化合物半導体表面の量子現象

蟹澤 聖*・平山 祥郎*, **

*NTT 物性科学基礎研究所 ☎ 243-0198 神奈川県厚木市森の里若宮 3-1

**SORST-JST ☎ 331-0012 埼玉県川口市本町 4-1-8

(2006 年 3 月 7 日受理)

Quantum Phenomena at Compound Semiconductor Surfaces

Kiyoshi KANISAWA* and Yoshiro HIRAYAMA*, **

*NTT Basic Research Laboratories, NTT Corporation, 3-1 Morinosato Wakamiya, Atsugi, Kanagawa 243-0198

**SORST-JST, 4-1-8 Honmachi, Kawaguchi, Saitama 331-0012

(Received March 7, 2006)

Two-dimensional (2 D) electron systems in compound semiconductors are markedly important not only for studies of low-dimensional electron physics but also for application in recent information-oriented society. To investigate behavior of such 2 D electrons in nanometer-scale regions, the local density of states (LDOS) was characterized at the clean surfaces in ultra-high vacuum using a low-temperature scanning tunneling microscope (LT-STM). This LT-STM was equipped with a chamber for molecular beam epitaxy (MBE) of III-V compound semiconductors. At the InAs(111)A surfaces, LDOS standing waves were clearly imaged around the defects. The wave features were confirmed to originate from the Friedel oscillation of naturally formed 2 D states in the surface electron accumulation layer. Also, the electronic states of highly Si-doped InGaAs surface quantum wells (QWs), grown on the GaAs(111)A substrates, were characterized. The LDOS spectra revealed the formation of artificial 2 D subbands quantized in the QWs. The effects related to phase coherence in the QWs are discussed. It is shown that nanoprobining the clean surfaces is very useful for microscopic understanding of quantum mechanical phenomena aiming at advanced electronic devices for future communication technologies.

1. は じ め に

分子線エピタキシャル成長 (Molecular Beam Epitaxy: MBE) 法等による結晶薄膜形成技術の進歩により, 化合物半導体は半導体人工構造の形成に欠かせない材料となった。中でも III-V 族化合物半導体は, 量子効果を積極的に活用したヘテロ構造素子作製に利用され, 情報通信の分野で大いに活躍している。自由電子が, 平面状に広がり奥行きが狭い扁平な空間に閉じ込められると, その運動エネルギー E は,

$$E = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (1)$$

で記述できる。 $k_{\parallel}$ は二次元 (2 D) の広い自由平面内における連続的な波数, k_z は狭い奥行き方向 (z 方向) の波数で, k_z は量子化により離散化し, 量子数 n で指定される値のみ取り得る。 m^* は電子有効質量でここで

は異方性は無視している ($\hbar = h/2\pi$, h は Planck 定数)。式(1)の右辺の第 2 項は 2 D 量子準位 $E_{z,n}$ であり, $k_{\parallel} \geq 0$ において, 電子状態は状態密度が階段状のエネルギー依存性を示す 2 D サブバンドを形成する。2 D 電子状態は, サブバンド端でも有限の状態密度 $m^*/\pi\hbar^2$ を保つため, バンド端付近における 2 D 電子状態は, 3 D 電子状態よりも狭いエネルギー領域に効率的に電子を収容できる。現在実用化されている化合物半導体素子は, この性質を巧みに利用している。高電子移動度トランジスタ (high electron mobility transistor: HEMT)¹⁾ では, 変調ドーピング法²⁾ を用いてドナーを 2 D 電子ガス (2 D electron gas: 2 DEG) チャネルから一掃し, 高い移動度を高電子濃度でも保持して, 高周波特性を飛躍的に向上させている。同時に, 低雑音・低消費電力等の電界効果トランジスタ (field effect transistor: FET) 本来の利点も引き出している。また, 半導体レーザーでは, 化合物半導体による量子井戸 (quantum well: QW) が活性層に用いられている。ダブルヘテロ構造^{3, 4)} の特徴であるキャリアと光の

E-mail: kani@will.brl.ntt.co.jp

閉じ込め作用に加えて、活性層中の電子と正孔を2D化し狭いエネルギー領域に集中させてレーザー発振を高効率化している⁵⁾。

化合物半導体の2D電子系は、先に述べた変調ドーピング法により、物理学においても特筆すべき研究対象となった。分数量子ホール効果の発見⁶⁾をはじめとして、高純度結晶中の高い易動度を活用した、メソスコピック領域における2D電子物性の低温における実験研究が広く行われている。最近では、2D電子系とポイントコンタクト状のスプリットゲートを組合せ、結晶中にある原子の核スピン状態の検出と制御を行う、超高感度の半導体核磁気共鳴 (nuclear magnetic resonance: NMR) 素子⁷⁾や、二層量子井戸近接系において出現する電子相関の研究⁸⁾など、新しい方向への展開も進んでいる。このような化合物半導体中の、2D電子系の振る舞いに関するミクロな領域における知見は、2D電子物性の理解をさらに深め応用する基礎として重要である。

本稿では、InAs および InGaAs による化合物半導体の清浄表面において2D量子化された電子状態をナノスケールで評価した、我々の研究を紹介する。InAs 表面に自然形成された電子蓄積層中で表面量子化されている2DEGと、GaAs上に形成したInGaAs表面QW構造中で人工的に量子化した2DEGにおける、低温STM観測実験について解説する。

2. 実験装置と試料

半導体では、不純物が及ぼす電子物性への影響が著しいため、表面を用いた電子物性の評価には、不純物吸着の影響が無視できる超高真空中において、清浄表面を用いて行うのが望ましい。そのため、III-V族化合物半導体のMBE成長装置に、試料を超高真空中で液体Heを用いて約5Kまで冷却可能な走査トンネル顕微鏡 (scanning tunneling microscope: STM) を接続した装置を使用した。この装置では、MBE成長後直ちに試料を 10^{-8} Pa以下の超高真空中を搬送して観察用試料台に装着し、原子や分子の吸着が無視できる清浄表面において、低温STM観測を行うことができる。観測には、InAs(111)A基板上にInAs層を成長した試料と、n型GaAsバッファ層を成長して表面を平坦化したn型GaAs(111)A基板上にInAs又は $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ の薄膜を成長した試料を用いた。InAsやInGaAsは、共にGaAsより格子定数が大きいが、GaAs(111)A面上ではヘテロ界面に転位網を形成して格子緩和し、成長初期より層状成長するため⁹⁾、任意厚さの薄膜を形成できる。自然形成される表面電子蓄積層中の2DEGの評価では、電子Fermi波長 λ_F (約20 nm)より十分に厚い100~200 nmのInAsを成長し、成

長薄膜と基板との界面による表面電子系への影響が無視できる試料構造を用いた (Fig. 1 (a))。半導体ヘテロ構造によるQW中の2DEGの評価では、 $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ 薄膜を最表面に積層し、真空障壁とGaAs障壁に挟まれた表面QWを形成した (Fig. 1 (b))。なお、InAs薄膜には

Fig. 1. The schematic band diagrams and density of states (DOS) of different 2D quantization structures used for the experiments. (a) An electron accumulation layer originates from downward bending of the conduction band at the InAs surface. (b) A potential well between the vacuum and the barrier at the InGaAs/GaAs heterointerface. In both cases, DOS are illustrated including the nonparabolicity of the energy bands. In (b), bound states ($L_1, L_2, \dots$) by ionized donors in the well are also shown. Electronic states filled by conduction electrons are illustrated in gray. (For notation, see the text.)

Fig. 2. Topographic STM image of the InAs surface epitaxially grown on the InAs(111)A substrate (268 nm $\times$ 268 nm, +2.5 V, 4.8 K). Inset shows topographic STM image of atomic arrangement on this (2 $\times$ 2) reconstructed surface (6.0 nm $\times$ 6.0 nm, +2.0 V, 4.8 K).

ドーピングを行っていないが, $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ 薄膜には, $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の Si ドーピングを行い, 表面 Fermi 準位を伝導帯下端付近にあるピン留め位置より, 高エネルギー側の伝導帯中に移動させて¹⁰⁾, 2 DEG の検出を容易にした。ただし最表面 3 分子層 (monolayer: ML) は, Si による表面不純物バンド形成を避けるため, ドーピングを行っていない¹¹⁾。

低温 STM を用いた局所状態密度 (local density of states: LDOS) の測定は, 試料に加えるトンネルバイアス電圧 V (探針の電位を 0 V とする) に変調を加え, ロックイン増幅器を用いて dI/dV 信号をトンネル電流 I と同時測定して行った。規格化された微分伝導度 $(dI/dV)/(I/V)$ の V 依存性は, 測定領域の LDOS スペクトルを与える¹²⁾。本稿では, 電子状態の密度が高い領域ほど明るく LDOS 分布像を図示する。

3. InAs 表面電子蓄積層中の二次元電子系

半導体表面の 2 DEG に注目が集まるようになったのは, p-Si(001) 表面に作成した金属-酸化膜-半導体 (metal-oxide-semiconductor: MOS) 構造において, ゲート電圧で誘起した n 型反転層中の電子が量子サイズ効果により 2D 化されることを, 磁気抵抗測定により実証した報告¹³⁾ 以来である。同時期に, p-InAs{111} 表面の n 型反転層中の電子についても, その磁気抵抗を 2 DEG のイオン化ドナー散乱で説明する報告が行われている¹⁴⁾。InAs 表面の電子蓄積層の存在は既に知られていたが¹⁵⁾,

Fig. 3. $(dI/dV)/(I/V) - V$ characteristics measured at the surface shown in Fig. 2 using low-temperature STS. (For notation, see the text.)

この報告はその表面電子系の 2D 性を初めて指摘した。その後, トンネル分光法による詳細な研究が行われている¹⁶⁾。

InAs(111)A 表面を STM 観測すると, 最表面は被覆率 75% の III 族原子 (In) 層で覆われ, GaAs(111)A 表面と同じ (2 $\times$ 2) 再構成構造¹⁷⁾ をとることがわかる (Fig. 2)。MBE 成長した InAs 表面では, Fermi 準位のピン留め現象により¹⁸⁾, 電圧 V 印加による InAs 表面のバンド構造への影響はほとんど無視できる。この表面で走査トンネル分光 (scanning tunneling spectroscopy: STS) 測定を行うと, Fig. 3 のような LDOS スペクトルが得られる。

Fig. 3 では, Fermi 準位 E_F に対し伝導帯下端 E_c の位置は表面において 0.18 eV 低エネルギー側にある。一方, 基板側 InAs 単結晶中の電子濃度は約 $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ であり, E_c は E_F より数 meV 程度低エネルギー側である。これより, 表面においてエネルギーバンドは低エネルギー側に曲がり, 電子蓄積層が自然形成されていることがわかる (Fig. 1 (a))。Fig. 3 では, E_F より 0.13 eV 低エネルギー側に表面量子化により形成された 2D 量子準位 $E_{z,1}$ があり, $E_{z,1} \leq E \leq E_F$ において 2 DEG の特徴である, 階段状の LDOS スペクトルがみられる。禁止帯幅 E_g が低温にて 0.42 eV と狭いため, $E - k_{\parallel}$ 分散関係の非放物線性による電子有効質量 m^* を,

$$m^* = m_0^* \cdot \{1 + 2(E - E_c)/E_g\} \quad (2)$$

により考慮すると¹⁹⁾, Fig. 3 のスペクトルを示す InAs (111)A 表面では, 厚さ d が約 14 nm の電子蓄積層中に,

Fig. 4. (a) Topographic STM image of the InAs surface epitaxially grown on the n-type GaAs(111)A substrate (214 nm $\times$ 214 nm, +0.10 V, 5.3 K). Arrow indicates the scattering center due to a threading dislocation. (b) Corresponding dI/dV signal map simultaneously obtained with the topographic image.

面密度約 $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ の 2 DEG が存在することが示される (InAs の Γ 点における電子有効質量 m_0^* は $0.024m_0$, m_0 は真空中における電子の静止質量)。得られた電子密度は、光電子分光¹⁸⁾による報告値 $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ にほぼ一致している。

電子蓄積層中の 2 DEG は、最表面より数 nm 程度深い位置で状態が極大値をとり、 λ_F は結晶中の原子間隔よりずっと長い。そのため、InAs(111)A 表面上の吸着原子や単分子ステップ等の表面欠陥では、波動関数の裾が散乱を受けるのみで、よほど電子波長 λ が短くならない限り、金属表面の欠陥周囲で観測されるような定在波^{20, 21)}を検出するのは難しい。そこで、転位の一部が薄膜内部から表面まで結晶中を貫いている InAs/GaAs(111)A を用いて、分極や帯電により電子状態の強い散乱を引き起こす転位周辺の LDOS を低温 STM 観測した。InAs を 100 nm 以上の厚さに成長しているので、STS 測定で得た LDOS スペクトルは、Fig. 3 に示した InAs/InAs(111)A と同様の特性を示し、伝導帯におけるスペクトルは InAs 表面蓄積層中の 2D 電子状態を反映する²²⁾。

Fig. 4 に、InAs/GaAs(111)A 表面において定電流モードで低温 STM 観測した表面形状像と、同時観測した dI/dV (LDOS) 像を示す。転位に関わる結晶欠陥周辺には、2 DEG の LDOS による定在波が観測できる。**Fig. 5** (a) に、**Fig. 4** (a) 中央付近にある、表面蓄積層中の 2 DEG にとって点状と見なせる貫通転位(矢印)周囲で観測した、LDOS 像の V 依存性を示す。電子の波動関数の散乱と干渉により形成された、いわゆるエネルギー分解された Friedel 振動が、同心円状の定在波として観測される。**Fig. 5** (b) に **Fig. 5** (a) の電子波の振動振幅を散乱体からの距離 r の関数として示す。観測された波紋の波長 ($\lambda/2$) から求めた $k_{\parallel}$ ($=2\pi/\lambda$) を用いて計算した、

Fig. 5. (a) Bias voltage dependence of dI/dV signal maps obtained around the threading dislocation shown in Fig. 4 (67 nm $\times$ 67 nm, 5.3 K). (b) Corresponding oscillatory dI/dV signal profiles measured as the function of the distance r from the dislocation. Theoretically calculated LDOS profiles are fitted as those related to the Friedel oscillation of 2 DEG around a point scattering center.

$$\Delta LDOS(E(k_{\parallel}), r) \propto \frac{1}{r} \cdot \cos(2k_{\parallel}r + \delta) \quad (3)$$

に従う^{21, 22)}, 2 DEG におけるエネルギー分解された Friedel 振動の様子も併せて示す。 δ は散乱によって生じる位相のずれである。5 K の低温では熱ゆらぎの影響が無視でき、振動本来の式 (3) が、測定された減衰振動を良く再現する。 $k_{\parallel}$ のエネルギー依存性は、 $E - k_{\parallel}$ 分散関係の非放物線性を考慮すれば良く説明できる²²⁾。

Fig. 4 (a) にある 2 つの正三角形は、積層欠陥四面体と呼ばれるナノ結晶欠陥構造の表面である²²⁾。この構造の稜は Lomer-Cottrell 不動転位でドナー列として振る舞う。また、この不動転位に囲まれた結晶内部の {111} 面内の正三角形領域は積層欠陥面で、原子配置が母体結晶の閃亜鉛鉱型とは異なり、局所的にウルツ鉱型になっている。これらの結晶欠陥は、波動関数を散乱し、LDOS の定在波をナノ構造内部に形成する (**Fig. 4** (b))。この構造の一辺の長さが電子蓄積層厚より十分に長い場合、蓄積層中の 2 DEG は正三角形の檻に閉じ込められ

た状態になり、三角格子状に規則的にピークが分布した LDOS の波紋が境界内部に観察される。電子波長の V 依存性は貫通転位周囲の振動の波紋の場合に一致し、定在波が 2D 電子状態によるものであることが確認できる。Fig. 4 と Fig. 5 で示したのは、 $E > E_F$ ($V > 0$) における LDOS の振動であるが、 $E_{c,1} < E < E_F$ ($V < 0$) における電子状態まで、 $E > E_F$ で求めた $E-k_{\parallel}$ 分散関係が連続的につながることから、観察された定在波は、蓄積された 2 DEG の属するサブバンドの、非占有状態の LDOS の振動であることが確認できる²²⁾。なお、遮蔽効果によって生じる本来の Friedel 振動である電荷密度波 ($E \leq E_F$ において自由電子が占有する LDOS の積分に相当する波長 $\lambda_F/2$ の波紋²³⁾) については、Ag を蒸着した Si (111) 表面における低温 STM 観察が最近報告されている²⁴⁾。

4. InGaAs/GaAs 表面量子井戸構造中の二次元電子系

結晶境界面における局所電界による、Rashba 型のスピン-軌道相互作用の電子スピン系への影響が、InGaAs では In 組成によって大きく変化する²⁵⁾。そのため、InGaAs はナノ領域における電子スピンの振る舞いを理解し、スピントロニクスへの応用を考えるのに適している²⁶⁾。GaAs 上に成長した $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ 薄膜の (111)A 表面を STM 観察すると、InAs と同様に (2×2) の再構成構造をとることがわかる。薄い膜厚の $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ の場合は、Fig. 6 に示すように、面内の $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ 方向に沿った線で構成される網状の模様がテラス上の全域に観察さ

Fig. 6. Topographic STM image of the Si-doped $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ (Si : $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) thin film surface epitaxially grown on the n-type GaAs(111)A substrate (268 nm $\times$ 268 nm, +1.5 V, 5 K). The grown $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ thickness is 6.2 nm.

れる。これは、 $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ が GaAs に比べて格子定数が 5% 大きいためにヘテロ界面に形成された、転位網の痕跡である。

異なる井戸幅の $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ 表面 QW において STS 測定により得た LDOS スペクトルを Fig. 7 に示す。禁止帯中に現れる電子状態に注目すると、膜厚が厚くなって QW 中の電荷による遮蔽効果が十分有効になると、転位により形成された様々な界面状態が、トンネル電流に直接寄与しなくなることがわかる。同時に、伝導帯のエネルギー領域では、膜厚に依存した構造が LDOS スペクトルに見られる。高濃度に Si をドーピングした場合でも、禁止帯幅は In 組成から予想される低温における値 0.65 eV に概ね一致し、禁止帯幅や伝導帯下端 E_c および価電子帯上端 E_v に対するドーピングによる影響²⁷⁾は LDOS スペクトルには顕著に現われていない。しかし、Fig. 7 (d) に示すように Si ドーピングを行っていない厚い $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ 薄膜表面において E_c 付近にある E_F が、高濃度に Si をドーピングした Fig. 7 (a)–(c) の表面 QW では、 E_c より約 0.2 eV 高エネルギー側にシフトしている¹⁰⁾。このシフト量には、試料の測定箇所や試料間において ± 0.05 eV 程度のばらつきが見られたものの、成長した $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ の膜厚依存性は特に見られない。

表面 QW 構造中の $E_{z,n}$ の見積もりでは、界面転位網の導入によって結晶は完全に格子緩和しているとし、したがってピエゾ電界の効果は無視した。また、 E_F 近傍の狭いエネルギー領域にある電子状態に着目するため、真空障壁側の鏡像効果と GaAs 障壁側の Schottky 障壁ポテンシャルの形状の効果は無視し、 $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ 井戸層の伝導帯下端 E_c は一定と仮定して、境界条件を単純化した (Fig. 1 (b))。よって、表面側真空障壁 V_1 ($E_{vac} - E_c, \text{InGaAs}$) と $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{GaAs}$ ヘテロ接合界面における E_c のエネルギー差による障壁 V_2 ($E_c, \text{GaAs} - E_c, \text{InGaAs}$) の非対称な階段型ポテンシャル井戸を考える。この QW 中に量子化準位が存在する場合、準位 $E_{z,n}$ は、

$$k_z d + \arcsin \frac{k_z \hbar}{\sqrt{2 m^* V_1}} + \arcsin \frac{k_z \hbar}{\sqrt{2 m^* V_2}} = n \pi$$

$$(n=1, 2, 3, \dots) \quad (4)$$

で記述される超越方程式の解 $E_{z,n}$ より得られる²⁸⁾。ここで E_{vac} は真空準位、 d は井戸層の厚さ、 k_z は障壁界面に垂直方向の波数である。前期量子論的には、式 (4) の左辺の第 1 項は、量子井戸内部で電子が運動する際の閉じ込め境界間の行程における波動関数の位相変化に相当し、第 2 項と第 3 項は、各境界での波動関数の障壁中への滲み出しによって発生する運動行程における位相変化に相当する。つまり式 (4) は、非対称 QW 内部に存

在可能な電子状態の波動関数の、 z 方向の位相が満たすべき量子化条件である。電子の運動行程における位相の一貫性 (coherence) が量子効果にとって本質的に重要であることを表している。計算においては、InAs の場合と同様に式 (2) により m^* のエネルギー依存性を考

慮した。ここで、 $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ は、 Γ 点において電子有効質量 $0.035 m_0$ を持ち、 $V_1=4.7$ eV、 $V_2=0.96$ eV を用いた。 V_2 の見積もりでは、界面において GaAs は禁止帯の中央に E_F がピン留めされ、 $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ は表面と同じ E_F-E_c の値 0.2 eV をとると仮定した。

Fig. 7 (a) および (b) に示すように、井戸幅が 6.2 nm と 12.5 nm の QW 中の LDOS スペクトルには、計算で求めた $E_{z,n}$ (矢印) の近傍に、準位位置とそのエネルギー間隔が計算によく一致したスペクトル構造が現れる。これより、各スペクトル構造は各 2D サブバンド端の存在を示し、 $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ の膜厚によって QW 中の 2D 準位形成が良く制御できていることがわかる。スペクトルを詳細に見ると、ピーク構造が、予想した $E_{z,n}$ の位置よりも低エネルギー側に現れる傾向がある。この理由は後述する。ところが一方、Fig. 7 (c) の井戸幅が 49.6 nm の QW では、伝導帯の LDOS スペクトルは単調で目立った構造がみられない。計算によれば、約 $20\sim 30$ meV の間隔で 2D 準位が形成されているはずである。このエネルギー間隔を分解可能な条件で STS 測定を行っても、確認が困難であった。量子サイズ効果がスペクトルに現れるには、トンネル電流に寄与する電子の波動関数において、式 (4) の量子化条件の成立が必要である。ところが、高濃度 Si ドーピングを施した QW 中では、イオン化した Si による弾性散乱によって、電子は持っている位相情報を大きく乱される。これは量子化条件に、この散乱による位相のずれの効果が新たに加わることに相当する。井戸幅が広くなれば、無作為に分布する Si による散乱の頻度が高くなり、この位相のずれの効果はその偏差と共に大きくなるから、トンネル電流に寄与する電子全体の位相情報の coherence は失われていく。Fig. 7 (c) において、QW が定義する量子サイズ効果が LDOS スペクトルに明瞭に現れないのは、この影響が 2D 準位間隔と同等以上に大きくなったことが原因と考えられる。よって、今回実験に用いた表面 QW 中における電子の coherence 長 L_ϕ は、 $10\text{ nm} < L_\phi < 50\text{ nm}$ と見積もれる。

Fig. 8 に、Fig. 7 (c) の表面 QW で観察された、貫通転位周囲におけるエネルギー分解された Friedel 振動の様子を示す。式 (3) と比較すると、減衰が 2D DEG の場合より強い傾向がある。この QW では、測定した $+0.35$ V に対応するエネルギー領域では、異なる $E_{z,n}$ に属するサブバンドの数が多く 20 に近い上、前述したような z 方向の量子サイズ効果の位相情報の消失により、3D 電子状態のように同じ E における $k_{\parallel}$ の不確実性が増している。これらの理由で、電子状態の 2D 性が弱まり減衰傾向が強まったと考えられる。しかし、それでも観察さ

Fig. 7. $(dI/dV)/(I/V) - V$ characteristics measured using low-temperature STS at about 4.9 K on surfaces of $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ thin films grown on n-type GaAs(111)A substrates. Each film has different thickness of (a) 6.2 nm, (b) 12.5 nm, (c) 49.6 nm and (d) 246 nm. (a)–(c) Si-doped with the concentration of $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. (d) undoped.

れる振動は約 10 nm ($\sim \lambda$) の距離に及んでおり、先程 LDOS スペクトルから大雑把に見積もった L_ϕ 程度である。したがって、coherence に異方性がないと見なせば、測定した表面 QW 中の電子状態は、少なくとも 10 nm (あるいは λ) 程度のナノ領域では、局所的ながらも coherence が保たれていると予想される。

今回実験に用いた表面 QW においては、ドーピングした Si と格子不整合により界面に発生した転位網に沿って存在する格子欠陥 (ダングリングボンド) が、ドナー準位を形成する。例えば、膜厚 6.2 nm の QW ではドーピングした Si の面密度は $3.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 、界面転位網に存在する格子欠陥の面密度は約 $6.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ である。ドナーとして振る舞う Si や界面格子欠陥は、それらがつくる (遮蔽された) Coulomb ポテンシャルによる束縛準位 L_n を、各 2D サブバンド端の低エネルギー側に形成する (Fig. 1 (b))。詳細には束縛状態は、ドナーの濃度や QW 中の位置、QW の井戸幅に依存する^{29, 30)}。Fig. 7 (a) および (b) では常に、2 番目のサブバンド端からはピーク状構造を示すが、これは n 番目 ($n \geq 2$) の 2D サブバンド端の低エネルギー側に付随する、ドナーによる離散的な束縛準位 L_n と、1 番目から $n-1$ 番目までの連続的な 2D サブバンドとの共鳴状態が存在することを示している。Fig. 7 において、測定された構造が予想された $E_{c,n}$ より低エネルギー側に現れる傾向は、この束縛準位の存在が原因と考えられる。

今回の低温 STM 測定では、トンネル電流に寄与する電子のトンネル過程には、2 通りの経路がある。1 つは、表面 QW 中の 2D サブバンド状態と探針の電子状態との間を直接トンネルする経路であり、もう 1 つはこのトンネル過程において一旦ドナーによる束縛状態を介してトンネルする経路である。両経路間に量子力学的な干渉が発生すると、離散的な束縛状態と連続的な 2D サブバンドによる共鳴状態の LDOS スペクトルは、いわゆる Fano 効果³¹⁾の影響を受ける。量子ドットを組み込んだ Aharonov-Bohm リング干渉計における、メソスコピック電子系の電気伝導度測定実験³²⁾と比較すると、今回用いた表面 QW では、離散準位と連続状態が同一空間に存在しているという違いを除けば、原理的に同様である。既に述べたように、欠陥周囲の少なくとも半径 10 nm 程度の領域では、電子は coherence を保つと考えられる。したがって、Fig. 7 (a) および (b) の LDOS スペクトルにおける、高エネルギー側に裾をひくような非対称性を示す鋸刃状のピーク形状は、ナノスケール領域で現れた Fano 効果を観測したものである可能性が高い。QW 中の離散的な束縛準位が、連続的な 2D サブバンドとの間で共鳴状態を形成し Fano 効果を示すことは、QW 中

Fig. 8. (a) Topographic STM image of the Si-doped $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ ($\text{Si} : 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) thin film surface epitaxially grown 49.6 nm in thickness on the n-type GaAs(111)A substrate ($53.6 \text{ nm} \times 53.6 \text{ nm}$, $+0.35 \text{ V}$, 4.8 K). (b) Corresponding dI/dV signal map simultaneously obtained with the topographic image. (c) Oscillatory dI/dV signal profiles measured as the function of the distance r from the dislocation. Theoretically calculated LDOS profiles are fitted as those related to the Friedel oscillation of 2 DEG around a point scattering center.

の電気伝導において理論による指摘がある³³⁾。Fano 効果は、物理学的な興味のみならず、量子情報処理の分野において量子位相制御の観点から重要と考えられている。ナノスケール領域における定量的な評価により、Fano 効果に対する詳しい知見が得られると思われる。

5. お わ り に

本稿では、化合物半導体表面に現れる量子現象のナノスケール評価の一例として、自然形成された表面電子蓄積層中の 2 DEG と、半導体ヘテロ構造による表面量子井戸により人工的に形成した 2 DEG の低温 STM 観測について説明した。InAs 表面蓄積層中の 2 DEG では、LDOS スペクトルと Friedel 振動に関わる定在波の観測から、2 DEG の LDOS がナノスケール領域で示す波動性を実空間で評価した。また、InGaAs 表面量子井戸については、閉じ込めによって形成された 2D 電子状態が、膜厚によって人工的に制御されていること、量子井戸中の位相の coherence が、量子効果に重要であることを実験により示した。特に、ドナーによる離散的な束縛状態が、連続的な 2D サブバンドと相互作用して共鳴状態を形成することに関連して、興味深い実験結果もナノスケ

ール領域で得られた。今後、詳しい観測により、2D 電子系が示す量子現象の理解がさらに進むと期待している。

半導体表面の研究は、トランジスタ発明のきっかけとなり、今日の電子技術の基礎を築いた。もたらされた技術革新は、大規模集積回路が組み込まれたコンピュータを駆使するナノプローブ技術により、表面研究に還元されている。最近の表面研究では、このナノプローブを用いた直接的な観測を通じて微視的な現象の理解が進んでいる。現在は、次の大きい飛躍の手掛かりを探索している段階にある。今後も、化合物半導体をはじめとする様々な材料表面が、貴重な実験環境であることに疑う余地はあるまい。表面における量子現象の探究が、今後も科学技術に大いに貢献し続けることを望んでやまない。

謝 辞

本稿で紹介した成果は、NTT 物性科学基礎研究所の都倉康弘氏と山口浩司氏、University of Nottingham の Matthew J. Butcher 氏（現在、University of New South Wales, Centre for Quantum Computer Technology 研究フェロー）、ESPCI の Simon Perraud 氏（現在 University of Paris VI, Laboratory for Photonics and Nanostructures CNRS 在籍、NTT 物性科学基礎研究所実習生）との共同研究により得られたものである。また本研究の一部は、新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）からの助成金（NTDP-98 及び Nano-elasticity）と日本学術振興会からの科学研究費補助金（JSPS-RFTF 96 P 00103 及び 16206003）による援助を受けて行われた。この場を借りて感謝の意を表する。

文 献

- 1) T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii and K. Nanbu: Jpn. J. Appl. Phys. **19**, L 225 (1980).
- 2) R. Dingle, H.L. Störmer, A.C. Gossard and W. Wiegmann: Appl. Phys. Lett. **33**, 665 (1978).
- 3) Zh. I. Alferov: Sov. Phys. Semicond. **1**, 358 (1967).
- 4) H. Kroemer: Proc. IEEE **51**, 1782 (1963).
- 5) W.T. Tsang: Appl. Phys. Lett. **40**, 217 (1982).
- 6) D.C. Tsui, H.L. Stormer and A.C. Gossard: Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
- 7) G. Yusa, K. Muraki, K. Takashina, K. Hashimoto and Y. Hirayama: Nature **434**, 1001 (2005).
- 8) K. Muraki, T. Saku and Y. Hirayama: Physica E **12**, 8 (2002).
- 9) H. Yamaguchi, M.R. Fahy and B.A. Joyce: Appl. Phys. Lett. **69**, 776 (1996).
- 10) K. Kanisawa, S. Perraud and Y. Hirayama: 13th International Congress on Thin Films and 8th International Conference on Atomically Controlled Surfaces, Interfaces and Nanostructures (ICTF 13/ACSIN 8), O 16 (2005).
- 11) B. Vögele, C.R. Stanley, E. Skuras, A.R. Long and E.A. Johnson: J. Cryst. Growth **175/176**, 229 (1997).
- 12) R.M. Feenstra, J.A. Stroscio and A.P. Fein: Surf. Sci. **181**, 295 (1987).
- 13) A.B. Fowler, F.F. Fang, W.E. Howard and P.J. Stiles: J. Phys. Soc. Jpn. **21** Suppl., 331 (1966).
- 14) S. Kawaji and Y. Kawaguchi: J. Phys. Soc. Jpn. **21** Suppl., 336 (1966).
- 15) C.A. Mead and W.G. Spitzer: Phys. Rev. Lett. **10**, 471 (1963).
- 16) D.C. Tsui: Phys. Rev. Lett. **24**, 303 (1970).
- 17) S.Y. Tong, G. Xu and W.N. Mei: Phys. Rev. Lett. **52**, 1693 (1984).
- 18) L.Ö. Olsson, C.B.M. Andersson, M.C. Håkansson, J. Kanski, L. Ilver and U.O. Karlsson: Phys. Rev. Lett. **76**, 3626 (1996).
- 19) R. Dombrowski, Chr. Wittneven, M. Morgenstern and R. Wiesendanger: Appl. Phys. A **66**, S 203 (1998).
- 20) Y. Hasegawa and Ph. Avouris: Phys. Rev. Lett. **71**, 1071 (1993).
- 21) M.F. Crommie, C.P. Lutz and D.M. Eigler: Nature **363**, 524 (1993).
- 22) K. Kanisawa, M.J. Butcher, H. Yamaguchi and Y. Hirayama: Phys. Rev. Lett. **86**, 3384 (2001).
- 23) 蟹澤 聖, M.J. Butcher, 都倉康弘, 山口浩司, 平山祥郎: 固体物理 **37**, 81 (2002).
- 24) M. Ono, Y. Nishigata, T. Nishio, T. Eguchi and Y. Hasegawa: Phys. Rev. Lett. **96**, 016801 (2006).
- 25) H. Kosaka, A.A. Kiselev, F.A. Baron, Ki Wook Kim and E. Yablonovitch: Electron. Lett. **37**, 464 (2001).
- 26) J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi and T. Enoki: Phys. Rev. Lett. **78**, 1335 (1997).
- 27) D. Hahn, O. Jaschinski, H.-H. Wehmann, A. Schlachetzki and M. von Ortenberg: J. Electron. Mater. **24**, 1357 (1995).
- 28) L.D. Landau and E.M. Lifshitz: “Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory”, Course of Theoretical Physics Vol. 3, 3rd ed (Pergamon Press, Oxford, 1977) § 22.
- 29) F. Stern and W.E. Howard: Phys. Rev. **163**, 816 (1967).
- 30) G. Bastard: Phys. Rev. B **24**, 4714 (1981).
- 31) U. Fano: Phys. Rev. **124**, 1866 (1961).
- 32) K. Kobayashi, H. Aikawa, S. Katsumoto and Y. Iye: Phys. Rev. Lett. **88**, 256806 (2002).
- 33) A.M. Satanin and V.B. Shtenberg: JETP Lett. **75**, 146 (2002).