

## 半導体量子細線における励起子光学効果

安藤 弘明

最近、半導体の一次元構造、すなわち量子細線の光物性への興味が高まりつつある。その背景には、分子線エピタキシー法 (MBE) や有機金属気相熱分解成長法 (MOCVD) をはじめとする結晶成長技術や、電子ビーム・リソグラフィ、ドライエッチングを中心とする加工技術の目覚ましい進歩により、エネルギー禁止帯幅の異なる半導体材料を組み合わせ、断面がナノメートル・サイズの量子細線を実際に製作することが可能になってきたことがあろう<sup>1-5)</sup>。量子細線構造は、デバイス応用の観点から重要であるのみならず<sup>6-8)</sup>、一次元電子・正孔系の物性物理を探究するための恰好の舞台を提供する。

量子細線では、2方向からの量子閉込めにより、次元性が異なる他の構造にはない、新奇な光学特性が出現する。すなわち、電子・正孔の運動が一方のみに制限された一次元系では励起子の結合エネルギーが増強され、しかも光遷移の振動子強度が励起子状態に集中するため、吸収端近傍の光学特性は単純に状態密度では決まらず、励起子効果が支配する<sup>9-16)</sup>。また、一次元特有のサブバンド構造が生成されるため<sup>16,17)</sup>、これに伴い、各々のサブバンドに対応した励起子状態が形成され、各々の励起子はサブバンドの性格を反映した光学異方性をもつことになる<sup>16)</sup>。一次元励起子の光非線形性は、一次元電子・正孔系における多体効果に起因しており<sup>15,18,19)</sup>、その様相の解明は、直接、一次元系におけるクーロン遮蔽や交換相互作用の理解につながる。本稿では、GaAsの

量子細線を例にして、これら一次元励起子の線形および非線形形の光学効果を議論する。

### 1. 一次元価電子帯サブバンド構造

一次元細線の光学特性を理解するためには、まず一次元のサブバンド構造を知る必要がある。本節では、電子・正孔の波動関数を包絡関数とブロッホ関数の積で与える多重バンド有効質量理論 (直交関数展開法)<sup>16,17)</sup>をもとに一次元のサブバンド構造を議論する。

伝導帯では、閉込めエネルギーが禁止帯幅と比較して十分小さい限り、電子包絡関数の閉込めを反映したサブバンドが出現するだけで、電子のブロッホ関数自身は $|s\rangle$ 型で、変化しないと単純に近似できる。しかし、エネルギー的に接近した重い正孔バンドと軽い正孔バンドから構成される価電子帯では事情が異なり、細線の境界条件を考慮して包絡関数を2方向から閉じ込めると、三次元・二次元ではよい表現であった重い正孔状態 $u_{\pm 3/2}$ 、軽い正孔状態 $u_{\pm 1/2}$ のブロッホ関数が混合し、一次元特有の新たな正孔状態が出現する。それに伴い、正孔のエネルギー・波数の分散関係 (有効質量) やブロッホ関数の空間対称性 (偏光特性) が大きく変化する。

図1は、無限大エネルギー障壁によって囲まれた断面が正方形の量子細線における価電子帯サブバンド構造の理論解析の結果<sup>16)</sup>を示す。計算では、 $4\times 4$  Luttinger-Kohn 行列の対角化によって、重い正孔状態と軽い正孔状態の混合効果を取り入れ、エネルギー・波数の分散関係およびブロッホ関数を求めた。図中、エネルギー軸、波数軸とも細線のサイズ $L_z$ で規格化されており、エネルギー・波数の分散カーブは、細線断面が正方形である限り、サイズによらず適用可能であることに注意された

Excitonic optical properties in semiconductor quantum wires (1996年4月12日受理)  
Hiroaki ANDO NTT 基礎研究所 (〒243-01 厚木市森の里若宮 3-1)

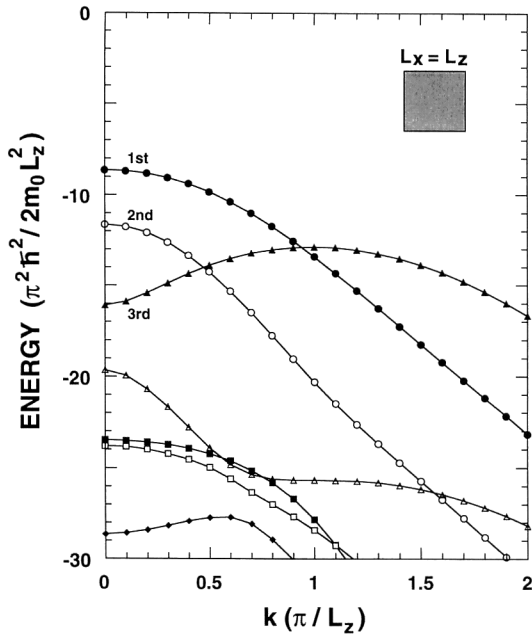


図1 GaAs量子細線の価電子帯サブバンド構造<sup>16)</sup>.

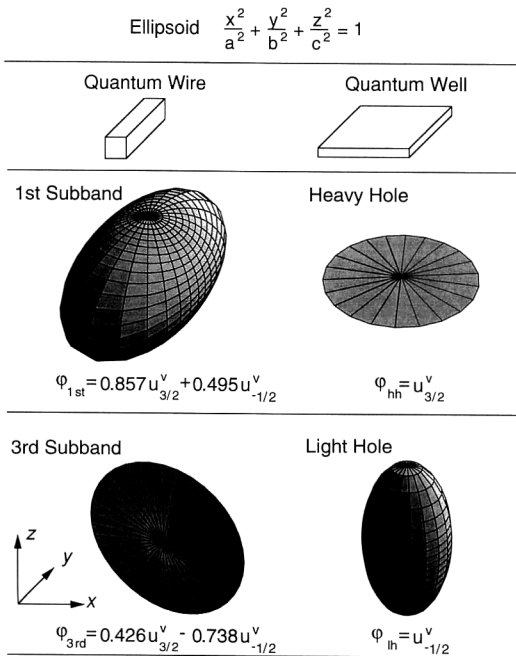


図2 一次元価電子帯サブバンドにおけるプロット関数の空間対称性<sup>20)</sup>.

い。分散カーブは重い正孔状態と軽い正孔状態の強い相互作用を反映して複雑な様相を示すが、吸収端近傍の光学特性を決めるのは、包絡関数の閉込めが最低次となる第1および第3サブバンドであり、第2サブバンドも含

めてそれ以外のサブバンドは、包絡関数の閉込め指数がより高次となるため、選択則により吸収端近傍での光学遷移には寄与しない。なお、第1サブバンドの有効質量は  $m_{\parallel} = 0.22$  (細線方向),  $m_{\perp} = 0.23$  (閉込め方向) であり、二次元量子井戸の重い正孔に対する値,  $m_{\parallel} = 0.11$ ,  $m_{\perp} = 0.45$  と大きく異なっている。

図2は、価電子帯の第1および第3サブバンドのゾーンセンター ( $\Gamma$ 点) におけるプロット関数の空間対称性を、重い正孔および軽い正孔のプロット関数と比較して示す<sup>20)</sup>。図中、対称性は基底  $|x\rangle$ ,  $|y\rangle$ ,  $|z\rangle$  の係数をそれぞれ  $a$ ,  $b$ ,  $c$  として、回転楕円体 ( $x^2/a^2 + y^2/b^2 + z^2/c^2 = 1$ ) を用いて示されているが、この表現では、光が直線偏光である場合、楕円体の中心と、光の電界ベクトル方向の表面との距離の2乗が光遷移強度に比例する。第一サブバンドのプロット関数は細線に平行な方向に沿って置かれたラグビーボール型であり、細線方向に電界ベクトルをもつ直線偏光は、これとは異なる他の偏光よりも大きな遷移確率をもつことがわかる。一方、第3サブバンドのプロット関数は  $x$ ,  $z$  方向に広がり、細線方向には全く成分をもたないため、細線に直交するディスク型となる。したがって、第3サブバンドは細線とは垂直な方向の光の電界成分とのみ相互作用することになる。これらの量子細線における価電子帯サブバンドのプロット関数が一次元的な線対称性を有することはいうまでもない。なお、重い正孔状態と軽い正孔状態の混合の度合いは、細線の縦、横サイズの比に強く依存し、横方向のサイズが縦の2倍よりも長くなると、有効質量、プロット関数ともに二次元量子井戸のものに漸近する<sup>16)</sup>。

## 2. 一次元におけるクーロン相互作用の効果

2方向から閉じ込められ、運動が一次元方向に制限された電子と正孔間に働くクーロン相互作用の効果は、一次元水素の問題として古くから議論されており、一次元系特有の発散の問題が指摘されている<sup>9,10)</sup>。例えば、有効質量近似の下で電子・正孔間に  $1/r$  型のクーロンポテンシャルを働かせると、三次元系や二次元系では安定な励起子状態が得られるが、一次元系では最低エネルギー状態の励起子の結合エネルギーや振動子強度が発散し、物理的に意味のある解が得られないという問題がある。この発散問題の原因は、 $r=0$  ( $r$  は細線方向の電子・正孔間の距離) で発散する  $1/r$  型の相互作用を用いていることにあり、この背景には、量子細線の断面が無限小でかつエネルギー障壁が無限大という、理想化さ

れた隠れた仮定が存在することに由来する。実際の有限断面をもつ量子細線では、電子・正孔の波動関数が閉込めに対抗して断面内に広がっており、このため  $r=0$  においてもクーロンポテンシャルは発散せず、有限な値をとる。このような細線断面内の電子・正孔の波動関数の広がりを考慮した、細線方向にはたらくポテンシャルを有効クーロンポテンシャルと呼ぶが<sup>12,15,16)</sup>、これを使用することにより、前記の発散の問題なしに、しかも厳密に、有限断面をもつ量子細線におけるクーロン相互作用の効果を取り扱うことができる<sup>14,16)</sup>。

図3は、断面が正方形（サイズ10 nm）のGaAs量子細線における吸収端近傍の光吸収スペクトルの計算結果である<sup>15)</sup>。計算では、1節で求めた伝導帯、価電子帯のサブバンド構造の解析結果をもとに、有効クーロンポテンシャルによる電子・正孔の束縛状態（励起子状態）、非束縛状態（連続状態）を求め、光吸収スペクトルを見

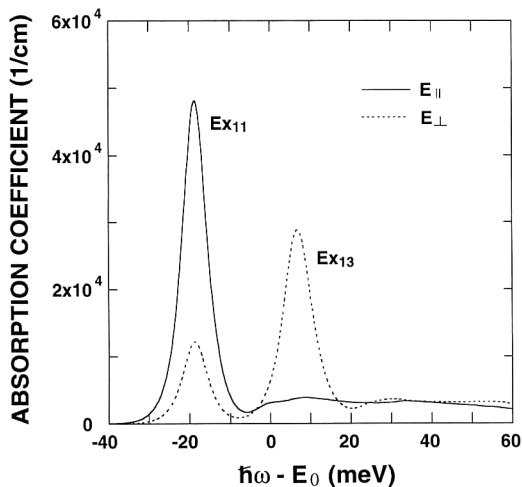


図3 バンド端近傍の光吸収スペクトルの計算結果<sup>15)</sup>。量子細線の断面は矩形でサイズは10 nmとした。実線（破線）は、細線に電界ベクトルが平行な（垂直な）偏光に対するスペクトルを示す。

積もった。図3のスペクトルの特徴は、強い偏光依存性をもつ2つの吸収ピークの存在である。これらの吸収ピークは伝導帯第1サブバンドと、それぞれ価電子帯第1および第3サブバンドが結合してできる励起子状態  $Ex_{11}$  および  $Ex_{13}$  に対応しており、その偏光依存性は図2で議論したそれぞれの価電子帯サブバンドのプロット関数の対称性を反映している。バンド間吸収については、一次元系での結合状態密度が  $(\hbar\omega - E_0)^{-1/2}$  型であり、バンド端で発散しているにもかかわらず、顕著なピーク構造をもたない。これはクーロン相互作用が一次元系ではバンド間遷移を抑圧するためである<sup>13,14)</sup>。

一次元特有のクーロン相互作用の効果—励起子状態への振動子強度の集中とバンド間遷移の抑圧—を他の次元における効果と比較して図4に示す。クーロン相互作用は、次元によらず電子と正孔の平面波状態を結合して、束縛状態にしる非束縛状態にしる、よりエネルギー的に安定な電子・正孔状態を作り出す効果がある。これに伴い、エネルギーの高い平面波状態から、エネルギーの低い電子・正孔の束縛状態、非束縛状態に振動子強度が集まることになる。例えば、状態密度がエネルギーの増加とともに放物関数的に大きくなる三次元では、常に高エネルギー側から振動子強度が供給されるため（もちろん、有効質量近似が成り立つ限りにおいて）、束縛状態（励起子状態）への振動子強度の集中に加え、非束縛状態の形成に対応して高エネルギー側から低エネルギー側へ振動子強度がシフトし、いわゆるバンド間遷移もクーロン相互作用によって増強される。二次元系では状態密度はエネルギーによらず一定の値をとるが、やはりクーロン相互作用により高エネルギー側から低エネルギー側に振動子強度が押し出されるため、バンド間遷移が増強される。二次元系<sup>21)</sup>、三次元系<sup>22)</sup>では、クーロン相互作用の有無で振動子強度の保存則が破れているようにみえるが、これは議論をバンド端近傍に限ったためであり、有効質量近似の下で無限大のエネルギー範囲を考え

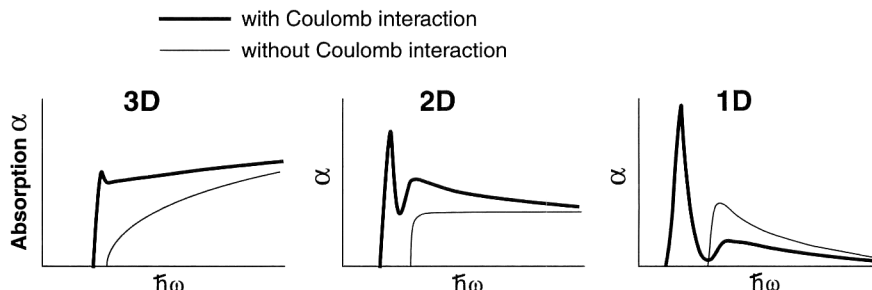


図4 電子・正孔間のクーロン相互作用の効果。

ると振動子強度は保存されていることに注意されたい。一方、量子細線では、エネルギーの増加とともに状態密度が減少するという一次元の特殊性のため、高エネルギー側からの振動子強度の供給は少なく、バンド端近傍で振動子強度の保存則がよく成り立つ。すなわち、一次元系では、バンド間遷移を犠牲にしてのみ励起子状態への振動子強度の集中が許されており、バンド間遷移の抑圧は一次元的状態密度分布に起因するといえる。

### 3. 一次元励起子の光非線形効果

半導体に光を照射すると、光励起された電子・正孔対が半導体内部の電子状態を変えるため、光吸収係数や屈折率などの光学特性が励起の強さに応じて変化する。この現象を三次の光非線形性と呼ぶ。三次の非線形現象は、光スイッチ等のデバイス応用の観点から重要であるのみならず、非線形性の根源である多体効果についての重要な知見を与えるため、物性物理の観点からも興味深い<sup>15,18,19)</sup>。本節では、GaAs量子細線における励起子光非線形効果の素過程について議論するとともに、その特徴の抽出を試みる。

光照射により電子・正孔対を励起すると、室温では、熱エネルギー  $kT$  のためきわめて短時間で解離し、自由な電子と正孔の“プラズマ”が形成される。この光励起された電子・正孔プラズマは励起子を構成する（位相空間における）電子・正孔状態の一部を占有するため、励起子状態への振動子強度の集中が妨げられる。したがって、励起子遷移の振動子強度が低下するとともに (bleaching), 励起子の結合エネルギーも減少することになる。パウリの排他律に起因するこのような非線形過程は位相空間充填効果 (phase-space-filling) と呼ばれている。さらに、電子・正孔プラズマは、電子と正孔を結合させ励起子状態を作る源のクーロン引力を遮蔽して、励起子状態を不安定化させるのみならず、交換相互作用、クーロンホールなどのクーロン相互作用を介した多体効果によりエネルギー禁止帯幅を縮小させる。これら電子・正孔プラズマに起因する励起子の光非線形効果

の特徴を、その素過程ごとに表1にまとめる。

電子・正孔プラズマの励起に伴うバンド端近傍の光吸収スペクトルの変化を図5に示す。理論解析では Screened Hartree-Fock 近似の下で、位相空間充填効果、クーロン遮蔽、交換相互作用およびクーロンホール等、室温で重要となる効果をすべて取り入れた。電子・正孔プラズマの密度  $N_c$  が増すに従って、励起子の光吸収ピーク値が低下 (bleaching) し、共鳴エネルギーが低エネルギー側にシフトすることがわかる。吸収ピーク値の低下は、主として位相空間充填効果に起因しているが、クーロン遮蔽も励起子包絡関数の細線方向への膨張と、それに伴う振動子強度の低下という過程をとおして光吸収を減少させる。励起子共鳴エネルギーの変化は、交換相互作用およびクーロンホールによるレッドシフト (低エネルギー側へのシフト) と、位相空間充填効果およびクーロン遮蔽によるブルーシフト (高エネルギー側へのシフト) の競合関係でさまざまであるが、一次元量子細線の場合、前者の効果が後者を凌ぐ結果、励起子共鳴ピークはレッドシフトすることになる。

三次元バルクや二次元量子井戸での励起子非線形効果

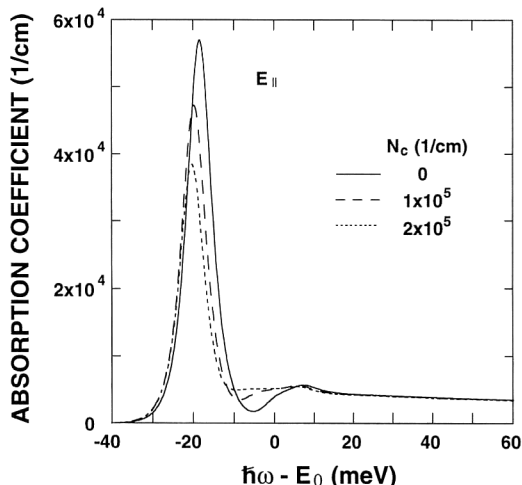


図5 一次元励起子における光非線形効果。

表1 一次元励起子における光非線形過程。

	室温 励起子と電子・正孔プラズマ間の相互作用	低温 励起子・励起子相互作用
位相空間充填効果	吸収減, ブルーシフト	吸収減, ブルーシフト
クーロン遮蔽	吸収減, ブルーシフト	—
交換相互作用	レッドシフト	レッドシフト
クーロンホール	レッドシフト	—

ブルー(レッド)シフトは励起子共鳴エネルギーの高(低)エネルギー側へのシフトを意味する。

は共鳴エネルギーのシフトを伴わない単純な bleaching であることを考えると、このレッドシフトは一次元励起子特有の効果であるといえる。三次元系、二次元系では電子・正孔プラズマは多方向から電荷を遮蔽できるが、一次元系では遮蔽が1方向に限られるため、クーロン遮蔽の効果が相対的に弱くなることが知られており<sup>18)</sup>、一次元励起子のレッドシフトも一次元系での弱いクーロン遮蔽効果を如実に反映している。なお最近、後述の分数層超格子を用いた量子細線について、励起子吸収ピークのレッドシフトを実証する非線形分光実験の結果が報告された<sup>23)</sup>。詳細については続報を待たたい。

#### 4. 分数層超格子細線における一次元励起子効果

一次元量子閉込め構造における線形、非線形光学効果を探究するため、様々な方法で量子細線の製作が試みられている<sup>2-5)</sup>。本節では、断面が10 nm サイズで空間的に稠密な細線アレイ構造を結晶成長のみで直接製作できるという特徴がある分数層超格子細線<sup>3)</sup>を紹介する。

[110] 方向に数度傾斜させた (001) GaAs 基板に成長炉の中で適当な処理を施すと、表面に等間隔にならんだ GaAs 単分子層の段差をもった階段構造が出現する(図6)。このような面に Ga の有機物と As のガスを供給すると(有機金属気相熱分解成長法)、単分子層ステップの端で選択的に GaAs が成長し、GaAs の単分子層ステップ端は基板が傾斜した方向に進む。成長した GaAs 単分子層が元のテラスの半分を覆った時点で、Ga の供

給を止め、代って Al の有機物を与えると、GaAs の単分子層ステップ端から AlAs の単分子層が成長を始める。AlAs 単分子層が元のテラスを覆いきった時点で、Al の供給を止め、Ga の有機物を与えると、再び GaAs の単分子層が前に成長した GaAs 単分子層の上に成長する。引き続き Al と Ga の有機物の原料を交互に供給すると、基板が傾斜した方向に Al・Ga 組成の周期をもつ超格子構造が結晶面に垂直な方向に成長する。このような超格子構造は、成長面内で、単分子層の一部が GaAs 層、他の部分は AlAs 層から構成されており、単分子層全体を1とすると各々の層の比率は1以下の分数となるため、分数層超格子 (fractional layer superlattice: FLS) と呼ばれている<sup>24,25)</sup>。FLS の組成周期は成長に使用する基板の傾斜角度によって決まり、例えば、2度の場合は約 8 nm、1度では 16 nm となる。また、実際に製作された FLS の組成分布は、結晶成長時での Al と Ga の相互拡散のため、正弦波に近い変調となっているが、量子閉込めに十分な組成変調が確保されている。

成長面に平行な方向に組成周期をもつ“横型”の超格子 FLS を“縦”方向からエネルギー障壁の高いバリエーションで挟み込むことにより量子細線構造が得られるが、これを分数層超格子細線 (FLS wire) と呼ぶ<sup>3)</sup>。FLS 細線は、結晶成長に使用する基板の傾斜角度によって FLS の組成周期が変わるため、これに伴い横方向の閉込めの強さも変化する<sup>26)</sup>。すなわち、傾斜角度が大きい場合には組成周期は短く、したがって、横方向の閉込め

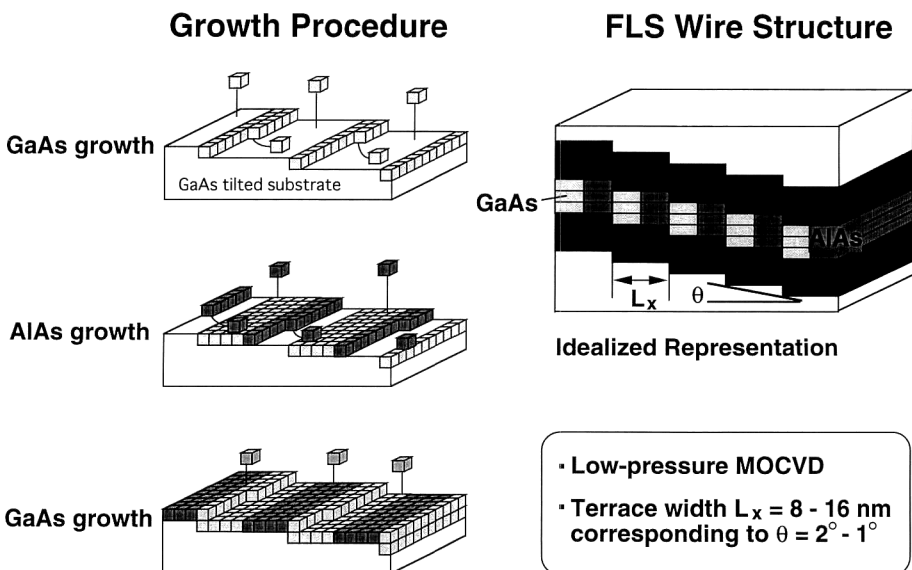


図6 結晶成長による GaAs/AlAs 分数層超格子細線の製作。

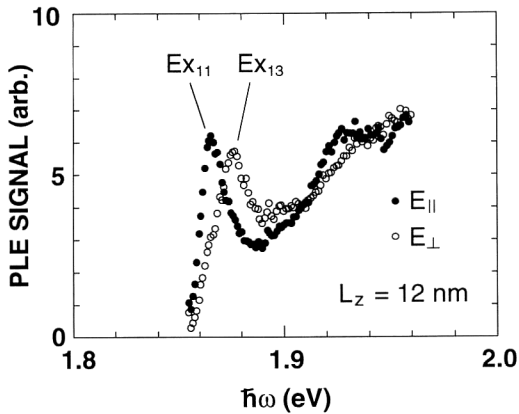


図7 分数層超格子細線における吸収端近傍の PLE スペクトル<sup>27)</sup>。

は“超格的”で弱いため、FLS 細線の閉込め次元は一次元と二次元の間となる。傾斜角度を小さくすると、組成周期は長くなり、電子・正孔の波動関数は1つの細線中に“量子井戸的”に強く閉じ込められるようになるため、閉込め次元は一次元化する。図7は、量子閉込めが一次元化するよう基板の傾斜角を調整した細線試料について、フォトルミネセンス励起法 (PLE 法) により測定したバンド端近傍の吸収スペクトルである<sup>27)</sup>。吸収端近傍に、より高エネルギー側の連続的なバンド間遷移とは明確に区別できる急峻なピーク  $Ex_{11}$ ,  $Ex_{13}$  が観測されるが、これらはいずれも2節で述べた励起子遷移に対応する。励起子吸収ピーク  $Ex_{11}$ ,  $Ex_{13}$  は異なる偏光依存性をもつが、これは前にも述べたように、それぞれ価電子帯の第1および第3サブバンドのプロッホ関数の対称性 (図2) を反映しているためである。

GaAs の量子細線を例に、一次元励起子の線形・非線形光学効果を議論した。線形光学効果は一次元系のクーロン相互作用の効果やサブバンド構造の理解、非線形効果は一次元系におけるクーロン遮蔽や交換相互作用などの多体効果の解明につながるため、物性の観点から興味深い。また、これらの光学特性はデバイス応用の観点からも重要である。すなわち、一次元励起子の非線形効果の特徴である吸収ピークのレッドシフトは吸収増 (increasing absorption) をもたらすため、光・電気の帰還を要しない光論理素子、光メモリーに応用できる可能性がある。さらに、一次元励起子の強い光学異方性は非線形複屈折性を生じるため、これを利用することにより、光の偏光状態を制御するという新しい機能<sup>28)</sup> をもった素子を実現できる。

おわりに、紙面の制約のため本文中で割愛せざるを得なかった一次元励起子における“励起子光利得”の可能性について、簡単に私見を述べたい。GaAs/AlGaAs の T 型量子細線において光ポンピングによりレーザー発振が観測されており、その特異な発振特性から励起子利得の可能性が議論されている<sup>29)</sup>。一方、次元によらず励起子 (束縛状態) に対して光利得を得ることは原理的に不可能であるとの指摘もある<sup>30)</sup>。これは、電子・正孔が反転分布すると位相空間充填効果のため電子・正孔間に斥力が生じ、束縛状態を形成し得ないためである。

励起子光利得に関して様々な議論があるが、たとえ光利得領域で (厳密な束縛状態という意味での) 励起子が存在し得たとしても、位相空間充填効果やクーロン遮蔽によって励起子状態が不安定化し、その結合エネルギーは、負温度状態でのキャリア間散乱によって決まる線幅 (均一幅) よりも小さいであろうことを考慮すると、励起子利得の効果を、直接、利得スペクトルの形で実証するのは困難であろう。一次元系では、光利得についても、光吸収と同様に振動子強度の保存則が成り立つことを考慮すると、利得スペクトルの形は、クーロン相互作用を無視した、状態密度で決まるものに近いと考えられる。もちろん以上の議論は GaAs や InGaAs 等、通常的光デバイスに使用されている半導体の量子細線に関するものであり、エネルギー禁止帯の大きい材料を用いた細線では、励起子分子等の効果<sup>31)</sup> を考慮した、より深い議論が必要となろう。

本稿をまとめるにあたって有益なご討論をいただいた NTT 基礎研究所の A. Chavez-Pirson 主任研究員、後藤秀樹研究員に感謝いたします。また、一次元系におけるクーロン相互作用について議論いただいた高河原秀俊主幹研究員、大阪市立大学の小川哲生助教授に御礼申し上げます。分数層超格子の成長についてご教示いただいた小林直樹特別研究員、斎藤久夫主任研究員に深謝いたします。ご指導いただいた早稲田大学の堀越佳治教授 (元材料物性部長)、神戸宏主幹研究員に御礼申し上げます。

## 文 献

- 1) E. Kapon: Proc. IEEE, **80** (1992) 398.
- 2) S. Tsukamoto, Y. Nagamune, M. Nishioka and Y. Arakawa: J. Appl. Phys., **71** (1991) 533.
- 3) H. Saito, K. Uwai and N. Kobayashi: Jpn. J. Appl. Phys., **32** (1993) 4440.
- 4) T. Sogawa, S. Ando and H. Kanbe: Appl. Phys. Lett., **64** (1993) 472; **64** (1993) 3299.
- 5) T. Someya, H. Akiyama and H. Sakaki: Phys. Rev. Lett., **74** (1995) 3664.

- 6) Y. Arakawa and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett., **40** (1982) 939.
- 7) Y. Arakawa, K. Vahara and A. Yariv: Appl. Phys. Lett., **45** (1984) 950.
- 8) M. Asada, Y. Miyamoto and Y. Suematsu: IEEE J. Quantum Electron., **QE-22** (1986) 1915.
- 9) R. Loudon: Am. J. Phys., **27** (1959) 649.
- 10) R. J. Elliott and R. Loudon: J. Phys. Chem. Solids, **8** (1959) 382; **15** (1960) 196.
- 11) T. Kodama, Y. Osaka and M. Yamanishi: Jpn. J. Appl. Phys., **24** (1985) 1370.
- 12) L. Banyai, I. Galbraith, C. Ell and H. Haug: Phys. Rev. B, **36** (1987) 6099.
- 13) S. Abe: J. Phys. Soc. Jpn., **58** (1989) 62.
- 14) T. Ogawa and T. Takagahara: Phys. Rev. B, **43** (1991) 14325; **44** (1991) 8138.
- 15) H. Ando, H. Ohashi and H. Kanbe: J. Appl. Phys., **70** (1991) 7024.
- 16) H. Ando, S. Nojima and H. Kanbe: J. Appl. Phys., **74** (1993) 6383.
- 17) P. C. Sercel and K. J. Vahala: Phys. Rev. B, **44** (1991) 5681.
- 18) S. Benner and H. Haug: Europhys. Lett., **16** (1991) 579.
- 19) H. Haug and S. W. Koch: *Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors* (World Scientific, 1990).
- 20) 後藤秀樹, 安藤弘明, 神戸 宏: 第 55 回応用物理学会予稿集, 19a-T-3 (1994).
- 21) M. Shinada and S. Sugano: J. Phys. Soc. Jpn., **21** (1966) 1936.
- 22) R. J. Elliott: Phys. Rev., **108** (1957) 1384.
- 23) A. Chavez-Pirson, 安藤弘明, 齋藤久夫, 後藤秀樹, 小林直樹, 神戸 宏: 第 43 回応用物理学会予稿集, 27p-W-2 (1996).
- 24) P. M. Petroff, A. C. Gossard and W. Wiegmann: Appl. Phys. Lett., **45** (1984) 620.
- 25) T. Fukui and H. Saito: Appl. Phys. Lett., **50** (1987) 824.
- 26) H. Ando, A. Chavez-Pirson, H. Saito and H. Kanbe: J. Appl. Phys., **77** (1995) 3372.
- 27) H. Ando, H. Saito, A. Chavez-Pirson, H. Gotoh and H. Kanbe: Conf. on Laser and Electro-optics/Pacific Rim, PDI. 2 (1995).
- 28) A. Chavez-Pirson, J. Yumoto, H. Ando, T. Fukui and H. Kanbe: Appl. Phys. Lett., **59** (1991) 2654.
- 29) W. Wegscheider, L. N. Pfeiffer, M. M. Dignam, A. Pinczuk, K. W. West, S. L. McCall and R. Hull: Phys. Rev. Lett., **71** (1993) 4071.
- 30) 上野山雄: 固体物理, **31** (1996) 125.
- 31) Y. Masumoto, T. Kawamura and K. Era: Appl. Phys. Lett., **62** (1993) 225.