

## 2次元周期ポテンシャル下の2次元電子ガスの磁気輸送現象

Magnetotransport Phenomena of Two Dimensional Electron Gas under Two Dimensional Potential Modulation

中村 和夫\*・二瓶 史行\*・石坂 智\*・阪本 利司\*  
Kazuo NAKAMURA, Fumiyuki NIHEY, Satoshi ISHIZAKA and Toshitsugu SAKAMOTO

2次元的に配列されたアンチドットを有する試料において、アハロノフ-ボーム (AB) 効果を見いだした。これは電子がアンチドットの回りをサイクロトロン運動する事により形成される局在軌道の量子化による AB 効果である。振動の周期は  $h/ea^2$  にほぼ等しく、振幅は局在軌道に対応したピーク位置で最大となる。この振動はほぼ 4.2 K で消失するが、この温度は局在軌道の量子化条件による離散準位間隔とほぼ対応する。従来の AB 効果と異なり、6,000個の試料平均後でもなお観測可能である。

## 1. はじめに

本報告では、われわれがこれまでに行ってきた2次元周期系の研究の中でも、特に最近観測に成功したアンチドット2次元アレイにおけるアハロノフ-ボーム効果に関して述べる事にし、別の興味深い結果が得られている強磁場中の2次元周期系での数値解析に関しては、機会を改めて報告したい。

アハロノフ-ボーム (AB) 効果は、磁束を囲む2つの電子軌道において、直接磁場が作用していなくても、ベクトルポテンシャルの存在によって異なる電子軌道にある電子間の相対的な位相差が変化する効果で、この位相差の変化によって電子軌道間の干渉状態が変わり、電子の透過率が周期的に変動する<sup>1)</sup>。この効果は電子軌道が閉曲線になっている場合にも同様に生じる<sup>2),3)</sup>。閉曲線を一周してきたときの電子の位相は  $2\pi$  の整数倍になる必要があり、この量子化条件によりエネルギーは離散的になる。この閉曲線を貫く磁束が変化する場合、位相が変わる事によりこのエネルギー準位の値も変化し、フェルミ準位の位置で見ると磁束が変化するにつれて、周期的に離散的なエネルギー準位が横切る事になる。前者と比べると異なった現象のようであるが、電子の位相変化による効果として AB 効果に含める事ができる。

以上に述べた事から推察されるように、固体における AB 効果は、金属や半導体からなるメソスコピックなサイズのリング<sup>4),5)</sup> やシリンダー<sup>6)</sup>、あるいは量子ドット<sup>7),8)</sup> において、磁場に対する周期的な抵抗振動として観測される<sup>9),10)</sup>。しかし、この観測のためには、素子サイズは位相干渉長 (電子が位相情報を失わずに走行する平均距離) 以下にする必要がある。また電子軌道の空

間的な自由度が大きくなると、電子軌道の位置の変化による位相変化量が大きくなり、明瞭な抵抗振動が観測されなくなるため、伝導路の幅を細くして電子軌道を幾何学的に閉じ込める必要がある。

金属のような拡散的な領域では電子は不純物散乱の影響を大きく受けるため、伝導路内の不純物配置等により決定される電子軌道の位相は個々の試料で大きく異なる事になり、そのためわずかな個数のアンサンブル平均 (試料平均) によって AB 効果は消失する<sup>11),12)</sup>。一方、GaAs-AlGaAs ヘテロ構造のようなバリスティックな領域では、電子は不純物散乱をほとんど受けないので、素子の幾何学的構造が同一であれば磁気抵抗振動の位相が揃い、アンサンブル平均によって振動がそれほど消失しないことが予想される<sup>13)</sup>。

これまで、われわれはアンチドット構造におけるバリスティック電子伝導に関して報告してきた<sup>14)</sup>。ここでいうアンチドット構造とは、2次元電子ガスに対してドット状の電子の空乏領域を2次元的に配列したものである<sup>15)</sup>。アンチドットの周期が平均自由行程より十分小さいと、バリスティック性を反映した効果が磁気抵抗に現れ<sup>14),16),17)</sup>。たとえばサイクロトロン運動の直径がアンチドットの周期とほぼ等しい磁場において、電子がアンチドットを周回する局在軌道をとるために、素子の抵抗が増大する<sup>16)</sup>。これは干渉効果によるものではなく、ローレンツ力を受けた電子の周期ポテンシャル中の古典的運動によって説明される。またアンチドット構造の形成のような2次元周期系では、磁場印加時にフラクタルバンド構造の形成といった事も期待されているが、ここでは別の種類の量子力学的効果である上述の AB 効果をアンチドット構造で観測したので報告する。

\*NEC 基礎研究所

2. 作製と評価

素子の構造を図 1 に示した。アンチドット素子は、分子線エピタキシー装置によってエピタキシャル成長した変調ドープ GaAs-AlGaAs 基板を用いて作製した。AlGaAs における Al 組成比は 0.3, n 型のドーパント (Si) 濃度は  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  である。基板の  $T=1.5 \text{ K}$  における電子密度  $n_s$  は  $3.4 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ , 移動度  $\mu_H$  は  $100 \text{ m}^2/\text{Vs}$  である。それらの値から導かれるフェルミ波長は  $43 \text{ nm}$ , 平均自由行程は  $9.8 \mu\text{m}$  である。

チャンネル幅および電圧端子間の距離, 共に  $16 \mu\text{m}$  のホールブリッジを基板に対してメサエッチングし, オミックコンタクトを形成した後, ホールブリッジの上面に, 浅いくぼみの配列を電子ビーム露光とウェットエッチングにより形成した。アンチドットの直径は電子ビームの露光量を調節することにより制御する。くぼみは約  $30 \text{ nm}$  の深さになるようにエッチングし, 周期  $a$  は  $200 \text{ nm}$ ,  $300 \text{ nm}$  の 2 種類を用意した。

磁気抵抗測定は, ロックインアンプを用いた周波数  $75 \text{ Hz}$  の交流測定法による。電流量は  $10 \text{ nA}$  で測定した。電子密度を制御するために, 微弱な LED 光をクライオスタット外部から光学窓を通して試料に照射した。

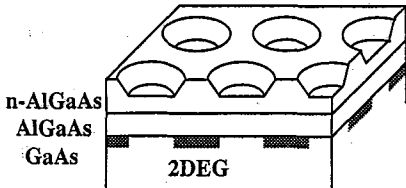


図 1 アンチドット構造

3. アンチドットの磁気抵抗

図 2 に,  $T=1.5 \text{ K}$  における, アンチドット構造 ( $a=200 \text{ nm}$ ,  $300 \text{ nm}$ ) を持つ素子の磁気抵抗 (実線) とアンチドット構造のない素子の磁気抵抗 (破線) を示す。アンチドット構造のない素子の磁気抵抗は弱磁場領域ではほぼ一定で,  $B > 0.4 \text{ T}$  でシュブニコフロード・ハース (SdH) 振動が生じる。対照的に, アンチドット素子では弱磁場で磁気抵抗は大きく変動している。周期  $a=200 \text{ nm}$  の素子の磁気抵抗は  $B=0.9 \text{ T}$  でピークを持つが, この磁場では  $2r_c \approx a$  が成り立っている。  $r_c = \hbar k_F / eB$  はサイクロトロン半径である。このピークは, すでに報告しているように<sup>14)</sup>, 電子がローレンツ力によって 1 つのアンチドットを周回する局在軌道をとる, 拡散抵抗が減少するために生じる抵抗増大である。一方, 周期  $a=300 \text{ nm}$  の素子の磁気抵抗は  $B=0.2 \text{ T}$ ,  $0.6 \text{ T}$  にピークを持つが, 各ピークはそれぞれ 1 個, 4 個のアンチドットを囲んで周回する状態に相当する。  $a=200$

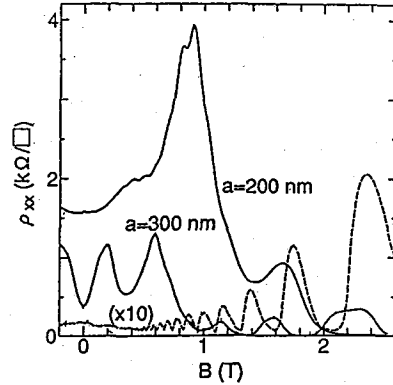


図 2 アンチドット構造を持つ素子 (実線) と構造を持たない素子 (破線) の磁気抵抗測定温度は  $T=1.5 \text{ K}$ 。

$\text{nm}$  の素子で 4 個のアンチドットを周回する局在軌道に対応するピークが見られないのは, アンチドットの直径が周期に比べて相対的に大きく, アンチドット自体により 4 個を周回する軌道の形成が阻害されてしまうためである。これらの磁気抵抗ピークは電子のバリスティック性を反映した現象であり, 平均自由行程がアンチドットの周期より十分大きい  $4.2 \text{ K}$  前後の温度領域では, ピーク形状は温度によらず変化しない。

ここで  $a=200 \text{ nm}$  の素子の磁気抵抗を注意深く調べると,  $0.4 \text{ T} \leq B \leq 1.1 \text{ T}$  の範囲で, 微細な振動が上述の局在ピークに重なっている事がわかる。この微細振動は, バックグラウンドの磁気抵抗ピークとは異なった温度依存性を示す事がわかる。図 3 (a) に,  $T=1.5 \text{ K}$  および  $T$

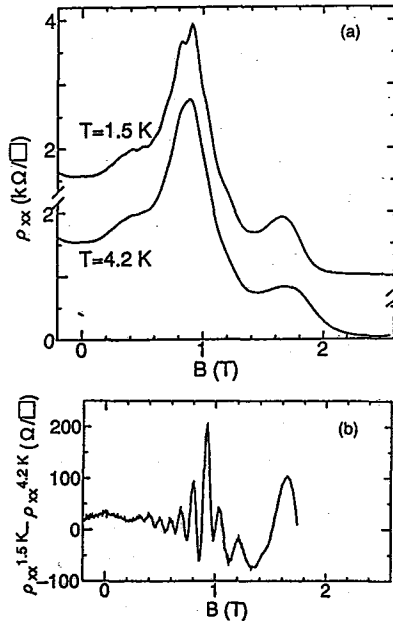


図 3 (a) 磁気抵抗の温度依存性 (b) 磁気抵抗の温度依存成分

$=4.2\text{ K}$  における,  $a=200\text{ nm}$  の素子の磁気抵抗を示す. 両者の全体的な傾向はほとんど変化しないが,  $T=1.5\text{ K}$  において  $0.4\text{ T} \leq B \leq 1.1\text{ T}$  でみられる微細振動は  $T=4.2\text{ K}$  の磁気抵抗ではほとんど消失している事がわかる ( $B=1.7\text{ T}$  にあるピークは SdH 振動の一部である). この温度に依存する成分を抽出するために, 両者の差をとったものを図 3(b) に示す. この図から, 磁気抵抗の温度依存成分は  $0.4\text{ T} \leq B \leq 1.1\text{ T}$  の範囲で磁場に対して周期的に振動しているように見える. また, この振動の振幅はバックグラウンドピークが最大となる位置 ( $B=0.9\text{ T}$ ) で最大となり, その両側で減衰しており,  $B=0\text{ T}$  ではほとんど振動がみえない事がわかる.

磁気抵抗の振動が磁場に対して周期的か, あるいは磁場の逆数に対して周期的かを知る事により, その振動の起源を類推することができる. たとえば, 磁場に対して周期的であれば AB 効果や AAS 効果<sup>18)</sup> の可能性が高く, 磁場の逆数に対して周期的であれば, SdH 振動か Weiss 振動<sup>19)</sup> に関係する現象であると予測できる. 振動の周期性を明確にするために, 振動のピークに整数, ディップに半整数を与えたピーク (ディップ) 指数に対

し, これらに対応するピーク (ディップ) 位置の磁場の逆数を図 4(a) において黒点で示す. この指数は, 強磁場においてランダウ指数に一致するように定めた. アンチドット構造を持たない素子の SdH 振動のピークに関して同様の図 4(a) において白抜き四角で示す. アンチドット構造を持たない素子の SdH 振動では, これらの指数は磁場の逆数に対して等間隔になる. しかし, アンチドット素子の場合には直線に乗らないことがわかる. 図 4(a) にはアンチドット素子の振動のピーク (ディップ) 指数に対応するピーク (ディップ) 位置の磁場 (磁場の逆数ではない) を示す.  $B \leq 1.0\text{ T}$  において, これらの値はほぼ直線に乗っている. この範囲に対して最小自乗法により振動の周期  $\Delta B$  を評価すると,  $\Delta B=0.10\text{ T}$  となるが, これは, 磁束量子  $\phi_0=h/e$  をアンチドットの単位胞の面積  $a^2$  で割った値にほぼ等しい.

図 5(a) にアンチドットの周期が等しく ( $a=200\text{ nm}$ ), 直径が異なる素子の磁気抵抗を示す. 一般にアンチドット素子における AlGaAs 上の窪みの幾何学的直径と, その直下の電子が空乏化する領域の直径とは一致しないので, 空乏領域の直径  $d$  を求めるために,  $2r_c=a-d$  が成り立つ磁場で  $\rho_{xx}$  がゼロになると仮定し<sup>16)</sup>, これから  $d$  を導出した. サイクロトロン半径を計算する際に必要なフェルミ波数は, アンチドット構造のない素子の SdH 振動から求めた.  $d$  を求めるこの仮定は, アンチドットの周囲に存在すると考えられるポテンシャル勾

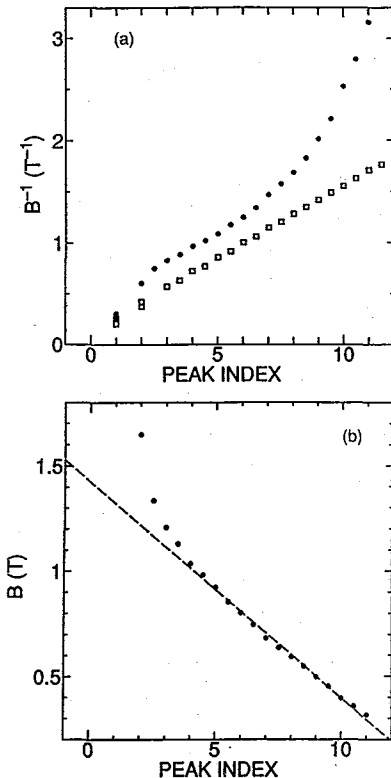


図 4 磁気抵抗振動のピーク (ディップ) 指数に対するピーク (ディップ) 位置. (a) は磁場の逆数, (b) は磁場に対してとった. 白抜き四角はアンチドット構造のない素子に対する SdH 振動のピーク (ディップ) 位置.

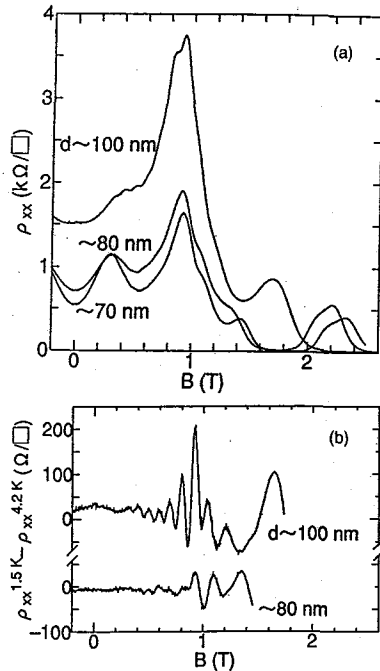


図 5 (a) アンチドットの直径が異なる素子の磁気抵抗 ( $T=1.5\text{ K}$ ) (b) 磁気抵抗の温度依存成分

配を無視した場合には成り立つが、アンチドットが互いに接近している場合は勾配の影響を無視することが出来ない。そのため、 $d$  の値にはある程度の誤差を含むと考えられる。

$B=0.9$  T 付近に存在する微細振動は、 $d=100$  nm の試料においては明瞭にみられる。しかし、 $d=80$  nm の試料の磁気抵抗では、振動は微弱であり、 $d=70$  nm の試料の磁気抵抗ではほとんど存在しない。これらをより明瞭に見るために、図 5 (b) に  $T=1.5$  K における磁気抵抗と  $T=4.2$  K における磁気抵抗の差を示す。直径  $d=80$  nm の素子の振動は、 $d=100$  nm の素子の振動と同じ周期を持っている事がわかるが、その振幅は大きく減衰している事がわかる。

#### 4. 考 察

##### 4-1 磁気抵抗振動の起源

磁気抵抗ピークに付随した微細振動は、振動周期が磁束量子  $\phi_0=h/e$  をアンチドットの単位胞の面積  $a^2$  で割った値にほぼ等しい事により、アンチドットを周回する局在軌道における AB 効果と考えられる。アンチドットを周回する軌道の存在がきわめて重要である事は、周回軌道の形成によるバックグラウンドの磁気抵抗ピークの最大値において振幅が最大になる事からわかる。したがって、最初に述べた電子の軌道が閉曲線になっている場合の AB 効果と同じように考える事ができる。

繰り返しになるが、このアンチドット構造において磁気抵抗振動が起きる理由について、確認の意味も含めて述べておく。バックグラウンドの大きなピークについては、すでに述べたように、 $2r_c=a$  を満たす磁場において、アンチドットを周回する局在軌道に捕らえられる電子が多くなり、拡散に寄与する電子数が少なくなる事がその原因である。伝導度はアインシュタインの関係式から拡散定数と比例関係にあり、このために磁気抵抗が増大する。ここで見いだされた AB 効果の場合には、さらに局在軌道の量子化が重要になる。最初に述べたように、半古典的に考えると、局在軌道が形成されるためには、アンチドットを一周して戻ってきたときの位相差が  $2\pi$  の整数倍である必要がある。この条件のため、局在軌道が取り得るエネルギーは離散化する。この離散単位がフェルミ単位に一致すると、その局在軌道の形成が許され、この局在軌道をとる伝導電子の割合が増大し、拡散に寄与する割合が減少する。これに対し、離散単位とフェルミ単位が一致しない場合には局在軌道の形成は阻害され、伝導電子の中で拡散に寄与する割合は増大する。この状況が磁場に対して周期的に生じる事から磁気抵抗振動が生じると考えられる。

##### 4-2 アンチドットポテンシャルの重要性

この AB 効果が観測されるためには、電子の周回軌道

が一定の磁場範囲において、面積を変えずに安定して存在する必要がある。ポテンシャルのない場合には、磁場に伴って周回軌道の面積が変わり、磁場に比例する振動は得られない。(この場合には、磁場の逆数に比例する SdH 振動になる。) この事からも磁場に比例する振動が得られるためには、磁場に対して不変の安定した軌道の存在が必要である事がわかるが、アンチドット構造の場合には、アンチドットポテンシャルによる軌道の閉じ込めがこの役割を果たしていると考えられる。この事は、図 5 のアンチドットの周期を一定に保ち、直径を小さくしていくにつれて振幅が減少する実験結果により裏付けられている。すなわち、アンチドットの直径が周期に対して相対的に大きくなるにつれて、ポテンシャルによる閉じ込めが強まり、電子の周回軌道において異なる軌道を取る自由度が減少してその間の平均化による減衰が抑えられ、AB 効果が観測されやすくなっている。従来の金属リングを用いた AB 効果でも同じような経緯があり、リングの幅を直径に対して細くする事によって、明瞭に AB 効果が観測されるようになった。

又、最近のアンチドット系における計算では、電子がアンチドット近傍のポテンシャル勾配の影響を受けて、電子はポテンシャルの最小地点を經由して周回し、円軌道よりも隣り合ったアンチドットの 2 等分線上を結んだ四角形状の電子軌道に近くなる事が示されている<sup>22)</sup>。この事はここで報告した AB 効果の振動の周期に関わる面積がアンチドットの回りの円運動の面積ではなく、アンチドットの単位胞の面積になっている事がある程度説明していると考えられる。しかしながら、ポテンシャル勾配があるアンチドット構造では電子の軌道がカオス的になり、アンチドットを周回する軌道は定常的ではなく準周期的な KAM 軌道をとるとする報告<sup>22)</sup>もある。この事はカオス的な運動の中の量子論というきわめて興味深い問題<sup>23), 24)</sup>を扱う必要になる事を意味しており、今後この系に対する量子論的なシミュレーション等も含め、十分検討する必要がある。

##### 4-3 温度依存性

次に、温度依存性に関して議論する。図 3 に示した敏感な温度依存性も、ここで報告している微細振動が量子効果による現象である事を示唆している。仮に、この微細振動が電子のバリスティック性を反映した現象であれば、この温度領域での平均自由行程はアンチドットの周期より十分大きく、4.2 K 程度の温度では消失しないはずである。実際に、 $B=0.9$  T を中心とした磁気抵抗ピークの最大値や半値幅は、温度によらずほぼ一定となっている。

AB 振動が上述の局在軌道の量子化したエネルギー単位によるものと考え、このエネルギー間隔と温度による電子の状態密度のばけ  $k_B T$  が同じ程度まで観測可

能と考えられる。このエネルギー間隔は、 $n$ を指数、 $L$ を軌道の距離とすると、次の式で与えられる<sup>2)</sup>。

$$E_n = \frac{h^2}{2m^*L^2} \left( n - \frac{e\phi}{h} \right)^2$$

$E_n$ をフェルミエネルギー、 $L$ を $4a$ とすると、 $\Delta E = 1.3$  meV、この値に相当する温度は約3.8 Kと求められ、振動が消失していた温度4.2 Kとほぼ一致する事がわかる。この一致もここで報告した微細振動がAB効果によるものである事を支持していると考えられる。

#### 4-4 試料平均

アンチドット構造におけるAB効果の従来報告されてきたAB効果と最も異なる点は、個々のアンチドットにおけるAB効果がアンサンブル平均によって消失しない事である。実験はすでに6,000個のアンチドットに関する平均を取った後の結果であり、それにもかかわらずAB振動が観測されている訳である。ここではアンチドット毎の作製誤差が周期 $a$ にあったとして、このゆらぎ $\Delta a$ がどの程度許されるか、温度依存性と同様に上述の式により簡単に評価すると、以下のようになる。

$$\Delta a < \left( \frac{dE}{dL} \right)^{-1} \frac{\Delta E}{4} = 10 \text{ nm}$$

この値は周期200 nmの試料に対しては5%程度に相当するが、6,000個の試料をこの誤差の範囲に抑えられている事は、実際には十分に均一なアンチドット構造が作製されている事を示している。

これまでに報告されてきたAB効果は、何らかの形で導波路を用いて電子を周回運動させる事により実現されており、境界との散乱が電子の周回運動に主要な役割を果たしてきた。Timp等<sup>20)</sup>のリング状の導波路での実験や、量子ドットの境界の内側に形成された「端状態」(edge state)を用いた実験<sup>9)</sup>、1個のアンチドットの周囲に生じる端状態での理論的予測<sup>21)</sup>等がその例である。これらに対して、ここで見出したAB効果は、古典的なサイクロトロン運動という、いわば電子の自発的な周回運動によって、初めて引き起こされる効果である。この意味で、従来のAB効果とは異なる性格を持っており、上述のアンサンブル平均に対する耐性もその一つの現れである可能性もある。AB効果のような電子の波としての性質を利用したデバイスの一つの大きな欠点として、個々のデバイス間での特性のバラツキが問題視されているが、ここで示したような電子の性質を利用する事により、回避できる可能性も残されていると思われる。

#### 5. ま と め

アンチドット構造においてアハロノフ-ボーム (AB) 効果を見いだした。磁気抵抗は磁場に対して周期的に振

動し、その周期は $h/ea^2$ にほぼ等しい。振幅は $2r_c \approx a$ を満たす磁場で最大となり、温度に対しても敏感な依存性を持ち、ほぼ4.2 Kで消失する。この温度は、アンチドットの周回軌道における位相変化の量子化条件から求められる離散準位のエネルギー間隔とほぼ対応する。これらの事から磁気抵抗振動は、アンチドットを周回する局在軌道によるAB効果であると考えられる。またこのAB効果は、6,000個の試料平均を行ってもなお観測可能である。

#### 謝 辞

本報告をまとめるにあたり、高純度結晶成長に関して協力頂いた、NECマイクロ研、岡本明彦氏、豊島秀雄氏、笠原健資氏、電子ビーム露光技術に協力頂いた、NEC基礎研、落合幸徳氏に感謝致します。また、有益な御討論を頂いた、東大物性研安藤教授、東大教養学部小宮山教授に感謝致します。(1992年12月1日受理)

#### 参 考 文 献

- 1) Y. Aharonov and D. Bohm, Phys. Rev. 115, 485 (1959).
- 2) M. Buttiker, Y. Imry and R. Landauer, Phys. Lett. 96A, 365 (1983).
- 3) C. W. J. Beenakker, H. van Houten, and A. A. M. Starling, Phys. Rev. B44, 1657 (1991).
- 4) R. A. Webb, S. Washburn, C. P. Umbach, R. B. Laibowitz, Phys. Rev. Lett. 54, 2696 (1985).
- 5) G. Timp, A. M. Chang, J. E. Cunningham, T. Y. Chang, P. Mankiewich, R. Behringer, and R. E. Howard, Phys. Rev. Lett. 58 2814 (1987).
- 6) D. Y. Sharvin and Y. V. Sharvin, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 34, 285 (1981) [JETP Lett, 34, 272 (1981)]
- 7) P. H. M. van Loosdrecht, C. W. J. Beenakker, H. van Houten, J. G. Williamson, B. J. van Wees, J. E. Mooij, C. T. Foxon and J. J. Harris, Phys. Rev. B38, 10162 (1988).
- 8) B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, C. J. P. M. Harmans, J. G. Williamson, C. E. Timmering, M. E. I. Broekaart, C. T. Foxon and J. J. Harris, Phys. Rev. Lett. 62, 2523 (1989).
- 9) S. Washburn and R. A. Webb, Adv. Phys. 35, 375 (1986).
- 10) A. G. Aronov and Yu. V. Sharvin, Rev. Mod. Phys. 59, 755 (1987).
- 11) A. D. Stone and Y. Imry, Phys. Rev. Lett. 56, 189 (1986).
- 12) C. P. Umbach, C. Van Haesendonck, R. B. Laibowitz, S. Washburn, and R. A. Webb, Phys. Rev. Lett. 56, 386 (1986).
- 13) K. Ismail, S. Washburn, and K. Y. Lee, Appl. Phys. Lett. 59, 1998 (1991).
- 14) F. Nihey and K. Nakamura, International Workshop on Quantum-Effect Physics, Electronics, and Applications, Luxor, Egypt, 1992.
- 15) K. Ensslin and P. M. Petroff, Rev. B41, 12307 (1990).

- 16) D. Weiss, M. L. Roukes, A. Menschig, P. Grambow, K. von Klitzing and G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* 66, 2790 (1991).
- 17) An Lorke, J. P. Kotthaus and K. Ploog, *Phys. Rev.* B44, 3447 (1991).
- 18) B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and B. Z. Spivak, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 33, 101 (1981) [*JETP Lett.* 33, 94 (1981)].
- 19) D. Weiss, K. von Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann, *Europhys. Lett.* 8, 179 (1989).
- 20) G. Timp, P. M. Mankiewich, P. deVegvar, R. Behringer, J. E. Cunningham, R. E. Howard, H. U. Baranger, and J. K. Jain, *Phys. Rev.* B39, 6227 (1989).
- 21) J. K. Jain, *Phys. Rev. Lett.* 60, 2074 (1988).
- 22) R. Fleischmann, T. Geisel, and R. Ketzmerick, *Phys. Rev. Lett.* 68, 1367 (1992).
- 23) R. A. Jalabert, H. U. Baranger, and A. D. Stone, *Phys. Rev. Lett.* 65, 2442 (1990).
- 24) M. C. Gutzwiller, in *Chaos and Quantum Physics*, edited by M. J. Giannoni, A. Voros, and J. Zinn-Justin (Elsevier, London, 1990).