

## 〔研究〕

# 結合量子ナノ構造の作製と発光特性

Fabrication and Optical Characteristics of Quantum-Nano Structures

小 森 和 弘      王 学 論      小 倉 睦 郎  
K. KOMORI      X. L. WANG      M. OGURA

We have fabricated coupled quantum-wires, consisting of two GaAs quantum-wires as small as 5nm thick and 30nm in width (15nm in effective width) separated by a 1 - 3nm thick AlGaAs barrier, using flow rate modulation epitaxy (FME) on a V-grooved substrate and investigated its optical characteristics. Firstly, the electronic states in these quantum wires have been investigated by theoretical analysis using the finite element method (FEM). The doublet state, namely the symmetric and antisymmetric states, and the transverse electron states in crescent-shaped coupled quantum wires are clarified. The conditions of the coupling and the effect of the thickness disparity between two quantum wires are also clarified. Secondly, the exciton states of these coupled quantum wires are investigated by the measurement of photoluminescence excitation (PLE) in comparison with those of single quantum wires. In the PLE spectra of single quantum wires (wire thickness = 4.5nm), sharp exciton peaks of the first two heavy hole-like transitions are observed with large energy difference of 47meV. While, two adjacent exciton peaks with the small energy splitting of 24meV are observed in the coupled quantum wires (wire thickness = 5nm, barrier thickness= 3 nm). From the measurements of the barrier thickness dependence, these exciton states agree well with the coupled states of the quantum wires calculated by the finite element method.

### § 1 はじめに

量子細線、量子箱等の半導体量子ナノ構造<sup>1-3)</sup>は、高利得や高屈折率変化が期待され、半導体光デバイスの高性能化を目指して研究が活発に行なわれてきた。この半導体量子ナノ構造を電子がトンネルできる薄い障壁層を通して量子力学的に結合した結合量子細線や結合量子箱は、高性能電子デバイスに応用できるだけでなく、光非線形素子や電子波の特徴を利用する新機能光電子素子に応用できる可能性がある。また、結合量子ナノ構造中でのコヒーレント現象を利用することによりフェムト秒領域で動作可能な超高速光電子素子への応用も期待される<sup>4-6)</sup>。

これまでに電子波素子を目的として電子波導波路を結合した結合電子波導波路が報告されている<sup>7-9)</sup>。しかし、空乏化によって電子を閉じこめている為に結合は弱く、光非線形性やコヒーレント現象を利用する光電子素子に応用するには不十分であった。光電子素子に応用する為には、極微細で結合の強い構造が望まれる。我々は、この目的の為に流量変調MOCVD法を用いてV溝基板上に極微細で結合の強い結合量子細線構造の試作を行い、その光学特性を調べた。

本論文では、まず、流量変調MOCVD法を用いたGaAs量子細線(厚さ 5nm、幅 20nm)とAlGaAs障壁層(厚さ 1 ~ 3nm)からなる極微細な結合量子細線構造の作製について述べる。次に、この三日月形状GaAs結合量子細

**KEY WORDS:** 量子ナノ構造, 結合量子構造, 量子細線, 量子箱, 量子効果

線の電子状態と結合効果を有限要素法を用いた理論解析によって明らかにする。最後に、フォトルミネッセンス(PL)特性、励起フォトルミネッセンス特性、キャリアのライフタイム特性等の発光特性を測定し、理論解析結果と比較することにより、作製した量子細線の1次元効果と結合効果について議論する。

## § 2 結合量子細線の作製

量子細線の作製法としては、量子薄膜構造をEBリソグラフィとエッチングによって加工する方法、凹凸基板の上に選択的に成長する方法、自己形成法を用いる方法等が考えられる。

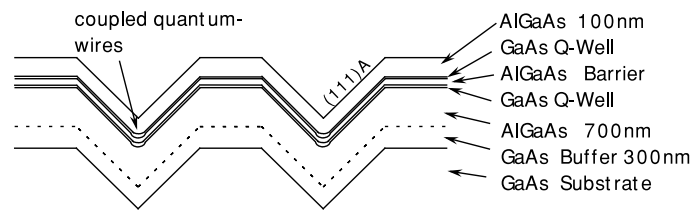
結合量子細線構造を作製する上では、1次元系の特徴が現れるような極微細で、かつ結合の強い構造が作製可能な方法が望ましい。選択成長を用いる方法は<sup>10)</sup>、層厚を原子層オーダーまで制御することが可能で、また、層厚方向に量子細線を配置することで非常に結合の強い構造が作製可能である。

これまで報告されているMOCVD法やMBE法を用いるV溝上への量子細線の作製法では、量子細線の横方向の幅が30nm~50nm程度と大きく、1次元系の特徴が完全に現れるような量子細線構造は作製されていない。これに対して、流量変調MOCVD法は成長材料

を交互供給することによってV溝底部へ量子細線の選択成長比を向上することができ、この方法を用いることによって、幅30nm以下の極微細な量子細線が作製可能になった<sup>11-13)</sup>。

Fig.1 (a)(b)には、流量変調MOCVD法によって作製した結合量子細線構造の模式図を示す。まず、GaAs基板上に<011>方向にV溝を形成し、その上にGaAsバッファ層、AlGaAsバッファ層、GaAs量子細線、AlGaAs障壁層、GaAs量子細線、AlGaAs保護層を成長して結合量子細線構造を作製した[Fig.1(a)]。極微細な量子細線構造を得るためにGaAs量子細線の成長のときだけ流量変調MOCVD法を用い、他の層は通常のMOCVDを用いて成長を行った。次に、量子細線からの発光を得るために、Vメサ上部の(100)量子井戸層とその周辺の(111)Vメサ側壁上の量子井戸層をリソグラフィとエッチング技術によって除去した[Fig.1(b)]。このときの断面TEM写真の一例をFig.2に示す。V溝底部に、厚さ5nm、幅30nm(実効幅15nm)の極微細な2層の量子細線と厚さ2nmのAlGaAs障壁層から構成される結合構造が形成されているのが示されている。また、流量変調法を用いて量子細線と量子薄膜の選択成長比を向上した為、(111)Vメサ側壁上の量子薄膜層厚は1nm程度に抑えられている。

(a) Growth of quantum-wires on V-grooved Substrate



(b) Removal of (100) Quantum-Film

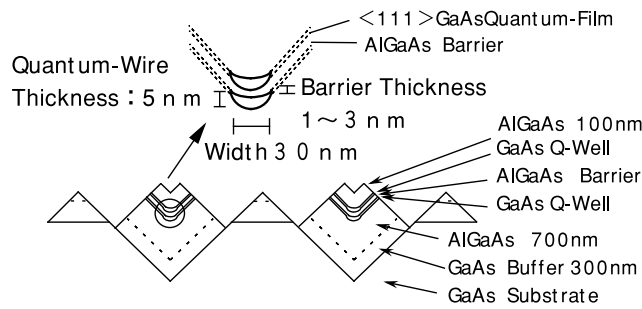


Fig.1 Schematic illustration of the layer structure of coupled quantum wire sample (a) after the growth and (b) after the removal of quantum film.



Fig.2 TEM picture of the coupled quantum wires.

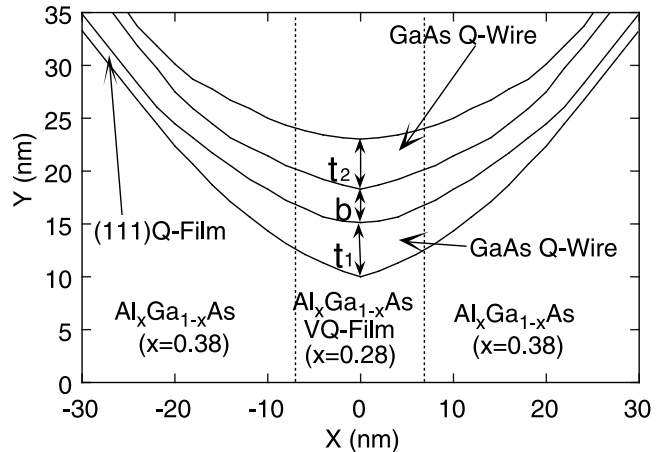


Fig.3 Analytical models of the coupled quantum wires.

§ 3 有限要素法による電子状態の理論解析

量子細線の断面TEM写真をトレースすることによってFig.3 に示す解析モデル図を得た。結合量子細線は2つの三日月形状したGaAs量子細線とAl<sub>0.38</sub>Ga<sub>0.62</sub>As障壁層から構成される。上下の量子細線と障壁層の厚さはそれぞれ t<sub>2</sub>, t<sub>1</sub>, b (三日月中央部での平均層厚)である。また、解析では、成長時に自動的に形成される Al 組成が 0.28 の垂直量子井戸(VQF)<sup>14)</sup>を考慮した。以降では Z は量子細線の軸方向, Y はサンプルの成長方向, X は量子細線の横閉じこめの方向(基板に平行で、量子細線軸に垂直)とした。

結合量子細線の電子状態は、文献<sup>15)</sup>と同じ方法を用いて有限要素法によって解析を行なった。電子のハミルトニアンは次の式で与えられる。

$$H = \nabla \cdot \left[ \frac{-\hbar^2}{2m(X,Y)} \cdot \nabla \right] + V(X,Y) \quad (1)$$

ここで m(X,Y)は有効質量, V(X,Y)はポテンシャルで、それぞれ量子細線の断面(解析モデル Fig.1(b))の位置(X,Y)での組成によって決定される。解析で用いたパラメータとして、電子の有効質量は m = (0.067+0.083x)・m<sub>0</sub>、実効的な閉じこめポテンシャルは電子とホールでそれぞれバンドオフセットの0.65倍と0.35倍、バンドギャップのAl組成依存性は、E<sub>g</sub> = 1.245x (x < 0.45)を用いた。また、量子細線の層厚と幅の比が 1 : 3 以上あるので、第一次近似として量子井戸の解析で用いられてきた、ヘビーホール、ライトホールで近似して、これを疑ヘビーホール準位、疑ライトホール準位とした。このとき疑ヘビーホールの有効質量は m = (0.48+0.31x)m<sub>0</sub>を用いた。以降では、電子準位を i e、疑ヘビーホール準

位を j h h、疑ライトホール準位 k l h と呼ぶ。ここで j ( = 1 2 3 , --- n ), k ( = 1 2 3 , --- m ), l ( = 1 2 3 , --- l ) は、エネルギーの低い方からの波動関数の量子化番号である。電子・ホールの遷移を疑ヘビーホール遷移について i e - j h h、疑ライトホール遷移について i e - k l h と呼ぶことにする。たとえば、単一量子細線については、1 e - 1 h h と基底準位間の電子 - 疑ヘビーホール遷移、1 e - 1 l h はそれぞれ基底準位間の電子 - 疑ライトホール遷移である。

また、結合量子細線については、結合前の2つの基底準位遷移 1 e - 1 h h と 1 e - 1 l h は結合によって分裂し、対称準位遷移 1 e - h h、1 e - 1 h と反対称準位遷移 2 e - 2 h h、2 e - 2 l h の4つの遷移が可能になる。

Fig.4 (a) (b)には、それぞれ有限要素法によって求めた単一量子細線 ( t<sub>1</sub> = 5.1 nm ) と結合量子細線 ( t<sub>1</sub> = 5.1 nm、t<sub>2</sub> = 4.6 nm、b = 3.2 nm ) のエネルギーの小さい方から最初の3つの波動関数の電子確率密度を示す。

単一量子細線においては、量子細線の層厚が5.1 nm と薄いため、層厚方向 ( Y 方向 ) の高次の準位はカットオフとなって存在しない。この量子細線ではサイズが小さい為に、基本準位 1 e と高次準位 2 e とのエネルギー差は電子準位だけで 32 meV と kT よりも大きい。

結合量子系では、2つの量子構造が同じエネルギーを持つ対称形の場合、結合前の基本準位は結合によって対称と反対称の波動関数を持つ準位に分裂することが特徴である。Fig.4では、確率密度をプロットしてある為、位相の情報はないが、波動関数が結合中心で零点を交差する場合としない場合によって反対称準位と対称準位に区別が可能である。

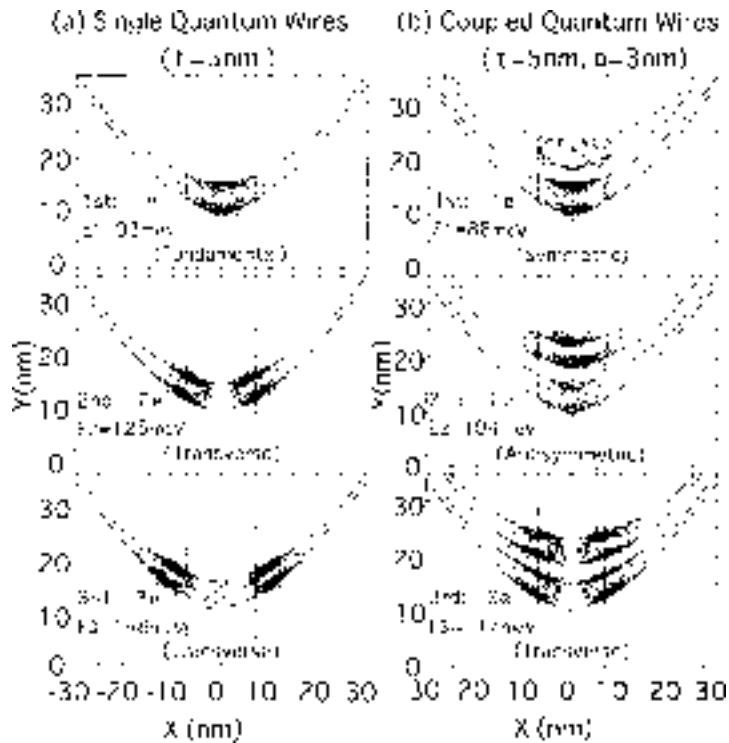


Fig.4 Change density probability (counter plot) of the first three conduction electron states for (a) single quantum wire with thickness of  $t_1=5.1\text{nm}$  and (b) coupled quantum wires with thickness of  $t_1=5.1\text{nm}$ ,  $t_2=4.6\text{nm}$  and  $b=3.2\text{nm}$

この位相情報から、1番目と2番目の準位は単一量子細線の基本準位  $1e$  が結合量子細線の対称準位  $1e$  と反対称準位  $2e$  に分裂したものであることがわかる。また、3番目と4番目の準位は、単一量子細線の横方向の高次準位である  $2e$  が高次対称準位  $3e$ 、高次反対称準位  $4e$  に分裂したものであることが分かる。ただし、上下の量子細線には若干のエネルギー差があるため、完全な対称、反対称準位でなく確率密度は上下量子細線のどちらかに偏っている。以上より、三日月形状した結合量子細線においても、結合量子系の特徴である対称準位と反対称準位が存在することが明らかになった。

結合の条件を調べる為に、結合量子細線の基本準位から分裂した対称準位  $1e$  と反対称準位  $2e$  と高次準位から分裂した(対称)高次準位  $3e$  について、量子化エネルギーの障壁層厚依存性を Fig.5 に示した。障壁層厚を十分大きくしていくとそれぞれのエネルギーは、上下の2つの独立した量子細線の準位に漸近する。障壁層を十分大きくしても対称と反対称のエネルギーが一致しないのは、上下の量子細線のエネルギーが完全に一致していない為である。

一方、障壁層を十分に薄くすると結合の効果で対称

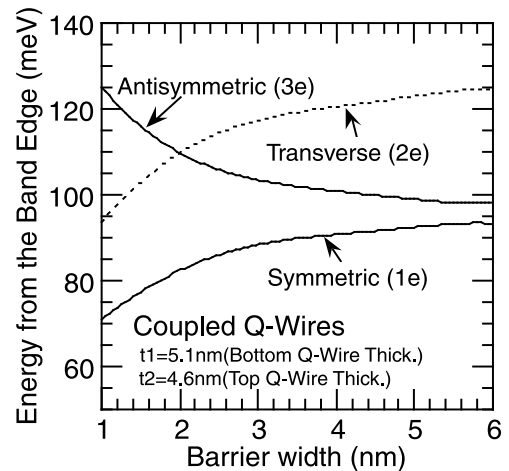


Fig.5 The energy of the symmetric ( $1e$ ), asymmetric ( $2e$ ) and transverse ( $3e$ ) states in the coupled quantum wires as a function of barrier thickness  $b$ . The thickness of the bottom and the top quantum wires is  $5.1\text{nm}$ ,  $4.6\text{nm}$ , respectively.

準位  $1e$  と反対称準位  $2e$  のエネルギー差は拡大する。図から障壁層厚が  $4\text{nm}$  以下で結合によるエネルギー分離が上下の量子細線のエネルギー差よりも大きなることから、結合効果は障壁層厚が  $4\text{nm}$  以下の場合に生じることが分かる。また、基本準位が分裂した対称準位

1e と高次準位 3e のエネルギー差は障壁層厚が減少するにつれて減少しているのが示されている。これは、結合準位間のエネルギー差の障壁層厚依存性と逆の傾向にあり、この情報を用いて結合準位か高次準位かを区別することが可能である。

次に 2つの量子細線の層厚の違いが結合の効果に及ぼす影響の解析を行なった。下の量子細線の厚さを一定 (5.1nm) として上の量子細線の厚さを変化させたときにエネルギーの低い方から最初の3つの電子準位に関する解析結果を Fig.6 に示した。1e, 2e, 3e は上下の量子細線のエネルギーが同じ対称形の場合には、対称結合準位、反対称結合準位 (対称) 高次準位に相当する。1e と 2e のエネルギー差は結合してない場合の上下の量子細線のエネルギーの差が減少するにつれて減少し、対称形結合量子細線の場合にエネルギー差がもっとも小さくなる。下の量子細線の層厚が 5.1nm で上の量子細線の層厚が 4.8nm の時に、この対称形の結合量子細線になる。

対称形からずれたときの電子確率密度を結合量子細線の2つの結合準位 1e, 2e についての解析を行ない、層厚の設計誤差の許容範囲を求めた。解析は (a) 対称形結合量子細線の電子状態 ( $t_1=5.1\text{nm}, t_2=4.8\text{nm}$ ) (b) 対称形から層厚が6%ずれたときの電子状態 ( $t_1=5.1\text{nm}, t_2=4.5\text{nm}$ )、(c) 対称形から層厚が10%ずれたときの電子状態 ( $t_1=5.1\text{nm}, t_2=4.3\text{nm}$ ) (d) 対称形から層厚が20%ずれたときの電子状態 ( $t_1=5.1\text{nm}, t_2=3.8\text{nm}$ ) の4通りに行なっ

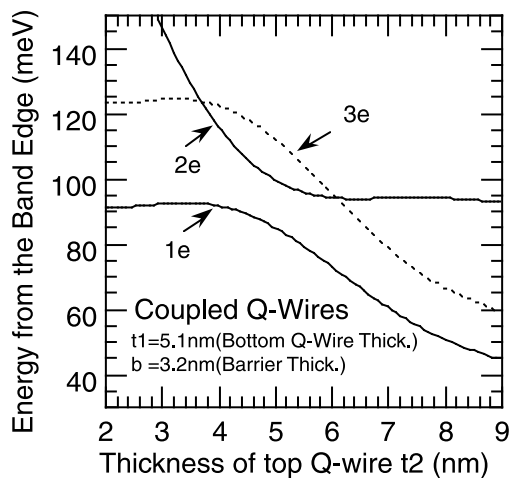


Fig.6 The energy of the symmetric (1e), antisymmetric (2e), and transverse (3e) states in the coupled quantum wires as a function of the thickness of the top quantum wire  $t_2$ . The thickness of the bottom quantum wire and the barrier thickness is 5.1nm and 3.2nm, respectively.

た。(a) の場合は、上下の量子細線でほぼ対称に確率密度が分布する。一方、層厚のずれが大きくなるにつれて、確率密度は非対称になり (d) の場合にはほとんど単一量子細線の確率密度に近くなる。上下の量子細線の確率密度のピーク強度の比率は (b) 対称形から層厚が6%ずれた場合 (c) 対称形から層厚が10%ずれた場合 (d) 対称形から層厚が20%ずれた場合でそれぞれ、0.5 ~ 0.6, 0.3 ~ 0.4, 0.1 ~ 0.2 であることがわかった。以上より、結合の効果が明らかに現れるためには、対称形結合量子細線からの層厚のずれは10%以内である必要がある。Fig.1(b) に示した結合量子細線では、対称形からの層厚のずれは5%程度であるので、この条件を十分に満たしている。

#### § 4 結合量子細線の発光特性

Fig.7には (a) 層厚4.5nmの単一量子細線 (b) 量子細線層厚5nm、障壁層厚3nmの弱結合の結合量子細線、(c) 量子細線層厚5nm、障壁層厚2nmの強結合の結合量子細線について、低温から室温に渡るPL発光特性を示した。また、図の一番下に示したPL特性は、低温強励起 ( $I=46\text{W/cm}^2$ ) のPL発光特性を示し、それ以外は弱励起 ( $I=2.6\text{W/cm}^2$ ) のPL特性を示してある。低温では、760nm付近に現れているのが量子細線からの発光である。一方、量子井戸の層厚は約1nmと薄い為に、660nmと670nm付近の発光が垂直量子井戸と(111)側壁上量子井戸からの発光である。

結合量子構造では、低温では電子が高次準位から基本準位へ遷移するため、基底準位だけからの発光が見られるため、PLピークは単一になり、高温では、両準位とも熱的に励起される為に、複数のピークからの発光が見られることが報告されている<sup>15)</sup>。

Fig.6(b)(c) から明らかなように、結合量子細線の発光は低温では単一ピークで発光し、温度が上昇するにつれて、主ピークの短波長側にPL発光の肩が見られ、室温付近では2つのピークに分裂するのが確認された。これは、結合量子井戸で報告されている結合量子系の特徴に一致する。これから、結合量子細線の主ピークは対称準位の遷移、副ピークは反対称準位の遷移であると考えられる。(c) の弱結合の量子細線においては、主ピークと副ピークのエネルギー差は18 ~ 22meVで、これは有限要素法解析によって計算された値

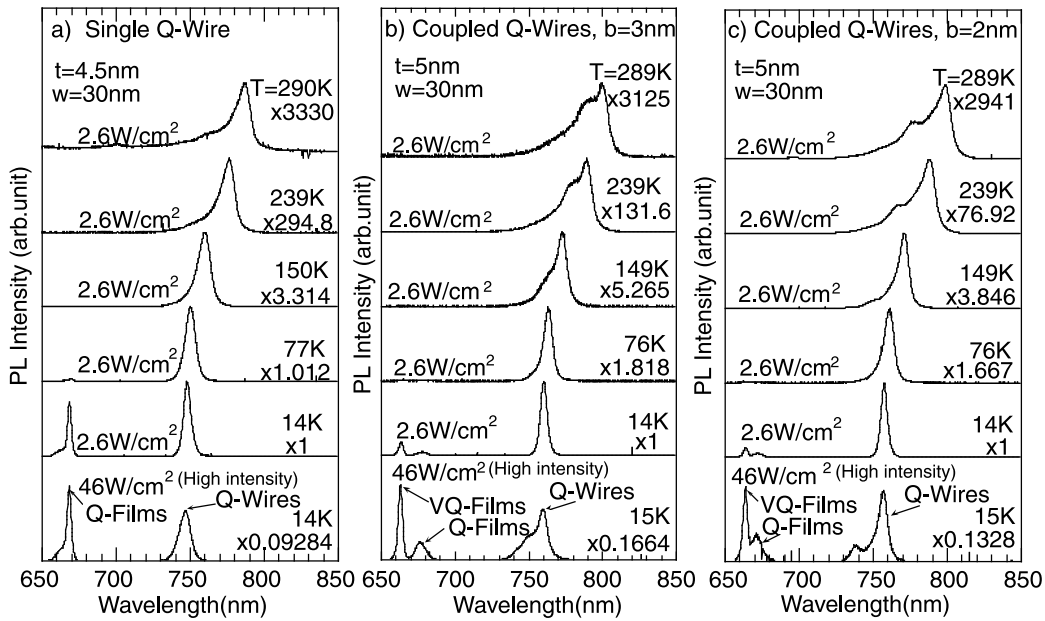


Fig.7 PL spectrum from (a) single quantum wires, (b) coupled quantum wires with 2nm thick barrier layer and (c) coupled quantum wires with 3nm-thick barrier layer at various temperature. The high intensity PL Spectrum at low temperature is shown on the bottom.

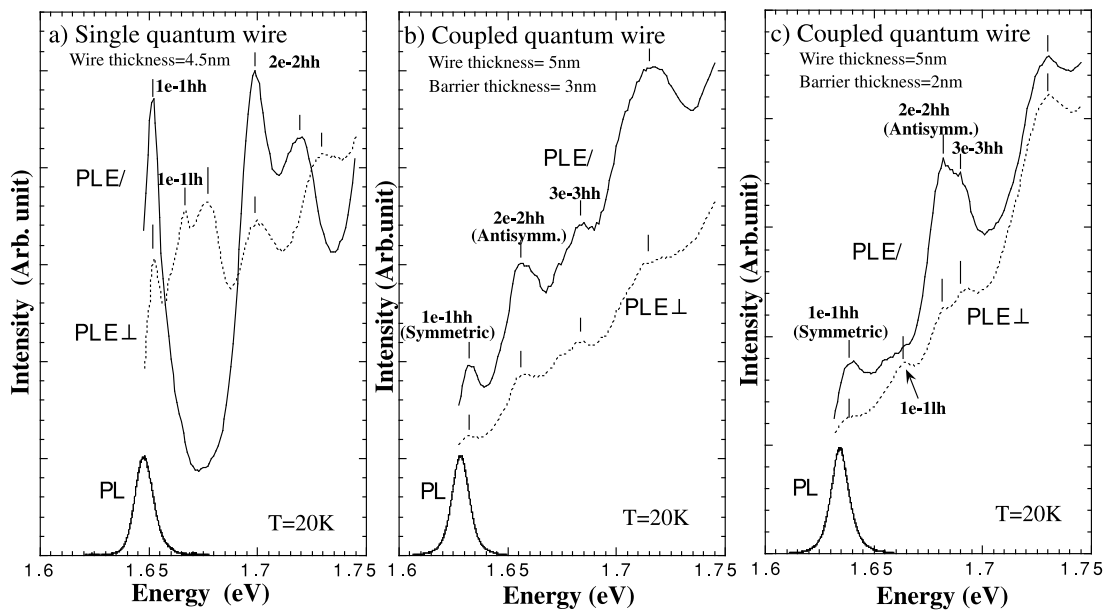


Fig.8 PL and PLE spectra (a) single quantum wires with wire thickness of 4.5nm, (b) weakly coupled quantum wire with wire thickness of 5nm and barrier thickness of 3nm, (c) strongly coupled quantum wires with wire thickness of 5nm and barrier thickness of 2nm, PLE are measured from  $\langle 100 \rangle$  direction with polarization of excitation laser parallel (PLE//) and vertical (PLE $\perp$ ) to the quantum wires.

19meVに近い値になっている。また (b)と(c)を比較すると障壁層厚が小さく、結合の強い(c)のサンプルで主ピークと副ピークのエネルギー差が大きくなっている。これは、理論解析での対称準位と反対称準位のエネルギー差の障壁層厚依存性に一致している。

一方、単一量子細線においても、室温付近で、主ピークの短波長側に小さいピークが現れている。これは量子細線の等価的な幅が約15nm程度なので、横方向量子化準位2e-2hhによる発光であると考えられる。

Fig.8には (a)層厚4.5nmの単一量子細線 (b)量子細

線層厚5nm、障壁層厚3nmの弱結合の結合量子細線、(c)量子細線層厚5nm、障壁層厚2nmの強結合の結合量子細線について、低温(20K)での励起フォトルミ(PLE)発光特性を示した。実線と点線はそれぞれ、量子細線のVメサに対して励起光の偏向が平行な場合と、垂直な場合でのPLE特性である。

単一量子細線については、遷移エネルギー1.6521eVと1.6986eVのところに、 $\Delta 6.5\text{meV}$ と大きいエネルギー間隔をもった2つの電子-ヘビーホール間遷移が見られる。これらのピークは、それぞれ基底準位間遷移1e-1hhと(横方向)高次量子化準位2e-2hhによるものであると考えられる。また、これらのエネルギー間隔は、理論解析によって求めた1e-1hh準位と2e-2hh準位とのエネルギー間隔(44meV)にほぼ一致した。

障壁層厚3nmの弱結合量子細線については、平行偏光の測定曲線上に、低エネルギー側に1.6325eVと1.6568eVの隣接した2つのピークが見られた。これらのピークは結合して分裂した対称準位1e-1hhと半対称準位2e-2hhによるものであると考えられる。これらのエネルギー間隔(24meV)は、理論解析によって求めた1e-1hh準位と2e-2hh準位とのエネルギー間隔(19meV)に近い。

障壁層厚2nmの強結合量子細線については、弱結合とは異なった特性が見られた。平行偏光の曲線上の低エネルギー側にエネルギー間隔が大きい1.6409eVと1.6820eVの2つのピークが見られた。これらのピークは結合して分裂した対称準位1e-1hhと半対称準位2e-2hhによるものであると考えられる。これらのエネルギー間隔(41.1meV)は、弱結合のものに比べて大きく、結合効果により分裂エネルギーが増加したと考えられる。一方、その値は理論解析によって求めた1e-1hh準位と2e-2hh準位とのエネルギー間隔(33meV)に比べてずれている。この誤差の原因は、今回の理論解析では、疑ヘビーホールの有効質量にエネルギー依存性が入っていなかったこと、また、バンドミキシング効果が入っていなかったことによるものであると考えられる。

次に結合の効果を調べる為に、障壁層厚の異なる結合量子細線サンプルについて、対称準位1e-1hhと反対称準位2e-2hhの遷移エネルギーをピーク分離したPL発光特性とPLE特性から求めた。Fig.9には障壁層厚に対する1e-1hhと2e-2hhのエネルギー差を室温弱励起PL(○)、低温強励起PL(□)、低温PLE(△)の場合につい

て示した。また、実線は有限要素法による反対称準位2e-2hhと対称準位1e-1hhとのエネルギー差の理論値を示し、また、点線は高次準位3e-3hhと対称準位1e-1hhとのエネルギー差の理論値を示した。障壁層厚が増加すると、結合準位の理論値(1e-1hhと2e-2hhの差)は一定の値(6meV)に漸近する。この値は、上下の量子細線のエネルギー差に相当する。図から、上下の量子細線のエネルギー差は5~10meVであることがわかる。

理論曲線から明らかなように、結合準位については障壁層厚依存性が大きく、一方、高次準位については依存性が小さい。実験データは、結合準位の理論値にほぼ一致している。以上より、1e-1hhと2e-2hhは結合量子細線の対称準位と反対称準位であると考えられる。また、障壁層厚の減少にともない1e-1hhと2e-2hhのエネルギー差が増加するのは、量子細線間の結合の効果によるものであると考えられる。

結合量子系の結合効果は、2次元量子系(結合量子井戸)においては報告されているが<sup>16)</sup>、1次元量子系(結合量子細線)の結合効果について光学的手法を用いて報告したのは本研究が初めてである。

ここで1次元量子系の特徴として注目すべき点は、

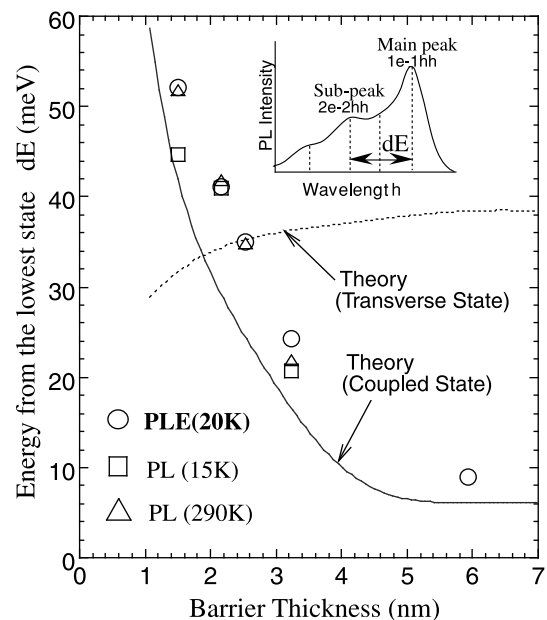


Fig.9 Energy of the exciton state of the antisymmetric state 2e-2hh measured from the lowest state 1e-1hh which corresponds to the energy splitting between the antisymmetric and the symmetric state. Solid curves shows the theoretical value of the antisymmetric coupled states 2e-2hh and dotted curves shows the theoretical value of the transverse electron state 3e-3hh.

偏波分離した際の主ピークと副ピークの分裂の様子が2次元系に比べて明瞭に見られることである。また、各ピークを分離した際の主ピークの半値全幅FWHMは室温付近で、18 ~ 20meVと同条件で作製した量子井戸(FWHM ~ 25meV)に比べて十分に狭いことである。これは、量子細線の急峻な状態密度を反映しており、光デバイス等に応用した際に、量子井戸を凌ぐ特性が得られることが期待される。

- 12) K.Komori, et. al., Appl. Phys. Lett., 71 (1997) 3350.
- 13) X. L. Wang, et.al., Appl. Phys. Lett.,66 (1995) 1506.
- 14) M. Walter, et.al. Appl. Phys. Lett. 60 (1992) 521.
- 15) C.Pryor, Phys. Rev. B, 44 (1991) 12912.
- 16) H. Kawai, et.al., Appl. Phys. Lett., 58 (1985) 1263.

(2000.3.3受付)

## §5 まとめ

高性能光電子素子への応用を目的に、流量変調MOCVD法を用いて極微細で結合の強い結合量子細線構造の試作を行い、その光学特性を調べた。流量変調法を用いることによって室温でも結合効果が見られるほど極微細な結合量子細線構造の作製が可能になった。作製した三日月形状結合量子細線の電子状態とその結合条件を有限要素法を用いた理論解析によって明らかにした。また、三日月形状量子細線及び結合量子細線のPL発光特性、PLE発光特性から、実験的に結合準位の遷移エネルギーを求めたところ、有限要素法による理論解析結果と比較的良好一致が得られた。

以上より、作製した結合量子細線から初めて明瞭な結合効果と1次元系の特徴を確認し、従来の2次元系材料に比べても、高性能半導体光素子用の活性層材料として有望であることが明らかになった。

## 参 考 文 献

- 1) Y.Arakawa et.al., Appl.Phys.Lett., 40 (1982) 939.
- 2) M.Asada, et.al., Jpn.J.Appl.Phys, 24 (1985) L95.
- 3) M.Asada,et.al., IEEE J.Quantum Electron. QE-22 (1986) 1915.
- 4) K. Leo, et.al., Phys. Rev.Lett., 66 (1991) 201.
- 5) H.G.Roskos, et.al., Phys. Rev. Lett., 68 (1992) 2216.
- 6) K.Komori, et.al., Inter. workshop on femtosecond technology (FST96), 50 (1996) 96.
- 7) J.A.Alamo et.al., Appl. Phys. Lett., 56 (1990) 78.
- 8) N.Tsukada, et.al., Appl. Phys. Lett., 56 (1990) 2527.
- 9) C.C.Eugster, et.al., Phys. Rev. Lett., 67 (1991) 3586.
- 10) E. Kapon, et.al., Phys. Rev. Lett., 63 (1989) 430
- 11) K.Komori, et.al., Appl. Phys. Lett., 68 (1996) 2787.