

京都大学大学院  
工学研究科電気工学専攻  
修士論文

# InGaAsP/InP光増幅素子に関する研究

1982年2月

松田 賢一

# ImGaAsP/ImP 光増幅素子に関する研究

## 目 次

第1章	序 論	1
第2章	ImGaAsP/ImP の液相エピタキシャル成長	4
2.1	ImGaAsP系	4
2.2	液相エピタキシャル成長	4
2.3	格子整合条件	6
2.4	表面モロロジ	7
2.5	二相溶液法における組成変動	8
2.6	まとめ	9
第3章	Cd 添加 p 型 ImGaAsP の特性	10
3.1	ImGaAsP系に対する p 型不純物	10
3.2	Cd 添加 ImGaAsP の成長	10
3.3	ホール測定による評価	12
3.3.1	測定方法	12
3.3.2	室温における特性	12
3.3.3	正孔密度とホール移動度の温度依存性	13
3.3.4	計算機解析	13
3.3.5	考察	15
3.4	ホトルミネセンス測定による評価	16
3.4.1	測定方法	16
3.4.2	77Kにおける発光スペクトル	16
3.4.3	4.2Kにおける発光スペクトル	17
3.4.4	考察	17
3.5	電子線誘起電流 (EBIC) 測定による評価	18
3.6	まとめ	19

第4章	$\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 異種接合ホトトランジスタ	20
4.1	異種接合ホトトランジスタ	20
4.2	$\text{InGaAsP}/\text{InP}$ ホトトランジスタの作製	21
4.3	ホトトランジスタの作製条件と電流-電圧特性	22
4.3.1	Zn 添加ホトトランジスタ	22
4.3.2	Cd 添加ホトトランジスタ	22
4.3.3	光利得に関する考察	23
4.3.4	降服特性に関する考察	25
4.4	ホトトランジスタの応答時間	26
4.5	ホトトランジスタを用いた光増幅と波長変換	27
4.5.1	測定回路と測定方法	27
4.5.2	光増幅と非干渉-可干渉光変換	27
4.5.3	波長変換と光バイアス法による高利得増幅	28
4.5.4	考察	28
4.6	まとめ	29
第5章	$\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 光増幅素子	30
5.1	波長変換素子と光増幅素子	30
5.2	光増幅素子の構造と動作原理	31
5.3	$\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 光増幅素子の作製	32
5.4	光増幅素子の作製条件と素子特性	33
5.4.1	電流-電圧特性	33
5.4.2	入射光-出力光特性	34
5.4.3	考察	35
5.5	光スイッチ、光双安定素子としての応用	37
5.6	まとめ	38
第6章	結 論	39

謝 辞

参考文献

## 第1章 序論

電子工学は増幅素子を基に発展してきた。すなわち、三極真空管による増幅作用の発見で幕を明けた電子工学は、固体増幅素子であるトランジスタの発明で飛躍的な発展を遂げた。現在、電子工学では素子の集積度向上という点に主な関心が集まっている。しかし、ここで言う「素子」とは、接合型あるいはMOS型トランジスタであり、やはり増幅素子である。このような観点から光電子工学を眺めると、光の領域での増幅素子が欠如していることに気付く。入射光を増幅して出力光として取り出す光増幅素子は、まさに光電子工学における必要不可欠の素子であると考えられる。

一方、今日の光電子工学を考えると、いうまでもなく光ファイバ通信はその根幹をなしている。光ファイバ通信は、AlGaAs/GaAs二重異種接合(double heterojunction, DH)半導体レーザ<sup>1)</sup>および化学的気相析出法による低損失石英ファイバ<sup>2)</sup>の出現を機に、1970年代から今日に至るまで目覚ましい発展を続けてきた。光ファイバ通信システムに必要な素子は、発光素子、伝送路、受光素子である。伝送路である光ファイバの低損失領域は、当初0.8~0.9 $\mu\text{m}$ の波長帯域であったが、その後の研究、開発により1.3 $\mu\text{m}$ から1.5 $\mu\text{m}$ へと長波長側へ移動してきた。発光素子としては、0.8 $\mu\text{m}$ 帯ではAlGaAs/GaAs DHレーザが、また1.0~1.6 $\mu\text{m}$ 帯ではInGaAsP/InP DHレーザが実用化されている。また、受光素子としては、p-i-nホトダイオード、なだれホトダイオード(avalanche photodiode, APD)があり、材料には0.8 $\mu\text{m}$ 帯ではSi、1 $\mu\text{m}$ 帯ではGeあるいはInGaAs(P)/InPが用いられている。

このような受光素子のなかで、電気的な増幅作用をもつ素子として、上述したAPDの他に、最近、異種接合ホトトランジスタ(heterojunction phototransistor, HPT)が注目されている。ホトトランジスタはW. Shockleyらによって最初に提案され<sup>3)</sup>その後H. Kroemerはエミッタ領域の禁制帯幅をベース領域のそれより大きくすることによって、すなわち異種接合構造をとることによって、高利得のトランジスタが得られることを理論的に示した<sup>4)</sup>しかし、この異種接合ホトトランジスタが実用化されるには、良質の異種接合を得ることが不可欠であり、半導体結晶成長技術の確立を待たねばならなかった。HPTとAPDを比較すると、応答時間に関してはAPDが、電流利得、雑音特性においてはHPT

の方が優れている。したがって、システムが超高速応答を要求しない限り、HPTは高性能の受光素子として利用可能である。

一方、近年の結晶成長技術の発展は高品質の異種接合を含む多層構造の成長を可能にし、高利得のHPTも作製できるようになってきた。こうした結晶成長およびプロセス技術の高度の発展が背景となって個々の素子性能向上とともに、複数の素子をモノリシック (*monolithic*) に集積化した新しい機能デバイスの研究が促されることになっている。その具体例として、最近 上述した HPT と DH レーザを集積化した光増幅素子が提案された。<sup>5,6)</sup> この光増幅素子は先に述べたように光電子工学における増幅素子であり、その応用分野は非常に広い。例えば、簡易な光ファイバ通信システムにおける中継増幅の用途が考えられる。また、この素子では単に光を増幅するだけでなく、波長変換、非干渉-可干渉光変換等も可能である。さらに、DHレーザとHPTの間に正帰還作用を生じさせれば、光スイッチ、光双安定素子等の機能デバイスとすることもできる。これらの機能デバイスは、光演算または記憶回路への応用という点で興味深い。

本研究は、 $\text{InGaAsP/InP}$  系混晶半導体を用いて  $1\mu\text{m}$  帯に動作領域をもつ光増幅素子を実現することを目的とする。この目的を達成するために、まず半導体レーザのしきい値電流以上の大電流を流せる高利得HPTの作製を目指した。特にHPT作製において重要な要素であるベース領域 ( $\text{InGaAsP}$ ) のP型不純物として、本研究ではCdを取り上げ、詳細な検討を加えた。次に、作製した大電流HPTにより個別に組込んだDHレーザが駆動可能であることを明らかにした。そして、最後に実際にHPTとDHレーザをモノリシックに集積した光増幅素子を作製し、その素子特性を測定した。以下に本論文の構成を各章ごとに示す。

第2章では、 $\text{InP}$  基板上に  $\text{InGaAsP}$  混晶を液相エピタキシャル成長するための方法、手順について述べる。また、 $\text{InP}$  と格子整合のとれた  $\text{InGaAsP}$  層を成長するための条件を示すとともに、成長層の評価を行なう。

第3章では、 $\text{InGaAsP}$  に対するP型不純物としてCdを取り上げ、Cdを添加した  $\text{InGaAsP}$  層に関する電気的、光学的測定の結果について述べる。

第4章では、異種接合ホトトランジスタの作製方法を述べ、高利得、大電流HPTの作製条件を明らかにする。また、半導体レーザと組合せて光増幅の実験を行なった結果についても述べる。

第5章では、光増幅素子の原理、構造を述べるとともに、実際に作製した

素子の特性を明らかにする。そして、素子特性に対する考察を加え、高性能の光増幅素子を得るための方法を検討する。

第6章では、本研究で得られた結論を述べ、現在残されている問題点を明らかにするとともに、今後の研究課題について述べる。

なお、本論文では考察を各節ごとに行ない、特に章末に考察の節を設けることはしない。これは内容の重複を避けるためである。また、このことによって章の統一性が失われることのないように「まとめ」の節で配慮する。

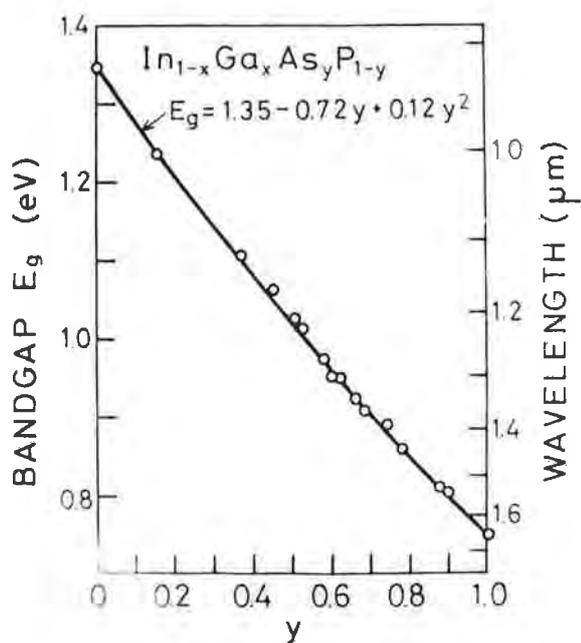


図2.1.1  $\text{InP}$ に格子整合する  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  のAs組成  $y$ と室温における禁制帯幅  $E_g$ の関係

## 第2章 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ の液相エピタキシャル成長

### 2.1 $\text{InGaAsP}$ 系

$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  混晶は、 $\text{InP}$ 、 $\text{GaAs}$ 、 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$  等の基板上に格子整合のとれたエピタキシャル層を成長することが可能である。 $\text{GaAs}$  および  $\text{GaAsP}$  基板上に成長した  $\text{InGaAsP}$  は、その発光波長が可視領域にあるため、可視（赤～黄）の半導体レーザー用材料として注目されている。<sup>7-9)</sup> 一方、 $\text{InP}$  基板上の  $\text{InGaAsP}$  は図 2.1.1 に示すように  $\text{InP}$  の 1.35 eV から  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  の 0.75 eV までの範囲で禁制帯幅が変化する。<sup>10)</sup> 発光波長に換算すると 0.92  $\mu\text{m}$  から 1.65  $\mu\text{m}$  となり、光ファイバの低損失領域を完全に含んでいる。

$\text{InP}$  基板上の  $\text{InGaAsP}$  は、光ファイバ通信用半導体レーザーの材料として 1976 年頃より急速に研究が進められた。現在では  $\text{GaAs}$  基板上の  $\text{AlGaAs}$  に次いで研究が進んでいる混晶材料である。結晶成長法としては、従来より液相エピタキシャル (liquid-phase epitaxial, LPE) 法が中心であるが、最近ではハロゲン輸送による気相エピタキシャル (vapour-phase epitaxial, VPE) 法や有機金属による化学的気相析出 (metalorganic chemical vapour deposition, MOCVD) 法を用いても良質な結晶成長が可能となってきた。<sup>11, 12)</sup>

### 2.2 液相エピタキシャル成長

$\text{InP}$  基板上の  $\text{InGaAsP}$  の LPE 成長は、1973 年、G.A. Antypas 5) によって (111)B 面上に行なわれたのが最初で、<sup>13)</sup> 通常  $\text{In}$  を溶媒とし、 $\text{InAs}$ 、 $\text{GaAs}$ 、 $\text{InP}$  を溶質として溶液中の各原子数比を制御することにより行なわれている。成長温度は  $\text{P}$  の溶解度が 580°C 以下になると非常に小さくなることおよび 750°C 近傍で基板の  $\text{InP}$  が解離し始めることにより、580°C ~ 750°C の間に限定され、一般的には 600°C ~ 650°C が選ばれている。LPE 成長には大別して過冷却 (super-cooling) 法、ステップ・クール (step-cooling) 法、平衡冷却 (equilibrium-cooling) 法、そして二相溶液 (two-phase solution) 法の 4 種類があるが、いずれの方法を用いても  $\text{InGaAsP}$  を成長可能である。<sup>14-17)</sup>

本研究では、実験の容易さという点で二相溶液法による LPE 法を用い

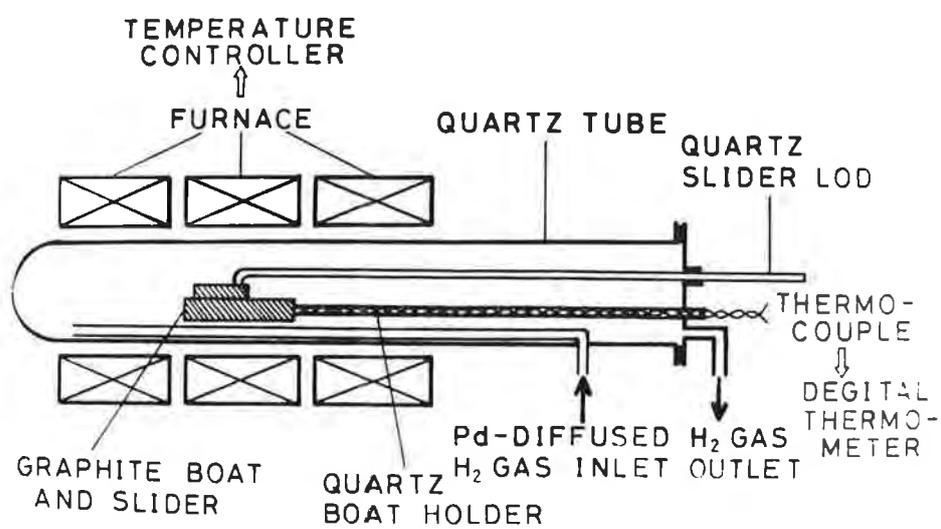


図2.2.1 本研究で使用した液相エピタキシャル成長装置

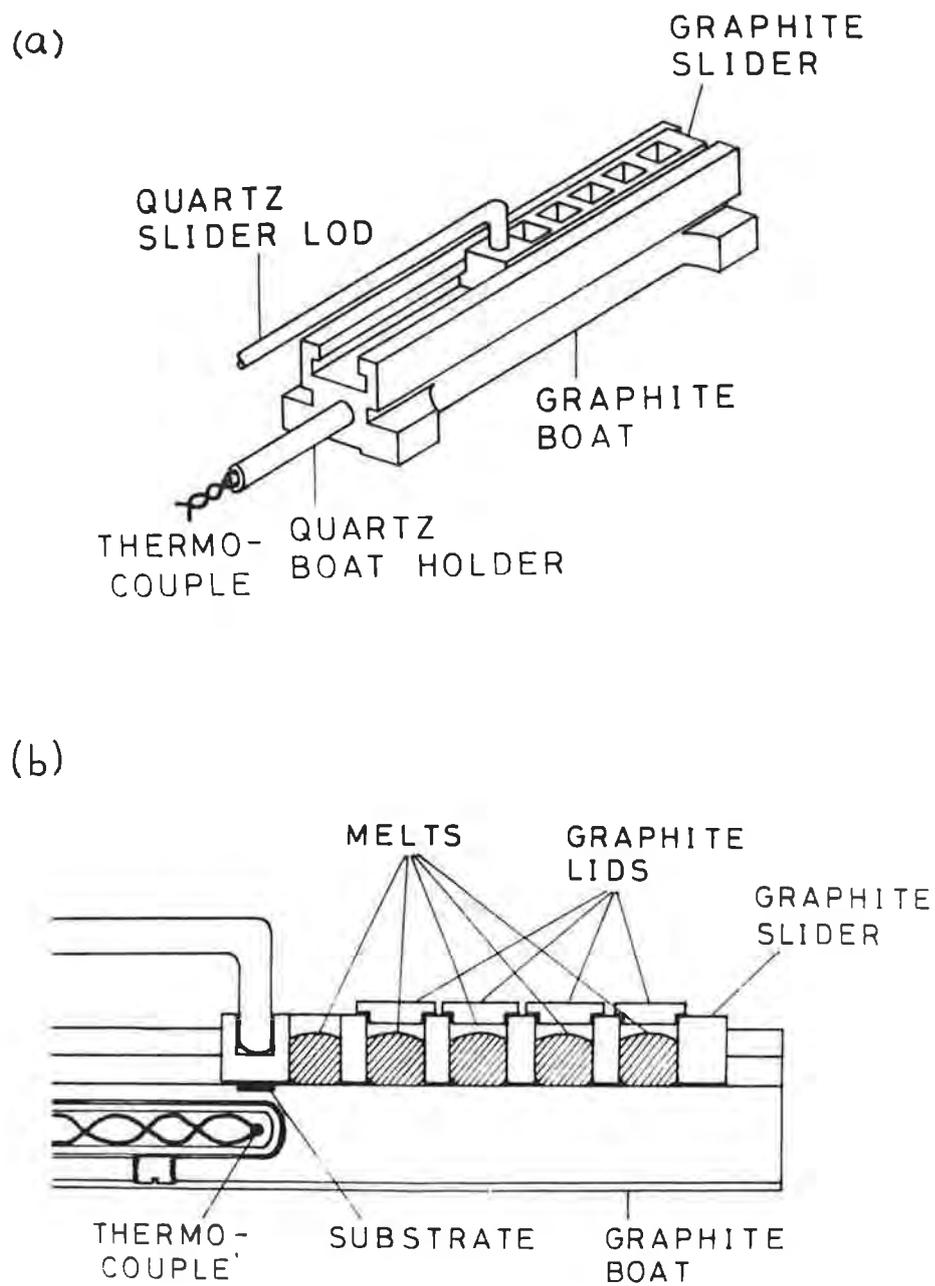


図2.2.2 本研究で使⽤したスライドボートの構造図  
 (a) 見取り図, (b) 断面図

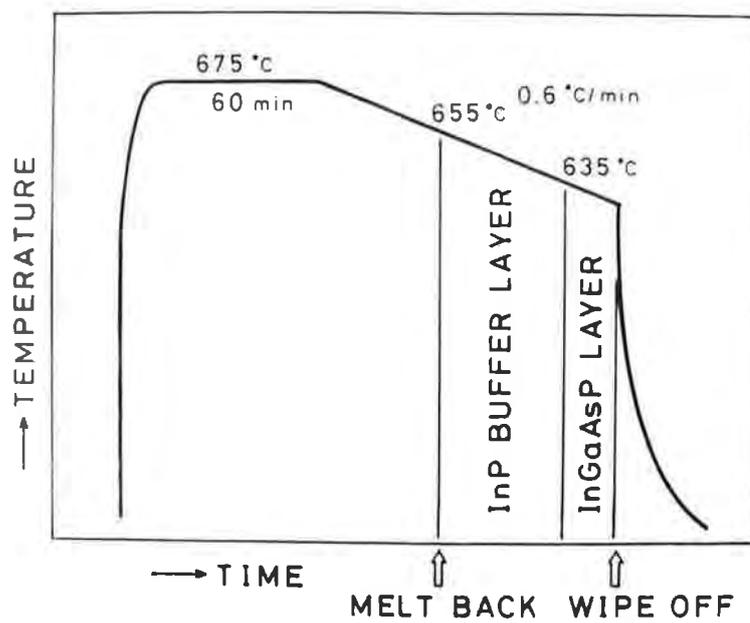


図2.2.3 液相エピタキシャル成長の温度プログラムの一例

て  $\text{InGaAsP}$  を成長させた。二相溶液法は成長開始時に溶液が液相と固相の2相より成っているものを用いる方法で、固相と液相が平衡状態になろうとすることで溶液の過飽和度が自動的に調節される。 $\text{InGaAsP}$  の二相溶液法では  $\text{InP}$  を過剰に仕込むのが一般的で、 $\text{InAs}$  と  $\text{GaAs}$  の仕込み量を変化させることにより禁制帯幅と格子定数を制御することができるとされている。

本研究で用いたLPE成長装置の模式図を図2.2.1に示す。炉の加熱は3ゾーンに分けたカンタル線ヒータにより行ない、これをPID温度調節器で制御した。635°C付近の均熱長は±0.5°Cの範囲で15cmである。また、炉芯管には常時パラジウム合金膜を通した純化水素を流した。成長に使用したスライドボートの構造を図2.2.2に示す。ボートとスライダは高純度グラファイト(Poco社製, DFP-2)を使用し、成長用溶液がグラファイトに含まれる不純物によって汚染されるのを極力避けた。スライダは、多層成長の成長層数に応じて溶液溜めの数が5個のものと7個のものを使い分けた。溶液溜めの寸法は、両方とも縦と横が7mm×9mmで高さは10mmである。成長中、P(燐)の蒸発を避けるために、各溶液溜めにはグラファイトの蓋を被せた。また、成長前と成長後には基板がスライダで覆われるようにして、基板および成長層からのPの熱解離を防ぐようにした。

結晶成長の具体的な手続きについて以下に述べる。基板はS添加(100) $\text{cm}^2$ - $\text{InP}$  (電子密度  $n \sim 6 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) で、鏡面研磨済のものを用いた。基板の前処理としては、まず電子工学用トリフレン、アセトンで超音波洗浄し、 $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 3 : 1 : 1$  (体積比) エッチング液で70°C、1分間のエッチングを行なった。その後、電子工学用メタノールで超音波洗浄し、1%のBr-メタノールを用いて2分間エッチングした。次に成長溶液用原料としては、 $\text{In}$  (純度6N, 三菱金属製)、 $\text{InAs}$  多結晶 ( $n \leq 3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ )、 $\text{GaAs}$  多結晶 ( $n \leq 3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ) および  $\text{InP}$  多結晶 ( $n \sim 8.5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) (以上、住友電工製) を用いた。以上の材料は、まず精密天秤を用いて0.1mgの単位まで秤量し、電子工学用トリフレン、アセトンで超音波洗浄を行なった。その後、 $\text{In}$  は  $\text{HCl} : \text{H}_2\text{O}_2 = 1 : 20$  (体積比) エッチング液で、 $\text{InAs}$  と  $\text{GaAs}$  は1% Br-メタノールで、 $\text{InP}$  は70°Cの  $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 3 : 1 : 1$  (体積比) エッチング液で、それぞれ1分間エッチングした。

図2.2.3にLPE成長の温度プログラムの一例を示す。基板および

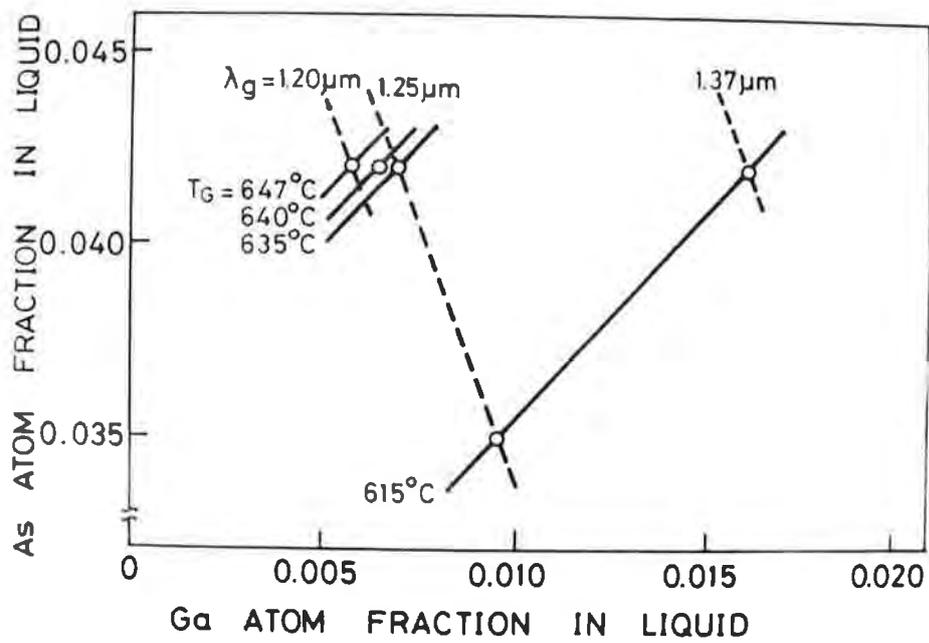


図2.3.1  $I_mP$ と格子整合のとれた  $I_mGaAsP$ を成長するためのGaとAsの液相仕込み組成  
 $T_g$ : 成長温度,  $\lambda_g$ : 波長に換算した固相組成

原料をスライドボートに仕込んだ後、炉芯管内を純化水素雰囲気（流量～500cc/min.）とした。炉芯管と炉を分離した状態で、まず炉の温度を上昇させるが、この状態ではボートの温度はほとんど上昇しない。2時間後、炉の温度が安定した時点で炉を炉芯管の側へ移動し、ボートを急熱した。ボートは675°Cまで昇温し、この温度に1時間保ち、 $Im$ 溶媒に他の原料を十分に溶け込ませる。その後、ボートは約0.6°C/min.の冷却速度（cooling rate）で冷却を始めた。655°Cで熱エッチにより荒れた $ImP$ 基板を純粋な $Im$ で8秒間メルト・バック（melt back）し、続いて $ImP$ バッファ（buffer）層の成長に入る。 $ImP$ の成長にも $ImGaAsP$ と同様に二相溶液法を用いた。ボートはそのまま冷却して635°Cで $ImGaAsP$ の成長を開始した。多層成長の場合は、冷却を始めてから各層の成長を始める温度が複雑になるが、本質的には図2.2.3に示すのと同様の温度プログラムで成長を行なった。

### 2.3 格子整合条件

良質の結晶を成長し、高品位のデバイスを作製するためには、 $ImP$ と格子整合のとれた $ImGaAsP$ 層を成長することが不可欠である。図2.3.1は格子整合のとれた4元層を成長するための液相仕込み組成を、成長温度と固相組成をパラメータとして示したものである。固相組成は禁制帯幅を波長に換算して示してあるが、図2.1.1を用いれば容易に固相中の原子数比を求められる。例えば、波長1.25 $\mu m$ （禁制帯幅0.99eV）の $Im_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ は、図2.2.1より $y=0.55$ であり、また格子整合のとれた4元層では $y=2.2x$ の関係があるから $x=0.25$ となる。すなわち、 $Im_{0.75}Ga_{0.25}As_{0.55}P_{0.45}$ であることがわかる。

成長層の格子整合は(006) $CuK\alpha$ X線回折ロックンブ・カーブにおける $ImP$ 基板と4元層のピーク位置から求めた。この方法によって成長層の格子不整合は±0.03%まで検出することが可能である。また、成長層の禁制帯幅は、室温におけるホトルミネセンスのピーク波長から評価した。本研究では二相溶液法を用いており、原料の $ImP$ は飽和温度においても完全には溶解していない。このため液相中のPの組成は全く不明であ

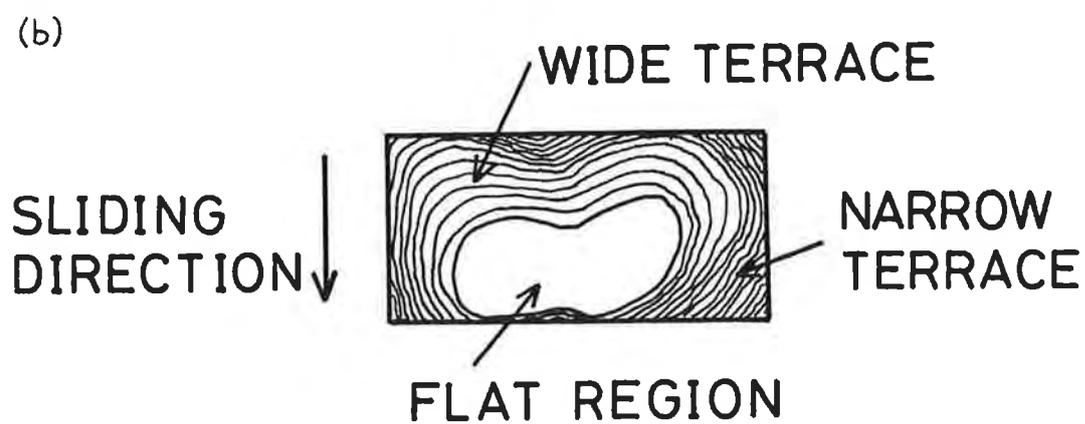
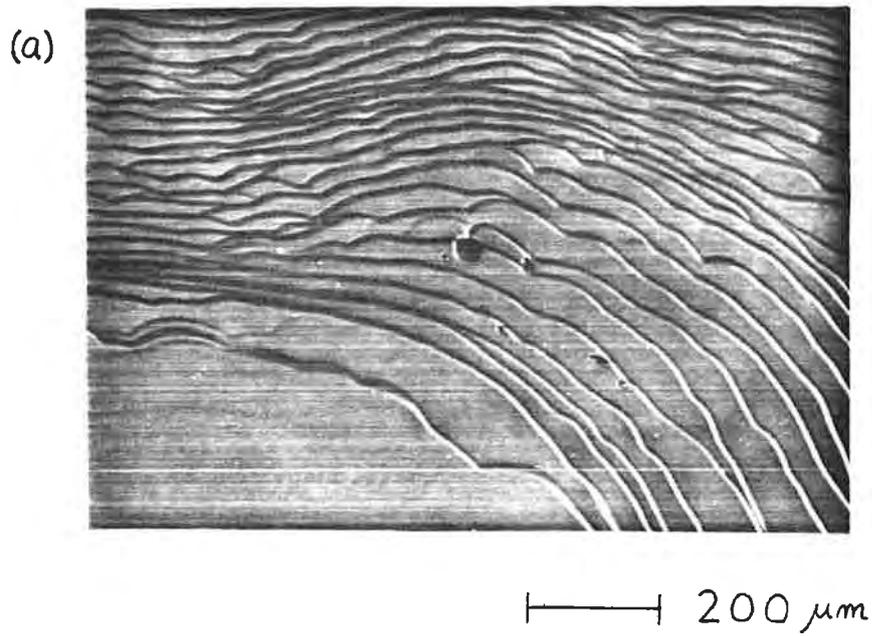


図2.4.1 成長層表面に見られる テラス  
(a) 微分干渉顕微鏡写真,  
(b) ウエハ全体の模式図 (×5)

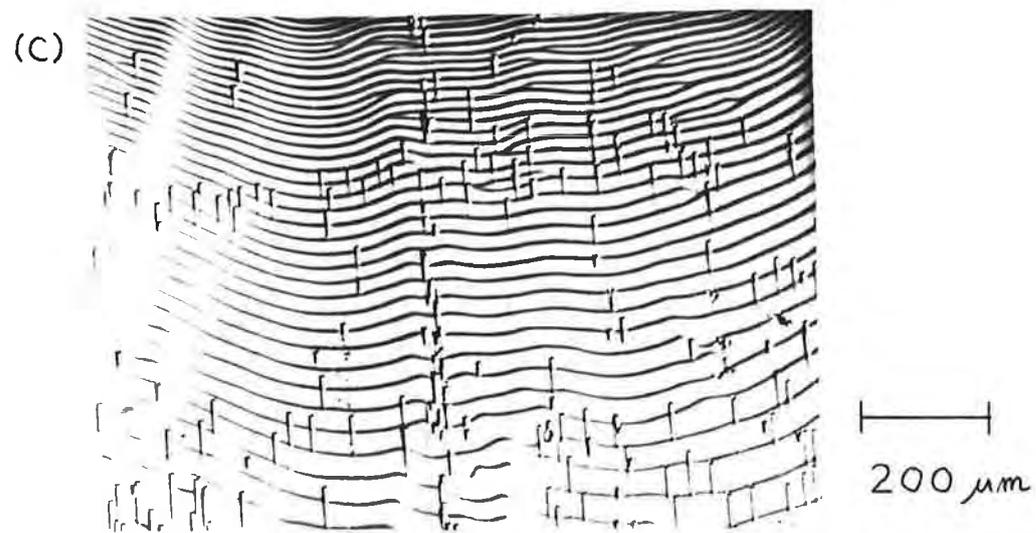
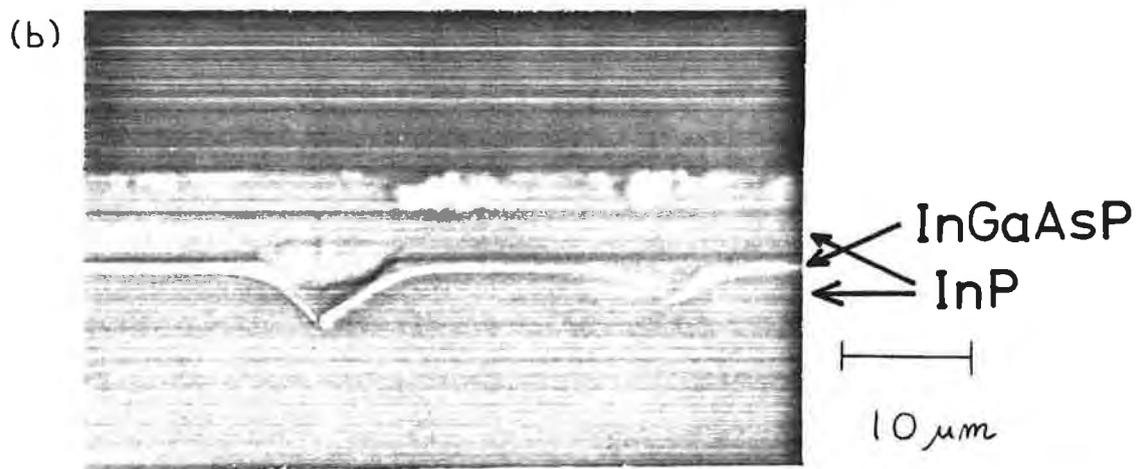
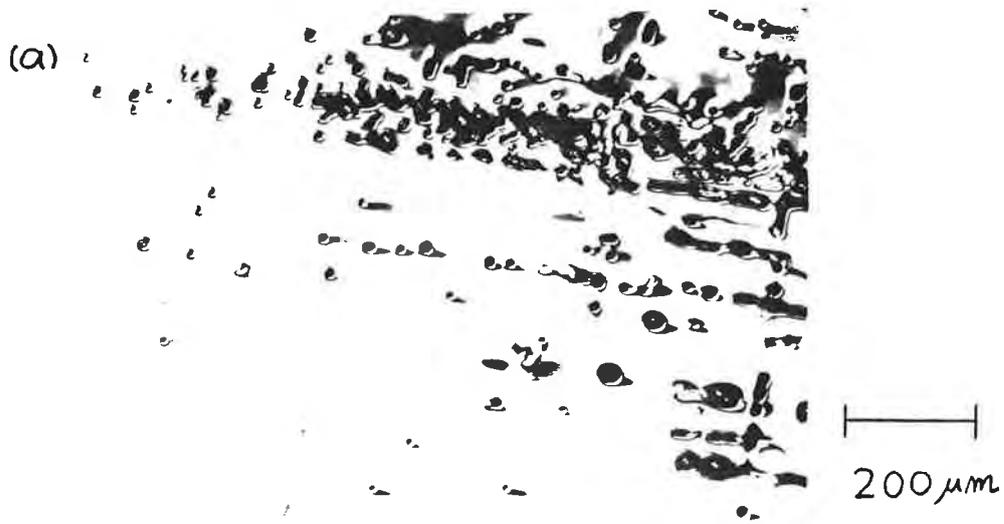


図2.4.2 (a)成長層表面に見られるピット，  
 (b)4元層によって埋込まれたInP層のピット，  
 (c)成長層表面に見られるネイル  
 の微分干渉顕微鏡写真

るか、 $I_m$ の仕込み量約1.3gに対して20~25mgの $I_mP$ を仕込んだ。また、二相溶液法では飽和温度を変化させると同じ成長温度で成長しても析出する固相が変化することが報告されているが、<sup>18)</sup>本研究では飽和温度を常に675°Cとした。

## 2.4 表面モロロジ

$I_mP$ 層、4元層を問わず、成長層表面に見られる代表的モロロジ(morphology)はテラスとピットである。テラスは図2.4.1(a)に示すような段丘であり、段差間の間隔は広いもので100 $\mu m$ 程度、狭いもので5 $\mu m$ 程度である。また、段差そのものは非常に小さく0.1 $\mu m$ 以下である。テラスの間隔は、一般に多層に成長するほど狭くなる傾向が見られた。特に、6層成長したものではこの傾向が顕著で、広いテラスの中に狭いテラスが生じている例も観察された。テラスは全面にわたって生じることもあるが、通常は図2.4.1(b)に模式的に示すようにテラスのない部分が存在する。この部分の形状、大きさは必ずしも一様ではないが、代表的には同図に示すような形状をとる。この形は、明らかに結晶成長時にスライドボートをスライドする方向と相関関係がある。一方、テラスの入り方は、基板をウエハから切り出すときの切り出し方には全く依存しない。これらのことから、テラスの生じる原因は、基板の面方位のずれではなく、スライドの際の機械的作用が影響しているのではないかと考えられる。

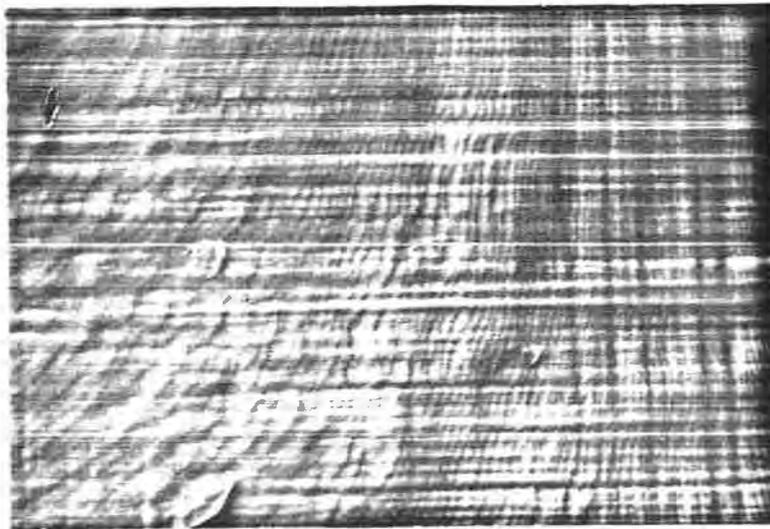
次にピットであるが、ピットは図2.4.2(a)に示すような成長層表面に見られる小さな穴である。ピットが密集して存在すると、肉眼では表面が白濁して見える。また、ピットの直径は数十 $\mu m$ であり、深さは数 $\mu m$ である。へき開面を観察すると、ピットが一番上の成長層の途中で止まっているものと、その下の成長層の表面まで達しているものとか見られた。しかし、2層にわたるピットは見られず、逆に図2.4.2(b)に示すように $I_mP$ 層に生じたピットを次に成長した4元層が埋めている例があった。ピットは機械的損傷(基板そのものの傷やスライドの際にスライダの底が接触して生じた傷)があると、その部分に集中して生じる。また、きついテラス部分にも多く見られ、この場合は図2.4.2(c)に示すようなテラスの段差と垂直な方向にテイル(tail)が

(a)



—|— 200  $\mu\text{m}$

(b)



—|— 200  $\mu\text{m}$

図2.4.3 (a) Mgを添加した場合に生じる突起,  
(b) 格子不整合がある場合に生じるクロス・ハッチ  
の微分干渉顕微鏡写真

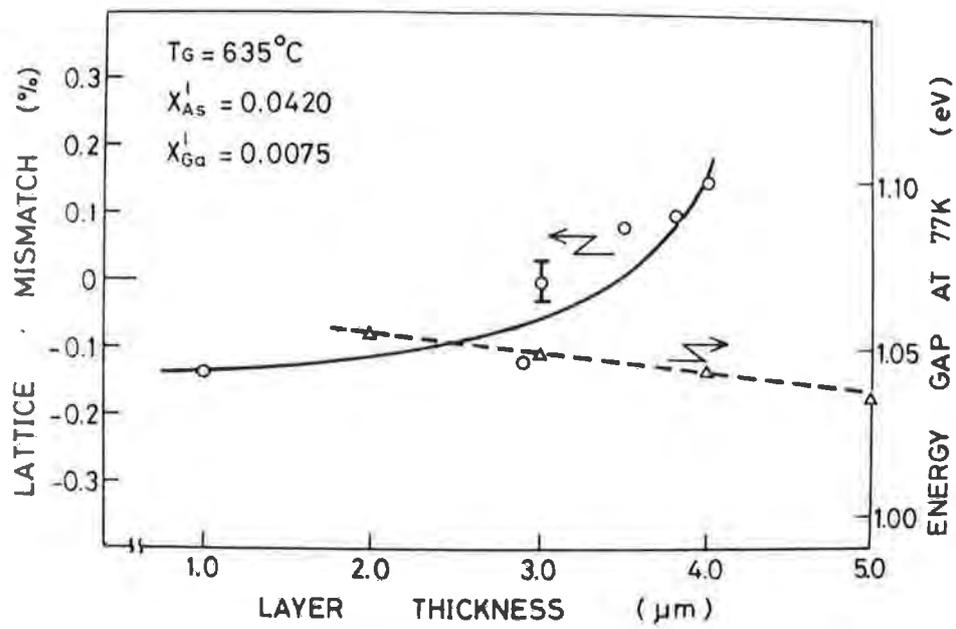


図2.5.1 二相溶液法によって成長した  $\text{InGaAsP}$  層の格子定数および禁制帯幅の層厚依存性

ついたネイル (mail) になることもあった。これらの直接的な要因がないのにピットが生じることもあったが、特に前回の成長から日数を置いて成長した場合に多くのピットが生じた。これは成長炉が何らかの形で汚染されるためではないかと思われる。ピットが生成する機構としては、結晶が成長を始める際に部分的に未成長の部分が生じ、それが小さくなっていった最後に穴として残るのではないかと考えられる。

テラス、ピット以外に4元層表面に見られる特殊なモホロジとしてはMgを添加した場合に生じる突起(図2.4.3(a))や、格子不整合がある場合に生じるクロス・ハッチ(図2.4.3(b))があった。クロス・ハッチは、へき開面(110)面に沿って生じ、(100)面上では格子縞模様となって現われる。また、Mgを添加した際に突起が生じる原因は不明であるが、それ以外の場合には全くこのような突起は観察されなかった。

## 2.5 二相溶液法における組成変動

二相溶液法によるLPE成長では、2.2節で述べたように溶液中の固相と液相が平衡になるようにすることで溶液の過飽和度が自動的に制御される。過剰に仕込んだ $I_{nP}$ は飽和温度でも大部分が固相として残り、炉の冷却を始めると、この溶質としての $I_{nP}$ 上に4元層が析出する。冷却速度が無限に遅ければ、液相と固相(4元層)は平衡状態を保つはずであるが、実際には有限の速度で冷却していくので、成長開始温度において溶液はやや過飽和になっているものと考えられる。しかし、この過飽和度は、過冷却法やステップ・ワール法の場合のように任意に変化させることは困難であり、過飽和度を大きくして成長速度を増すことができない。このため、二相溶液法はDHLーザの活性層やHPTのベース等の薄い( $\leq 1 \mu\text{m}$ )4元層を成長するには適しているが、厚い成長層を得ようとするとき成長時間が長くなり、冷却温度が大きくなるので組成変動の問題が生じてくる。<sup>19,20)</sup>

図2.5.1は二相溶液法によって厚い4元層を成長した際の組成変動について調べるために、成長層の厚さと、格子定数および禁制帯幅の関係について測定した結果である。格子定数は、厚さの異なる試料に対してX線回折をとり、 $I_{nP}$ 基板との格子不整合度を測定した。禁制帯幅は、

厚い試料をエッチングしながら 77Kにおけるホトルミネセンスを測定し、そのピーク位置をプロットした。この図から 成長層の厚さが増すに従って 格子定数が大きくなり、禁制帯幅が小さくなることが分かる。このことは、定性的には次のように説明可能である。

厚い成長層を得るには 冷却温度を大きくする必要があり、例えば 4 $\mu\text{m}$ の成長層を得ようとするならば 約10 $^{\circ}\text{C}$ の冷却が必要である。この間 液相組成がほとんど変化しないとすれば、図 2.3.1より 同一の固相組成を得るためには Gaが不足し、Asが過剰であることがわかる。このため、実際に析出する固相は、より  $\text{InAs}$  寄りのものとなっていく。 $\text{InAs}$ は  $\text{InGaAsP}$  混晶を構成する化合物半導体 ( $\text{InAs}$ ,  $\text{InP}$ ,  $\text{GaAs}$ ,  $\text{GaP}$ )の中で 最も格子定数が大きく、禁制帯幅が小さい。したがって、組成が  $\text{InAs}$ に近づけば 格子定数は大きくなり、禁制帯幅が小さくなっていくことになる。

## 2.6 まとめ

本章では、 $\text{InP}$  基板上的  $\text{InGaAsP}$ の成長について述べた。 $\text{InP}$  基板と格子整合のとれた  $\text{InGaAsP}$ を成長しても、表面は必ずしも鏡面とはならず、テラス、ピット等のモホロジが見られた。表面モホロジと 第4章、第5章で述べる素子の特性との間には、あまり明確な関係はなかったが、鏡面部分を素子化したものの方が 良好な特性を示す傾向が見られた。成長層表面を鏡面とするためには、炉の汚染を防ぐこと、基板表面を鏡面かつ清浄とすること、ボートをスライドする際の擾乱を小さくすること等が必要である。以下に、本章で述べたことをまとめて記す。

- (1) 二相溶液法による LPE 成長で、 $\text{InP}$  基板上的  $\text{InGaAsP}$  を成長するための装置および手順について述べた。
- (2)  $\text{InP}$  基板と格子整合のとれた  $\text{InGaAsP}$  を成長するための液相仕込み組成を 成長温度と固相組成をパラメータとして示した。
- (3) 成長層表面に見られるモホロジについて述べ、その生成要因を検討した。
- (4) 二相溶液法によって厚い  $\text{InGaAsP}$  層を成長した際に生じる組成変動について調べ、組成が  $\text{InAs}$  寄りになっていくことを明らかにした。

## 第3章 Cd添加p型 $\text{InGaAsP}$ の特性

### 3.1 $\text{InGaAsP}$ 系に対するp型不純物

$\text{InGaAsP}$ 系は不純物を添加せずに成長するとn型伝導を示す。したがって、この系を用いてデバイスを作製するためには、良質のp型不純物を見出すことが非常に重要である。 $\text{InGaAsP}$ 系に対してIV族元素はすべてn型不純物として働くため、p型不純物として用い得る元素はII族元素と一部の遷移金属に限られる。

現在、この系に対するp型不純物として最も一般的に用いられているのは $\text{Zn}$ である。しかし、 $\text{Zn}$ は固相中の拡散速度が大きく、p-n接合の位置を厳密に制御することが難しい。特に、本研究ではHPTのベース領域に対するp型不純物を前提としており、このようなp-n接合の移動はデバイスの特性に致命的な影響を与える。 $\text{Zn}$ 以外のp型不純物としては $\text{Mg}$ および $\text{Mn}$ が報告されており、<sup>21, 22)</sup>  $\text{InGaAs}$ に対するp型不純物では $\text{Cd}$ ,  $\text{Be}$ の報告がある。<sup>23)</sup> このうち、 $\text{Mg}$ と $\text{Be}$ は非常に酸化されやすいため、その取り扱いが容易ではない。本研究においても $\text{Mg}$ 添加 $\text{InGaAsP}$ の成長を試みたが、2.4節で述べたような突起を生じ、満足いく結果は得られなかった。また、 $\text{Be}$ についてはその毒性に対しても考慮を払わねばならない。 $\text{Mn}$ に関しては、このような取り扱い上の問題は無いが、比較的深いアクセプタ準位をつくるため、光デバイスへの応用にはあまり適していないと考えられる。

そこで、本研究では $\text{InGaAsP}$ に対するp型不純物として $\text{Cd}$ を取り上げた。 $\text{Cd}$ は蒸気圧が非常に高いことから、成長用溶液から蒸発し、気相を通じて他の溶液を汚染することが懸念された。この点については次節で詳述する。また、 $\text{Cd}$ 添加 $\text{InGaAsP}$ の電気的、光学的特性についても詳細な測定を行なったので順次述べていく。

### 3.2 Cd添加 $\text{InGaAsP}$ の成長

$\text{Cd}$ 添加 $\text{InGaAsP}$ の成長手続きは基本的には2.2節で述べた手

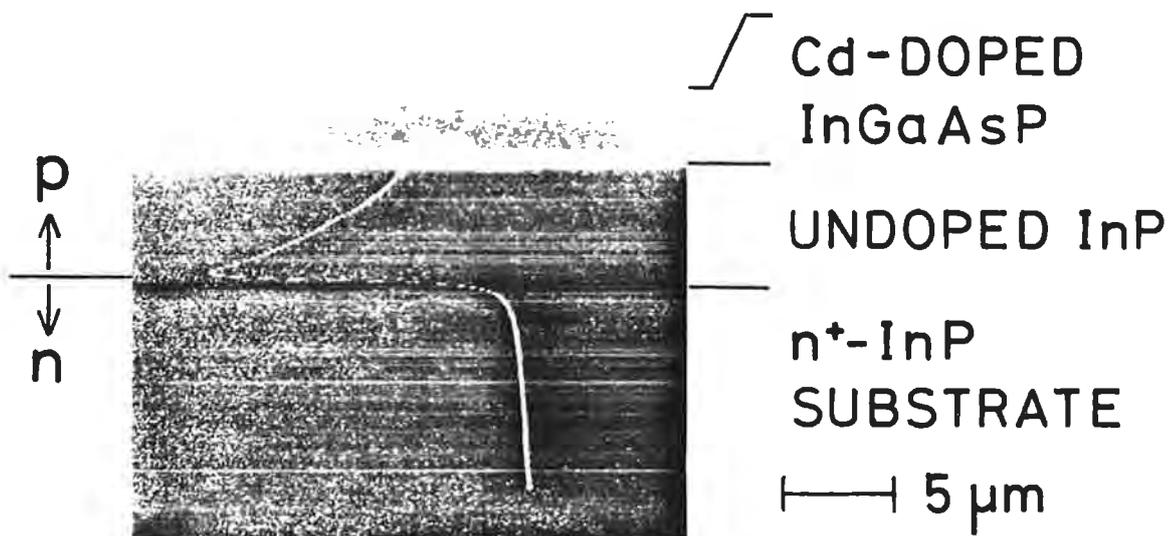


図3.2.1 無添加InP上にCd添加InGaAsPを成長した試料のへき開面のSEM写真とEBIC強度のライン・スキャン (気相からの汚染有り)

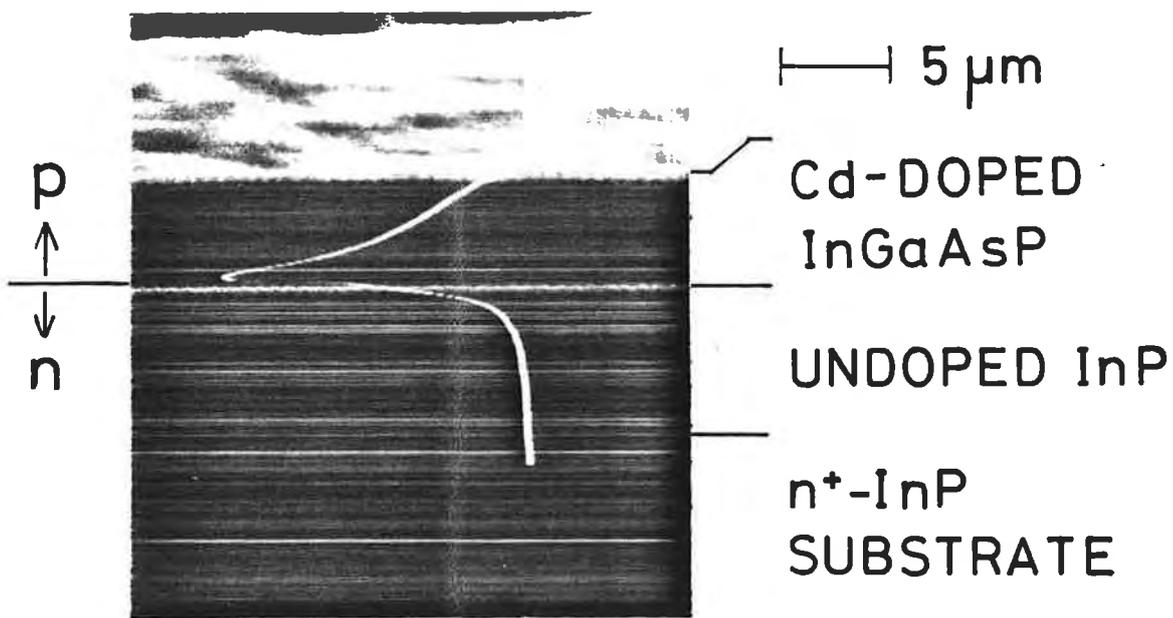


図3.2.2 無添加InP上にCd添加InGaAsPを成長した試料のへき開面のSEM写真とEBIC強度のライン・スキャン(気相からの汚染無し)

続きと同様である。温度プログラムも図2.2.3に示したものと全く同じである。Cdは純度6Nのものを直接秤量して用いた。秤量後、Cdは有機洗浄し、HCl:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>=1:20(体積比)エッチング液で20秒間エッチングしてから成長用原料と同時にスライドボートに仕込んだ。

このような方法で無添加*m*型InP(電子密度 $\sim 1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ )バッファ層上にCd添加*p*型InGaAsP(正孔密度 $\sim 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ )を成長すると、当初図3.2.1に示すように*p-m*接合が基板とバッファ層の界面に移動するという現象が観測された。このような現象を生じる原因としては(i)4元層成長中にCdが固相中を拡散してInPバッファ層を*p*型に反転させたか、あるいは(ii)InP層を成長する以前に4元溶液中のCdが気相中を拡散してInP溶液を汚染し、InP層が成長する時点で既に*p*型になっていたかのいずれかが考えられる。このいずれが原因であるかを究明するために、4元層を成長せずにInP層だけを成長して*p*型になるか*m*型になるかを実験した。成長後、基板が4元層溶液の下を通ると、薄い4元層が成長する可能性がある。Cdを添加したダミーの溶液にはInのみを用いた。こうして成長したInP層は約 $4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ の正孔密度をもつ*p*型となり、*p-m*接合移動の原因は(ii)であることが判明した。

本研究における通常の成長ではH<sub>2</sub>の流れに対し下流側に向かって成長用溶液をスライドしていた。このため、Cdを添加した4元溶液がInP溶液の上流側にくることになり、これがCdによる気相からの汚染を助長していると考えられた。そこで、スライド方向を逆にして、溶液の順番を入れ替えるとともに両溶液の間に空の溶液溜めを設けた。さらに、成長中のH<sub>2</sub>流量を通常の150 cc/min.から500 cc/min.に増加して成長を行なった。その結果、図3.2.2に示すような異種接合界面に*p-m*接合をもつ成長層が得られた。また、ダミーの溶液を用いた成長においても、InP層中の電子密度に有意な変化は認められなかった。

以上述べてきたように、無添加の*m*型層とCd添加の*p*型層を多層成長する際には、溶液の順番、H<sub>2</sub>流量等に考慮を払う必要がある。しかしながら、*m*型層成長に際し、無添加ではなく実際に*m*型不純物を添加し、またCdの添加量がそれほど多くない場合、すなわち*p*型層の正孔密度が*m*型層の電子密度より小さい場合にはCdによる気相からの汚染はほとんど問題にならず、*m*型層が*p*型に反転することは観察されなかった。本研究におけるデバイスの成長では、*m*型層と*p*型層のキャリア密度に関して上述した条件を満足しており、Cdを用いた場合に特に

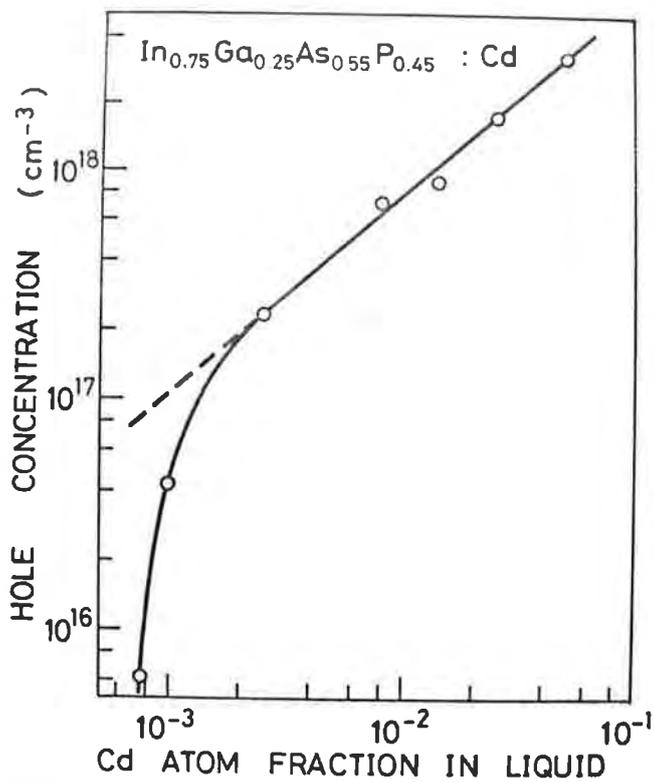


図3.3.1 Cdの液相仕込み組成と析出固相中の室温における正孔密度の関係

成長方法を変更することなしに p-m 接合界面の制御が可能であった。

### 3.3 ホール測定による評価

#### 3.3.1 測定方法

ホール測定用試料は、すべて Fe 添加半絶縁性 (100) InP 基板上に成長した。測定に InP バッファ層の特性が影響することを避けるため、635°C でメルト・バッフした後すぐに  $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}_{0.55}\text{P}_{0.45}:\text{Cd}$  の成長を開始した。また、組成変動の影響を避けるために成長層の厚さは  $1\mu\text{m}$  程度にとどめた。成長後、1辺約 4mm の正方形試料を切り出し、各辺の中央に直径 1mm 弱の Au-Zn 電極を蒸着した。蒸着後、試料は純化水素雰囲気中で 420°C、1分間の合金化を行ないオーム性電極を得た。

ホール測定は、van der Pauw の 4 端子法により行なった。<sup>24)</sup> ワイオスタット上に真空グリースで試料を固定し、ワイオスタットの端子から試料の各電極へ導いた金線を銀ペーストで固定した。測定時に試料に流す電流は 100  $\mu\text{A}$  とし、印加磁界は 5 kGauss とした。端子間の電圧は  $\mu\text{V}$  計で測定した。また、低温における測定では ワイオスタットを液体窒素で冷却すると同時にヒータで加熱し、ヒータに流す電流を調節することで設定温度を変化させた。

#### 3.3.2 室温における特性

図 3.3.1 は 液相中の Cd の原子数比と固相中の室温における正孔密度の関係を示したものである。3.2 節で述べたことから、成長開始以前にかなりの量の Cd が蒸発すると考えられる。したがって、仕込んだ Cd 添加量と実際に成長する際の液相中の Cd の量は異なることが予想される。しかし、蒸発した Cd の量を定量化するのは困難なため、液相中の Cd の量としては仕込み量をそのまま示してある。図 3.3.1 を見る限り蒸発量の再現性は良いことが分かる。 $4 \times 10^{17} \sim 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  の正孔密度の範囲では、正孔密度は液相仕込み組成にほぼ比例して変化している。それ以下の添加量で、正孔密度が急激に低下するのは残留ドナによる補償効果が現われてくるためと考えられる。無添加で成長した InGaAsP の電子密度は約  $7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  であり、これは補償領域にお

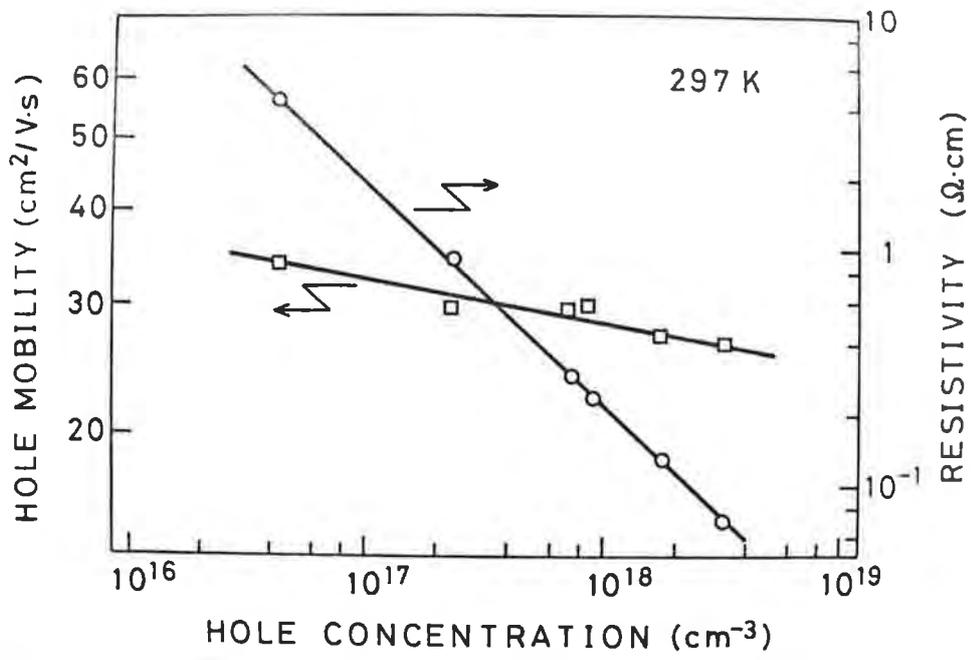


図3.3.2 移動度および抵抗率の正孔密度依存性

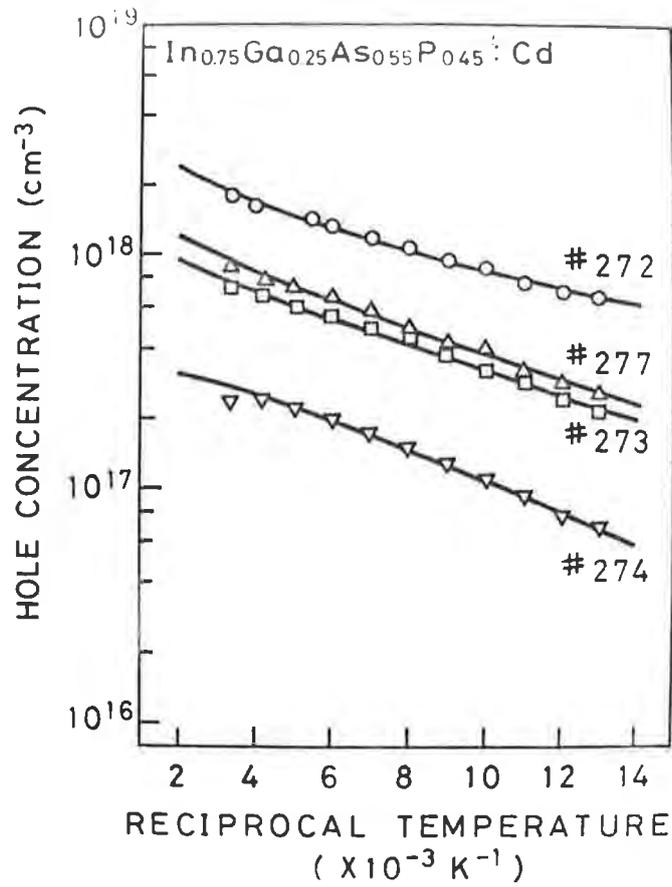


図3.3.3 正孔密度の温度依存性

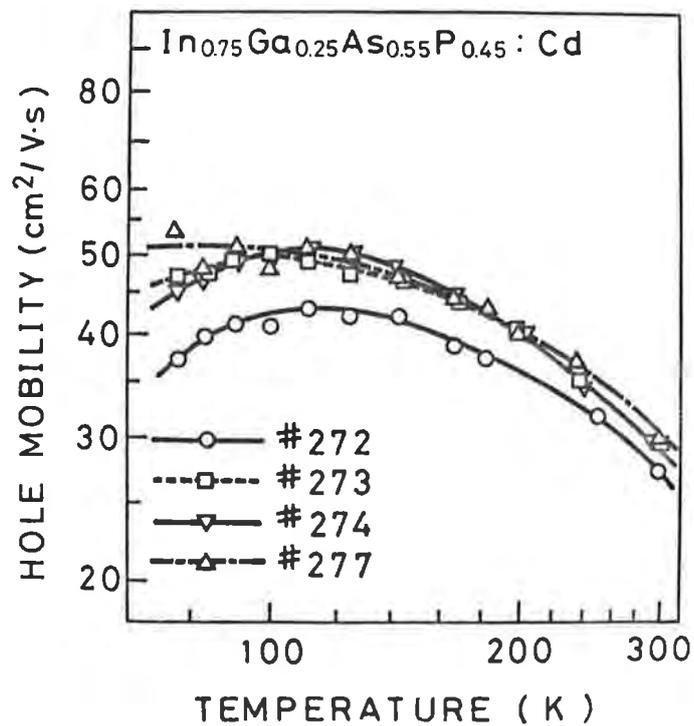


図3.3.4 ホール移動度の温度依存性

ける実際の正孔密度と直線部分を外挿して得られる正孔密度の差にほぼ一致している。

次に、室温における移動度および抵抗率の正孔密度依存性を図3.3.2に示す。移動度の値は、正孔密度が減少するにつれてやや増加する傾向があるものの、ほぼ  $30 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  程度の値である。したがって、抵抗率は正孔密度の逆数に比例して変化している。

### 3.3.3 正孔密度とホール移動度の温度依存性

Cd 添加  $\text{InGaAsP}$  の正孔密度とホール移動度の温度依存性について測定した結果を図3.3.3および図3.3.4に示す。図3.3.3は正孔密度を温度の逆数に対してプロットしたものであるが、室温における正孔密度が大きい試料ほど温度に対する正孔密度の変化が小さくなっていることが分かる。すなわち、アワセプロダ密度が大きくなると、アワセプロダの活性化エネルギーが小さくなるという傾向が見られるが、アワセプロダの密度および活性化エネルギーについては次項で計算機解析の結果をもとにして述べる。

図3.3.3のホール移動度に関しては、最もCd添加量の多い<sup>#272</sup>の移動度が他の試料に比べてやや小さいという以外には、あまり添加量による差異は認められない。しかし、他のp型不純物を添加した場合の特性と比較すると、特に低温における移動度に差が認められる。この点については考察の項で述べる。

### 3.3.4 計算機解析

ここでは、正孔密度の温度依存性から、アワセプロダ密度  $N_A$ 、ドナ密度  $N_D$ 、およびアワセプロダの活性化エネルギー  $\varepsilon_A$  を求める方法について述べ、次いで図3.3.3に示した測定結果に対してこの方法を適用した結果を示す。

一般に、一準位のアワセプロダとドナをもつ非縮退p型半導体の正孔密度  $p$  は次式で与えられる。

$$\frac{p(p+N_D)}{N_A-N_D-p} = \frac{N_v}{g} \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon_A}{k_B T}\right) \quad (3.1)$$

ここで、 $g$  は縮退因子、 $k_B$  はボルツマン定数、 $T$  は絶対温度である。 $N_v$  は価電子帯の有効状態密度であるが、これは正孔の有効質量を  $m_h^*$ 、プロ

ンク定数を  $h$  として次式で求められる。

$$N_{\infty} = 2 \left( \frac{2\pi m_{\hbar}^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.2)$$

(3.1)式は、p型半導体では電子密度が正孔密度に比べて十分小さいとしてこれを無視し、ドナがすべてイオン化していることと価電子帯の正孔についてはマックスウェル-ボルツマン統計が成り立つことを仮定すると、電荷の中性条件から直接導き出される。

(3.1)式から  $N_A, N_D, \epsilon_A$  を求めるにはいくつかの方法があるが、本研究ではこれら3つの未知量をパラメータとして変化させて、測定結果と一番良く一致する組を  $N_A, N_D, \epsilon_A$  の値として採用するという方法をとった。 $m_{\hbar}^*$  の値が既知であり、 $\hbar$  は正孔に対して4であるとする、(3.1)、(3.2)式によって  $(N_A, N_D, \epsilon_A)$  の組に対して、各温度における  $p$  の値が計算可能である。この計算による  $p$  の値  $p_{cal.}$  と実際に測定された正孔密度  $p_{meas.}$  の差を各温度ごとに求め、これらの二乗和を残差  $S$  とする。すなわち、

$$S = \sum_i [\log p_{cal.}(T_i) - \log p_{meas.}(T_i)]^2 \quad (3.3)$$

である。ここで、単純な差をとらずに対数の差をとるのは  $p$  の値が大きくなると過重に評価されるのを防ぐためである。 $(N_A, N_D, \epsilon_A)$  の値を変化させて  $S$  が最小となるような組を見出せばそれが所望の値となるわけであるが、この作業は次のような手順で計算機に自動的に行なわせた。

まず、非常に大雑把に  $(N_A, N_D, \epsilon_A)$  を変化させて、物理的に考え得る範囲内で  $S$  が最小となる点を見出す。次に、この点を中心として  $N_A, N_D, \epsilon_A$  をそれぞれ一定間隔で変化させて  $(N_A + i\Delta N_A, N_D + j\Delta N_D, \epsilon_A + k\Delta \epsilon_A)$  ( $i, j, k = -2, -1, 0, 1, 2$ ) という125の格子点を取り、この中で  $S$  が最小となる点を探す。この点が元の中心と一致しなければ、その点を中心と同様のことを繰り返す。格子の中心点で  $S$  が最小となれば、そこを収束点とする。実際には最初から  $\Delta N_A$  等を小さくとり過ぎると収束点に誤まりが生じるため、最初は  $\Delta N_A$  等を大きくとって一旦収束点を見出し、その点を初期値としてより小さな  $\Delta N_A$  等に対して収束させるということを繰り返した。最終的な収束値は初期値を変化させても変わらないということで収束を確認した。

以上に述べた方法を図3.3.3に示す測定結果に適用するには、正孔の有効質量を知る必要があるが、実際には  $\text{Im}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}_{0.55}\text{P}_{0.45}$  の  $m_{\hbar}^*$  は

表3.3.1 Cdの液相仕込み組成  $x_{Cd}^l$  と室温における正孔密度  $p$ 、および  
 計算機解析により求めたアセプタ密度  $N_A$ 、ドナ密度  $N_D$  およ  
 びアセプタの活性化エネルギー  $\varepsilon_A$  の値

NO.	$x_{Cd}^l$	$p$ (cm <sup>-3</sup> )	$N_A$ (cm <sup>-3</sup> )	$N_D$ (cm <sup>-3</sup> )	$\varepsilon_A$ (meV)
272	$2.5 \times 10^{-2}$	$1.8 \times 10^{18}$	$3.6 \times 10^{18}$	$1.7 \times 10^{16}$	4.2
277	$1.4 \times 10^{-2}$	$8.9 \times 10^{17}$	$1.7 \times 10^{18}$	$1.4 \times 10^{17}$	8.4
273	$7.9 \times 10^{-3}$	$7.2 \times 10^{17}$	$1.3 \times 10^{18}$	$1.2 \times 10^{17}$	8.6
274	$2.5 \times 10^{-3}$	$2.3 \times 10^{17}$	$4.3 \times 10^{17}$	$7.8 \times 10^{16}$	13.7

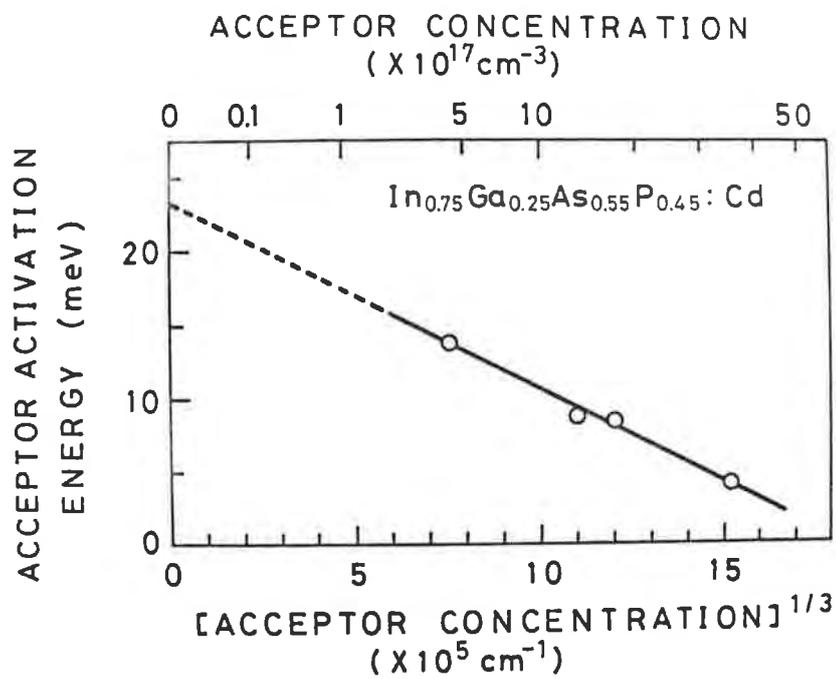
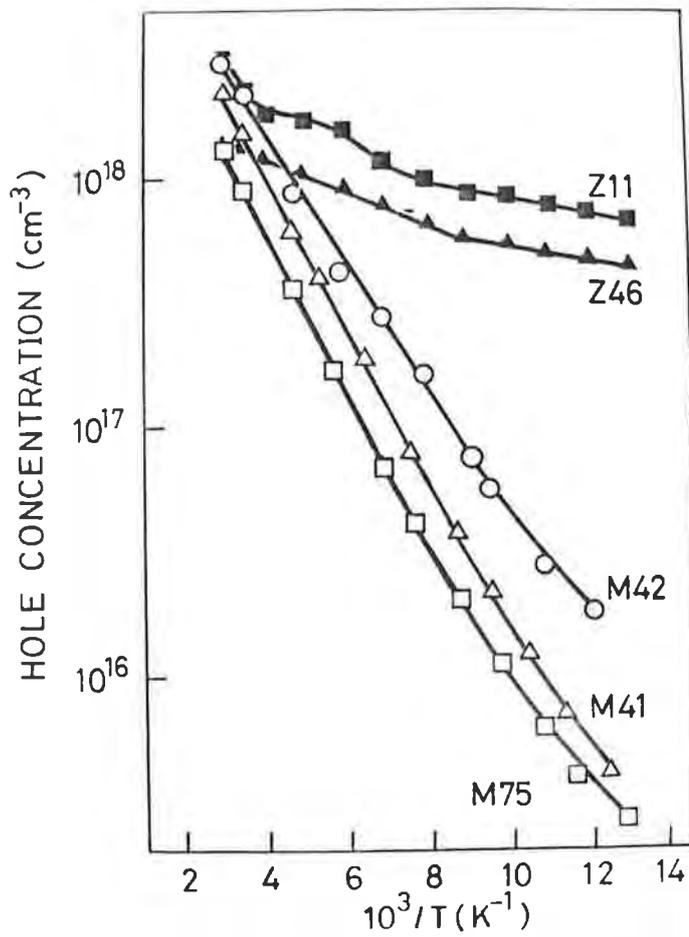


図3.3.5 アセプター密度の3分の1乗とアセプターの活性化エネルギーの関係

(a)



(b)

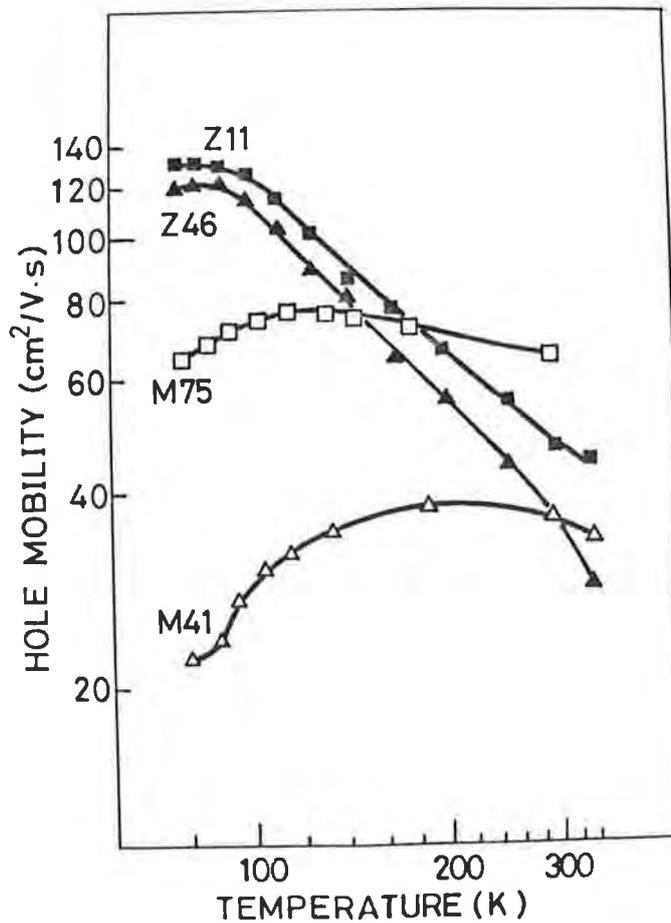


図3.3.6  $Z_m$ 添加および $M_n$ 添加 $\text{InGaAsP}$ の  
 (a)正孔密度と(b)ホール移動度の温度  
 依存性<sup>30)</sup> (Z: $Z_m$ 添加, M: $M_n$ 添加)

不明である。そこで InAs, InP, GaAs, GaP に対して報告されている  $m_n^*/m_e$  の値 0.40, 0.64, 0.48, 0.60<sup>25-28)</sup> を線形補間して  $m_n^*/m_e = 0.51$  とした。この値を用いて、 $N_A, N_D, \epsilon_A$  を計算した結果を、Cd の液相仕込み組成と室温における正孔密度と併せて表 3.3.1 に示す。同表より、 $N_A$  は室温における正孔密度の 2 倍程度であり、 $N_D$  は  $N_A$  の 10 分の 1 程度であることがわかる。また、前節でも述べたように  $N_A$  が大きい程  $\epsilon_A$  が小さくなるという傾向が見られる。

### 3.3.5 考察

不純物密度とそのイオン化エネルギーの関係については G. L. Pearson が次のように説明している<sup>29)</sup>。伝導電子(または正孔)とイオン化不純物の間にはイオン化不純物密度が高いほど大きくなるような引力のポテンシャル・エネルギーが生じる。この引力のポテンシャル・エネルギーが不純物に束縛された電子(または正孔)の束縛エネルギーを減らすために、イオン化エネルギーが小さくなる。この量は不純物間の平均距離に反比例するから、結局 p 型半導体では

$$\epsilon_A = \epsilon_I - a (N_A^-)^{1/3} \quad (3.4)$$

に従ってアクセプタの活性化エネルギーが変化することになる。ここで  $\epsilon_I$  は孤立したアクセプタの活性化エネルギーである。図 3.3.5 は前項で求めたアクセプタの活性化エネルギーをアクセプタ密度の 3 分の 1 乗に対してプロットしたものである。同図より、(3.4) 式がほぼ成り立つことがわかる。ここで  $\epsilon_I = 23.1 \text{ meV}$ ,  $a = 1.3 \times 10^{-5} \text{ meV} \cdot \text{cm}$  である。

次に、不純物の種類によるホール移動度の温度依存性の違いについて考察する。図 3.3.6 は葛原による  $Z_m$  および  $M_m$  を p 型不純物として用いた場合の正孔密度とホール移動度の温度依存性についての報告である<sup>30)</sup>。図中の M が  $M_m$  添加、Z が  $Z_m$  添加の試料であるが、試料の組成および作製条件は本研究におけるものと同様である。図 3.3.4 と図 3.3.6 (b) を比較すると、 $Z_m$  添加、Cd 添加、 $M_m$  添加の順に低温における移動度が小さくなる傾向がある。移動度を決定する散乱機構としては、有極性光学ホノン散乱 (polar optical phonon scattering)、イオン化不純物散乱 (ionized impurity scattering)、合金散乱 (alloy scattering) 等が考えられるが、このうち低温で移動度を減じるのはイオン化不純物散乱だけである。また、アクセプタの種類以外は同一の条件で作製した試料間に差が見られるということからも、イオン化不純物散乱に差があるためと考えるのが妥当であろう。

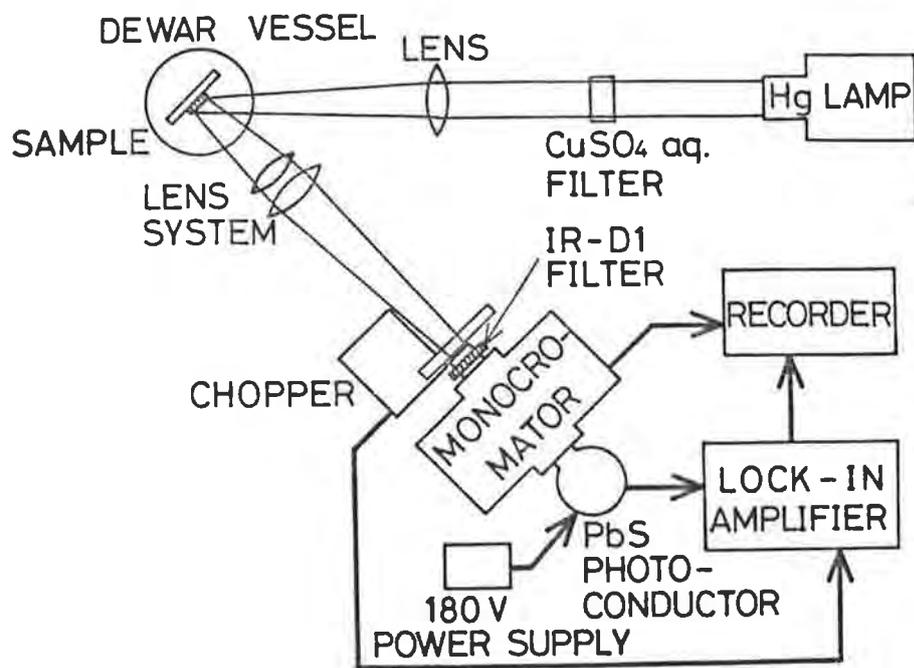


図3.4.1 ホトルミネセンス測定系のブロック図

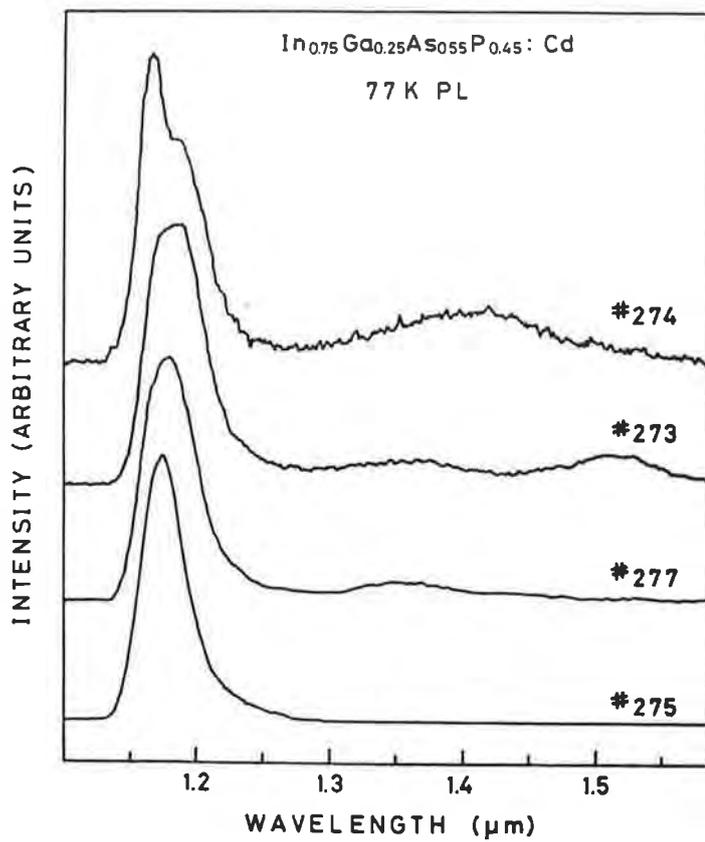


図3.4.2 Cd添加InGaAsPの77Kにおける  
ホトルミネセンス・スペクトル

すなわち、Zn添加、Cd添加、Mn添加の順にイオン化不純物散乱の効果が大きくなるものと考えられる。

イオン化不純物散乱による移動度を決定する要因としては、まずイオン化不純物の密度がある。しかし、図3.3.3および図3.3.6(a)に見られるように低温における正孔密度はZn添加のものか最も多い。したがって、移動度が小さいものほどイオン化不純物が多いとは考えにくい。一方、アワセワタの活性化エネルギーは、Zn、Cd、Mnの順に大きくなっている。このことは、正孔がイオン化アワセワタに吸引される力がこの順に強くなっていることを示しており、これがイオン化不純物散乱の強度に反映しているのではないかと考えられる。

### 3.4 ホトルミネセンス測定による評価

#### 3.4.1 測定方法

ホトルミネセンス (photoluminescence, PL) の測定には、ホール測定に用いた試料をそのまま用いた。励起光源としては500W超高圧水銀灯を使用し、硫酸銅水溶液フィルタを透過する可視(青)から紫外の光をレンズで集光して試料に照射した。試料からの光はこれもレンズで集光し、360Hzのチョップでチョップした。その後、分光器(日本光学製G250)を通った光をPbS光伝導素子で受光し、その出力をロック・イン・アンプ(lock-in amplifier)で増幅した。この際、励起光が信号として検知されるのを防ぐため分光器の前に赤外透過フィルタ(IR-DI)を置いた。試料冷却用の寒剤としては、77Kにおける測定では液体窒素を、4.2Kにおける測定では液体ヘリウムを用いた。図3.4.1にPL測定系のブロック図を示す。

#### 3.4.2 77Kにおける発光スペクトル

図3.4.2に、77Kにおいて観測された発光スペクトルを示す。図中、下に示す試料ほどCdの添加量が多くなっており、これに従ってスペクトルの形に変化が認められる。すなわち添加量の少ない#274では1.2 $\mu\text{m}$ の吸収端付近の発光が2つのピークを持っているのに対し、#273では両者が明確に区別できなくなり、さらに添加量の多い#275、#277では単一のピークになってしまう。また、添加量の少ない試料では長波長側に非常に半値幅の広いピークが認められるが、添加量を多くするとこのピークが消滅する。添加量が多いほど発光効率が良くなるため、図

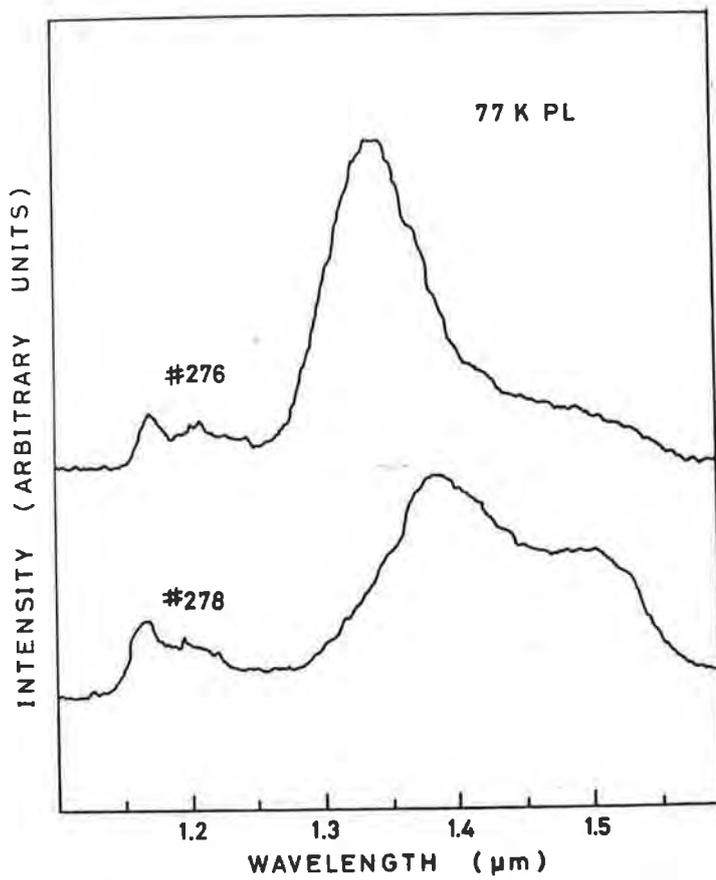


図3.4.3 補償領域にあるCd添加InGaAsPの77Kにおけるホトルミネセンススペクトル

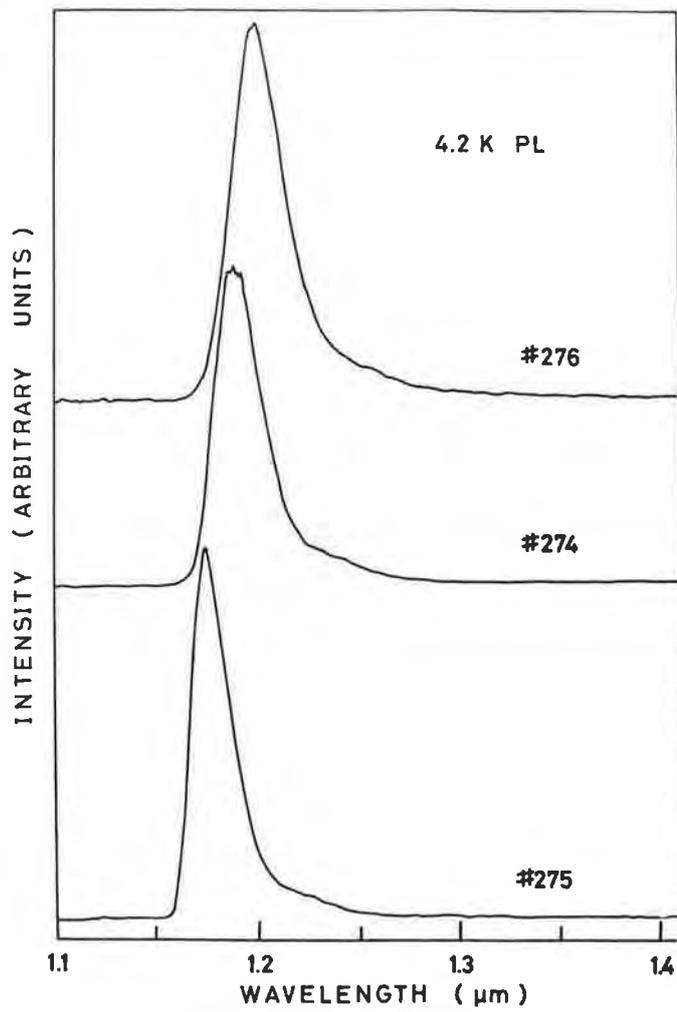


図 3.4.4 Cd 添加 InGaAsP の 4.2 K における  
ホトルミネセンス・スペクトル

表3.4.1 室温における正孔密度  $p$  と ホトルミネセンス・スペクトルのピークの光子エネルギー および アクセプタ準位  $\epsilon_A$  の関係

NO.	$p(\text{cm}^{-3})$	77K		4.2K	$\epsilon_A(\text{meV})$
		Band to Band (eV)	Band to Acceptor (eV)	D-A pair (eV)	
276	$6.2 \times 10^{15}$	1.059	1.026	1.031	33
278	$4.3 \times 10^{16}$	1.062	1.037	1.044	25
274	$2.3 \times 10^{17}$	1.063	1.043	1.041	20
273	$7.2 \times 10^{17}$	1.058	1.043	1.038	15
277	$8.9 \times 10^{17}$	—	1.051	1.039	7~12
275	$3.3 \times 10^{18}$	—	1.057	1.057	1~6

3.4.2に示すスペクトルの測定レンジは大きくなっている。しかし、低い測定レンジで#275の長波長側を走査しても、何らピークは認められなかった。

図3.4.3は図3.3.1で補償領域に入っている2つの試料について、77Kにおける発光スペクトルを測定した結果である。この場合は、添加量の多い試料とは逆に、長波長側のピークが主なピークとなり、吸収端付近の発光は非常に弱くなる。しかし、吸収端付近には、完全に分離した2つのピークが観測される。

### 3.4.3 4.2Kにおける発光スペクトル

4.2Kにおいて観測された代表的な発光スペクトルを図3.4.4に示す。4.2Kにおけるスペクトルでは、吸収端付近に単一のピークが観測されるのみである。補償領域にある試料(#276)でも観測されるのはこのピークだけであり、77Kにおいて観測されたような長波長側の幅の広いピークは観測されなかった。しかし、#274のピークは先端が4つに分離している。この分離した小さなピークは、走査し直しても同一の位置で観測されたことから、雑音によるものとは考えられない。ただし、励起光の照射位置を変えると、この分離したピークが単一のピークとなり、そのピーク位置はやや長波長側に移動した。

### 3.4.4 考察

西野らは、組成の異なる  $\text{InGaAsP}$  に対して気相で  $\text{Cd}$  を拡散して、PL スペクトルの温度依存性を測定している。<sup>31)</sup> その結果、80K以下における発光では  $\text{Cd}$  アクセプタと残留ドナのドナーアクセプタ (*donor-acceptor, D-A*) ペアによる発光が支配的であり、それ以上の温度では自由電子とアクセプタに束縛された正孔の再結合 (*band to acceptor, B-A*) による発光が支配的であるとしている。本研究における測定でも、#274に対する測定等から4.2Kにおける発光はD-Aペアによるものと考えられる。一方、77Kにおける発光のうち、吸収端付近で観測されるピークは、#276、#278の長波長側のピークを除き、いずれも4.2Kにおけるピークよりも短波長側にある。このことから、吸収端発光のうち短波長側のピークは帯間遷移 (*band to band, B-B*) によるもので、長波長側のピークはB-Aによるものと考えられる。この考えに基づいて77Kと4.2Kにおいて観測されたピークの位置をまとめると表3.4.1のようになる。なお、同表にはホール測

定により求めた室温における正孔密度も示してある。

表3.4.1の $\varepsilon_A$ はB-BとB-Aのピーク位置の差から求めたアワセアワセ準位であるが、#277、#275についてはB-Bのピークが観測されないので、他の4つの試料のB-Bのピーク位置をもとに算出した。各試料は同一の組成となるように成長しているため、本来B-Bのピーク位置は同一となるはずであるが、多少ばらつきが見られるのは、必ずしも全く同一組成の固相が成長していないためである。この $\varepsilon_A$ をホール測定から求めた $\varepsilon_A$ と比較すると、PLから求めた $\varepsilon_A$ の方が大きくなっている。これは、PLから求めた $\varepsilon_A$ は77Kにおける光学的な値であるのに対し、ホール測定から求められるのは77Kから室温までの間の熱的な励起による活性化エネルギーであるためと考えられる。

77Kにおいて観測された長波長側の幅広いピークについては、試料によるピーク位置のばらつきが大きく2つのピークを持つものもある。このような点から、このピークが何に由来するのかを同定するのは困難である。しかし、Cdの添加量が少ない試料ほどこのピークが優勢になることと、不純物無添加の試料でもこれに類似したピークが観測されることなどから、深い準位を形成する残留不純物が関与した発光であると考えられる。Cdの添加量の多い試料でこのピークが消滅するのは、Cd添加によってこの深い準位の密度が減少するか、あるいはアワセアワセ密度の増大によってB-Aによる発光の発光確率が増加するためではないかと想像される。

### 3.5 電子線誘起電流(EBIC)測定による評価

無添加 $\text{InP}$ 上にCd添加 $\text{InGaAsP}$ を成長した試料について電子線誘起電流(electron-beam induced current, EBIC)強度のライン・スキャン(line scan)を行なった結果は既に図3.2.2に示した通りである。測定は電子線の加速電圧10kV、ビーム電流 $2 \times 10^{-11}$ Aのもとで行なった。同図において、EBIC強度のピークはp-n接合の位置を表わしており、背景のSEM(scanning electron microscope)写真中の線は、試料をステイン・エッチ(stain etch)して出した異種界面である。これによればp-n接合と異種界面はほとんど一致しており、Cdが固相中を拡散する効果は、一応無視できることがわかる。 $\text{Zn}$ に関して同様の測定を行なうと、 $3 \mu\text{m}$ 程度p-n接合が $\text{InP}$ 側に移動することが報告されており、<sup>32)</sup>

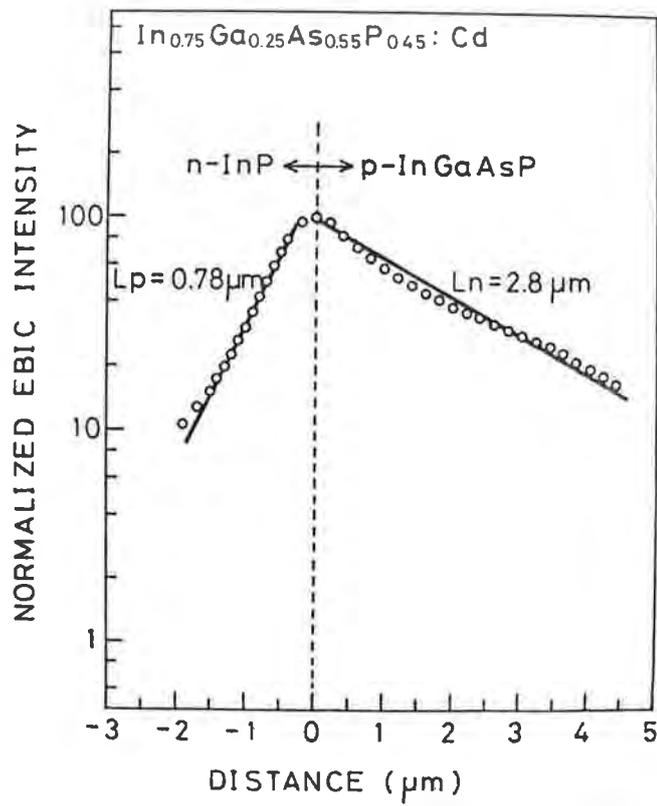


図3.5.1 EBIC強度の厚さ方向分布  
(図3.2.2に示すEBIC信号による)

Cdの固相中の拡散速度は $\Sigma_m$ に比べてはるかに小さいと考えられる。

図3.5.1は図3.2.2に示したEBIC強度 $I_E$ をp-m接合からの距離 $d$ に対して対数目盛でプロットしたものである。少数キャリアの拡散長を $L$ とすると、 $I_E$ と $d$ の間には $I_E \propto \exp(-d/L)$ の関係があり、図中の直線の傾きから $L$ が求められる。これによるとp層中の電子の拡散長 $L_m$ は約 $2.8 \mu\text{m}$ 、n層中の正孔の拡散長 $L_p$ は約 $0.78 \mu\text{m}$ となる。HPTに対するp型不純物は $L_m$ が大きいことが望ましく、 $2.8 \mu\text{m}$ という値は十分な値とは言えないが、 $\Sigma_m$ 、 $M_m$ の $L_m$ が約 $2.0 \mu\text{m}$ である<sup>32)</sup>ことと比較すれば遜色のない値である。

### 3.6 まとめ

本章では、 $\text{InGaAsP}$ に対する新たなp型不純物としてCdを取り上げ、Cd添加 $\text{InGaAsP}$ の特性について検討を加えた。Cdは固相中での拡散速度が小さく、またCd添加 $\text{InGaAsP}$ 中の電子の拡散長は $\Sigma_m$ と同等かそれ以上であることから、ホトトランジスタのベースに用いるp型不純物として、Cdは非常に好ましいものであることが判明した。Cdをp型不純物として用いる場合に最も憂慮された蒸気圧が高いという点についても、添加特性は再現性が良く、また他の成長溶液に対する気相からの汚染も低減可能であることがわかった。以下に本章で述べた内容の要点を示す。

- (1) Cd添加層と無添加層を同時に成長する際にはCdによる気相からの汚染を防ぐために溶液の順番、 $\text{H}_2$ 流量等に配慮が必要であった。
- (2)  $\text{InGaAsP}$ に対するp型不純物としてCdを用いて $10^{18} \text{cm}^{-3}$ 以上の正孔密度を得ることができた。
- (3) Cd添加 $\text{InGaAsP}$ のアフセプの活性化エネルギー $\varepsilon_A$ は、アフセプ密度 $N_A$ に対して次式で表わせることを正孔密度の温度依存性より明らかにした。  

$$\varepsilon_A (\text{meV}) = 23.1 - 1.3 \times 10^{-5} \cdot N_A^{1/3} (\text{cm}^{-3})$$
- (4) Cd添加 $\text{InGaAsP}$ の77Kと4.2Kにおけるホトルミネセンススペクトルを測定し、各ピークの発光機構について検討した。
- (5) 無添加 $\text{InP}$ 上にCd添加 $\text{InGaAsP}$ を成長した試料に対してEBICの測定を行ない、p-m接合が異種界面と一致していることを観測した。
- (6) 同上の測定からCd添加 $\text{InGaAsP}$  (正孔密度 $\sim 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ )中の電子の拡散長を求めた結果、約 $2.8 \mu\text{m}$ であった。

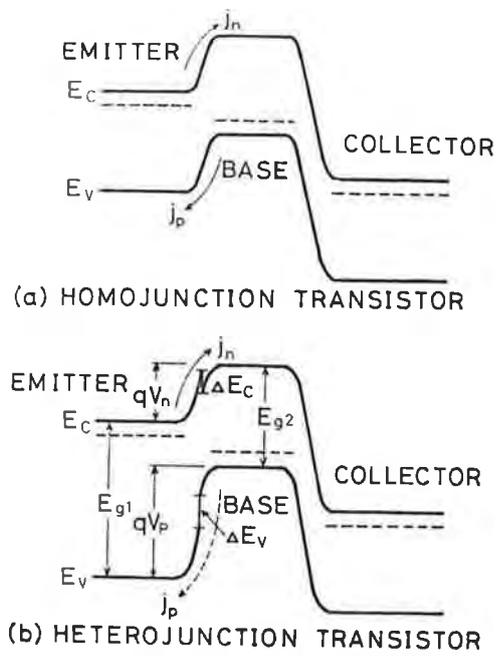


図4.1.1 (a)ホモ接合ホトランジスタと  
 (b)異種接合ホトランジスタの  
 エネルギー・バンド図

## 第4章 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 異種接合ホトトランジスタ

### 4.1 異種接合ホトトランジスタ

異種接合ホトトランジスタ(HPT)は、エミッタの禁制帯幅がベースのそれよりも大きくなるように作られたホトトランジスタであり、通常のホトトランジスタに比べ多くの利点をもっている。図4.1.1は通常のm-p-mホトトランジスタとHPTの順方向バイアス状態におけるエネルギー・バンド図を示したものである。HPTのエミッタ接合においては、電子に対する障壁よりも正孔に対する障壁の方が高くなっている。このため、全エミッタ電流に対する電子電流の比で与えられるトランジスタの注入効率は、エミッタとベースのキャリア密度に関係なくほぼ1となる。このように注入効率が改善されるということがHPTの第1の利点である。

HPTが優れている第2の点としては、エミッタの窓効果を利用できるということがあげられる。ホトトランジスタでは入射した光をできるだけベースで吸収させることが望ましい。HPTに対し、エミッタの禁制帯幅とベースの禁制帯幅の中間のエネルギーをもつ光をエミッタ側から照射すれば、この光はエミッタを透過して、ほとんどベース領域において吸収される。HPTは高い注入効率に加えてこの窓効果を有効に利用するためにその効率は非常に高いものとなる。

以上述べてきたHPTの利点は1957年にH. Kroemerが異種接合トランジスタを提唱して以来知られていたことであるが、実際に優れた特性を持つHPTを作製するには良質の異種接合を得ることが不可欠である。異種接合については半導体レーザ開発のために $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ および $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ に関する研究が近年急速に進展した。この結果、これらの材料を用いてHPTを作製する研究が各所でなされるようになってきている。 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ によるHPTに関してはH. Benekingらが1976年以来研究を続けており、1980年には光利得5000のHPTを得たと報告している<sup>33,34)</sup>。また、小長井らはエミッタ接合の再結合電流と素子特性について、R. A. MilanoらはMOCVDで作製した $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  HPTについての報告を行なっている<sup>35,36)</sup>。一方、 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$  HPTについては、K. T. Alaviらが1979年に初めてその作製を報告し、<sup>21)</sup> 戸部らおよびP. D. Wrightらが、それぞれ1980年に光利得700および100のHPTを得たと報告した。<sup>37,38)</sup> その後、J. C. Campbellらは $\text{InGaAs}/\text{InP}$  HPTで光利得1000のものを、また、葛原らは $\text{InGaAsP}/\text{InP}$  HPTで光利得900のものを得たと報告している。<sup>23,6)</sup> さらにHPT

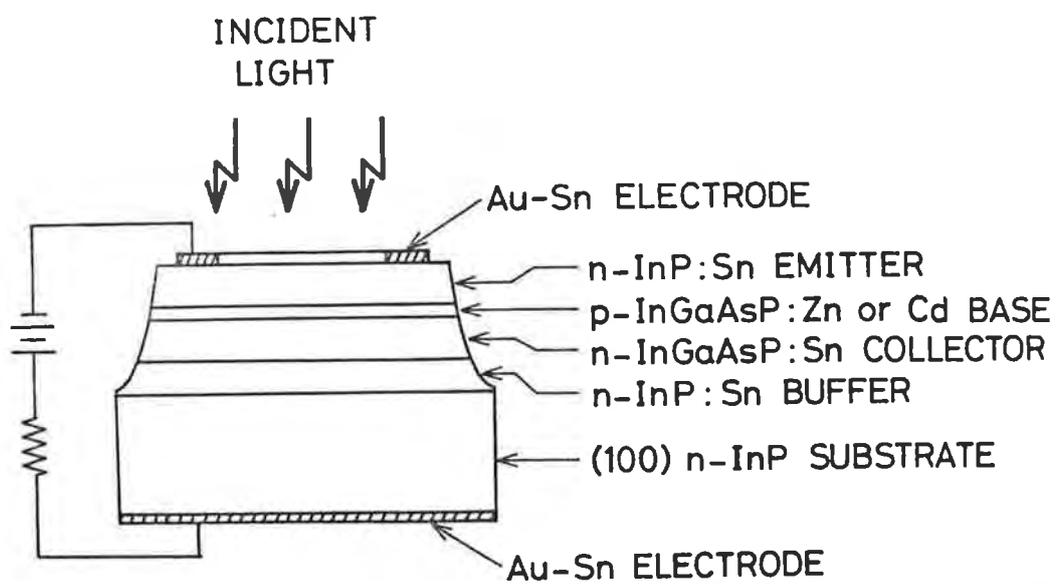


図4.2.1 本研究で作製した異種接合ホトトランジスタの構造

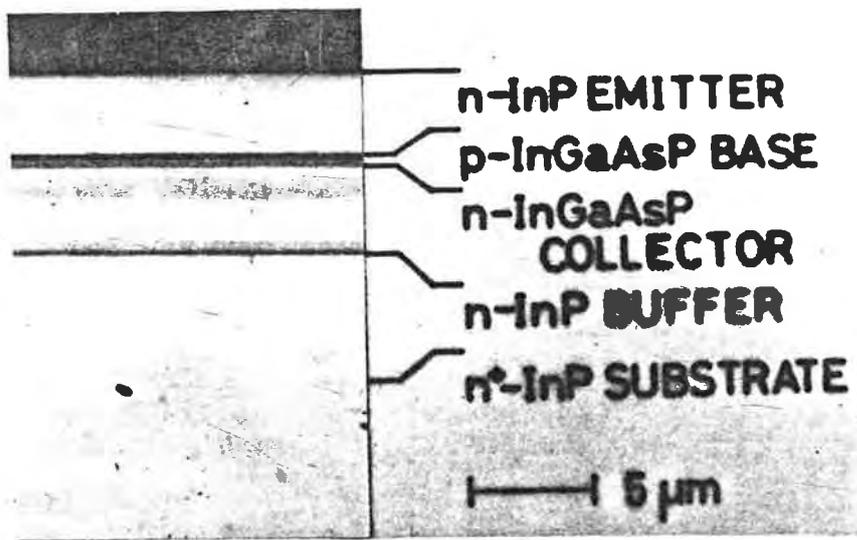
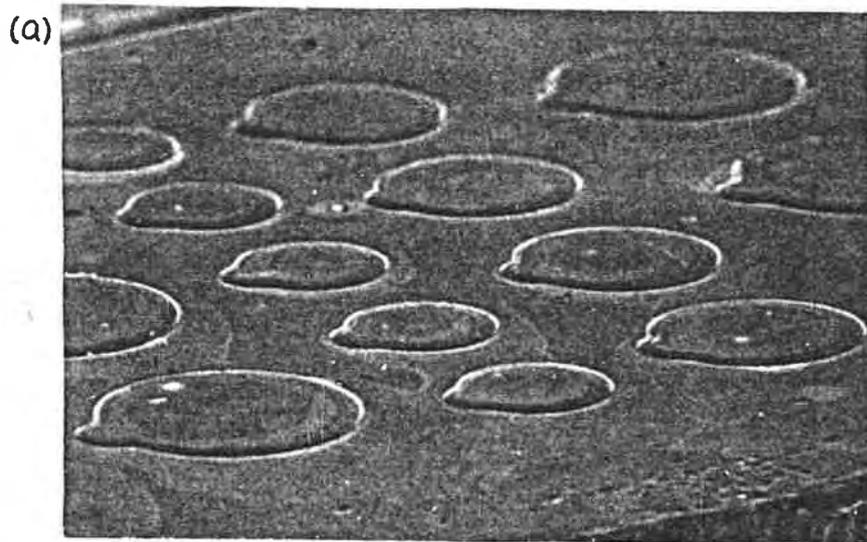


図4.2.2 成長した異種接合ホトトランジスタのへき開面の顕微鏡写真



200  $\mu\text{m}$

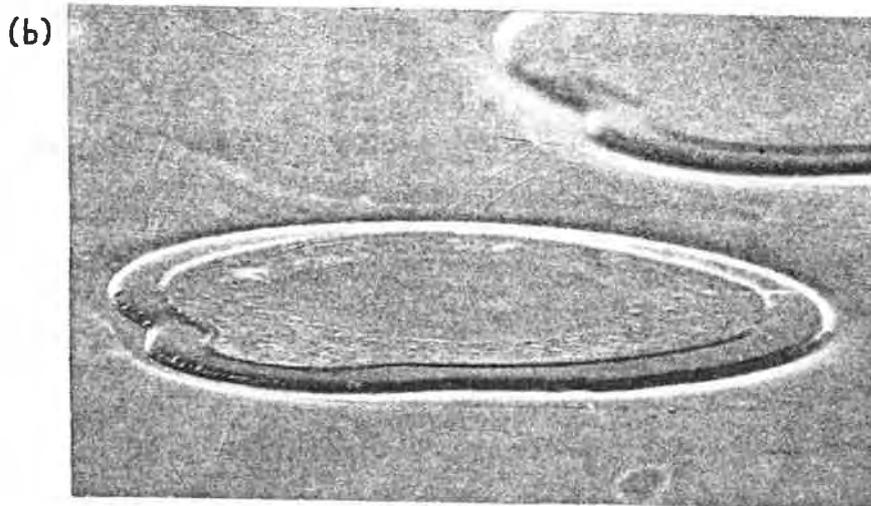


図4.2.3 完成したメサ構造のSEM写真  
(a) ウエハ上に並んだメサ,  
(b) メサの拡大写真 (メサ径  $290\mu\text{m}$ )

の高速化については D. Fritzsche らの報告がある。<sup>39)</sup>

このように HPTの研究は活発に行なわれているが、その目的はもっぱら光ファイバ通信の受光素子としての用途に限られており、コレクタ電流の大電流化という点にはあまり興味を持たれていない。この点に関心を示しているのは H. Beneking らと葛原らだけである。本研究の目標は、第1章で述べたように半導体レーザと HPTの集積化という点にあり、このためにはコレクタ電流の大電流化が不可欠である。したがって、本研究における HPTの作製では、高利得、大電流 HPTを得ることを最大の目的としている。

#### 4.2 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ ホトトランジスタの作製

本研究で作製した HPTの構造を図 4.2.1 に示す。エミッタは  $\text{InP}$ 、ベースとコレクタは  $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}_{0.55}\text{P}_{0.45}$  であり、成長層表面側がエミッタとなっている。成長に用いた基板、原料等は第2章で述べた通りであるが、以下多層成長の手順について述べる。655°Cで基板をメルト・バックした後、 $\text{InP}:\text{Sm}$  バック層の成長を始め、640°Cから  $\text{InGaAsP}:\text{Sm}$  コレクタの成長を開始した。 $\text{InGaAsP}:\text{Cd}$  (または  $\text{Zn}$ ) ベースは、635°Cから30秒ないしは1分程度成長し、その後  $\text{InP}:\text{Sm}$  エミッタを625°Cまで成長した。成長中の冷却速度は常に0.6°C/min.とした。各層の厚さは、成長ごとのばらつきが大きいが、コレクタとエミッタの厚さは約3 $\mu\text{m}$ 、またベースの厚さは成長時間に応じて0.3~1.0 $\mu\text{m}$ 程度であった。各層の不純物添加量はパラメータとして変化させているので各試料ごとに次節で述べる。図 4.2.2 に成長した試料のへき開面の写真を示す。

成長した試料にはホトリソグラフィ (photolithography) の技術を用いて電極蒸着とメサ・エッチングを施した。まず成長層表面側にリフト・オフ (lift off) 法によって環状電極を蒸着した。電極材料は  $\text{Au-Sm}$  (90:10 重量比) を用い、試料は電極蒸着直前に  $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 3:1:1$  (体積比) エッチング液で60°C、10秒間のエッチングをした。電極蒸着後、その上を再びホトレジスト (photoresist) で覆い、 $\text{HCl}:\text{CH}_3\text{COOH}:\text{H}_2\text{O}_2 = 1:2:1$  (体積比) エッチング液で15分間エッチングして、メサ構造を形成し、各素子を分離した。メサ・エッチング後、基板側にも  $\text{Au-Sm}$  電極を蒸着し、純化水素雰囲気中で420°C、1分間の合金化を行なって、表裏にオーム性電極を形成した。完成した HPTの SEM 写真を図 4.2.3 に示す。メサ径および電極内径は、大、中、小のメサでそれぞれ480 $\mu\text{m}$ と346 $\mu\text{m}$  (大メサ)、385 $\mu\text{m}$ と195 $\mu\text{m}$

表 4.3.1  $Z_m$  添加ホトトランジスタの作製条件とその特性

NO.	Carrier conc. ( $\times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ )			Thickness	Photocurrent (mA) <sup>†</sup>	Optical
	Emitter	Base	Collector	Base ( $\mu\text{m}$ )	(Incident power ( $\mu\text{W}$ ))	gain
	$n_e$	$p_b$	$n_c$	$w_b$	$I_{\text{photo}}(P_{\text{in}})$	G
248	15	25	15	0.3	0.029 (111)	0.28
249	15	25	15	0.5	0.032 (111)	0.31
252	15	25	15	1.1	0.040 (111)	0.39
254	58	25	15	0.7	Ohmic I-V	
255	30	25	15	0.8	2.2 (111)	21
257	30	25	15	0.7	0.57 (111)	5.7
258	30	11	15	0.7	2.0 (111)	19
259	30	5.5	15	0.6	0.050 (111)	0.49
260	15	5.5	10	0.7	5.8 (232)	27
261	15	1.5	10	0.8	15.0 (111)	146

† At  $V_{\text{CE}}=2.0\text{V}$

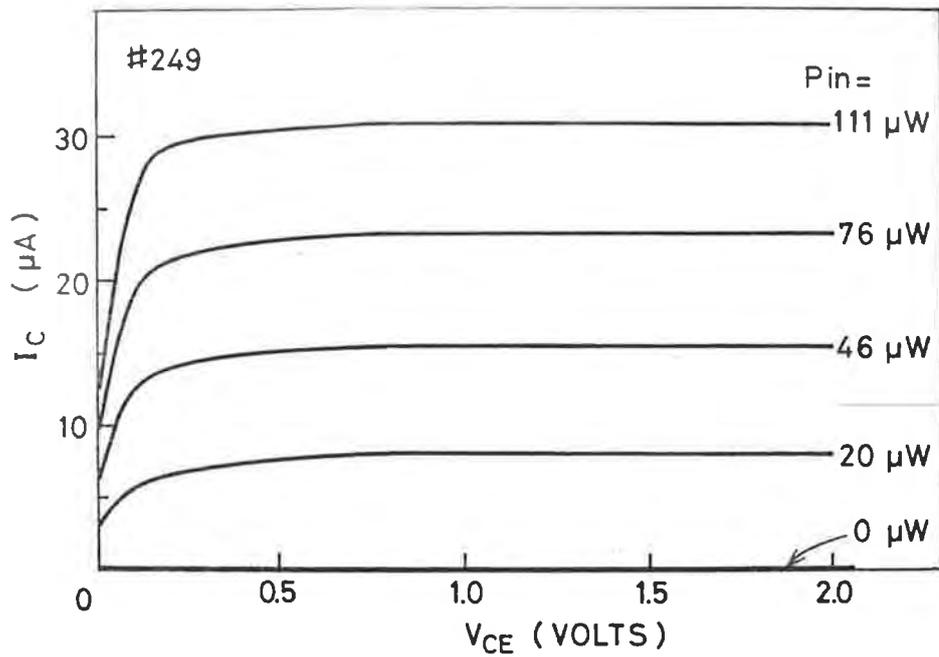


図4.3.1 ZnM添加ホトトランジスタの光照射 電流-電圧特性 (光利得 $\sim 0.31$ )

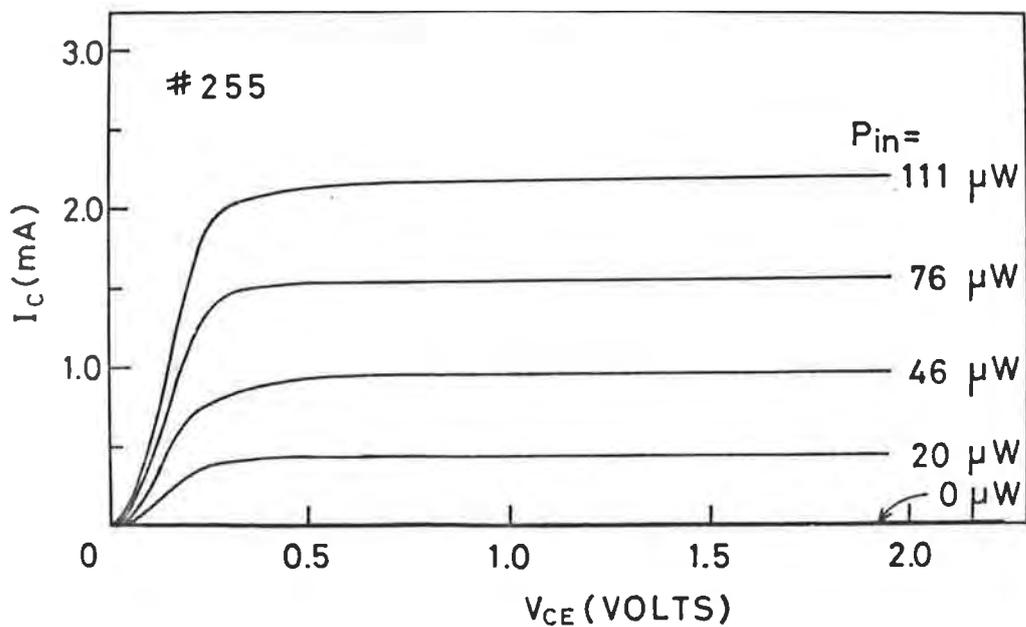


図4.3.2 ZnM添加ホトトランジスタの光照射 電流-電圧特性 (光利得 $\sim 21$ )

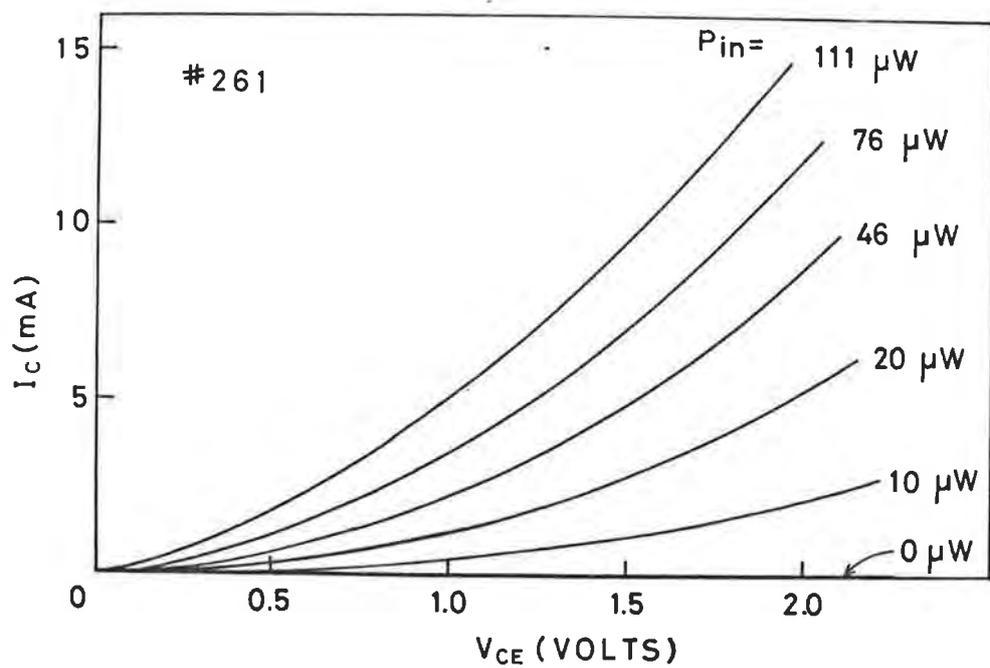


図4.3.3  $Z_m$  添加ホトトランジスタの光照射 電流-電圧特性 (光利得  $\sim 146$ )

(中メサ)および  $290\mu\text{m}$  と  $147\mu\text{m}$  (小メサ)である。

### 4.3 ホトトランジスタの作製条件と電流-電圧特性

#### 4.3.1 $Zn$ 添加ホトトランジスタ

ベース層のp型不純物として  $Zn$  を用いたHPTの作製条件と、バイアス電圧  $2V$  における光電流ならびに光利得を表4.3.1にまとめて示す。光利得  $G$  は入射光パワーが  $P_{in}$  の時のコレクタ電流を  $I_c$  として、

$$G = (I_c/q) / (P_{in}/h\nu) = (h\nu/q) \cdot I_c / P_{in} \quad (4.1)$$

で定義される。ここで  $q$  は電子の電荷、 $h\nu$  は入射光の光子エネルギーである。また、表4.3.1に示した各素子のうち、代表的なものの電流-電圧特性を図4.3.1～図4.3.3に示す。

図4.3.1に代表される #248、#249、#252の3つのHPTは各層の不純物添加量が同じで、ベース幅のみが異なる。これらのHPTでは入射光パワーが  $111\mu\text{W}$  のときの光電流が  $30\sim 40\mu\text{A}$  であり、 $G$  は1以下である。この時の  $G$  は、ほぼホトダイオードの外部量子効率程度であり、トランジスタとしての増幅作用を全く行っていないと考えられる。次に、#254では  $Zn$  のエミッタ側への拡散を防ぐためにエミッタの  $S_m$  添加量を増したが、この試料ではオーム性の暗電流 (抵抗値に換算して  $100\Omega$  程度) が流れ、光を照射してもほとんど応答しなかった (以後、このような特性をオーム性の特性と呼ぶ)。そこで、#255、#257ではエミッタの  $S_m$  添加量を両者の中間とし、#258、#259では、さらにベースの  $Zn$  添加量を少なくしていった。この結果  $G$  が20程度のHPTが得られるようになった。

#260ではエミッタの  $S_m$  添加量を元にもどし、ベースの  $Zn$  添加量を少なくしたが、この場合も  $G$  が30程度のHPTが得られた。#261ではベースの  $Zn$  添加量を #260よりさらに少なくした。その結果、図4.3.3に示すような特性を持つHPTが得られた。この場合、電流-電圧特性の立ち上がりが非常に悪く、通常のトランジスタの五極管特性ではなく、むしろ三極管に近い特性となっている。しかし、光電流はバイアス電圧とともに増加し、 $P_{in} = 111\mu\text{W}$  の場合、 $V_{CE} = 4.0V$  で  $70\text{mA}$  に達する。また、このバイアス電圧においても暗電流はほとんど増加しない。

#### 4.3.2 $Cd$ 添加ホトトランジスタ

表4.3.2 Cd添加ホトトランジスタの作製条件とその特性

NO.	Carrier conc. ( $\times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ )			Thickness	Photocurrent (mA) <sup>†</sup>		Optical
	Emitter	Base	Collector	Base ( $\mu\text{m}$ )	(Incident power ( $\mu\text{W}$ ))		gain
	$n_e$	$p_b$	$n_c$	$w_b$	$I_{\text{photo}} (P_{\text{in}})$		G
279	15	6.5	10	0.5	4.5	(232)	21
284	5.0	5.0	4.5	0.5	6.8	(232)	32
285	15	2.0	4.5	0.9	120	(171)	757
288	5.0	5.0	5.0	0.3	2.1	(111)	20
294	15	2.0	4.5	0.7	17	(232)	79
295	15	2.0	4.5	0.8	38	(232)	177
296	15	1.0	4.5	0.7	Ohmic I-V		
297	15	0.5	4.5	0.9	Ohmic I-V		
298	15	1.5	4.5	0.5	170	(155)	1180
299	15	1.5	4.5	0.5	Ohmic I-V		

† At  $V_{\text{CE}}=2.0\text{V}$

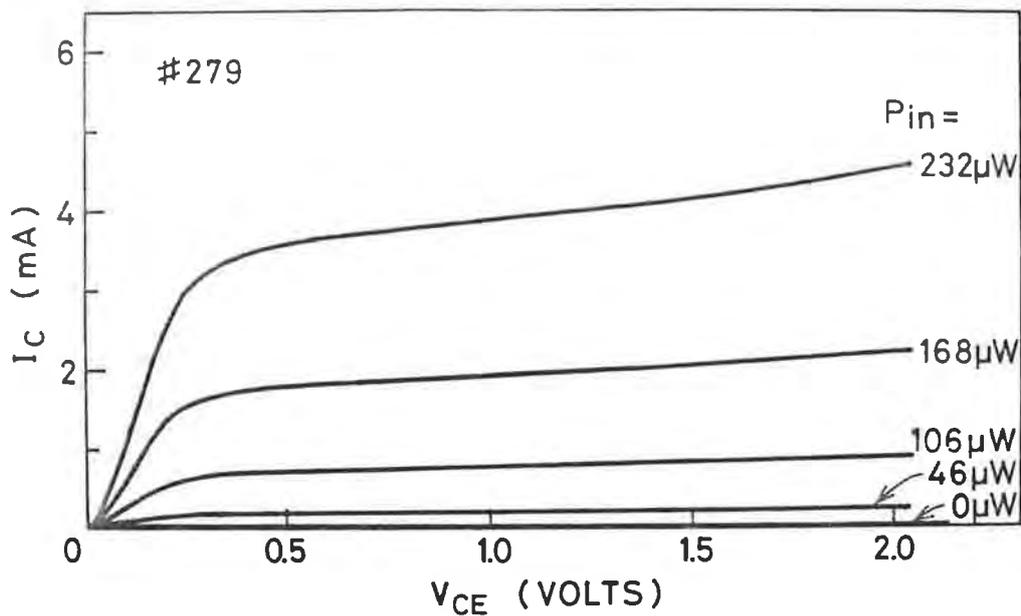


図4.3.4 Cd添加ホトトランジスタの光照射電流-電圧特性 (光利得 $\sim$ 21)

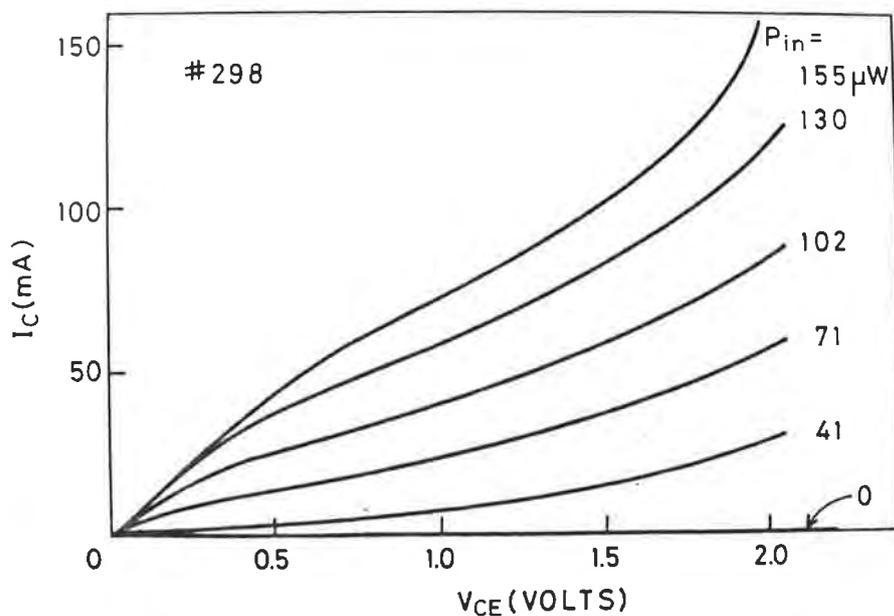


図4.3.5 Cd添加ホトトランジスタの光照射電流-電圧特性 (光利得 $\sim$ 1180)

$\text{Cd}$ をベース層のP型不純物として用いたHPTの作製条件とその特性を表4.3.2にまとめて示す。また、代表的な電流-電圧特性を図4.3.4および図4.3.5に示す。 $\text{Cd}$ をP型不純物として用いた場合にも、ベース領域のキャリア密度を低くしていくと、高い光利得を有するHPTが得られるという傾向が見られた。

#279、#284、#288の $\text{Cd}$ の添加量が比較的多い試料では、20~30程度の光利得のものしか得られなかったのに対して、#285、#295の添加量を少なくした試料では $G$ が100を超え、#298では入射光パワー155 $\mu\text{W}$ 、バイアス電圧2.0Vにおいて光電流170mA、光利得1180を得た。この光利得は、 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$  HPTとしては現在までに報告されている中で最大の値である。この時の電流-電圧特性は図4.3.5に示した通りであるが、この場合もバイアス電圧が高くなるほど光電流が大きくなるという傾向が認められる。また、このような大きな光利得にもかかわらず暗電流はバイアス電圧2Vにおいて0.5 $\mu\text{A}$ 以下であった。

以上に述べたように $\text{Cd}$ の添加量を少なくしていくと、高利得のHPTが得られたが、さらに $\text{Cd}$ の添加量を少なくした#296、#297ではオーム性の電流-電圧特性となった。すなわち、 $\text{Cd}$ の添加量が多いと $G$ が小さく、少な過ぎるとオーム性となる。#298と同じ条件で作製した#299もオーム性となっており、こうした点から高利得HPTを得るには、ベースのキャリア密度の精密な制御が必要と考えられる。

#### 4.3.3 光利得に関する考察

HPTの光利得については森泉ら<sup>40)</sup>が詳細な理論計算を行なっているが、近似的には次式で与えられる。

$$G = \eta \beta = \eta \alpha / (1 - \alpha) \quad (4.2)$$

ここで、 $\eta$ は光の領域における量子効率、すなわち入射した光子数に対してベース領域およびその近傍で生成する電子-正孔対の割合であり、 $\beta$ はトランジスタのエミッタ接地電流増幅率、 $\alpha$ はベース接地電流増幅率である。 $\alpha$ はエミッタの注入効率 $\gamma$ とベースの輸送効率 $\eta_t$ の積であるが、HPTでは $\gamma \approx 1$ とみなせるので、結局、

$$\alpha \approx \eta_t = \text{sech}(W_b/L_m) \quad (4.3)$$

となる。ここで $W_b$ はベース幅、 $L_m$ はベース内の少数キャリア(電子)の拡散長である。例えば $W_b = 0.5 \mu\text{m}$ とし、また $\text{Cd}$ 添加 $\text{InGaAsP}$ 中の $L_m$ としては第3章の結果より $L_m = 2.8 \mu\text{m}$ を利用すると、 $\beta \approx 60$ となる。測定に用いた試料には

反射防止膜等をつけていないことから  $\eta$  は高々 50% 程度と考えられ、 $G$  の計算値としては 20~30 程度の値が妥当であることがわかる。

この計算結果からすると 4.3.1 および 4.3.2 項で述べた HPT のうち  $G$  が 20~30 程度のものが理論から予想される値であり、それ以外の HPT は理論で考慮していない要素を含んでいることになる。まず、 $z_m$  を多く添加した場合に見られた全く増幅作用のない HPT について考える。この場合は、ベースのキャリア密度の方がエミッタのキャリア密度よりも大きいことから  $z_m$  が固相中を拡散して、エミッタ接合が  $I_m P$  内に移動したと考えられる。こうなると実効的なベース幅が広がるばかりでなく、HPT の利点である  $\alpha \approx 1$  という効果が失われる。このため  $\alpha$  が小さくなり増幅作用をしなかったものと考えれば実験結果を説明できる。

次に、ベースのキャリア密度を低くした時に、大きな光利得を有する HPT が得られた原因について考える。この場合、まず考慮しなければならないのはアリー効果 (Early effect) であるが、#298 の不純物密度から計算したコレクタ接合空乏層のベース側への広がり、バイアス電圧 2V においてもせいぜい  $0.15 \mu\text{m}$  である。ベース幅が  $0.35 \mu\text{m}$  になったとして  $G$  を計算しても約 130 にしかならない。これ以外にベースのキャリア密度を下げたときに生じる効果として考えられるのは  $L_m$  の増加と、エミッタに添加した  $S_m$  が固相中を拡散して実効的なベース幅を狭めるということがある。キャリア密度が低くなれば当然  $L_m$  は大きくなるが、あるキャリア密度で急激に  $L_m$  が増大するとは考えにくい。したがって、 $G$  の急激な増大の原因を、キャリア密度の減少にもとづく  $L_m$  の増加に求めることは妥当ではない。一方、 $S_m$  の拡散による実効的なベース幅の減少によって  $G$  が増加する可能性も考えられる。エミッタの  $S_m$  添加量を多くした場合 (#254) とベースの Cd 添加量を少なくした場合 (#296, #297) にオーム性の電流-電圧特性となることはその可能性を示唆している。しかしながら、 $S_m$  は固相中で拡散しにくい材料とされており、また後述するように HPT 成長後、さらに多層成長した試料においても高利得の HPT が得られたことから、 $S_m$  の拡散による実効的なベース幅の減少が高利得の原因であるとも考え難い。

$G$  が大きくなる原因としては、(4.2)、(4.3) 式に従う限り、実効的な  $W_b$  が小さくなるか、 $L_m$  が大きくなるかしか考えられない。しかし、本研究における結果は、本質的にこれと矛盾しており、ベース幅を狭くしても  $G$  は大きならない (#288) のに対し、ベース幅が広くても、キャリア密度を低くすれば高利得のものが得られている (#285)。この矛盾を解決し、実験結果をよりよく説明するためには、ベース領域を流れる電

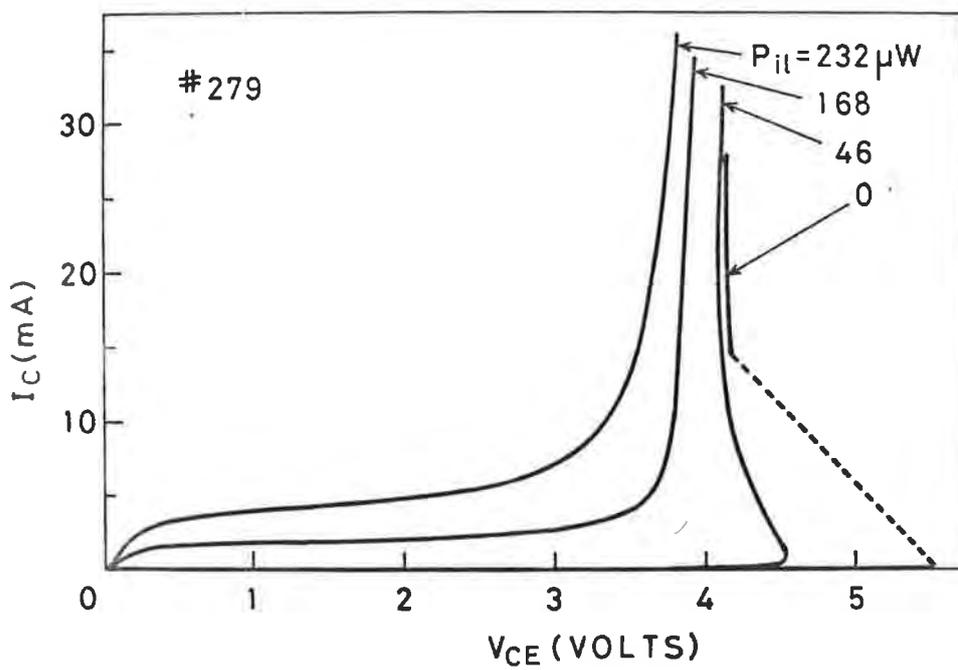


図4.3.6 負性抵抗領域をもつホットランジスタの降服特性

子電流として拡散電流のみならず電界によるドリフト電流も考慮に入れた理論が必要なのではないかと思われる。これは、ベースのキャリア密度が低くなると、コレクタ接合のみならず、ベース領域にも電界が印加され、この電界によって実効的な $L_m$ が増大することが考えられるからである。

本項の最後に、 $Z_m$ 添加HPTとCa添加HPTの特性を比較する。 $Z_m$ 添加HPTにおいてもベースのキャリア密度を精密に制御すれば高利得のものが得られると予想される。しかし、 $Z_m$ はCaに比べて偏析係数が大きいために、直接秤量して添加することができない。本研究では $Z_m$ を $I_m$ で500倍に希釈したものをを用いたが、この $I_m$ - $Z_m$ 母合金の均質性はあまり良くない。このため $Z_m$ 添加の場合の方がCa添加の場合に比べて成長ごとのキャリア密度のばらつきが大きくなる。また、 $Z_m$ を用いた場合にはHPTの上にさらに多層成長すると固相中での拡散による効果が懸念される。このような点からHPTのp型不純物としては、 $Z_m$ よりもCaの方が優れていると言える。

#### 4.3.4 降服特性に関する考察

本研究で作製したHPTは、葛原が作製した $n$ - $I_m$ P(エミッタ)/ $p$ - $I_m$ GaAsP(ベース)/ $n$ - $I_m$ P(コレクタ)構造のHPT<sup>41)</sup>に比べ暗電流が激減した。これは、コレクタ接合をホモ接合(homojunction)とした結果であると考えられる。コレクタを4元層とするに当たっては2.5節で述べた組成変動によって格子不整合が生じることが懸念されたが、暗電流の減少は4元層によるホモ接合が $I_m$ GaAsP/ $I_m$ P異種接合よりはるかに良質のp-m接合となることを示している。

一方、このように暗電流の小さいHPTでは図4.3.6に示すような負性抵抗の部分をもつ降服特性を持つものが見られた。本研究で作製したHPTがすべてこのような降服特性となったわけではなく光利得の大小にかかわらず、このような特性のものが数多く観測された。一般に、トランジスタの降服機構としては、(i)ベースのパンチスルー(punch-through)によるもの、(ii)コレクタ接合のなだれ降服(avalanche breakdown)によるもの、(iii)コレクタ接合のツェナー降服(Zener breakdown)によるもの等があるが、このうち負性抵抗特性を生じるのは(iii)だけである。以下、この降服機構について述べる。

ホトランジスタのコレクタ電流 $I_c$ は、コレクタ接合の逆方向飽和電流を $I_{co}$ として

$$I_c = G P_{in} + I_{co} / (1 - \alpha) \quad (4.4)$$

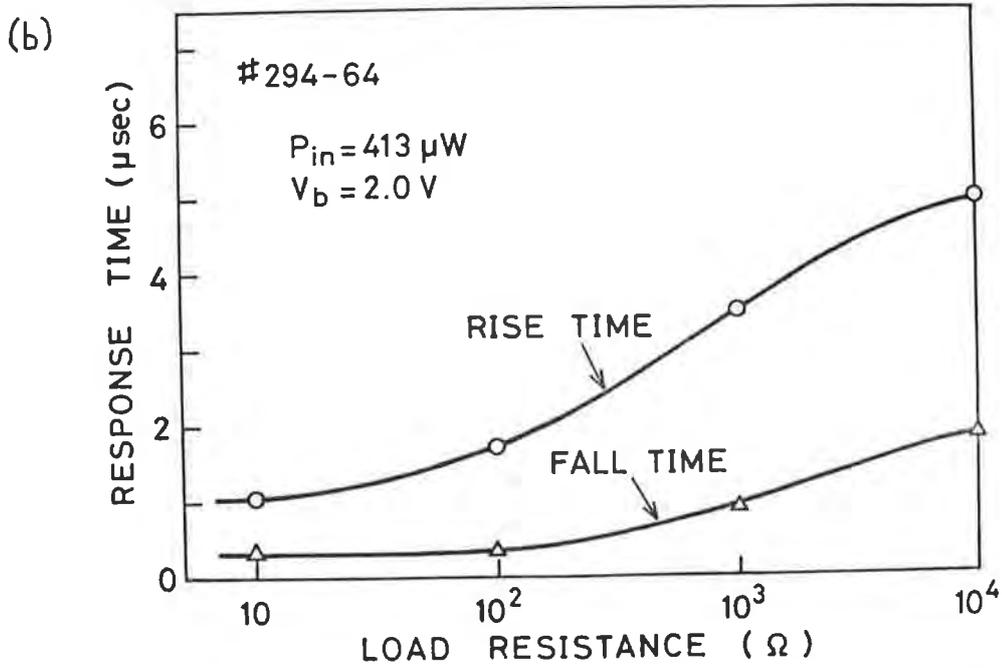
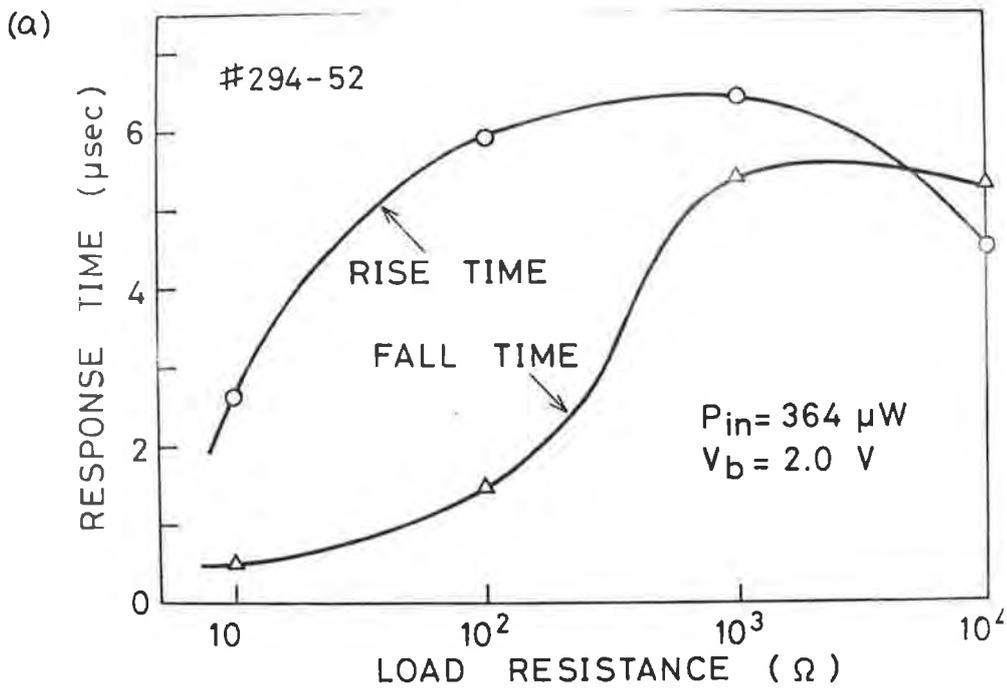


図4.4.1 ホトランジスタの応答時間の負荷抵抗依存性  
(a)メサ径  $385 \mu\text{m}$ , (b)メサ径  $290 \mu\text{m}$

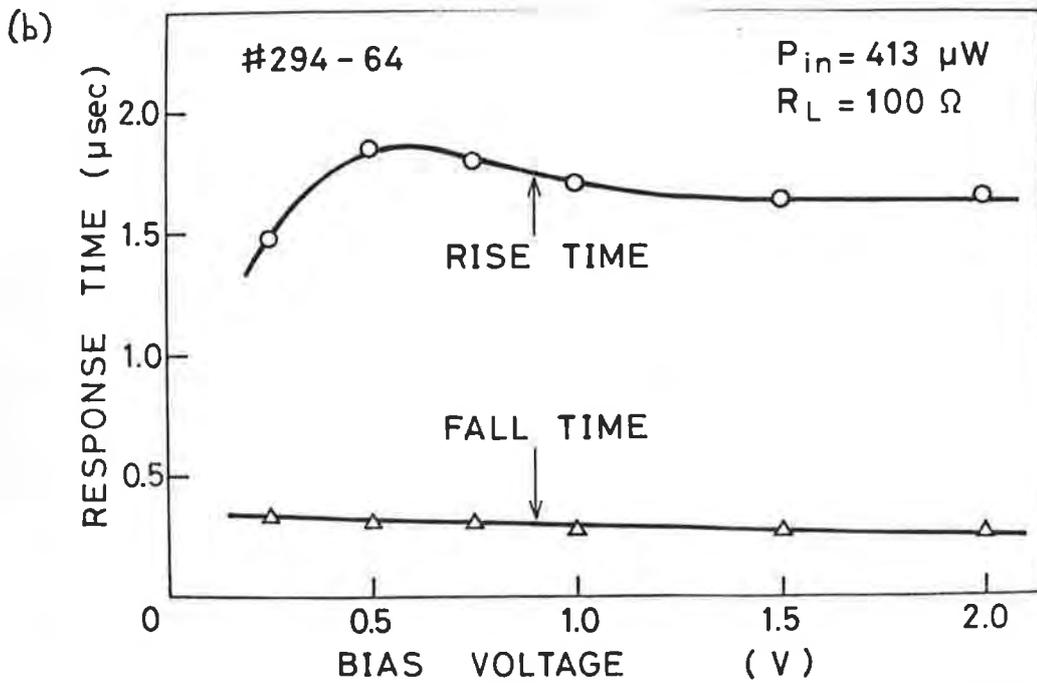
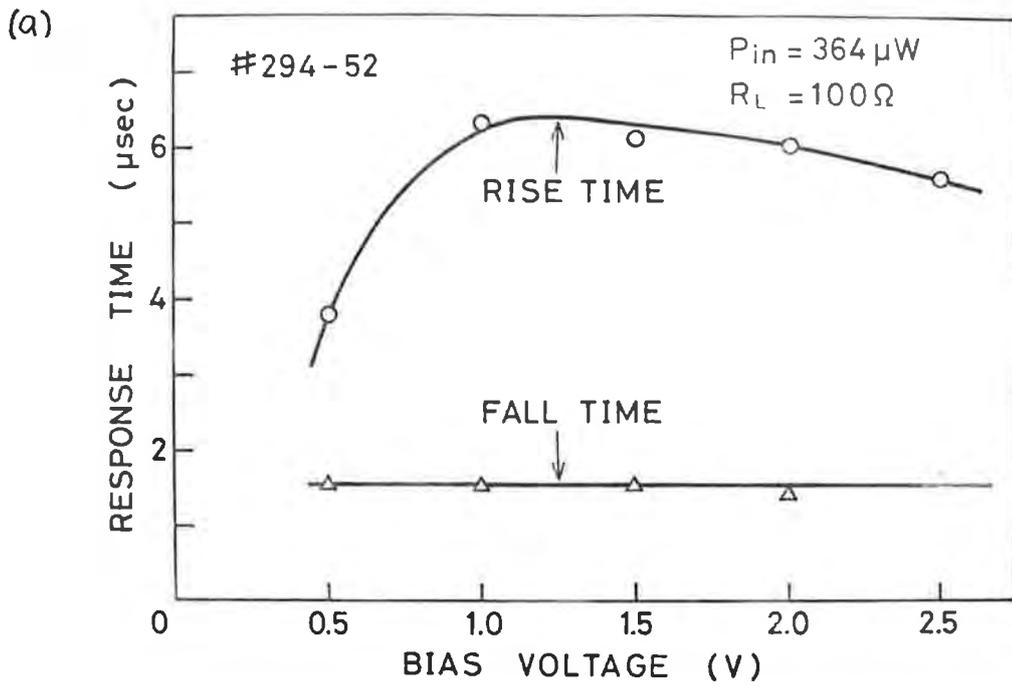


図4.4.2 ホトランジスタの応答時間のバイアス電圧依存性  
(a)メサ径  $385 \mu\text{m}$ , (b)メサ径  $290 \mu\text{m}$

で与えられる。 $\alpha = \beta \eta$  であることは前項で述べた通りであるが、コレクタ接合でなだけ増倍作用があると、増倍率を  $M$  として  $\alpha$  は  $M$  倍となる。すなわち、(4.4)式は

$$I_c = (1 - \alpha) M G P_{in} / (1 - M\alpha) + M I_{co} / (1 - M\alpha) \quad (4.5)$$

と変形される。よって、 $M\alpha = 1$  が降服の条件となるが、 $M$  は  $V_{CE}$  とともに増加するのに対し、 $\alpha$  は  $I_c$  に依存する。一般に、 $I_c$  が小さいとエミッタ接合における再結合電流の影響で  $\alpha$  は小さくなる。したがって暗電流が小さいと、その時の  $\alpha$  は小さく  $M\alpha = 1$  となるための  $V_{CE}$  は大きい。しかし、降服が生じると  $I_c$  が大きくなり、 $\alpha$  が 1 に近くなるので小さな  $M$  すなわち低い  $V_{CE}$  で降服を維持できるようになる。これが負性抵抗を生じる原因である。一方、ある程度の光が照射されている場合には降服する以前から  $I_c$  は大きいので負性抵抗は生じない。

#### 4.4 ホトトランジスタの応答時間

4.1節でも述べたように、本研究におけるHPTの作製では高利得、大電流ということ为主要な目的としており、HPTの高速化という点は全く考慮しなかった。しかし、光増幅素子の受光部としてHPTを用いる場合でも応答時間は非常に重要な要素である。そこで、応答時間を決定する要因を知るために、本研究で作製したHPTについて動作条件を変えて応答時間を測定した。測定用光源には  $1.15\mu\text{m}$  で発光する  $\text{InGaAsP/InP}$  発光ダイオード (light emitting diode, LED) を用い、これをパルス電流で駆動した。HPTの応答は負荷抵抗両端の電圧をシンクロスコープで観察し、立上り時間と立下り時間を測定した。

図4.4.1はバイアス電圧を  $2\text{V}$  として、負荷抵抗を変化させたときの立上り時間と立下り時間を測定した結果であり、図4.4.2は負荷抵抗を  $100\Omega$  としてバイアス電圧を変化させて同様の測定を行なった結果である。また、(a)、(b)は同一ウエハ上のメサ径の異なるメサについて測定しており、(a)はメサ径  $385\mu\text{m}$ 、(b)は  $290\mu\text{m}$  である。負荷抵抗を増すと応答時間は増加するか、さらに大きくすると飽和し、あるいは減少し始める。これは光電流が入射光強度によってではなく負荷抵抗によって制限される領域に入るためと考えられる。バイアス電圧が低いところで立上り時間が減少するのも同様の原因によるものと考えられ、それ以外の領域ではバイアス電圧を増すと応答時間はやや減少する傾向にある。

ホトトランジスタの応答時間は主としてミラー効果 (Miller effect) の容量によ

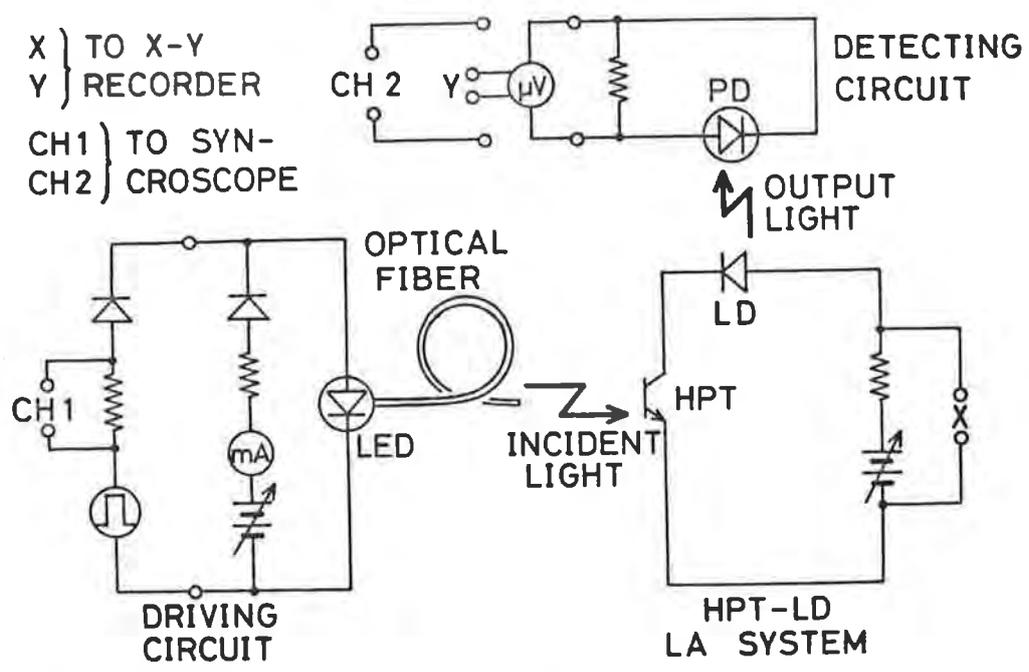


図4.5.1 HPT-LD光増幅系とその測定回路

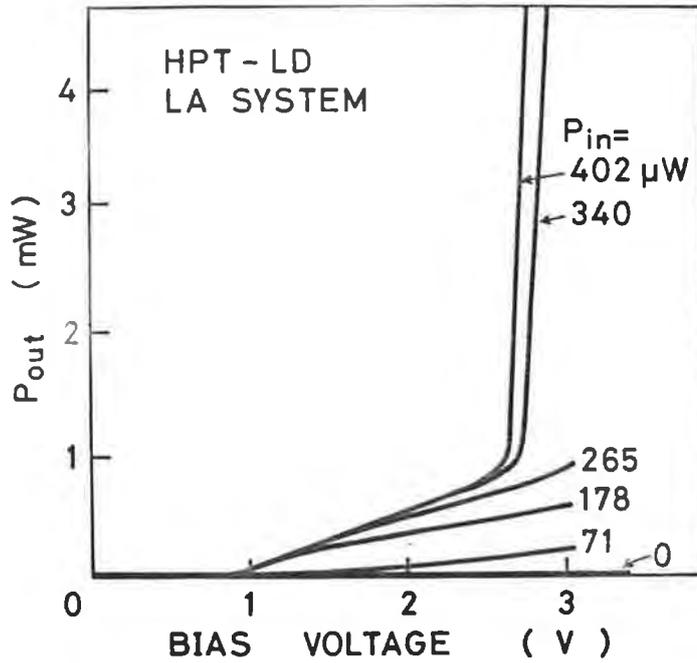


図4.5.2 入射光をパラメータとする光増幅系のバイアス電圧と出力光パワーの関係

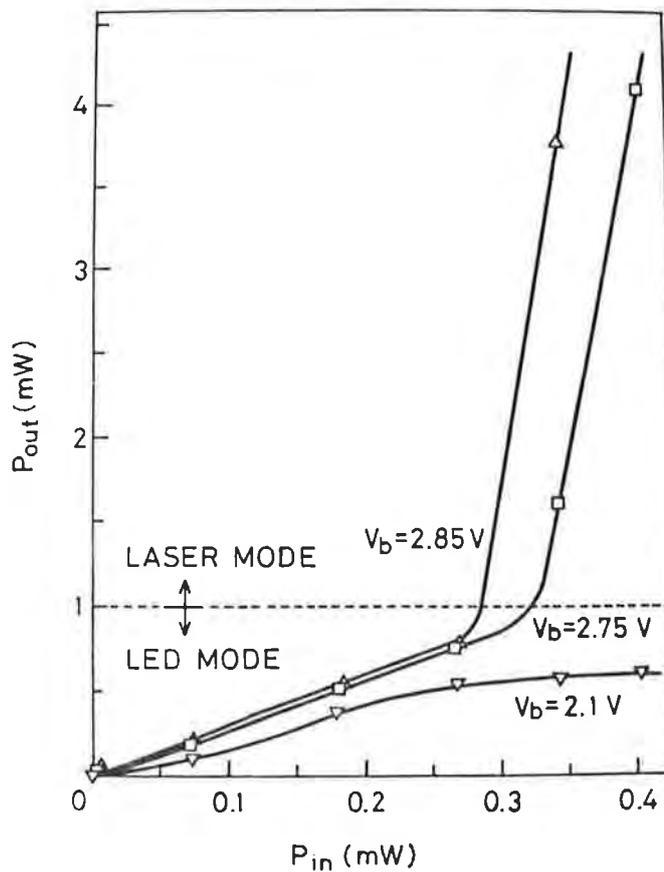


図4.5.3 光増幅系の入射光パワーと出力光パワーの関係

て決まると言われている。ミラー効果とはコレクタ接合容量  $C_{bc}$  が負荷抵抗  $R_L$  によって  $(1 + g_m R_L)$  倍になる効果である。ここで  $g_m$  はトランジスタの相互コンダクタンスであり、光利得  $G$  に比例する。したがって、ミラー効果が応答時間を決定する主な要因であるとするならば、時定数は  $G C_{bc} R_L$  に比例して変化することになる。負荷抵抗を増すと応答時間が長くなるという傾向は、定性的にはこの効果で説明可能である。また、バイアス電圧を増すと  $C_{bc}$  は減少するものの  $G$  が増加するために、あまり応答時間が減少しないのではないかと考えられる。 $G$  が大きな HPT において応答速度を改善するためには  $C_{bc}$  を小さくする必要があり、このためには素子の大きさを小さくするか、不純物密度を低くすればよい。本節における測定でも、メサ径が小さい方が応答時間が短いという結果が得られている。

## 4.5 ホトトランジスタを用いた光増幅と波長変換

### 4.5.1 測定回路と測定方法

本節では HPT と半導体レーザー (laser diode, LD) を組合せた光増幅系について述べる。測定に用いた HPT は、バイアス電圧 2V において約 400 の光利得を有する。また、LD は発振波長  $1.3 \mu\text{m}$ 、しきい値電流  $120 \text{mA}$  で LED モードでの外部量子効率  $\eta_{\text{LED}} \sim 0.8\%$ 、レーザーモードでの外部微分量子効率  $\eta_{\text{LD}} \sim 30\%$  である。

図 4.5.1 に光増幅系の構成法とその測定回路を示す。HPT と LD は直列に接続して、バイパス回路等を設けることなく両端にバイアス電圧を印加した。HPT の光源としては発光波長  $1.15 \mu\text{m}$  の  $\text{InGaAsP/InP LED}$  (富士通製 FED110JA) を用い、LD からの光は Ge ホトダイオード (photodiode, PD) (Judson Infrared Inc. 製 J-16) によって検出した。静特性の測定では光源の LED を直流電源で駆動し、PD の出力を  $\mu\text{V}$  計で測定した。また、動特性の測定では LED をパルス電源で駆動し、PD の出力はシンクロスコープで測定した。

### 4.5.2 光増幅と非干渉-可干渉光変換

図 4.5.2 は、HPT への入射光パワーをパラメータとする、バイアス電圧と LD からの出力光パワーの関係である。バイアス電圧が  $0.8 \text{V}$  以下で LD が全く発光しないのは LD の電流-電圧特性における立上り電圧に対応している。図 4.5.2 をもとに入射光パワーと出力光パワーの関係を求めると図 4.5.3 のようになる。入射光パ

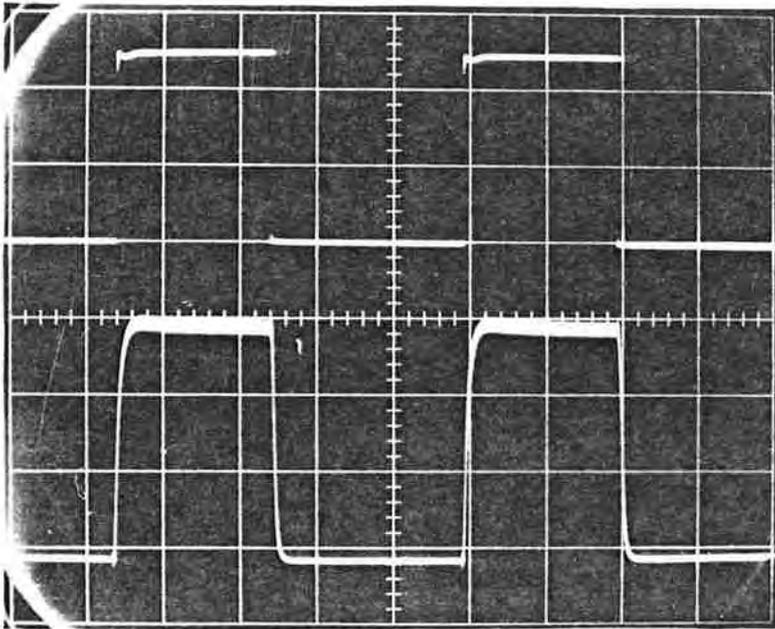


図4.5.4 光バイアス法を用いた光増幅  
上: 入射光 (縦軸  $18\mu\text{W}/\text{div.}$ )  
下: 出力光 (縦軸  $1.3\text{mW}/\text{div.}$ )  
(横軸  $25\mu\text{sec}/\text{div.}$ )

ワが小さい間はLDからの発光はLEDモードであるが、バイアス電圧が大きい場合には入射光パワーが一定値を越えるとLDが発振を始め、急激に出力光パワーが増大する。そして、この入射光パワーのしきい値は、バイアス電圧が大きいほど小さくなる。図4.5.3から分かるようにこのHPT-LD光増幅系はLDがLEDモードで動作している場合にも約3の利得を有している。そして、LDが発振を始めるとこの利得は増加して10以上になる。また、LDが発振している状態においては、LDからの出力光は可干渉光 (coherent light) であるのに対し、入射光は非干渉光 (incoherent light) である。すなわち、この光増幅系によって10倍の光増幅と同時に非干渉-可干渉光変換 (incoherent-coherent conversion) が達成されている。

#### 4.5.3 波長変換と光バイアス法による高利得増幅

前述のHPT-LD光増幅系においても、入射光波長  $1.15\mu\text{m}$  に対して出力光波長は  $1.3\mu\text{m}$  で波長変換が行なわれている。しかし、波長変換としてより興味深いのは赤外光から可視光への変換である。そこで、LDの代わりに可視のLEDを接続して波長変換の実験を行なった。その結果、 $50\mu\text{W}$  程度の入射赤外光に対して、非常に明るい可視光の発光が観察された。

次に、光バイアス法について述べる。光バイアス法とは、あらかじめHPTにバイアス光を照射し、LDのしきい値電流よりわずかに少ない電流が流れるようにした上で、HPTに入射光を照射するという方法である。この方法を用いれば微弱な入射光に対して、大きな出力光パワーが得られることは図4.5.3からも予想される。このことを確認するために以下の実験を行なった。まず、光源のLEDを直流電流で駆動し、 $194\mu\text{W}$  のバイアス光をHPTに照射しておく。また、LDとHPTには  $3.5\text{V}$  のバイアス電圧を印加しておく。ここで、光源のLEDの駆動電流にパルス電流を重畳して、 $44\mu\text{W}$  のパルス光を入射した結果、 $4.4\text{mW}$  のパルス光出力が得られた。すなわち、100倍の光増幅が行なわれたことになる。この測定結果を図4.5.4に示す。

#### 4.5.4 考察

HPT-LD光増幅系の利得  $\mathcal{G}$  は、HPTの光利得  $G$  とLDの外部量子効率  $\eta$  により

$$\mathcal{G} \equiv P_{\text{out}} / P_{\text{in}} = (\lambda_{\text{in}} / \lambda_{\text{out}}) \eta \cdot G \quad (4.6)$$

によって求められる。ここで、 $\lambda_{\text{in}}$ 、 $\lambda_{\text{out}}$  は入射光、出力光の波長である。LEDモードでの動作では  $\eta$  が  $\eta_{\text{LED}}$  となり、光バイアス法を用いた場合には  $\eta_{\text{LD}}$  となる。前述の

$G \sim 400$ ,  $\eta_{LED} \sim 0.8\%$ ,  $\eta_{LD} \sim 30\%$  という値を用いれば、LEDモードでの利得は約2.8、光バイアス法を用いた場合の利得は約106となり、実験結果と良く一致する。したがって、4.3節で述べた  $G$  が1000以上のHPTと組合せれば、LEDモードでも10倍の光増幅が可能であり、光バイアス法を用いれば利得300が得られることになる。

また、この光増幅系の応答時間は図4.5.4によれば約 $5\mu\text{sec}$ であるが、この値は測定系の応答時間も含んだ値である。特に、 $G_e$ のPDは零バイアス状態で動作させているために応答時間は $2\mu\text{sec}$ 以上である。したがって光増幅系の真の応答時間を知るためには、より応答速度の速い受光素子を用いる必要がある。しかし、この系の応答時間を決定する要因は、ほとんどHPTの応答時間であると考えられることから、本質的には4.4節で述べた結果に帰着することになる。

#### 4.6 まとめ

本章では、高利得、大電流HPTを作製するための条件を明らかにするとともに、これを用いた光増幅について述べた。何故、HPTが高利得となるかについては、まだ完全には解明されていないが、高利得HPTを再現性良く得るための方法は確立されたと言える。また、HPTと半導体レーザを組合せた光増幅系の実験から、次章で述べる光増幅素子が原理的に動作可能であることを示した。以下に、本章で述べた内容をまとめて示す。

- (1) HPTの原理について述べ、 $\text{InGaAsP/InP}$  HPTの作製方法を示した。
- (2)  $Zn$ 添加、 $Cd$ 添加によらず、ベースの正孔密度を小さくすることで高利得のHPTが得られたか、このためには添加量の精密な制御が必要であり、 $Cd$ を用いた場合の方が高利得HPTの作製が容易であることを示した。
- (3) バイアス電圧 $2.0\text{V}$ 、入射光パワー $155\mu\text{W}$ において光電流 $170\text{mA}$ 、光利得1180の $Cd$ 添加HPTを得た。このHPTの暗電流は、バイアス電圧 $2.0\text{V}$ において $0.5\mu\text{A}$ 以下であった。
- (4) HPTの応答時間について測定し、動作条件に応じて $1\sim 6\mu\text{sec}$ 程度の値となることを示した。
- (5) 高利得HPTと半導体レーザを組合せた光増幅系を用いて、10倍の光増幅と非干渉-可干渉光変換を得た。
- (6) 光バイアス法によって利得100の光増幅が可能であることを示した。

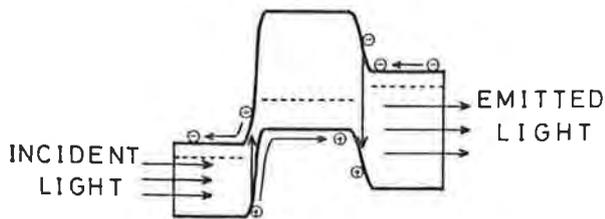
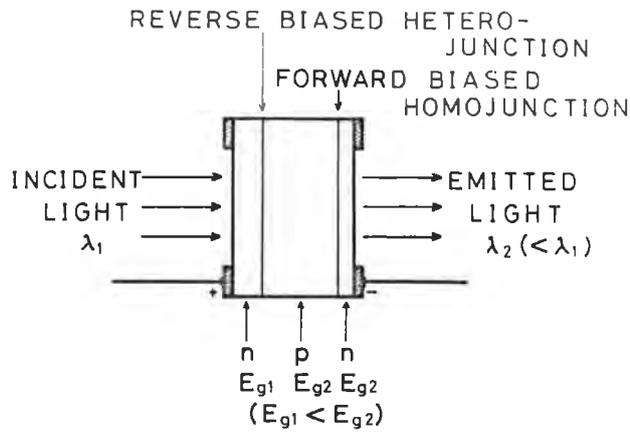


図5.1.1 3層構造波長変換素子の構造とそのエネルギー・バンド図<sup>42)</sup> (after P.W. Kruse)

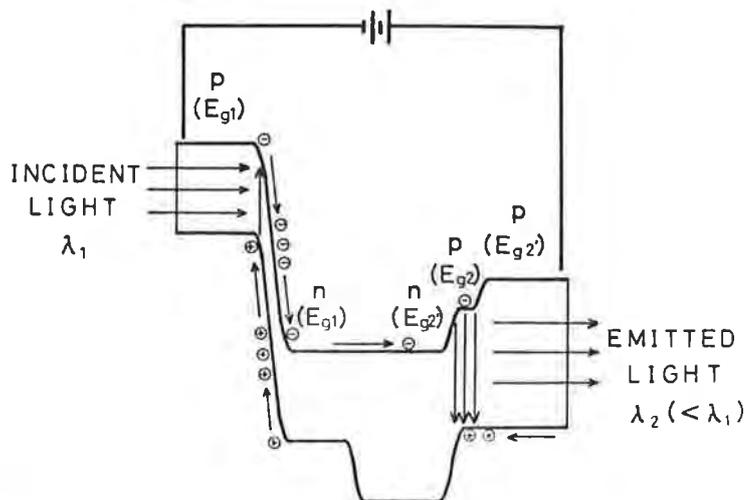


図5.1.2 5層構造波長変換素子のエネルギー・バンド図<sup>43)</sup> (after H. Beneking)

## 第5章 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 光増幅素子

### 5.1 波長変換素子と光増幅素子

通常の光検出器では、入射光に対して出力は電気信号の形で取り出される。これに対し、出力を直接光信号として取り出すことが考えられ、この方式を可能とする光デバイスの開発は、光電子工学の分野に新たな可能性を提供するものと思われる。この光-光変換の応用としては、大きく分けて2通りが考えられる。ひとつは、入射光の波長に対し異なる波長の出力光を得ることを目的とする波長変換素子としての応用であり、いまひとつは、光の直接的な増幅を目的とする光増幅素子である。

波長変換を目的とする半導体素子の研究は比較的古くから行なわれている。図5.1.1は3層構造による波長変換素子の構造およびそのエネルギーバンド図を示したものである。<sup>42)</sup> 構成は受光部となるホトダイオードと、発光部となる発光ダイオードから成っており、受光部の禁制帯幅  $E_{g1}$  が発光ダイオードの禁制帯幅  $E_{g2}$  より小さいことから、長波長の光をより短波長の光に変換すること (*anti-Stokes conversion*) が可能となる。しかし、この構造には増幅機能が付与されていないために、 $\text{Ge}/\text{GaAs}$  による試作例では変換効率が  $2.8 \times 10^{-5}$  という低い値になっている。図5.1.2は5層構造による波長変換素子のエネルギーバンド図である。<sup>43)</sup> この素子では、受光部にAPDを用い、発光部をDH構造とすることで変換効率を高め1.5%という値を得ている。

一方、光増幅素子を構成するためには、光を増幅し得る程の増幅機能を内部に含むことが必要となる。この増幅機能を受光部に付与するとすれば、現在の受光素子の中では最大の利得を有するホトランジスタを用いるのが有利であると考えられる。このことから、受光部に  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  HPTを用い、発光部に同じ材料からなるDHLEDを用いた増幅機能を持つ波長変換素子が H. Beneking らによって報告されている。<sup>5)</sup> この素子では最大7倍の光増幅が達成されている。利得をより大きくするためには、HPTの利得を大きくすると同時に、LEDを半導体レーザーとして発光効率を高めることが考えられる。 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$  HPTと同じ材料による半導体レーザーをモノリシックに集積することにより、実用的にも十分な光利得をもつ光増幅素子が実現可能なことが、葛原らによって

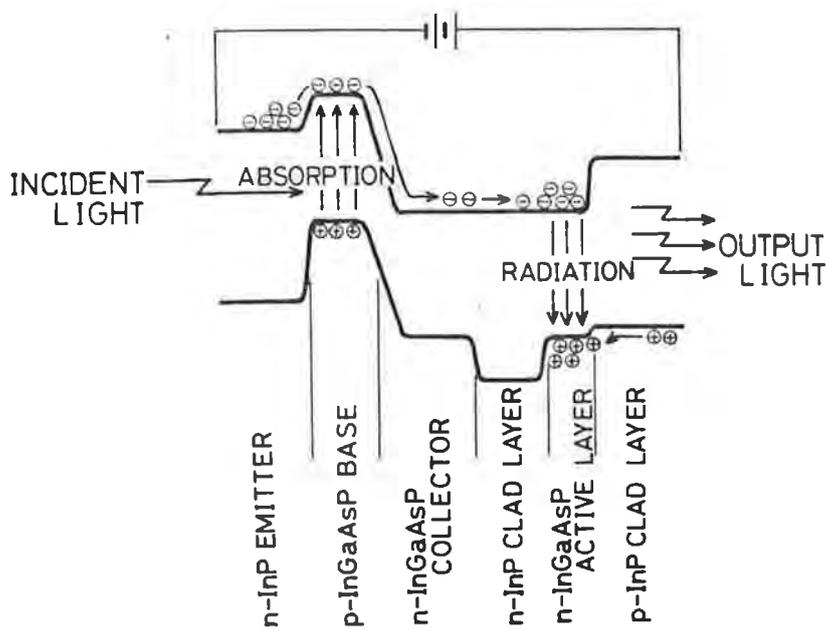


図5.2.1 本研究で作製した光増幅素子のエネルギー・バンド図

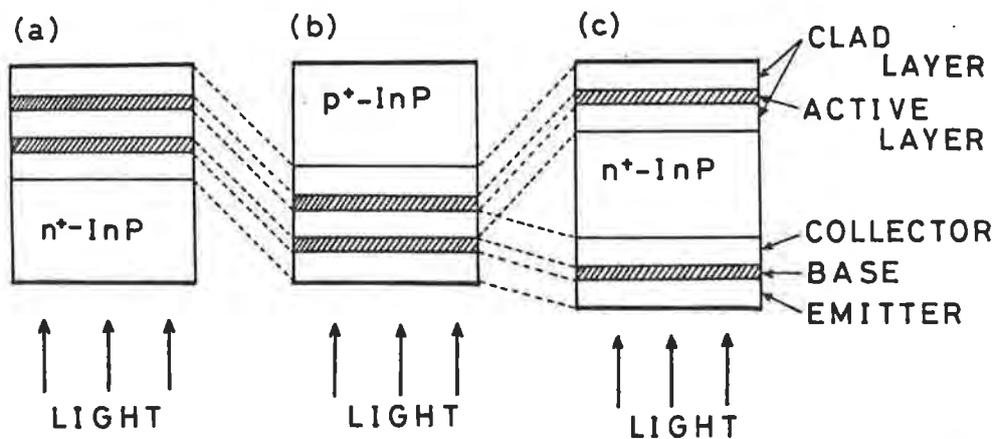


図5.2.2 光増幅素子の3種類の構成法  
 (a)  $n^+$ -InP 基板の上に HPT, LD の順で成長,  
 (b)  $p^+$ -InP 基板の上に LD, HPT の順で成長,  
 (c)  $n^+$ -InP 基板の両面に LD と HPT を成長

示唆されている。<sup>6)</sup> 本研究が、この  $\text{ImGaAsP}/\text{ImP}$  光増幅素子の実現を目的としていることは序論でも述べた通りである。

## 5.2 光増幅素子の構造と動作原理

図5.2.1は本研究で作製する光増幅素子のエネルギー・バンド図である。左側3層はHPTを、右側3層はDHL-ザ(あるいはDHLED)を構成している。図に示す方向にバイアス電圧を印加するとHPTのベース-コレクタ間が逆バイアスとなるため、印加電圧の大半はベース-コレクタ間に加わる。したがって、DHL-ザには十分な順方向バイアスがかけられずレーザー発振(または発光)は起こらない。次に、エミッタ側からエミッタとベースの禁制帯幅の中間の光子エネルギーを持つ光が入射した場合を考える。窓効果により入射光はエミッタを透過し、ベースにおいて吸収され、ベース内に電子-正孔対を生成する。電子は拡散によってコレクタ(またはエミッタ)に流出するが、正孔はエミッタ接合およびコレクタ接合が障壁となり、ベースに閉込められる。閉込められた正孔はベースを正にバイアスすることになり、エミッタ接合は入射光によって順方向にバイアスされることになる。その結果、エミッタからベースを経て、コレクタ、閉込め層、活性層に電子が注入される。この電子は活性層においてp型閉込め層から注入された正孔と再結合し、レーザー発振(または発光)が起きることになる。

図5.2.1に示す構造を  $\text{ImGaAsP}/\text{ImP}$  で構成する場合、 $\text{ImP}$  基板の位置により図5.2.2(a)~(c)に示すような3通りの方法が考えられる。同図(a)は  $m^+-\text{ImP}$  基板上の構成法でHPTの上部にDHL-ザを作製する方法である。この構成法の利点はDHL-ザが最上部に存在するため、レーザーのストライプ化が容易に行なえることである。一方、図5.2.2(b)は  $p^+-\text{ImP}$  基板上の構成法で、DHL-ザの上にHPTを作製する方法である。この構成法の利点は、同一ウエハ上に多数の素子をメサ・エッチングによって作製した場合に光源の位置合せが容易に行なえるということにある。図5.2.3(c)は  $m^+-\text{ImP}$  基板の両側にHPTとDHL-ザを成長するものである。この場合、HPTとDHL-ザが完全に分離されて、両者の相互作用を生じにくい。光増幅素子を実現するためにはDHL-ザとHPTの間の正帰還作用を取り除く必要がある。そのためには最も望ましい構成法であると言える。

以上述べたように、上記3通りの構成法には一長一短があるが、本研究では最終的にはレーザー発振する素子を目標としていること、および当面の素子作製

表5.3.1 光増幅素子の各層のキャリア密度と  
代表的な厚さ

Layer	Carrier conc. ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )	Thickness ( $\mu\text{m}$ )
Emitter	15	6.0
Base	1.5	0.6
Collector	4.5	2.0
n-clad layer	30	2.7
Active layer	undoped	0.5
p-clad layer	25	1.8

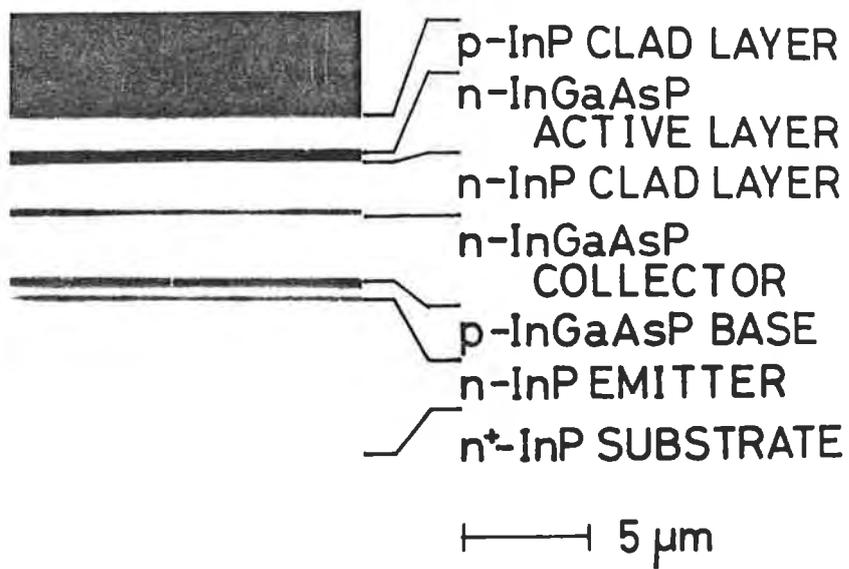


図5.3.1 成長した光増幅素子のへき開面の顕微鏡写真

においては片面に素子が集中している方が望ましいということから、(a)の構成法を採用した。

### 5.3 $\text{ImGaAsP}/\text{ImP}$ 光増幅素子の作製

本研究における光増幅素子の作製では、素子特性を改善するために成長方法そのものを変更していった。そこで、まず当初用いた成長方法を述べ、その後変更を加えた点について述べていく。成長に用いた基板、原料等は第2章で述べた通りである。655°Cで基板をメルト・バックした後、HPTの成長に入るが、光増幅素子の場合、図5.2.2(a)から分かるようにエミッタが基板側に倒れる。そこで、655°Cから  $\text{ImP}:\text{Sm}$  エミッタ兼バッファ層の成長を始めた。635°Cから1分間  $\text{ImGaAsP}:\text{Cd}$  ベースを成長し、その後  $\text{ImGaAsP}:\text{Sm}$  コレクタを成長した。630°CでHPT部分の成長は終了、DH構造の成長に入る。まず、 $n$ 型の閉込め層として  $\text{ImP}:\text{Sm}$  を成長した。次いで615°Cから無添加  $\text{ImGaAsP}$  活性層を30秒間成長し、最後に  $p$ 型の閉込め層として  $\text{ImP}:\text{Zn}$  を成長した。表5.3.1に各層のキャリア密度と代表的な厚さを示す。また、図5.3.1に成長した試料のへき開面の写真を示す。

以上述べたのが当初用いた成長方法であるが、この方法では  $n$ 型の閉込め層の厚さが薄く、HPTとDH構造の分離性が十分でない。そこで、647°Cから1分間ベースを成長し、その後642°Cまでコレクタを成長するという方法を試みた。この場合、642°Cから615°Cまで  $n$ 型閉込め層を成長することになり、この層の厚さは5 $\mu\text{m}$ 程度となった。しかし、この方法では647°Cでベースを成長するため、635°Cで成長した場合に比べてCdの偏析係数等が変化するので、必ずしも第4章で述べたような高利得のHPTが得られなかった。このため、新たに成長を2回に分けて行なう方式を採用した。この方式では、まず1回目の成長で  $n$ 型閉込め層までの成長を行なう。この際ベースの成長温度は635°Cとした。ここで、成長を一旦打ち切り、ボートを室温まで冷却し、新たな成長用原料を仕込んだ。そして、再びボートを昇温し、2回目の成長に入った。2回目の成長では655°Cで1回目の成長層表面を1~2秒間メルト・バックした。このメルト・バックによって1回目に成長した  $n$ 型閉込め層の大半が溶けてしまうが、2回目の成長で655°Cから615°Cまで  $n$ 型閉込め層を成長することで10 $\mu\text{m}$ 以上の層厚が得られた。以後、DH構

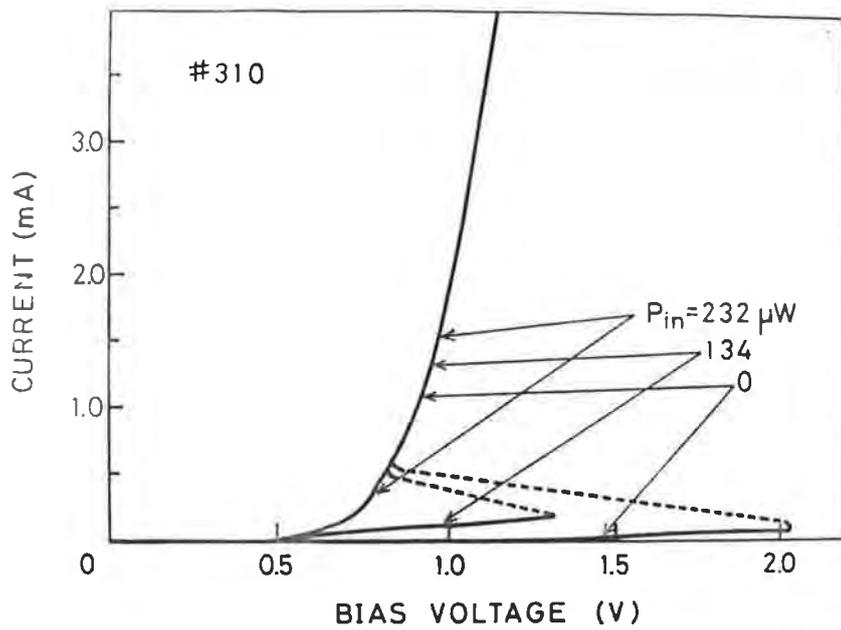


図5.4.1 光増幅素子の光照射 電流-電圧特性  
(完全にサイリスタ的な特性)

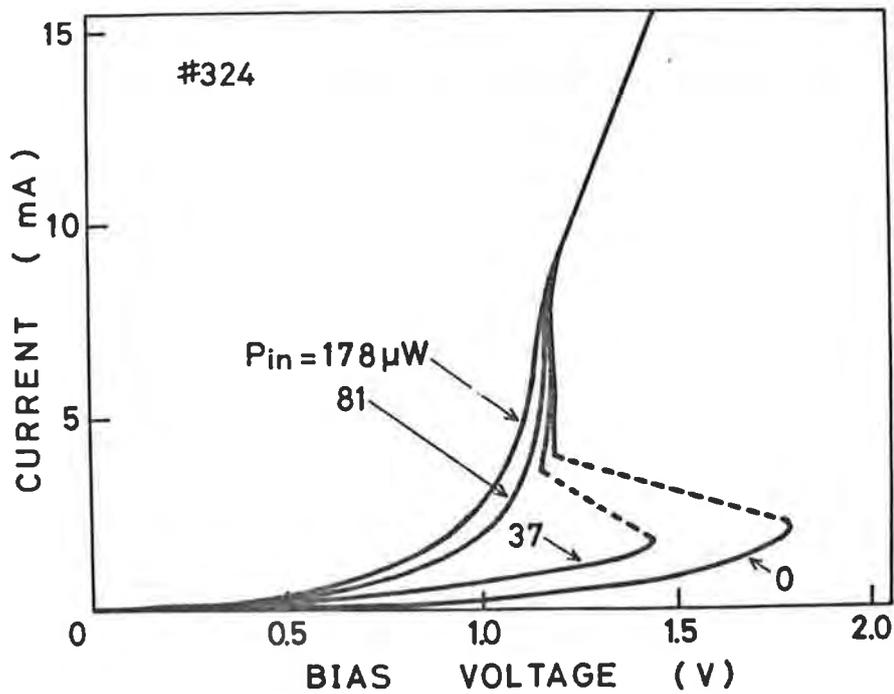


図5.4.2 光増幅素子の光照射 電流-電圧特性  
(入射光に応じて電流値が変化する領域がある)

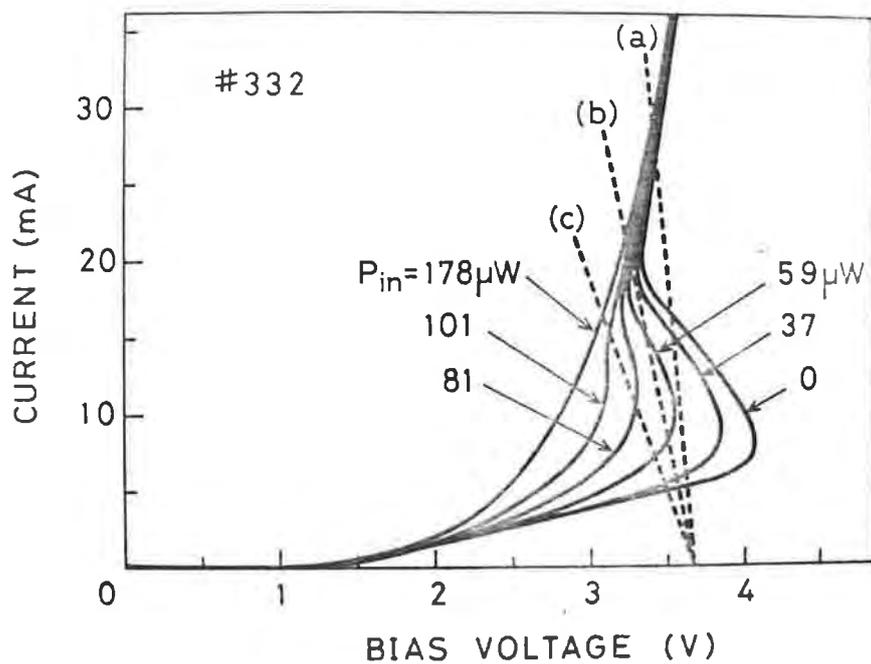


図5.4.3 光増幅素子の光照射 電流-電圧特性  
(暗電流は多いが負性抵抗特性が弱くなっている)

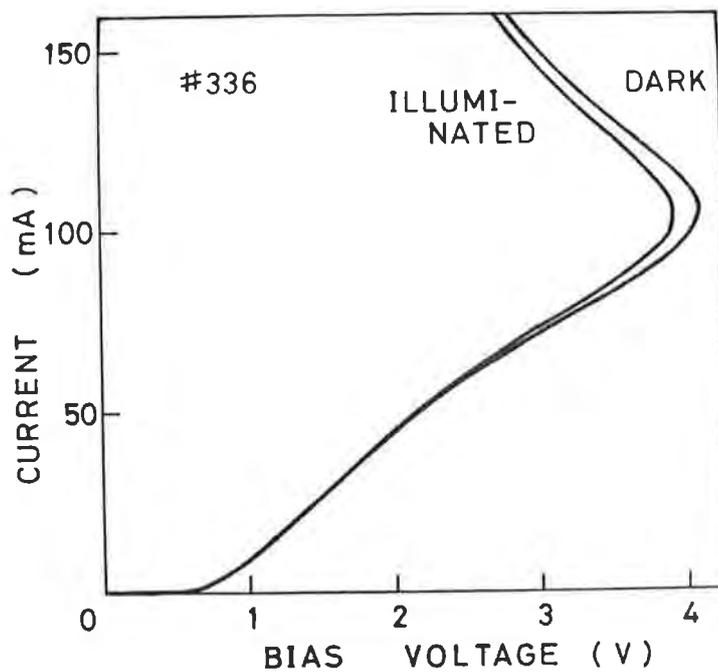


図5.4.4 光増幅素子の光照射 電流-電圧特性  
(ほとんど光に反応しない特性)

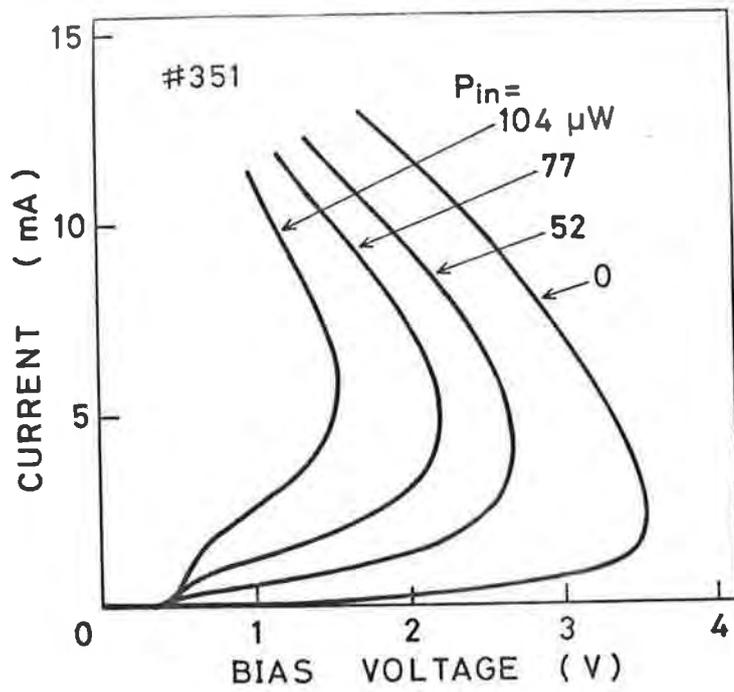


図5.4.5 光増幅素子の光照射 電流-電圧特性  
 (負性抵抗特性が弱まり、光増幅が可能である)

表5.4.1 光増幅素子の作製条件と電流-電圧特性の関係

NO.	Number of run in growth	Growth temp. of base (°C)	Thickness of n-clad layer (μm)	Wavelength of emitted light (μm)	I-V characteristic
310	1	635	2.8	1.25	Fig.5.4.1.
324	1	635	2.7	1.35	Fig.5.4.2.
332	1	635	3.4	1.35	Fig.5.4.3.
330	1	647	5.9	1.25	Alike to Fig.5.4.1.
331	1	647	4.6	1.35	Alike to Fig.5.4.4.
336	1	647	6.3	1.35	Fig.5.4.4.
340	2	635	15.5	1.35	Alike to Fig.5.4.2.
348	2	635	11.2	1.35	Alike to Fig.5.4.2.
351	2	635	11.9 <sup>†</sup>	1.35	Fig.5.4.5.

† n-InP/n-InGaAsP/n-InP structure.

造を従来通りの方法で成長した。この2回成長法を用いれば、7穴のボートでも12層までの多層成長が可能となる。逆に、溶液溜めの数を多くすれば、1回目の成長と2回目の成長の間で、一旦ボートを室温まで冷却する必要はなくなる。

上記の方法で成長した試料においても、HPTとDH構造の間に光による結合を生じた。このため、両者の間に光の吸収層として $m\text{-InGaAsP}$ をはさんだ試料を作製した。この試料の成長はやはり2回に分けて行ない、1回目の成長は先に述べたのと同じ方法で行なった。2回目の成長では $655^\circ\text{C}$ でメルトバックした後、 $\text{InP}:\text{Sm}$ バッファ層を成長し、 $635^\circ\text{C}$ から $630^\circ\text{C}$ まで $\text{InGaAsP}:\text{Sm}$ 吸収層を成長した。この後、 $m$ 型閉込め層の成長を開始し、以後、発光部のDH構造を成長した。この成長方法による試料は、結局、 $m\text{-InP}$ エミッタ/ $p\text{-InGaAsP}$ ベース/ $m\text{-InGaAsP}$ コレクタ/ $m\text{-InP}$ バッファ層/ $m\text{-InGaAsP}$ 吸収層/ $m\text{-InP}$ 閉込め層/ $m\text{-InGaAsP}$ 活性層/ $p\text{-InP}$ 閉込め層の8層構造となる。

成長を終った試料はHPTと全く同じプロセス技術を用いて素子とした。ただし、成長層側の電極材料には $\text{Au-Zn}$  (90:10)を用いた。また、基板側から光を照射する必要があるため、基板裏面を鏡面研磨し、電極はメサのない部分の裏側にだけ蒸着した。このような方法で素子作製を行なうと、DH構造をレーザ発振させることはできなくなるが、まず最初はLEDモードでの光増幅を実現することによってこの方法を採用した。DH構造からの発光は成長層表面の電極が環状であるから、メサの上部から検出可能である。

## 5.4 光増幅素子の作製条件と素子特性

### 5.4.1 電流-電圧特性

本研究で作製した光増幅素子の代表的な電流-電圧特性を図5.4.1~図5.4.5に示す。また、素子の作製条件と電流-電圧特性の関係を表5.4.1にまとめて示す。 $\#310$ は完全にサイリスタ的特性となっており、バイアス電圧を印加した上で光を照射すると素子は“オン”状態となり、電流が負荷抵抗によって決まる領域に入ってしまう。この状態は光の照射を止めてもバイアス電圧を減じない限り維持される。電流が流れている状態では、当然、素子自体も発光しているが、このような電流-電圧特性では光増幅素子として機能させることは不可能である。 $\#310$ では素子の発光波長が $1.25\mu\text{m}$ であるのに対し、HPT

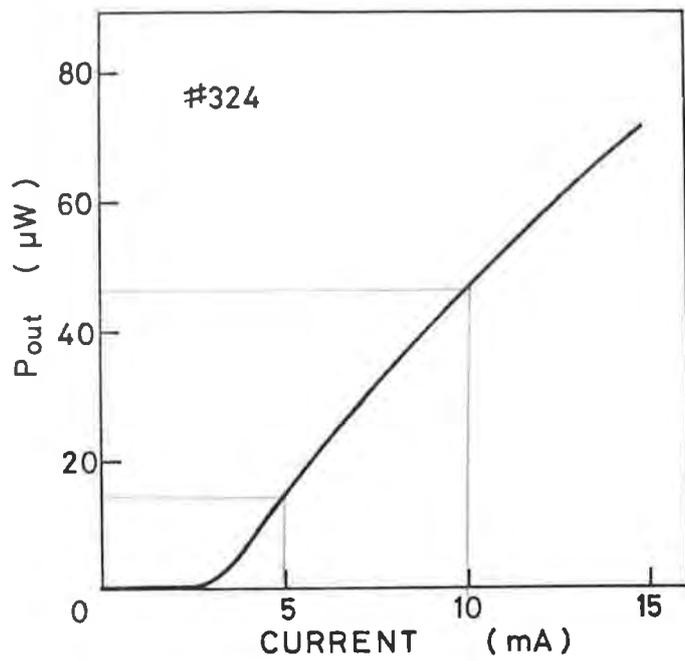


図5.4.6 光増幅素子の電流-出力光パワー特性

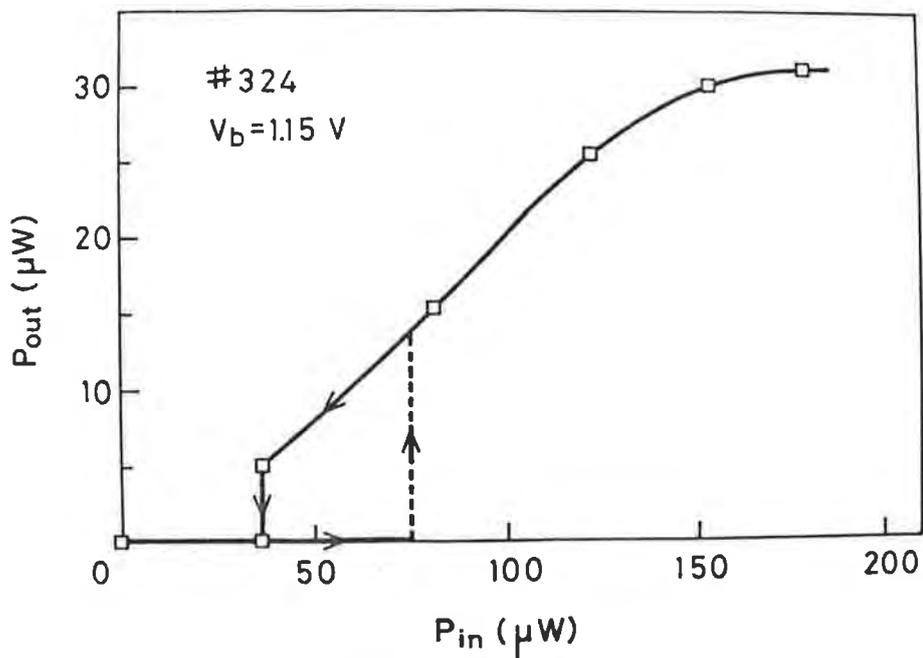


図5.4.7 光増幅素子の入射光パワーと出力光パワーの関係 (利得~0.2)

のベースの吸収端も  $1.25\mu\text{m}$  である。したがって、自らの発光でベースにバイアスが印加されるために、このような特性となるものと考えられる。

そこで、#324、#332では、素子の発光波長を  $1.35\mu\text{m}$  に変更した。この結果、入射光パワーが小さい場合にはやはり負性抵抗特性を示すものの、一応、入射光に応じて電流値（すなわち出力光）が変化する領域を持つ素子が得られた。しかし、この場合、バイアス電圧が低い領域でしかこのような動作をしないので、入射光パワーよりも出力光パワーを大きくすることはできなかった。#324の降服特性はHPTの降服特性に類似していることから、このような特性になる原因はHPTとLEDの間の電氣的結合にあるのではないかと考え、#330、#331、#336では、ベースの成長温度を  $647^\circ\text{C}$  にして両者の間にある  $m$  型閉込め層の厚さを増した。#330は発光波長を  $1.25\mu\text{m}$  としたが、この場合は光の正帰還作用でやはりサイリスタ的特性となった。#331、#336は発光波長を  $1.35\mu\text{m}$  としたが、ほとんど光に応答しない特性となった。これは、HPTのベースの成長温度を  $647^\circ\text{C}$  としたために、正常に動作するHPTが得られなかったものと考えられる。

このため、#340以降は成長を2回に分けて行なう方法を採用した。この結果、#340、#348では  $m$  型閉込め層の厚さが  $10\mu\text{m}$  以上となり、かつ発光波長を  $1.35\mu\text{m}$  としたが、結局、#324と類似した特性の素子しか得られなかった。そこで、#351では  $m$  型閉込め層の一部を  $m\text{-InGaAsP}$  とし、光の吸収層を設けた。#351の電流-電圧特性は図5.4.5に示すようになり、やはり負性抵抗の特性を有するものの光増幅素子として利用できる領域が広がり、1以上の利得を持つ光増幅が可能となった。

#### 5.4.2 入射光-出力光特性

光増幅素子からの出力光パワーは、ほとんど素子を流れる電流によって決定されると考えられる。図5.4.6に代表的な電流-出力光パワー特性を示す。出力光パワーは、電流値にほぼ比例して変化するが、電流が小さい領域では全く発光しないことがあり、また電流が大きい領域では発光が飽和してくる。この電流-出力光パワー特性と、先に示した電流-電圧特性を組合せれば、任意の負荷線に対する入射光-出力光特性が求められる。図5.4.7は、このようにして求めた#324のバイアス電圧  $1.15\text{V}$ 、無負荷状態における入射光-出力光特性である。

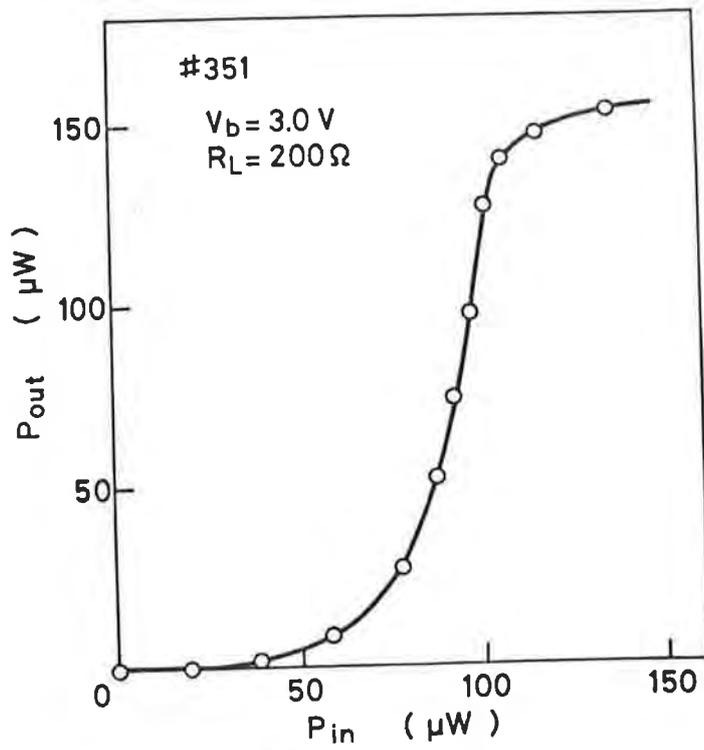


図5.4.8 光増幅素子の入射光パワーと出力光パワーの関係 (利得 $\sim 1.3$ )

一方、図5.4.8に示す入射光-出力光特性は、#351を実際にバイアス電圧3.0V、負荷抵抗200Ωで動作させて得た結果である。発光波長1.15μmのDHLEDを用いて基板側から入射光を照射し、素子からの出力光は、メサにGePDを近接させて測定した。素子を零バイアス状態にして同様の測定を行ない、光源からの光を直接GePDが受光する効果については相殺してある。図5.4.8によれば、入射光パワーが80μWを越える付近から出力光パワーが急激に増大し、 $P_{in} = 97\mu\text{W}$ で利得が1となる。その後も利得は増加し、 $P_{in} = 107\mu\text{W}$ で最大利得1.3となる。1.15μmの入射光に対して出力光は1.35μmなので、この時の量子効率 $\eta$ は1.5である。さらに、 $P_{in} = 100\mu\text{W}$ 付近では微分量子効率 $\eta$ となっている。

### 5.4.3 考察

光増幅素子が負性抵抗の降服特性を示す原因としては、光による正帰還と電氣的な正帰還の2つの効果が考えられる。まず光による正帰還について述べる。LED部分の発光効率を $\eta$ とすれば、電流 $I$ に対して

$$P_{out} = \{(\hbar\nu)_{out} / q\} \eta I \quad (5.1)$$

の発光パワーがある。ここで、 $(\hbar\nu)_{out}$ は出力光の光子エネルギーである。このうち長倍 ( $0 < k < 1$ ) だけかHPT部分に入射するとすれば、HPT部分を通る電流(すなわちLED部分を通る電流) $I$ は、HPTの光利得を $G$ として

$$\begin{aligned} I &= \{q / (\hbar\nu)_{in}\} G P_{in} + \{q / (\hbar\nu)_{out}\} k G P_{out} + I_{dark} \\ &= \{q / (\hbar\nu)_{in}\} G P_{in} + k \eta G I + I_{dark} \end{aligned} \quad (5.2)$$

となる。ここで、 $P_{in}$ は入射光パワー、 $(\hbar\nu)_{in}$ はその光子エネルギー、 $I_{dark}$ は暗電流である。(5.2)式を $I$ について解けば次式を得る。

$$I = \frac{\{q / (\hbar\nu)_{in}\} G P_{in} + I_{dark}}{1 - k \eta G} \quad (5.3)$$

すなわち、 $k \eta G = 1$ が降服の条件であるが、 $k \eta$ がほぼ定数とみなせるのに対して、 $G$ はHPTのバイアス電圧 $V_{CE}$ と電流 $I$ の関数である。 $V_{CE}$ 、 $I$ のいずれが増加しても $G$ は増加する。したがって、 $I$ が小さければ降服する $V_{CE}$ は大きいか、一旦降服して $I$ が大きくなれば低い $V_{CE}$ で降服を維持できる。

次に、電氣的な正帰還について述べる。本研究で作製した光増幅素子は、本質的にはp-m-p-mの3接合型である。したがって、サイリスタ的效果によ

て負性抵抗の降服をすることが考えられる。本来の  $m$ - $p$ - $m$  トランジスタのベース接地電流増幅率  $\alpha$  に対して付加的な  $p$ - $m$ - $p$  構造のそれを  $\alpha'$  とすれば、(4.5) 式の拡張として次式が得られる。

$$I = \frac{(1-\alpha)M_m G P_{im} + M_m I_{co1} + M_p I_{co2}}{1 - M_m \alpha - M_p \alpha'} \quad (5.4)$$

ここで、 $M_m$ 、 $M_p$  は電子および正孔に対するなだれ増倍率、 $I_{co1}$ 、 $I_{co2}$  はコレクタ接合の逆方向飽和電子電流および正孔電流である。(5.4) 式より降服の条件として  $M_m \alpha + M_p \alpha' = 1$  を得るが、負性抵抗の降服となる理由は、4.3.4 項で述べたのと同様である。ただし、新たに  $M_p \alpha'$  の項が付け加えられるので降服電圧はより低いものとなる。

光増幅素子の降服が (5.3) 式によるものであれば、すなわち LED 部分の発光を HPT が受光する割合を減じることで耐圧は増加する。一方、(5.4) 式によるものであるとすれば  $\alpha'$  を減じる必要がある。HPT と LED の間の  $m$  型層の厚さを増すことが有効であると考えられる。5.4.1 項で述べたように、 $m$  型層の厚さを増しても降服特性は改善されなかったのに対し、LED の発光波長を  $1.25 \mu\text{m}$  から  $1.35 \mu\text{m}$  に変えたこと、および、LED と HPT の間に光の吸収層を設けたことにより降服特性の改善が見られた。したがって、光増幅素子が負性抵抗の降服をする原因は、主として光による正帰還作用にあるものと考えられる。この場合、問題となることとして、 $1.35 \mu\text{m}$  の LED の発光が何故吸収端  $1.25 \mu\text{m}$  のベースで吸収されるかという点がある。この理由としてまず考えられるのは、LED の発光は非常に半値幅が広く、ピーク位置が  $1.35 \mu\text{m}$  であっても  $1.25 \mu\text{m}$  から  $1.45 \mu\text{m}$  程度の範囲で発光しており、一方ベースの吸収端は  $1.25 \mu\text{m}$  であっても赤外吸収特性は長波長側に尾を引いているということが挙げられる。すなわち両者の重なり合う領域で帰還作用が生じることが考えられる。これ以外の理由としては、 $p$  型不純物として  $Zn$  を用いた  $\text{InGaAsP}/\text{InP}$  レーザにおいて、 $m$  側と  $p$  側の添加量が適当な範囲にないと、 $p$ - $m$  接合が  $\text{InP}$  内に移動して、 $\text{InP}$  の発光波長 ( $\sim 0.92 \mu\text{m}$ ) でも発光することが板屋によって報告されており<sup>44)</sup> 本研究で作製した LED においても、このような発光を生じている可能性がある。

図 5.4.5 に示した光吸収層を設けた #351 の電流-電圧特性においても負性抵抗の降服特性が残っているが、これは吸収層の厚さが  $1.2 \mu\text{m}$  と薄いためであろう。今後、この吸収層を厚くしていけば、HPT と LED の間の正帰

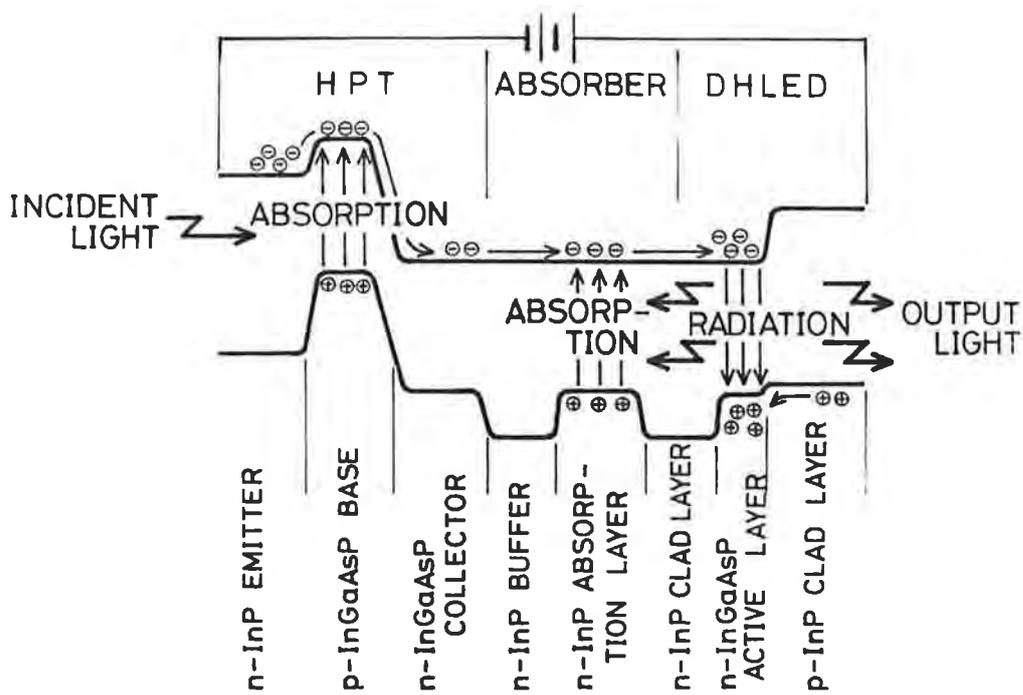


図5.4.9 1以上の利得を有する光増幅素子を可能にした光吸収層を持つ素子のエネルギー・バンド図

還作用は十分小さくすることが可能であると考えられる。また、この光吸収層を設けた光増幅素子では、 $\text{InGaAsP}$ 系が覆う波長 $0.92\sim 1.65\mu\text{m}$ の範囲にある任意の波長間の波長変換が可能となる。図5.4.9に光吸収層を持つ光増幅素子のエネルギー・バンド図を示す。

### 5.5 光スイッチ、光双安定素子としての応用

本研究で作製したHPTとLEDを集積した素子を光増幅素子として応用するためには、両者の間の正帰還作用を減じる必要があることは前節で述べた通りであるが、逆にこの正帰還作用を積極的に利用することも考えられる。例えば図5.4.1に示すような特性を持つ素子は光スイッチとして利用できる。光によってスイッチングするサイリスタは既に実用化されているが、 $\beta > 1$ の場合は“オン”状態で素子自体が発光している点が異なる。このような動作をする光スイッチとしてはCopelandらから $p\text{-InP}/m\text{-InGaAsP}/p\text{-InGaAsP}/m\text{-InP}$ 構造のものを提案しているが、<sup>45)</sup>この構造では発光波長を受光波長より短波長にすることはできない。本研究で作製した構造を光スイッチとして応用すれば、このような波長変換も可能となる。

図5.4.3に示す電流-電圧特性を持つ素子では負荷によつて種類の動作が可能となる。図中(a)に示す負荷線に沿って動作させれば、今述べた光スイッチとなる。また、(c)に沿って動作させれば光増幅素子モードとなる。さらに、(b)に沿って動作させれば光双安定素子となる。光双安定素子は、“オン”、“オフ”2つの状態を持つ点では光スイッチと同じであるが、入射光を減じることで“オン”状態から“オフ”状態に戻る。この特性を入射光-出力光特性で見ると、図5.4.7の低入射光領域における特性のようになる。

光双安定素子については、半導体レーザー(あるいはLED)とホトトランジスタを別々に動作させる形で小川らが報告している。<sup>46,47)</sup>彼らの提案した光双安定素子の原理は本研究におけるものと同様であり、また集積化の可能性を示唆しているものの、実際に集積化した光双安定素子が動作することを示したのは本研究が初めてである。この光双安定素子は光記憶や光論理・演算素子としてさまざまな応用が可能である。また、この特性については、LEDからHPTへの帰還量を調節することで、改善していくことができるものと考えられる。

## 5.5 まとめ

本章では、HPTとDHLEDを集積した光増幅素子の作製と、その特性について述べた。当初作製した素子ではLEDからHPTへの光による正帰還作用によって利得を有するものは得られなかったが、光吸収層を設けることで1以上の利得を持つ光増幅素子が得られた。また、この正帰還作用を積極的に利用すれば、光スイッチ、光双安定素子等の機能デバイスとなることを示した。以下に本章で述べた内容をまとめて示す。

- (1) 光増幅素子の原理を述べ  $\text{InGaAsP}/\text{InP}$  光増幅素子の作製方法を示した。
- (2) HPTとLEDをそのまま集積した素子ではサイリスタ的な電流-電圧特性となることを見出し、その原因が光による正帰還にあることを明らかにした。
- (3) HPTとLEDの間に光吸収層を設けることで、利得1.3を有する光増幅素子を得た。この素子の微分量子効率 $\eta$ は7であった。
- (4) LEDからHPTへの正帰還を積極的に利用することによって、HPTとLEDを集積した素子を光スイッチあるいは光双安定素子として応用できることを示した。

## 第6章 結論

本研究では、二相溶液法による液相エピタキシャル成長によって、 $\text{InP}$ 基板上 $\text{InGaAsP}$ を成長し、その格子整合条件、表面モロジ、組成変動等について明らかにした。次いで、 $\text{InGaAsP}$ に対するp型不純物として新たにCdを取り上げ、Cd添加 $\text{InGaAsP}$ の電気的、光学的特性について検討した。そして、このCdをベースのp型不純物として用いることにより高利得、大電流の異種接合ホトランジスタ(HPT)を作製するとともに、その作製条件を明らかにした。最後に、HPTと二重異種接合発光ダイオード(DHLED)を集積し、1以上の利得を有する光増幅素子を得た。以下に本研究で得られた成果をまとめて示す。

- (1) 二相溶液法によって $\text{InP}$ 基板と格子整合のとれた $\text{InGaAsP}$ を成長するための液相仕込み組成を、成長温度 $647^\circ\text{C}$ 、 $640^\circ\text{C}$ 、 $635^\circ\text{C}$ 、 $615^\circ\text{C}$ の各場合について示した。また、このとき、析出する固相組成についても明らかにした。
- (2) 成長層表面に見られる代表的なモロジであるテラスとピットが、結晶成長時の機械的な擾乱および成長炉の汚染によるものと推定された。
- (3) 二相溶液法によって厚さ $2\mu\text{m}$ 以上の $\text{InGaAsP}$ 層を成長すると、厚さ方向に組成変動が生じ、組成が $\text{InAs}$ 寄りになっていくことを明らかにした。
- (4)  $\text{InGaAsP}$ に対するp型不純物としてCdを用いて、 $10^{18}\text{cm}^{-3}$ 以上の正孔密度を得ることができた。また、Cdの液相仕込み組成と固相中の正孔密度は、補償領域を除いて比例することを明らかにした。
- (5) Cd添加 $\text{InGaAsP}$ のアワセ $\eta$ の活性化エネルギー $E_A$ は、アワセ $\eta$ 密度 $N_A$ に対し次式で表わせることを、正孔密度の温度依存性の測定より明らかにした。

$$E_A (\text{meV}) = 23.1 - 1.3 \times 10^{-5} \cdot N_A^{1/3} (\text{cm}^{-1})$$

- (6) 電子線誘起電流(EBIC)の測定により、Cdの固相中での拡散速度が $Zn$ に比べてはるかに遅いことを見出すとともに、正孔密度 $1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ をもつCd添加 $\text{InGaAsP}$ 中の電子の拡散長として約 $2.8\mu\text{m}$ という値を

得た。

- (7) Zn添加、Cd添加によらず、ベースの正孔密度を小さくすることで高利得、大電流  $\text{InGaAsP}/\text{InP}$  ホトトランジスタが得られた。このような大電流 HPT を得るためには、添加量の精密な制御が必要であり、Cd 添加の方が有利であることを明らかにした。
- (8) Cd 添加 HPT で、バイアス電圧 2.0 V、入射光パワー 155  $\mu\text{W}$  において光電流 170 mA、光利得 1180 を有するものを得た。この HPT の暗電流は、バイアス電圧 2.0 V において 0.5  $\mu\text{A}$  以下であった。
- (9)  $\text{InGaAsP}/\text{InP}$  ホトトランジスタと半導体レーザを組合せた光増幅系を用いて 10 倍の光増幅と非干渉-可干渉光変換を達成した。また、光バイアス法によって、利得 100 の光増幅が可能であることを示した。
- (10) HPT と DHLED を同一基板上に集積した  $\text{InGaAsP}/\text{InP}$  光増幅素子を作製した結果、光による正帰還作用でサイリスタ的な電流-電圧特性となることを見出した。
- (11) HPT と DHLED の間に光吸収層を設けることで、利得 1.3、微分量子効率 7 の光増幅素子を得た。
- (12) 光による正帰還作用を積極的に利用することによって、HPT と DHLED を集積した光スイッチあるいは光双安定素子が実現できることを示した。

現在、1 以上の利得を有する光増幅素子が得られているが、より大きな利得を有する素子を作製するためには、発光部分を半導体レーザとする必要がある。以下、今後に残された課題について述べる。

- (1) より高利得の HPT を再現性良く得るためには、高利得 HPT に対する理論的裏付けをする必要がある。
- (2) 光増幅素子において、光吸収層を厚くしていくことで、正帰還作用を完全に除去できるかどうかを確認する必要がある。
- (3) レーザ発振する光増幅素子を得るためには、低しきい値電流半導体レーザの作製プロセスを確立する必要がある。
- (4) 光増幅素子の応答速度を決定する主要因と考えられる HPT の応答時間について、より詳細な検討を行ない改善していく必要がある。

## 謝 辞

本研究を進めるにあたり、貴重な討論および適切な御指導をいただいた佐々木昭夫教授に心から感謝いたします。また、実験を進めるにあたり、直接の御指導および討論をいただいた藤田茂夫助教授に心から感謝いたします。竹田美和助手には専門的立場から貴重な助言、討論をいただき、藤田静彦助手には電子線誘起電流の測定において御尽力いただきました。ここに深く感謝いたします。

本研究においてホトランジスタ、光増幅素子の作製と測定においては四回生木村広一君の協力をいただきました。深く感謝いたします。また、ホトルミネセンスの測定および論文作成においては、修士一回生種谷元隆君に多大な協力をいただきました。ここに深く感謝します。修士一回生の竹入康彦君ならびに景山定司君にはインターンとして材料評価の測定をしていただき、深く感謝します。

本研究を進めるにあたっては、石橋豊次技官を始めとする佐々木研究室の皆さんの暖かい協力をいただきました。心から感謝いたします。また、半導体研究室、高木研究室、川端研究室の皆さんには測定装置等を借していただくと同時に暖かい励ましの言葉をいただきました。ここに深く感謝いたします。

## References

- 1) I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy and S. Sumski, Appl. Phys. Lett., 17, 109 (1970).
- 2) F. P. Kapron et al., Appl. Phys. Lett., 17, 423 (1970).
- 3) W. Shockley, M. Sparks and G. K. Tear, Phys. Rev., 83, 151 (1951).
- 4) H. Kroemer, Proc. IRE, 45, 1535 (1957).
- 5) H. Beneking, N. Grote and M. Svilans, IEEE Trans. Electron Devices, ED-28, 404 (1981).
- 6) A. Sasaki and M. Kuzuhara, Jpn. J. Appl. Phys., 20, 1283 (1981).
- 7) Zh. I. Alferov et al., Sov. Tech. Phys. Lett., 1, 147 (1975).
- 8) O. N. Ermakov et al., IEEE Trans. Electron Devices, ED-26, 1190 (1979).
- 9) A. Suzuki et al., Jpn. J. Appl. Phys., 19, L207 (1980).
- 10) R. E. Nahory et al., Appl. Phys. Lett., 33, 659 (1978).
- 11) T. Mizutani et al., Jpn. J. Appl. Phys., 19, L133 (1980).
- 12) J. P. Hirtz et al., Electron, Lett., 16, 277 (1980).
- 13) G. A. Antypas and R. L. Moon, J. Electrochem. Soc., 120, 1574 (1973).
- 14) J. J. Hsieh, H. A. Rossi, and J. P. Donnelly, Appl. Phys. Lett., 28, 709 (1976).
- 15) K. Oe and K. Sugiyama, Jpn. J. Appl. Phys., 15, 2003 (1976).
- 16) R. J. Nelson, Appl. Phys. Lett., 35, 654 (1979).
- 17) T. Yamamoto et al., IEEE J. Quantum Electron., QE-14, 95 (1978).
- 18) Y. Itaya, Long Wavelength GaInAsP/InP DH Lasers (Doctor degree thesis, Tokyo Institute of Technology, 1981), p. 56.
- 19) 尾鍋研太郎ら, 第28回春季応物講演会予稿集, 1p-A-8 (1981).
- 20) 松井純爾ら, 第42回秋季応物講演会予稿集, 7p-U-12 (1981).
- 21) K. T. Alavi, R. J. Markunus and C. F. Fonstad, Proc. Int. Electron Devices Meeting, 643 (1979).
- 22) S. Fujita, M. Kuzuhara, M. Yagyu and A. Sasaki, Solid-State Electron. (in press).
- 23) J. C. Campbell et al., IEEE J. Quantum Electron., QE-17, 264 (1981).

- 24) L. J. van der Pauw, Phillips Res. Rept., 13, 1 (1958).
- 25) C. R. Pidgeon et al., Phys. Rev., 154, 737 (1967).
- 26) J. Leotin et al., Solid State Commun., 15, 693 (1974).
- 27) Q. H. F. Vrethen, J. Phys. Chem. Solids, 29, 129 (1968).
- 28) C. C. Bradley et al., Solid State Commun., 12, 413 (1973).
- 29) G. L. Pearson and J. Bardeen, Phys. Rev., 75, 865 (1949).
- 30) 葛原正明,  $ImP$ 基板上  $Im_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$  の成長とヘテロ接合光デバイスへの応用に関する研究 (修士論文, 京都大学工学部, 1981), p. 21.
- 31) T. Nishino et al., 1981 Int. Symp. Gallium Arsenide and Related Compounds, IX-2 (1981).
- 32) See ref. 30), p. 24.
- 33) H. Beneking, P. Mischel and G. Schulz, Electron. Lett., 12, 395 (1976).
- 34) H. N. Svilans, N. Grote and H. Beneking, IEEE Electron Device Lett., EDL-1, 247 (1980).
- 35) M. Konagai, K. Katsukawa and K. Takahashi, J. Appl. Phys., 48, 4389 (1977).
- 36) R. A. Milano et al., Appl. Phys. Lett., 34, 562 (1979).
- 37) M. Tobe et al., Appl. Phys. Lett., 37, 73 (1980).
- 38) P. D. Wright, R. J. Nelson and T. Cella, Appl. Phys. Lett., 37, 192 (1980).
- 39) D. Fritzsche, E. Kuphal and R. Aulbach, Electron Lett., 17, 178 (1981).
- 40) T. Moriizumi and K. Takahashi, IEEE Trans. Electron Devices, ED-19, 152 (1972).
- 41) See ref. 30), p. 34.
- 42) P. W. Kruse, F. C. Pribble and R. G. Schulze, J. Appl. Phys., 4, 1718 (1967).
- 43) H. Beneking et al., Electron. Lett., 10, 346 (1974).
- 44) See ref. 18), p. 78.
- 45) J. A. Copeland, A. G. Dentai and T. P. Lee, IEEE J. Quantum Electron., QE-41, 810 (1978).

- 46) 小川 洋ら, 第28回春季応物講演会予稿集, 27p-K-10 (1981).
- 47) 小川 洋ら, 第42回秋季応物講演会予稿集, 8p-M-4 (1981).