

量子マイクロ構造半導体における形成技術と機能創製
——原子層制御から立体量子構造へ——Material Technology and Function Synthesis in Quantum Microstructure Semiconductors
——From Atomic Layer Control to Lateral Super-Structures——榊 裕之*
Hiroyuki SAKAKI

原子層単位で厚さと組成を制御して作る半導体超薄膜やこれを要素とした層状の量子マイクロ構造について、主要な電子の物性・機能と応用例を紹介するとともに、原子スケールで層状構造の界面を評価し、制御する研究の現状を記す。続いて、量子細線や量子箱など立体量子マイクロ構造の物性上の特色と期待されるデバイス上の機能を紹介し、併せてそれらの構造をエピタキシャル成長を用いて作る研究の現状と課題について述べる。

1. 半導体超薄膜および積層型量子構造の物性と機能

電子の量子力学的波長 ($\sim 100 \text{ \AA}$) と同程度またはそれ以下の厚さ L_z を持つ GaAs や AlAs などの半導体超薄膜またはその積層構造においては、電子の波動性を顕在化させて、従来の半導体になく多様な性質を作り出すことができる¹⁻³⁾。その理由は、図 1 (a) のような積層構造型量子マイクロでは、組成と膜厚を制御することにより、伝導電子のポテンシャル $V(z)$ を厚さ方向でほぼ任意に制御でき、その結果電子状態 $\psi(z)$ を制御できることにある。このとき現れる量子的現象には、

(1) 電子の量子力学的な波長と同程度の寸法 L_z の超薄膜の中で、電子の定在波が形成され、特定の波長 $\lambda_z (= 2L_z / \text{整数}n)$ または特定の波数 $k_z (= 2\pi / \lambda_z = n\pi / L_z)$ の電子状態のみが許容され、電子の固有エネルギー $E_z = (\hbar^2 / 2m) k_z^2$ が離散化する現象 (量子サイズ効果) と、

(2) 電子の障壁となる超薄膜層を「トンネル効果」で通過する現象とがある。さらに、これらの現象が結合したとき、

(3) 複数の障壁層からの複数の反射波が相互に強め

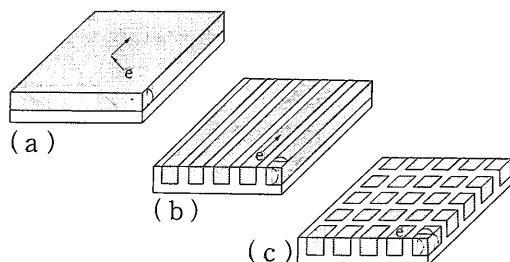


図1 量子薄膜 (井戸) (a), 量子細線 (b), 量子箱 (c) の概念図。電子の波動関数と運動の自由度。

*東京大学生産技術研究所 第3部

あったり、弱めあい、電子の透過率が複数の波の位相差に強く依存する「干渉効果」が現れる。いわゆる Esaki による超格子構造におけるミニ禁制帯の発生や 2 重障壁構造における共鳴トンネル現象はこの「干渉」効果の関与する最も単純な事例である。

これらの現象については、多くの研究がなされ実用的にも重要なデバイスに利用されつつある¹⁾。

代表的な応用例としては、(1) 超薄膜を発光用の活性層に用いた高性能の量子井戸レーザや、(2) 超薄膜伝導層をチャネルに用いた超高速の高電子移動度トランジスタがあり、実用化されるに到っている。さらに (3) 二重障壁を用いた共鳴トンネル効果を利用した超高速の負性抵抗ダイオードや (4) 電界の作用で超薄膜の光学物性を制御して、光変調や光スイッチ機能を実現するシュタルク効果デバイスなどがある¹⁻³⁾。

これらの積層型量子マイクロ構造の研究が順調に進展した背景には、分子線エピタキシー (MBE) や MOCVD など超薄膜を形成するエピタキシャル技術の発展がある⁴⁾。これらの技術によれば、超薄膜の膜厚を一原子層に近い精度で制御することができる。図 2 は、MBE 法で作られた GaAs/AlAs 構造の断面電子顕微鏡写真であり、設計通り 3 原子層 (8.5 \AA) の AlAs が GaAs 中に埋め込まれていることが見てとれよう。超薄膜構造では、電子波の閉じ込めやトンネル透過過程が膜の厚さに強く依存するので、膜の厚さや平坦性を原子スケールで制御することがきわめて重要である。

2. 積層型量子構造の原子スケールでの完全性と結晶成長表面における物質の拡散⁴⁻¹²⁾

図 2 を見る限り、MBE 法で作られた GaAs と AlAs とのヘテロ界面は原子スケールで急峻かつ平坦であるように見える。しかし、GaAs 超薄膜から発生する蛍光 (ルミ



図2 GaAs中に埋め込まれたAlAs超薄膜の断面の透過電子顕微鏡写真
下部の黒い縞は3原子層(8.5Å)に対応。

ネッセンズ)の波長が膜厚に依存することを利用して、蛍光の線幅 $\Delta h\nu$ から、膜厚の不均一性を調べてみると、膜厚の減少に伴い $\Delta h\nu$ が系統的に増大する傾向が見られる^{5,6)}。この事実は、ヘテロ界面の平坦性が完全でないことを示している。データの詳しい解析により、この広がり $\Delta h\nu$ は、界面に高さ Δ が約1原子層(2.8Å)程の凹凸が存在し、GaAs超薄膜の厚さ L_2 が Δ 程度の空間的不均一性を持つこと(図3)でほぼ説明できる⁴⁻⁸⁾。

凹凸については振幅 Δ のほかに横方向の寸法(相関長) Λ を明らかにする必要がある。超薄膜からの蛍光線の線幅 $\Delta h\nu$ は、凹凸の相関長 Λ がGaAs中の電子-正孔対(励起子)のサイズ(約200Å)にほぼひとしい時に最も広がる性質があり、 Λ を200Åよりも十分に大きくするか、小さくすることができれば、急峻化するはずである。筆者らは①AlAs/GaAs/AlAsサンドイッチ型量子井戸構造を作る際に、GaAs超薄膜を形成後に、1分間程度堆積を中断して、その後AlAsを形成すると、蛍光線の幅が急峻化し、通常の条件で作られた量子井戸からの線幅の1/4に

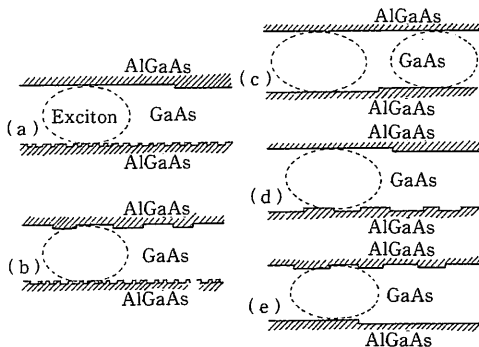


図3 GaAs/AlAs量子井戸のヘテロ界面のモデル。上側の界面は堆積中断を行うと平坦化($\Lambda \geq \lambda_e$)するが、下側の界面は擬似平坦($\Lambda \geq \lambda_e$)に留まる。但し、 Λ は凹凸の相関長で λ_e は電子波長。

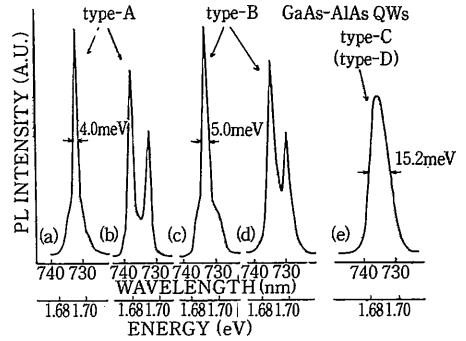


図4 量子井戸(GaAs 50Å, AlAs 50Å)からの蛍光スペクトル。堆積中断法により上側の界面を作ったもの(type AとB)のみが急峻化する。

なることを初めて見いだした(図4参照)⁹⁾。この事実から、②MBE結晶成長において次の層が堆積する前に物質が表面で拡散する距離は有限であって、GaAsの最上表面にできる凹凸は横方向寸法 Λ が200Å程となることと、③1分間程の堆積中断によって、GaAs最上表面において物質の横方向拡散が促進されて、凹凸の相関長 Λ が飛躍的に増大することが明らかとなった(図5)⁶⁻⁸⁾。

なお、④基板温度580~600°Cで作られた量子井戸において下側のGaAs-on-AlAs界面構造は、AlAsの成長時における表面モフォロジーで定まるが、堆積中断の有無にかかわらず、凹凸の相関長 Λ がエキシトンの長径に比して十分に小さな値に留まる($\Lambda < 100\text{Å}$)。このため蛍光線幅の増大にはさほどの寄与をなさないことが明らかとなった^{7,8)}。⑤この事実は、AlAs表面上でのAlの実効的拡散距離が、GaAs表面上でのGaの拡散距離よりもはるかに小さいことを意味する。⑥以上の結果は、膜厚 L_2 の小さなGaAs/AlAs量子井戸中の電子の移動度 μ のキャリア密度依存性の測定解析からも裏づけられている⁹⁾。⑦AlAs表面におけるAlの面に沿う拡散を促進して、下側の界面を平坦化するには、より高い基板温度を採用する

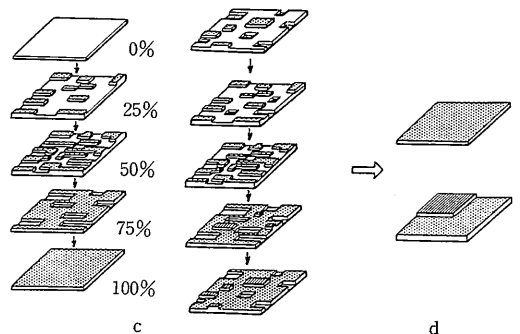


図5 堆積中断によるGaAs結晶表面の平坦化のモデル

ことが有効である¹⁰⁾。⑧しかし、この条件の下ではGaAsの表面が粗面化し、量子井戸の上側の界面が粗れるため、上下の界面を同時に平滑化することは困難であることも明らかとなった。⑨GaAsの表面の粗れの生じない比較的低い基板温度(≦600°C)で、AlAsの表面での物質の横方向の拡散を促進するには、成長中にAs分子線の供給量を一時的に減らして、最上表面のAsとAlとの結合を阻止することが有効である¹¹⁾。この手法は、交互ビームMBE法または移動促進エピタキシー(MEE)法と呼ばれ、前述の堆積中断法とならんで、結晶最上表面の物質拡散の促進と表面の平滑化に役立てられている。

上述のように量子井戸構造のヘテロ界面の構造を原子スケールで解明して制御することは、特性の良い超薄膜材料を得る上で重要であるだけに留まらず、結晶成長時に原料となる原子がどの程度の距離を拡散したうえで格子位置に取り込まれるかと言う結晶成長の最も基本的な過程を明らかにするうえできわめて重要な役割を果たしてきたと言えよう⁴⁻¹²⁾。

3. 立体量子構造内の電子の振舞いと機能の創出

前述のように、半導体超薄膜においては、膜面に垂直方向(z方向)の電子運動のみが量子効果を示し、膜面に沿う方向では(2次元的な)自由運動が維持される。したがって、電子の量子状態は、(x, y)面内の自由運動を表す準連続的波数(k_x, k_y)と、z方向の離散的量子数 n_x とで記述される。したがって、電子状態は2/3までが古典的性質を残している。

この半導体超薄膜の(x, y)面内に図1(b), (c)に示すように、電子波長と同程度の特性長を持つ人工的なポテンシャル $V(x, y)$ を導入して、面内の電子状態をすべての必要な次元に対して量子力学的に制御すれば、優れたデバイス機能の実現に利用できる可能性がある¹³⁻¹⁵⁾。

このような提案と解析は、1975年筆者によって開始された^{16), 17)}。特に、図1(b)(c)に示すように、面内に1次元または2次元な周期ポテンシャルを導入することにより、量子細線や量子箱、さらにこれらを相互にトンネル効果で結合させた面内(プレーナ)超格子などの各種の立体量子構造が生まれ、これにより多様な電子状態の形成ができる。このような電子状態を有効に活用した場合に、実現が予測されている機能は数多い。ここでは著者らの研究によるもののみを以下に記す。

(A) 電子デバイス材料としての機能^{16), 20)}

(a-1) 量子細線を伝導チャネルとした電界効果トランジスタ(FET)

通常FETの伝導層(チャネル)には超薄膜GaAsやSi反転層が用いられるが、この代替材料として、多数の併置した十分に細い量子細線群(図6)を用いたとしよう。

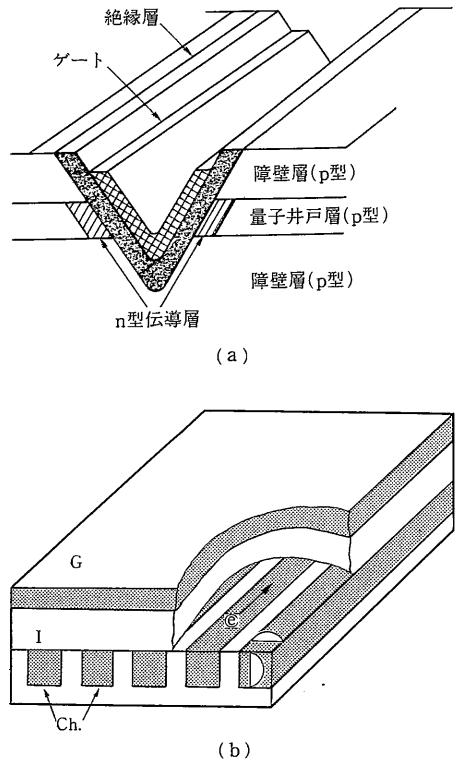


図6 量子細線をチャネルとするFET((a)端面反転層を用いた単一細線FETおよび(b)併列細線FET)

このとき、電子運動のうちの横方向の自由度が消滅して、散乱としては頻度の小さな後方散乱以外は許されなくなる。このため、不純物散乱などの弾性散乱が抑制されて、低電界での電子移動度が増大し、電子の加速率が高まり

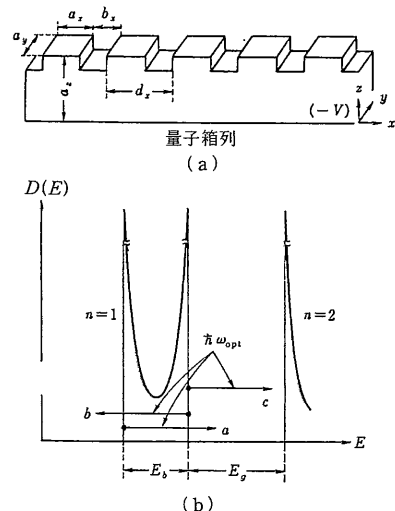


図7 結合量子箱構造(a)と状態密度(b)の設計による光学フォノン散乱の抑制

高周波特性が著しく向上する可能性がある¹⁸⁾。さらに、細線チャンネル中の電子数を十分に高めた構造の場合、高電界下の光学フォノンの放出が抑制されて、飽和速度が上昇するため¹⁹⁾、超高周波での遮断周波数 f_T や雑音指数などの諸特性が飛躍的に高まることも予測されている^{14),15),18),19)}。

(a-2) 結合量子箱を利用した人工伝導体

電子を3次的に閉じ込める十分に小さな量子箱構造を隣接させて、相互にトンネル効果で往来を可能にした構造(図7)を考える。この構造のパラメータを調整し、電子のミニバンドの幅を20~30meVとして、ミニギャップの幅を50meV以上とすると、特性エネルギーが35~50meVの範囲にある光学フォノンの放出や吸収を抑制できる可能性が生じる。これは散乱に伴うエネルギー授受が困難となるためである。この結果、電子系の温度が上昇しても、移動度の低下が生じにくい優れた人工伝導体となり、超高周波でのコヒーレントなブロッホ発振など特異な機能を示す。

(a-3) ブラッグ反射を用いた量子干渉FET^{16),17),20),21)}

量子細線や量子箱を多数面状にならべた構造(図7と8)をFETのチャンネルとして、電子の伝導方向に周期的なポテンシャル $V(x, y)$ が作用するように設定する。この構造ではゲート電圧やドレイン電圧を加えて、電子の波長を増減させられるが、平均的な電子波長が周期の2倍に近づくにつれて量子的な干渉効果のひとつであるブラッグ反射の影響が現われて、伝導率が下る可能性がある。この結果、ゲート電圧で制御可能な負性抵抗機能が生じたり、FET特性に負性相互コンダクタンスが出現する。このため、複雑な論理操作や、超高周波でのスイッチや発振などの機能を持つ量子干渉型のトランジスタの一種となる可能性がある²²⁾。

(B) 光デバイス材料としての機能

(b-1) 量子箱・量子細線レーザ

半導体レーザでは電気的に電子と正孔とを注入して、

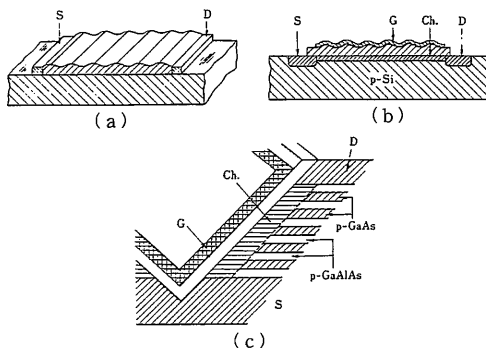


図8 表面超格子の基本型(a)とこれを用いたブラッグ反射を用いた量子干渉型FET(b)(c)

再結合に伴う発光過程を利用している。この発光の生じる活性層部分を十分に小さなサイズの量子細線や量子箱の集合体で置換すると電子の大部分が基底準位に落ち込むため、室温での注入キャリアの運動エネルギーの分散が激減する²³⁻²⁵⁾。このため、特定波長での光学的な利得が選択的に増大して、きわめて低い閾値の電流でレーザ発振し、その温度安定性や高周波変調特性などの諸特性も改善することが予測されている。

(b-2) 光変調器および非線型光学材料

量子細線や量子箱は、電子運動の自由度が抑制されるため、吸収スペクトルが急峻化し、量子箱では δ 関数状になることが予期される(図9参照)。このような材料に、電子と正孔を電気的に導入すると吸収が効率よく抑制される。この時、吸収率も屈折率も、電気信号で顕著に変化するため、光変調器材料として活用できる可能性がある²⁶⁾。さらに、このキャリアの導入を光学的な励起で行う場合には、吸収の飽和や屈折率の変化など非線型光学材料として優れた特性が期待されている。

量子細線や量子箱構造の持つ特性や機能には多様なものがあり、上記の諸例はその一部に過ぎない。今後、研究の進展により魅力ある人工材料としてさらに新しい側面が明らかにされてゆくであろう。

5. 立体量子構造の新形成法の探索

前節で述べたように、量子細線や量子箱を構成要素とする各種の立体量子構造においては、超薄膜構造にないさまざまな物性や機能が現れるが、その主たる理由は、電子または正孔の量子状態が、量子細線や量子箱の中でその系のサイズで定まる波長を持つ状態のみをとり、固有のエネルギーや運動量が離散化することにある。したがって、これらの利点を活用するにはデバイスを動作させる状況の下で、大部分の電子(正孔)を基底のサブバンド(またはきわめて少数の励起準位)に収容して、離散性を確保する必要がある^{13),14)}。

FETやレーザなどの通常のデバイス動作の実現には電子のフェルミエネルギー E_f (または熱エネルギー kT_e)

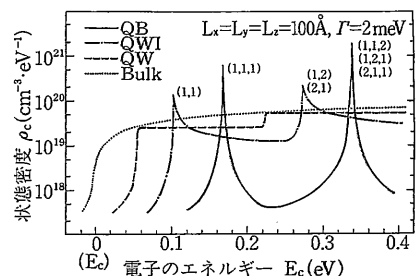


図9 量子箱(QB)、量子細線(QWI)、量子井戸(QW)とバルクGaAs半導体(bulk)の電子の状態密度の電子のエネルギー依存性。

を10~30meV程の値とする必要がある。したがって、固有エネルギーの間隔 $E(2)-E(1)$ を (E_f, kT_e) より大きくするために数十meV以上にする必要が生じる。このような条件はGaAsの場合細線や箱の寸法を200Å以下にして初めて達成される。

新しい量子効果の実現でもう一つの重要な要件は、エネルギー準位の広がり $\Delta E(1)$ を電子(正孔)の平均エネルギー (E_f, kT_e) よりも十分に小さくすることである。前述の値を入れると $\Delta E(1)$ は5~10meV以下にすることが必要となる。この条件は、微細加工の寸法精度に関して、目安を与える。

立体量子構造の作製には(1)種々のリソグラフィ技術を用いるものがあるが^{15),20),22),27),28)}、扱える寸法に制約がある。その解決手段として、(2)積層多重量子井戸の端面に反転層を形成するSakakiの手法(図3)^{19),35)}や、(3)傾斜基板上的原子ステップを利用したPetroffらの局所エピタキシ手法²⁹⁻³⁴⁾などが、検討されている。これらの手法は200Å以下の超構造の形成法として発展が待たれている。

以下、この2つの手法のおおのについて^{18),35)}、現状と解くべき課題について述べる。

(A)積層量子井戸の端面を活用したエッチ量子細線および関連構造の形成法^{18),35)}

前述のように積層型量子井戸構造の形成技術はほぼ確立している。この種の構造において何らかの方法で端面(エッチ)を露出させて、その上にFETまたは変調ドープの手法で静電界を発生させて、その作用で表面伝導チャンネルかまたはT型の量子井戸を形成すれば(図6(a))量子細線が形成できるはずである。この手法は、超微細リソグラフィを要しない形成法として1980年に筆者によって提案され、その後Esakiのgroupにより拡張された手法である。端面を露出させるには、多層構造を形成した上で、a-①エッチングで溝を掘り込む方法、a-②へき開で露出させる方法、やa-③SiO₂などで結晶の一部を覆い、露出させた部分のみに、選択的に多層構造と形成させる手法などがある(図10)。

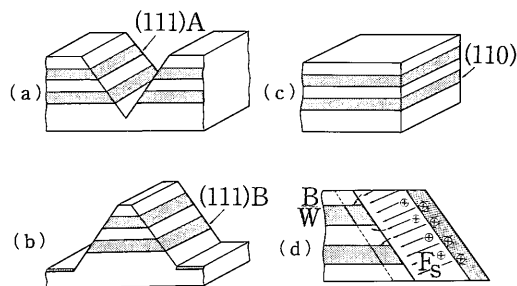


図10 層状構造の端面の形成法((a)エッチング、(b)選択成長、(c)へき開)と端面反転層による量子細線の形成原理

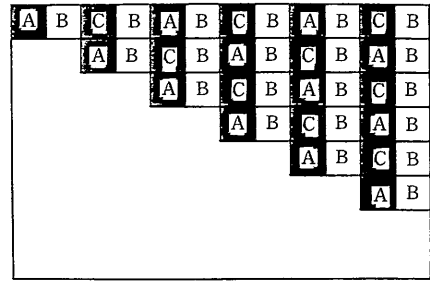


図11 斜め研磨基板上的のステップ構造によるGaAsとAlAsとのサブモノレイヤー選択成長とこれによる横方向閉じ込め構造

(a-1)の手法では、エッチングされた化合物半導体の表面は(111)A面となるが、そこに形成される汚染物や欠陥を、新たな欠陥を発生させることなく十分に除去する技術が必要となる。また、(111)A面での良質の結晶成長技術の確立も必要とされる。この種の技術は、最近急速に進展しており、近い将来に見通しがつくものと期待されている。

(a-2)の手法でへき開で端部を形成する場合、結晶面としては(110)面が露出する。この(110)面上での良質な結晶の成長条件はすでに判明している。最近、へき開面上の反転層で2次元電子の形成が確認されるに到っており、量子細線の形成は時間の問題と思われる。ただし、この手法は、物理測定には十分であるものの、デバイスに应用する場合には、プレーナ技術との整合性が悪い点に困難がある。

(a-3)の手法による選択的なGaAs/(AlGa)As層状構造の形成と端面の露出は、FukuiらによりMOCVDの手法を用いて最近可能であることが示された³⁵⁾。このとき、端面は(111)B面となる。この面上で、良質な結晶の成長を行う条件はすでに判明しており、量子細線に近い構造も得られつつある。

(B)斜め研磨基板の原子ステップを活用した選択エピタキシャル法による量子細線の形成法²⁹⁻³⁴⁾

GaAsなどの結晶基板を(100)面などの主要結晶軸から、ある角度 $\theta(\approx 1 \sim 2^\circ)$ だけ傾斜させて研磨すると、高さ a が1原子層($\sim 2.8\text{\AA}$)で、横幅 L が $a/\tan\theta$ のステップが現れる(図11)。たとえば、 θ が $1^\circ(2^\circ)$ の場合、 L は80Åまた(162Å)となる。このような原子ステップ上に、GaAsまたはAlAsをMBE法で半原子層に対応する量だけ供給し、供給された原料がステップ上を十分に拡散して、ステップの端部で選択的に取り込まれると、厚さ一原子層で横幅が $(L/2)$ の極薄りボン状結晶が形成できる。この操作を(GaAs)と(AlAs)とについて、交互に繰り返すと、図11に示すような横型の超格子構造の形成が期待される。この手法はペトロフにより提案されたもので、これがうまくゆくには、

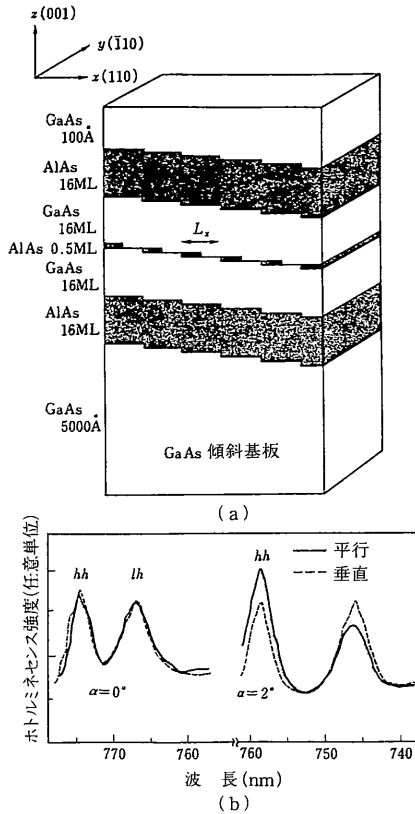


図12 単原子膜マイクログリッド入り量子井戸構造を用いたプレーナ超格子とその光吸収特性の入射偏波面依存性

(b-1) 堆積したGaAsやAlAsなどの材料がステップの長さよりも十分に長い距離にわたって拡散するような条件の下で、

(b-2) ステップの端部に到達した原子が安定に取り込まれること、さらに(b-3) ステップ上に供給される材料の総和が極めて精度よく一原子層に設定されること

(b-4) ステップの直線性や周期性が良好であることなどの諸条件が必要となる。

これらの条件を緩和して、作製を容易にする手段として、筆者らは図12(a)や図13(a)に示す構造を提案し、試作の努力を行っている。特に本稿ではこれらのグリッド入り量子井戸(GI-QW)やグリッド入りチャンネルについて述べる^{33),34)}。図12(b)はMBE法で(100)面およびそれから2度傾けた基板上に試作した2個のGI-QW構造のフォトルミネセンス励起法による吸収スペクトルである³³⁾。(100)面から2度傾斜させた基板上の試料では、平均周期80Åのステップ構造が存在するため、0.5原子層のAlAsがグリッド型ポテンシャルを形成する。このため電子状態が面内で異方性を示すのに対し、(100)面上のものではAlAsが混晶化して等方的な振舞いをする事が予測される。そこで図12(a)において、入射レーザーの偏

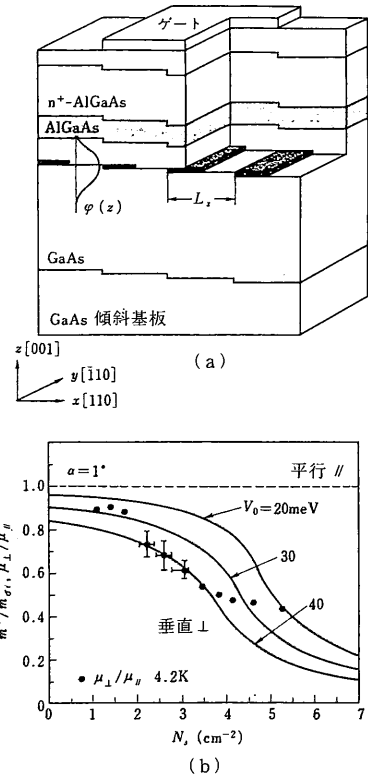


図13 単原子膜マイクログリッド入りヘテロ接合反転層によるプレーナ超格子とその電気伝導率(移動度)の異方性のキャリア密度 N_0 依存性

波面をグリッドと平行するか垂直にするかによって、吸収特性に差異が生じるか否かを調べた。図12(b)のデータでは傾斜基板上の試料で偏波面依存性を示しており、定性的予測を裏付けている。このデータと理論の対比から、挿入したグリッドがほぼ予測どおりの働きをしており、高さが約40meVのポテンシャル障壁としての作用をして電子状態を異方化させていることが判明している。同様に図13(a)のグリッド入りの2次元電子の伝導チャンネルでは電子の移動度に面内異方性が現れる。(図13(b)参照)。この傾向は電子の密度 N_0 を上昇させてブラッグ条件に近づけるとより顕著になる²⁴⁾。

以上の検討により、グリッド入り量子構造を用いた横型面内超構造(LASS)の実現可能性が初めて示されたといえよう。このような斜め研磨基板上の選択成長の研究は、本グループと平行してカリフォルニア大学のペトロフのグループ^{29),31)}とNTTの福井のグループ^{21),30)}でも精力的に進められ、数々の興味深い事実が見いだされている。たとえば、後者では成長にはMOCVDの手法を用いているため、原料となる有機金属の分解過程が原子ステップの段差部(特にキンク部分)で優先的に生じていることを示唆する結果が得られている。このように、選

択的な化学反応が利用できる場合には、ステップ上での物質の拡散距離が十分でなくとも、良好な構造が得られる可能性があり、将来の発展が待たれる。

6. む す び

半導体の物性とデバイスの研究は長い歴史を持つが、最近の20年間に最も顕著に進展したもののひとつとしては、超格子やMOS反転層などの超薄膜積層型の量子構造における量子効果の研究が挙げられよう。この分野の進展の背後には、SchriefferのMOS表面反転層における量子化の予測(1954年)とEsakiとTsuによる超格子の先駆的提案(1970年)などの理論的な方向づけがあり、それに対応して良質な超薄膜構造を形成する技術が順調に育ってきたことがある。

これに対して、量子細線や量子箱などの立体量子構造とそれを活用したデバイスは、著者らの理論的研究によって、多様な新しい特色と可能性を備えていることが明らかにされており、発展が期待される候補分野である。こうした期待に応え得るか否かは、第5節で述べたように良質な立体量子構造を形成するための材料技術の進展の成否に懸かっている。その意味で、所望の原子を所望の位置に収容させたり、除去する広義の「原子操作」の技術の発展と展開が待たれる。(1990年6月13日受理)

参 考 文 献

- 1) 江崎玲於奈・榊 裕之編著：“超格子・ヘテロ構造デバイス”，工業調査会(1988)。
- 2) H. Sakaki: Proc. Int. Symp. on Foundation of Quantum Mechanics, 1983, pp. 94-110 (pub. by Phys. Soc Japan 1984)。
- 3) 榊 裕之：応用物理, 51 (昭57)。
- 4) H. Sakaki, "Molecular Beam Epitaxy" in "III-V Semicond. Materials and Devices" ed by R. Malik, Elsevier 1989。
- 5) C. Weisbuch, R. Dingle, A.C. Gossard and W. Wiegmann, Solid State Commun. 38, 709 (1981)。
- 6) H. Sakaki, M. Tanaka and J. Yoshino, Jpn. J. Appl. Phys. 24, L417 (1985)。
- 7) M. Tanaka, H. Sakaki and J. Yoshino, Jpn. J. Appl. Phys. 25, 155 (1986)。
- 8) M. Tanaka and H. Sakaki, J. Crystal Growth 81, 153 (1987)。
- 9) H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka and T. Matsusue, Appl. Phys. Lett. 51, 1934 (1987)。
- 10) M. Tanaka and H. Sakaki, J. Superlattices & Microstructures 4, 237 (1988)。
- 11) Y. Horikoshi, K. Kawashima and H. Yamaguchi, Jpn. J. Appl. Phys. 25, L868 (1986)。
- 12) M. Tanaka and H. Sakaki, J. Appl. Phys. 64, 4503 (1988)。
- 13) 榊 裕之：電子通信情報学会誌72 (1989) 1404。
- 14) H. Sakaki: Proc. 1988 Int. Symp. on GaAs and Rel. Compounds, Atlanta: Inst. of Phys. Conf. Ser. 96, pp. 13-16 (1989)。
- 15) H. Heinrich等編：“Physics and Tech of Submicron Structures”, Springer (1988)。
- 16) 榊 裕之・菅野卓雄：応用物理, 44, p. 1131 (昭50)。
- 17) H. Sakaki, K. Wagatsuma, J. Hamasaki and S. Saito: 1976 Thin Solid Films, 36, p. 497. および SEISAN-KENKYU (J. Inst. Industrial Science, University of Tokyo), 28, p. 34。
- 18) H. Sakaki: 1980 Jpn. J. Appl. Phys. 19, L735。
- 19) Yamada and Sone Phys. Rev. 1989。
- 20) K. Ismail, W. Chu D.A. Antoniadis and H.I. Smith: Appl. Phys. Lett., 52, p. 1071 (1988) および 54, p. 460 (1989)。
- 21) Y. Tokura and K. Tsubaki: Appl. Phys. Lett., 51, p. 1807 (1987)。
- 22) S. Datta, M.R. Mcloch, S. Bandyopadhyay and M. S. Lundstrom: 1986 Appl. Phys. Lett. 48, p. 487。
- 23) Y. Arakawa and H. Sakaki: 1982 Appl. Phys. Lett., 40, p. 893。
- 24) Y. Arakawa and A. Yariv: 1986 IEEE J., QE-22, p. 1887 (1986)。
- 25) M. Asada, M. Miyamoto and Y. Suematsu: 1986 IEEE J., QE-22, p. 1915 (1986)。
- 26) H. Sakaki, K. Kato, M. Yoshimura sub to Appl. Phys. Lett.
- 27) B.J. Van Wees, et al.: 1988 Phys. Rev. Lett., 60, p. 848。
- 28) たとえば W.J. Skocpol, L.D. Jackel, R.E. Howard, P. M. Mankiewich and O. Tennant, et al. の以下の review を参照されたい, Surf. Sci. 170, pp. 1-13 (1986)。
- 29) P.M. Petroff, A.C. Gossard and W. Wiegmann: Appl. Phys. Lett., 45, p. 620 (1984)。
- 30) T. Fukui and H. Saito: 1987 Appl. Phys. Lett., 50, p. 824。
- 31) P.M. Petroff, J. Gaines, M. Tsuchiya, R. Simes, L. Coldren, H. Kroemer, J. English and A.C. Gossard: J. Cryst. Growth 95, p. 260 (1989)。
- 32) M. Tanaka and H. Sakaki: Jpn. J. Appl. Phys., 11, L2025 (1988)。
- 33) M. Tanaka and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett., 54, p. 1326 (1989)。
- 34) J. Motohisa, M. Tanaka and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett., 55, pp. 1214-1216 (1989)。
- 35) T. Fukui: Electronics Lett., 25, pp. 410-411 (1988)。