

界面を探る—光で見える—

PL, ラマン分光等による AlGaAs-GaAs ヘテロ界面の評価

河合 弘 治, 金子 邦 雄

ソニー株式会社中央研究所 〒240 横浜市保土ヶ谷区藤塚町 174

(1985 年 6 月 27 日 受理)

Analysis of AlGaAs-GaAs Heterointerfaces using Optical Methods

Hiroji KAWAI and Kunio KANEKO

Sony Corporation Research Center Fujistuka-cho 174, Hodogaya-ku, Yokohama 240

(Received June 27, 1985)

Recent progress in analyzing AlGaAs-GaAs semiconductor heterointerfaces using optical methods, such as photoluminescent spectroscopy, photo-absorption spectroscopy, photoluminescence-excitation spectroscopy and laser-Raman spectroscopy, is reviewed. Three types of interface disorders are discussed: compositional grading parallel to the growth direction, alloy clustering, and island-like structure formation on the interface (interface roughness). When AlAs-GaAs stacked layers are thin enough to form quantum wells or a superlattice, these interface disorders manifest themselves in the optical spectrum, that is, in a broadening of the line width, and a peak shift and additional sub-peaks or shoulders.

These optical methods are sufficiently sensitive that differences in the thickness of the grading of a few Angstrom, the existence of alloy clusters of a few atomic diameter, and differences of the height of interface roughness of one monolayer can be detected. Emphasis is put on the potential of laser-Raman and picosecond time-resolved spectroscopy to investigate the unique properties of superlattice structures.

1. はじめに

表題にあるように話題を著者の関係している AlGaAs-GaAs 半導体ヘテロ界面に限定しよう。MBE (Molecular Beam Epitaxy) や MOCVD (Metalorganic Chemical Vapor Deposition) などの半導体エピタキシ技術の進展によって III/V 族化合物半導体のヘテロ接合が容易に作製されるようになった。そしてそのヘテロ界面の構造も徐々に明らかにされてきた。その手法は多岐に亘っているが古典的な光学的手法であるフォトルミネセンス (PL) や光吸収, ラマン散乱分光法によってもかなりの情報が得られている。それはこの半導体ヘテロ接合が結晶学的にも光学的にも良質であることに起因して

いる。例えば AlAs と GaAs とでは格子定数の違いは僅か 0.1% であり, そのヘテロ界面は単結晶で接続し電気的界面単位は少なく 10^{10} cm^{-2} の桁であると云われている。

PL などの光学的手法では光の浸入深さは少なくとも数百 nm 以上あるのでヘテロ界面を露出させることなく非破壊で界面の測定をすることができる。しかし逆にそのままではヘテロ界面以外の領域が圧倒的に多いので界面の情報のみを抽出することは困難である場合が多い。そこでヘテロ界面をたくさん作り込んだ超格子や量子井戸構造 (後述) をとることによって, 測定量がヘテロ界面によって支配される条件となるようにする。ヘテロ界面の構造の違いによって境界条件が異なり従って得られ

る測定値が異なる訳である。

光学的手法によって得られるヘテロ界面の情報として

- 1) ヘテロ界面に垂直な方向の組成分布(組成急峻性)
- 2) 極薄膜内の混晶組成の不均一性(アロイ・クラスター)
- 3) ヘテロ界面に沿った方向での一原子層の組成のゆらぎ(ラフネス又はアイランド)

などが得られている。最近ではこの PL やラマン分光法を用いて原子層超格子の作製が検証され光学的手法の有用さが認識されてきている。ここでは MOCVD 又は MBE により作製された AlGaAs-GaAs 量子井戸や超格子の界面構造の解析について紹介する。

2. 一次元量子井戸構造

半導体ヘテロ界面を光学的に調べる場合の典型的な構造は一次元量子井戸 (Quantum Well, QW) 構造である。又、量子井戸をたくさん周期的に作り込んだ構造(超格子, Super lattice, SL) を用いることもある¹⁾。

例を AlAs と GaAs とのヘテロ接合にとろう。AlAs の禁制帯幅 (E_g) は Γ 谷では 3.02 eV (室温) であり, GaAs の E_g は 1.42 eV である。従って GaAs 層を AlAs 層で挟んだサンドイッチ構造のエネルギー・バンド図は Fig. 1 のようになる。同図で ΔE_c は AlAs の伝導帯位置と GaAs のそれとのエネルギー差で, Conduction Band Discontinuity (Band offset) という。 $\Delta E_c / \Delta E_g$ を Partition ということもある。 ΔE_c の大きさは自明のことではなく、光学測定も含めた種々の実験によって決定されている。AlGaAs/GaAs については $\Delta E_c /$

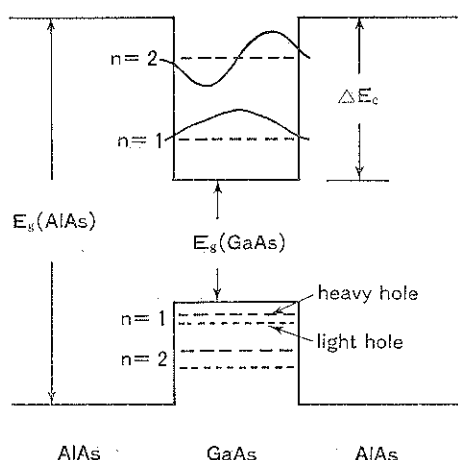


Fig. 1 A band diagram for AlAs-GaAs-AlAs stacked layers. This system is called a one dimensional quantum well if the GaAs layer is thin enough to allow the existence of discrete quantum levels in it.

$\Delta E_g \approx 0.85^{2)}$ が受け入れられていたが最近では 0.57³⁾ から 0.85⁴⁾まで百家争鳴状態にある。

Fig. 1 のような井戸型ポテンシャルの井戸幅が数十 nm 以下のものを量子井戸という。それは井戸幅が電子のド・ブロイ波長 (~ 20 nm) 以下になると量子力学的な閉じ込め効果が顕著に現われてくるからである。その結果、電子状態は量子化される。(層に平行方向の電子は自由電子として振る舞うので、これを一次元量子井戸という。) AlGaAs-GaAs の場合、価電子帯も同じ状況となり正孔も量子化される。従ってこの量子井戸に電子と正孔を注入してやればバルクのときよりも電子と正孔のエネルギー・レベル分だけ高いエネルギーの発光が観測される。量子井戸の中の粒子のエネルギー準位は、初等量子力学に示されるように、井戸の幅、障壁の高さ、粒子の質量で決まる。

Fig. 2 は Dingle²⁾ によって先駆的になされた AlGaAs-GaAs 量子井戸からの光吸収スペクトルとその解析結果である。1.52 eV の基礎吸収端の高エネルギー側にいくつかのディップが現われている。これらが前述の電子・正孔対 (エキシトン) のエネルギー準位に対応する。図で (n, n) と示したものは n 単位間のエキシトンの吸収を示している。量子井戸内ではエネルギーは質量に依存するので重い正孔と軽い正孔とが別々のエネルギー準位を形成している。

ところでヘテロ界面に種々の構造的ゆらぎが生じていると発光エネルギーが理論値からずれたりスペクトルにアノーマリが生じたりする。このずれの解析がとりまおさずヘテロ界面の解析である。以下に光学的手法によって得られた AlGaAs-GaAs ヘテロ界面の構造について紹介しよう。

3. AlGaAs-GaAs ヘテロ界面の組成急峻性

ヘテロ界面の組成急峻性は MOCVD 成長 AlGaAs-GaAs 量子井戸について調べられた^{5,6)}。MOCVD は MBE とは異なりヘテロ界面の組成急峻性を防げる種々の要因を内在している。逆にこのことが MOCVD ヘテロ界面の研究を促してきた。Fig. 3 は Frijlink によって示された、一つの GaAs 基板上に井戸幅の異なる四つの GaAs 量子井戸を形成した構造の 4K での PL スペクトルである⁶⁾。四つのピークが現われているがこれらはそれぞれの量子井戸からの発光である。短波長側から順に 30 Å, 45 Å, 70 Å, 100 Å 幅の量子井戸の n=1 単位の電子・重正孔間の遷移である。各ピーク上の矢印は $\Delta E_c / \Delta E_g = 0.85$ とした場合の計算値であるがよく一致している。

ヘテロ界面に組成のだれ (Compositional Grading)

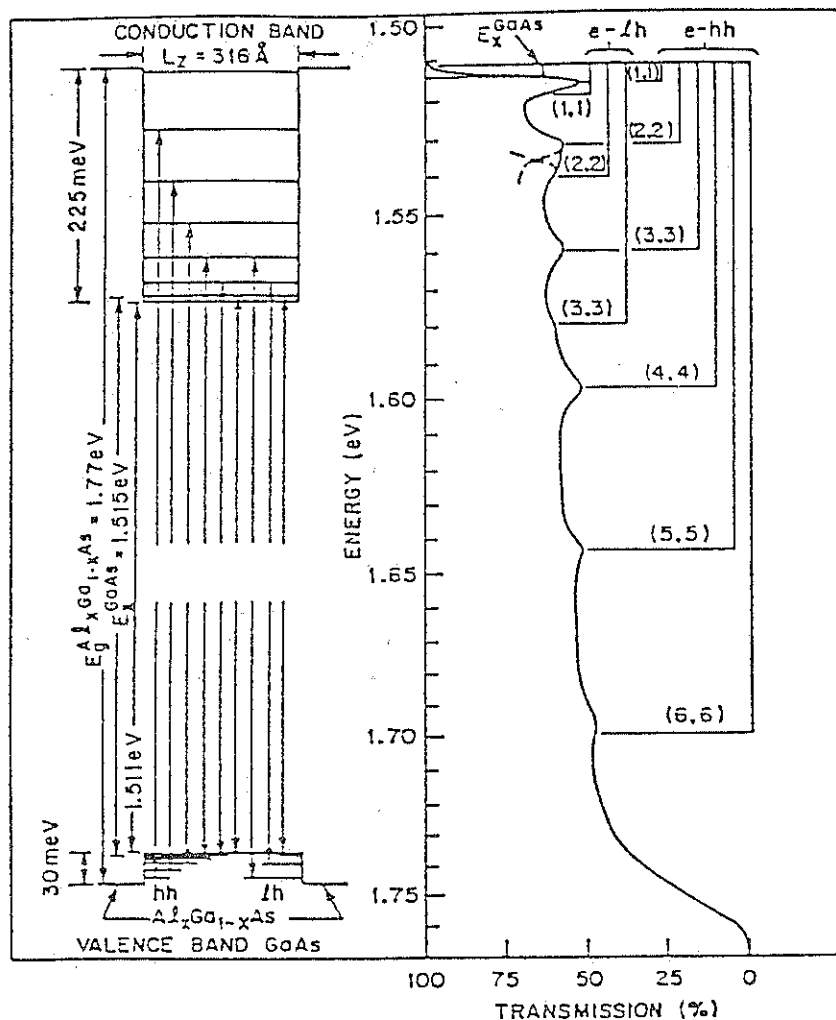


Fig. 2 Complete analysis of a heterostructure of 316 Å thick GaAs layers and 250 Å thick $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$ barriers. The predicted energy levels and transition energies, corrected for exciton effects, are shown in rectangular potential wells, $\Delta E_{\text{CB}} = 0.88 \Delta E$, as well as in a comparison with the experimental transmission spectrum.

が存在するとポテンシャル・バリアも相似形で弛れる。そうすると実効的な井戸幅は狭くなり、従ってスペクトルは短波長側へシフトする。Fig. 4 はこれを示したもので弛れた井戸の中の発光エネルギーと矩形井戸のそれとの差を井戸幅に対してプロットしたものである。ヘテロ界面の組成変化として指数減衰型を仮定している。Frijlink の結果はヘテロ界面での組成のだれがないことを示している。PL による界面急峻性評価のデータ⁷⁾はまだ少ない。同図に河合等⁸⁾の初期のデータをプロットした。データは若干バラついているがシフト量は明らかに井戸幅依存性があり、ヘテロ界面での数原子層の組成のだれを示している。

ヘテロ界面を高温で熱処理すると Ga と Al との相互拡散により界面に組成のだれが生じる。これを量子井戸構造の PL の短波長シフトとして調べた例もある⁹⁾。MBE では結晶成長中に於けるヘテロ界面のだれはないと信じられているためこの手法による界面急峻性の解析はないようである。

4. ヘテロ界面での組成の不均一（クラスターの生成）

AlGaAs のような混晶では副格子を 2 種類の原子 (Ga と Al) が占めており、その原子配列はランダムだとしても統計分布に基づく組成の不均一が生じる。しかしこ

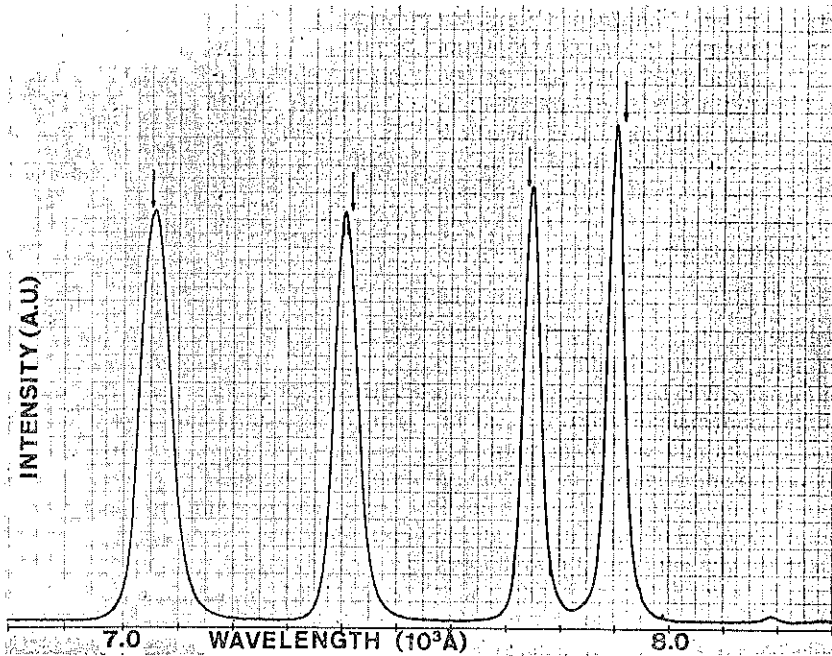


Fig. 3 Photoluminescence spectrum for a sample with four single quantum wells measured at 4 K. The arrows indicate the places where the peaks should be according to the calculation. The sample was excited with an Ar laser at 5154 Å. Incident power density was 0.4 W/cm².

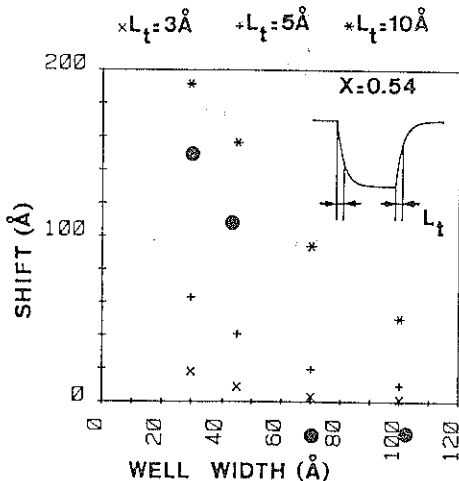


Fig. 4 Luminescence peak shift to shorter wavelength which has to be subtracted from the emission wavelength of Fig. 3 in the case of a non-abrupt transition in Al content at the interfaces. The drawing shows the assumed exponential composition profile with characteristic transition width L_t , ●: Plots are from ref. 8.

ここで問題とするのはヘテロ界面に発生するもう少し大きな組成不均一である。

Fig. 5 に MOCVD 法で作製された GaAs (30 Å)-Al_{0.4}Ga_{0.6}As (50 Å) 多重量子井戸レーザの光励起発振スペクトルを示す¹⁰⁾。横軸 (発振波長) 上の四角は 30 Å 多重量子井戸 (~760 nm) および 110 Å 量子井戸 (~850 nm) に相当する理論発光波長を示してある。強励起 (b) では 30 Å 井戸からのスペクトルが見えるが CW 励起 (a) では 110 Å 量子井戸からのスペクトルとなっている。これは 50 Å 厚みの AlGaAs バリアの一部が GaAs となっており (アロイ・クラスタの生成), 両側の GaAs 井戸と共に 30+50+30=110 Å 幅の GaAs 量子井戸ができているためであると説明されている。MBE ではこのようなクラスタリングの報告はない。

ヘテロ界面での直径 50 Å 以上に亘る大きなアロイ・クラスタの生成は MOCVD 法に本質的なものかどうか当時議論がなされた。しかし最近では 12 Å の厚みの AlGaAs バリアさえもアロイ・クラスタリングなしに形成できることが示されており¹¹⁾, クラスタリングは MOCVD に特有のものではなく装置パラメータに依存していると考えられるようになった。

5. ヘテロ界面の平坦性 (アイランド形成)

AlGaAs-GaAs ヘテロ界面での組成分布が一原子層で急峻であると仮定した場合, 界面の位置は $1/2a$ (a :

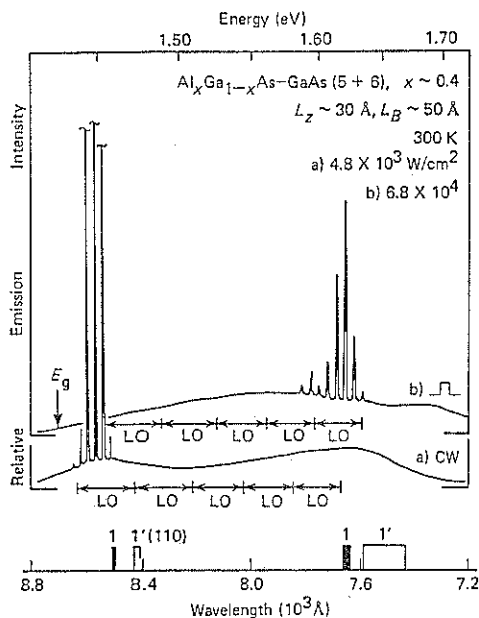


Fig. 5 Laser spectra (300 K) of a photopumped QWH grown by metalorganic chemical vapor deposition with an active region consisting of six $\sim 30\text{Å}$ GaAs wells and five $\sim 50\text{Å}$ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \sim 0.40$) barriers. The 1 and 1' markers indicate the allowed electron-to-heavy-hole and electron-to-light-hole transitions, respectively, for 30Å wells separated by perfect 50Å barriers (i.e., no alloy clustering). The 1 and 1' (110) markers indicate the lowest transitions of a 110Å well. Typical cw laser operation (a, $4.8 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$) occurs slightly below the 1 (110) marker, while the spontaneous background extends to higher energy. Pulsed operation of a narrower sample (b, $6.8 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$) produces lasing at the expected energy of the $n=1$ transition (30Å well).

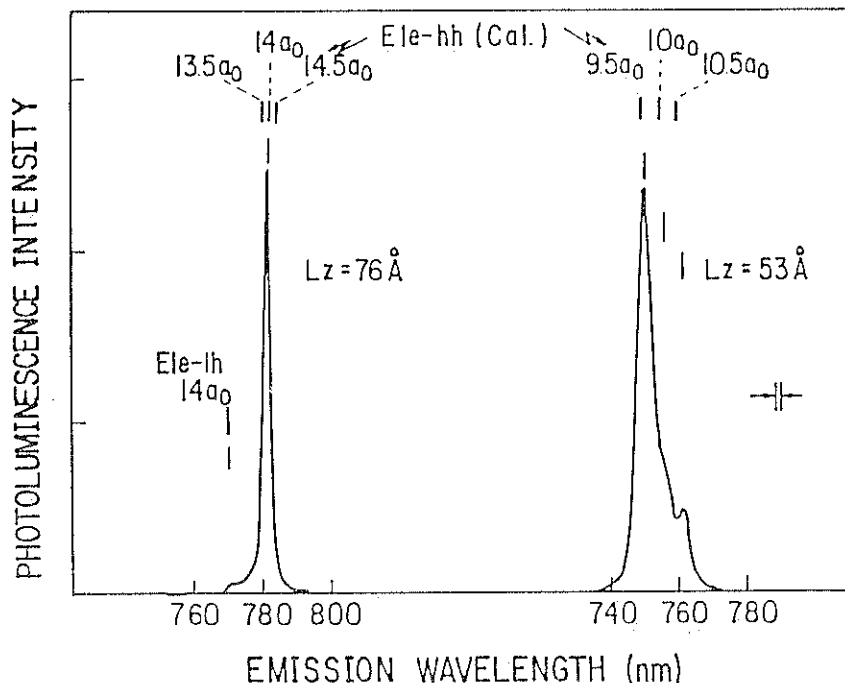


Fig. 6 Photoluminescence spectra for superlattices with $L_z = 76\text{Å}$ and 53Å measured at 77 K. Lines shown in the upper part indicate the calculated peak positions for $L_z = 76\text{Å}$, $76\text{Å} \pm 1/2 a_0$ and $L_z = 53\text{Å}$, $53\text{Å} + 1/2 a_0$, $53\text{Å} - a_0$, respectively.

格子定数) の整数倍で変化する。従って全く理想的な 2 次元成長モデルを仮定すると、一原子層形成の途中で組成が切り換った場合ヘテロ界面に一原子層厚みの 2 次元の島が生成する。このようなヘテロ界面を有する量子井

戸や超格子では、一原子層分だけ異なった井戸幅の量子井戸が一つの GaAs 層内に形成されることになる。それぞれの量子井戸の拡がり (アイランドの大きさ) がエキシトン直径又は電子のド・ブロイ径よりも大きいとそ

れらは独立な発光エネルギーをもつ独立な量子井戸と見なすことができる。従って PL スペクトルにショルダやサブ・ピークが現われる。

AlAs-GaAs 超格子中のヘテロ界面の2次元アイランドの存在を示す実験が Goldstein 等¹²⁾ によって最初になされた。Fig. 6 にそれを示す。MBE 成長である。図中上部のマーカは井戸幅が設計値より単原子層分変化した場合に期待されるスペクトルのピーク波長を示す。井戸幅が 76 Å の場合は井戸幅の変化に対する発光エネルギーの変化は小さく各々のサブピークは分離されないが、53 Å の場合は発光エネルギーの変化量は大きくて対応する単原子層変化の位置にショルダ及びサブ・ピークが現われている。このことは MBE 成長 AlAs-GaAs ヘテロ界面が一原子層のレベルで急峻であり、又比較的大きな島が実際存在していることを示している。

AlGaAs 混晶をバリアとした量子井戸でも一原子層の島状成長による PL のサブピークが観測された¹³⁾。しかし AlGaAs バリアの場合サブピークが現われるよりも PL の半値幅の増大となることの方が多い。Fig. 7 は Weisbuch 等¹⁴⁾ が報告したもので MBE 成長による GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As 量子井戸の発光励起スペクトルの半値幅を量子井戸エネルギー ($n=1$) に対してプロットし

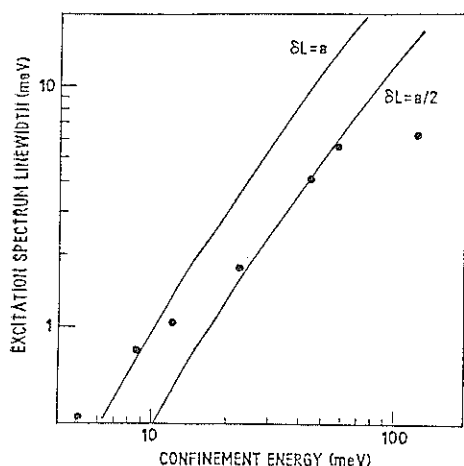


Fig. 7 Variation of the excitation spectrum line width with the confinement energy for a series of samples grown under similar conditions. The two calculated curves correspond to layers with a thickness fluctuating between $L \pm a/2$ and $L \pm a$, L being the average layer thickness and a the lattice constant. Sample characteristics: Ga_{1-x}Al_xAs thickness 200 Å $x=0.3$; GaAs layer thickness: 327, 222, 205, 145, 102, 81 and 51 Å respectively; substrate temperature during growth $T_s=690^\circ\text{C}$.

たものである。実線はエキシトン直径よりも大きな一ないし二原子層厚のアイランドが井戸内に存在する場合の発光エネルギーの変動の計算値である。測定値は概略一原子層厚みのアイランドの生成を示している。

ヘテロ界面のアイランド形成について MOCVD と MBE とで異なることが示されている⁶⁾。森等¹⁵⁾ は GaAs-Al_{0.5}Ga_{0.5}As 量子井戸の PL 半値幅と井戸幅との関係を成長温度をパラメータとして調べた。ヘテロ界面でのアイランドの大きさの分布とルミネセンスの半値幅とに関する Singh¹⁶⁾ の理論を適用すると、670°C の値はエキシトン径以上の大きさのアイランドが形成されているが、800°C では、もし一原子層厚のアイランドがあるならその大きさはエキシトン半径よりかなり小さいという。MBE でも同様の温度依存性が調べられた¹⁷⁾。

Fig. 8 にそれを示す。バリア組成は 0.3 で井戸幅は 200 Å である。半値幅は基板温度の増大に対し減少する (MOCVD と同じ傾向)。しかし 570°C での値はエキシトン径以上のアイランドの存在を仮定してもアイランドの厚みは五原子層となり、690°C 付近で一原子層厚みに対応するという。又、別の報告¹⁸⁾ によれば、MBE 成長では成長温度の増加に対し PL 半値幅が増大するという上述の結果とは逆の結果も出されている。

上述のような量子井戸のヘテロ界面の不均一拡がりには発光の動特性にも影響を与えることが予想され、実際 Masumoto 等^{19,20)} は AlAs-GaAs 超格子中のエキシトン発光のピコ秒分光を行った。ヘテロ界面の不均一性はエキシトン・エネルギーの緩和過程に一つの新しい過程を付加する。それは交差緩和過程である。エキシトンはよりエネルギーの低いアイランド (井戸幅が大きい部分又

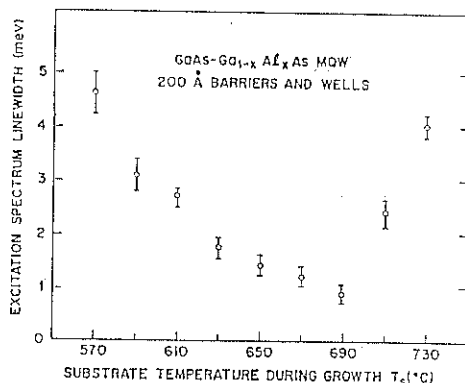


Fig. 8 Variation of the photoluminescence excitation spectrum linewidth as a function of substrate temperature. For each data point, the low-temperature photoluminescence is observed at some given energy while varying the exciting photon energy.

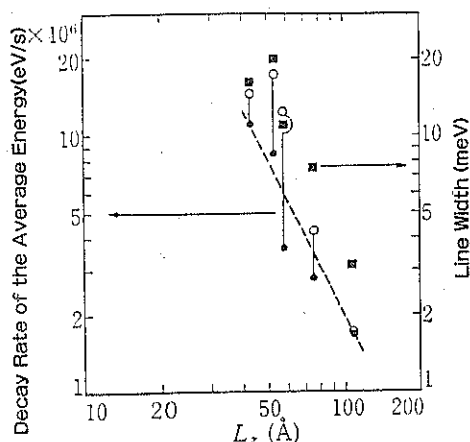


Fig. 9 Decay rate of the luminescence and the absorption spectrum line width (■) for 1D-excitons ($n=1$, e-hh) versus well width; ○: initial decay rate, ●: decay rate after the initial decay.

は径の小さいアイランド)へとフォノンを放出しながら実空間を移動する。Fig. 9 はエキシトン・エネルギーの緩和速度と井戸幅との関係を示したもので、井戸幅の減少とともに緩和速度が大きくなっている。この理由は簡単にいえば井戸幅が小さくなると一原子層の厚み変化に対するエネルギー変化が大きくなるので移動の Driving Force が大きくなることによる。ピコ秒分光は超格子中のヘテロ界面をエキシトンの動特性として調べる有力な手段としてその発展が期待される。

6. ラマン散乱分光法による AlGaAs-GaAs ヘテロ界面の評価

ラマン散乱とは結晶にエネルギー E_i の励起光を入射し、フォノンにより散乱されたエネルギー E_s の光を観測するものである。これは古典的には電子が格子振動により変調されると考えることができる^{21,22)}。ラマン分光測定は高分解能の分光器が必要である点を除けば通常の PL 測定と大差ないので現在ではバルクの半導体結晶評価法として確立されている。結晶構造のみだれによるラマンスペクトルの半値幅増大や禁制モードの出現、不純物による局在モード、キャリア密度増大によるプラズモン結合モードなどが観測されている。又表面酸化させた GaAs 界面²³⁾や AlGaAs-GaAs sub-epi 界面²⁴⁾、GaAs 研磨層のストレス²⁵⁾などがラマン分光により調べられている。

ラマン分光法の半導体ヘテロ界面への適用には界面とバルクとの比が大きくとれる超格子が用いられる。しか

し超格子とした場合単純にヘテロ界面からの信号強度を大きくしたことに止らない。人工的に生じた長周期構造によりフォノンの分散曲線に折りたたみ (zone-folding) が起こり、それにより $q=0$ に新しいフォノン・モードが生じる。Barker 等²⁶⁾は $(\text{AlAs})_n-(\text{GaAs})_n$ ($n=1\sim 4$) 超格子の光学フォノン (LO フォノン) エネルギーの低波数シフトを観測しそれらがブリリュアン・ゾーンの折りたたみによるものであることを示した。Sapriel 等²⁷⁾は $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}-\text{GaAs}$ 超格子で音響フォノン (LA) の折りたたみモードを観測した。佐野²⁸⁾はよく制御された MBE を用いて $(\text{AlAs})_n-(\text{GaAs})_n$ ($n=2\sim 12$) 超格子により音響フォノンでは 6 次まで光学フォノンでは 4 次までのゾーンの折りたたみを観測している。板橋等²⁹⁾は AlAs の厚みと GaAs のそれとが異なる $(\text{AlAs})_m-(\text{GaAs})_n$ ($m=1\sim 6, n=1\sim 6$) 超格子を MOCVD により作製し GaAs-like LO フォノン波数は GaAs の層厚に又 AlAs-like LO フォノン波数は AlAs の層厚に依存し超格子周期 ($m+n$) には依存していないことを示した。このことは、電子が量子井戸の中で局在化されると同じように、LO フォノンの局在化とも解釈され、新しい超格子物性ともいえよう。

この他にラマン分光の応用として超格子の熱処理安定性を調べた例^{30,31)}もある。

ラマン散乱分光は半導体超格子のヘテロ界面の周期やそのみだれ、品質の評価手段としてばかりでなく、超格子、特に原子層超格子の物性を探究する有力な方法となっている。

7. おわりに

AlGaAs-GaAs 半導体ヘテロ界面に話題を限定して、古典的な光学手法によってヘテロ界面が現在どの程度まで解明されているのか、を紹介した。光学的手法でヘテロ界面を探るには単一のヘテロ界面のみでは行えず量子井戸や超格子構造が必要であった。そしてその測定原理を述べた。ヘテロ界面の構造欠陥として、界面組成のだれ、組成の不均一 (アロイ・クラスタ) および界面のラフネス (アイランド) を取り上げ、それらがミネセンスの何に変化を与えるのか、を述べ実験結果を紹介した。量子井戸や超格子の層厚を適当にすれば、ヘテロ界面の構造は原子層オーダーで議論することができた。

光学的手法はヘテロ界面の情報を得る手法の中では最も高感度なものであるが原理的に数 μm^2 の範囲のヘテロ界面の統計的平均値をモニタしているにすぎない。又高感度であるがために量子井戸や超格子構造が 99% までにできていないと、光学的手法は意味をなさない。従って得られたスペクトルが本当にヘテロ界面の情報を

担っているのかどうか解釈を誤らないように注意する必要がある。

光学的手法で捉えられないヘテロ界面の情報もある。例えば 1. ヘテロ界面の一原子、一原子ごとの情報、2. 界面チャージ、3. ヘテロ界面の結晶学的な転移網や欠陥、4. トランスポートに対する界面構造の影響、等である。従って光学的手法は他の解析手法と相補的に用いられるべきであろう。

サンプルの加工が殆んど不要であり、簡便かつ高感度である光学的手法は化合物半導体ヘテロ界面の評価手段として今後更に発展してゆくと思われる。最後に紙数の制限上、エリプソメトリ³²⁻³⁵⁾については触れることができなかった。

文 献

- 1) 日本物理学会編：“半導体超格子の物理と応用”，(培風館，1984)。
- 2) R. Dingle: Festkörper Probleme, edited by H. J. Queisser, Advances in Solid State Physics, Vol. 15 (Pergamon Vieweg, Braunschweig, 1975) p. 21.
- 3) R. C. Miller, D. A. Kleinman and A. C. Gossard: Phys. Rev. **B29**, 7085 (1984).
- 4) 石橋, 森, 金子, 渡部: “応用物理学会講演会予稿集”, 31 a-V-2 (1985) p. 574.
- 5) P. M. Frijlink and J. Maluenda: Japan, J. Appl. Phys. Lett. **21**, L 574 (1982).
- 6) H. Kawai, K. Kaneko and N. Watanabe: J. Appl. Phys. **56**, 463 (1984).
- 7) 森, 石橋, 新井, 渡部: “応用物理学会講演会予稿集”, 13 p-s-16 (1984) p. 645.
- 8) 河合, 金子, 渡部: “応用物理学会講演会予稿集”, 7 a-s-3 (1983) p. 645.
- 9) 松本, 岩田: “応用物理学会講演会予稿集”, 14 p-k-7 (1984) p. 579.
- 10) N. Holonyak, Jr., W. D. Laidig, B. A. Vojak, J. J. Coleman, P. D. Dapkus and J. Bardeen: Phys. Rev. Lett. **45** 1703 (1980).
- 11) H. Kawai, K. Kaneko and N. Watanabe: J. Appl. Phys. **58**, 1263 (1985).
- 12) L. Goldstein, Y. Holikoshi, S. Tarucha and H. Okamoto: Japan. J. Appl. Phys. **22**, 1489 (1983).
- 13) B. Deveaud, J. Y. Emery, A. Chomette, B. Lambert and M. Baudet: Appl. Phys. Lett. **45**, 1078 (1984).
- 14) C. Weisbuch, R. Dingle, A. C. Gossard and W. Wiegmann: Solid State Commun. **38**, 709 (1981).
- 15) 森, 石橋, 金子, 渡部: “応用物理学会講演会予稿集”, 31 a-z-3 (1985) p. 705.
- 16) J. Singh, K. K. Bajai and S. Chaudhuri: Appl. Phys. Lett. **44**, 805 (1984).
- 17) C. Weisbuch, R. Dingle, P. H. Petroff, A. C. Gossard and W. Wiegmann: Appl. Phys. Lett. **38**, 840 (1981).
- 18) 三島, 葛西, 森岡, 沢田, 片山, 白木: “応用物理学会講演会予稿集”, 29 a-v-4 (1985) p. 566.
- 19) Y. Masumoto, S. Shionoya and H. Kawaguchi: Phys. Rev. **B29**, 2324 (1984).
- 20) 舛本泰章: 固体物理, **20**, 52 (1985).
- 21) M. Cardona: “Light Scattering in Solids”, (Springer-Verlag, Berlin, 1975).
- 22) 中島, 三石: 応用物理, **53**, 658 (1984).
- 23) J. A. Cape, W. E. Tennant and L. G. Hale: J. Vac. Sci. Technol. **14**, 921 (1977).
- 24) P. Parayanthal, F. H. Pollak and J. M. Woodall: Appl. Phys. Lett. **41**, 961 (1982).
- 25) D. J. Evans and S. Ushioda: Phys. Rev. **B9**, 1638 (1974).
- 26) A. S. Barker, Jr., J. L. Mertz and A. C. Gossard: Phys. Rev. **B17**, 3181 (1978).
- 27) J. Sapriel, J. C. Michel and J. C. Tolédano: Phys. Rev. **B28**, 2007 (1983).
- 28) 佐野直克: “応用電子物性分科会研究報告”, 408 (1985) p. 26.
- 29) 板橋, 石橋, 森, 川戸, 金子, 渡部: “応用物理学会講演会予稿集”, 30 p-w-1 (1985) p. 599.
- 30) 藤枝, 松本: “応用物理学会講演会予稿集”, 30 p-w-2 (1985) p. 599.
- 31) 柿本, 河東田: “応用物理学会講演会予稿集”, 30 p-w-3 (1985) p. 599.
- 32) F. Hottier, J. Hallais and F. Simondet: J. Appl. Phys. **51**, 1599 (1980).
- 33) G. Laurence, F. Hottier and J. Hallis: J. Crystal Growth. **55**, 198 (1981).
- 34) M. Erman and P. M. Frijlink: Appl. Phys. Letters **43**, 285 (1983).
- 35) M. Erman, J. B. Theeten and P. Frijlink: J. Appl. Phys. **56**, 3241 (1984).