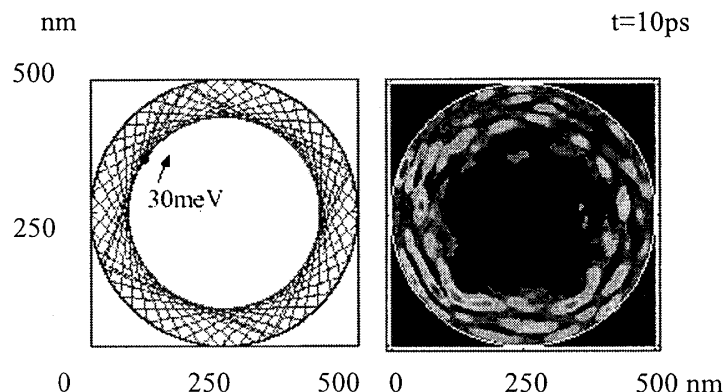


図3 半径 500nm の円形ディスク内での波束の運動：古典ビリヤードモデル（左）との比較。

4. 2次元ディスク内電子のエネルギー緩和

量子ディスク内での電子エネルギーの緩和は主として音響フォノンあるいは光学フォノンの放出による。半導体におけるフォノン散乱の確率には電子の運動量緩和過程が大きな影響を与える[3]。変分法による計算でフォノン散乱の確率が電子・電子散乱により増加することが示された[4]。また、フェムト秒分光法による実験で GaAs における LO フォノン散乱に電子・電子散乱による運動量緩和の寄与があることが確かめられている[5]。ドット内で電子・電子散乱やイオン化不純物散乱などの長距離力による弾性散乱確率が前節の理由で抑制されるとすれば、フォノン散乱の確率も抑制されると期待できる。

ドットのような狭い空間における電子・光子相互作用は古くからの研究テーマであった[6]。量子ドットでは、電子状態の離散化（新たな量子化）とフォノンモードの局在化による「フォノンボトルネック」の存在が取りざたされている[7]。我々は、このような離散準位による効果の他に、イオン性のある媒質ではその長距離相互作用（フレリッヒ相互作用）を反映して、前節と同様の効果があると期待している。

このような考えを基に、フェムト秒レーザを用いたポンプ・プローブ法で光注入された電子波束の緩和過程を調べ、エネルギー緩和のサイズ効果・形状効果を評価した。用いたレーザは Ti サファイアレーザでパルス幅は 20fs（試料表面で 50fs）である。試料として、AlGaAs/GaAs/AlGaAs 量子井戸試料に電子線露光法によって差渡が 200-600nm の、円形、三角形、四角形、スタジアムの形状をした 2 次元電子ディスクを作製した。これに、ポンプ光を照射してディスク内に電子を注入し、そのエネルギー緩和を調べた。

緩和時間の励起強度依存性は強く、一般に強励起では長くなった。このような傾向は 2 次元電子系の LO フォノン散乱によるエネルギー緩和過程でかつて見出された現象と同じで、非平衡フォノンが関与していると思われる。しかし、励起強度を弱くするとある値を境に励起強度によらない値が得られることが判った。この弱励起における緩和時間は我々が探している真性な緩和時間と目される。以下ではこの値について議論する。

まず、緩和時間はディスク（ドット）のサイズが小さいほど長くなり、上記の結果と一致した。ここで対象としているドットのサイズは大きく、フォノンボトルネックやフォノンの局在あるいは電子準位の離散化などの効果は顕著でない。従って、サイズ効果は我々が議論しているクーロン散乱の抑制によるものと考えられる。さらに、緩和時間はディスク形状により異なった。円形ドットで最も長く、四角形がそれに続き、スタジアム型では最も短い緩和時間が得られた。光によって注入された電子はディスク内で波束として振る舞い、等エネルギー面上で往復・周回運動を行いながらゆっくりエネルギー緩和が行われる。ポテンシャル壁やイオン化不純物あるいは電子・電子散乱などによって運動量を変える（コヒーレンスが乱れる）ことでエネルギー緩和過程が加速されたと考えると、円形ディスクにおいては湾曲したポテンシャル壁の存在によって波束広がり押さえられ、散乱が抑制されたものと解釈される。

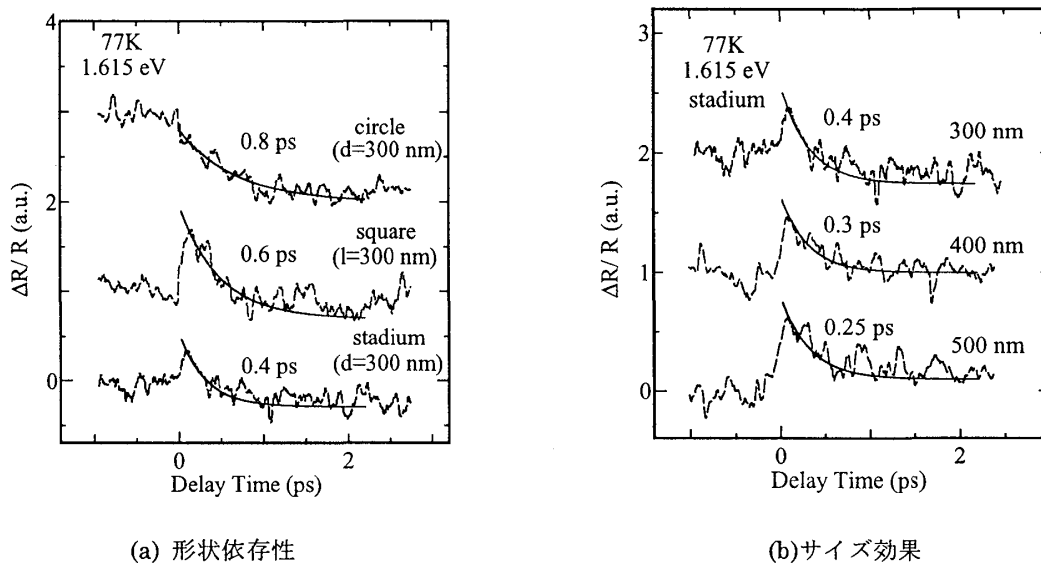


図4 GaAs/AlGaAs ディスクにおけるエネルギー緩和の例

5. まとめ

閉じこめられた系における電子の運動と散乱について考察した。電子波が有限広がりを持つためポテンシャル壁での反射によって自己干渉効果が生じ、波束の運動には、無限空間における散乱現象と異なる様々な現象が現れること、他の散乱事象と壁との相互作用が独立事象として取り扱えないことに着目した議論を行った。それは、電子波のコヒーレンス状態を利用し、電子波が干渉（電子状態の共鳴）により変化することを演算とみなすもので、電子波の強い非線形性により、従来のスイッチングデバイスでは不可能な単一素子による多入力・多出力が達成できると期待している。

本研究の一部は文部省科学研究費補助金の援助を得て名古屋大学大学院工学研究科で行ったもので、計算機シミュレーションは大学院生の石田充、高木英俊、清水信樹の諸氏、フェムト秒実験は同じく鈴村直仁の諸氏により行なわれたものでありここに記して感謝に意を表します。

- [1] N.Sawaki, M.Ishida and N.Shinmizu, Proc. Quantum Transport Nano-Hana International Workshop, Chiba 2001, 57.
- [2] M.Ishida, M.Yamaguchi and N.Sawaki, Semiconductor Science and Technol. **16**(2001) 129.
- [3] J.M. Ziman, *Electrons and Phonons*, Oxford Press 1960.
- [4] T.P.MacLean and E.G.S.Paige, J.Phys. Chem. Solids **16**(1960) 220.
- [5] M.Betz, G.Goeger, A.Leitenshorfer, K.Ortner, C.R.Becker, G.Boehm, and A.Laubereau, Phys. Rev. B **60**(1999) R11265.
- [6] N.Sawaki, J.Phys. C:Solid St. Phys. **19**(1986) 4965.
- [7] H.Benisty, C.M.Sotomoyor-Torres and C.Weisbuch, Phys. Rev. B **44**(1991) 10945.