

TR-O-0080

41

MBE成長による(111) A面GaAs段差基板上への
横方向p-n接合の形成とその応用

稲井 誠 山本 悌二

1995. 3. 23

ATR光電波通信研究所

MBE成長による(111)A面GaAs段差基板上への 横方向p-n接合の形成とその応用

ATR光電波通信研究所
通信デバイス研究室

稲井 誠

(1991年4月1日~1993年3月31日)

山本 悌二

(1990年3月1日~1993年5月31日)

復帰先

(株)村田製作所
技術本部 デバイス開発一部 開発一課

〒520-23 滋賀県野洲郡野洲町大字大篠原2288番地
Tel: (0775) 86 5111

MBE 成長による
(111) A 面 GaAs 段差基板上への
横方向 p-n 接合の形成とその応用

通信デバイス研究室

稲井 誠
山本 悌二

横方向 p - n 接合とその応用

第 1 章 序論	1
1 - 1 はじめに	1
1 - 2 結晶成長への段差基板の適用	1
1 - 3 (111) A 面 GaAs 段差基板の優位性	2
1 - 4 段差基板の作製	3
1) (111) A 面段差基板の作製	3
2) MBE 成長用基板前処理	4
第 2 章 横方向 p - n 接合の実現と接合特性	5
2 - 1 MBE 成長と試料作製	5
2 - 2 成長層評価	5
2 - 3 接合特性の評価と急峻化	5
1) 接合特性の成長条件依存性	6
2) 接合の急峻化への試み	8
2 - 4 横方向 p - n 接合からの電流注入発光 [24]	9
1) 素子構造	9
2) 素子特性	9
3) 発光特性の成長条件依存性	11
第 3 章 横方向サブバンド p - n 接合 (LSJ) の提案 [25]	12
3 - 1 LSJ の概念	12
3 - 2 LSJ の可能性	13
第 4 章 LSJ 構造の検証	14
4 - 1 多重量子井戸構造 LSJ [26]	14
1) MQW - LSJ の構造	14
2) MQW - LSJ 構造評価	15
3) MQW - LSJ の CL 評価	16
4) MQW - LSJ の電気特性	17
5) MQW - LSJ の LED 特性	18
第 5 章 LSJ でのトンネル電流の増大効果	19

5 - 1	δ ドープ p - n 接合構造でのトンネル電流の観測	20
5 - 2	量子構造でのキャリア密度のエネルギー分布	21
5 - 3	LSJでのバンド間トンネル電流 (エサキ効果)	22
5 - 4	トランジスタへの応用	24
第 6 章	まとめ	25
	参考文献	25
	謝辞	28
	図表	29

横方向 p - n 接合とその応用

第 1 章 序論

1 - 1 はじめに

MBE 法によって積層方向の構造精密制御が実現され、様々なデバイス構造、量子構造が実現されてきた。近年、これらの構造制御は従来の積層方向（1次元）の制御から成長面内（2、3次元）へと進みつつあり、種々の構造あるいは成長制御・作製方法が提案、実現され、優れた特性が報告されるに至っている。実際に、3次元的に材料を組み合わせ、エネルギーバンド構造や、伝導型を任意の場所、サイズで作製することはデバイス設計の自由度を広げるとともに、新たな現象の発現が期待できる。

このような3次元構造の作製への発端は、1977年のTsang等[1]による段差基板への成長に始まる。以後成長の特長を取り入れた次のような方法が提案実証された。①傾斜基板を用いて成長のみで量子構造の作製を行う方法[2,3]。②加工（段差）基板上への成長により量子井戸幅の制御、組成変調構造、伝導型制御を行う方法[4-9]が採用されている。（その他に、選択成長を用いての量子構造の作製を行う方法[10]はあるが、成長方法が異なるためにここではふれない。）前章^{注)}では①の方法について、(111)A傾斜基板を用いることで平面方向に量子構造を作り込む可能性のある実験データを提示した。さらに(111)A面の特徴と②の方法を用いて、基板面内伝導型制御・面内横方向 p - n 接合を作製、実現した。本章では、この横方向 p - n 接合の電氣的・光学的特性、およびそれらの応用例である種々の3次元構造の特性について述べる。

注) ATRテクニカルレポートTR-O-0084「MBE成長による(111)A面GaAs基板上へのGaAs/AlGaAsの成長と応用」第5章

1 - 2 結晶成長への段差基板の適用

段差基板とは、ある面方位の基板に、エッチングを施すことにより段差を形成し、段差斜面に基板とは異なる面方位を形成したものを指す。通常(100)基板を用いた段差基板を使用したものが多い。段差斜面として(111)A面を形成し、その基板上にSiドープGaAsを成長する。Siは両性不純物であるため、(100)面ではn型、(111)A面ではp型伝導となり、一度の成長で水平方向に連続的にp - n接合が形成される[11]。この様な段差基板の特徴をデバイスとして利用したものが各種、提案・作製されている。なかでも(100)

面段差基板上にSiドープGaAs/Al_xGa_{1-x}AsのDH構造を成長した横方向p-n接合レーザー(Transverse Junction Stripe laser: TJSレーザー)は広く知られている[12]。TJSレーザーはZn拡散法で既に知られていた構造だが段差基板を用いたものとしては初めてであり、斜面の(11N)A面がp型、平面がn型になるように成長条件を制御し、横方向p-n接合を形成している。これにより横方向からの電流注入効果と、p-n狭窄効果を期待しており横方向p-n接合を積極的にデバイス応用した一例と考えられる。この構造は後に、いくつかのグループで改良が加えられたが、急峻なp-n接合は得られずレーザー発振にまでは至らなかった[13]。その後、面方位によるpn反転現象と斜面での量子をレーザーの電流ブロック層に応用した例[14]やV字段差基板の底面と斜面の井戸幅の差を応用し量子細線構造を持つレーザー[15]が提案され実証された。電子デバイスとして相補型(コンプリメンタリー)回路の実現のためn型、p型MESFETを(100)面平面、(311)A斜面に一回のMBE成長で実現した例が報告されている[16]。また、ドーパントSiのp型伝導を利用したものとして、(311)A面上のHBTが報告されており[17]、Siドープp型ベース層を用いることによって拡散による信頼性劣化を抑制している。

以上のように、直接、横方向のp-n接合をデバイスに用い、かつ成功した例はなく、単に面方位の違いによるボトルネックである急峻なp-n接合を形成する手法の開発が待たれている。

1-3 (111)A面GaAs段差基板の優位性

両性不純物が、基板面方位によって、あるいは結晶成長方法によって結晶中への取り込まれ方が異なること、その結果pn反転が起こることは周知の事実である[18,19]。SiドープGaAs(またはAlGaAs)の場合、反転が起きる境界の面方位は、(311)A面より(111)A面(低面指数)側にある。(100)面と(311)A面のなす角度は24.5°であり、その間に存在する高面指数を持つ結晶面での成長条件およびpn反転特性が重要な鍵となる。加えて段差の平面と斜面間の成長様式の制御も優れたp-n接合を得るためには不可欠である。(100)平面と(111)A斜面の組み合わせの場合、平面-斜面間における結晶前駆体(主にGa)の拡散現象により(411)A面ファセットが

発生し、p-n接合特性の制御を困難にする[13]。すなわち急峻なp-n接合の形成が妨げられることになる。(100)面段差基板では、このようなことが原因で急峻なp-n接合が得られないものと考えられている。

一方、(111)A面段差基板では、基準面である(111)A面での成長が困難であったことからほとんどの研究がなされてこなかった。しかし、表面処理法と成長条件の最適化に伴い良好な結晶面と結晶性が得られるようになり(111)A面段差基板を用いた研究が可能となった。(111)A面段差基板の特徴は、①(111)A面just面上にp型伝導を持つGaAsを成長できる条件で、(100)方向に10°オフするだけで良好なn型のGaAsを成長できること。②平面と斜面境界部にファセットが形成されないこと。など横方向p-n接合の形成には好条件が揃っている。

以上述べたように、(111)A面上の結晶成長法の確立と、横方向p-n接合の物性的・工業的魅力、そしてp-n接合を形成するに当たっての(111)A面の優位性が本章の研究の動機づけとなった。

以下のセクションでは具体的な作製プロセスおよびp-n接合の特性について述べる。

1-4 段差基板の作製

1) (111)A面段差基板の作製

(111)A面GaAs段差基板の形成に関しては、弗酸(HF)系のエッチング液を用いた方法が共同研究者の一人である武部によって開発された[20]。非常に角度制御性に優れ、再現性もよく、全ての面方位に対して制御可能であるため段差基板を作製するには非常に有効である。しかし、開発完了および公開時期が一致しなかったため、本研究では、角度制御性には乏しいが再現性、斜面の均一性のよいH₃PO₄系エッチング液(H₃PO₄:H₂O₂:H₂O=3:1:50)を用いて基板を作製した。H₃PO₄系エッチング速度の温度特性と面方位依存性を図1-1に示す。

エッチング速度の基板面方位依存性と温度依存性からは、各面方位での活性化エネルギーに変化は見られず本エッチング液が等方的特性を有していることがわかる。

次に段差基板の加工プロセスについて述べる。GaAs基板は、所望の形状に加工されたAZ系レジストをマスクとして、本エッチング液によりエッチングされる。このとき、角度 30° 前後の斜面に電極を形成できる幅を確保するため、深さは約 $3\mu\text{m}$ にエッチングされる。($3\mu\text{m}$ の堀込みで斜面幅は約 $5\mu\text{m}$ となり焦点深度と密着露光でのマスク合わせの限界である。) エッチングし、作製した(111)A面GaAs段差基板の断面SEM像を図1-2に示す。段差斜面は傾斜角度の面内バラツキがほとんどなく、段差上部では平面部分から斜面部分に急峻切り替わっていることがわかる。一方、段差下部では、平面(エッチングされた面)と斜面の界面は湾曲しその境界がはっきりしていないため急峻な伝導型の切り替え(p-n接合)を得ることは難しいと考えられる。

2) MBE成長用基板前処理

次にMBE成長について述べる。特に段差基板を形成する際に基板表面はレジストにさらされ有機物質が付着したままになっている。このままMBE成長するとただでさえ表面が荒れやすい(111)A面にて鏡面の成長を実現することは不可能である。そこで、次のような有機物除去のための表面処理が必要不可欠となる。まず、レジストをアセトンなどの有機溶媒で除去した後水洗し、ドライ N_2 で乾燥させる。その後、濃硫酸に約1分間浸せきする。これは、表面に存在する有機質を完全に除去する為とGaAsの表面酸化膜、特にGa酸化膜を除去するために行う。濃硫酸に対するGaAsのエッチング速度は1時間浸せきしても観測できなかったのではほぼゼロと考えてよい。濃硫酸処理の後、超純水にて流水洗浄し、GaAs基板に酸成分が残留しないようにする。続いて基板表面が H_2O の膜で覆われている状態で、乾燥しないように、準備しておいた NH_4OH 系のエッチング液に約30秒から1分浸漬する。この時、エッチングにより段差基板形状が変化しないことは確認してはいるが時間は短めの方がよい。その後、再度超純水流水にて基板から NH_4OH 成分がなくなるまで十分に洗浄する。静水に5分程度つけた後に、乾燥 N_2 で乾燥させるが、基板を純水中から出すときに、基板表面が H_2O の膜で均一に覆われていることが必要である。すなわち基板表面が親水性であることが重要である。この後、再度ドライ N_2 で乾燥させMoホルダーにI

n等を用いずMBE装置に導入する。

MBE成長条件についての詳細は後述するが、特にこの表面処理条件は(111) A面段差基板上に鏡面成長層を得るために必要不可欠な処理である[21]。

第2章 横方向p-n接合の実現と接合特性

前節で述べたプロセスに従って段差基板を作製し、(111) A面上に鏡面成長層を得る条件でMBE成長を行った。本節では、(111) A段差基板上に実際にp-n接合が形成されていることの電氣的、光学的側面からの確認、および接合特性の成長条件依存性について報告する。

2-1 MBE成長と試料作製

成長条件は(111) A面上に鏡面成長層を得る条件であり、基板温度620°C(較正值:基板実温度)、 $\gamma = 7$ 、サーマルクリーニング温度/A s 圧 = 700°C/ 3×10^{-5} Torrとした。この条件のもとで1 μ mのSiドープGaAs層を成長した。成長中のRHEEDパターンは2 \times 2である。

2-2 成長層評価

成長層のキャリア濃度は、同一条件にて成長した(111) A、(311) A平坦基板上のSiドープ層をVan der Pauw法によって測定し、段差基板のキャリア濃度として見積もった。(111) A、(311) Aそれぞれで約 4×10^{18} cm⁻³、 3×10^{18} cm⁻³が得られていると考えられる。図2-1

にこの成長層の断面SEM像を示す。SEM像では、n型、p型各層で電子線の照射に対する2次電子の放出量が異なるため、p、n部分で、明瞭なコントラスト(p:明、n暗)が観察された。図2-2(a)、(b)に表面CL(カソードルミネッセンス)像、スペクトル波形を示した。CL像は観察波長をn型(815nm)に合わせたものであるが、斜面部分のみ発光しているのがわかる。また斜面部分、平坦部分の発光波長が異なることから横方向にp-n接合が形成されていることが明らかである。

2-3 接合特性の評価と急峻化

1) 接合特性の成長条件依存性

接合特性の成長条件依存性を評価するため3種類の基板温度で成長を行った。基板温度は、520℃、580℃、620℃、V/Ⅲ比=7、Siドーパ量は、約 $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ で成長速度は $1 \mu\text{m/h}$ としている。表2-1に各成長温度での(111)A面、(311)A面でのキャリア濃度を示す。

電気特性測定のため、試料の平面部分にはp型オーミック電極(Mn/Au)、斜面はn型オーミック電極(AuGe/Ni/Au)をリフトオフ法で図2-3のように形成した。横方向p-n接合は上下2つ形成されるため、谷間の方のp-n接合を下部p-n接合、丘の上のp-n接合を上部p-n接合と呼ぶことにする。しかし、ここでは、図1-2にあるように下部斜面-平面の湾曲した形状から急峻なp-n接合が得られていないこともあって、電気的特性評価は上部接合のみとした。

図2-4に各温度で成長した横方向p-n接合(上部)の電流電圧特性を示した。図2-4(a)は順方向特性で、(b)は逆方向特性である。順方向特性から求められるn値はいずれの試料も2前後で変化が少ないが、逆方向特性では基板温度が低くなるに従って、生成再結合電流が少なくなっており、降伏電圧が極端に低下していることがわかる。この結果は、基板温度が低くなるに従ってp-n接合界面での再結合中心密度が減少していること、および接合が急峻になっている(接合界面付近まで高濃度のキャリアが存在している)ことを示唆している。つぎに、p-n接合の電圧容量特性を図2-5に示す。図2-5(a)は電圧容量特性、図2-5(b)は(容量)⁻³-電圧特性である。(a)図から、成長温度が低温になるに従って、印加電圧の増加に対する容量の減少量がより小さくなっているのがわかる。I-V特性においても示唆されたように、成長温度が低いほど空乏層の広がり小さい、すなわち高濃度で急峻なp-n接合が形成されると考えられる。また、特に注目したいのは、(b)図である。通常急峻なp-n接合の代表である階段接合は C^{-2} でプロットすると直線でフィットできるが、(a)図の電圧容量特性では、 $C^{-2}-V$ プロットで直線にはならず、むしろ(b)図からわかるように C^{-3} でプロットすることで直線にフィットできた。 $C^{-3}-V$ 特性が直線になるということは、p-n接合が傾斜接合であることを意味しており、直線の傾きでp-n接合で接合の濃度勾配が表される。また、この濃度勾配を外挿することでおおよそのキャリア濃度傾斜幅を計算することができ

る。図 2-6 に基板温度と CV 測定から見積もった傾斜接合の p-n 遷移領域幅の関係をプロットした。この図から、基板温度を低くするに従って、遷移幅が減少し濃度傾斜は急になる、すなわちより急峻性の高い p-n 接合が形成されていることがわかる。もっとも急峻性の高い試料では、濃度傾斜が起きている遷移領域幅は、約 276 Å と見積もられる。しかし、このように p-n 接合が傾斜接合となることは、少なくとも従来から (100) 段差基板で問題にされてきた急峻性の欠如という点では (111) A 段差基板でも同じである。

成長温度の低温化に従う接合の急峻化が起きる原因を明らかにするには、更なる実験、成長シミュレーションが必要であるが、一般的には次のように解釈できると考えている。Ⅲ族原子が段差面方位間でマイグレーションする事は既に他の研究機関により明らかにされている。また成長温度の低温化にともないマイグレーション距離(拡散長)も短距離化する事も同様に明らかである。(111) A 面と (311) A 面の場合 (311) A 面が斜面となっており実効的Ⅲ族フラックスが低くなること、および (111) A 面に較べて拡散長が若干短いことから本実験のような段差基板上の成長では、入射したⅢ族原子が原子数の平衡条件を維持しようと (111) A 面から (311) A 面にわずかながら流出すると考えられる。その結果、段差エッジ近傍では成長条件通りの γ が得られていないと考えられる。すなわち段差エッジの (111) A 面側では高 γ 、(311) A 面側では低 γ となっていると考えられる。一方 (311) A 面上の成長層の伝導型・キャリア濃度は、図 2-7 に示すようにフラックス比 γ に対して非常に敏感であり、特に本実験条件のように γ が高いときのみ n 型を示し、通常の場合 ($\gamma < 5$) では p 型を示す。以上のことから段差エッジ部 (311) A 斜面側でキャリアが補償された遷移領域が形成され、傾斜接合となると考えられる。また、前述した拡散長は成長温度を高くするほど長く、低くするほど短くなるため、低温成長ほど遷移領域が短くなり、その結果より急峻な接合が形成されるものと解釈できる。更に、図 2-6 のアレニウスプロットから活性化エネルギーは 2.45 eV と計算された。この値は一般的に報告されている GaAs 基板上的 Ga のマイグレーションエネルギー[23]とオーダー的に良く一致しており、遷移領域幅の大きさが Ga 原子の表面拡散によって支配されていることが裏付けられる。以上のような実験結果および考察から、接合の急峻性は、成長時のⅢ族原子のマ

イグレーションに深く関係していることが解った。

2) 接合の急峻化への試み

p-n 接合特性の成長条件依存性からⅢ族原子のマイグレーションにより Si 原子の取り込まれるサイトが影響を受けることが解った。この結果をうけて、さらなる接合の急峻化を目的としてⅢ族原子の影響のない条件で Si のドーピングを試みる、すなわち Si 原子層 (δ) ドーピングを段差基板上的成長に適用した。成長した構造の断面図を図 2-8 を示す。 δ ドープ条件は、基板温度 620 °C、V/Ⅲ比 = 7 に設定し、Si のプレーナドープを行っている間は As を供給していか_なった。プレーナドープ量は、約 $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ としている。段差基板の成長は全て基板回転を 60 rpm としている。これは、1 原子層成長する間 (約 1 秒) に全ての斜面に Ga と As、そして Si が均一に照射されるようにと考慮しての 1 回転/秒である。段差基板および電極作製は前節で説明した手順に従った。

各面方位での δ ドープ濃度は n : $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 、p : $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ であり n、p 型ともほぼ縮退したバンド構造が形成されていると予測できる。この δ ドープ構造の電流電圧特性を室温にて測定した結果を図 2-9 に示した。この図は特に順方向電流電圧特性を強調したものであるが、N 字型の負性抵抗特性が明瞭に現れているのがわかる。ピーク電流は順方向電圧約 1.4 V にて 100 mA が得られており、ピーク・バレイ電流比は約 2 が得られた。このような負性抵抗を持つ I V 特性は横方向 p-n 接合間にて電子正孔のバンド間トンネリングが起きている結果と解釈できる。すなわち、 δ ドーピングを施すことにより接合の急峻性が高まったものと考えられる。また、トンネルピーク電流が 0.1 A (接合断面積 $1.5 \mu\text{m}^2$)、電流密度で $6.6 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ と非常に大きな値が得られているが、これは δ ドープ層のサブバンド構造に起因しているものと考えられる。(後述する)

以上の様に δ ドープという手法を用いることによって横方向 p-n 接合を急峻化することができた。また、副次的に、サブバンド間のトンネリングが生じたことにより予期せぬトンネル電流の増大効果を得ることができた。なお、このサブバンド間トンネル現象並びにトンネル特性の計算機シミュレーションについては後節にて詳述する。

2-4 横方向 p-n 接合からの電流注入発光 [24]

横方向 p-n 接合の光学的応用という意味では章頭に述べたように、電流注入による再結合発光が重要な特性となる。本節では電気特性評価用に作製した3条件の試料を用いてLEDを作製し、横方向電流注入発光特性の評価を行ったので報告する。

1) 素子構造

試料の成長条件は成長温度 520°C、580°C、620°C、V/Ⅲ比 = 7 である。ドーパントは Si のみであり、ドーパ量は、約 $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ とした。成長速度は $1 \mu\text{m/h}$ である。その他成長層の諸特性は前節で述べたとおりである。本実験評価にあたっては、成長方向に p-n 接合を有する構造を作製し発光特性の比較を行った。それぞれの評価用素子構造を図 2-10 に示した。横方向接合素子は、p-n 接合断面積約 $1000 \mu\text{m}^2$ で Si ドープのみであるのに対し、縦方向接合は、(100) n^+ GaAs 基板上に Si ドープ GaAs および Be ドープ GaAs それぞれ $0.5 \mu\text{m}$ を積層した構造で、図のように上下の p 型層、n 型層それぞれに約 $10000 \mu\text{m}^2$ の円形オーミック電極を設けた。成長条件は (100) 基板上的 GaAs 成長で一般的に用いられている条件で、成長温度 580°C、V/Ⅲ比 = 2、Si ドープ量はそれぞれ $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ とした。

2) 素子特性

作製した横方向 p-n 接合に電流注入を行い、発光させた時の遠視野赤外像を図 2-11 に示す。この図は (111) A 面上に、三角形状に横方向 p-n 接合を形成し、その全ての段差部分 (上部段差のみ) に電流注入を行った結果である。この図から、各斜面 (p-n 接合部分) で均一に注入再結合、発光が起こっていることがわかる。

図 2-12 (a)、(b) にそれぞれの試料の I-V 特性をリニアスケールで示す。(a) は縦方向 p-n 接合、(b) は横方向 p-n 接合 (成長温度 620°C の試料) の特性である。(a)、(b) を比較すると、定性的には、縦方向接合が、I-V 順逆両方向の立ち上がり急峻性に欠け、リーキーな特性を示しているの

に対し、横方向接合では、急峻な順方向立ち上がりと降伏特性が得られているの
がわかる。それぞれのLogプロットより、n値、拡散電位が、3～4、1.6
V（縦方向）、2、1.2V（横方向）と定量的に求められた。縦方向接合では、
p-n接合間に空乏層以外のi層が形成され、印加電圧がこのi層にかかってし
まうため、拡散電位の増大が生じていると考えられる。このi層は、補償層であ
るため、生成再結合中心が多量に存在し、その中心を介した電流が流れ、n値の
悪化を招いている。また、この補償層の両側には高濃度（ $> 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ）
のp層、n層が存在しており、逆バイアス印加時の空乏層の広がり狭く、比較
的低電圧領域からトンネルブレイクダウンが起こり、リーキーな特性になったと
推測できる。以上のような補償領域の形成は、p型ドーパントとして拡散、偏析
の起こしやすいBeを高濃度ドーピングしているためである。一方、横方向接合の場
合、Siの単独ドーピングであるため、IV特性（n値）からもわかるように、
Beのような拡散、偏析現象は無く界面状態は良好であると考えられるが、高濃
度ドーピング（ $> 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ）を施しているにも関わらず、降伏電圧が1
0V以上もあるのは、2-3節でも述べたように、傾斜接合の形成による斜面側
でのキャリア濃度の減少のためであると考えられる。

それぞれの試料の室温電流注入発光スペクトルを図2-13に示す。注入電流
は、 10^2 A/cm^2 で、縦方向、横方向両試料とも878nmにバンドアクセ
プタ遷移に起因する発光ピークが現れている。縦方向接合のスペクトルには、こ
のメインピーク以外に、長波長側905nmにドナーアクセプター遷移に起因
するショルダーが現れており、前述のIV測定の結果から推測された接合界面で
の補償領域の形成を示唆している。

図2-14にそれぞれの試料のI-L特性を示す。縦軸はロックインアンプの
出力電圧で、横軸は接合への注入電流密度である。注入電流の増加に伴い、縦方
向接合では飽和傾向を示すのに対し、横方向接合ではリニアな立ち上がりとなっ
ており、横方向接合が、電流注入発光効率および接合品質に優れていることがわ
かる。

縦方向接合では接合は基板に水平であり電流注入領域（=実際に発光に寄与す
るp-n接合面積）は、電極面積で決定されている。この場合、電極-接合間に
ドーピング層分の距離があるため、狭窄層でも作らない限りは、電極面積以上に注入

面積が広がってしまい、電流密度および注入効率を高めることができない。また、再結合により発生した光子は、接合に水平方向なら注入面積分、接合に垂直方向なら、ドーピング（クラッド）層分を通過しなければならず、外部光取り出し効率が低下してしまう。一方、横方向接合では注入面積はエピ層の厚さで決定されており、比較的簡単に電流注入効率を高くすることができる。また、注入面積を小さくする（エピ厚を薄くする）こと、および接合面が基板と垂直に配されているため、光子の通過距離を短くすることが可能となり、外部光取り出し効率を高めることができる。以上のようなことが図 2-14 の I-L 特性の差の要因となっているものと考えられる。

以上のように、光学的応用の見地から、横方向接合は、素子構造的側面および基本的な接合品質・材料面から、従来の p-n 接合に比べて優れているといえることができる。

3) 発光特性の成長条件依存性

最後に、成長温度に対する横方向 p-n 接合の電流注入発光特性の依存性について述べる。作製した 3 条件の成長条件（基板温度 520°C、580°C、620°C）の試料について、室温にて電流注入発光特性を測定した。図 2-15 にそのスペクトルを示す。注入電流は 100 A/cm^2 である。スペクトルは、全ての条件において、880 nm 付近で単一の発光ピークが得られ、純粋なバンドアクセプター間の注入再結合が起こっていることが示唆される。しかし、発光ピーク位置の基板温度依存性に注目すると、基板温度の上昇に伴ってピーク波長の長波長側へのシフトが見られる。これは、基板温度の上昇に伴う接合の傾斜化：電気特性結果を支持する結果となっている。すなわち p-n 遷移領域幅とキャリア拡散長の関係から、高温成長では p-n 遷移領域がキャリア拡散長より大きいため遷移領域中のキャリア濃度の低い部分で再結合が生じ通常のバンドアクセプター遷移波長に対応するが、低温成長にて接合が急峻化すると遷移領域幅が拡散長より短くなり自由キャリアは p、n 各高濃度領域に到達し、再結合が生じる。この遷移領域外の p、n 各層は高キャリア濃度領域（ $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ）であり、そこでの遷移は、一般的に "Moss-Berstein シフト" をとり、発光波長が短波長シフトを起こすものと考えられる。このことは、同様な条件で作

製した試料で、ドーパ量の高濃度化に伴ってCLピーク波長が短波長化することから裏づけられている。以上のように電流注入発光特性からも低温成長による接合の急峻化を示唆する結果が得られた。

第3章 横方向サブバンドp-n接合(LSJ)の提案[25]

(111) A面GaAs段差基板にて横方向p-n接合と縦方向量子構造を組み合わせた横方向サブバンドp-n接合(LSJ:Lateral Subband p-n Junction device)および、このLSJ構造を取り入れた新しいデバイスを提案した。

3-1 LSJの概念

(111) A面GaAs基板上に高品質な $Al_xGa_{1-x}As$ / $GaAs$ の量子構造^{注)}を形成できることは第5章で、また、横方向でのドーピング(p-n接合)制御の可能性については本章前節まで述べた。これらの構造および特徴を組み合わせた場合、3次元的なエネルギーバンドダイアグラムをもつ構造・デバイスが実現可能となる。具体的には、段差基板上のSiドーパ層による横方向p-n接合と縦方向(成長方向)でのヘテロ接合、あるいは変調ドーピングによる量子構造の形成である。これらと組み合わせることにより「新しい物理現象を引き出せるのではないか?」というのがLSJの提案、設計、ひいては作製に至った動機である。本節以下では、このLSJの概念について、およびバンド構造の3次元的解釈について述べる。

図3-1にn型量子構造とp型量子構造を横方向に組み合わせた接合を示す。以後、本接合を横方向サブバンドp-n接合(LSJ)と呼ぶことにする。このLSJ構造では、量子構造での井戸層に形成された量子準位(サブバンド)に存在する電子や正孔は成長方向には閉じ込められるが、2次元方向(基板に対して平行)には自由に動き廻ることができる。この平面内では、横方向にp-n接合が形成されており、2次元的に閉じこめられた量子状態の電子と正孔が同時に生じることになる。その結果、この系に外部電界を印加することによって平面方向で量子準位間の再結合を起こすことができる。つまり、量子井戸中のサブバンド

での p-n 接合ということになり、これが L S J の名の由来するところである。

実際に試作した構造 (図 3-2) で説明をする。(111) A 面 GaAs 段差基板上にて、(111) A 面である平面に成長した量子井戸は Si がアクセプタとして働くために p 型伝導を示し、量子化されたサブバンドには正孔が蓄積する。一方、(311) A 面である斜面に成長した量子井戸では Si はドナーとして働くために n 型伝導を示し量子化されたサブバンドには電子が蓄積する。この両者が自由に動き廻れる基板面内 (2 次元的に) の平面部と斜面部の界面で結合するのである。

この様な原理に基づく L S J 構造には、多重量子井戸構造を初め、2 次元電子-正孔ガスの δ ドープ構造やヘテロ界面構造が考えられる。また、(111) A 面や (111) B 面上に歪量子井戸 (ヘテロ界面) 構造を形成するとキャリアの供給層にドーピングを行わずとも、ピエゾ効果によりそれぞれ 2 次元正孔ガス、2 次元電子ガスが形成される。(111) A 面と (111) B 面から成る段差基板にて Si ドーピングと歪量子構造を組み合わせた場合、前述の効果により、キャリア濃度の増大が期待できる。以上のような種々の 3 次元バンド構造は L S J ファミリーと位置づけられ、様々なデバイス応用に向けて研究開発が緒についたばかりである。

実際に L S J 構造を用いたデバイスの一例として、高濃度ドープ p-n 接合を段差基板上に形成した場合を考える。この p-n 接合に順方向バイアスを印加した場合、伝導帯側のサブバンド電子の価電子帯側サブバンドへのトンネル現象：エサキ効果が観測され、プレーナ型のトンネルダイオードを実現することが出来る。一方、キャリアが非縮退状態の場合には、伝導帯に注入された電子は価電子帯の正孔と再結合し、量子準位間のエネルギー差で発光するため、プレーナ型かつ量子井戸幅の選択による発光波長の制御を可能とする LED を実現できる。

3-2 L S J の可能性

L S J は、量子化され状態密度の増大したサブバンド同士の p-n 接合であるため、通常用いられるバルク p-n 接合よりも、デバイス応用上では優れていると考えられる。図 3-3 に p-n 接合の次元別概略図を示す。これらは量子状態

の説明の際に良く引用される図を変形したものである。図 3-3 (a) の様なバルクでの p-n 接合は、3 次元的空間を p 型領域と n 型領域に 2 分したもので、状態密度関数は放物線状である。これは通常観測される p-n 接合特性となる。図 3-3 (b) の様にキャリアを 2 次元空間に閉じ込め、その中で p-n 接合を形成した場合、状態密度関数は階段状になり単位エネルギー当たりのキャリア密度は増大し、電子正孔間で起こる特性も大きく変化する。図 3-3 (c) に示した量子細線中で、キャリアの 1 次元自由方向 (長手方向) に p-n 接合を作製した場合、状態密度関数は尖塔的になり $\frac{1}{\sqrt{E}}$ に比例した形になる。そして、単位エネルギー当たりのキャリア密度は更に大きくなり $E \rightarrow 0$ のときには、無限大近くにまで増大する。p-n 接合でおこる諸現象は基本的には、伝導帯や価電子帯の単位エネルギー当たり電子数、正孔数の積に依存するため、LSJ では、トンネル電流密度や発光強度の増大を期待できる。ただし、これらを期待する場合 p-n 接合の界面部分も含めて全てにおいて縦方向の量子状態が保持されていることが必須条件となる。この様な LSJ 構造の持つ潜在的ポテンシャルの高さを引き出すためには、基板面内での p-n 接合制御 (急峻な p-n 接合の作製) が必要不可欠となる。

第 4 章 LSJ 構造の検証

前節までで提案した LSJ 構造が、実際に作製でき、第 3 章で述べてきたような現象が観測されるのかどうかを、多重量子井戸構造を作製し検証を行った。本節ではその検証結果について述べる。

4-1 多重量子井戸構造 LSJ [26]

1) MQW-LSJ の構造

図 4-1 に多重量子井戸型 LSJ 構造の断面図を示す。(111) A 面段差基板の作製方法については、¹⁻⁴で記述したプロセスに従って作製した。成長温度は、

600°C、V/Ⅲ比は6、成長速度は、GaAs 0.5 μm/h, AlGaAsは1 μm/hとした。成長方向に形成する量子井戸は、(c)に示すように、Al_{0.5}Ga_{0.5}Asバッファ層100 Å、GaAs井戸15 Å、成長中断As圧下でのSiδドープ層(50秒間: 4 × 10¹² cm⁻²)、GaAs井戸層15 Å、Al_{0.5}Ga_{0.5}As障壁層200 Åとした。この量子井戸を15層積層し、最後に高濃度SiドープGaAsコンタクト層100 Å形成した。層厚、AlGaAs組成等は、2結晶X線回折法で確認した。また、表面や斜面及び接合断面が良好に形成されていることをSEM観察により確認した。評価用素子は電極構造によって以下の2種類のものを作製した。一つは段差上部、下部2つの横方向p-n接合を同時に評価するため、(a)図のような平面p層にAu/Mnオーミック電極を形成した試料であり、一つは丘の上の上部接合のみを評価するために、(b)図のような上部平面にAu/Mnから成るp型オーミック電極、(311)A斜面と下部平面に渡りAuGe/Ni/Aun型オーミック電極を形成した試料である。p-n接合の電流電圧測定は、HP4145およびカーブトレーサーを用いて測定を行った。p-n接合の電流注入による発光特性(EL: エレクトロルミネッセンス)の測定は、300 Kと15 Kで行い、分光器とホトマルで検知した。斜面と平面の発光特性は、室温カソードルミネッセンス(CL)測定で評価した。成長層の伝導型はホール測定で判定し、ELの高速発光測定にはHP-8112 Aパルス発生器とストリークカメラを用いた。

2) MQW-L S J 構造評価

図4-2に横方向p-n接合周辺の平面(a)および断面(b)SEM像を、図4-2(c)にSIMSによるAl、GaおよびSi原子の成長方向濃度分布図を示す。図4-2(a)より(111)A面GaAs上、(311)A斜面上およびその近傍には、欠陥等は観測されなかった。しかし、下部接合界面付近には、暗い線状のものが存在しており伝導型の変化、結晶欠陥等が存在していると考えられる。図4-2(b)から(111)A面と(311)A面の界面は高面指数(411)Aファセットもなく斜面-平面界面が急峻形成できていることがわかる。図4-2(c)でのGaの濃度分布に対し、Si₂₈とAl₂₇の濃度ピークが交互に繰り返しているのがわかる。しかし、δドープしたSi原子ピークの

半値幅が100 Å程度にまで広がって観測された。これは、Al₂₇とSi₂₈の質量が近接していたため、質量分析でのクロストークのため半値幅が広がったと考えられる。δドープSiに関しては(100)面より(111)A面の方が拡散性が低いことは既に確認しており[27]、半値幅は70 Å程度と見積もられている。MQW構造においては、両側にAlGaAs層で囲んでいるため、更に狭い半値幅を有するδドープ構造が実現されていると考えられる。このため、SiとAlの質量の近接効果にもかかわらず、周期約230 ÅでSiとAlの原子数が交互に増減し、図4-1のMQW構造を反映したプロファイルが得られているのである。また、Al濃度の最大ピークとSi濃度の最小位置がほぼ一致していることからGaAs井戸のほぼ中央付近でSiδドーピングが行われてことが確認できる。以上の評価から成長層では、ほぼ設計通りの構造が実現されていると考えられる。

3) MQW-LSJのCL評価

(111)A平面と(311)A斜面での量子井戸の室温CL評価結果を図4-3に示す。この図は、斜面と平面(a)及び上部界面と下部界面(b)からのCLスペクトルを別々にプロットしたものである。図4-3(a)より(111)A面、(311)A斜面からのCLピーク波長は、794 nm、752 nmであることがわかる。上部接合のCLスペクトルは、(111)A平面と(311)A斜面双方からのCLスペクトルが重なった状態で観測されたのに対し、図4-3(b)の様に、下部接合からは、中間的な波長を持つ単一ピークが観測された。それぞれの波長を解析した結果を表4-1に示す。観測された波長はバルクGaAsの発光波長よりもはるかに短いものである。観測された発光エネルギーは、第5章で用いた有限ポテンシャルを有する量子井戸での準位計算と同様に行った。加えて、ここでは不純物の束縛エネルギーを新たに考慮して計算を行った。量子井戸中央に不純物が存在するときの束縛エネルギーは、バルクの最大で4倍(井戸幅が実効的に~0 Åの時)に、井戸/障壁界面に存在するとき逆に1/4(井戸幅が十分広いとき)になることが知られている[28]が、本構造では、量子井戸のほぼ中央にSiのδドーピングを行っているが拡散性を無視できないことなどから、束縛エネルギーの1.8倍を仮定した。また、(111)A面での重

い正孔の有効質量を $0.9 m_0$ で(311) A面では、量子井戸の面方位依存性などから $0.58 m_0$ とした。そのほかに、斜面の井戸幅は、角度 30° で $\cos 30^\circ$ (0.866)とGa原子の実効成長速度が平面より減少することを考慮して 26 \AA とした。以上より求めた発光波長と観測された波長はほぼ一致した。よって平面のみならず斜面に於いても設計通りの量子井戸が形成されていると考えられる。

図4-4に斜面-平面間のp-n接合のCL評価結果を示した。本図は上部斜面-平面界面からの距離に対するCL発光波長とその発光強度をプロットしたものである。スペクトルが2重ピークの場合は、ガウシアン近似による波形分離を施した。上部界面付近から得られたスペクトルは、図4-3(b)のように全て 794 nm , 752 nm の2重ピークとなった。これは、電子線スポット径および電子のデバイ長により、約 $1 \mu\text{m}$ の範囲で平面と斜面の双方から励起光が放出されるためである。また、中間的な波長をもつピークが観測されないことから、平面-斜面界面は非常に急峻であると予想される。一方、下部接合界面付近では、単一ピークがシフトするだけで2重ピークは観測されなかった。このことから、量子構造が斜面から平面になだらかに変遷していること、およびp-n接合が傾斜接合になっていることが示唆される。以上の発光とは別に、微傾斜表面に成長したAlGaAs膜中でのIII族原子の組成変調された領域からのものと思われる短波長 $730 - 740 \text{ nm}$ 付近にピークが観測された。いずれにしても予想されたように下部接合界面でのp-n接合は急峻ではなく、GaAs/AlGaAs量子構造の品質も決して良好ではないと推測される。

4) MQW-LSJの電気特性

図4-1(a)に示した構造を持つ試料の電流電圧特性を図4-5に示した。測定はp-n-p間電圧を印加した形となっており図からもわかるように上部/下部接合での逆方向特性のみが観測された。上部p-n接合での降伏は、約 4.5 V に対し下部p-n接合での降伏は、 9.5 V と大きい。これは、下部p-n接合が、傾斜接合になっていることを裏付けている。図4-5(b)、(c)、(d)は光学顕微鏡、CCDカメラ、画像処理システム(DVS300)を組み合わせ、p-n接合での発光状態を平面方向(真上)から観察した図である。こ

のシステムにより発光領域が μm オーダーで詳細に観測することが可能になる。接合に電流が流されていないときの状態は図4-5(b)に示した。左側の明部が段差の上段オーミック電極、中央の暗部が斜面、右の明部が段差下段をオーミック電極を表している。図下部に示したスペクトルは、図を横切る実線上の明暗を強調したものである。縦に走る破線は斜面-下段平面界面を意味し、上段はオーミック電極から約 $2\mu\text{m}$ 離れた所にある。

p-n-p接合に電圧を印加し、下部n-p接合に逆方向降伏電圧以上を印加することで電流が流れ始め、上部p-n接合に順方向電流が注入される。斜面-平面界面で $1\mu\text{m}$ 未満のシャープな発光線(b)が観測された。また、強度分布線より、発光領域は、(311)A面斜面側には非常にシャープに切れ、(111)A面側に指数関数的に減少していることがわかる。これに対し、下部p-n接合に順方向電流を注入すると発光領域は広がりを持ち、かつムラがあることがわかる。p-n接合の傾斜接合化とAlGaAs膜中のGa組成変調効果やGaAs井戸幅の局所的増大が原因と考えられる[29]。

5) MQW-LSJのLED特性

段差上部のMQW-LSJの電流電圧特性を測定するために図4-1(b)に示すような試料を作製した。得られたIV特性を図4-6に示す。順方向特性から理想係数2.7、y軸切片と断面積から障壁は 0.5eV と計算することができた。このIV特性から、実際にp-n接合が形成され、電流は δ ドープされた領域のみ流れていることがわかる。順方向バイアス印加により観測されたELスペクトルを図4-7に示した。測定温度は 296K で、注入電流の増加に対して($0.2\text{mA} \rightarrow 5.0\text{mA}$)ピーク波長 791nm のシフトは見られなかった。発光波長 791nm が(111)A面GaAs上のp型からの発光(CL: 794nm)とほぼ等しいことから発光領域はn型領域である斜面ではなく、平面p型領域であることが同定できた。

このことは、図4-5(b)に示した空間分解像においても発光領域が平面部分であったことにも整合している。これは、p型領域の正孔がn型領域への拡散注入を妨げられていることを意味し、一つの可能性として、(111)A平面上と

(311) A斜面上で井戸層幅が異なることで生じる量子準位の不連続によって起こっていると考えられる。

本MQWにおける電流経路をGaAs井戸層のみと考えた場合、15層あるp-n接合の1層当たりの接合面積は、井戸幅 $30 \text{ \AA} \times 150 \mu\text{m}$ から $0.45 \mu\text{m}^2$ となる。実効p-n接合面積は、15層で $6.75 \mu\text{m}^2$ となり、縦方向に形成された直径 $2.8 \mu\text{m}$ の円筒形の面発光レーザと同等である。このことは、サブミクロン領域の接合面積を有するp-n接合(マイクロp-n接合)[30]の実現に対して非常に有効な作製方法と成りうる可能性がある。また、このLSJ-発光ダイオード(LED)は、各井戸にサブバンドが形成されており単位エネルギー当たりの電子正孔数はバルクLEDより増大するために、より強い発光が期待できることおよび発光領域の上部には電極等の遮蔽物がないために、光を遮られることもなく面発光素子として有効であるといえる。

最後LEDとして必要な高速動作を実証するために、パルス発生器にLEDを接続し、ストリークカメラで発光の時分解測定を行った。図4-8にこのLEDのパルス時間応答特性を示した。立ち上がり時間が 5 ns ($> 200 \text{ MHz}$)と通常のLEDより非常に高速に反応していることがわかる。しかし、パルス発生器のパルスON特性限界が 5 ns であるため、測定結果が素子の持つ特性なのか測定系の限界なのか明らかではない。また、今回の測定では、立ち上がり応答測定のみを行っているが、オフ特性についても最近、共同研究者の手により行なわれ、 5 ns と高速であることが確認されている。

動作周波数 200 MHz 以上はLEDとしては、魅力的な高速性を有しており今後の応用展開が期待される。

第5章 LSJでのトンネル電流の増大効果

ドーピング層に δ ドープ構造を適用することにより接合の急峻化を実現できることは第2章で記述した。この δ ドープp-n接合は急峻なp-n接合の実現を可能にすると共に、その一方で前節まで述べたLSJ構造の一種であり、特異な現象を発現できる構造と期待できる。このことは、既に記述した δ ドープp-n接合のIV特性にも現れている。本節では得られたIV特性の解析、シミュレ

ーションを行い、素子内部で生じている物理現象を推測した。

5-1 δ ドープ p-n 接合構造でのトンネル電流の観測

本項では、第2章で述べた δ ドープ p-n 接合構造で観測された負性抵抗成分を持つ電流電圧特性について論議する。負性抵抗を持つ電気特性の基本には、電子のトンネリング現象がある。江崎等により発見された高濃度 p-n 接合間で起こるエサキ効果[31]がその始まりであり、その後、2重障壁量子構造でおこる共鳴トンネリング[32]が研究の主流となっている。本研究で負性抵抗を観測できた第1の要因は、Si δ ドープ構造にあると考えられる。電流経路となるチャンネルは、Si δ ドープ面であり、電界も横方向に印加されることから、(111) A面-(311) A面界面での p-n 接合で電子のバンド間トンネリング(エサキ効果)が起きていると考えられる。この時、キャリアは、閉じ込められた三角ポテンシャル井戸を流れ、三角ポテンシャル井戸内のサブバンド間に p-n 接合が形成される。

(111) A面 just において、 δ ドープ構造が良好に形成できることは、第2章で述べた SIMS による Si の分布や CV 測定からの活性キャリア分布の半値幅が、100 Å 未満であったことから明かである。素子(ダイオード)のアノード・カソード幅は 150 μm で電極間は 10 μm としている。ホール測定で(111) A面上のみ伝導度測定を行い、p型で $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ であることがわかった。これらから実効的な p-n 接合断面積は、 $150 \times 0.01 \mu\text{m}^2$ と計算される。図2-9を観測した同じ基板内の別の試料のトンネル特性を図5-1に示す。トンネル電流は、寄生抵抗の影響を多少は受けているもののピーク電圧 0.9 V、ピーク電流は、76.6 mA となった。印加電圧 0.95 V では、1.7 mA にまで減少し急峻な負性抵抗特性が得られ、室温で P/V 比 45 が得られた。これは、GaAs p-n 接合で報告されている中での最高値である。また、トンネル電流を電流密度に換算すると $5.1 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ と非常に大きく、GaAs の許容範囲をはるかに越えることがわかる。この高いトンネル電流密度の生成は、障壁外へのキャリアの実空間遷移(トンネル現象により輸送される電子が加速され 100 Å の井戸幅を越えた領域を流れる)が主要因であるとも考えら

れる。しかし、約 100 mA を越える電流が流れる試料において接合破壊が起き、まったくトンネル電流が流れなくなり、数 mA 程度の拡散電流のみ観測されるという実験事実から、負性抵抗特性は、基板表面のリーク電流や p-n 接合での拡散電流ではないことが推測できる。この微小な接合面積をもつダイオードでは、最大電流量は 1~2 mA と見積もることができ、数十 mA の電流は、トンネル電流の考慮なくしては考えることができない。よって、バンド間トンネルできる電子数が飛躍的に増大していることを予測することができる。このように、通常バルク p-n 接合間のトンネル電子数をはるかに上回る現象は L S J 特有のものであるということが出来る。

5-2 量子構造でのキャリア密度のエネルギー分布

前節で示した L S J 構造におけるトンネル電流の増大効果について数値計算を行ったので以下に述べる。

量子構造では、自由キャリア密度（ここでは電子密度とする。）のエネルギー分布はバルク構造とは異なった形状を示す。一般的に自由キャリア密度のエネルギー関数は (5-1) 式となる。本式は、フェルミ分布関数 $f_n(E)$ (5-2) 式とバンドの状態密度関数 $G_n(E)$ の積で表現される。

$$n_n(E) dE = f_n(E) \cdot G_n(E) dE \quad (5-1)$$

$$f_n(E) = \frac{1}{\left[\exp\left\{ \frac{(E - E_{fn})}{kT} \right\} + 1 \right]} \quad (5-2)$$

バンドの状態密度関数は、バルク構造の時は、(5-3) 式、1次元量子井戸構造の時は、(5-4) 式、量子細線の時は、(5-5) 式となる。

$$G_{n3}(E) = m_n^{3/2} \sqrt{E} \quad (5-3)$$

$$G_{n2}(E) = \frac{4\pi m_n}{h^2 L_z} \quad (5-4)$$

$$G_{n1}(E) = \frac{2\sqrt{2m_n}}{L_z^2 h} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (5-5)$$

ここで、 L_z は、井戸幅等量子閉じ込めサイズ、 h はプランク定数、 E はバンド端からのエネルギー差、 m_n は、電子の有効質量を意味する。

ドーピング濃度を $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ とし、フェルミ準位の位置は高濃度ドーピングを考慮して E_f の位置を n 型半導体の量子準位（伝導帯）の底から 0.27 eV 上方、p 型半導体の量子準位（価電子帯）の底から 0.015 eV 下方と仮定した。バルク、量子井戸、量子細線構造でのキャリア濃度のエネルギー分布を計算した。計算に用いた物理定数は、量子サイズ： $L_z = 30 \text{ \AA}$ 、有効質量： $m_n = 0.069 m_0$ 、 $m_p = 0.9 m_0$ 、 $T = 300 \text{ K}$ とした。この計算結果を図 5-2 (a)、(b) に示した。

バルクでは、エネルギー端から約 0.2 eV 付近に電子濃度の最大値 $0.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ を取るが、量子井戸では、バンド端 (0 eV) から 0.2 eV まで一定で $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ 、その後、指数関数的に減衰する。量子細線での電子濃度は、サブバンド端で無限大となり、エネルギーの増大にともない \sqrt{E} に反比例し減衰するが、他の構造の電子濃度より数倍から数十倍大きい。正孔濃度も同様に、バルク、量子井戸、量子細線と低次元構造になるに従い、増大することがわかる。（計算では、 $p_{\text{sqw}}(E) > p_{\text{qwr}}(E)$ となるエネルギー領域が存在する）

従って、LSJ でのサブバンドでは、単位エネルギー当たりのキャリア密度の増大効果が現れると考えられる。

5-3 LSJ でのバンド間トンネル電流（エサキ効果）

高濃度 p-n 接合において負性抵抗の電流電圧特性が 1970 年、江崎等 [31] によって発見されて以来、トンネルデバイスの研究は大きな広がりを見せ、現在の共鳴トンネリングデバイスに受け継がれている。トンネル効果が観測される p-n 接合の条件としては、p、n 各層のキャリアが縮退状態にあること、空乏層幅が 100 \AA 未満となる急峻な接合であることなどがあげられる。図 5-3 [33] にトンネルダイオードのバンド図とその電圧電流特性を示す。熱平衡状態に於いて、 p^+ 層側では、縮退に伴いフェルミ準位が価電子帯下に位置し電子の存在しない領域が形成される。一方、逆に n^+ 層側では、縮退に伴いフェルミ準位が、伝導帯上に位置し電子の充満した領域が形成される。これら 2 つの領域間をトンネルする電子の流れは、伝導帯から価電子帯へは (5-6) 式、価電子帯から伝導帯

へは、(5-7)式で表される。その2式の差がトンネル電流 I_t (5-8)式である。外部電界のない状態では、トンネル電流は流れない。しかし、外部から電圧 V が印加されると伝導帯にある電子が価電子帯の空いたエネルギー状態に移り、トンネル電流 I_t が流れるのである。

$$I_{c \rightarrow v} = A \int_{E_c}^{E_v} f_n(E) G_n(E) T_t [1 - f_p(E)] G_p(E) dE \quad (5-6)$$

$$I_{v \rightarrow c} = A \int_{E_c}^{E_v} f_n(E) n_v(E) T_t [1 - f_p(E)] n_c(E) dE \quad (5-7)$$

$$I_t = A \int_{E_c}^{E_v} [f_n(E) - f_p(E)] T_t G_n(E) G_p(E) dE \quad (5-8)$$

トンネル電流をバルク半導体を含むサブバンド p-n 接合に於いて計算した。計算手順を以下に説明するが、基本的には、k 選択則 (同一エネルギー) を満たし、かつ伝導帯にトンネルできる電子と価電子帯に空いたエネルギー状態が存在している必要がある。また、トンネル確率は 1 と仮定している。

バルクにおける概念図を図 5-4 (a) に示す。計算の基本は、(5-8)式を用いる。まず、印加電圧 = 0 の時の各パラメータを設定する。伝導帯の分布関数を (5-9) 式、価電子帯の分布関数を (5-10) 式とおき、フェルミ関数は、(5-2) 式を用いた。

$$G_n(E) = m_n^{3/2} \sqrt{E - E_c'} \quad (5-9)$$

$$G_p(E) = m_p^{3/2} \sqrt{E_v - E} \quad (5-10)$$

E_v を (5-11) 式に示す。

$$E_v = E_c + V_n + V_p, \quad (5-11)$$

そこでのフェルミ準位は $E_{fp} = E_v - V_p$ 、 $E_{fn} = E_c + V_n$ とする。

外部電圧 V_s を印加されたとき、伝導帯側のパラメータを変化させ価電子側は固定する。電圧 V_s が印加されると E_c' 、 E_{fn} は (5-12) 式 (5-13) 式に従う。

$$E_c' = E_c + V_s \quad (5-12)$$

$$E_{fn}' = E_{fn} + V_s \quad (5-13)$$

これらを(5-8)'式に適用させて、 E_v 、 E_c' 間で積分をすることでトンネル電流 I_t を得た。

$$I_t = A \int_{E_c'}^{E_v} [f_n(E) - f_p(E)] T_t G_n(E) G_p(E) dE \quad (5-8)'$$

量子井戸、量子細線におけるトンネリング概念図を図5-4(b)、(c)に同様に示す。 $G_n(E)$ 、 $G_p(E)$ 関数に(5-4)式、(5-5)式を適用し、(5-8)'式を用いることで、同様にトンネル電流 I_t を得ることができる。

各構造でのトンネル電子数を図5-5に示す。各p層、n層のキャリア濃度は $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ とした。バルク半導体 $p^+ - n^+$ 接合では、既に報告されているように $(V_p + V_n)$ の $1/3$ の約 0.08 V 付近にトンネル電流の最大値を持つ電流電圧特性を示す[34]。それに対し、量子井戸では、 $(V_p + V_n)$ の半分の位置でピークを持ち、その時のトンネル電流はバルク半導体の約10倍となった。一方、量子細線 $p - n$ 接合では、 $(V_p + V_n)$ 付近に電流ピークを示し、トンネル電流の値は、バルクの300倍以上と非常に大きな値になることがわかる。また、 $(V_p + V_n)$ 以上の電圧で急激に、トンネル電流が流れないようにすることも特長の1つである。

5-4 トランジスタへの応用

負性抵抗成分を持つトンネルデバイスの3端子化(トランジスタ)では、共鳴トンネルホットエレクトロントランジスタ(RHET)が有名である。しかし、駆動電流が低いなど実用化に向けての課題は多い。本節では、これまで得られた特徴を有効に利用したデバイスとして横方向サブバンド接合トランジスタ(LSJ T)を提案したので、その素子概要と動作原理について簡単に説明する。

LSJ Tとはサブバンド $p - n$ 接合でおこるトンネル電流を制御する3端子素子のことである。図5-6に素子構造を簡単に示した。LSJは横方向 $p - n$ 接合構造であるため、トンネル現象が起こる接合上にゲート電極を簡単に形成できる。接合上にまたは、周辺に形成されたゲート電極に電圧を印加することで、内部電界を変化することができ、量子準位エネルギーを制御することができる。そ

の結果、トンネル確率の変調、さらにはトンネル電流を制御することが可能となる。例えば、段差基板に変調ドープ構造を作製し、2次元電子正孔ガスでのp-n接合を形成する。スプリットゲート電極で空乏層幅を制御することで横方向チャンネル幅を縮小し、量子準位エネルギーを変化させ、横方向p-n接合でおこるトンネル電流を制御できる可能性がある。これに加えてLSJの特長の1つであるトンネル電流増大効果を合わせれば、集積化に適応したプレーナ型素子で、電流駆動能力にも優れた新しい負性抵抗特性を有したデバイスができるのである。応用と実用化に向けた研究は共同研究者の手によりATR光電波通信研究所にて行われている。

第6章 まとめ

(111) AGaAs 段差基板を用いることにより、微少なp-n接合を2次元(平面)方向に簡単に形成でき、かつ成長方向に量子構造を取り入れることで量子化されたサブバンド間のp-n接合を実現することができた。この様なp-n接合の実現により、トンネル現象をはじめとする様々な特異現象が観測され、3次元バンドエンジニアリングの大きな可能性を示唆することができた。また、2次元(平面)方向の材料、構造制御という点では、量子細線、量子箱の作製が現在、主流となっているが、本実験のように、伝導型制御を取り入れた場合にも、非常に興味のある現象が観測できる可能性を明らかにすることができた。この様な3次元構造制御の研究は、まだ緒についたばかりであるが、今後の応用研究に役立てれば幸いであると考えている。

参考文献

- [1] W. T. Tsang and A. Y. Cho, Appl. Phys. Lett. 30, (1977) 293.
- [2] P. M. Petroff, A. Y. Cho, F. K. Reinhat, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, Phys. Rev. Lett. 48, (1982) 170.
- [3] M. Sato, K. Maehashi, H. Asashi, S. Hasegawa, and H. Nakashima, Superlattice Microstruct. 7, (1990) 279.

- [4] M. E. Hoenk, C. W. Nieh, H. Z. Chen, and J. K. Vahala, Appl. Phys. Lett. 55, (1989) 53.
- [5] S. Nilsson, E. V. Gieson, D. J. Aren, H. P. Meier, W. Walter and T. Forster, Appl. Phys. Lett. 55, (1989) 972.
- [6] M. E. Hoenk, H. Z. Chen, A. Yariv, and H. Morkoc, Appl. Phys. Lett. 54, (1989) 1347.
- [7] D. L. Miller, Appl. Phys. Lett. 47, (1985) 1309.
- [8] J. Ebner, J. E. Lary, G. W. Eliason, and T. K. Plant, in Proc. ESS DERC 90, (1990) 401.
- [9] H. K. Harbury, W. Porod, and S. M. Goodnick, J. Vac. Sci. Technol. B10, (1992) 2051.
- [10] T. Fukui, S. Ando, Y. Tokura, and T. Toriyama, Appl. Phys. Lett. 58, (1991) 2018.
- [11] D. L. Miller and P. M. Asbeck, J. Crst. Growth 81, (1987) 368.
- [12] D. J. Arent, S. Nilsson, Y. D. Galeuchet, H. P. Meier, and W. Walter, Appl. Phys. Lett. 55, (1989) 2611.
- [13] H. P. Meier, R. F. Broom, P. W. Epperlein, E. van Gieson, Ch. Haerder, H. Jackel, W. Walter, and D. J. Webb, J. Vac. Sci. & Technol. B6, (1988) 692.
- [14] E. Kapon, J. P. Habison, C. P. Yun, and N. G. Stoffel, Appl. Phys. Lett. 52, (1988) 607.
- [15] E. Kapon, S. Simhony, R. Bhat, and D. M. Hwang, Appl. Phys. Lett. 55, (1989) 2715.
- [16] W. Q. Li, and P. K. Bhattacharya, IEEE Electron. Dev. Lett. ED-12, (1991), 385.
- [17] W. Q. Li, and P. K. Bhattacharya, IEEE Electron. Dev. Lett. ED-13, (1992), 29.
- [18] J. M. Ballingall and C. E. C. Wood, Appl. Phys. Lett. 41, (1982) 947.
- [19] W. I. Wang, E. E. Mendez, T. S. Kuan, and L. Esaki, Appl. Phys. Lett.

- 47, (1985) 826.
- [20] T. Takebe, T. Yamamoto, M. Fujii, and K. Kobayashi, J. Electrochem. 140, (1993) 1169.
- [21] T. Yamamoto, M. Inai, T. Takebe, and T. Watanabe, J. Vac. Sci. Technol. A11, (1993) 631.
- [22] M. Shigeta, Y. Okano, H. Seto, H. Katahama, S. Nishine, K. Kobayashi, and I. Fujimoto, J. Cryst. Growth 111, (1991) 284.
- [23] K. Ohta, T. Kojima, and T. Nakagawa, J. Crst. Growth 95, (1989) 71.
- [24] M. Inai, T. Yamamoto, T. Kakebe, and T. Watanabe, Jpn. J. Appl. Phys. 32, (1993) L1718.
- [25] T. Yamamoto, M. Inai, T. Takebe, and T. Watanabe, Jpn. J. Appl. Phys. 32, (1993) L28.
- [26] T. Yamamoto, M. Inai, M. Hosoda, T. Takebe, and T. Watanabe, Jpn. J. Appl. Phys. 32, (1993) 4454.
- [27] A. Shinoda, T. Yamamoto, M. Inai, T. Takebe, and T. Watanabe, Jpn. J. Appl. Phys. 32, (1993) L1374.
- [28] G. Bastard, Phys. Rev. B24, (1981) 4714.
- [29] T. Yamamoto, M. Inai, T. Takebe, M. Fujii, K. Kobayashi, J. Cryst. Growth 127, (1993) 865.
- [30] Y. Yamamoto, and S. Tarucha, Jpn. J. Appl. Phys. 31, (1992) L1198.
- [31] L. Esaki, Phys. Rev. 109, (1958) 603.
- [32] L. L. Chang, L. Esaki and R. Tsu, Appl. Phys. Lett. 24, (1974) 593.
- [33] L. Esaki, IEEE Trans. Electron. Devices ED-23, (1976) 644.
- [34] T. A. Demassa, and D. P. Knott, Solid state Electron 13, (1970) 131.

謝 辞

本研究を遂行するにあたりご指導をうけたまわりました、A T R 光電波通信研究所 猪股英行社長、古濱洋治前社長（現郵政省通信総合研究所）、渡辺敏英室長、小林規矩男前室長（現NHK技研）に深く感謝します。日頃、ご指導いただいた通信デバイス研究室の皆様に深く感謝致します。特に、研究の全般にわたり有意義な討論をしていただいた、武部敏彦主任研究員（現住友電工）、藤田和久主任研究員、藤井元忠研究員（現三菱電線）、D. R. Lovell客員研究員（現在カナダ在住）に深く感謝いたします。また、光学測定器等の使用に際し有効なアドバイスを頂いた細田主任研究員、川嶋健児研究員（現三洋電機）、富永浩司研究員に感謝いたします。

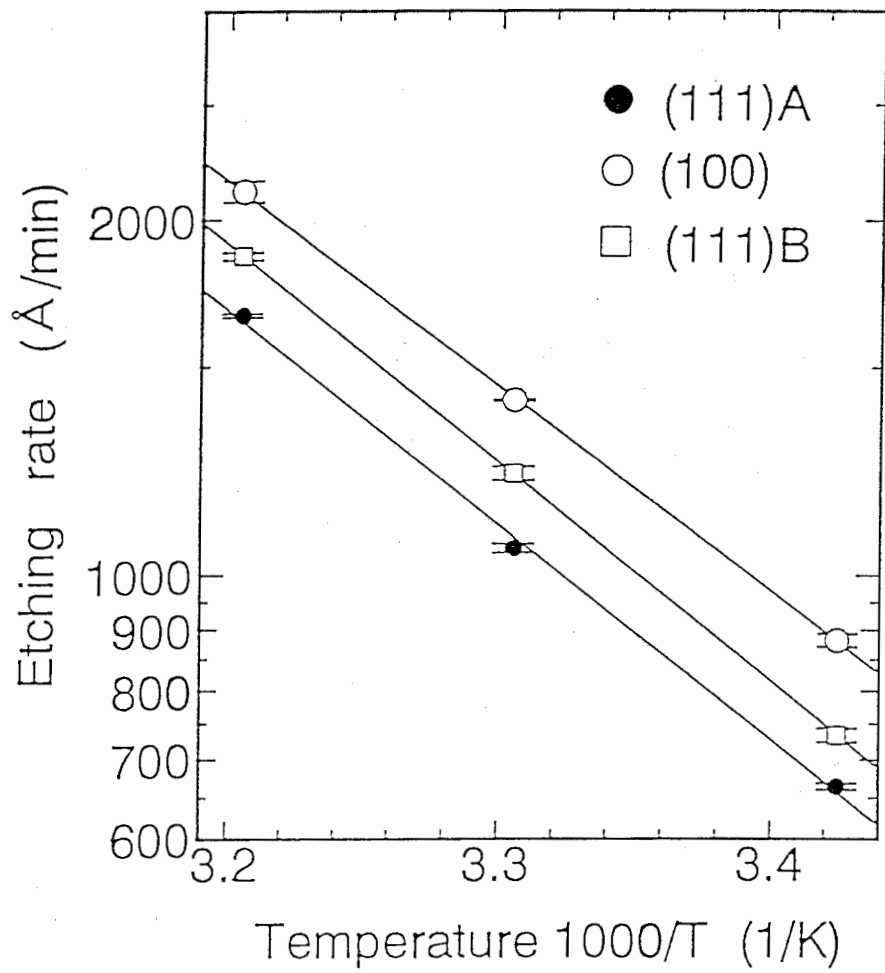


図 1 - 1 H₃P₀4系エッチャントのエッチング速度の基板面方位依存性と温度依存性

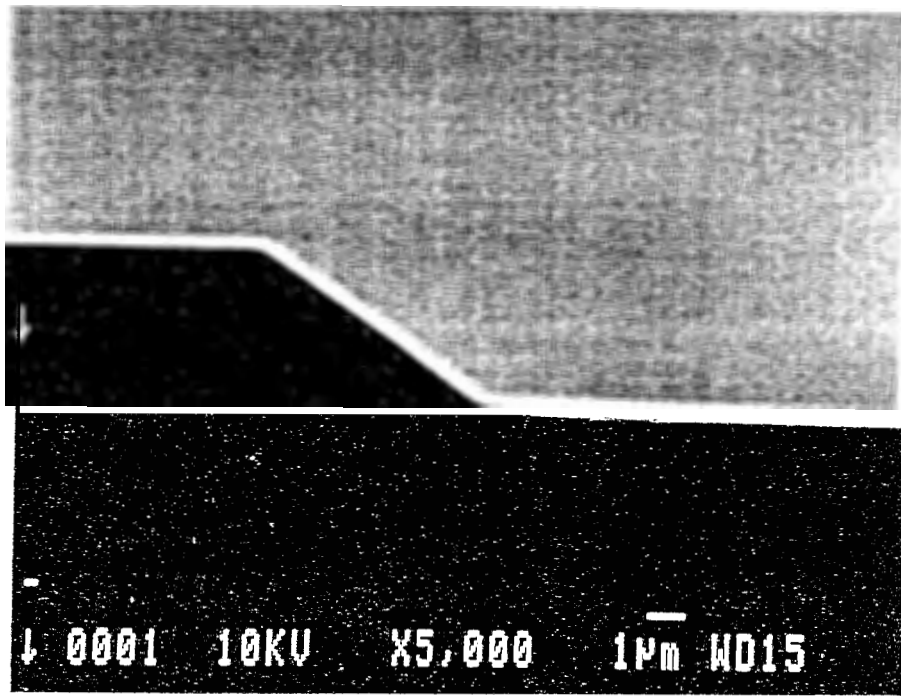


図 1 - 2 (111) A面GaAs段差基板の断面SEM像

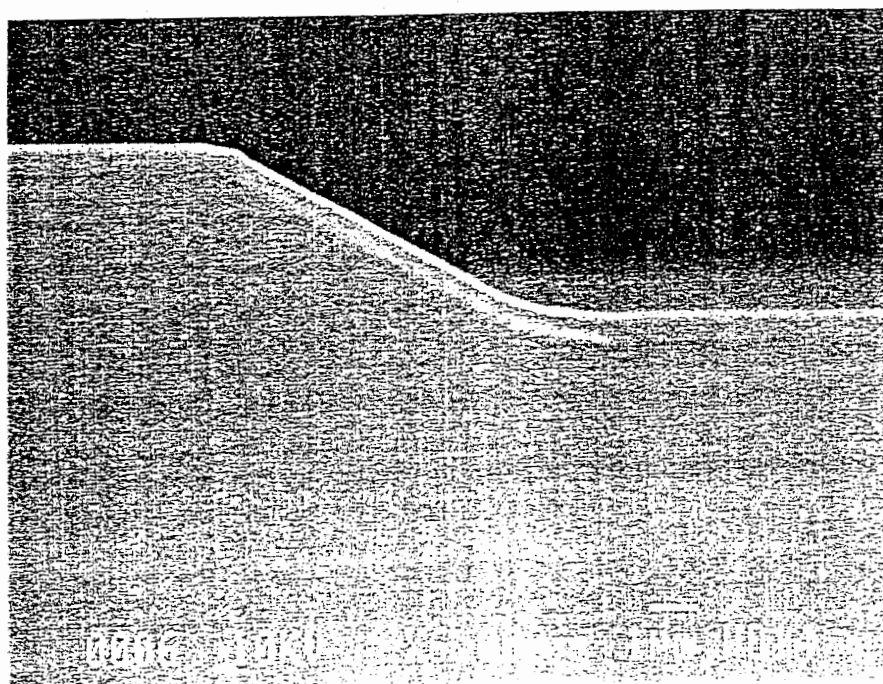


図 2 - 1 S i ド ー プ G a A s 成 長 層 の 断 面 S E M 像

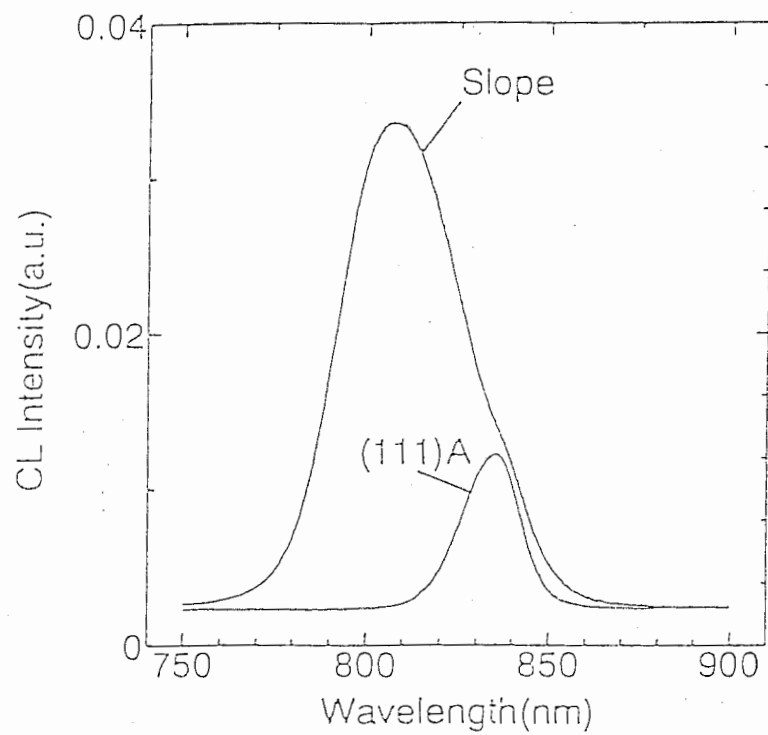
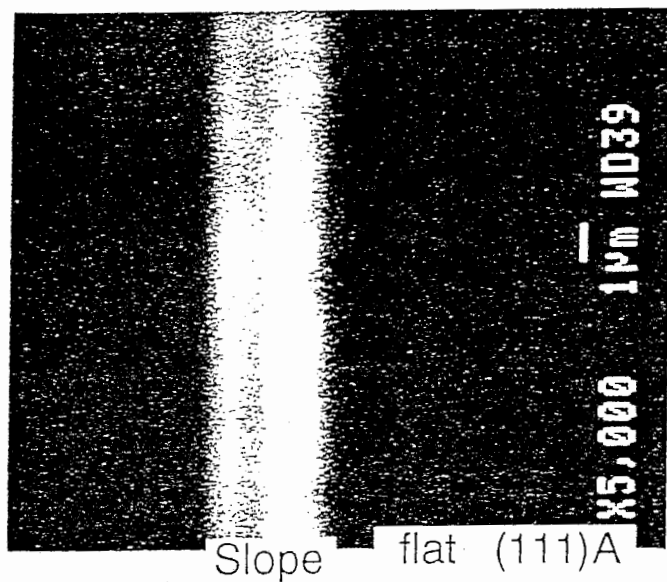


図 2 - 2 (a) 低温 CL (カソードルミネッセンス) 像 (8 1 5 n m : n 型) (b) CL スペクトル (8 0 K)

表 2 - 1 均一ドーピングと δ ドーピング法で作製した Si ドーピング GaAs のキャリア濃度 (基板温度 540、580、620 °C)

T _{sub} (°C)	Carrier concentration of uniformly doped sample (cm ⁻³)		Carrier concentration of delta-doped sample (cm ⁻²)	
	(111)A	(311)A	(111)A	(311)A
520	p: 1.9×10^{18}	n: 3.6×10^{18}	--	--
580	p: 2.6×10^{18}	n: 3.2×10^{18}	--	--
620	p: 2.2×10^{18}	n: 3.0×10^{18}	p: 3×10^{12}	n: 4×10^{12}

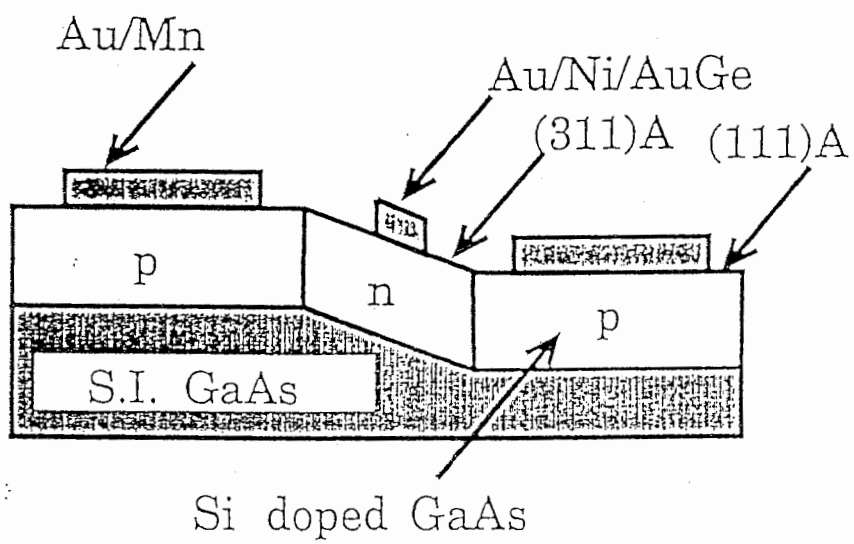
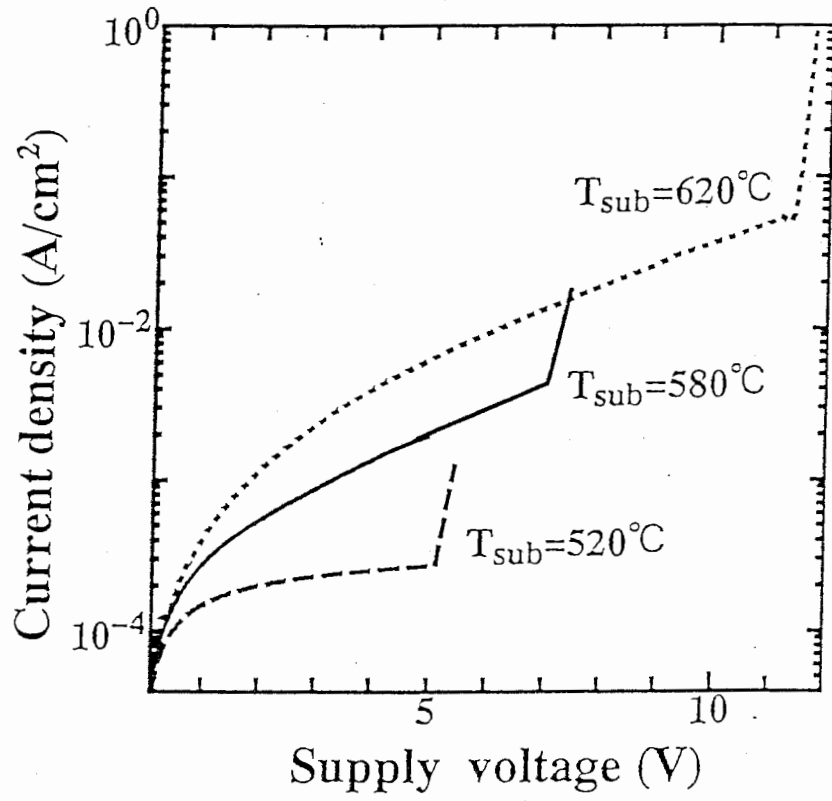
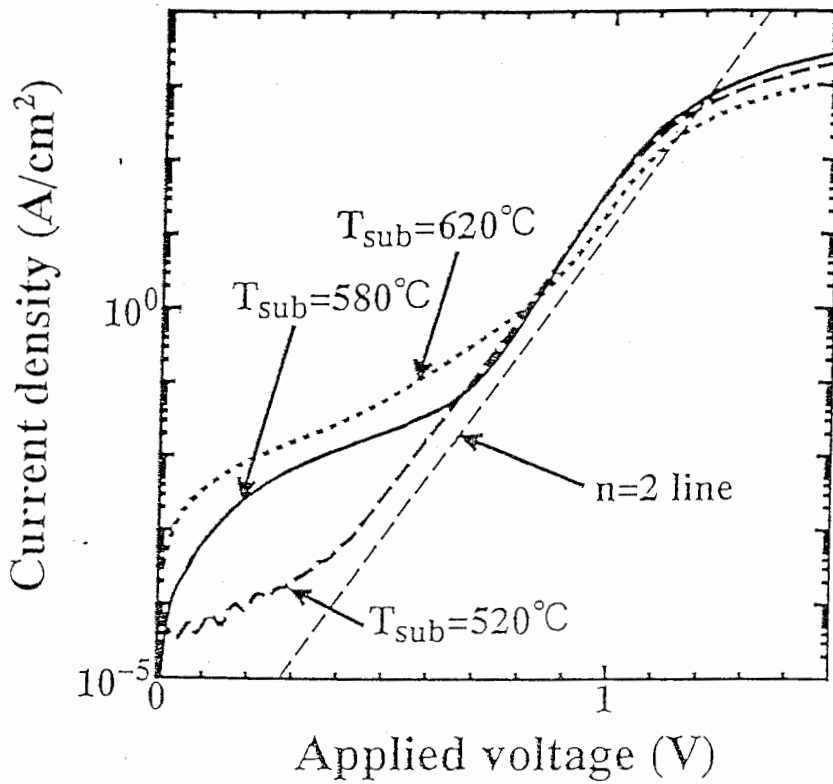


図 2 - 3 電気特性測定用試料の断面模式図

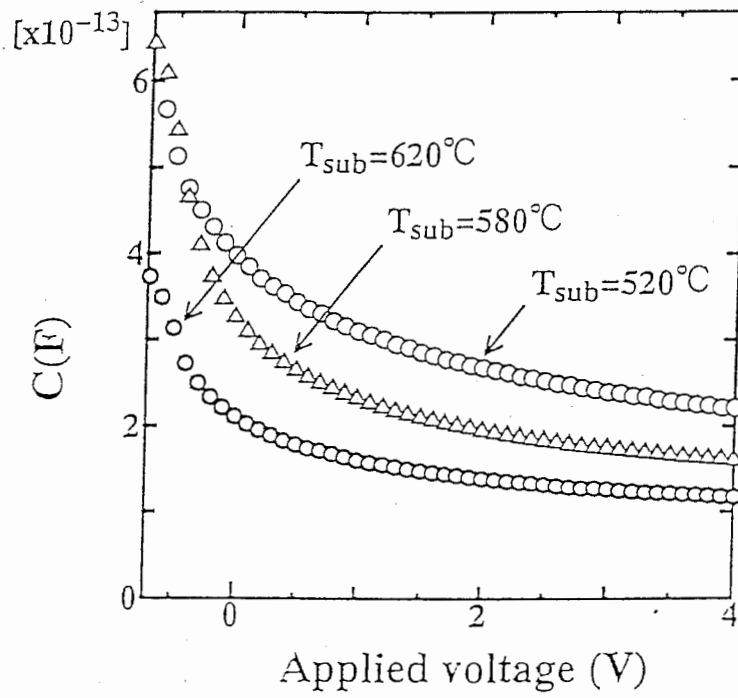


(b)

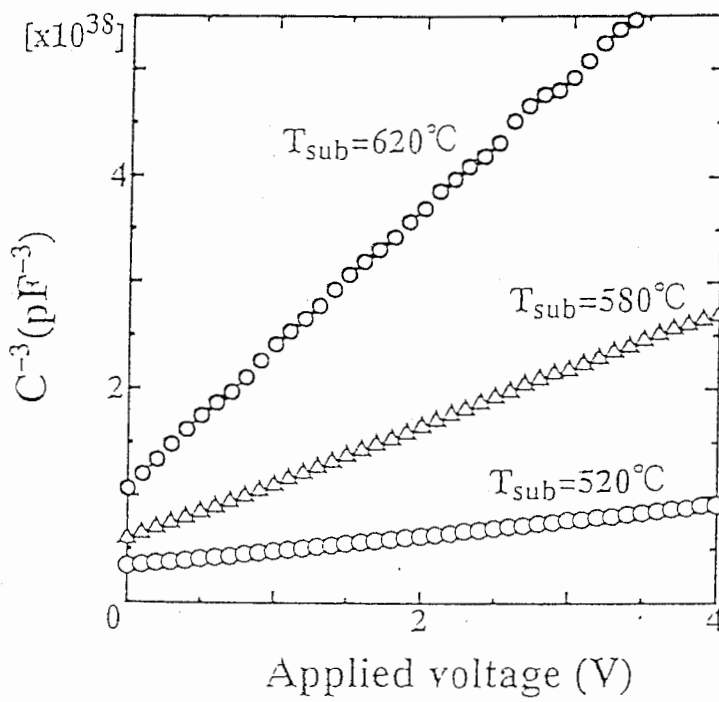


(a)

図 2 - 4 横方向 p - n 接合 (上部) の電流電圧特性 (300 K) (a) 順方向
(b) 逆方向



(a) C - V characteristics



(b) C^{-3} vs V characteristics

図 2 - 5 横方向 p - n 接合の電圧容量特性 (300 K) (a) C - V プロット (b) C^{-3} - V プロット

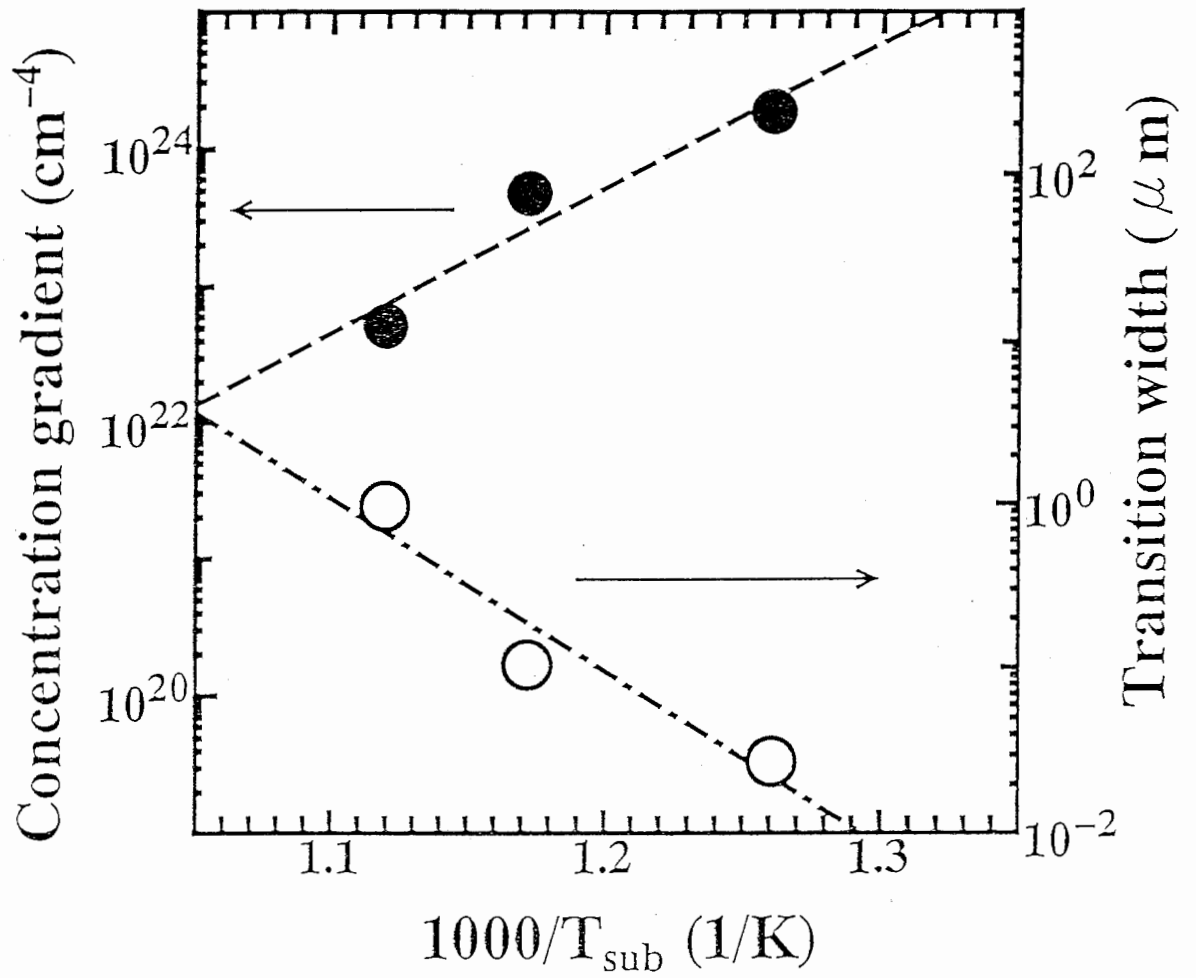


図 2 - 6 傾斜型 p - n 接合の遷移領域幅と基板温度

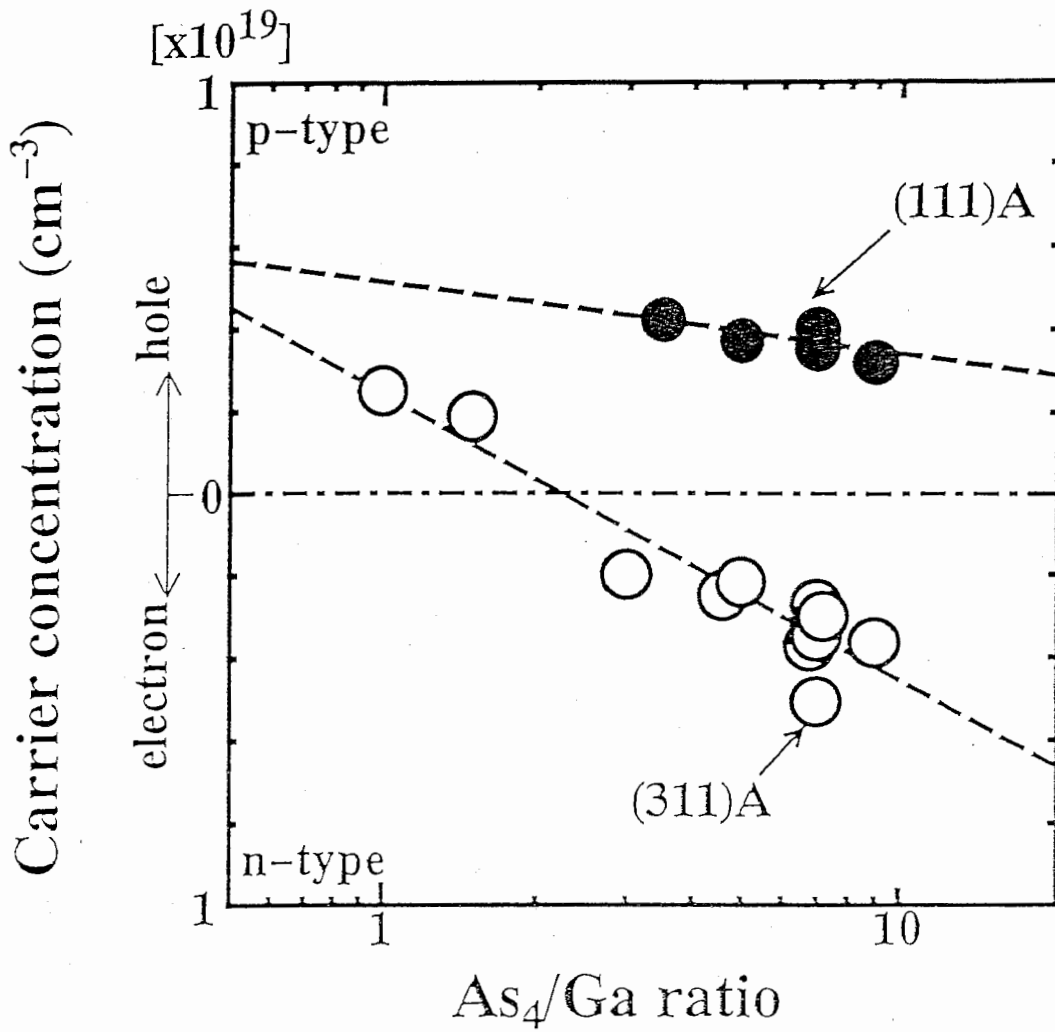


図 2-7 (311) A面上への Si ドープ GaAs のキャリア濃度 [22] (M. S. Higeta et.al, J. Cryst. Growth 111, (1991) 284.)

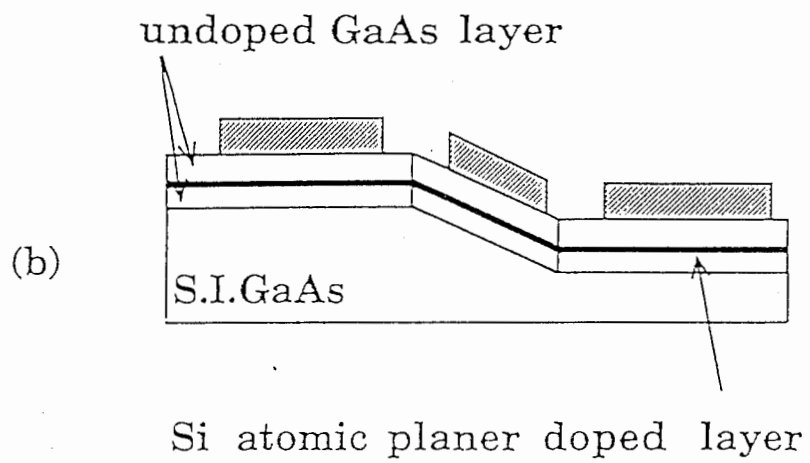


図 2 - 8 δ ドープ構造を持つ試料断面の概略図

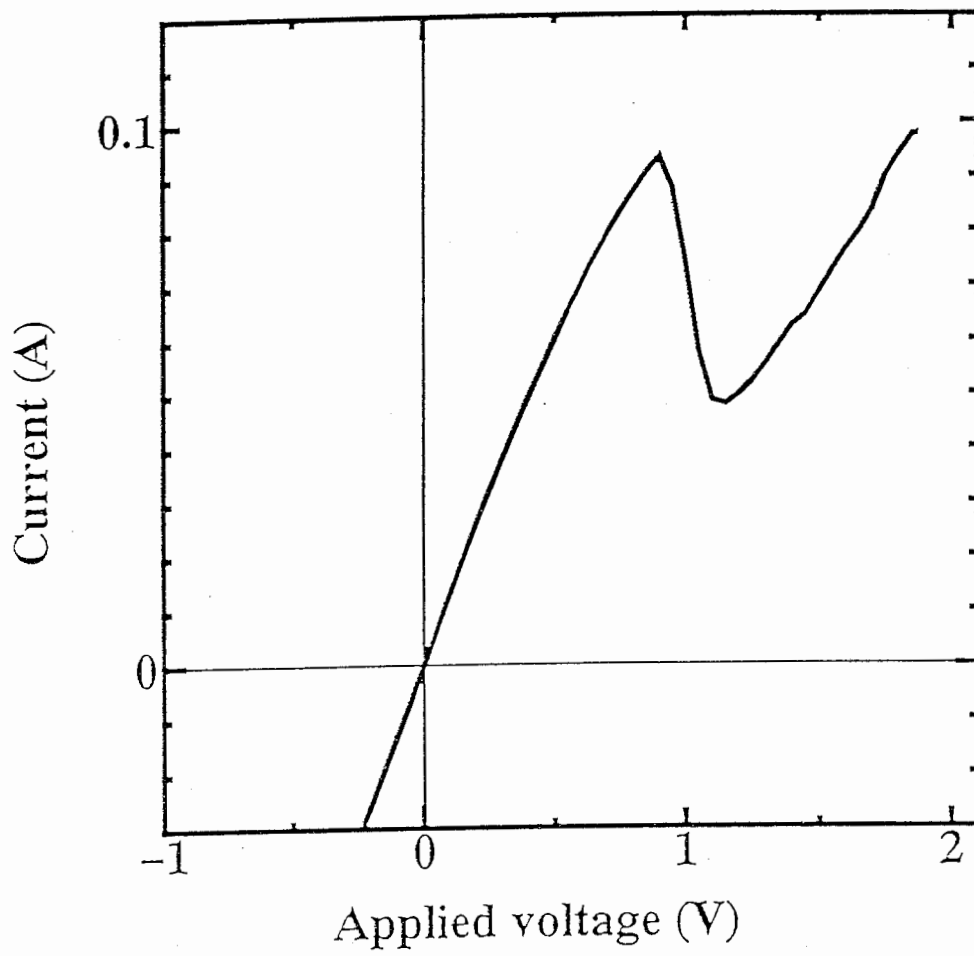


Fig.7 I-V characteristics of B-type sample

図 2 - 9 δ ドープ構造の電流電圧特性 (300 K)

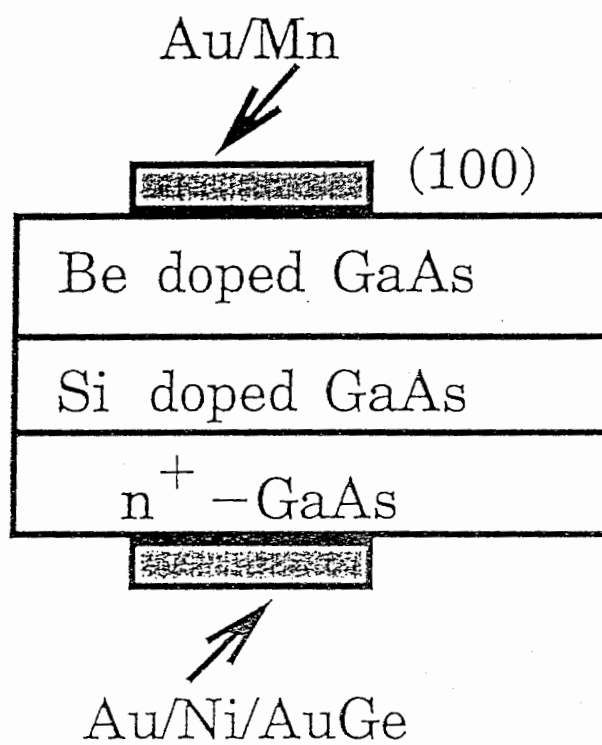


図 2 - 1 0 成長方向に p - n 接合を有する評価用素子構造断面

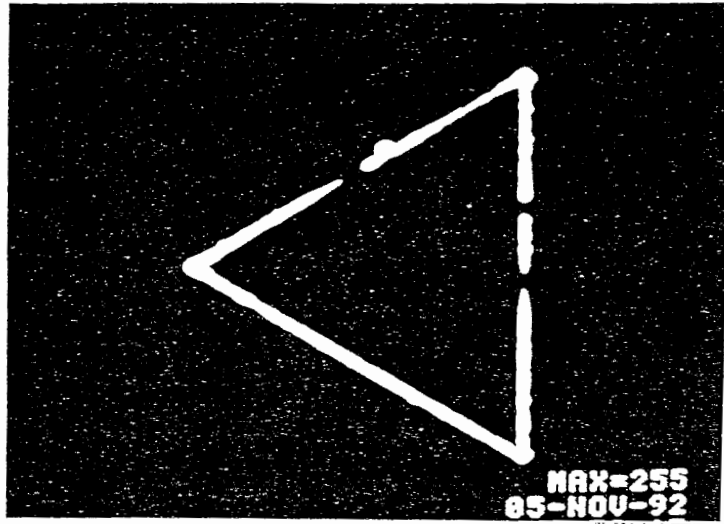
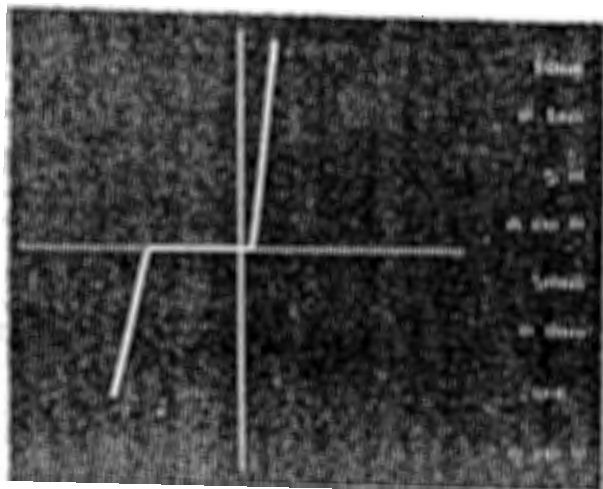
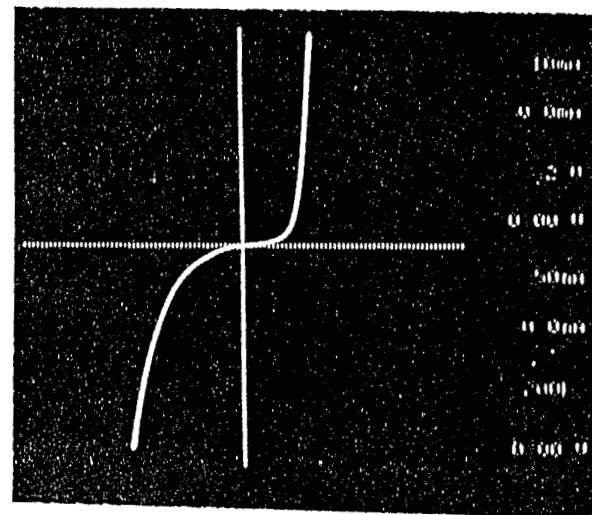


図 2 - 1 1 横方向 p - n 接合に電流注入発光させた時の遠視野赤外線像

(b)



(a)



-43-

横方向 p - n 接合

縦方向 p - n 接合

図 2 - 1 2 試料の I V 特性 (a) 縦方向 p - n 接合、 (b) 横方向 p - n 接合

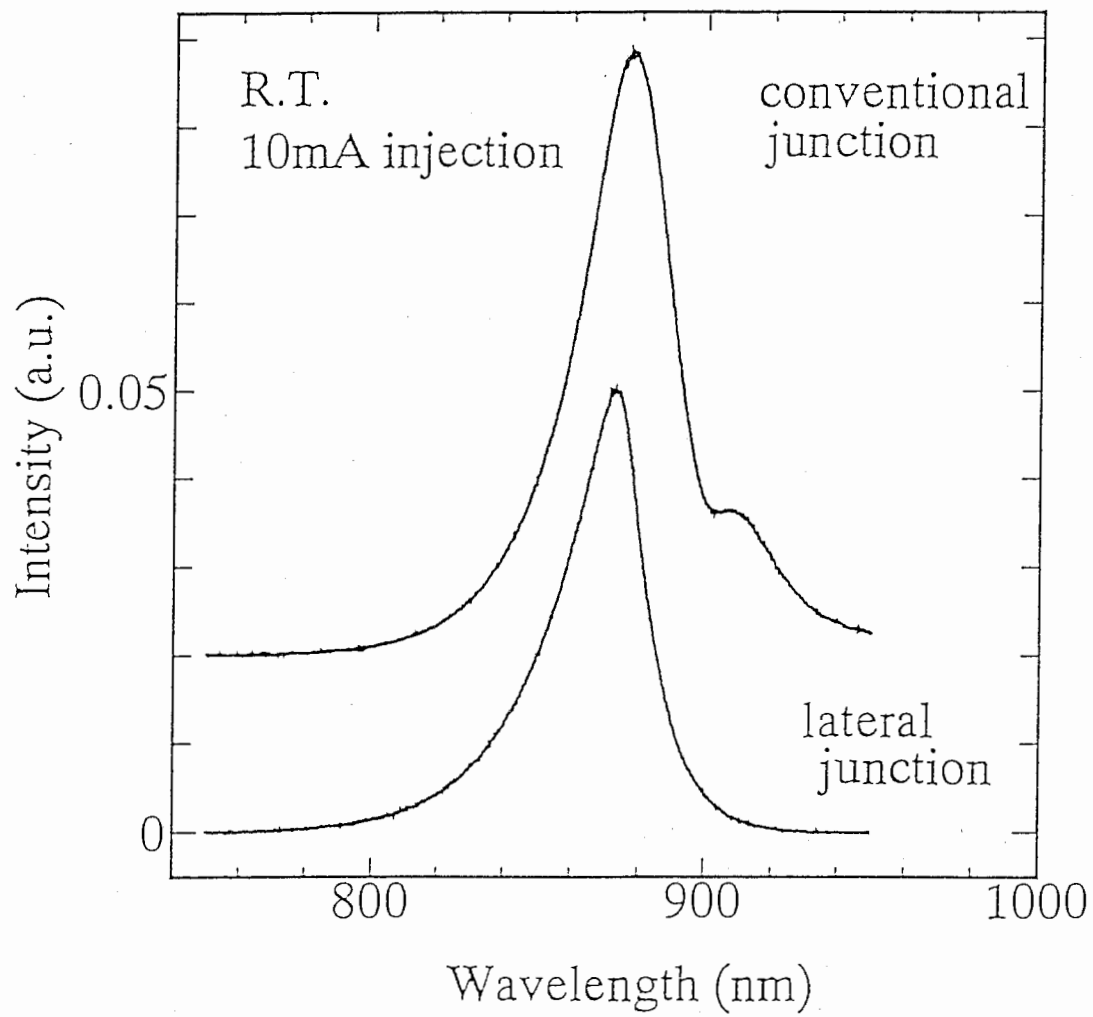


図 2 - 1 3 横方向 p - n 接合と縦方向 p - n 接合からの室温電流注入発光スペクトル

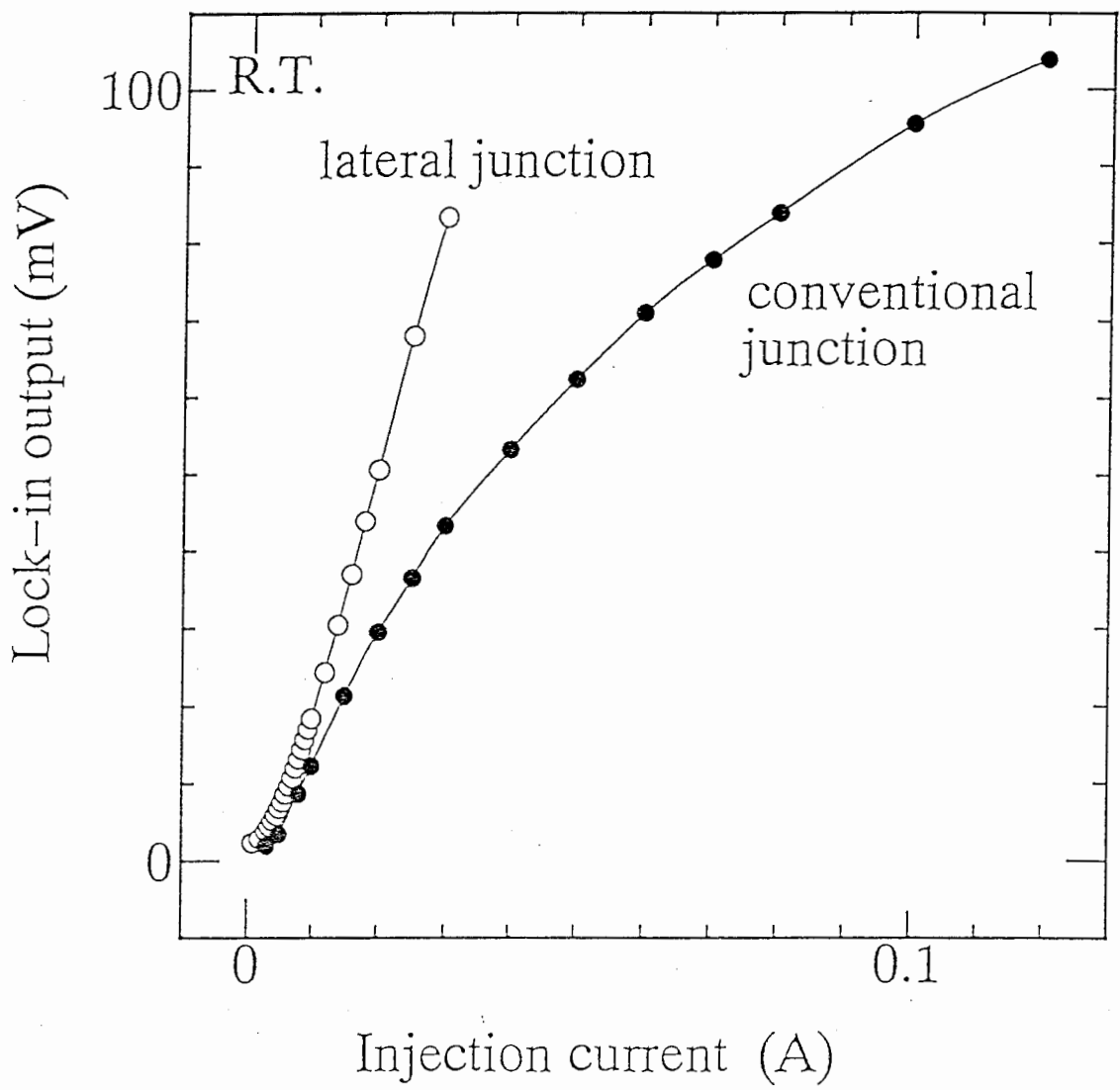


図 2 - 1 4 横方向 p - n 接合と縦方向 p - n 接合からの室温の注入電流と発光強度

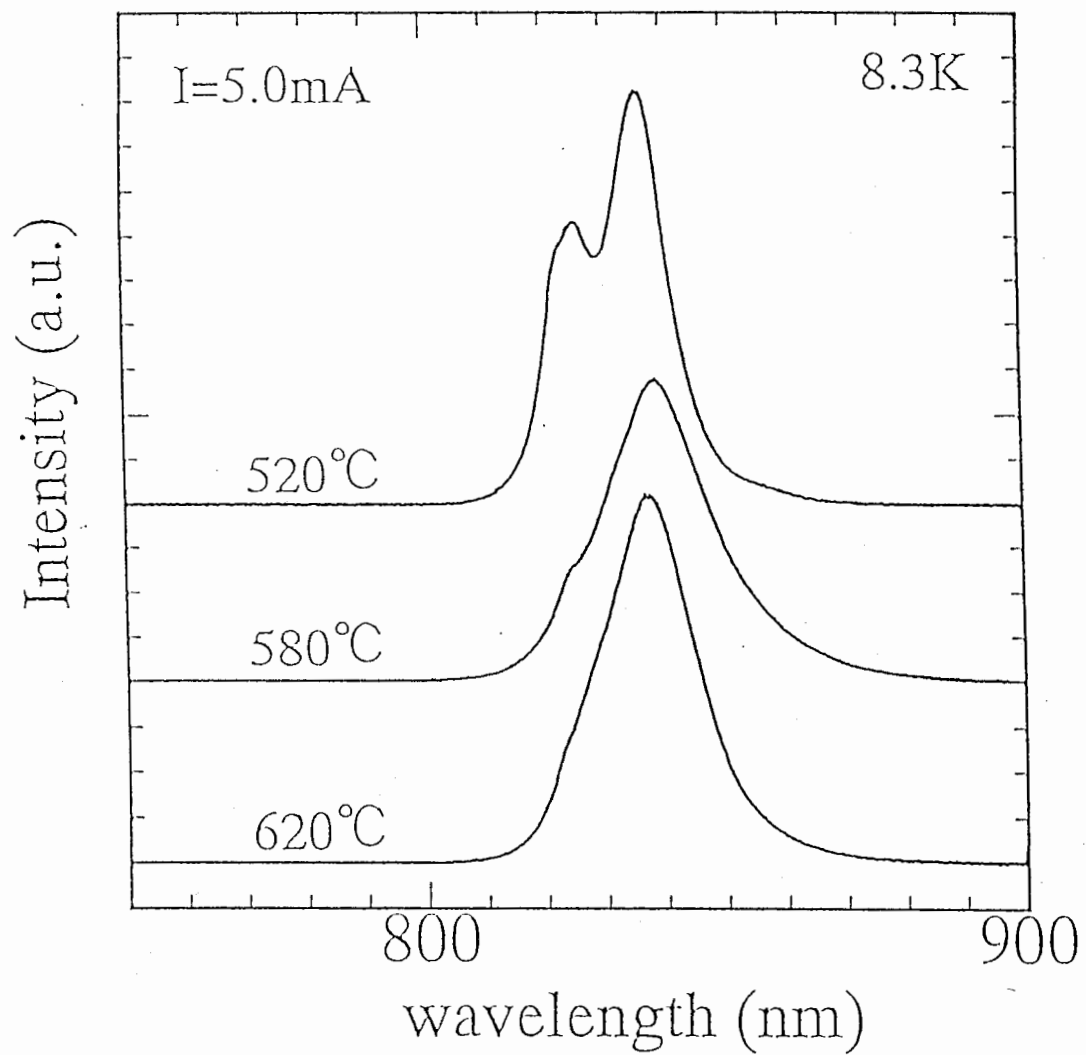
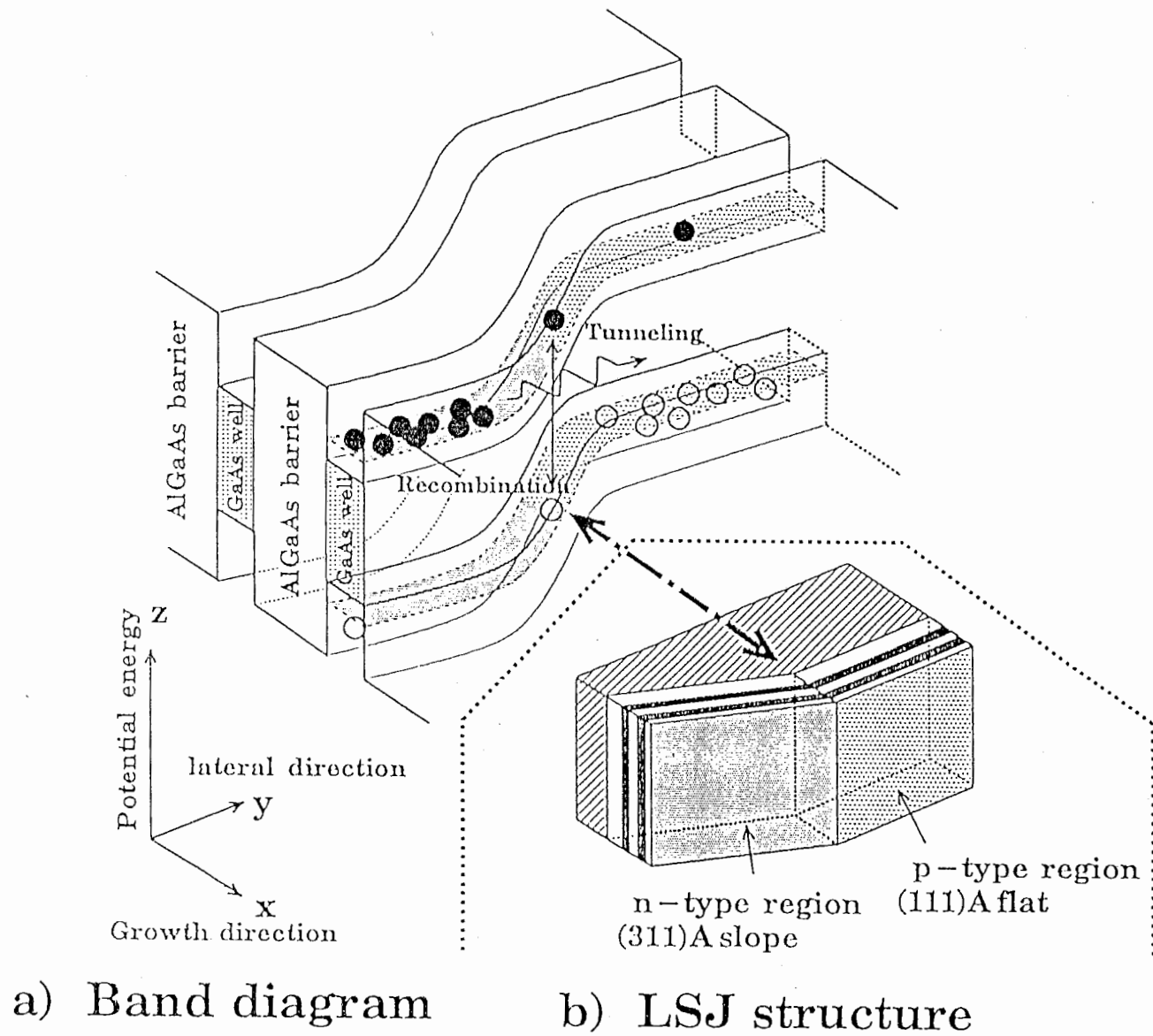


図 2 - 1 5 3 条件の成長条件 (基板温度 5 2 0 °C、5 8 0 °C、6 2 0 °C) の試料について、室温にて電流注入発光特性



a) Band diagram

b) LSJ structure

図 3 - 1 横方向サブバンド p - n 接合 (LSJ) 概略図

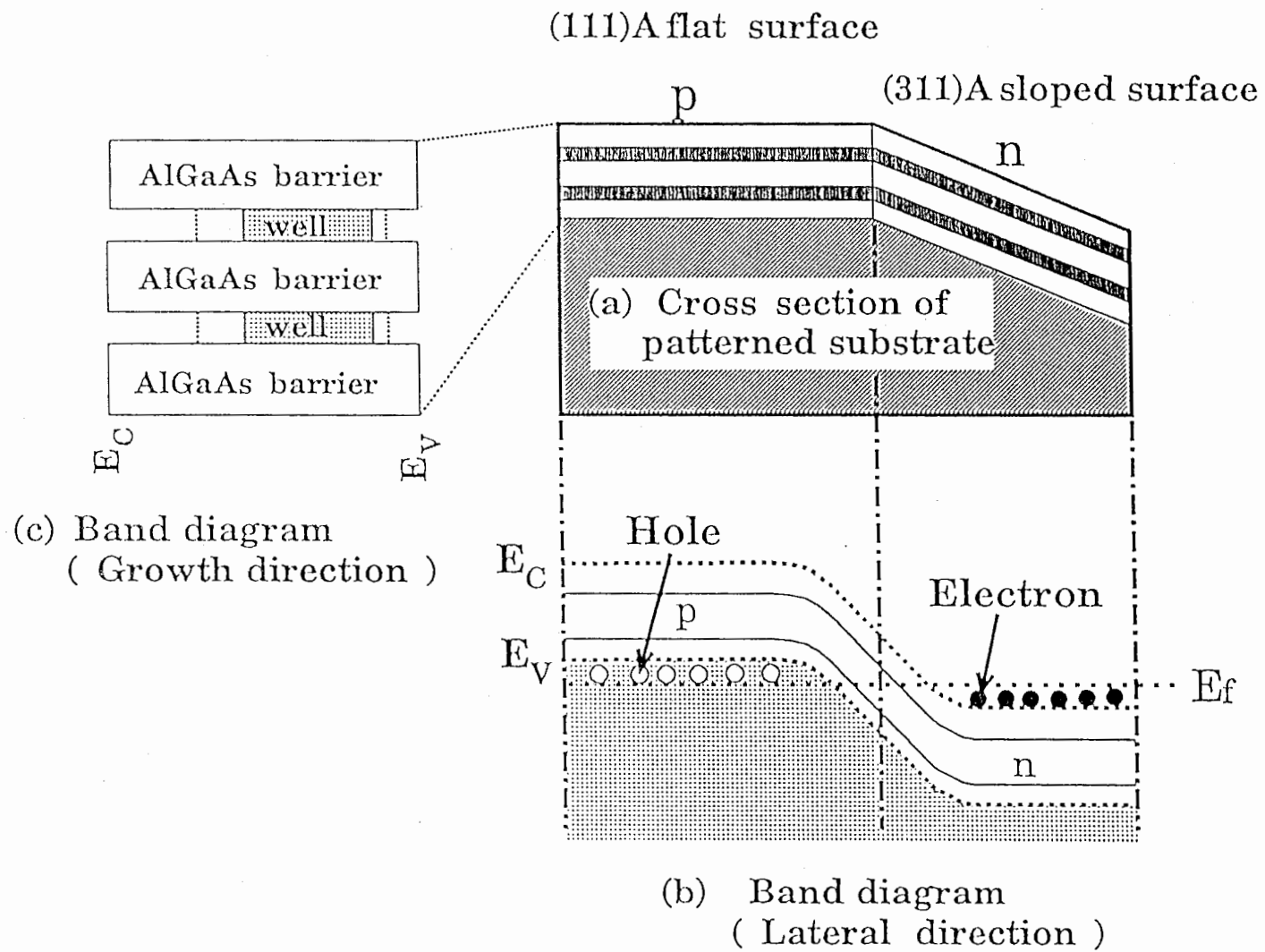
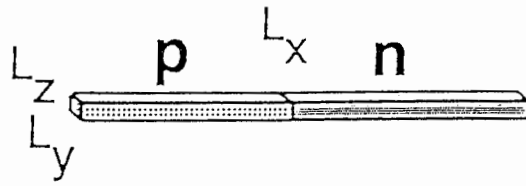


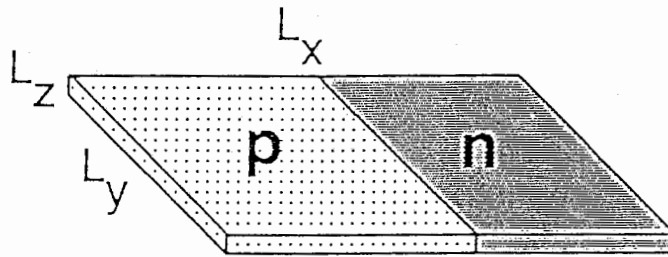
図 3 - 2 横方向サブバンド p - n 接合 (L S J) 断面、バンド図

(c)



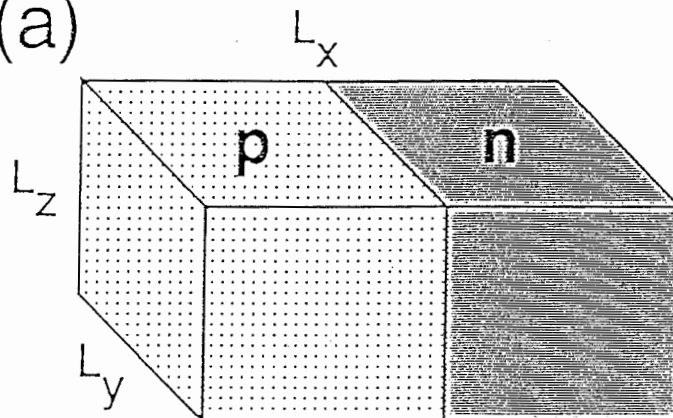
QWR (1D)

(b)

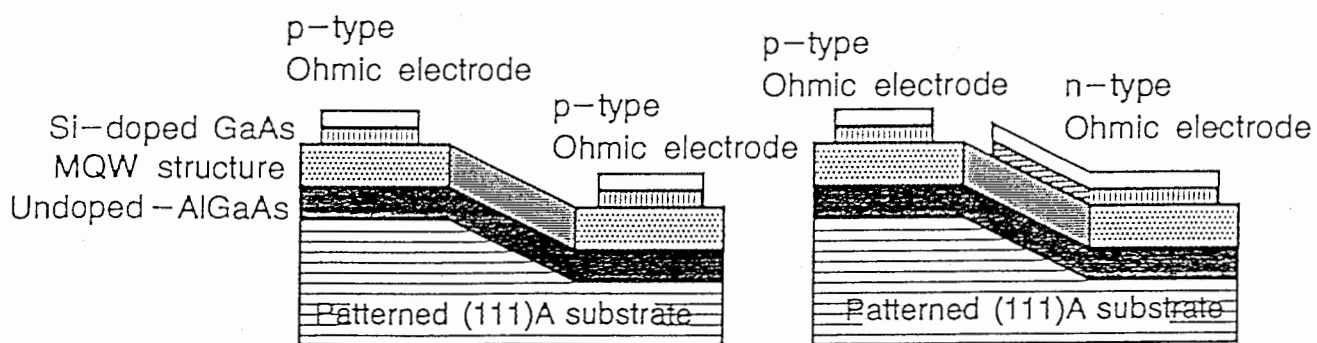


SQW (2D)

(a)

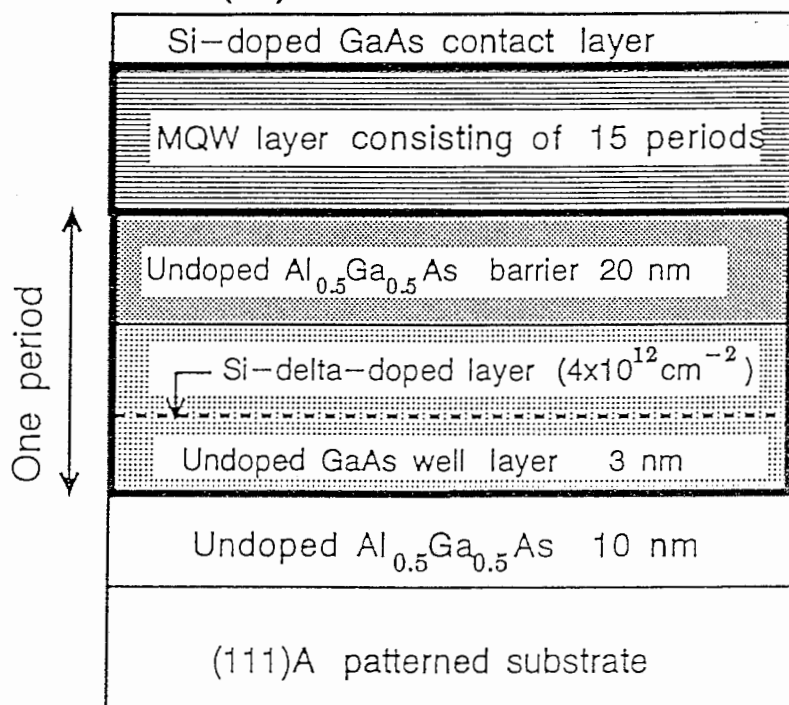


Bulk (3D)



(a)

(b)



(c)

図 4 - 1 多重量子井戸型 L S J 構造の断面図

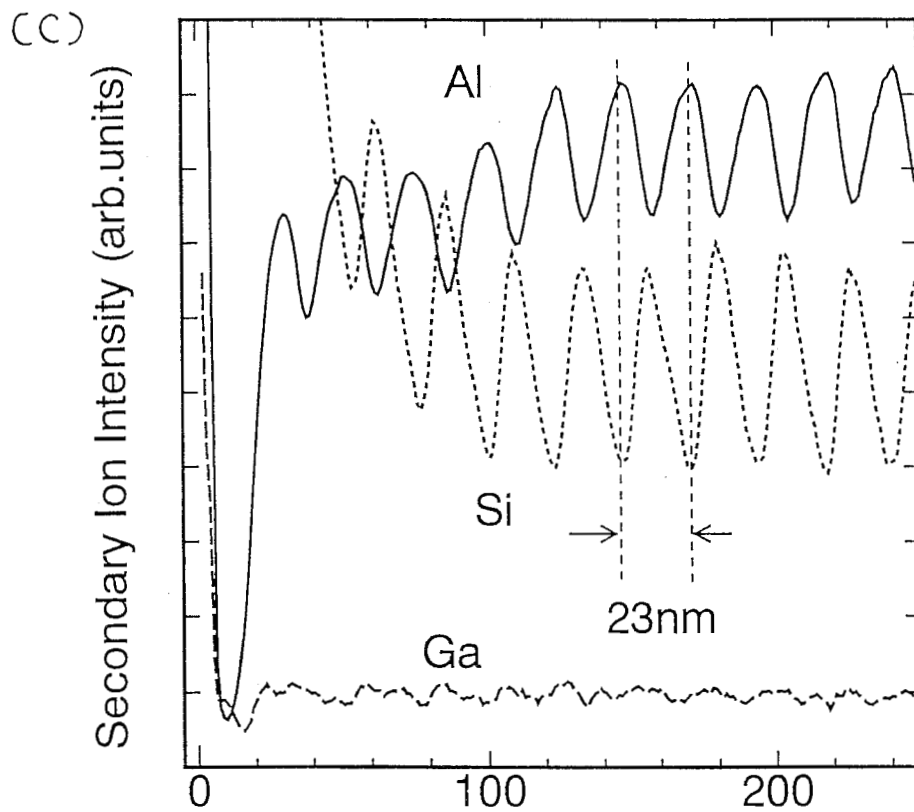
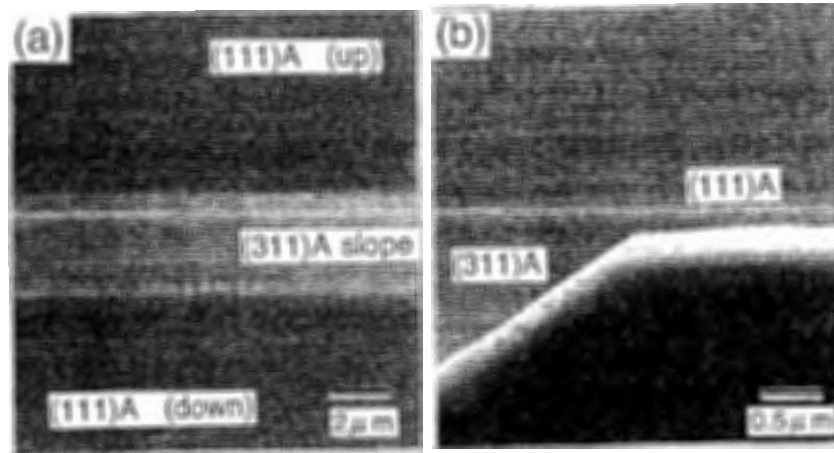


図 4 - 2 作製した多重量子井戸型 L S J 構造 (a) p - n 接合周辺、 (b) 上部 p - n 接合断面 S E M 像 (c) S I M S による深さ方向構成元素分布

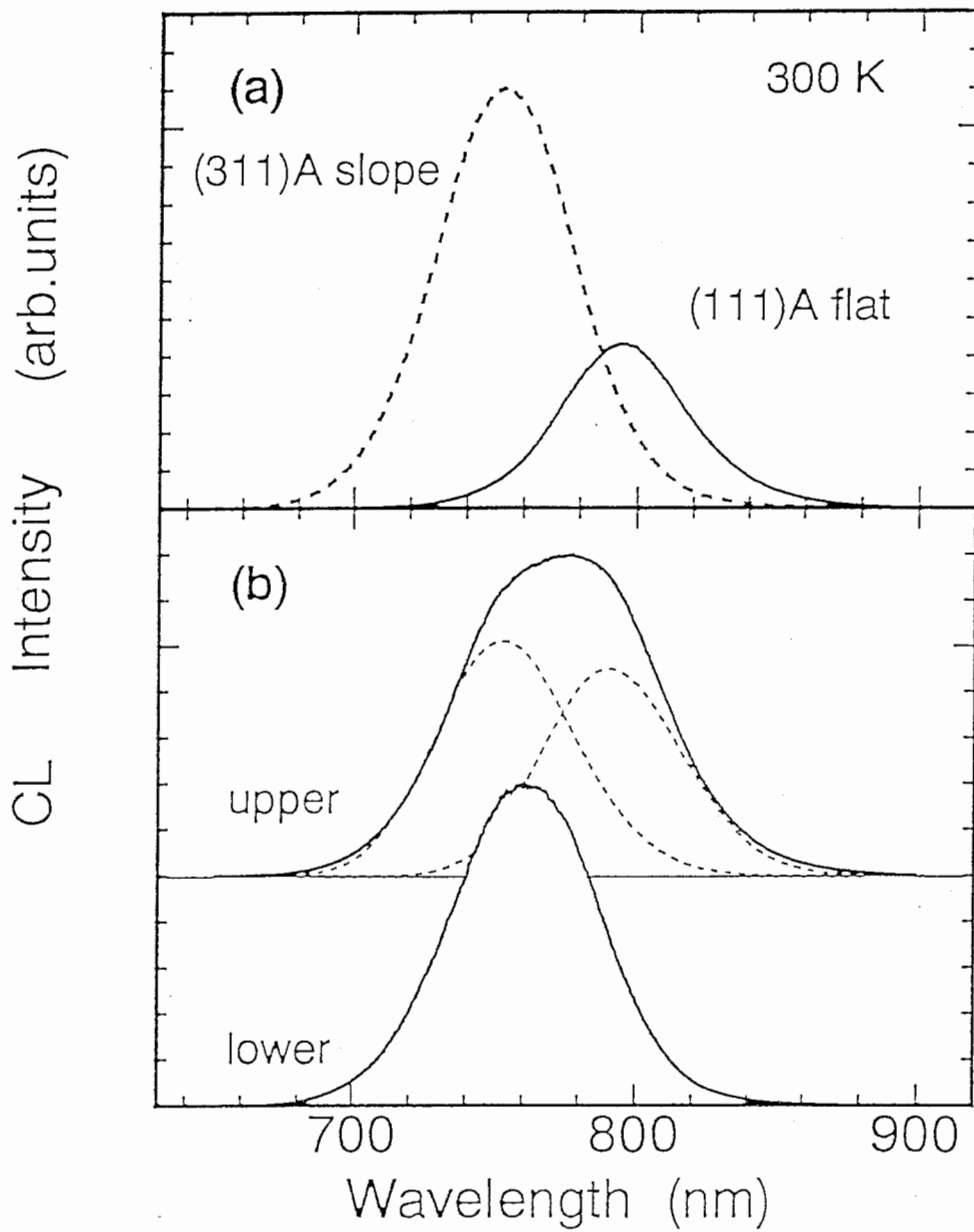
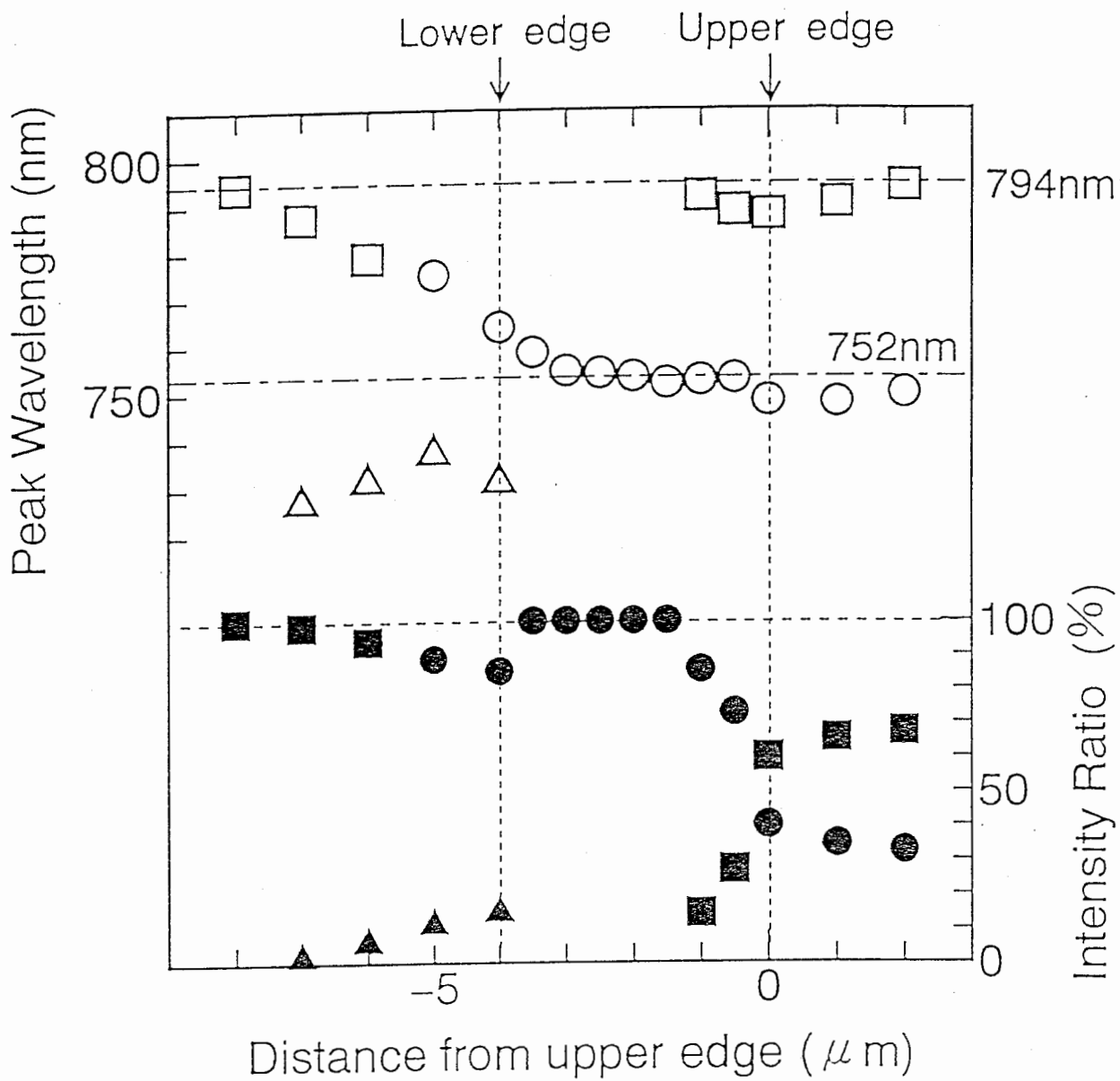


図 4 - 3 室温 CL スペクトル (a) 斜面と平面 (b) 上部界面と下部界面

表 4 - 1 段差斜面と (111) A 面上に成長した δ ドープ MQW から観測されたカソードルミネッセンス (CL) 波長と理論計算との比較

80K	Wd(nm)	$E_{fe} - E_{hh}$ (eV)	E_b^* (eV)	cal.E(eV)	cal.WL(nm)	CL WL(nm)
(311)A slope	2.6	1.7518	0.0095	1.7422	711.7	715.5
(111)A flat	3.0	1.7057	0.063	1.6461	758.1	756.3



Open symbol : peak wavelength
 Closed symbol : integrated intensity ratio

図 4 - 4 室温 CL スペクトルの分布観測 (111) A 面 (上面) - (311) A 面斜面 - (111) A 面 (下面) 間

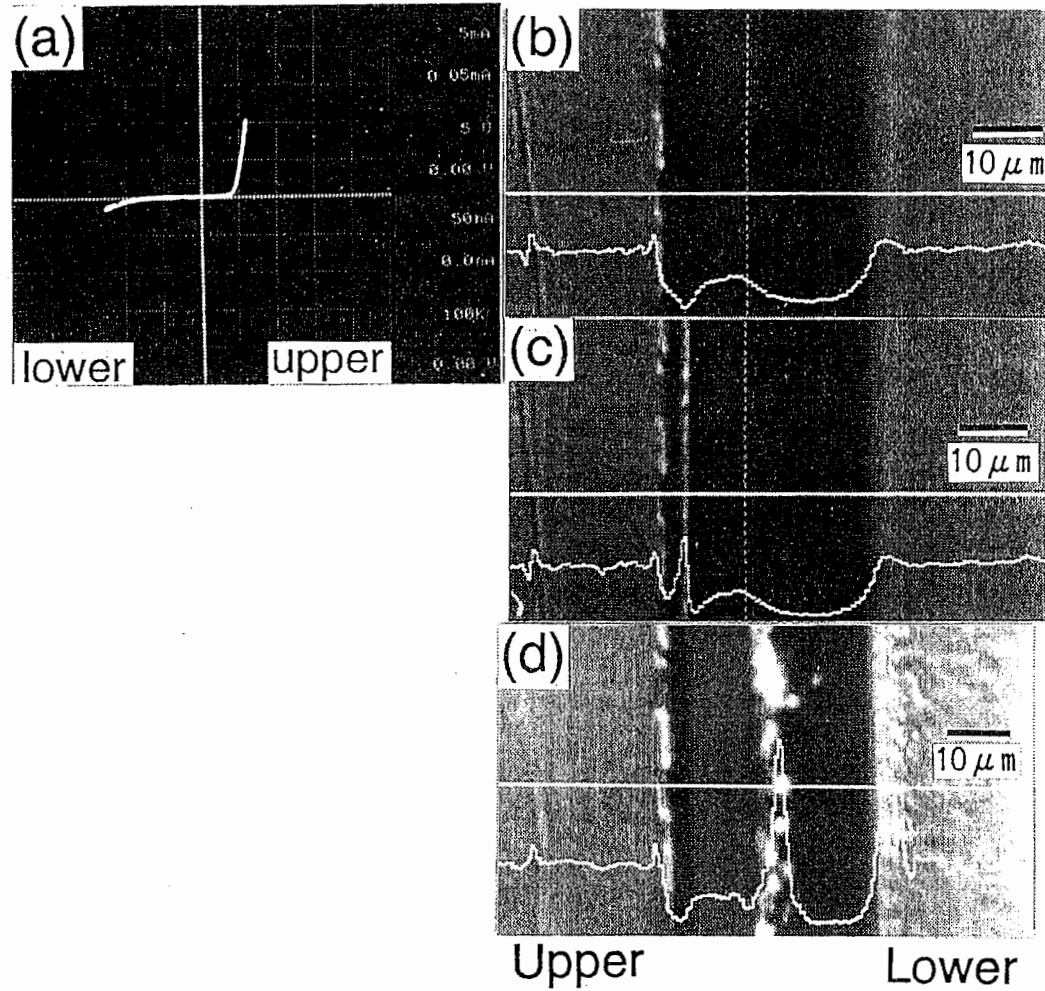


図4-5 (a) 横方向 p-n-p 接合の電流-電圧特性
(b) p-n-p 接合の顕微鏡写真
(c) 上部 p-n 接合の注入発光状態の観察
(d) 下部 p-n 接合の発光状態の直接観察

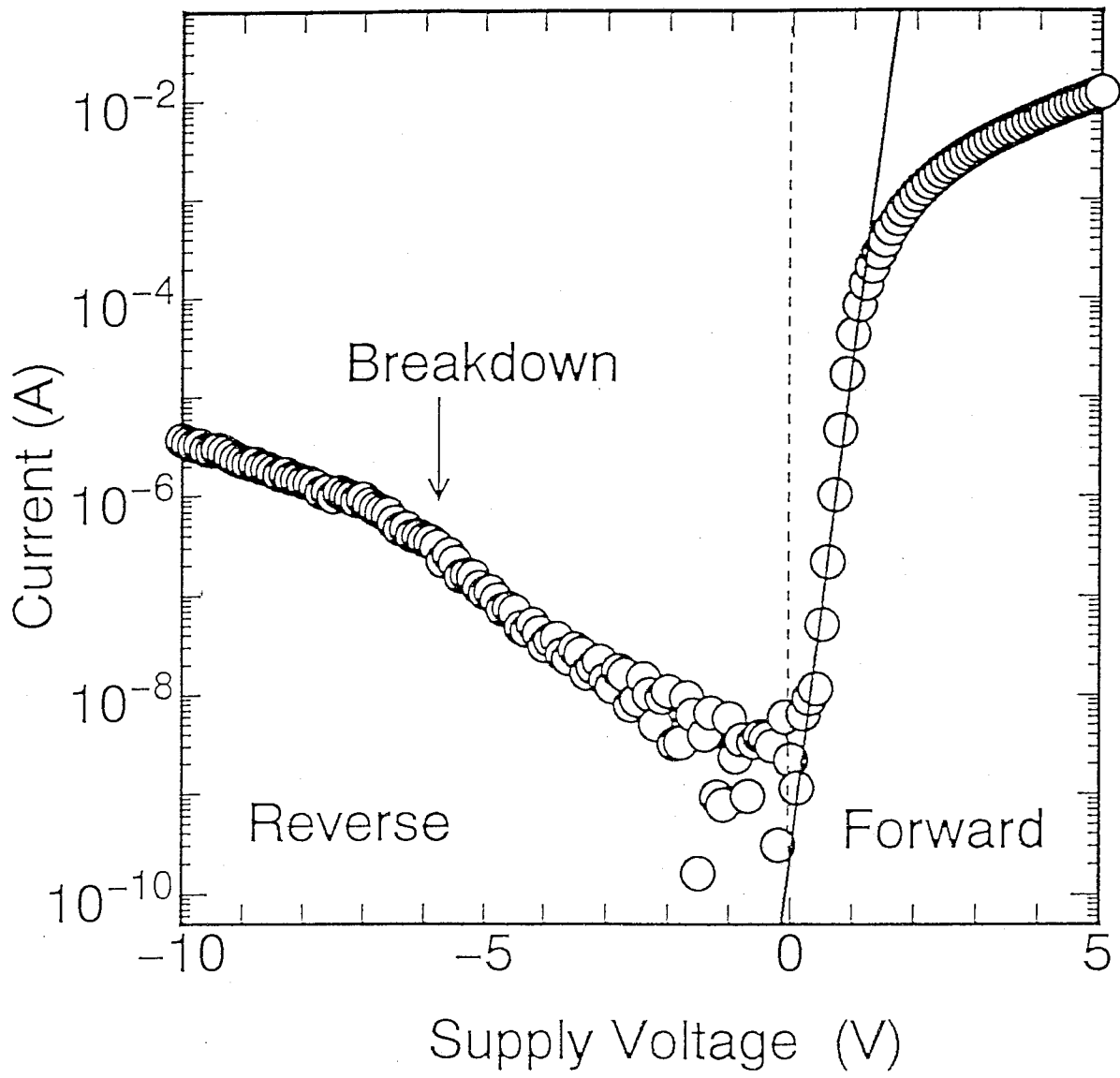


図 4 - 6 上部 p - n 接合での電流電圧特性

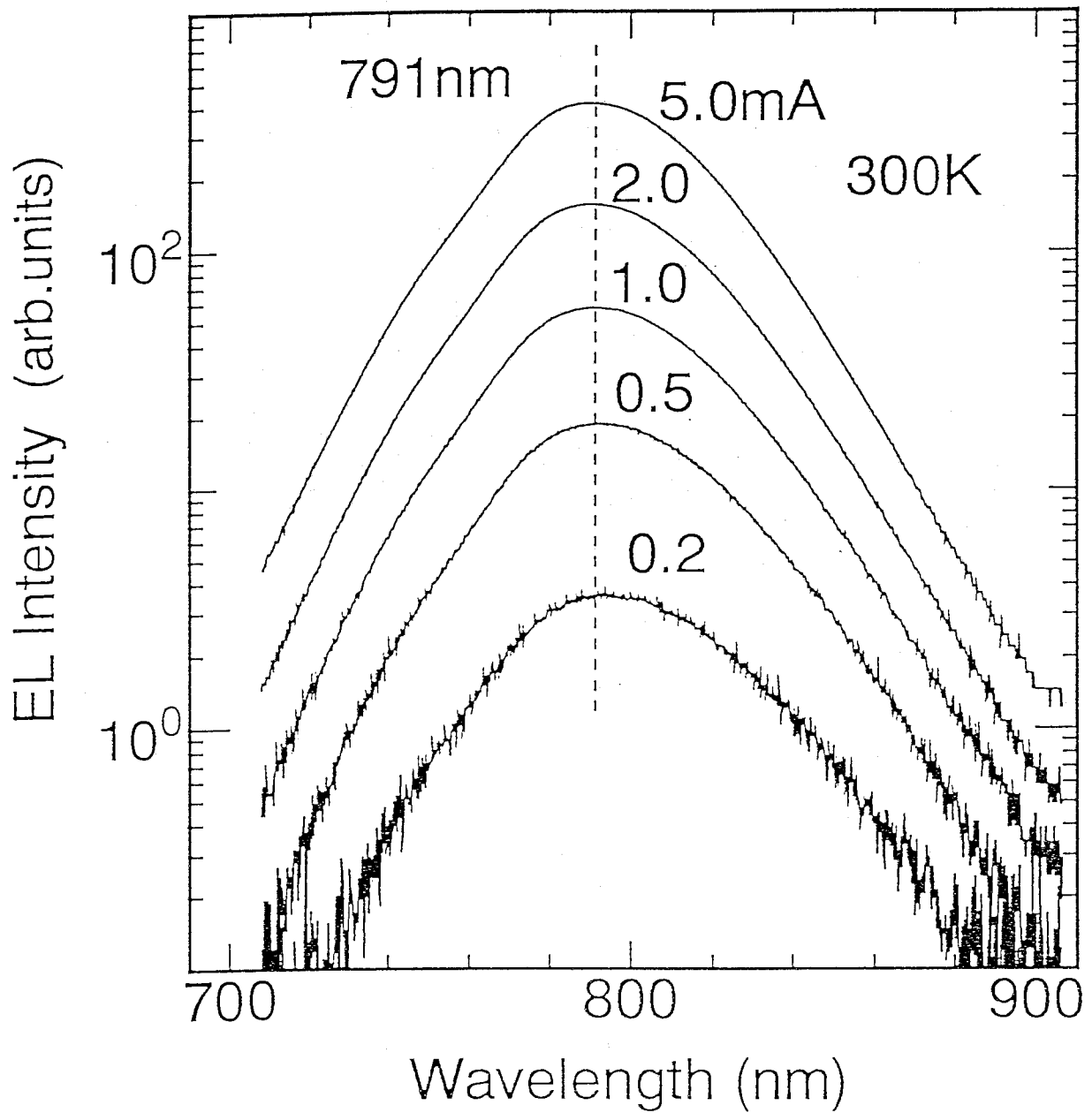


図 4 - 7 順方向バイアス印加により観測された EL スペクトル注入電流依存性
(296 K)

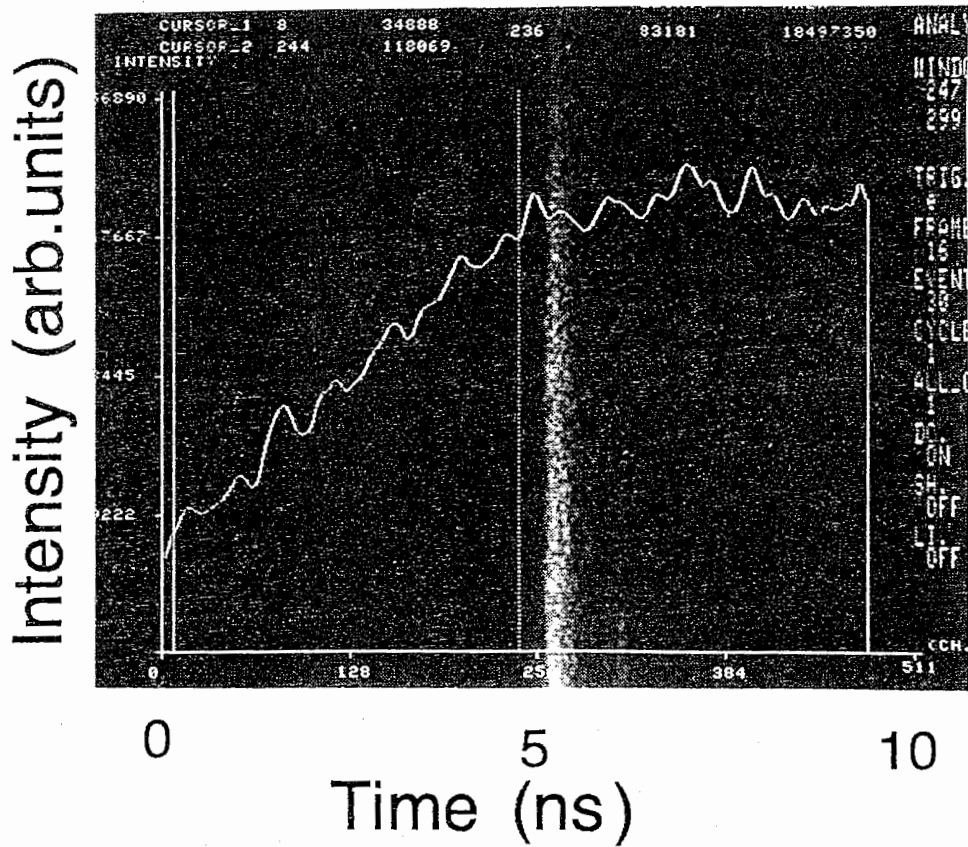


図 4 - 8 EL 発光の高速パルス時間応答特性

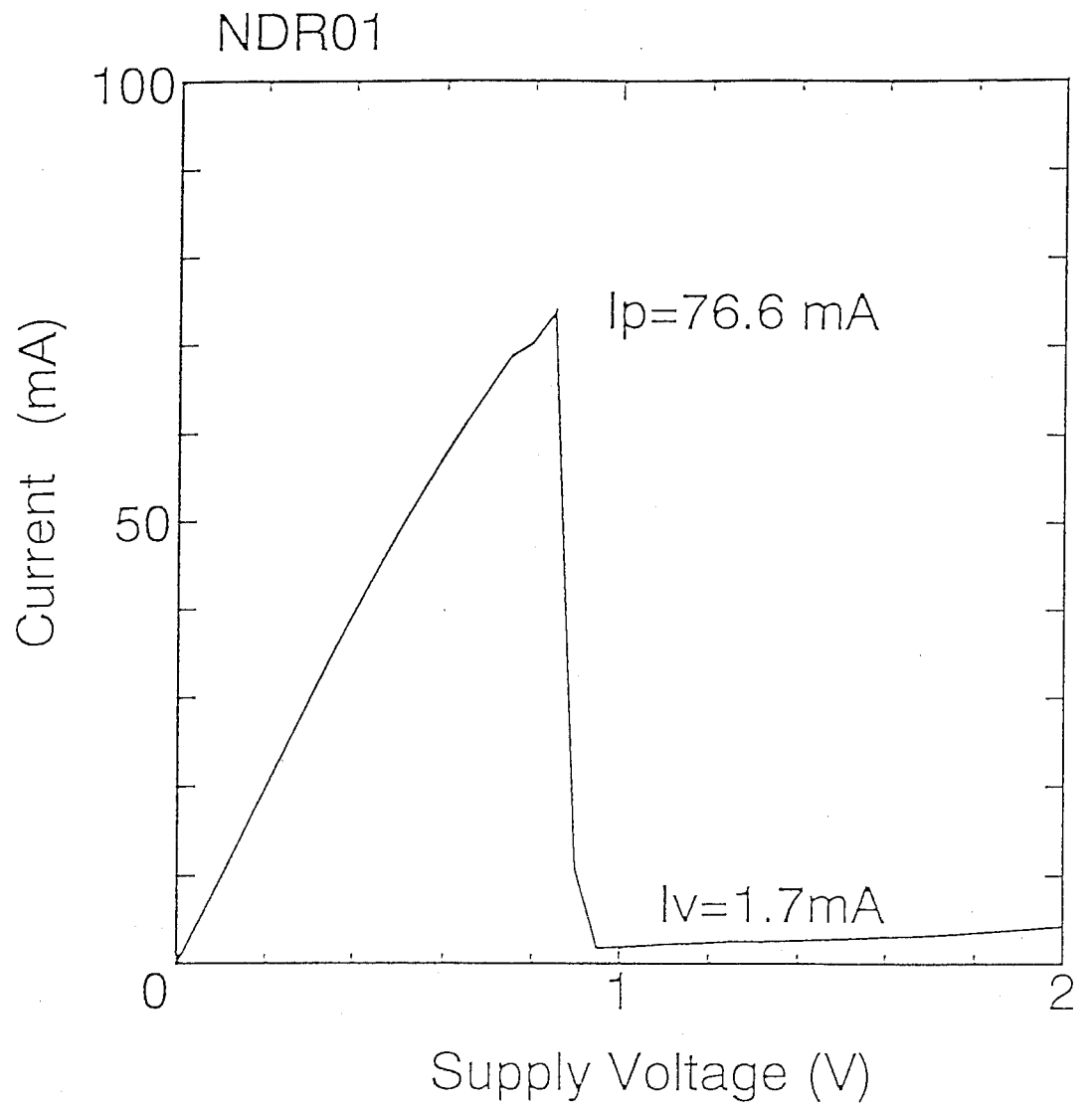


図 5 - 1 L S J トンネル電流電圧特性 (室温)

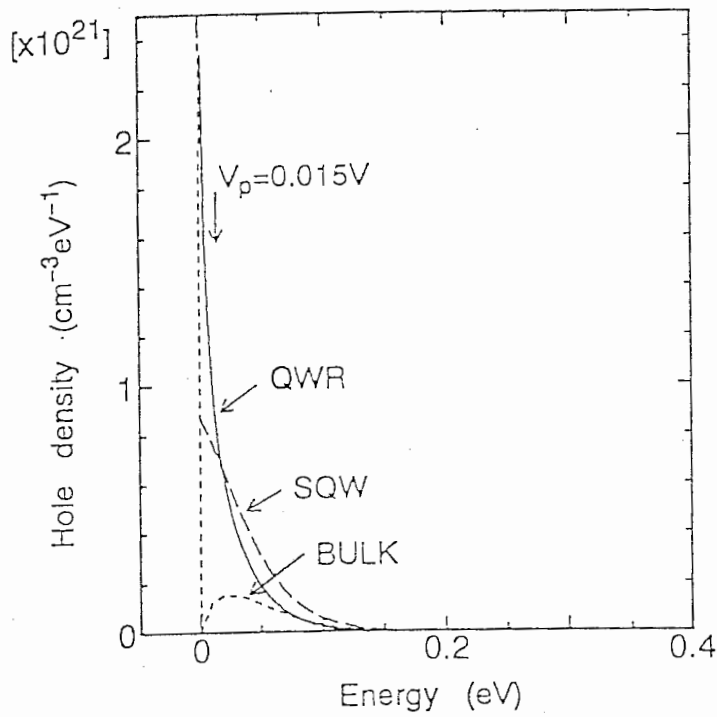
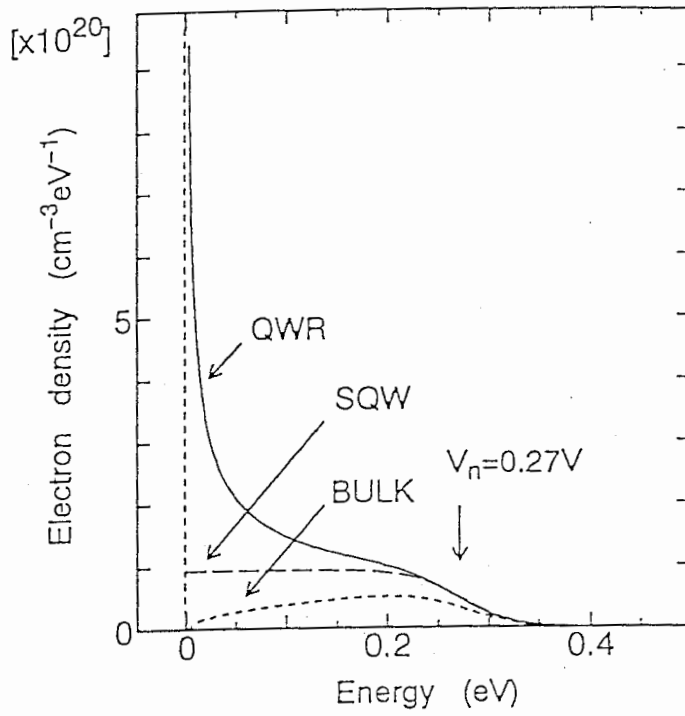


図 5 - 2 (a) 電子・(b) 正孔の状態密度のエネルギー分布 (バルク: Bulk, 量子井戸: QW, 量子細線: QWR)

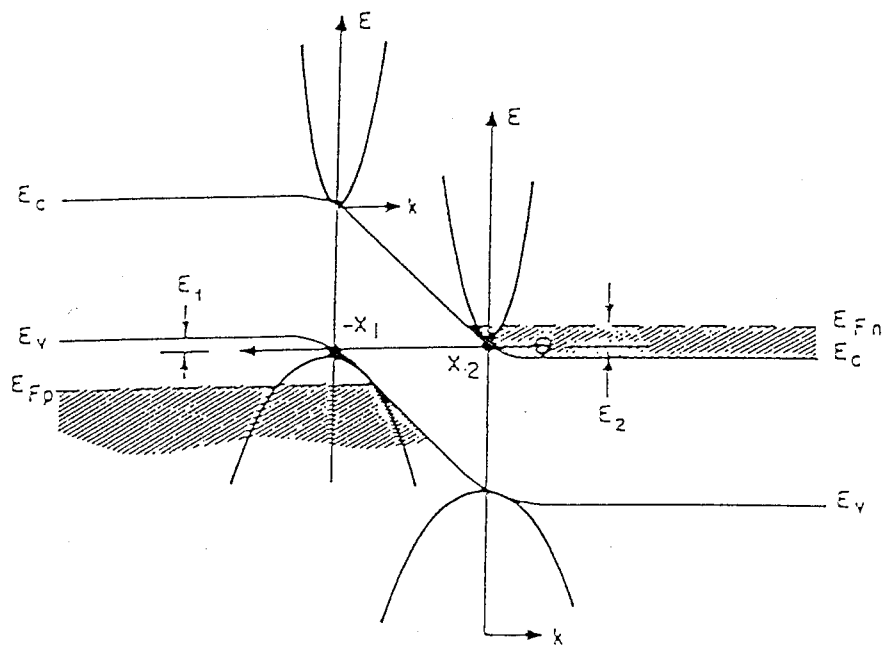


図 5 - 3 トンネルダイオードのバンド図と動作原理[33] (L. Esaki, IEEE Trans. Electron. Devices ED-23, (1976) 644.)

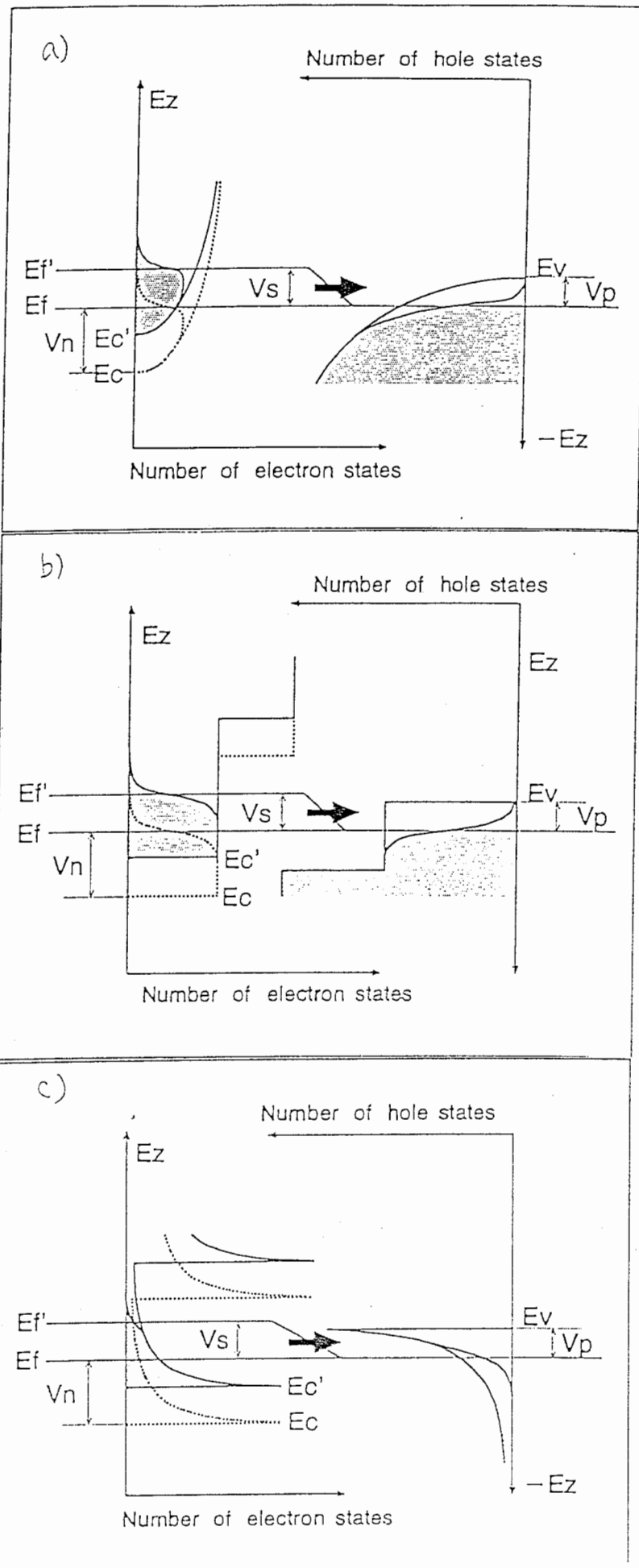


図5-4 (a) バルク (3次元: Bulk) 半導体でのエサキートンネル現象の概略図
 (b) 量子井戸 (2次元: SQW) 構造でのエサキートンネル現象の概略図
 (c) 量子細線 (1次元: QWR) 構造でのエサキートンネル現象の概略図

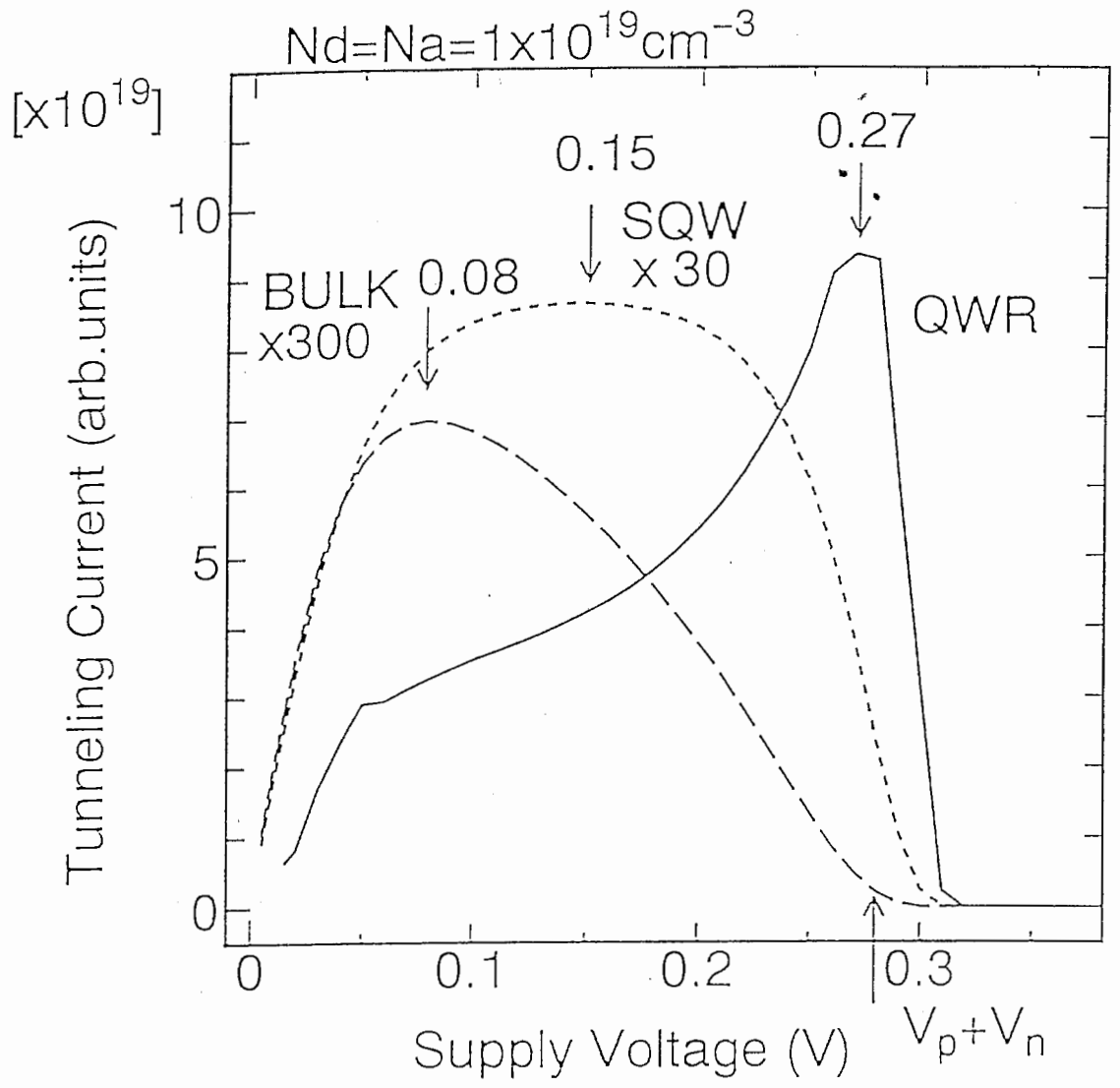
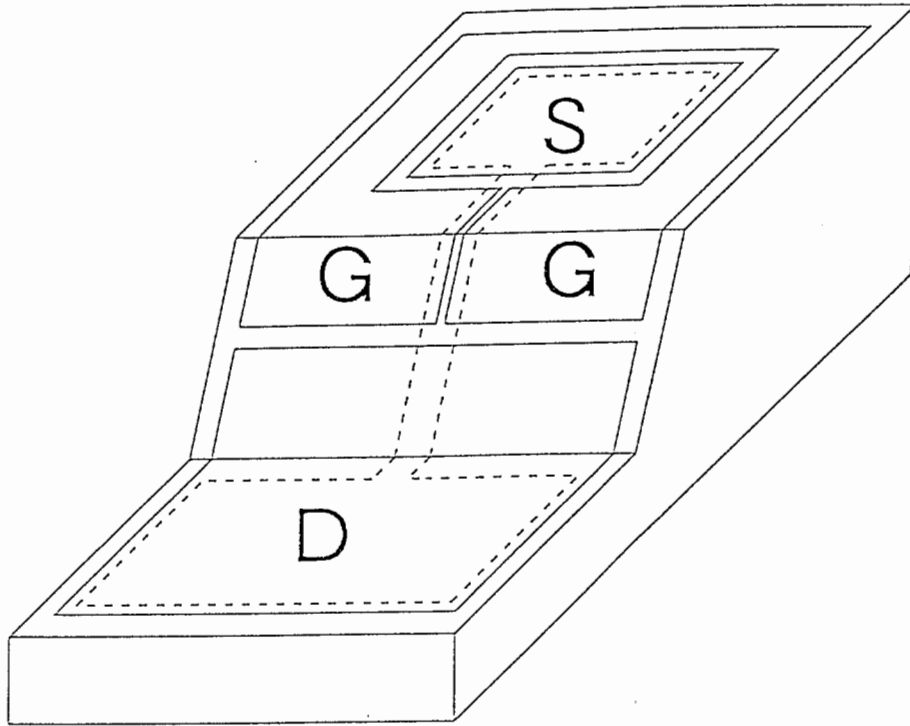


図 5 - 5 トンネル特性の構造 (QWR:QW:Bulk) 依存性



量子細線トンネルトランジスタの概略図

図 5 - 6 トンネルトランジスタの概観図