



Title	液相エピタキシャル成長法による短波長可視半導体レーザー材料の研究
Author(s)	藤本, 晶
Citation	大阪大学, 1990, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/43
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

液相エピタキシャル成長法による
短波長可視半導体レーザ材料の研究

平成元年 11 月

藤本 晶

立石電機株式会社 中央研究所

概要

本論文は、著者が立石電機株式会社中央研究所において行った「液相エピタキシャル成長法による短波長可視半導体レーザ材料の研究」をまとめたもので、本文6章と謝辞からなっている。

第1章 序章

第1章では可視光半導体レーザの開発の歴史を概観し、半導体レーザの短波長化の必要性およびその利点を述べ、研究の背景を明らかにする。そしてHe-Neガスレーザと同程度の発振波長で動作する可視半導体レーザを構成可能な材料系から、 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板上的の $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 系を取り上げた理由を述べ、本研究の目的と意義を明らかにする。

第2章 液相エピタキシャル成長および成長層の物性評価

第2章では $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶のLPE成長を行う際に必要となる In-Ga-As-P 溶液の液相線を実験的に求め、鏡面状の表面、および平坦な界面を持つ結晶を成長しうる成長条件を明らかにする。そして成長した $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶の組成、基板との格子整合度、室温および低温でのPLスペクトルについて述べ、成長層表面に現れる凹凸の原因を考察する。また InGaAsP 混晶へのZnおよびTeのドーピング特性を明かにする。

第3章 ダブルヘテロ(DH)構造の設計およびレーザの試作

第3章では $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上的の波長640nmの InGaAsP DHレーザの設計を行い、レーザの活性層およびクラッド層の組成、およびその厚さを決める。そして活性層の量子効率、活性層からクラッド層中へのリーク電流および光のしみ出し量等の推定を行う。またDHウェハの結晶成長プロセス、成長したウェハから酸化膜ストライプ形レーザおよびメサストライプ形レーザを作製

する素子作製プロセスを述べる。

第4章 DHレーザの特性

第4章ではInGaAsP DHレーザの諸特性について述べる。GaAs_{0.69}P_{0.31}基板上の波長660nmのレーザにおいて 2.21 kA/cm^2 とGaAs赤外レーザに匹敵する低い閾値電流密度が得られ、またGaAs_{0.61}P_{0.39}基板上のレーザにおいて波長621.4nmとHe-Neガスレーザを凌ぐ短い発振波長を達成できることを示す。またこれらのレーザの閾値電流密度の各構造パラメータ依存性、温度特性、熱抵抗等について述べる。

第5章 室温連続発振のための最適化設計

半導体レーザを実用化するために室温連続発振の達成は不可欠である。本章ではGaAs_{1-y}P_y基板上のInGaAsPレーザの室温連続発振を実現するための条件と改善すべき課題を明らかにし、室温連続発振実現のための最適化設計について述べる。

第6章 結論

第5章までの実験結果、および考察を総括し、本研究における成果をまとめる。

謝辞

目次

第1章 序章	1
1-1 研究の背景	1
1-2 可視半導体レーザの構成材料	2
1-3 研究の目的	10
1-4 論文の構成	11
第2章 液相エピタキシャル成長および成長層の物性評価	13
2-1 はじめに	13
2-2 液相エピタキシャル成長	14
2-2-1 成長装置の概要	14
2-2-2 液相組成の決定	14
2-2-3 結晶成長プロセス	17
2-3 成長層の物性評価	22
2-3-1 成長層の組成の測定	22
2-3-2 表面モホロジーの測定	27
2-3-3 X線による格子整合度の評価	31
2-3-4 フォトルミネッセンス (PL) による エネルギーバンドギャップの評価	32
2-4 ドーピング特性	39
2-4-1 キャリヤ濃度の測定法	39
2-4-2 アンダーブ InGaAsP 成長層のキャリヤ濃度	40
2-4-3 InGaAsP へのドーピング	42
2-5 まとめ	44
第3章 ダブルヘテロ (DH) 構造の設計およびレーザの試作	46
3-1 はじめに	46
3-2 活性層およびクラッド層の組成	47

3-3	InGaAsP混晶の電気-光変換量子効率	47
3-4	注入キャリアの閉じ込め効果	49
3-5	光の閉じ込め効果	53
3-5-1	InGaAsP混晶の屈折率の計算	53
3-5-2	光強度分布の計算	55
3-5-3	光の閉じ込め係数の計算	56
3-6	DH構造の形成	59
3-6-1	各層の組成	59
3-6-2	結晶成長プロセス	59
3-6-3	DH構造の評価	61
3-7	レーザ素子作製プロセス	63
3-8	まとめ	67
第4章	DHレーザの特性	68
4-1	はじめに	68
4-2	電流-電圧特性	68
4-3	発光特性	73
4-3-1	近視野像の測定	73
4-3-2	電流-光出力特性	74
4-4	発振スペクトル	78
4-5	閾値電流密度の構造パラメータ依存性の評価	83
4-6	閾値電流の温度依存性	86
4-7	熱抵抗の測定	89
4-8	まとめ	91
第5章	室温連続発振のための最適化設計	93
5-1	はじめに	93
5-2	低温での連続発振特性	93
5-3	室温連続発振実現の条件	96
5-4	室温連続発振実現のための課題	100

5-4-1	閾値電流の低減	100
5-4-2	温度特性の評価	110
5-4-3	直列抵抗と熱抵抗の評価	112
5-5	まとめ	113
第6章 結論		115
謝辞		119
参考文献		121
研究業績一覧		126

本論文で用いた主な記号

q	:	電気素量
h	:	プランク定数
ϵ_0	:	真空の誘電率
k	:	ボルツマン定数
m_0	:	自由空間での電子の質量
T	:	絶対温度
x	:	$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 中のGa量
z	:	$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 中のAs量
y	:	$\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ の混晶比
E_g	:	エネルギーバンドギャップ
ΔT	:	溶液の過冷却度
a_i	:	格子定数
Δa	:	基板－成長層間の格子定数の差
X^{I}_{Ga}	:	液相中のGa濃度
X^{I}_{As}	:	液相中のAs濃度
X^{I}_{P}	:	液相中のP濃度
K_{Ga}	:	Gaの分配係数
K_{As}	:	Asの分配係数
K_{P}	:	Pの分配係数
N_a	:	不純物濃度（p形）
N_d	:	不純物濃度（n形）
ϵ_r	:	比誘電率
n_x	:	X帯に分配されたキャリア数
n_{Γ}	:	Γ帯に分配されたキャリア数
N_{CX}	:	X帯の状態密度
$N_{\text{C}\Gamma}$	:	Γ帯の状態密度
E_x	:	X帯の底のエネルギー

E_L	:	L 帯の底のエネルギー
E_Γ	:	Γ 帯の底のエネルギー
ΔE_g	:	エネルギーバンドギャップ差
D_n	:	電子の拡散係数
D_p	:	ホールの拡散係数
L_n	:	電子の拡散長
L_p	:	ホールの拡散長
n_i	:	屈折率
k_i	:	伝搬係数
k_0	:	真空中の伝搬係数
d	:	活性層の厚さ
L	:	キャビティ長
S	:	ストライプ幅
I_{th}^{pulse}	:	パルス動作時の閾値電流
I_{th}^{cw}	:	連続動作時の閾値電流
J_{th}	:	閾値電流密度
J_0	:	利得発生に要する電流密度
η_d	:	外部微分量子効率
$\eta(i)$	:	内部量子効率
Γ	:	閉じ込め係数
R	:	レーザ端面の反射率
V_j	:	接合電圧
R_s	:	直列抵抗
R_{th}	:	熱抵抗
κ	:	熱伝導率
T_0	:	特性温度
α_i	:	内部損失
α_{fc}	:	自由キャリア吸収損失
α_s	:	散乱損失
α_c	:	結合損失

第1章 序章

1-1 研究の背景

半導体レーザは1970年にベル研究所の林らによって室温連続発振が実現されて以来¹⁾、世界中の研究機関により実用化に向けての研究開発が精力的に進められてきた。当初問題となった寿命も 10^5 時間を越える推定平均寿命が得られるようになった²⁾。コンパクトディスク(CD)プレイヤーに代表される市場の急速な拡大に伴って、その価格も急速に低下し、今では半導体レーザはICやトランジスタと変わらない、ごく普通の素子として使われるようになった。

当初開発が進められたのはGaAs基板上に液相エピタキシャル(LPE)成長法によって形成されたGaAs- $Al_xGa_{1-x}As$ 系のレーザである。この系で構成した半導体レーザは波長850nm付近の近赤外光での発振が可能であった。またこの系では活性層のGaAsにAlを加えて、活性層をクラッド層と同じ $Al_yGa_{1-y}As$ ($x > y$) 混晶で構成することにより可視光での発振が可能であった。現在ではこの系の波長780nm帯の可視光半導体レーザが、主としてCDプレイヤー用に量産されている。

しかしながら可視光とは言え、波長780nmの光は肉眼で見ると非常に暗い。780nm帯の半導体レーザが開発された当時、より短波長のレーザ光源としてHe-Neガスレーザがあり、レーザビームプリンタやバーコードリーダに広く用いられていた。このHe-Neガスレーザの波長は632.8nmであり、肉眼で非常に明るく見えた。そこでこのHe-Neガスレーザを小さな半導体レーザで置き換えるべく、半導体レーザの発振波長を632.8nmに近づける努力がなされてきた。

半導体レーザの発振波長を短くすることで数多くの利点が生じる。主なものは次の通りである。

(1) 人間の眼の視感度は555nm付近にピークがあり³⁾、この波長に近づくほど明るく感じられる。赤色領域では波長が10nm短くなることで視感度はほぼ2倍になる⁴⁾。780nmのレーザを630nmのレーザで置き換えることができる、同じ光強度で約 $2^{15} = 33000$ 倍も明るく見えることになり、そ

の視認性を著しく改善することができる。

(2) レーザビームプリンタのようにレーザ光と感光剤とを組み合わせる場合は、感光剤の感度が可視光の短波長領域にあるため⁵⁾、波長を短くすることでより小さな出力のレーザを光源として使用できる。また同じ出力の光源を用いた場合では、より高速の印字が可能となる。

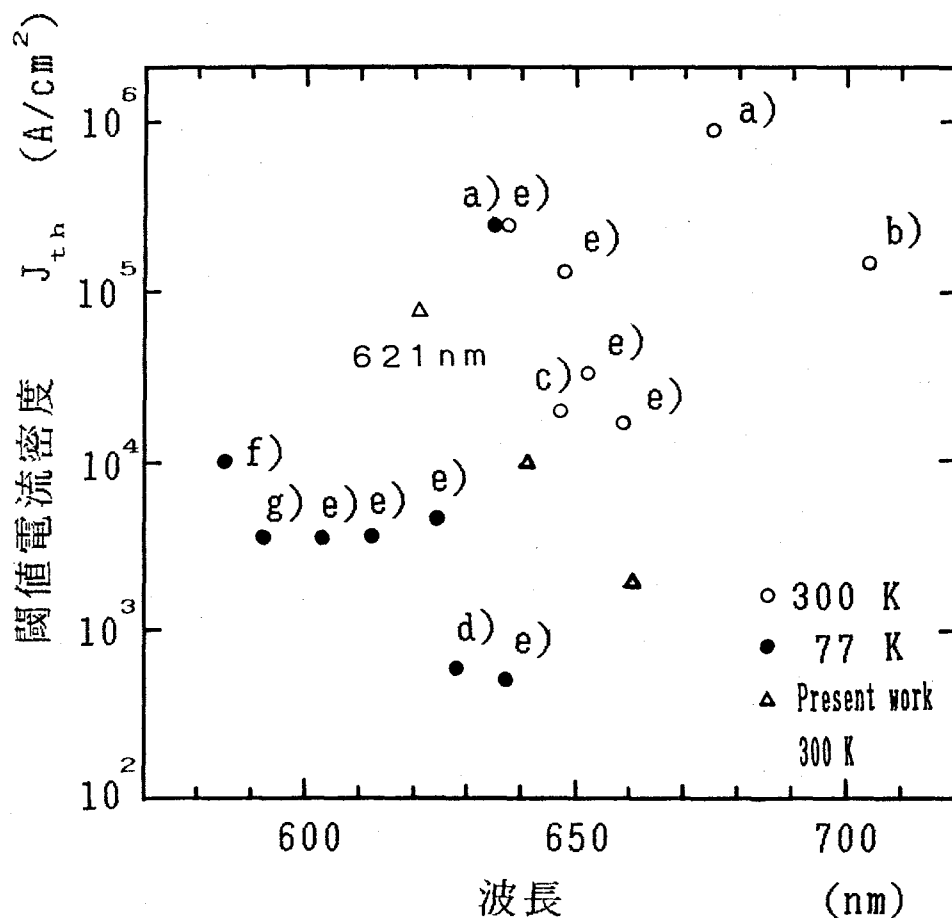
(3) レーザ光をレンズで絞って用いる場合、レーザ光の波長が短いほど小さな領域に集光することができる⁶⁾。このため光ディスク等、光で情報等を記録する場合、その記録密度の向上が可能となる。

以上のような多くの利点のために、半導体レーザの発振波長を可視域へ上げようとする試みは、古くから行われている。半導体レーザの発振が初めて実現した1962年には、GaAsP混晶を用いた可視光での発振が報告されている⁷⁾。またGaAs-Al_xGa_{1-x}As系レーザの室温連続発振が実現したその翌年の1971年には、同じ系のレーザで波長700~720nmでのパルス動作が実現されている⁸⁾。可視半導体レーザの開発は、AlGaAs系にとどまらずGaAsや、GaAsP基板上に形成したInGaAsP混晶などでも進められ⁹⁾、GaAsP基板上に形成したInGaAsPレーザで、637nmでの発振も報告されている¹⁰⁾。図1-1に本研究開始当時に発表されていたLPE法によるInGaAsP可視半導体レーザと、本研究で達成した半導体レーザの閾値電流密度と発振波長を示す。

1-2 可視半導体レーザの構成材料

半導体レーザの実用化のためには、室温において連続動作を実現する必要がある。室温連続動作ができない半導体レーザは、その用途が極めて限定されてしまう。このため初期の半導体レーザの短波長化は、当時既に赤外領域で量産化され、技術的な蓄積の多かったAl_xGa_{1-x}As系のレーザにおいて進められた。そして1982年にはこの系の現在の最短波長の発振記録である波長683nmの室温連続発振が実現されるに至った¹¹⁾。

Al_xGa_{1-x}As系の混晶は、その格子定数が成長層の組成によらずほぼ一定でGaAsの格子定数とほぼ等しいため、GaAs基板上で容易に格子整合を取



- a) J.J.Tietjen et al., Trans. Metall. Soc. AIME 239 (1967) 385.
- b) S.Mukai et al., Jpn. J. Appl. Phys., 20 (1981) 729.
- c) J.J.Coleman et al., Appl. Phys. Lett., 29 (1976) 167.
- d) R.Chin et al., IEEE J. Quantum Electron., QE-14 (1978) 711.
- e) Zh.I.Alferov et al., Sov. Tech. Phys. Lett., 2 (1976) 92.
- f) W.R.Hitchens et al., Appl. Phys. Lett., 27 (1975) 245.
- g) J.J.Coleman et al., J. Appl. Phys., 47 (1976) 2015.

図1-1 過去に報告されているLPE法により作製されたInGaAsP短波長可視光半導体レーザの発振波長と閾値電流密度。本研究で得られた成果(△)もあわせて示す。

ることができる。また成長法として高品質の成長層が容易に得られる液相エピタキシャル法を用いることができる。これらは半導体レーザ用材料として大きな利点となる。しかし材料の取り得る直接遷移形エネルギーバンドギャップの大きさから、この混晶系で構成した半導体レーザの短波長化の限界は750 nm付近と見られており¹²⁾、この系でHe-Neガスレーザ程度の短い波長で発振する可視光半導体レーザを実現するのは不可能である。

より短波長での可視発光が可能な材料としては、ZnSeやZnS等のII-VI族化合物半導体、およびV族として窒素を含むGaNやAlN等のIII-V族化合物半導体がある。これらの材料は大きいエネルギーバンドギャップを持ち、可視光領域全般から紫外光領域に至る広い波長域での発光が可能な材料として期待されている。しかしながらこれらの大きなエネルギーバンドギャップを持つ化合物半導体材料は、材料自身の自己補償効果により現状安定したp-n接合が形成されていない¹³⁾。そのため実用的なデバイスに応用されるには、まだ時間がかかるものと見られる。従って短波長の可視発光材料を実用面から考えると、GaNやAlNなどの窒素化合物を除くIII-V族化合物半導体混晶系に絞られる。

可視光半導体レーザの構成材料を入手可能な基板上に形成するという観点からIII-V族化合物半導体をながめて見ると、利用できる混晶系はAlGaInP系、AlGaAsP系そしてInGaAsP系に限られる。以下にこれら三つの混晶系についてその特徴を概観し、本研究での可視光半導体レーザを構成する材料として、GaAsP基板上的InGaAsP混晶を選んだ理由を述べる。

(1) AlGaInP系材料

AlGaInP系材料は、GaNやAlNなどの窒素化合物を除けば、直接遷移形のエネルギー帯構造を持つ材料としては、III-V族化合物半導体中で最大のエネルギーバンドギャップを持つ¹⁴⁾。またこの系は良好な品質のものが容易に入手できるGaAsを基板として用いることができる。GaAs基板に格子整合するAlGaInP混晶の、直接遷移形の最大エネルギーバンドギャップは約2.3 eVであり、赤色領域はおろかオレンジ色領域にいたるまでの範囲をカバーする可視発光材料として有望である。

しかし相図計算によれば、AlGaInP混晶系のAlの分配係数は $\sim 10^6$ と

大きく、LPE成長法によってこの系を形成しようとする、成長溶液中のAlの濃度が 10^{-6} 台と極めて小さくなることがわかる。そのため秤量するAlの重量が小さくなり、成長溶液の組成の制御により成長する結晶の組成を制御することが困難となる。また溶液中のAlの量が極端に少ないため、結晶成長中に溶液中のAlが欠乏し、成長層の厚さ方向の組成が不均一となる。このことは実験的にも確認されており¹⁵⁾、LPE成長法でこの系を形成するのは現実的ではない。

(2) AlGaAsP系材料

三元混晶であるAlGaAsに、V族元素であるPを加えた $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$ 系混晶は、四元混晶として最初に相図計算の行われた材料系である¹⁶⁾。

当初この材料はAlGaAs系赤外レーザにおいて、わずかに残る格子不整によって活性層に加わる応力を緩和する目的で、そのクラッド層材料として導入された¹⁷⁾。この場合、 $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$ 系混晶に含まれるPの量は、 $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$ とGaAs基板との格子整合が保たれる範囲であり、その値は $y \sim 0.05$ とごくわずかである。そしてその物性はAlGaAs系にほぼ等しいと考えられる。

$Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$ 中のPの量を増加すると、そのエネルギーバンドギャップは大きくなり、可視発光材料としての可能性が広がってくる。図1-2に内挿法により求めた $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$ 混晶のエネルギーバンドギャップを示す。いま基板としてGaAsではなく、 $GaAs_{0.61}P_{0.39}$ 混晶を用いると、この基板に格子整合する $Al_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$ 系混晶のエネルギーバンドギャップは、 $x=0$ である $GaAs_{0.61}P_{0.39}$ 混晶の 1.85 eV から $x=1.0$ である $AlAs_{0.591}P_{0.41}$ 混晶の 2.29 eV までの値をとることができる。この $GaAs_{0.61}P_{0.39}$ 基板上的AlGaAsP系混晶は、 $GaAs_{0.61}P_{0.39}$ 近傍の組成域を除く、そのほとんどの領域で間接遷移形となる。そのためこの系は、活性層材料としてよりも短波長可視半導体レーザのクラッド層材料として期待できる。

またこの系はLPE法により結晶成長が可能である。 $GaAs_{0.61}P_{0.39}$ 基板上にステップクール法により $Al_{0.38}Ga_{0.78}As_{0.62}P_{0.38}$ の成長を試みたところ、鏡面状の表面を持つ良好な成長層を得た¹⁸⁾。この成長層を用いて構成した

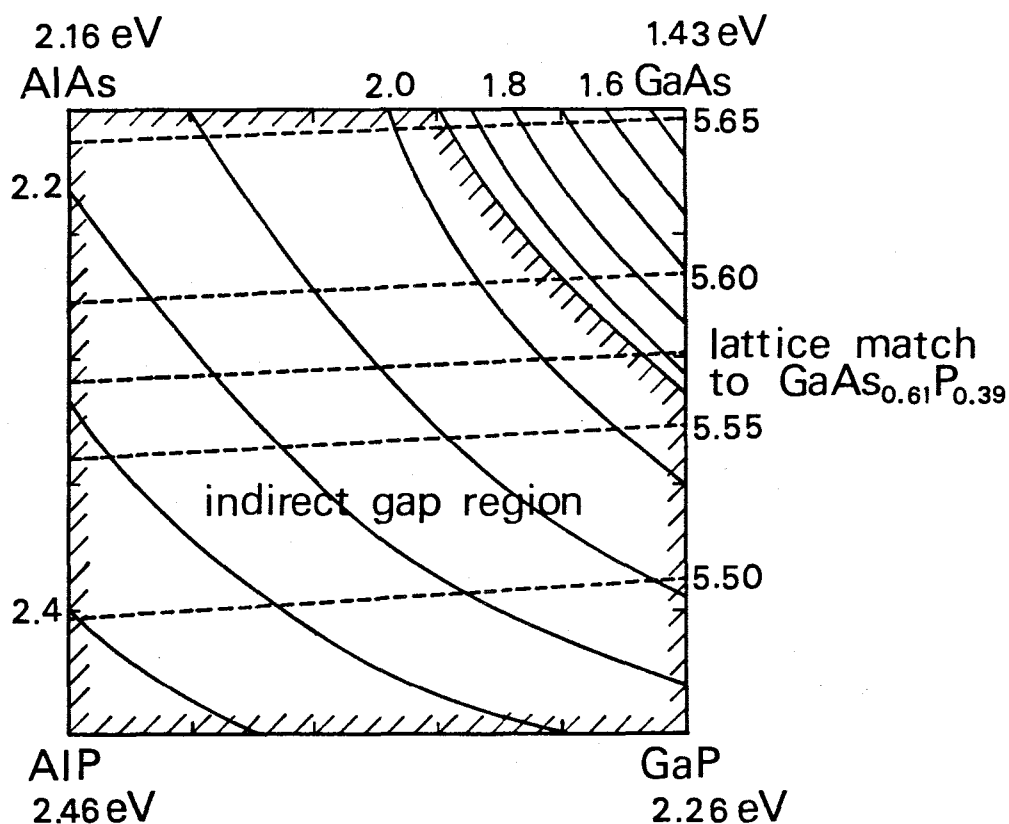


図1-2 内挿法により計算したAlGaAsP四元混晶の等エネルギーバンドギャップ線（実線）と等格子定数線（破線）。

AlGaAsP/GaAsP DHダイオードは、波長676 nmにおいて注入発光が可能であった¹⁹⁾。しかし、短波長化を計るためにAlの混晶比を増加するとLPE成長時の成長速度が極端に遅く（ $\sim 1 \mu\text{m/h}$ 以下）なり、実際の素子作製上で問題があった。

(3) InGaAsP系材料

InP、GaP、GaAs、InAsの四つの二元系化合物半導体で囲まれた四元混晶である $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ はLPE成長が可能である。そのエネルギーバンドギャップは、InAsの0.36 eVからGaPの2.261 eVまでの広い範囲をとり、赤外から可視領域に至る波長域をカバーすることができる。図1-3にInGaAsP混晶の組成の変化に対するエネルギーバンドギャップの変化および等格子定数線を示す。この $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 系材料は、高品質のものが容易に入手できるInPおよびGaAsを基板に用いることができるため、実用上幅広い応用が期待されている。

InPを基板とするとInGaAsP混晶のエネルギーバンドギャップは、 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ の0.86 eVからInPの1.35 eVの範囲をとることができる²⁰⁾。これは光ファイバとの整合の良い1.7-0.9 μm の波長に相当する。そのためInPを基板とするInGaAsP混晶は、主に光通信用の半導体レーザ、および光検出器の材料として開発が進められ、LPE成長法による1.2 μm 帯、および1.5 μm 帯の通信用半導体レーザは、既に実用化されている。

一方GaAs基板を用いると、InGaAsP混晶のエネルギーバンドギャップはInP基板を用いた場合に比べると大きくなり、GaAsの1.42 eVから $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51}\text{P}$ の1.88 eVまでの範囲で変化させることができる。このすべての領域で直接遷移形のバンド構造を有するので、近赤外光から可視（赤）光領域の発光素子材料として期待できる。GaAs基板上のInGaAsP可視光レーザをLPE法によって実現しようとする努力もなされており^{21, 22)}、このレーザの室温連続発振も達成されている²³⁾。

しかしGaAs基板上のInGaAsP混晶の最大のエネルギーバンドギャップは前出のとおり1.88 eV（波長660 nmに相当）であり、この系でHe-Neガスレーザの波長域の半導体レーザを実現するのは、不可能である。

InGaAsP混晶の基板に、赤色発光ダイオードの材料としてよく知られているGaAsP三元混晶を用いると、InGaAsP混晶の波長域を短波長側に大きく広げることができる。市販されている $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板はその混晶比 y が0.31、および0.39 付近のものである。混晶比、 y が0.31のGa

As_{1-y}P_y基板を用いるとその上に形成したInGaAsP混晶のエネルギーバンドギャップは直接遷移形で1.80~2.10eV（波長689~590nmに相当）の範囲を、また混晶比yが0.39の場合は同じく直接遷移形で1.90~2.15eV（653~577nm）の範囲をとることができ、He-Neレーザの波長域をカバーできる。GaAs_{0.61}P_{0.39}を基板に用いた場合のInGaAsP混晶の最大のエネルギーバンドギャップの値、2.15eVはこの

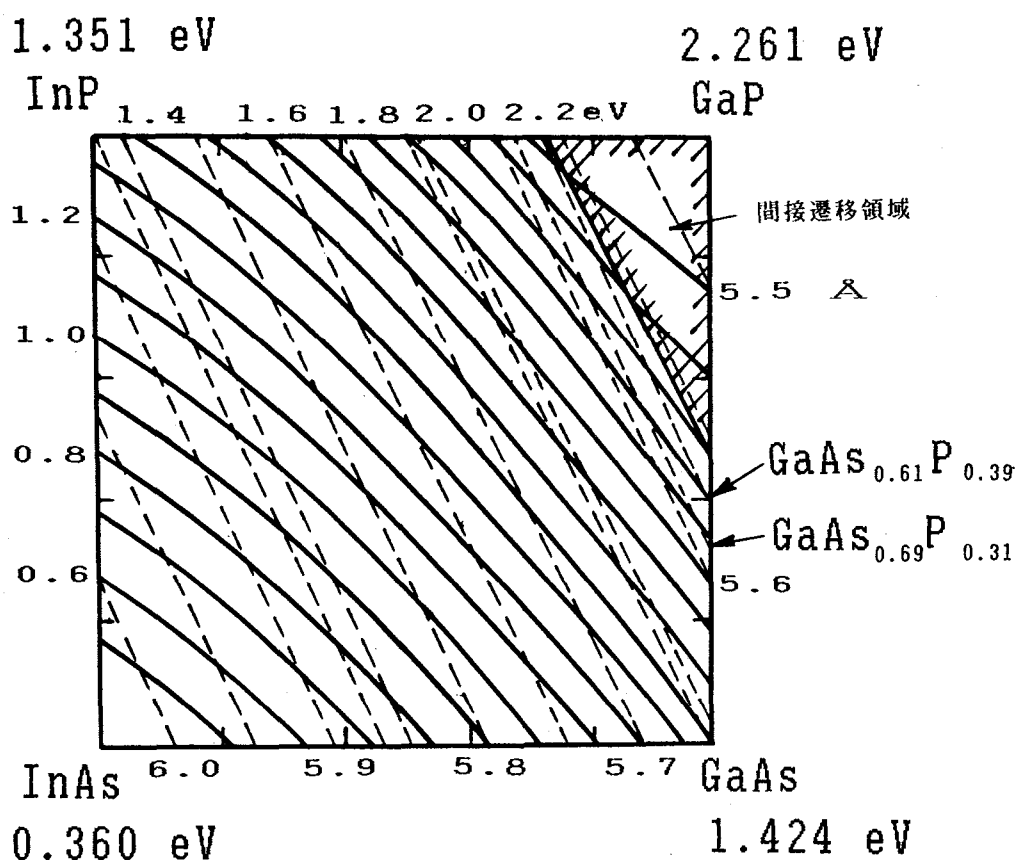


図1-3 内挿法により計算したInGaAsP四元混晶の等エネルギーバンドギャップ線（実線）と等格子定数線（破線）。図中にはGaAs、GaAs_{1-y}P_yおよびInP基板の等格子定数線も示す。

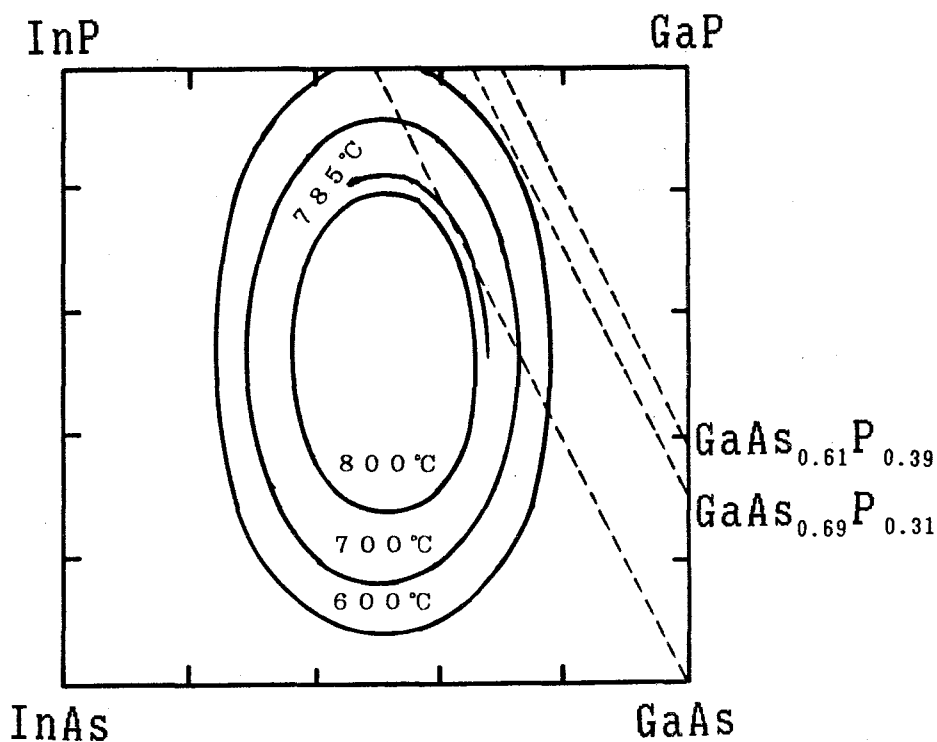


図1-4 熱力学的方法で計算したInGaAsP混晶のスピンノーダル曲線。
各温度における曲線で囲まれた領域が不混和領域を表す。
GaAs_{0.61}P_{0.39}を基板に用いると、成長温度800℃付近においては不混和領域はほとんど問題にならないことがわかる。

混晶系の直接遷移領域での最大エネルギーバンドギャップ2.24eVに近い。
このことは、GaAs_{0.61}P_{0.39}基板がInGaAsP混晶系の短波長可視半導体レーザ材料としての可能性を試すのに最適な基板であることを示している。

またInGaAsP混晶系には、不混和領域（ミシビリティギャップ）が存在

し²⁴⁾、LPE成長法ではこの不混和領域内の均一な組成の混晶が得られないことが知られている。GaAs基板上にInGaAsP混晶をLPE成長する場合には、この不混和領域の存在が大きな問題となる²⁵⁾。図1-4に、熱力学的モデル計算²⁶⁾によって求めた、InGaAsP混晶系の不混和領域を温度をパラメータとして示す。図中にはGaAsおよびGaAs_{0.61}P_{0.39}基板上に格子整合する等格子定数線を破線で示した。GaAs基板の等格子定数線は、成長温度である800℃での不混和領域の近傍を通っており、形成されるInGaAsP混晶は、不混和領域の影響を受けることが予想される。これに対してGaAs_{0.61}P_{0.39}基板を用いた場合は、等格子定数線は不混和領域から遠く離れており、不混和領域の存在はほとんど問題とならない。この面でもLPE成長による短波長可視レーザ用材料として、GaAs_{1-y}P_y基板上的InGaAsP混晶が適当であることがわかる。

1-3 研究の目的

1-1項で述べたようにHe-Neガスレーザの波長域で発振する可視光半導体レーザを実現するということは、半導体レーザの応用範囲を拡げる上で大きな意味がある。また従来の光学装置の大幅な小型化も可能となり、産業界へのインパクトは計り知れない。

このような短波長の半導体レーザを従来のAlGaAs系材料で実現することは、AlGaAs系材料の取り得るエネルギーバンドギャップの大きさから不可能である。InGaAsP系四元混晶は、GaAsとGaPとの混晶であるGaAs_{1-y}P_yを基板に用いることにより、He-Neガスレーザの波長域に相当するエネルギーバンドギャップを持つ組成のものが得られる¹³⁾。そこでこの材料系を組み合わせることによって、短波長可視光半導体レーザを実現できるものと期待される。

LPE成長法では、成長系の温度を徐々に降温するかまたは一定温度に保ったまま、飽和もしくは飽和に近い溶液を基板結晶に接触させて成長を行う。その結果結晶成長が熱平衡に極めて近い状態で行われ、高品質の結晶を得ることができる。そしてこのLPE成長法で用いる装置は、有機金属気相成長(MOCVD)

法や分子線エピタキシャル（MBE）成長法等の他の成長法に比べて比較的簡単なものであり、その安全性も高い。

このLPE成長法は従来のAlGaAs系レーザの成長に用いられてきたもので、長い期間をかけて十分な技術蓄積がなされており、LPE成長法でレーザ構造を形成できることは大きな利点となる。He-Neガスレーザと同程度の発振波長で動作可能な可視半導体レーザを構成できる材料系の中で、InGaAsP混晶はLPE成長法で結晶成長が可能であり¹⁴⁾、簡単な装置で高品質の結晶を得ることができるため、可視半導体レーザ用材料として適当と考えられる。

ここではLPE成長法によってGaAsP基板上に成長したInGaAsP混晶を用いて、He-Neガスレーザと同程度の発振波長で動作可能な可視半導体レーザを実現することを目的とする。

1-4 論文の構成

本論文では、短波長可視半導体レーザを構成する材料としてGaAs_{1-y}P_y基板上にLPE成長で形成したIn_{1-x}Ga_xAs_zP_{1-z}混晶を選び、実際にレーザ素子を試作することによりHe-Neガスレーザと同程度の発振波長で動作可能な可視半導体レーザを実現できることを示した。

第1章では短波長可視半導体レーザの開発の背景を述べ、He-Neガスレーザと同程度の発振波長で動作可能な可視半導体レーザを構成できる材料系を概観する。その中でIn_{1-x}Ga_xAs_zP_{1-z}系を本研究で扱う短波長可視半導体レーザの構成材料として取り上げた理由を述べる。

第2章では、In-Ga-As-P系の液相線をシード溶解法により実験的に求め、GaAs_{1-y}P_y基板上に格子整合し、鏡面状の表面および平坦な界面を持つIn_{1-x}Ga_xAs_zP_{1-z}混晶の成長条件を明らかにする。そして成長したIn_{1-x}Ga_xAs_zP_{1-z}混晶の表面モロロジーについて考察し、組成、格子整合度、エネルギーバンドギャップの測定を行う。またZnおよびTeを用いて、半導体レーザのクラッド層を構成する $10^{17} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ のキャリア濃度を持つp形およびn形のInGaAsP混晶が得られることを示す。

第3章では、GaAs_{0.61}P_{0.39}基板上的InGaAsP DHレーザの設計

と試作を行う。波長640nmのレーザを構成するInGaAsPの組成を決定し、活性層の量子効率、活性層からクラッド層中へのリーク電流、光のしみ出し量の計算を行い、必要なクラッド層の厚さを求める。

設計にもとづいたDH構造を、縦型炉を用いた過冷却徐冷液相エピタキシャル成長法により形成し、各成長層間および基板との間に平坦な界面を持ち、各層間の格子不整合度が±0.1%以下である良好なDH構造が得られることを示す。

第4章ではGaAs_{1-y}P_y基板上に形成したInGaAsP DHレーザのパルス駆動における種々の特性について述べる。GaAs_{0.69}P_{0.31}基板上の、波長660nmのレーザの閾値電流密度は2.21kA/cm²と、GaAs赤外レーザに匹敵する、この系の半導体レーザとしては最も低い値が得られ、またGaAs_{0.61}P_{0.39}基板上のレーザにおいては波長621.4nmと、He-Neガスレーザを凌ぐ、この系もしくはLPE成長法による半導体レーザとして最も短い発振波長を実現できることを示す。これらのレーザの閾値電流密度の構造パラメータ依存性、温度特性、熱抵抗等についても述べる。

第5章ではGaAs_{1-y}P_y基板上のInGaAsPレーザの低温における連続発振特性を述べる。この系のレーザが室温連続発振を達成するための条件を求め、閾値電流の低減と熱的特性の改善とが不可欠であることを示す。そして閾値電流を決定する要因として活性層の量子効率、散乱損失、活性層厚、ストライプ幅を、熱的特性を決定する要因として閾値電流の温度特性、直列抵抗、熱抵抗を取り上げて、これらの改善の可能性を検討し、この系のレーザの最適設計条件を示す。

第6章では、本研究で得られた結果を総括する。

第2章 液相エピタキシャル成長および成長層の物性評価

2-1 はじめに

Inを溶媒としたIn-Ga-As-P溶液から、 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶を成長するためには、成長温度において固相と平衡する液相組成（液相線）を知る必要がある。報告されているIn-Ga-As-P溶液の液相線は、長波長レーザ用としてInP基板上へのLPE成長を目的として決定されたものが主であり、その組成領域のInGaAsP混晶の成長条件に関しては多くの詳細な報告がある。しかしGaAsP基板上に格子整合する組成域のInGaAsP混晶については、ほとんど報告されていない。そのため、GaAsP基板上へのInGaAsP混晶の液相エピタキシャル成長を行う場合、成長温度付近の液相線を明らかにする必要がある。そして求めた液相線を用いて、GaAsP基板上に良好な表面および界面を有する $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶を形成するためには、適当な成長条件を見いださねばならない。

$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶を用いて可視光半導体レーザを構成する場合、レーザ構造を設計し特性を評価するために、混晶の組成およびエネルギーバンドギャップに関する知見が、また欠陥の少ない良好なレーザ構造を形成するためには、各層の格子定数に関する知見が必要となる。

半導体レーザダイオードは電流注入により反転分布状態を実現する。このための電流注入が可能となるように、成長層をドーピングによりp形およびn形の導電形に制御する必要がある。半導体レーザで要求されるクラッド層のキャリア濃度はp形、n形とも通常 $5 \times 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 程度であるため、この付近のキャリア濃度を持つ結晶を再現性良く成長する必要がある。

本章では、In-Ga-As-P溶液の液相線をシード溶解法を用いて実験的に求める。求めた液相線上で、 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板上に格子整合した所望の組成の $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶を成長しうる液相組成を見だし、鏡面状の表面、および平坦な界面を持つ結晶を成長しうる成長条件を明らかにする。そして得られた $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶の組成、格子整合度、およびレーザの発光波長を決定するエネルギーバンドギャップの値を測定する。さらにレーザの散乱損失

の原因となる、クロスハッチと呼ばれる成長層表面の凹凸についても考察する。また電流注入可能なダイオードを形成するためにp形のドーパントとしてZnを、n形のドーパントとしてTeを選び、InGaAsP混晶へのこれらのドーピング特性を明かにする。

2-2 液相エピタキシャル成長

2-2-1 成長装置の概要

本研究で用いた液相エピタキシャル成長装置の概要を図2-1に示す。炉体は縦型で、石英ガラス製のチューブの中にグラファイト製の回転式スライドボートを配置している。ボートの溶液溜は円周状に配置されており、グラファイト製の蓋をすることにより溶液溜をほぼ密閉状態にできる。ボート下部には13mm×10mmの寸法の基板を入れるくぼみが設けてあり、スライダを回転することにより、溶液を順次基板上に移動することができる。スライダの回転はパーソナルコンピュータとパルスモータにより制御した。

炉内でのボートの位置は内側の石英チューブに固定されているが、炉体（ヒータ部）は上下にスライドすることが可能となっており、成長終了後炉体を移動して、ボートの温度を速やかに下げることができる（800℃から室温に冷却するまでの所用時間は約15分）。石英ガラス製チューブには、成長中およびその前後に0.7ℓ/minの流量のパラジウム拡散により純化した水素ガスを流した。

2-2-2 液相組成の決定²⁷⁾

液相線を求める方法には、成長溶液を直接観察する方法²⁸⁾と、一定温度で未飽和溶液を飽和させるのに要するソース結晶の重量損失の測定による方法（シード溶解法）²⁹⁾とがある。ここでは後者の方法を採用し、シードとして選択エッチングによりIn溶液の除去が容易であるGaP多結晶を用いた。

In_{1-x}Ga_xAs_zP_{1-z}混晶の成長温度を800℃付近と想定し、この温度域での液相線を求めた。溶液の構成はIn金属、およびInP、InAs、および

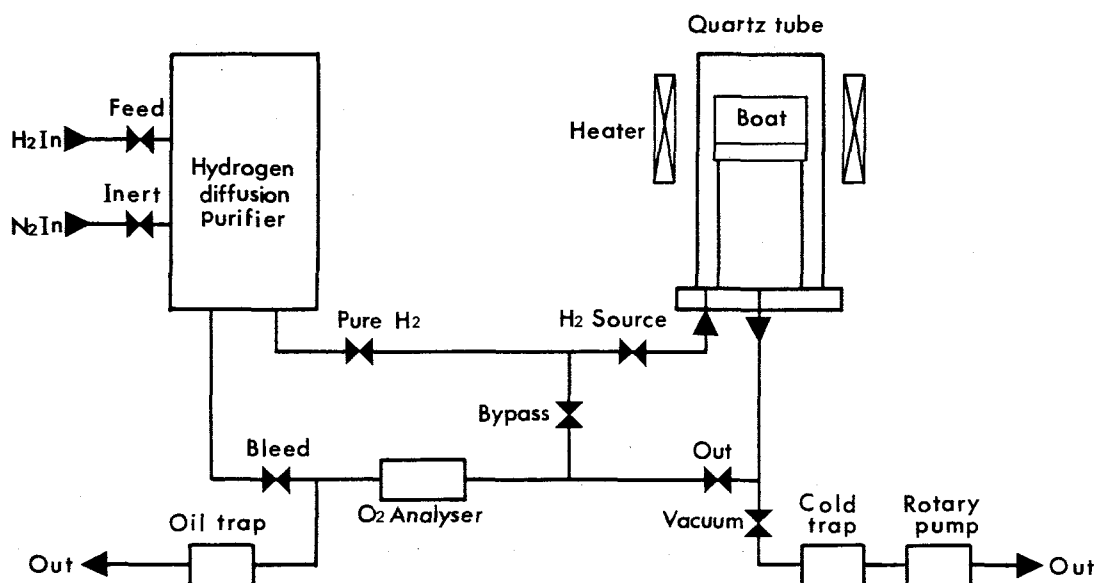


図2-1 液相エピタキシャル成長装置の概略図。炉は縦型で、回転式スライドポートを用いた。ボートの回転はパーソナルコンピュータで制御した。

シードであるGaP多結晶である。Gaの多い領域の場合には、これにGaAs多結晶もしくはGa金属を加えた。これらの材料を有機溶剤で超音波洗浄した後、In金属はHClで、ほかの多結晶材料は $\text{Br}_2-\text{CH}_3\text{OH}$ でエッチングし、水洗、乾燥する。これらの材料をグラファイト製ポートに入れて、水素雰囲気中で成長温度である 800°C まで昇温する。シードであるGaPを最初からIn溶液に加えた場合と、他の材料を溶解した後にGaPシードを加えた場合とでは、求めた液相線に差が生じた。これは溶液のPの蒸気圧が、Gaの存在で変化するこ

とによると考えられる³⁰⁾。ここでは実際の結晶成長条件に近い、前者の方法によって液相線を求めた。

グラファイトボート中の溶液を800℃で2時間保持した後、室温まで冷却して固化したIn溶液を取り出す。In溶液中でGaP多結晶は、800℃で溶液が飽和するのに必要な量だけがIn溶液に溶解し、過剰のGaPは溶液中にそのままの形で残る。この余分のGaP多結晶を含むIn溶液を塩酸で溶解すると、塩酸に不溶のGaP多結晶を取り出すことができる。取り出したGaP多結晶の重量を測定し、仕込んだGaPからの重量の減少分より溶解したGaPの量を求め、800℃における液相線を求めた。

図2-2にこのようにして求めたAsの少ない領域のInGaAsPの800℃における液相線を示す。図中の破線は、擬正則溶液近似³¹⁾のもとに計算したIn-Ga-P三元系の液相線を示す。Asの少ない領域ではIn-Ga-As-P四元系の液相線はIn-Ga-P三元系の液相線で近似できることがわかる。実験値が破線の計算値に比べてPの多い方にずれる傾向があるが、これは溶液からのPの蒸発によるものと考えられる。

Pの蒸発量を見積るために、同じ成長系においてPの蒸発実験を行った。In-Ga-As-P溶液を入れたグラファイトボートに800℃、4時間の熱処理を行い、熱処理前後の溶液の重量変化を測定した。その結果ボートに仕込んだPの6.4%が蒸発していると見積られた。このPの蒸発量から、溶液が開放された表面を持つと仮定した際の800℃でのP₂の等価分圧P_{P2}を求めると $P_{P2} = 3 \times 10^{-6} \text{ atm}$ となる。この等価分圧P_{P2}の値は800℃において開放された表面を持つ溶液において報告されている値 $P_{P2} = 3 \times 10^{-4} \text{ atm}$ に比べて二桁小さい³²⁾。このことは、グラファイトボートで溶液をほぼ密閉状態とすることにより溶液からのPの蒸発がある程度抑えられていることがわかる。しかし成長中にはボートを通して溶液からPが蒸発を続け、溶液中のP濃度は時々刻々減少することになる。より厳密な成長層の組成制御のためには、積極的にP圧を制御するか³³⁾、または完全に系を密閉する必要がある。

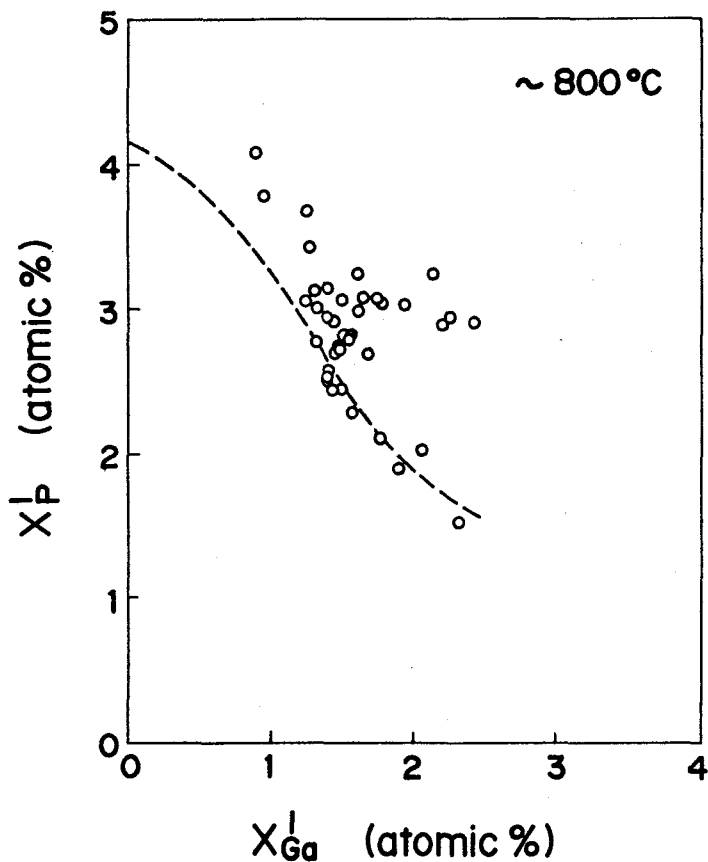


図2-2 実験的に求めた溶液中のAsの割合 X_{As}^I の小さな範囲のIn-Ga-As-P系の800°Cにおける液相線。破線は擬正則溶液モデルにより計算したIn-Ga-P三元系の液相線。

2-2-3 結晶成長プロセス

成長に用いた基板は混晶比 y が0.31および0.39の $GaAs_{1-y}P_y$ 混晶であり、Teをドーピングしたn形のものである。この $GaAs_{1-y}P_y$ 混晶は(001) GaAs基板上にVPE成長法により形成されている。GaAs基板と $GaAs_{1-y}P_y$ 層との間には、格子不整合が存在するため($y=0.31$ のもので1.1%、 $y=0.39$ のもので1.4%) GaAs基板上に直接 $GaAs_{1-y}P_y$ を成長することができない。そのため、GaAs基板上に混晶比を $y=0$ の

GaAsから $y=0.31$ 、または 0.39 の $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ まで徐々に変化させた約 $40\mu\text{m}$ の厚さの組成傾斜層を形成し、その上に約 $30\mu\text{m}$ の厚さの一定組成の $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ が形成されている。一定組成域の $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ は、Teをドーピングしたn形で、そのキャリア濃度は $2\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ である³⁴⁾。VPE成長した $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 層の結晶品質を改善するために、基板となるGaAs表面は、通常(001)面から[110]方向に 2° 程度傾けた結晶面になっている³⁵⁾。

液相成長法として、過冷却状態の溶液を基板結晶に接触させて徐冷を続けながら成長を行う過冷却徐冷法と、過冷却状態の溶液を一定温度で基板結晶に接触させて成長を行うステップクール法とを試みた。前者は平坦な成長層が得られたのに対し、後者においてはGaAsP基板のメルトバックが大きく、平坦な成長層が得られなかった。そのため、以下の成長は過冷却徐冷法により行った。

シード溶解法により求めた液相線上の組成となるように、In金属、InP、InAs、GaP、およびGaAs多結晶もしくはGa金属からなる溶液材料を $\pm 0.05\text{mg}$ の精度で秤量する。秤量した溶液材料とGaAsP基板とを洗浄、エッチングした後、グラファイトボートにセットする。基板表面とグラファイトボートのスライダの下面との間の距離をクリアランスと呼んでいるが、この値が適当でないと基板表面に溶液が残留し、成長層の表面状態を著しく悪化させる。そのためクリアランスを適当な値に選ぶことは、良好な表面をもつ成長層を得るために重要である。本実験ではクリアランスが $20\mu\text{m}$ 以下になるように、GaAsP基板の厚さを基板裏面を研磨することにより調整した。このクリアランスを $20\mu\text{m}$ 以下にすることで、成長終了時に基板からの溶液のワイプオフが容易になった³⁶⁾。

炉内を排気した後水素雰囲気中で炉温を 800°C に昇温し、 $1.5\sim 2$ 時間保持した後 $0.25^\circ\text{C}/\text{min}$ の降温速度で降温を開始する。溶液の過冷却度 ΔT が $5\sim 15^\circ\text{C}$ になったときスライダを回転させ、溶液とGaAsP基板とを接触させて成長を開始する。所定の成長時間経過後、再びスライダを回転させて基板表面から溶液を取り除いて成長を終了した。図2-3に成長に用いた炉の温度プログラムを示す。この方法で $5\sim 10$ 分間の成長を行うことにより $3\sim 4\mu\text{m}$ の厚さの成長層を得た。

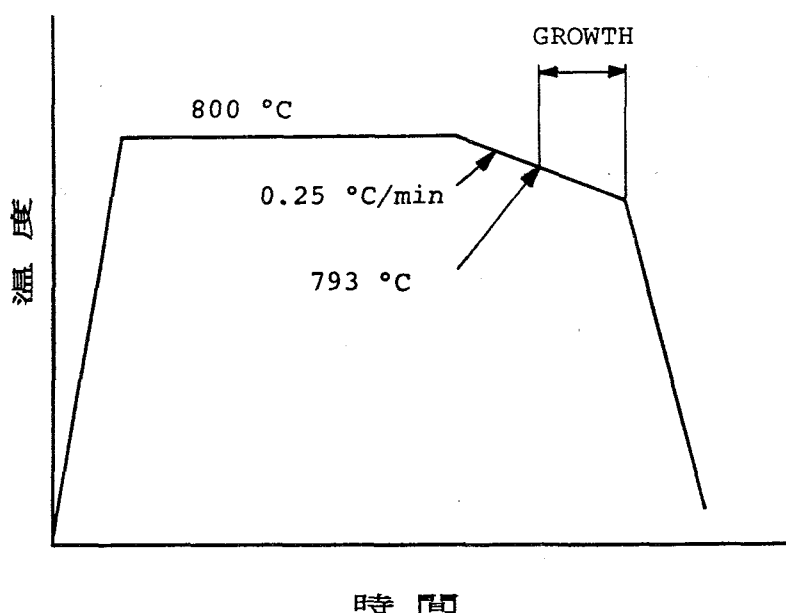
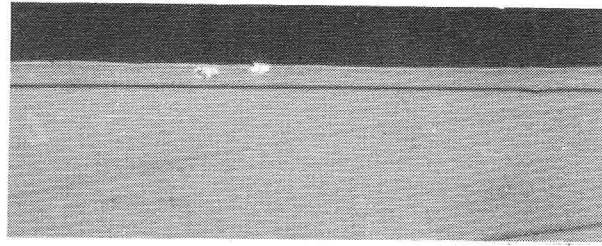


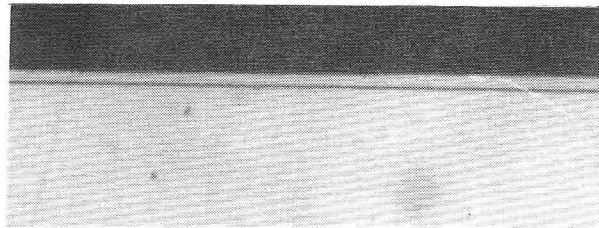
図2-3 成長に用いた炉の温度プログラム。800℃で1.5～2時間保持した後、0.25℃/minの速度で降温した。

成長した結晶の表面は、InGaAsP成長層とGaAsP基板との格子定数がほぼ等しい場合 ($\Delta a/a < 0.1\%$) は鏡面状となり、成長溶液も完全にワイプオフできたが、格子整合が取れていない場合は溶液がワイプオフできないか、ワイプオフできても成長層表面がラフ面となった。このラフ面の原因は格子不整合だけでなく、溶液の蒸気による汚染も原因となっている。このことは基板の溶液に近い側の部分の汚れがひどいこと、および溶液溜めを基板から遠ざける方に一コマずらすことによりラフ面が改善されることで確かめることができた。

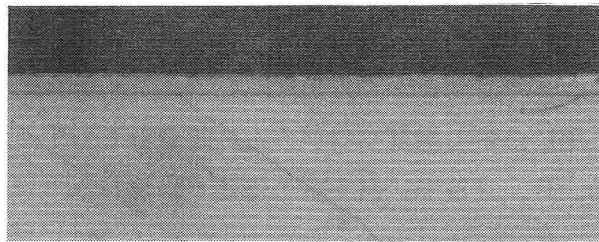
成長層の表面および界面状態は、成長開始時の成長溶液の過冷却度 ΔT にも依存する。図2-4に、 ΔT を5～20℃の範囲で変化させた場合のGaAs_{0.81}P_{0.39}基板上に成長したInGaAsP成長層と基板との界面を示す。界面はい



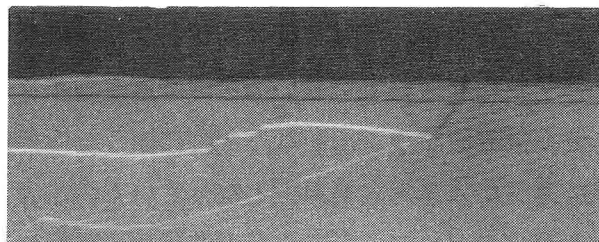
$\Delta T = 5.0^{\circ}\text{C}$



$\Delta T = 10.2^{\circ}\text{C}$



$\Delta T = 15.2^{\circ}\text{C}$



$\Delta T = 20.4^{\circ}\text{C}$

$\overline{\text{I}} 10\mu\text{m}$

図2-4 初期過冷却度 ΔT を変化した際の成長層-基板間の界面の様子。 $\Delta T = 5 \sim 20^{\circ}\text{C}$ において平坦な成長層-基板界面が形成されている。

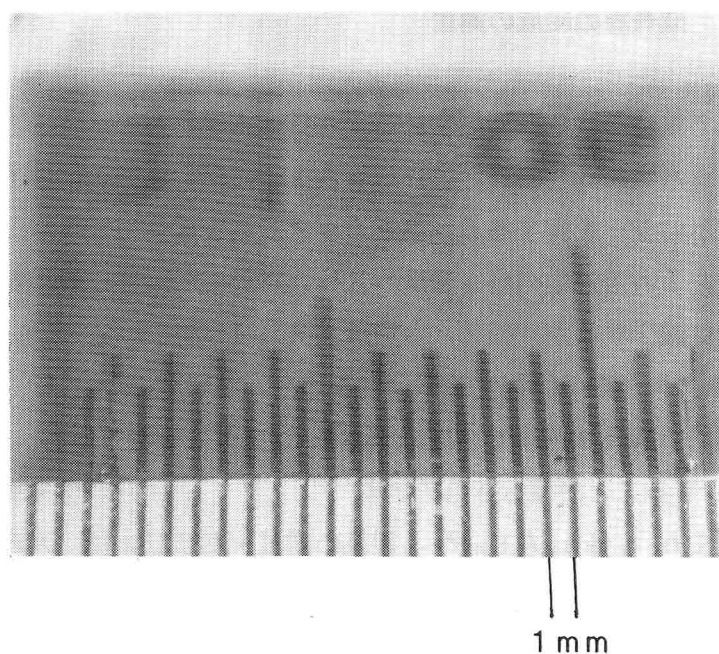


図2-5 初期過冷却度 ΔT を 7°C として成長したInGaAsP成長層の表面。鏡面状の表面を持つ成長層が得られている。

ずれの場合も平坦で、メルトバック等による乱れは観測されない。それに対し成長層の表面状態は ΔT に依存する。 $\Delta T < 15^{\circ}\text{C}$ ではほぼ鏡面状の表面を持つ成長層が得られるが、 $\Delta T > 15^{\circ}\text{C}$ では成長層表面は白っぽいラフ面となった。図2-5に $\Delta T = 7^{\circ}\text{C}$ として成長したInGaAsP成長層の表面を示す。平坦で鏡面状の良好な表面を持つ成長層が得られている。

以上の結果より過冷却度 $\Delta T = 5 \sim 15^{\circ}\text{C}$ とした過冷却徐冷法を用いることで、平坦な界面および良好な表面を持つ成長層が得られることが明かとなった。

2-3 成長層の物性評価

2-3-1 成長層の組成の測定

2-2項で求めた800℃におけるInGaAsP系の液相線上の溶液組成のなかで、 $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ および $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板に格子整合し、鏡面状の表面モロゾーを有するInGaAsP混晶を成長可能な溶液の組成を図2-6に示す。In溶液中のGa濃度、 X^{I}_{Ga} を増加すると、液相中の飽和P濃度、 X^{I}_{P} は単調に減少するが、飽和As濃度、 X^{I}_{As} は増加する。この X^{I}_{As} の増加は、 X^{I}_{Ga} が4at%付近で飽和する傾向にあった。本研究の場合 X^{I}_{Ga} が4at%を越える領域での成長は試みていないが、 X^{I}_{Ga} を更に増加すると、飽和していた X^{I}_{As} が減少することが報告されている³⁷⁾。

成長した $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶の組成 x および z は、X線マイクロアナライザー (EPMA) 測定により求めた。図2-7(a)および図2-7(b)に液相組成 X^{I}_{Ga} および X^{I}_{As} の変化に対する固相組成 x , z の変化を示す。図中の破線は $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ 三元混晶系について擬正則溶液モデルを用いて計算した結果を示す。固相中のGaの量を表す x の値は、液相中のGa濃度 X^{I}_{Ga} の増加にともなって増加するが、その増加は X^{I}_{Ga} が2at%付近で飽和する。これに対し固相中のAsの量を表す z の値は、液相中のAs濃度 X^{I}_{As} が11at%を越えると急激に増加している。このことは、 X^{I}_{As} が11at%を越える領域で固相中のAsの量を制御することが困難であることを示している。

液相中のGa、As、Pの各元素が固相中に取り込まれる割合を表す分配係数 K_{Ga} 、 K_{As} 、 K_{P} をそれぞれの液相中の濃度 X^{I}_{Ga} 、 X^{I}_{As} 、 X^{I}_{P} の変化に対してプロットしたものを図2-8に示す。GaおよびPの分配係数 K_{Ga} 、 K_{P} は、それぞれの液相中の濃度 X^{I}_{Ga} 、 X^{I}_{P} が増加すると減少している。これに対しAsの分配係数 K_{As} は液相中のAsの濃度、 X^{I}_{As} の増加にともなって増加している。これは、上述の X^{I}_{As} を増加した際に固相中のAs量、 z が急激に増加することに対応している³⁸⁾。

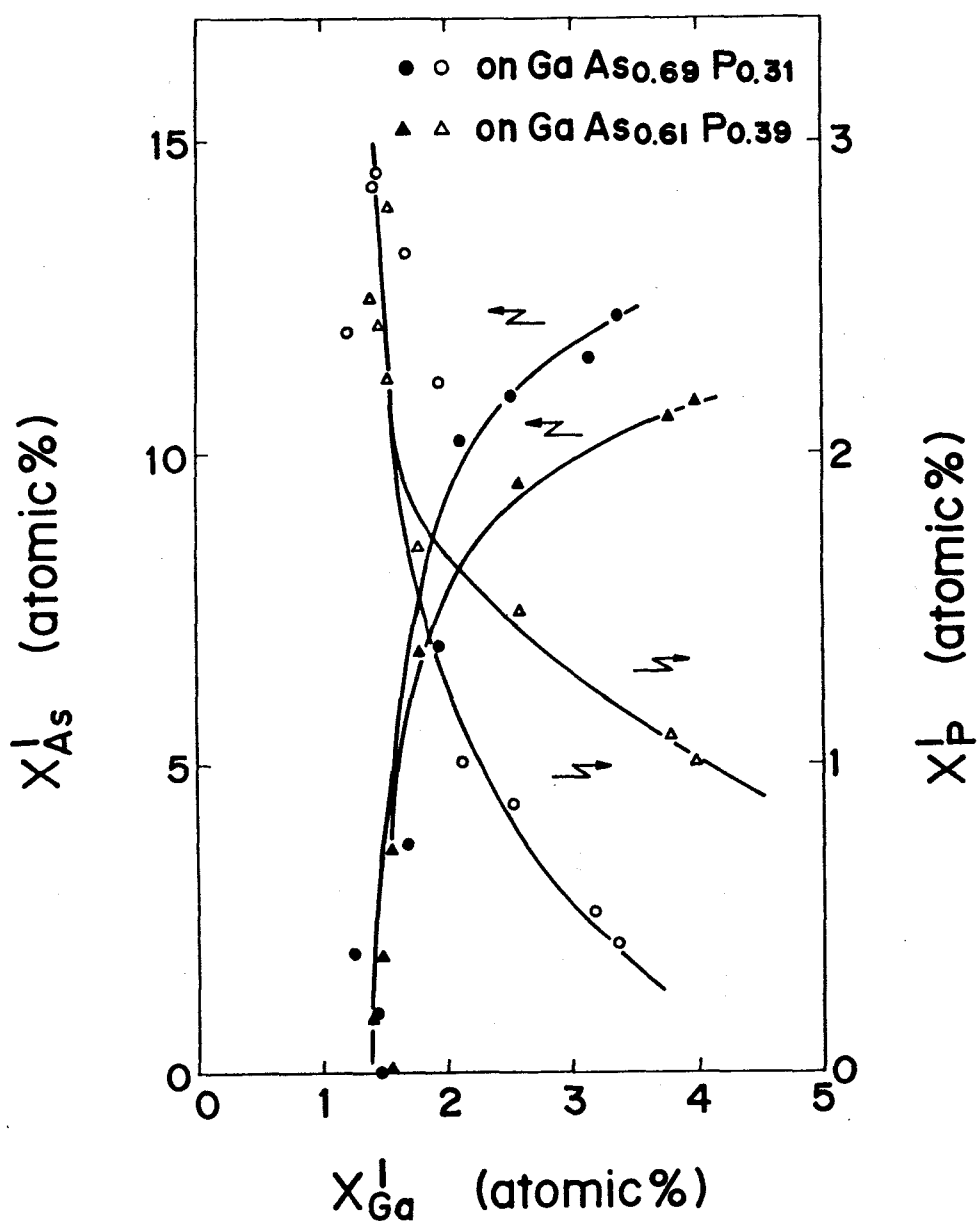


図2-6 $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ および $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に格子整合する InGaAsP 混晶を成長できる In-Ga-As-P 溶液の組成。 X_{Ga}^{I} 、 X_{As}^{I} 、 X_{P}^{I} は溶液中のGa、As、Pの割合を表す。

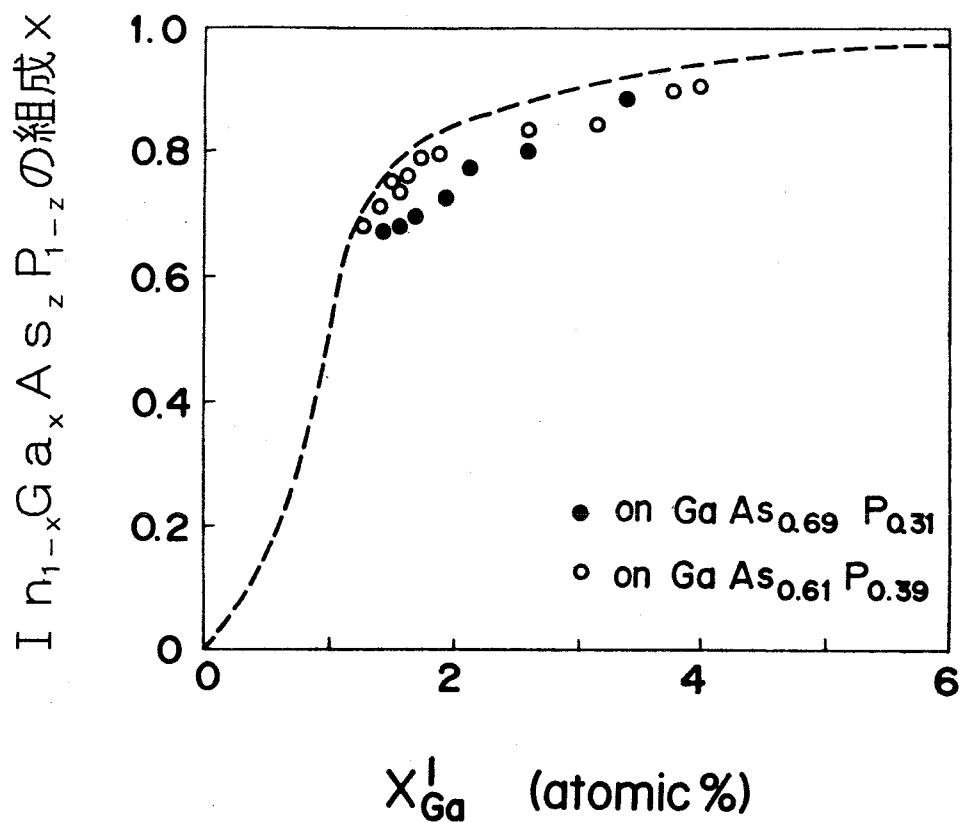


図2-7 (a) $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ および $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に格子整合する InGaAsP 混晶の Ga の固溶度を溶液中の割合 X_{Ga}^{I} に対して示す。破線は擬正則溶液モデルにより計算した In-Ga-P 三元系の場合の Ga の固溶度を示す。

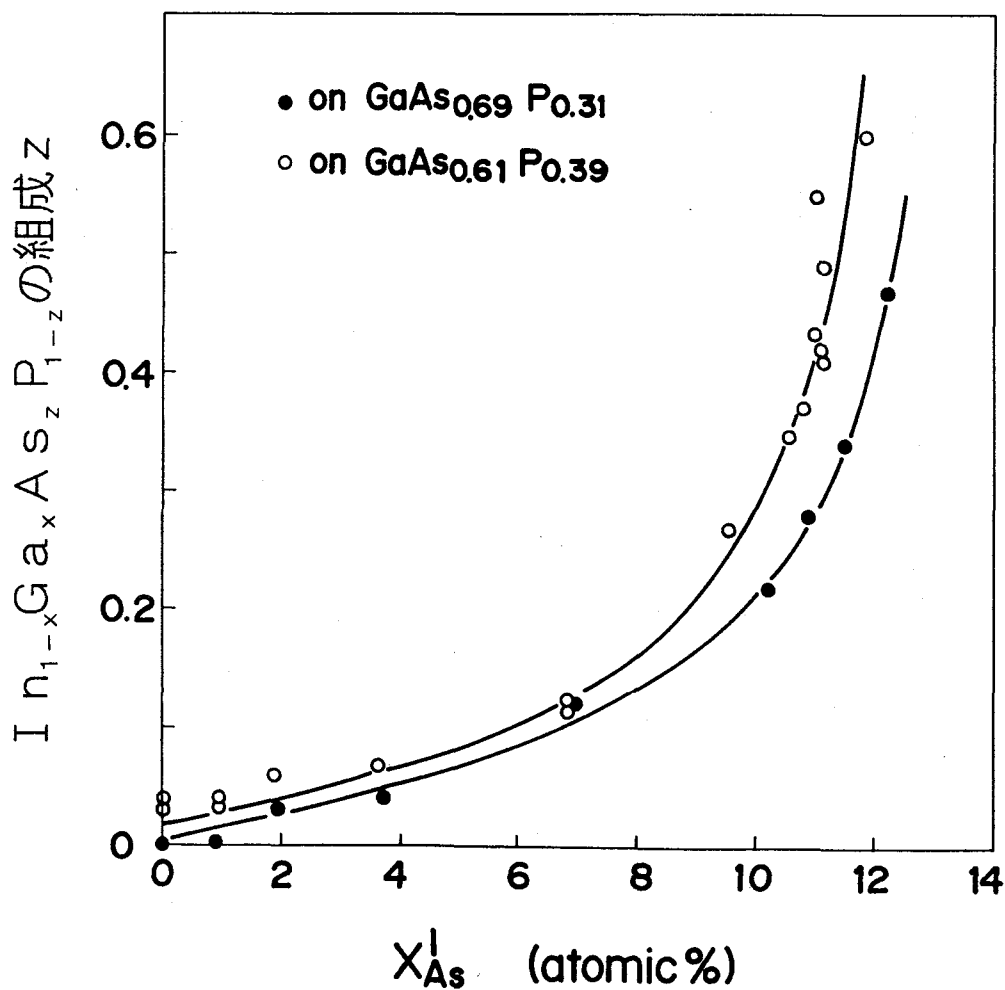


図2-7 (b) $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ および $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に格子整合する InGaAsP 混晶の As の固溶度を溶液中の割合 X_{As}^{I} に対して示す。

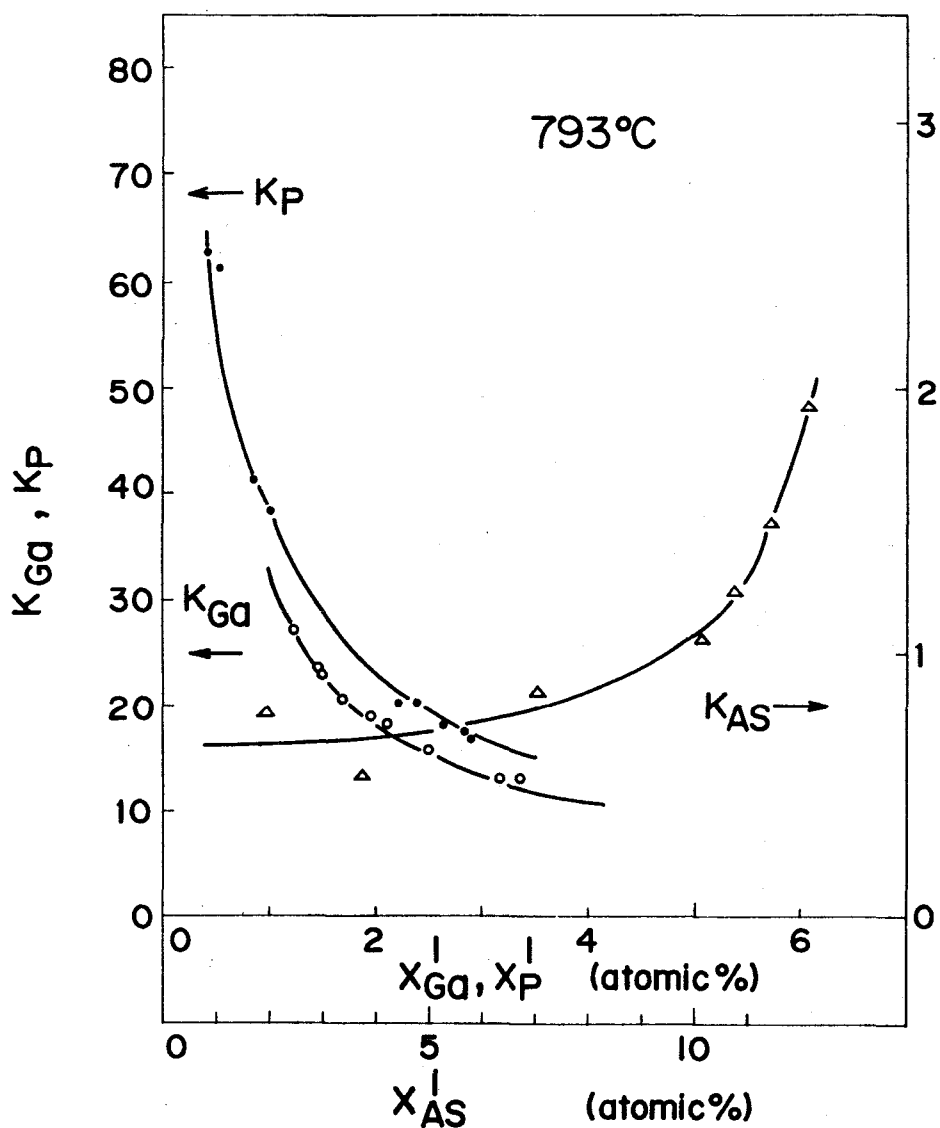


図2-8 溶液中の各原子の割合 X_{Ga}^I 、 X_{As}^I 、 X_P^I に対する Ga、As、P 原子の分配係数 K_{Ga} 、 K_{As} 、 K_P の変化。 K_{Ga} 、 K_P はそれぞれの溶液中の割合 X_{Ga}^I 、 X_P^I の増加に伴って減少しているが、 K_{As} は X_{As}^I とともに増加し、 X_{As}^I が 12 at% を越えると急激に増加している。

2-3-2 表面モロロジーの測定

$\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y/\text{GaAs}$ 基板はその表面に $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ と GaAs との間の格子不整合に起因するクロスハッチと呼ばれる周期的な凹凸を有している。図2-9に $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板表面のノマルスキー微分干渉顕微鏡写真を示す。基板表面には、周期的な凹凸が明瞭に観測できる。その周期は $50 \sim 100 \mu\text{m}$ 、振幅の大きさは約 $0.1 \mu\text{m}$ である。

GaAsP 基板上に格子整合した $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 成長層の表面は、鏡面状の光沢を示すが、詳しく観察するとその表面に GaAsP 基板と同様の周期的な凹凸が存在するのがわかる。図2-10(a), (b)に成長層表面の干渉顕微鏡写真を示す。干渉縞の方向は、 $[110]$ およびそれに直交する $[1\bar{1}0]$ 方向に合わせた。 $[110]$ 方向の凹凸は $[1\bar{1}0]$ 方向に比べ、振幅が大きく

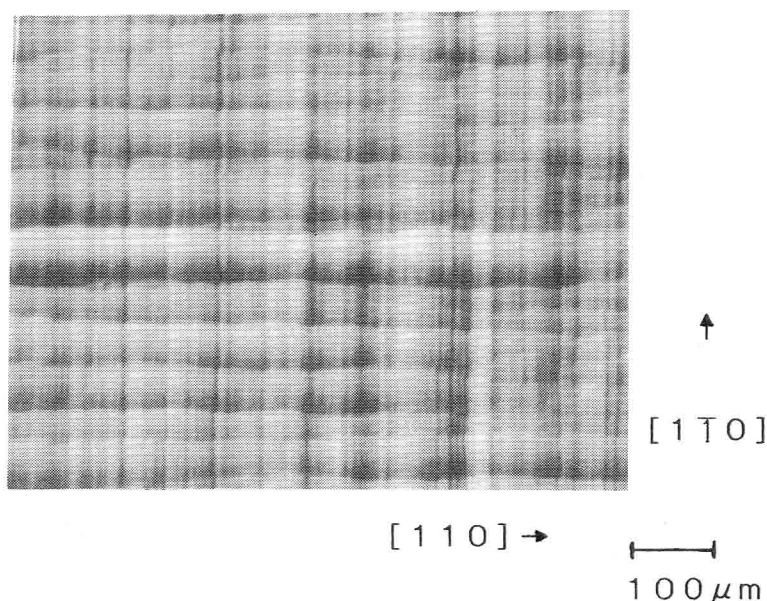


図2-9 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ ($y=0.39$) 基板表面のノマルスキー顕微鏡写真。 $[110]$ および $[1\bar{1}0]$ 方向にクロスハッチパターンが存在する。

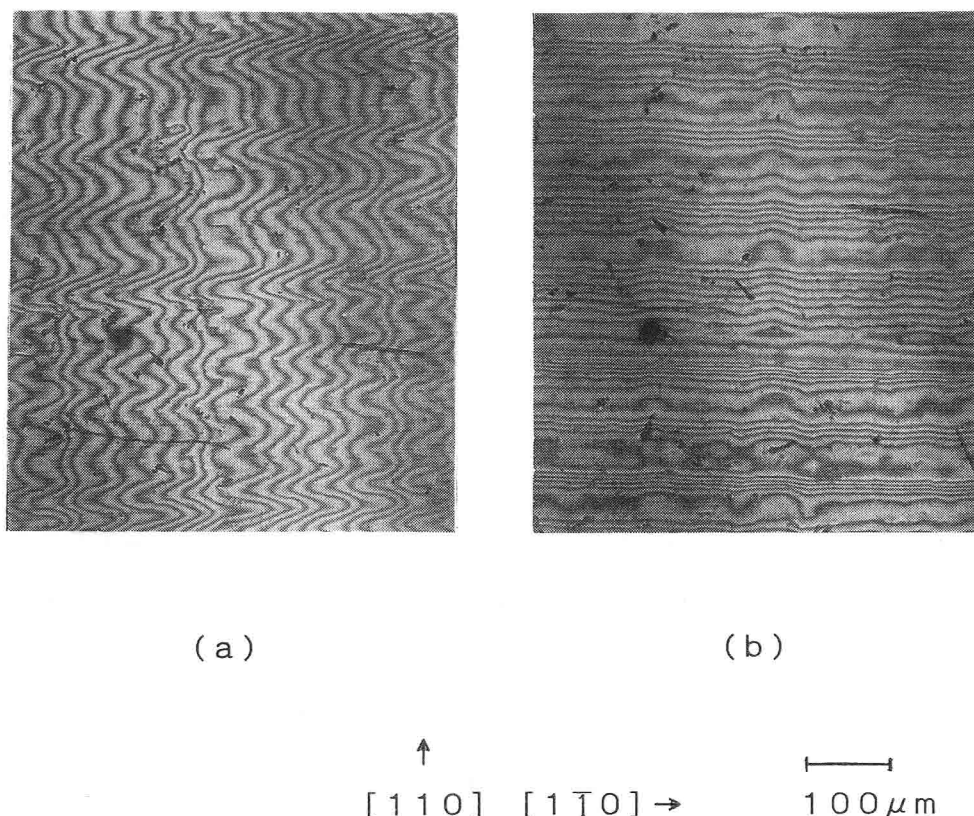


図2-10 $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上的 InGaAsP 成長層表面の干渉顕微鏡写真。干渉縞の方向は結晶の $[110]$ (a) および $[1\bar{1}0]$ (b) 方向に合わせてある。 $[110]$ 方向の凹凸が $[1\bar{1}0]$ 方向に比べて大きいことがわかる。

なっている。これは基板の (001) 面からの $[110]$ 方向へのオフアングルによると思われる。凹凸の周期から InGaAsP 混晶の凹凸は $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板表面に存在するクロスハッチにほぼ対応していることがわかる。

この InGaAsP 成長層に現れる凹凸の原因として① $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板の (001) 面からのオフアングル、②クロスハッチ上での成長速度の増加、③ $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ と GaAs との間の格子不整合による歪、等が考えられる。

AlGaAs の LPE 成長において、基板表面の低指数面からの傾き（ミスオ

リエンテーション)が成長層表面の凹凸の原因となることが報告されている³⁹⁾。 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板上の InGaAsP 混晶の場合も基板表面のオフアングルが成長層表面の凹凸の原因となっていることが考えられる。しかしこの凹凸は、(001)面から[110]方向に 2° 傾いた、 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ と同様の表面を持つ、クロスハッチのない GaAs 基板上に成長した InGaAsP 混晶の表面には現れない。このことは基板表面のオフアングルが InGaAsP 成長層表面の凹凸の主たる原因ではないことを示している。

GaAs 上に形成した $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 混晶に生ずるクロスハッチは転位網から成っていることが知られている⁴⁰⁾。この転位網により基板表面に生じたステップの存在のために、 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板のクロスハッチの上の部分の InGaAsP 成長層の成長速度が大きくなると予想できる。その結果、 InGaAsP 成長層表面に $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板表面のクロスハッチに対応した凹凸が現れることが考えられる。

また、予め表面を平坦に研磨した $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板を用いて成長を行っても、 InGaAsP 成長層の表面には研磨しない基板を用いた場合と同程度のうねりが生ずる。このことから InGaAsP 成長層表面のうねりの原因は、クロスハッチ上に存在する基板表面の物理的な凹凸ではなく、 GaAs と $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ との格子不整による $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 層中の歪が、 InGaAsP 混晶の成長速度を部分的に変化させているためであると考えられる。

このことは $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板上の InGaAsP 成長層表面の凹凸の振幅の大きさが、成長層の組成に依存することからも予想できる。図2-11に成長層に含まれるAsの量 z の変化に対する成長層表面の凹凸の振幅を示す。振幅は成長層の厚さで規格化してある。図より成長層に含まれるAsの量が増加すると凹凸の振幅は小さくなっていることがわかる。Asの量が僅かであると、 InGaAsP 混晶における各原子の配列の自由度は InGaP 三元混晶のものに近いと考えられる。しかしAsの量を増加するとIII族位置、およびV族位置の両方でランダムな配列が可能となり自由度が増加する。自由度の増加により $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板から成長層に導入された歪が緩和されて、成長層表面の凹凸の振幅が小さくなると説明できる⁴¹⁾。

これらのことから GaAsP 基板上に成長した $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶表

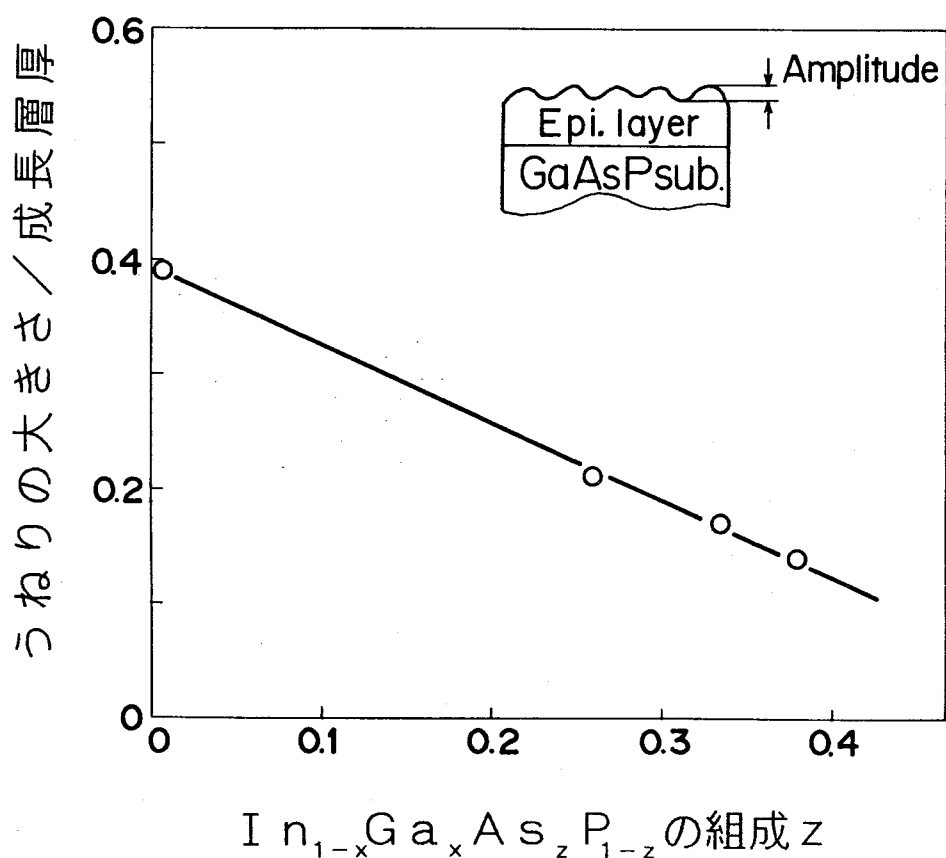


図2-11 厚さで規格化したGaAs_{0.61}P_{0.39}基板上的InGaAsP成長層の凹凸の成長層の組成依存性。

面の凹凸は、基板のクロスハッチ上のステップと、GaAs_{1-y}P_yとGaAsとの間の格子不整合による歪とにより、InGaAsP混晶の成長速度が面内で変化しているために生じ、この凹凸が基板面の傾きによって増幅されて成長層表面に現れていると考えられる。

2-3-3 X線による格子整合度の評価

基板上に格子欠陥の少ない良好な成長層を形成するためには、成長層の格子定数と基板の格子定数とが等しい、格子整合の状態にする必要がある。この成長層と基板との格子整合状態をX線二結晶法によるロッキングカーブにより評価した。X線には波長 $1.541 \text{ \AA}$ のCuK α 線を用いた。このX線を第一結晶であるGaAsウェハで回折させて単色化し、第二結晶であるDHウェハに入射した。測定の際にはDHウェハへのX線の入射角 θ を固定し、DHウェハのみを回転さ

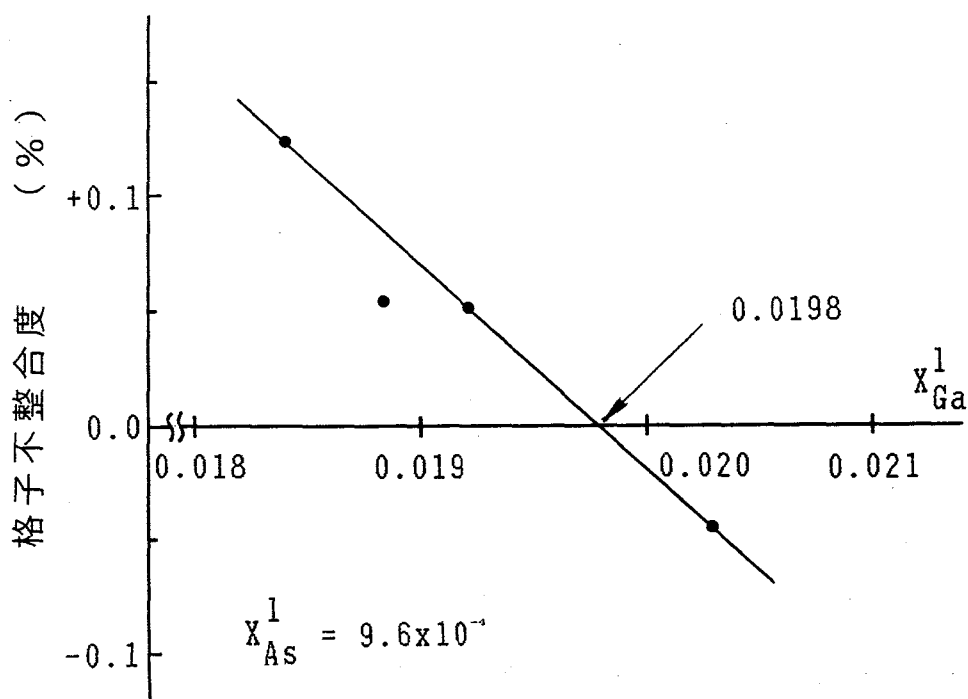


図2-12 x_{As}^I を 9.6×10^{-4} 一定としたときの x_{Ga}^I の変化に対するGaAs $_{0.61}$ P $_{0.39}$ 基板上的InGaAsP成長層と基板との格子整合度の変化。 $x_{Ga}^I = 0.0198$ において格子整合が取れている。

せてウェハからの(400)反射を観測した。図2-12に成長溶液中のGaの濃度 X_{Ga}^I の変化に対する格子整合度の変化を示す。成長溶液中のAs濃度は一定($X_{As}^I = 9.6 \times 10^{-4}$)に保った。図より格子整合度 $\Delta a/a$ は X_{Ga}^I に対してほぼ直線的に変化している。この直線が $\Delta a/a = 0$ と交わる液相組成(図2-12では $X_{Ga}^I = 0.0198$)において室温で格子整合がとれることがわかる。

一般に基板材料と成長層材料とが異なるヘテロ成長においては、基板と成長層との熱膨張係数が異なるために、室温での格子整合条件と成長温度での格子整合条件とは異なる。 $GaAs_{1-y}P_y$ ($y = 0.39$)基板の熱膨張係数を $4.90 \times 10^{-6} K^{-1}$ 、 $In_{1-x}Ga_xAs_zP_{1-z}$ ($x = 0.71$, $z = 0.0$)の熱膨張係数をGaPとInPとの値から内挿した値、 $5.4 \times 10^{-6} K^{-1}$ とすると⁴²⁾、成長温度において $GaAs_{0.61}P_{0.39}$ 基板と $In_{0.29}Ga_{0.71}P$ 成長層との間に格子整合が取れている場合、室温での格子不整合は $\Delta a/a = -0.039$ となる。図2-12の場合は、 $X_{Ga}^I = 0.0202$ において成長温度で格子整合が取れることになる。

2-3-4 フォトルミネッセンス(PL)による

エネルギーバンドギャップの評価

InGaAsP混晶のエネルギーバンドギャップは、エレクトロレフレクタンスにより厳密に測定されている⁴³⁾。ここでは簡単のため、室温でのPLスペクトル測定からエネルギーバンドギャップを求めた。測定に用いた励起光は、Ar⁺レーザの波長488.0nmの発振線で、出力は100mWである。試料の温度上昇を防ぐために適当な減衰率のNDフィルターで励起光を減衰させて測定を行った。図2-13に $GaAs_{0.69}P_{0.31}$ および $GaAs_{0.61}P_{0.39}$ 基板上に成長した種々の組成のInGaAsP混晶の室温でのPLスペクトルを示す。

室温においてPLスペクトルは、その形よりすべてバンド端発光と見られる単一のピークから成っている。このPLスペクトルの波形と、次式で表されるバンド端発光スペクトルの波形の理論値とのフィッティングよりInGaAsP混晶のエネルギーバンドギャップの値を求めた⁴⁴⁾。

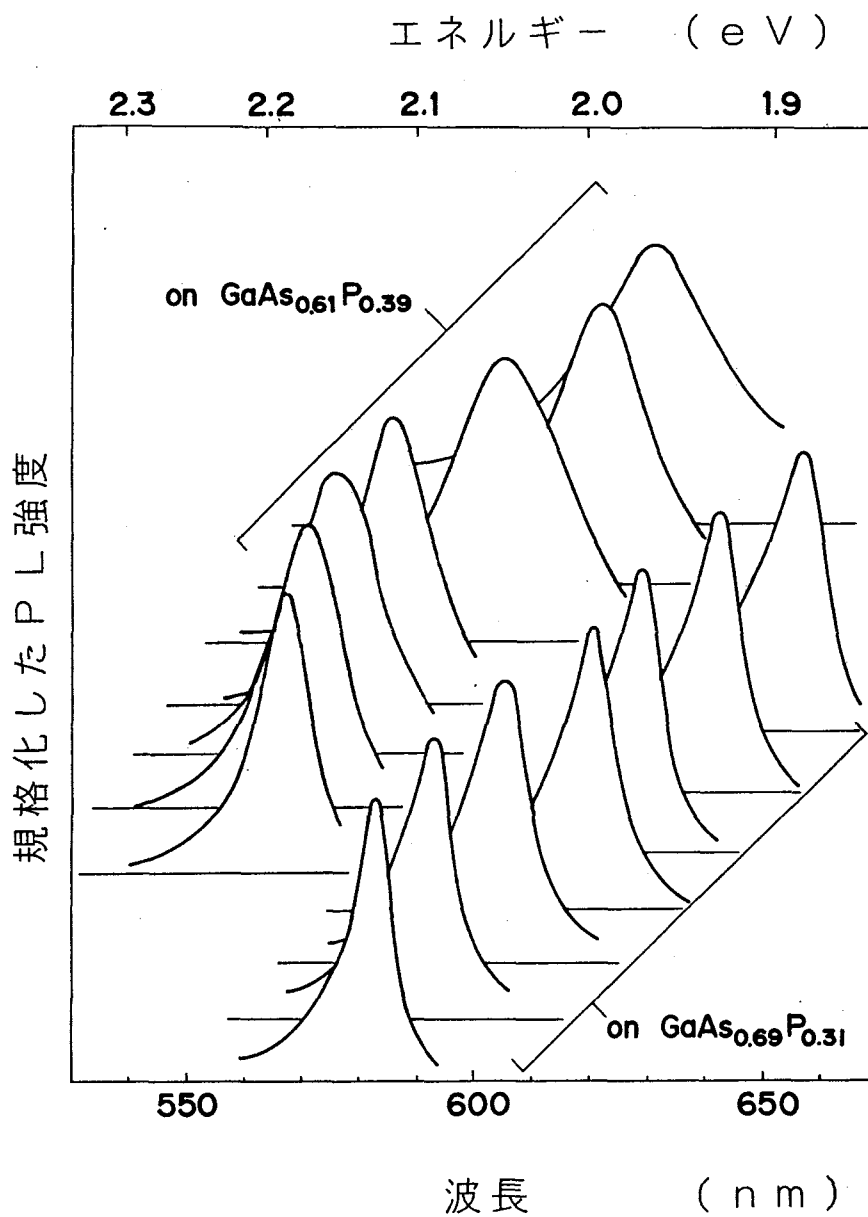


図2-13 $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ および $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板に格子整合する種々の組成の InGaAsP 成長層の室温における PL スペクトル。スペクトルの強度は規格化してある。

$$I(h\nu) \propto (kT)^{3/2} (h\nu - E_g)^{1/2} \exp[-(h\nu - E_g)/kT]$$

(2-1)

ここに $I(h\nu)$ は、光子のエネルギー $h\nu$ におけるPLの強度、 E_g はエネルギーバンドギャップの値である。図2-14に、種々の組成の $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶における室温でのエネルギーバンドギャップの値を、成長溶液中のAs量、 X^{I}_{As} に対して示す。図中には比較のために向井らによるGaAs基板上のInGaAsP混晶のデータ³⁸⁾も併せてプロットした。 X^{I}_{As} が小さい領域では、 X^{I}_{As} の変化に対する E_g の変化率は小さいが、 X^{I}_{As} の増加にともなって E_g の変化率は徐々に大きくなっていることがわかる。

表2-1、表2-2に、 $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ および $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に格子整合するInGaAsP混晶を成長できる溶液の組成 X^{I} 、成長したInGaAsP混晶の組成 x 、 z 、各元素の分配係数 K_i 、成長層と基板との格子整合度 $\Delta a/a = (a_{\text{epi.}} - a_{\text{sub.}})/a_{\text{sub.}}$ とともにPL測定から求めた室温でのエネルギーバンドギャップ E_g をまとめて示す。

成長したInGaAsP混晶の幾つかは2Kに冷却してPL測定を行った。図2-15に2Kにおける種々の励起強度下での、 $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に成長した $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶($z=0$)のPLスペクトルを示す。励起光は室温のPL測定と同じAr⁺レーザの波長488.0nmの発振線であり、その光出力は200mW、試料表面での励起密度は約 10^5 W/cm^2 である。励起光強度が強い際には、試料からのPLスペクトルは、その形状からバンド端発光と見られる鋭い単一のピークのみから成るが、励起光強度を弱くすると低エネルギー側に幅の広いピークが現れる。更に励起光強度を弱くするとこの低エネルギー側の幅の広いピークが主となり、高エネルギー側の鋭いピークは小さくなってしまふ。

これらの二つのPLピークの位置を試料温度に対してプロットしたものを図2-16に示す。試料温度の上昇に伴って高エネルギー側の鋭いピークのエネルギーは100~200Kの温度範囲で 0.44 meV/deg の割合で低くなっている。それに対して、低エネルギー側の幅の広いピークは僅かながら高エネルギー

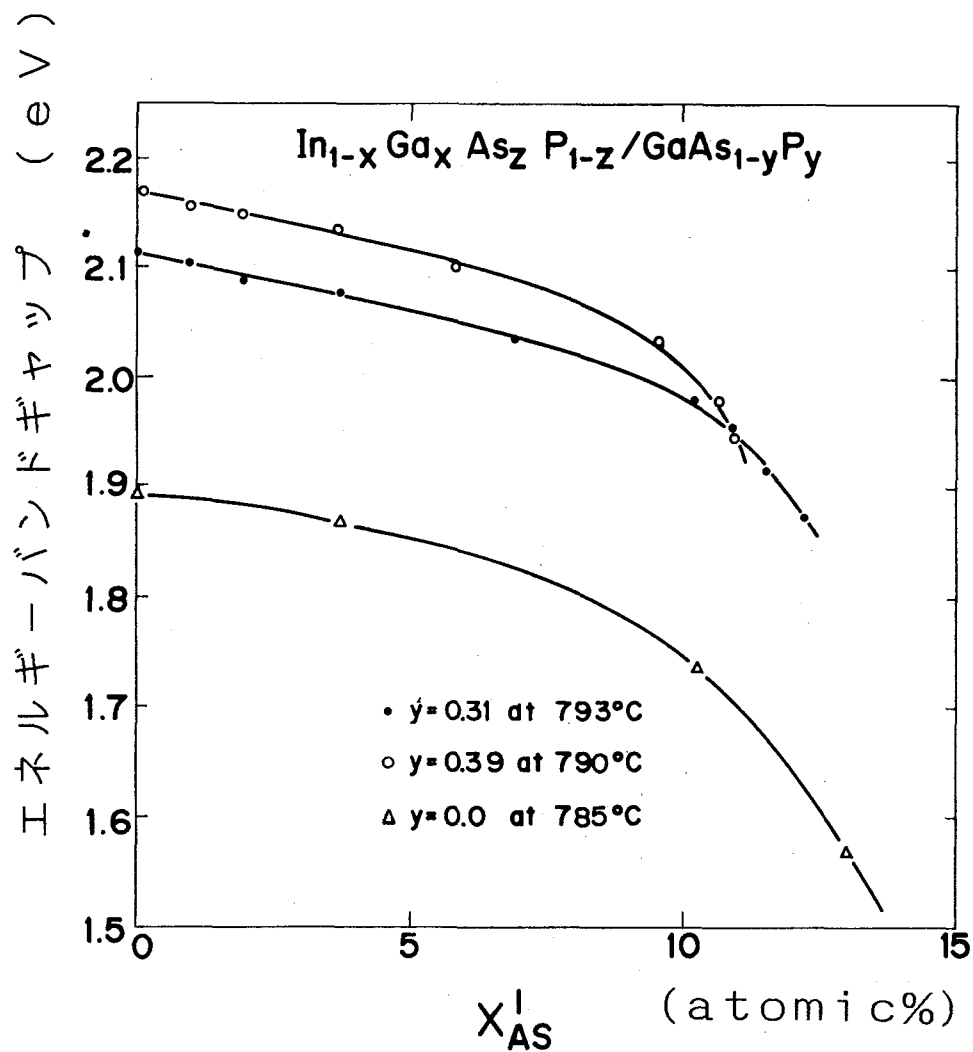


図2-14 X_{As}^{I} を変化させた際の $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ ($y=0.31, 0.39$) および GaAs 基板に格子整合する InGaAsP 成長層の室温におけるエネルギーバンドギャップの変化。 GaAs 基板に格子整合する InGaAsP 成長層のデータは向井らによる。

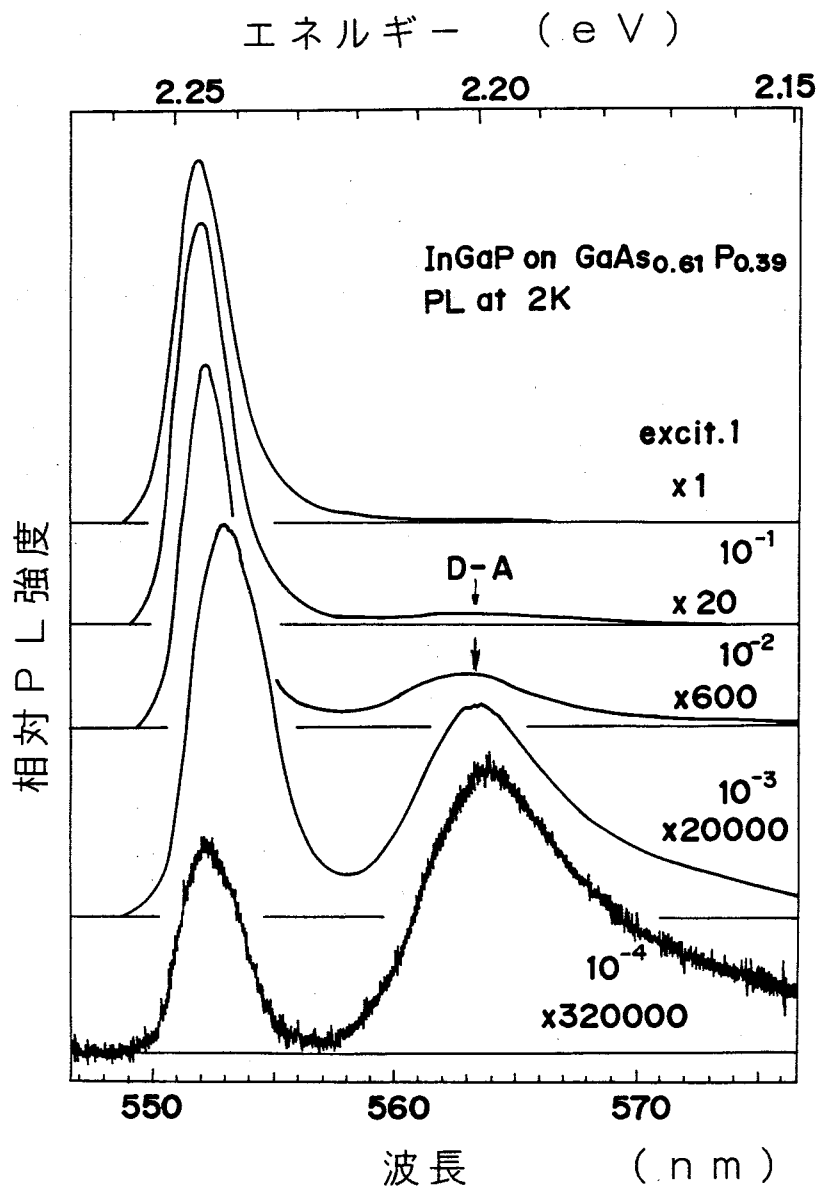


図2-15 GaAs_{0.61}P_{0.39}基板上的InGaP混晶の2KにおけるPLスペクトルの励起強度依存性。励起強度が弱い際に現れるD-Aで示した幅の広いピークはドナー-アクセプタペアによる発光である。

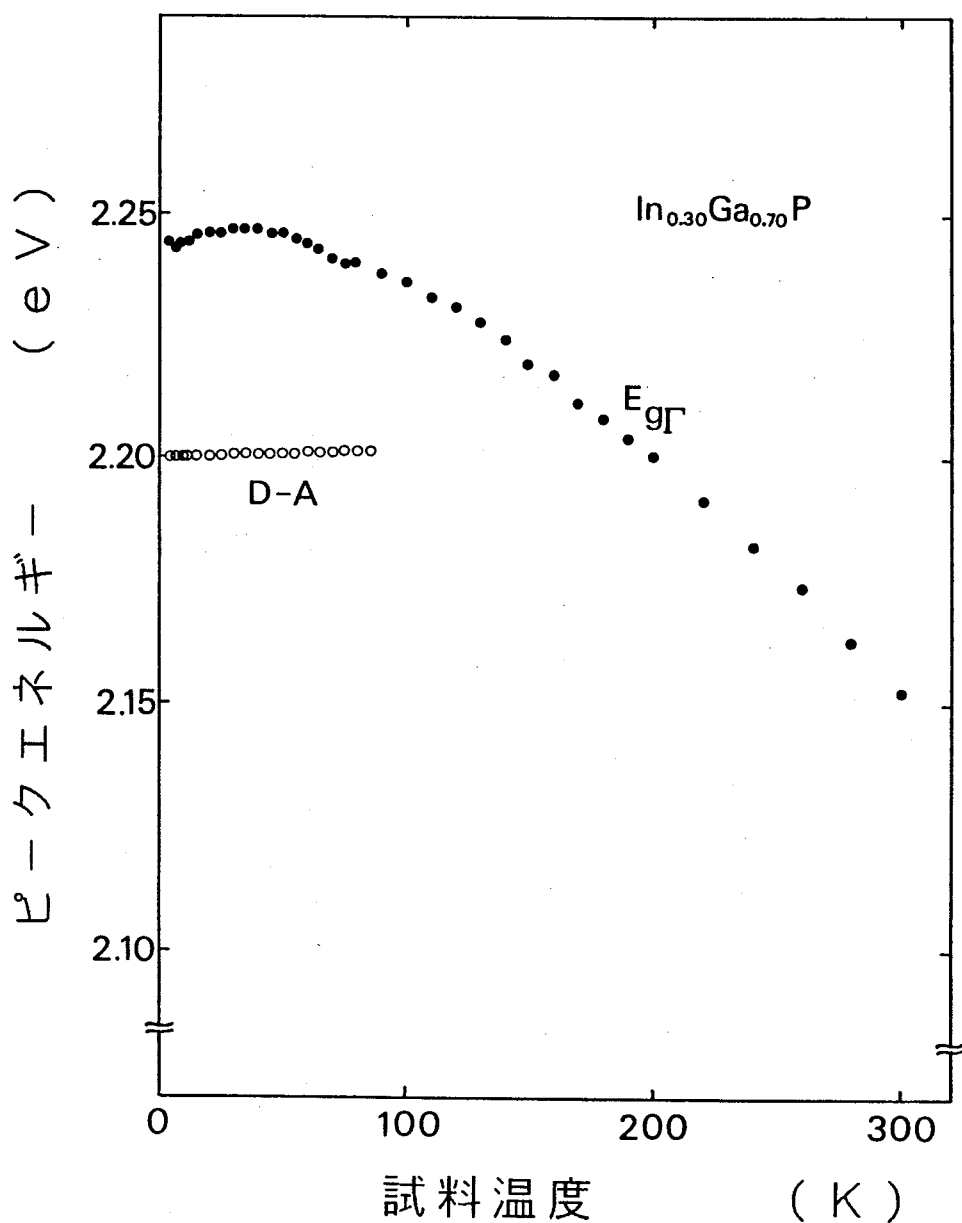


図2-16 GaAs_{0.61}P_{0.39}基板上のInGaP混晶のPLピークエネルギーの温度依存性。温度上昇に伴って $E_{g\Gamma}$ で示したバンド端発光のピークは低エネルギー側へ移動するがD-Aで示したドナー-アクセプタペアによる発光は高エネルギー側へ移動する。

ギー側ヘシフトし、100K付近で消滅する。この幅の広いピークの振舞いは

- ①励起光強度を弱くすると低エネルギー側ヘシフトする。
- ②試料温度を上昇したとき、高エネルギー側ヘシフトする。
- ③励起光強度を弱くすると主たるピークになる。

というドナー－アクセプタ（D－A）ペアによる発光の特徴と一致する。このことから高エネルギー側の鋭いピークはバンド端発光であり、幅の広いピークはD－Aペアによる発光と同定した⁴⁵⁾。結晶中に残留するドナーとアクセプタの原因としては、空孔等の結晶欠陥、石英チューブからのSi、およびグラファイト

表2-1 GaAs_{0.69}P_{0.31}基板基板に格子整合する InGaAsP混晶を793℃でLPE成長する際の液相組成 X_{In}^l 、 X_{Ga}^l 、 X_{As}^l 、 X_P^l 、成長する固相組成 x 、 y 、。各原子の分配係数 K_{Ga} 、 K_{As} 、 K_P 、格子整合度 $\Delta a/a(\%)$ および室温におけるエネルギーバンドギャップ E_g を示す。

X_{In}^l	X_{Ga}^l	X_{As}^l	X_P^l	x	y	K_{Ga}	K_{As}	K_P	$\Delta a/a(\%)$	$E_g(eV)$
95.6	1.47	0.0	2.90	0.67	0.0	22.8	-	17.2	0	2.115
94.7	1.44	0.952	2.86	0.67	0.0	23.3	-	17.5	0	2.105
94.4	1.26	1.93	2.39	0.68	0.03	27.0	0.777	20.3	0.03	2.089
92.0	1.68	3.71	2.64	0.69	0.04	20.5	0.539	18.2	0.02	2.078
88.9	1.95	6.92	2.22	0.72	0.12	18.5	0.867	19.8	0.07	2.036
86.7	2.12	10.2	1.01	0.77	0.22	18.2	1.08	38.6	0.05	1.982
85.7	2.51	10.9	0.876	0.80	0.27	15.9	1.24	41.7	0.01	1.957
84.8	3.16	11.5	0.535	0.83	0.34	13.1	1.48	61.7	0	1.916
84.0	3.37	12.2	0.423	0.89	0.47	13.2	1.93	62.6	0.23	1.874

表2-2 GaAs_{0.61}P_{0.39}基板基板に格子整合する InGaAsP混晶を793℃でLPE成長する際の液相組成 X_{In}^I 、 X_{Ga}^I 、 X_{As}^I 、 X_P^I 、成長する固相組成 x 、 y 、各原子の分配係数 K_{Ga} 、 K_{As} 、 K_P 、格子整合度 $\Delta a/a$ (%)および室温におけるエネルギーバンドギャップ E_g を示す。

X_{In}^I	X_{Ga}^I	X_{As}^I	X_P^I	x	y	K_{Ga}	K_{As}	K_P	$\Delta a/a(\%)$	$E_g(eV)$
95.6	1.55	0.097	2.79	0.74	0.05	23.9	25.8	17.0	0.05	2.170
95.1	1.40	0.96	2.50	0.72	0.03	25.7	1.56	19.4	0	2.157
94.2	1.48	1.88	2.42	0.75	0.07	25.3	1.86	19.2	-	2.152
92.6	1.54	3.63	2.24	0.74	0.07	24.0	0.964	20.8	-	2.134
89.7	1.80	6.82	1.70	0.79	0.14	21.9	1.03	25.3	0.08	2.101
86.4	2.60	9.53	1.50	0.83	0.26	16.0	1.36	24.7	-	2.033
84.5	3.78	10.6	1.10	0.88	0.34	11.6	1.60	30.0	0.08	1.979
84.1	4.00	10.9	1.01	0.89	0.37	11.1	1.70	31.2	-	1.949

ボートからのCの汚染によるものと考えられる。D-Aペアによる発光が観測されることから、成長したInGaAsP混晶が良好な品質を有していることがわかる。

2-4 ドーピング特性

2-4-1 キャリヤ濃度の測定法

DH構造を有する半導体レーザのドーピングは主としてエネルギーバンドギャップの大きいクラッド層に行われる。図2-14より $In_{1-x}Ga_xAs_zP_{1-z}$ 混晶のエネルギーバンドギャップは、Asの混晶比 z が小さいほど大きくなるため、

InGaAsPレーザのクラッド層にはzの小さいInGaP三元混晶に近い組成のものが用いられる。ここでは波長640nmのレーザのクラッド層材料である、zが0.05の $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶へのp形およびn形のドーパントのドーピング特性を測定した。

市販されているGaAsP混晶基板の導電形はn形である。成長層をp形にドーピングした場合は基板-成長層界面にp-n接合が形成されるため、このp-n接合により成長層を基板から電氣的に分離できる。このことを利用して、p形InGaAsP成長層のキャリア濃度の測定には、van-der-Pauw法を適用することができる⁴⁶⁾。図2-17に測定に用いた試料形状を示す。

n形InGaAsP成長層の場合にはp-n接合により成長層を基板から分離することができない。そのため成長層の表面にAu電極を蒸着してショットキーバリアダイオードを形成し、このダイオードの接合容量の逆方向バイアス電圧依存性よりキャリア濃度を求めるC-V測定法を用いた。図2-18にショットキーダイオードの構造を示す。このダイオードの逆方向バイアスVを変化させた際の容量Cの変化とドナー濃度 N_d との間には次式の関係が成立する⁴⁷⁾。

$$N_d = 2 / (S^2 \epsilon_r \epsilon_0 q) \cdot [d(1/C^2) / d(-V)]^{-1} \quad (2-2)$$

ここにSは接合面積、 ϵ_r は比誘電率、 ϵ_0 は真空の誘電率である。InGaAsP混晶の比誘電率の値のデータは報告されてないが、InPの12.35およびGaPの11.10から内挿して、 $\epsilon_r = 11.5$ として計算した。

2-4-2 アンドープInGaAsP成長層のキャリア濃度

意識的に何もドーピングしていない成長層のキャリア濃度は、結晶性を示す物性値であり不純物濃度の制御のために重要である。またこの値は成長系の清浄度を示す指標でもあり、その値が低いほど系が清浄であることを意味する。GaAs_{1-y}P_y基板上に成長したアンドープInGaAsP混晶はn形の導電形を示した。アンドープInGaAsP混晶のドナー濃度をC-V測定法により求めた結果ドナー濃度 N_d (cm^{-3}) は

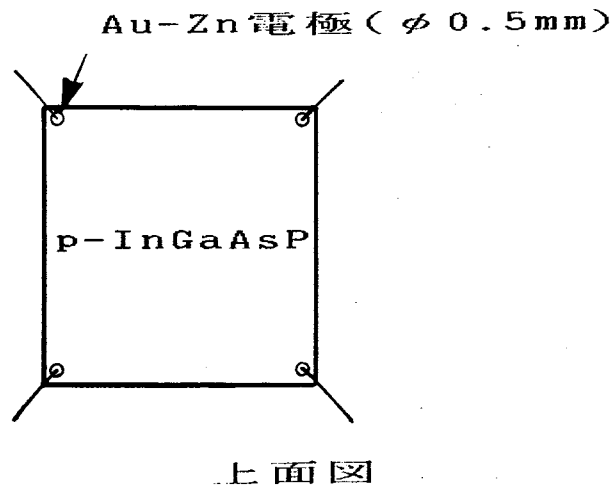


図2-17 van-der-Pauw法によるホール測定用試料の模式図。試料の外形寸法は $6\text{mm} \times 6\text{mm}$ 、電極の直径は 0.5mm である。

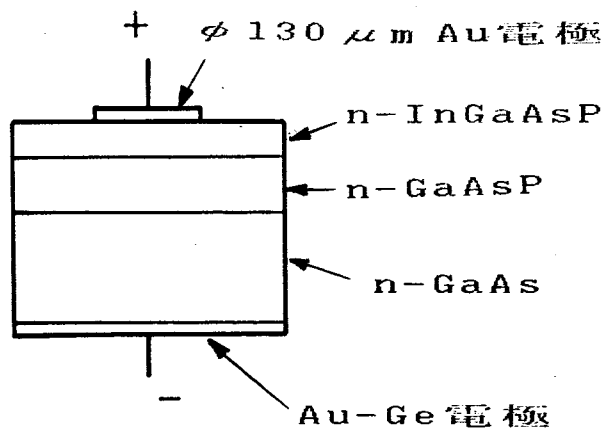


図2-18 C-V測定に用いたショットキーダイオードの構造。直径 $130\ \mu\text{m}$ のショットキー電極はAuの蒸着膜で形成した。

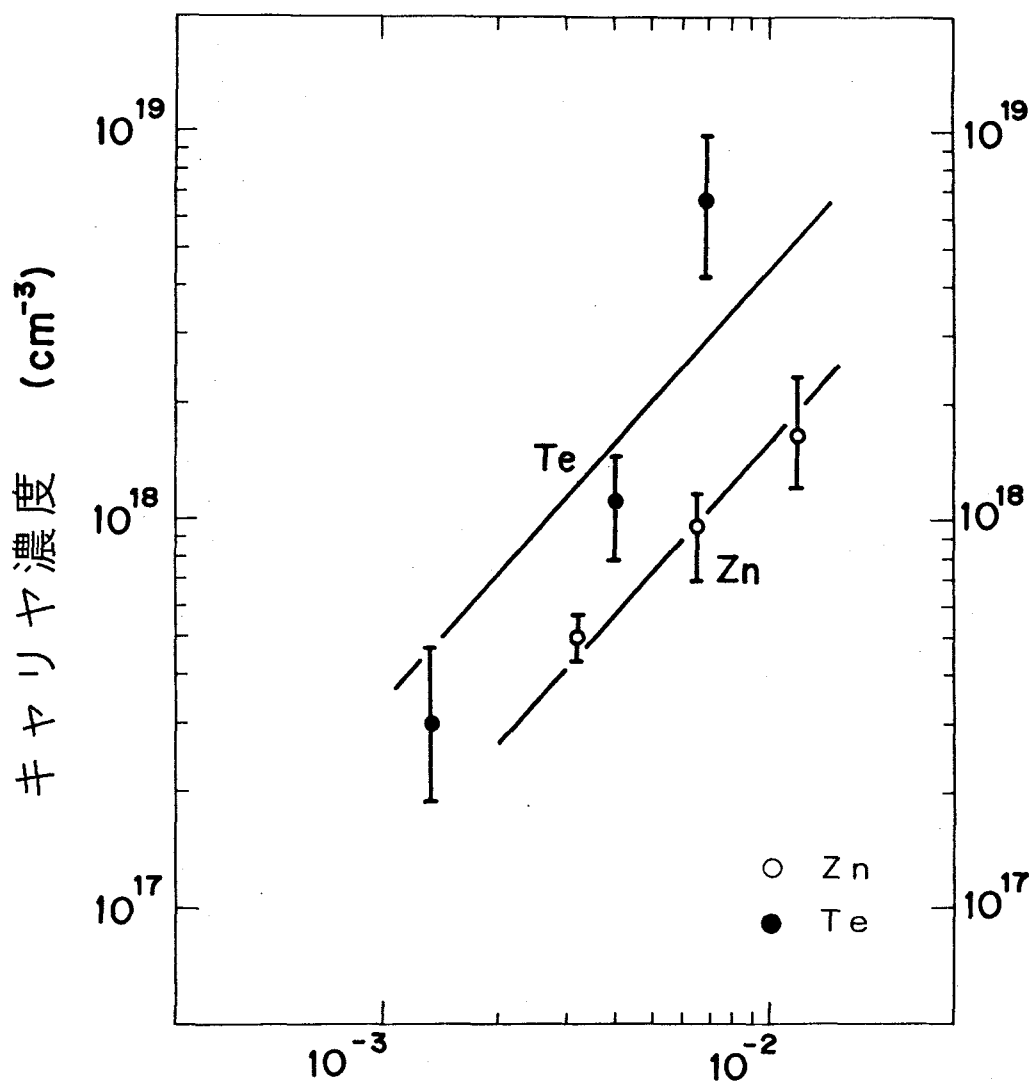
$$N_d = 1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

であった。この値は同じ系を用いて成長したアンドープのGaAs結晶の場合と比べて一桁程度大きい。これは結晶中の残留不純物が多いことを意味しており、成長溶液材料の純度の差に起因しているものと予想される。GaAs成長に用いたGa金属およびGaAs多結晶、InGaAsP成長に用いたInP、InAs、GaP、GaAs多結晶およびGa金属はすべて6Nの純度のものであるが、InGaAsP成長時のIn金属は5Nの純度のものである。InGaAsP成長溶液の90wt%以上がIn金属で構成されているため、このIn金属の純度が成長層の純度を低下させているものとする。

2-4-3 InGaAsPへのドーピング

図2-19にGaAs_{0.61}P_{0.39}基板上に成長したp形、およびn形InGaAsP混晶のキャリア濃度と成長溶液中加入したZnおよびTe濃度との関係を示す。pおよびn形InGaAsP混晶のキャリア濃度はいずれも成長溶液中加入したZnおよびTe濃度の増加に伴って 10^{18} cm^{-3} 以上までほぼ傾きが1の直線で増加している。このことは半導体レーザに要求される、キャリア濃度が $10^{17} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 程度のp形、およびn形InGaAsP混晶が容易に、かつ制御性よく得られることを示している。

InGaAsP混晶中のドーパントがすべてイオン化しているという仮定の下で図2-19のグラフからZnおよびTeの分配係数 K_{Zn} および K_{Te} を見積ると、それぞれ0.035および0.009となる。ここで求めた K_{Zn} の値0.035は、これまでにGaAs基板上のInGaAsP_{0.01}混晶において報告されている値である0.36に比べて約一桁小さい⁴⁸⁾。この差異はInGaAsP混晶の組成、および残留不純物量の差によるものと考えられる。 K_{Te} の値0.009は、同じくGaAs基板上のInGaAsP_{0.01}混晶において報告されている値0.016に近い⁴⁸⁾。Znを $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ドーピングしたp形In_{0.26}Ga_{0.74}As_{0.05}P_{0.95}混晶の室温におけるHall移動度をHall測定から見積ると、 $35 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$ と妥当な値であった。



成長溶液中のZn、Teの濃度

図2-19 成長溶液中のZnおよびTe濃度に対するGaAs_{0.61}P_{0.39}基板上のIn_{0.26}Ga_{0.74}As_{0.05}P_{0.95}成長層のキャリア濃度。ZnおよびTeのいずれの場合も10¹⁸ cm⁻³を越えるキャリア濃度までドーピングが可能である。

2-5 まとめ

本章ではGaP多結晶をシードとして用いたシード溶解法によりGaAsP基板に格子整合する組成領域のInGaAsP混晶系の、800°Cでの液相線を実験的に求めた。InGaAsP混晶系の液相線は、Asの少ない領域ではIn-Ga-P三元系の液相線で近似できるが、三元系の計算値よりもPの多い側に分布する傾向が見られた。これは高温で溶液からPが蒸発し、Pの仕込量が減少しているためと思われる。Pの減少量から800°CにおけるPの蒸気圧 P_{P2} を見積ると、開放された表面を持つ溶液の場合と比べて二桁小さな値となった。これはグラファイトボートの密閉効果によるものと考えられる。

求めた液相線上の組成を持つ溶液を用いてGaAsP基板上に、過冷却度を5~15°Cとした過冷却徐冷法により成長を行い、平坦な界面および良好な表面を持つ成長層を得た。成長溶液中のAsの量 X'_{As} が11at%を越えると固相中のAsの量を制御することが困難となるため、この X'_{As} の値以下で成長を行う必要があった。成長したGaAsP基板上的 $In_{1-x}Ga_xAs_zP_{1-z}$ 混晶の表面にはGaAs $_{1-y}P_y$ 基板表面に存在するクロスハッチにほぼ対応している周期的な凹凸が存在した。この凹凸は基板表面のクロスハッチ上のステップと、基板を構成しているGaAsとGaAs $_{1-y}P_y$ との格子不整に起因してGaAs $_{1-y}P_y$ 層中に存在する歪によるものと考えられる。

成長層の格子定数と基板の格子定数との間の格子整合状態をX線二結晶法によるロッキングカーブで測定した。これにより種々の組成の溶液より成長したInGaAsP混晶の格子整合条件を見いだした。

Ar⁺レーザの488.0nmの発振線を用いて、種々の組成の $In_{1-x}Ga_xAs_zP_{1-z}$ 混晶の室温および2KでのPLスペクトルの測定を行った。室温においてPLスペクトルはすべてバンド端発光と見られる単一のピークから成っており、このピークエネルギーとスペクトル波形とからInGaAsP混晶のエネルギーバンドギャップを求めた。2KにおけるPLスペクトルは、励起光強度が強い際にはバンド端発光による鋭い単一のピークとなるが、励起光強度を弱くすると低エネルギー側にD-Aペアによる発光と考えられる幅の広いピークが現れた。試料温度を変化させた際のバンド端発光エネルギーの温度依存性は100~30

0 Kの温度範囲で0.44 meV/degであった。

GaAs_{0.61}P_{0.39}基板上に成長したIn_{1-x}Ga_xAs_zP_{1-z}混晶(y~0.05)のキャリア濃度を、p形成長層の場合はvan-der-Pauw法により、またn形成長層の場合にはC-V測定法を用いて測定した。アンドープInGaAsP混晶はn形の導電形を示し、そのキャリア濃度は $1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ と、アンドープのGaAs結晶の場合に比べて大きい値を示した。Znをドープしたp形、およびTeをドープしたn形InGaAsP混晶のキャリア濃度を測定し、いずれの場合においても、液相中のドーパントの濃度に対し結晶中のキャリア濃度が 10^{18} cm^{-3} 以上の濃度までほぼ直線的に増加することを確認した。このことから半導体レーザのクラッド層に要求される、キャリア濃度 $5 \times 10^{17} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ を持つp形およびn形のInGaAsP混晶が得られることが明かになった。

第3章 ダブルヘテロ（DH）構造の設計およびレーザの試作

3-1 はじめに

DH構造は、発光に寄与する厚さ0.1 μm 程度の薄い活性層を、上下から活性層よりもエネルギーバンドギャップが大きく、かつ屈折率が小さい材料で構成したクラッド層で挟んで、活性層に注入されたキャリア、および発生した光を活性層内に閉じ込めるものである。活性層を構成するInGaAsP混晶の組成は、所望の波長の発光が可能なものを選ぶ必要がある。活性層内に注入されたキャリアは、活性層とクラッド層との界面に存在するヘテロ障壁によって活性層中に閉じ込められる。そのためクラッド層のエネルギーバンドギャップは、キャリアを閉じ込めるのに十分な高さのヘテロ障壁を形成できる大きさが必要となる。

また活性層で発光した光は、活性層からクラッド層中にしみ出しながら、活性層中を伝搬してゆく。光がクラッド層を越えてGaAsP基板や電極までしみ出すと、そこで光が吸収を受け、レーザの損失が増加する。従ってクラッド層の厚さは、活性層から光がしみ出す距離よりも厚く設計する必要がある。

基板上に成長したDH構造からレーザダイオードを作製するには、電流注入用のオーミック電極を形成する必要がある。また端面にレーザ発振のための光共振器を構成する反射鏡を形成しなければならない。このレーザ素子作製プロセスは①基板上にDH構造を形成する結晶成長プロセス、②DH構造を形成したウエハにストライプ電極を形成し、へき開により共振器を形成した後、各素子に分割する素子作製プロセス、③熱特性を改善するとともに素子の取扱いを容易にするために、パッケージへのマウントおよび配線を行う実装プロセス、に分けることができる。

本章ではGaAs_{0.61}P_{0.39}基板上の波長640nmのInGaAsP DHレーザの設計に必要な、レーザの活性層とクラッド層の組成およびその厚さの選定、活性層の電気-光変換量子効率、活性層からクラッド層中へのリーク電流および光のしみ出し量等の検討結果について述べる。そして酸化膜ストライプ形およびメサストライプ形半導体レーザダイオードの作製プロセスの概要を述べる。

3-2 活性層およびクラッド層の組成

InGaAsP DHレーザの発振波長の目標として、He-Neガスレーザの発振波長632.8nmに近い640nm、およびHe-Neガスレーザの発振波長より短い620nmを選んだ。これらの発振波長により活性層のInGaAsP混晶組成は一義的に決まる。

クラッド層には活性層のエネルギーバンドギャップよりヘテロ障壁分だけ大きいエネルギーバンドギャップを持つ混晶を選ぶ必要がある。GaAs_{0.61}P_{0.39}基板の等格子定数線上のInGaAsP混晶では、注入されたキャリアを閉じ込めるのに十分な大きさのヘテロ障壁を形成できないが、本研究ではヘテロ障壁をできるだけ大きくし、レーザ特性を少しでも改善するために、この等格子定数線上でほぼ最大のエネルギーバンドギャップを持つ組成のIn_{0.27}Ga_{0.73}As_{0.05}P_{0.95}をクラッド層に選んだ。

このクラッド層により、波長640nmの活性層に対して190meVの高さのヘテロ障壁を形成できる。表3-1に波長640nmのInGaAsP DHレーザの活性層とクラッド層の組成と、実測および計算より求めたバンドパラメータを示す。

3-3 InGaAsP混晶の電気-光変換量子効率

半導体レーザの閾値電流密度 J_{th} は、利得を発生させるのに必要な電流と、レーザ内部の損失を打ち消すために必要な電流とによって構成され、次式で表わすことができる⁴⁹⁾。

$$J_{th} = J_0 d / \eta + d / \eta \Gamma \beta \{ \alpha_i + 1 / L \ln(1/R) \} \quad (3-1)$$

ここに J_0 は利得発生に必要な電流密度、 d は活性層の厚さ、 η は活性層の量子効率、 Γ は閉じ込め係数、 β は利得定数、 α_i は内部損失、 L はキャビティ長、そして R は端面での反射率である。(3-1)式より活性層の量子効率 η と閾値電流密度 J_{th} とは逆比例の関係にあり、 η の値が増加すると閾値電流密度は低下する

表3-1 GaAs_{0.61}P_{0.39}基板上の波長640nmのレーザの活性層およびクラッド層の組成とバンドパラメータ。

バンドパラメータ (eV)	実測値	計算値
$E_{\Gamma}^{\text{act.}}$	1.979	1.983
E_{Γ}^{clad}	2.170	2.130
$\Delta E_{\Gamma}^{\text{clad-act.}}$	0.191	0.147
$\Delta E_{X-\Gamma}^{\text{act.}}$	—	0.094
活性層組成	$x=0.88, \quad z=0.34$	
クラッド層組成	$x=0.74, \quad z=0.05$	

ことがわかる。

量子効率 η は、基本的に注入された電子が直接遷移帯（ Γ 帯）と間接遷移帯（ X または L 帯）に、どのような割合で分配されるかによって決定される。この分配のされ方は、直接遷移帯のエネルギーレベル E_{Γ} と間接遷移帯のエネルギーレベル E_X （または E_L ）との差 $E_X(E_L) - E_{\Gamma}$ 、およびそれぞれのバンドの状態密度 $N_{c\Gamma}$ および $N_{cX}(N_{cL})$ によって決定される。各帯内で電子がボルツマン分布に従うと仮定すると、 Γ 帯と X 帯（または L 帯）とに分配される電子数の比 n_X/n_{Γ} は次式で表すことができる⁵⁰⁾。

$$n_X/n_{\Gamma} = N_{cX}/N_{c\Gamma} \exp \{ - (E_X(E_L) - E_{\Gamma}) / kT \} \quad (3-2)$$

得られた電子数の比より量子効率 η は

$$\eta = \{ 1 + \tau_R / \tau_{NX} (1 + n_X/n_{\Gamma}) \}^{-1} \quad (3-3)$$

と計算できる。ここに n_x は間接遷移帯に注入される電子数、 n_r は直接遷移帯に注入される電子数、 τ_R は直接遷移帯に注入された電子の寿命、 τ_N は間接遷移帯に注入された電子の寿命、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度である。計算において以下に示す仮定をおこなった。

- (1) 注入された電子はすべて再結合で消費される。
- (2) 直接遷移帯に注入された電子は寿命 τ_R で放射再結合する。
- (3) 間接遷移帯に注入された電子は寿命 τ_N で非放射再結合する。
- (4) $\tau_R/\tau_N = 1$ 、 $N_{CX}/N_{CR} = 50^*$ とする。

* InGaAsPの値が不明のためGaAsP LEDの実測値⁵⁰⁾を用いた。

図3-1に計算したGaAs_{0.61}P_{0.39}基板の等格子定数線上のInGaAsP混晶の量子効率を示す。図中の一点鎖線は、最短波長で室温連続動作したAlGaAs系レーザの活性層の量子効率を同様の手法で計算したものである。GaAs_{0.61}P_{0.39}基板上の波長640nmのレーザの活性層の量子効率は、この最短波長のAlGaAs系レーザに比べて0.78倍と低く、他のパラメータが等しいとすると閾値電流密度が1.28倍高くなると予想できる。また図3-1から、GaAs_{0.61}P_{0.39}基板上のInGaAsPレーザの活性層の量子効率を最短波長AlGaAs系レーザの値と同程度にするためには、活性層の組成 x を増加し、レーザの波長を646nm付近に設定すればよいことがわかる。

3-4 注入キャリアの閉じ込め効果

DHレーザの閾値電流は、バンド間吸収をゼロにするのに必要な励起項と、共振器損失を補償するための利得を励起する項とからなっている。この場合、活性層内に注入されたキャリアが全て再結合することを仮定している。本研究のInGaAsP可視レーザの場合、活性層-クラッド層間のヘテロ障壁が通常のAlGaAs系レーザの場合に比べて小さく(GaAs_{0.61}P_{0.39}基板上の640nmレーザの場合~190meV、AlGaAs系レーザの場合300~400meV)、ヘテロ障壁を越えてキャリアがオーバーフローし、閾値電流を増加さ

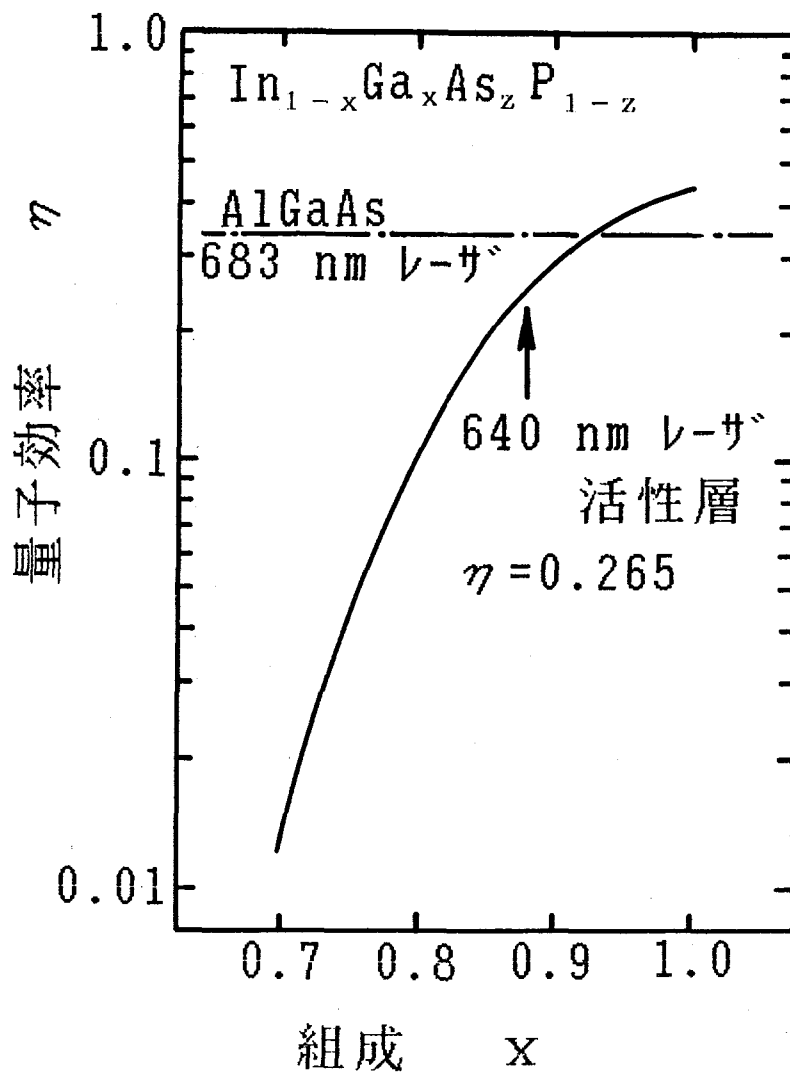


図3-1 GaAs_{0.61}P_{0.39}基板に格子整合するInGaAsP混晶の量子効率の計算値。波長640nmのレーザの活性層の量子効率はAlGaAs系レーザの最短波長のものよりも低い。

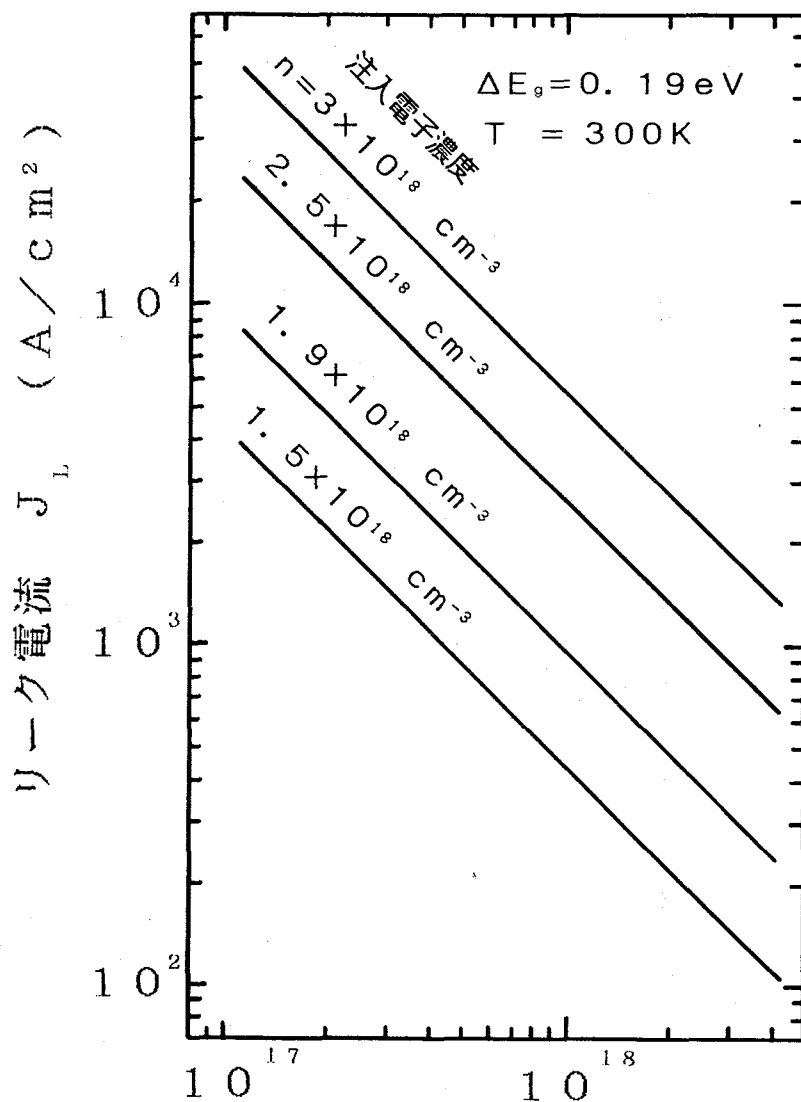
せることが予想される。ここではキャリアのオーバーフローによるリーク電流を見積る。リーク電流の計算は Γ 、X、Lの各点におけるエネルギーと各帯中のキャリアの有効状態密度を計算し、それぞれのバンドにあるキャリアがヘテロ障壁をオーバーフローする量を求め、その総和よりリーク電流を計算するCaseyの方法によった⁵¹⁾。計算に用いたパラメータを表3-2に示す。

表3-2 リーク電流の計算に用いたパラメータ

ヘテロ障壁	$\Delta E_g =$	0.19	eV
電子拡散係数	$D_n =$	50	cm^2/sec
正孔拡散係数	$D_p =$	5	cm^2/sec
電子拡散長	$L_n =$	1	μm
正孔拡散長	$L_p =$	0.3	μm

図3-2に、計算により求めたクラッド層のキャリア濃度に対するリーク電流を、注入電子濃度をパラメータとして示す。リーク電流はクラッド層のキャリア濃度に反比例して減少している。従ってクラッド層のドーピング濃度を高くすることによりリーク電流を減少することができる。

またリーク電流は、活性層の注入電子濃度と共に増加している。このことは注入電子により活性層内の電子の擬フェルミレベルが上昇することで説明できる。正孔の場合は、状態密度が電子に比べて大きいため、擬フェルミレベルの上昇は少ない。そのうえ電子の拡散長は、正孔の拡散長に比べて大きい値を持つため、リーク電流全体に占める電子電流の割合は90%以上となる。いまクラッド層のキャリア濃度を 10^{18}cm^{-3} 、レーザ発振に必要な注入キャリア密度を $1.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ とすると、図3-2より $\sim 450 \text{A}/\text{cm}^2$ 程度のリーク電流が存在し、レーザの閾電流密度を増加させることになる。



閉じ込め層のキャリア濃度 (cm^{-3})

図3-2 活性層とクラッド層とのエネルギーバンドギャップ差を0.19 eV としたときのクラッド層のキャリア濃度に対するレーザのリーク電流 密度の計算値。

3-5 光の閉じ込め効果

3-5-1 InGaAsP混晶の屈折率の計算

GaAsP基板に格子整合する組成域の、InGaAsP混晶の屈折率の報告は見あたらない。ここではSingle-effective-oscillatorモデルを用いたTakagiらの手法によって、InGaAsP混晶の屈折率を推定した⁵²⁾。このモデルによれば、吸収端以下の光子エネルギーに対する媒質の屈折率 n は、振動子エネルギーを表す E_0 と分散エネルギーを表す E_d との2つのパラメータを用いて次式のように表すことができる。

$$n^2 = 1 + E_0 E_d / \{E_0^2 - (h\nu)^2\} \quad (3-4)$$

ここに

$$\begin{aligned} E_0 &= 1.80 E_g + 0.90 \\ E_d / E_0 &= 9.89 \alpha_{III} \beta_v \\ \alpha_{III} &= 1.08^{1-x} \\ \beta_v &= 0.82^y \\ 0.475y + x &= 1.185 \quad (\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}\text{上の} \\ &\quad \text{格子整合条件}) \\ E_g &= 0.35 + (0.534 + 0.54x)x + (0.9 + 0.101y)y \\ &\quad + (0.012 + 0.246x + 0.097y)xy \end{aligned}$$

ただし $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$, $y = 1 - z$

である。計算したGaAs_{0.61}P_{0.39}基板に格子整合するInGaAsP混晶の屈折率を、光エネルギーの関数として図3-3に示す。計算した屈折率は、3.2から3.7の範囲で光子エネルギーの増加に伴って増加している。この傾向はInP上のInGaAsP混晶の屈折率の変化と一致する⁵³⁾。計算値は半導体の屈折率として妥当なものであり、ほぼ正しい屈折率の推定値が得られているものとする。

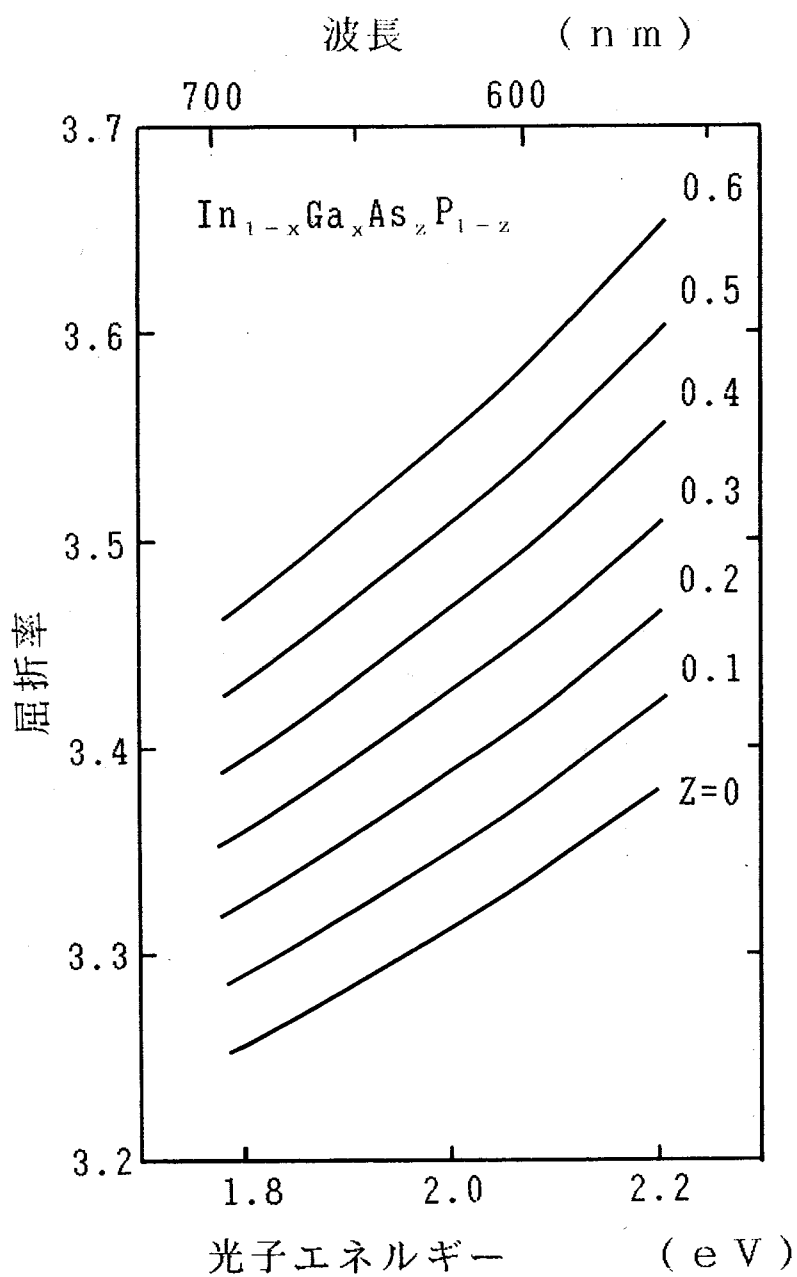


図3-3 $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上の InGaAsP 混晶の屈折率。計算はTakagiらの方法によった。

3-5-2 光強度分布の計算^{5,4)}

前項で求めた屈折率を用いて、図3-4に模式的に示すDH構造中の光強度分布を計算した。計算にあたって以下の仮定をおいた。

- (1) 活性層は均一で、 x 、 z 方向には無限に広がっている。
- (2) 伝搬モードは、TEモードとする。
- (3) 上下のクラッド層の組成は等しい。 $(n_2 = n_3)$

通常のアブリペロー型ダブルヘテロ構造半導体レーザの場合、光の電界がヘテロ接合界面に平行方向に偏ったTEモードで発振する。これは、TEモードに対する端面の反射率がTMモードよりも大きく、端面での反射損失の差だけTEモードの発振閾値が低くなるためである。

x 方向に電磁界が一様であるTEモードを考えると、 z 方向に位相定数 β で伝搬する光波に対し、マクスウェルの方程式より次の関係が成り立つ。

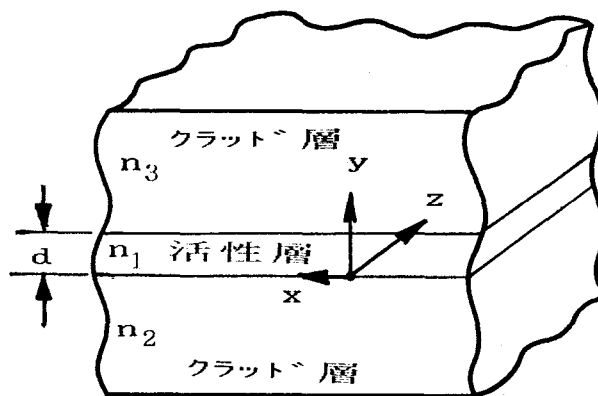


図3-4 DH構造内の光強度分布の計算に用いた導波路モデル。

$$\left. \begin{aligned} j\beta E_x &= j\omega\mu_0 H_y, & \partial E_x / \partial y &= j\omega\mu_0 H_z \\ \partial H_z / \partial y + j\beta H_y &= j\omega\epsilon_0 n^2 E_x \end{aligned} \right\} \quad (3-5)$$

(3-5) 式より次の波動方程式が導かれる。

$$\partial^2 E_x / \partial y^2 + (n^2 k_0^2 - \beta^2) E_x = 0, \quad k_0 = \omega (\mu_0 \epsilon_0)^{1/2} \quad (3-6)$$

この式を、ヘテロ界面において電磁界の接線成分が連続という境界条件の下で解いて、DH構造中の光強度分布を計算した。波長640nmのInGaAsPレーザにおける光強度分布の計算結果を図3-5に示す。活性層厚さが薄いほどクラッド層への光の浸み出し量が増加するのがわかる。光の浸み出している領域内にGaAs_{0.61}P_{0.39}基板等、光を吸収する媒質が存在すると光が吸収を受け、レーザの損失が増加する。そのためクラッド層の厚さは、光のしみ出している領域よりも厚く設定する必要がある。必要なクラッド層の厚さの目安として、浸み出した光が活性層-クラッド層界面での光強度の5%に減衰する厚さを考える。活性層厚さ $d = 0.1 \mu\text{m}$ の場合は、活性層-クラッド層界面から $1.136 \mu\text{m}$ の距離で、また $d = 0.2 \mu\text{m}$ の場合は $0.648 \mu\text{m}$ の距離で、それぞれ光強度が5%に減衰する。したがってクラッド層の厚さはこれらの値より厚くする必要がある。本研究ではクラッド層の厚さを $1.3 \sim 2.4 \mu\text{m}$ に設定した。

3-5-3 光の閉じ込め係数の計算

DH構造中の光強度分布が計算できると、全光エネルギーに占める活性層内の光エネルギーの割合で定義される光の閉じ込め係数、 Γ が次式により求められる⁵⁵⁾。

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E_y(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_y(x)|^2 dx} \quad (3-7)$$

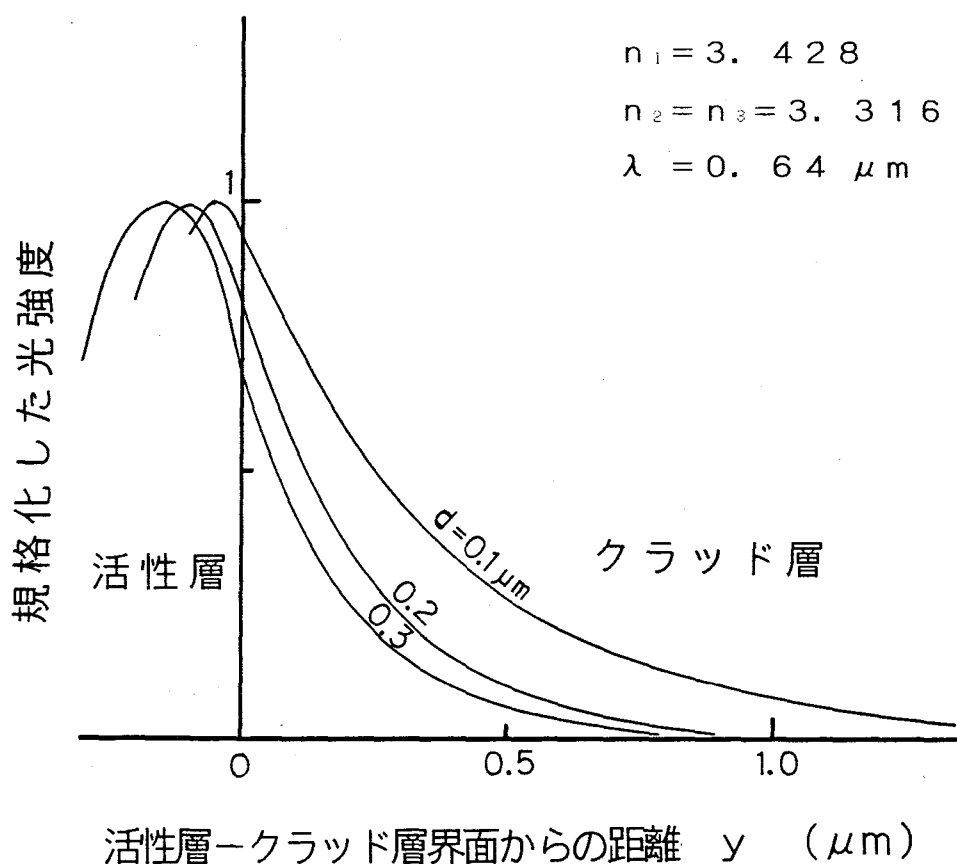


図3-5 計算したDH構造内の光強度分布。横軸は活性層-クラッド層界面を原点とした。

ここでは真空波長を $\lambda_0 = 0.64 \mu\text{m}$ とし、活性層を $\text{In}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}_{0.35}\text{P}_{0.65}$, $n_1 = 3.428$ で構成する。そしてクラッド層を、 $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}_{0.25}\text{P}_{0.75}$, $n_2 = 3.390$ 、 $\text{In}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}_{0.05}\text{P}_{0.95}$, $n_2 = 3.316$ および $\text{In}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{P}$, $n_2 = 3.313$ の三種類の組成の混晶でDH構造を構成した場合について、光の閉じ込め係数を計算した。ただし導波

モードは基本モードのみを考えた。結果を図3-6に示す。3-2項で選んだクラッド層 $\text{In}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}_{0.05}\text{P}_{0.95}$ を用いた場合 ($\Delta n=0.112$) と、等格子定数線上で最も大きなエネルギーバンドギャップをもつ $\text{In}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{P}$ 三元混晶をクラッド層に用いた場合 ($\Delta n=0.130$) との差はごく僅かである。このことは $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に波長 640nm の InGaAsP レーザを構成する場合、 $\text{In}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}_{0.05}\text{P}_{0.95}$ 混晶をクラッド層に用いることで、ほぼ最大の閉じ込め係数が得られることを示している。

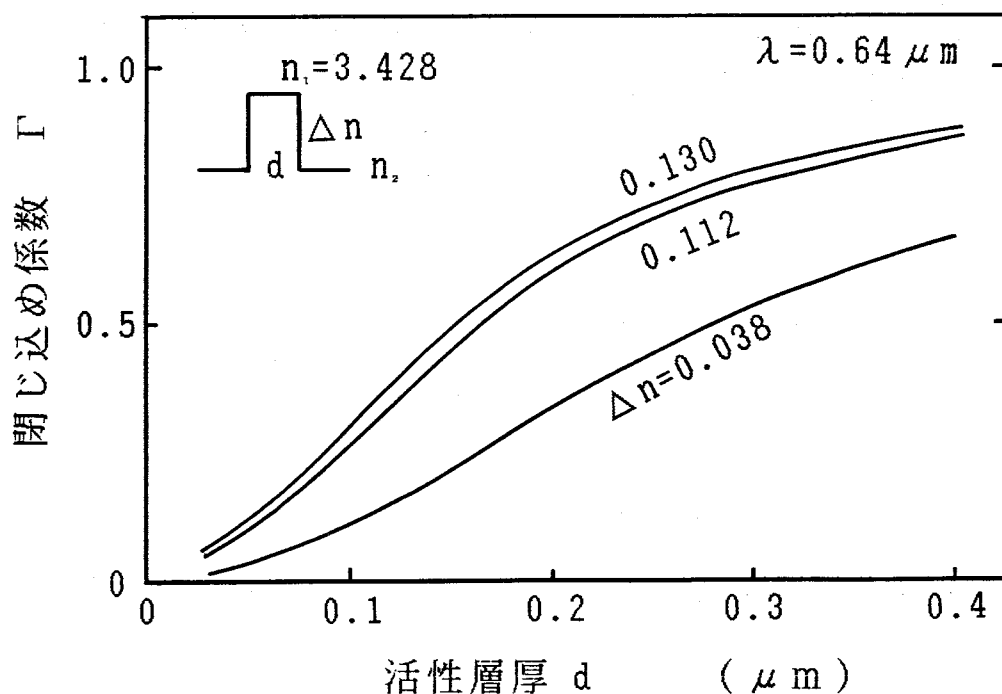


図3-6 $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上の波長 640nm のレーザの閉じ込め係数。クラッド層を InGaP 三元系で構成した場合 ($\Delta n=0.130$) と $\text{In}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}_{0.05}\text{P}_{0.95}$ 四元混晶を用いた場合 ($\Delta n=0.112$) とでは閉じ込め係数に大きな差は生じない。

3-6 DH構造の形成

3-6-1 各層の組成

InGaAsPレーザの発振波長として、レーザを $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に形成する場合には620nmおよび640nmを、そして $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ 基板上に形成する場合には660nmを目標とした。これらの目標波長から、レーザの活性層を構成するInGaAsP混晶の組成を決めることができる。

クラッド層のエネルギーバンドギャップをできるだけ大きくすることは、キャリアおよび光の閉じ込めに有利である。このことからクラッド層の組成としては、Asを全く含まない $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ 三元混晶が望ましいことになる。本研究では $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上のレーザのクラッド層として、当初Asを僅かに含む $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 四元混晶を用いていた。これはGaAsP基板上にLPE成長をする場合、Asを僅かに含ませたInGaAsP四元混晶の方が、InGaP三元混晶に比べて格子整合が容易であるとする報告による⁵⁶⁾。

しかし本研究での結晶成長において、両者の間には格子整合性、溶液のワイプオフ性、成長層の表面モロロジー、成長層のPL強度等に差が認められなかった。このことより、後から作製した $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ 基板上のレーザのクラッド層には、四元混晶系に比べて成長溶液材料の秤量が容易なInGaP三元混晶系を用いた。表3-3に、本研究の各波長の半導体レーザを構成する活性層とクラッド層のInGaAsP混晶の組成を示す。

3-6-2 結晶成長プロセス

DH構造の成長には2-1項で述べた縦型の液相エピタキシャル装置を用いた。クラッド層のp形およびn形のドーパントには、2-6項でドーピング特性をもとめたZnおよびTeを使用した。p形およびn形のドーピング濃度はどちらも $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ となるように溶液組成を設定した。活性層には特にドーピングを行わず、アンドープのものを用いた。 $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に620nmの波長のレーザを形成する場合の成長溶液の組成の一例を表3-4に示す。

成長は過冷却度 ΔT を 7°C とした過冷却徐冷法によった。成長に用いた温度プログラムは図2-3に示したものと同一である。基板および成長溶液をセットしたグラファイト製の回転スライドボートを、純化した水素雰囲気中で 800°C に昇温する。1.5~2時間保持した後、 $0.25^{\circ}\text{C}/\text{min}$ の降温速度で降温を開始する。ボートの温度が 793°C になった時にスライドボートをスライドさせ、

表3-3 種々の波長のInGaAsP DHレーザを構成するInGaAsP混晶の組成。620nmおよび640nmのレーザは $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に、660nmのレーザは $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ 基板上に形成した。

発振波長	活性層	クラッド層
620nm	$x=0.83, z=0.26$	$x=0.74, z=0.05$
640nm	$x=0.88, z=0.34$	$x=0.74, z=0.05$
660nm	$x=0.83, z=0.34$	$x=0.67, z=0.0$

表3-4 $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に波長620nmのInGaAsP DHレーザを成長する際の溶液組成の一例。

	In(g)	InP(mg)	InAs(mg)	GaP(mg)	GaAs(mg)	Zn(mg)	Te(mg)
n-閉じ込め層	2.099	36.98	3.57	29.92	0	0	8.50
活性層	1.203	0	215.00	21.72	21.39	0	0
p-閉じ込め層	2.009	35.40	3.43	28.63	0	14.50	0

成長溶液をGaAsP基板上に移動して成長を開始した。成長開始時のn-クラッド層成長溶液の過飽和度 ΔT は7°Cである。n-クラッド層に続いてアンドープ活性層、そしてp-クラッド層を順次成長した。各層の成長時間はn-クラッド層 6分、アンドープ活性層 5秒、そしてp-クラッド層 4分である。これらの成長時間、およびボートの回転はすべてパーソナルコンピュータにより制御した。

DH構造の成長が終了すると、スライドボートを回転させて成長溶液を基板からぬぐい去るとともに、熱による成長層の損傷⁵⁷⁾を防ぐために、炉体を上方へ移動させて炉体と成長用ボートとを離し、ボートを室温にまですばやく（室温まで約15分）冷却した。

3-6-3 DH構造の評価

3-6-2項で作製したDHウェハの表面写真の一例を図3-7に示す。ウェハの表面は鏡面状の光沢を呈しているが、同時にGaAsP基板の表面に存在するクロスハッチに対応した凹凸も存在する。このクロスハッチに対応した凹凸のレーザ特性への影響については、第5章で詳しく述べる。

DHウェハをへき開し、ステインエッチングを行った断面顕微鏡写真を図3-8に示す。各成長層およびGaAsP基板間の界面には、メルトバック等による凹凸は見られず、平坦で良好なDH構造が形成できている。断面顕微鏡写真より各層の厚さは、n-クラッド層 2.4 μm 、活性層 0.2 μm 、p-クラッド層 1.3 μm と求まった。

GaAsP基板上に形成したInGaAsP DHウェハの各成長層間、および成長層と基板との間の格子整合状態を評価するために、X線二結晶法によるロッキングカーブを測定した。測定結果を図3-9に示す。ロッキングカーブは、4つの分離したピークからなっており、それぞれ活性層、p-およびn-クラッド層、そしてGaAsP基板からの反射に対応している。X線ロッキングカーブの測定結果は、GaAsP基板上に形成したInGaAsP DHウェハの各層間の格子不整合が $\pm 0.1\%$ 以下と良好な状態にあることを示している。

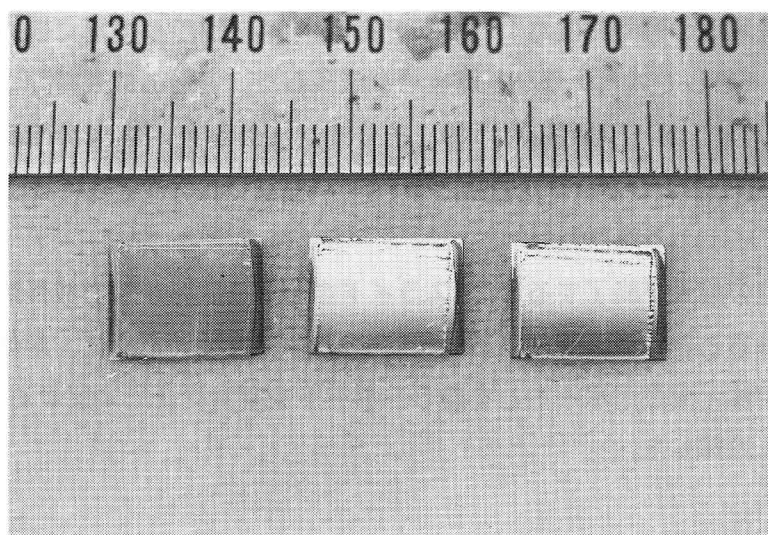


図3-7 $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に成長した InGaAsP DH構造の表面写真。 GaAsP 基板の寸法は $10\text{mm} \times 13\text{mm}$ 、成長領域は $10\text{mm} \times 10\text{mm}$ である。

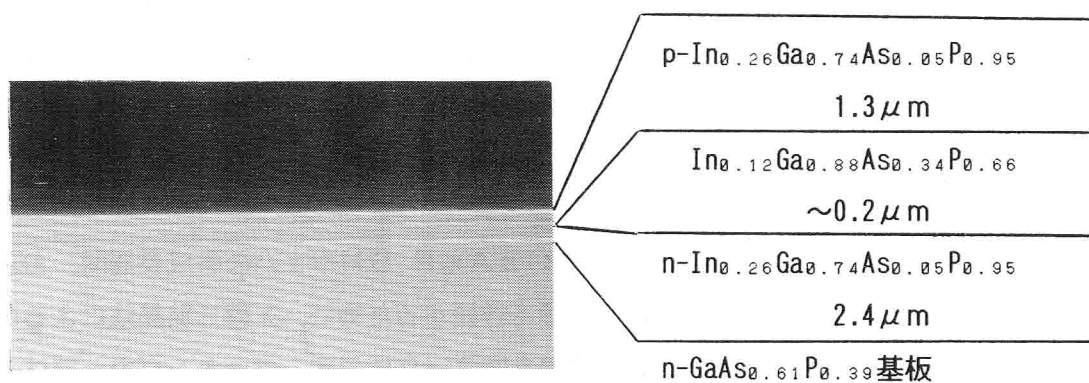


図3-8 $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に成長した波長 640nm の InGaAsP DH構造の断面写真。

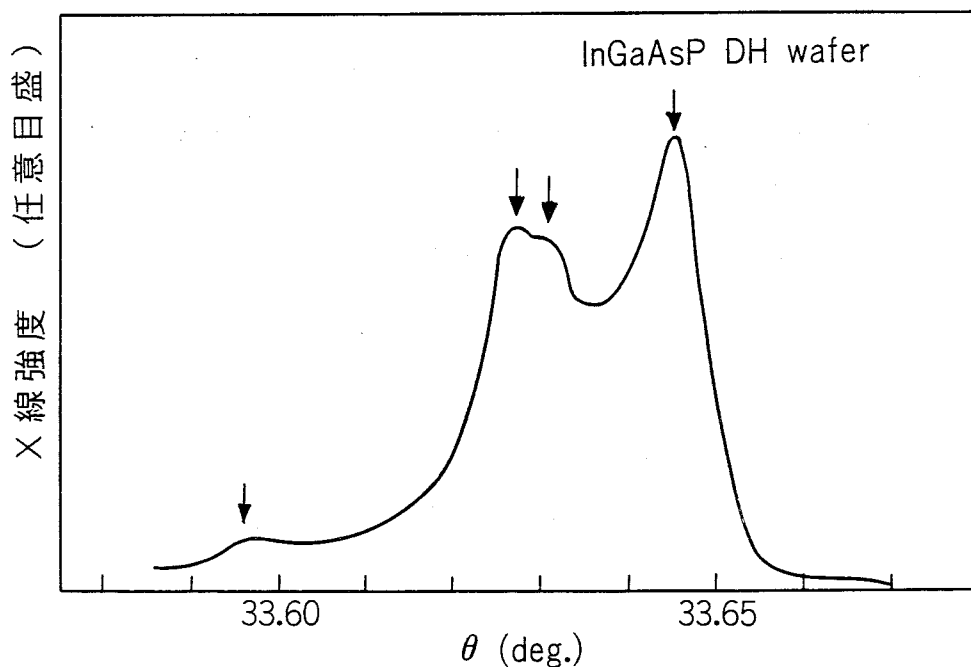


図3-9 $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に成長した InGaAsP DH構造のX線ロッキングカーブ。基板および各成長層間の格子定数差は $\pm 0.1\%$ 以内である。

3-7 レーザ素子作製プロセス

(1) 酸化膜ストライプ形半導体レーザ素子

3-6項で形成したDHウェハから酸化膜ストライプ形半導体レーザ素子を作製するプロセスを図3-10に示す。ウェハの成長層側にCVD法、または高周波スパッタ法により、 $2000 \sim 3000 \text{ \AA}$ の厚さの SiO_2 絶縁層を形成する。この絶縁層にフォトリソグラフィーにより、ウェハの $[110]$ 方向に沿っ

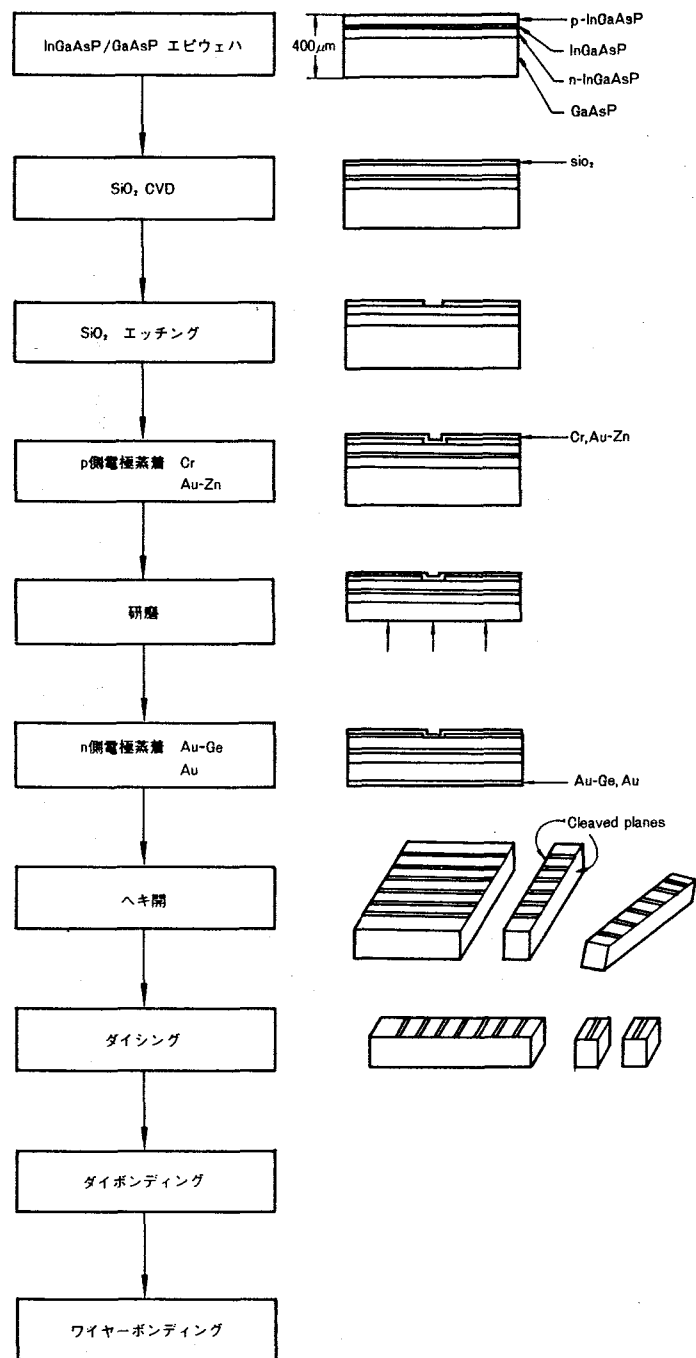


図3-10 酸化膜ストライプレーザの作製工程。

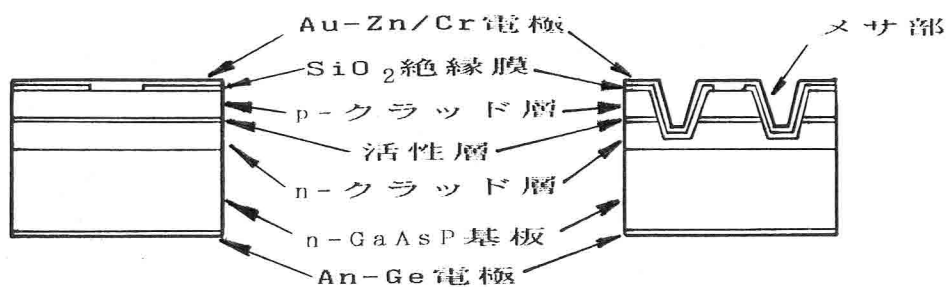
て300～400 μm の間隔で、幅5～100 μm の電極ストライプ用の窓を形成した。次に成長層側にCr/Au-Zn合金を蒸着し、不活性ガス中で500 $^{\circ}\text{C}$ 、20分の熱処理を行う。全体の厚さが100～150 μm なるようにGC#2000の研磨粉を用いて基板側から研磨を行った後、基板側にAu-Ge合金を蒸着し、不活性ガス中で500 $^{\circ}\text{C}$ 、10分の熱処理を行ってオーミック電極を形成した。

電極を形成したウェハは、カミソリの刃を用いて電極のストライプに直交する方向にへき開して反射面を作り、レーザのキャビティを形成した。レーザのキャビティ長は200～400 μm とした。レーザ端面へのコーティングは特にっていない。得られた短冊状のウェハの、電極のストライプとストライプとの間をダイシングソーにより切断して、個々のレーザチップに分割した。このようにして作製した酸化膜ストライプ形、および次項で述べるメサストライプ形半導体レーザダイオードチップの模式図を図3-11に示す。

(2) メサストライプ形半導体レーザ素子

酸化膜ストライプ形半導体レーザよりも接合面内で電流および光を強く閉じ込めることのできる構造として、メサストライプ形半導体レーザがある。このメサストライプ形半導体レーザは、酸化膜ストライプ形に比べてストライプ部分から注入されたキャリアの拡がりが少ないため、同じ閾値電流密度のもとで閾値電流の低減化がはかれる。以下にメサストライプ形半導体レーザの作製プロセスを述べる。

DH構造を作製したウェハ表面にSiO₂層を形成し、エッチング用の窓明けを行う。2.5%Br-CH₃OH溶液を用いて、この窓から活性層の下の方のn-クラッド層に達するメサエッチングを行う。メサエッチングを行ったウェハの断面顕微鏡写真を図3-12に示す。このウェハに再度SiO₂層を形成し、酸化膜ストライプ形レーザと同様のプロセスによりメサストライプ形半導体レーザを作製した。



酸化膜ストライプ形レーザ

メサストライプ形レーザ

図3-11 酸化膜ストライプレーザおよびメサストライプレーザの構造図。

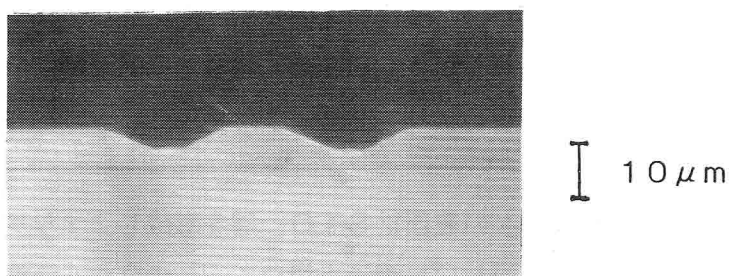


図3-12 メサエッチングを行ったInGaAsP DHウェハの断面写真。
図は順メサエッチングの場合を示す。

3-8 まとめ

GaAs_{1-y}P基板上に成長したInGaAsP混晶を用いて、波長640nmの半導体レーザの設計を行った。発振波長により決定された活性層の組成から量子効率を推定し、AlGaAsレーザの活性層の量子効率との比較を行った。クラッド層の組成には、基板の等格子定数線上でエネルギーバンドギャップの値がほぼ最大となる四元混晶を選んだ。設計したレーザは、ヘテロ障壁の高さがAlGaAsのレーザに比べて低く、注入されたキャリアがヘテロ障壁を越えてオーバーフローすることによるレーザのリーク電流の増加が予想される。このリーク電流を計算し、閾値電流の増加量を推定した。

また活性層からのレーザ光のしみ出し量を理論的に計算し、必要となるクラッド層の厚さを求めた。光のしみ出し量から、活性層厚0.1μmの場合に必要なクラッド層の厚さは1.136μmと求められた。DH構造中の光強度分布から、活性層での光の閉じ込めの効率を求めた結果、GaAs_{0.61}P_{0.39}基板上に波長640nmのInGaAsP DHレーザを構成する場合、ここで選んだIn_{0.27}Ga_{0.73}As_{0.05}P_{0.95}をクラッド層に用いることでほぼ最大の閉じ込め係数が得られることが明かとなった。

DH構造の形成は、縦型の液相エピタキシャル装置を用い、過冷却度ΔTを7℃とした過冷却徐冷法によった。成長したDHウェハの表面はGaAsP基板のクロスハッチに対応した凹凸を伴う鏡面状の光沢を有していた。各成長層及び基板間の界面には、メルトバック等による凹凸は見られず、良好なDH構造を形成することができた。X線二結晶法によるロッキングカーブでDHウェハの各成長層間および基板-成長層間の格子整合度を評価した結果、各層間の格子不整合は±0.1%以下と良好な状態にあった。

GaAsP基板上に形成したInGaAsP DHウェハより、SiO₂を絶縁膜に用いた酸化膜ストライプ形レーザ、およびBr-CH₃OHによりメサエッチングを行ったメサストライプ形レーザを作製した。

第4章 DHレーザの特性

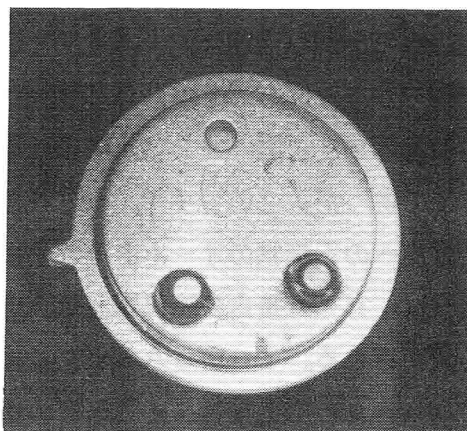
4-1 はじめに

第3章で設計および試作したInGaAsP DHレーザ素子の種々の特性をパルス駆動下で測定、評価した。半導体レーザ素子は電氣的に見れば単一のp-n接合を有するダイオードである。そして光学的に見ると、二枚の反射鏡で構成されたファブリーペロ共振器中に光増幅器が配置された光発振器である。p-n接合により活性層中に注入されたキャリアは活性層内で発光再結合し、共振器中で光増幅を受けてレーザ発振する。このような機構を持つデバイスである半導体レーザ素子は種々の特徴ある振舞いを示す。

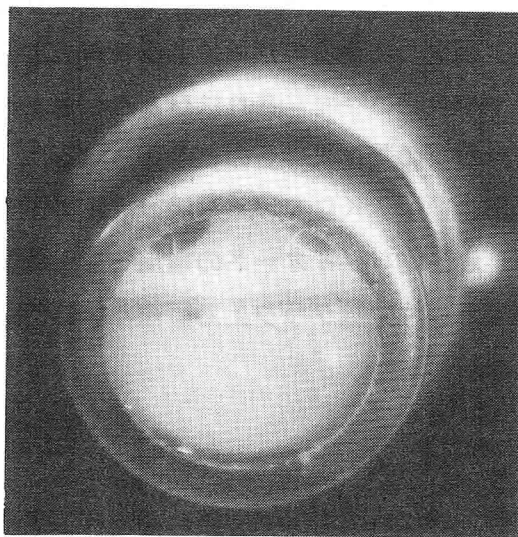
半導体レーザ素子の基本的な特性として①電流-電圧特性、②電流-光出力特性、③発振スペクトル、④温度特性、等がある。本章ではGaAs_{1-y}P_y基板上に形成したInGaAsP DHレーザにおけるこれらの特性について述べ、この系のレーザにおいて、GaAs赤外レーザに匹敵する2.21kA/cm²の低閾値電流密度と、He-Neガスレーザの波長を凌ぐ、室温で動作する半導体レーザのなかで最も短い621.4nmの発振波長を実現したことを述べる。

4-2 電流-電圧特性

作製したレーザチップは、測定の際の取扱いを容易にするために、市販の半導体用のステムにマウントし配線を行った。ステムへのマウントは、半導体レーザの熱特性を改善して連続動作をさせるためにも必要なものである。半導体レーザのパルス電流印加時の電流-電圧特性、電流-光出力特性および発振スペクトルや近視野像の測定のためには、市販のTO-5形ステムにAu-Si溶ダを用いて成長面を下にしてマウントした。また連続動作時の諸特性の測定のためには、AuをコーティングしたSi製のサブマウント上に、In溶ダを用いてレーザチップを、同じく成長面を下にしてマウントし、このレーザチップをマウントしたSiサブマウントを、大きな熱容量のヒートシンクを持つ半導体レーザ用のステムにマウントした。図4-1にパルス電流駆動下での測定、および連続動作時



パルス測定用



連続動作測定用

図4-1 InGaAsPレーザの実装状態。

の諸特性の測定に用いたレーザ素子の実装状態の一例を示す。

素子の特性測定は実装したInGaAsPレーザを用いて行った。図4-2にGaAs_{0.61}P_{0.39}基板上に形成した波長640nmのレーザの電流-電圧特性の一例を示す。順方向の立ち上がり電圧は約1.7V(25mA時)である。逆方向の降伏電圧は素子間でかなりばらつきがあり、リーク電流の多いものは数Vでソフトブレイクダウンを起こす。図4-2に示すような鋭い降伏特性を示す素子の降伏電圧は約14Vであった。このレーザのp-n接合は、結晶成長中に生じるクラッド層から活性層への不純物のオートドーピングによって活性層内に形成されていると考えられる⁵⁸⁾。p-n接合の降伏電圧は、理想的には接合の様子とキャリア濃度によって決定される。InGaAsPダイオードのデータは公表されていないが、SiやGaAsのホモ接合ダイオードの値が知られており、ドーピング濃度が低いほど、また半導体のエネルギーバンドギャップが大きいほど降伏電圧は大きくなる傾向がある。本研究のレーザの逆方向の降伏電圧は、接合付近のキャリア濃度がp-InGaAsPクラッド層のドーピング濃度から、n-InGaAsPクラッド層のドーピング濃度の値まで、活性層の厚さに渡って直線的に変化していると仮定した場合の傾斜接合GaAsホモ接合ダイオードの値(～9V)に比べてやや大きい⁵⁹⁾。これはGaAsとInGaAsP活性層のエネルギーバンドギャップの差によるものと考えられる。

図4-3は、室温および77Kにおける電流-電圧特性を片対数グラフにプロットしたものである。理想的なダイオードの電流-電圧特性は、一般に次式の指数関数で表すことができ、片対数グラフ上で直線となる⁶⁰⁾。

$$I \propto e^{qV/nkT} \quad (4-1)$$

ここでnは理想化係数と呼ばれるもので、接合を流れる電流がすべて拡散電流から成る場合は1となり、すべて再結合電流から成る場合には2となる。通常のダイオードにおいては、このnは1～2の間の値をとる。半導体レーザの場合、注入されたキャリアはその拡散長よりも小さな寸法の活性層内に閉じ込められている。閉じ込めが完全に行われているならば、注入されたキャリアはすべて再結合により失われるので、nは2となる(A1GaAs系のレーザのnの実測値は、

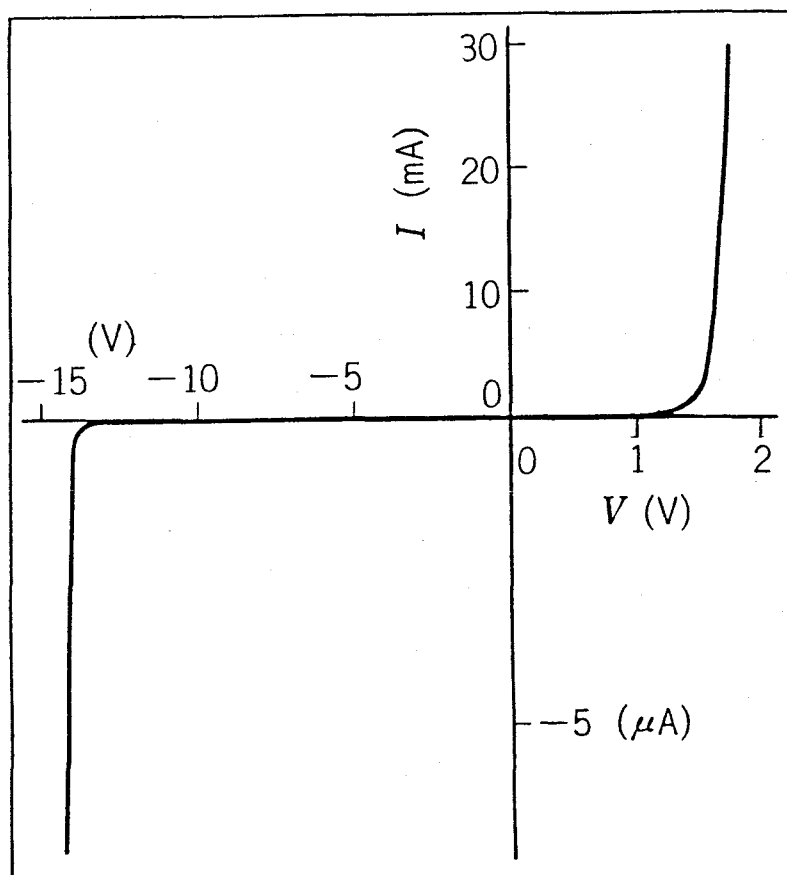


図4-2 InGaAsPレーザの電流-電圧特性。順方向の立ち上がりは1.7 V (25 mA時)、逆方向の降伏電圧は1.4 Vである。

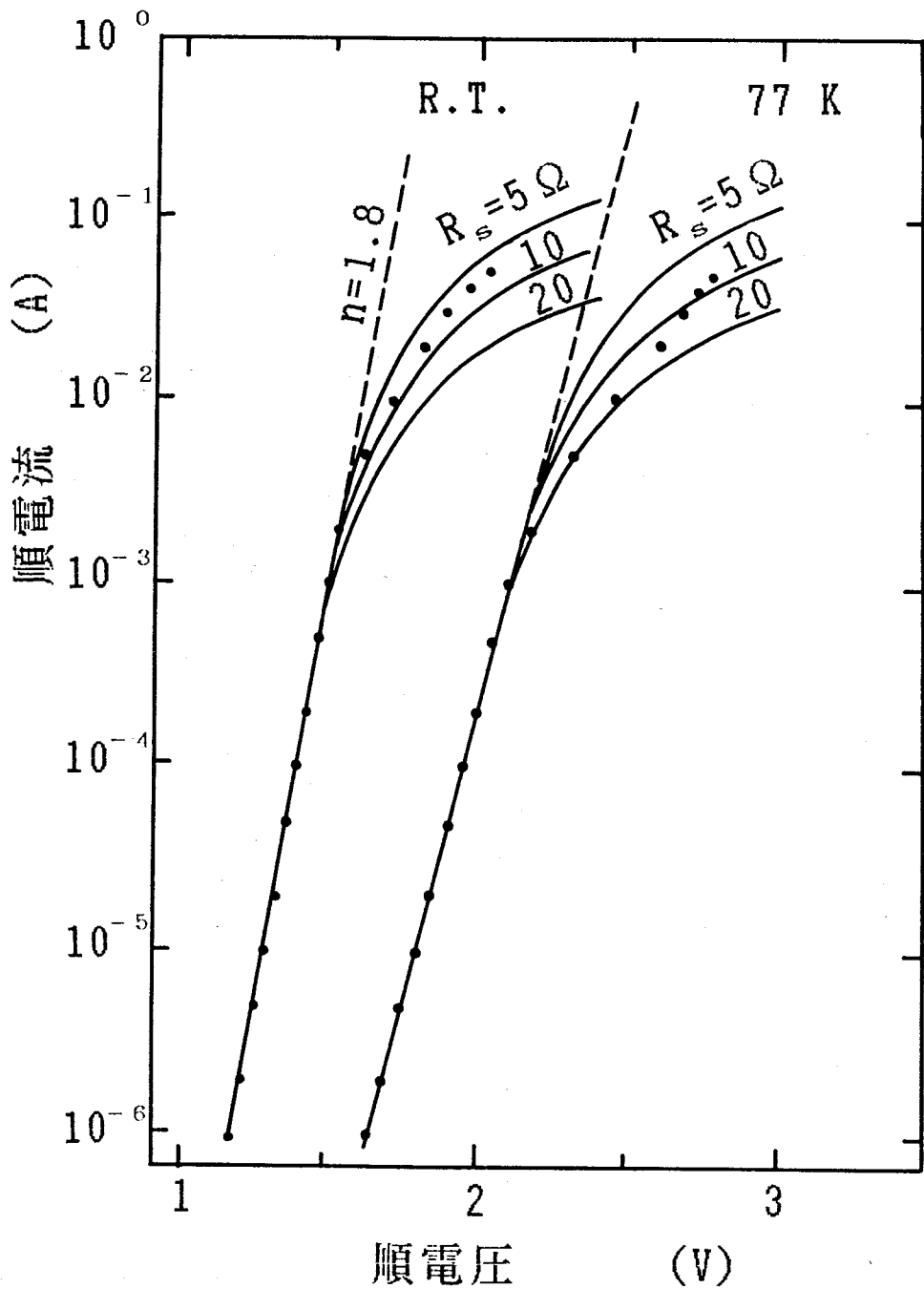


図4-3 片対数グラフ上にプロットしたInGaAsPレーザの電流-電圧特性。ダイオードの n 値は1.8、直列抵抗は6~7 Ω である。

ほぼ2となることが知られている)。本研究の InGaAsP DHレーザの場合、この n の値は1.8であった。 n 値が AlGaAs 系のレーザの場合に比べて小さいことは、拡散電流成分が存在することを意味しており、本研究の InGaAsP DHレーザの場合、活性層内にキャリアが完全に閉じ込められずに、ヘテロ障壁を越えてオーバーフローしていることを示唆している。

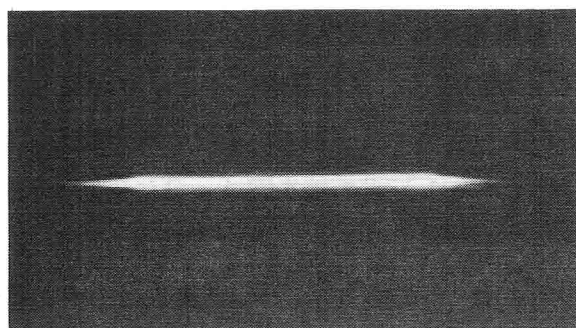
$n=1.8$ とした(4-1)式の値を図4-3に破線で示す。低電流領域では計算値と実測値とはよく一致しているが、高電流領域で実測値(・)が直線からずれている。これはダイオードの直列抵抗 R_s によるものである。 $R_s=5, 10, 20\Omega$ として(4-1)式を補正した電流-電圧特性を図中を実線で示す。実測値と実線との比較から、この InGaAsP DHレーザの R_s は6~7 Ω であることがわかる。この R_s の値は、低い素子では4 Ω 程度のものも得られているが、通常の AlGaAs 系のレーザダイオード(~3 Ω)に比べて高い値である。

4-3 発光特性

4-3-1 近視野像の測定

試作したレーザの発光特性は、素子の温度変化と熱的な破壊を防ぐため、パルス駆動により測定した。測定に用いたパルスは、パルス幅40nsec、繰り返し周波数250pps~1kppsのものである。

ストライプ幅の広い半導体レーザにおいては、ストライプ部分の活性層が均一に光らず特定の小領域でのみ発振するフィラメンテーションが生じがちである。フィラメンテーションが生ずると電流密度がストライプ内で不均一となり、正確な閾値電流密度を見積ることができない。活性層の均一性を評価するためにストライプ幅の広いレーザの近視野像を観測した。図4-4にストライプ幅を110 μm に広げたレーザの近視野像を示す。図よりストライプ領域全体に渡って活性層が均一に発光しており、フィラメンテーションが発生していないことが確認できる。



ストライプ幅 $S = 110 \mu\text{m}$

図4-4 ストライプ幅の広いInGaAsPレーザの近視野像。ストライプ部全域に渡って均一に発光している。

4-3-2 電流-光出力特性

順方向電流を増加して行くと、半導体レーザの光出力は閾値電流を境に急激に増加し、レーザ発振を開始する。この閾値電流が小さいほどレーザ動作が低電流域で可能となる。図4-5に波長620nmのレーザの室温における電流-光出力特性の一例を示す。このレーザの閾値電流は5.7Aであり、ストライプ面積（ストライプ幅 $18 \mu\text{m}$ ×キャビティ長 $400 \mu\text{m}$ ）で割った閾値電流密度 J_{th} は 79 kA/cm^2 である⁶¹⁾。発振後の電流-光出力特性の傾きで表される外部微分量子効率 η_e は1%/端面程度と低い。これは活性層の量子効率が低いことを反映しているものと考えられる。

InGaAsPレーザの発振波長を長くすることによりInGaAsP活性層の電気-光変換の量子効率は増加する。このことを反映してレーザの発振波長が長くなると閾値電流密度は下がり、外部微分量子効率は増加する。活性層の組成

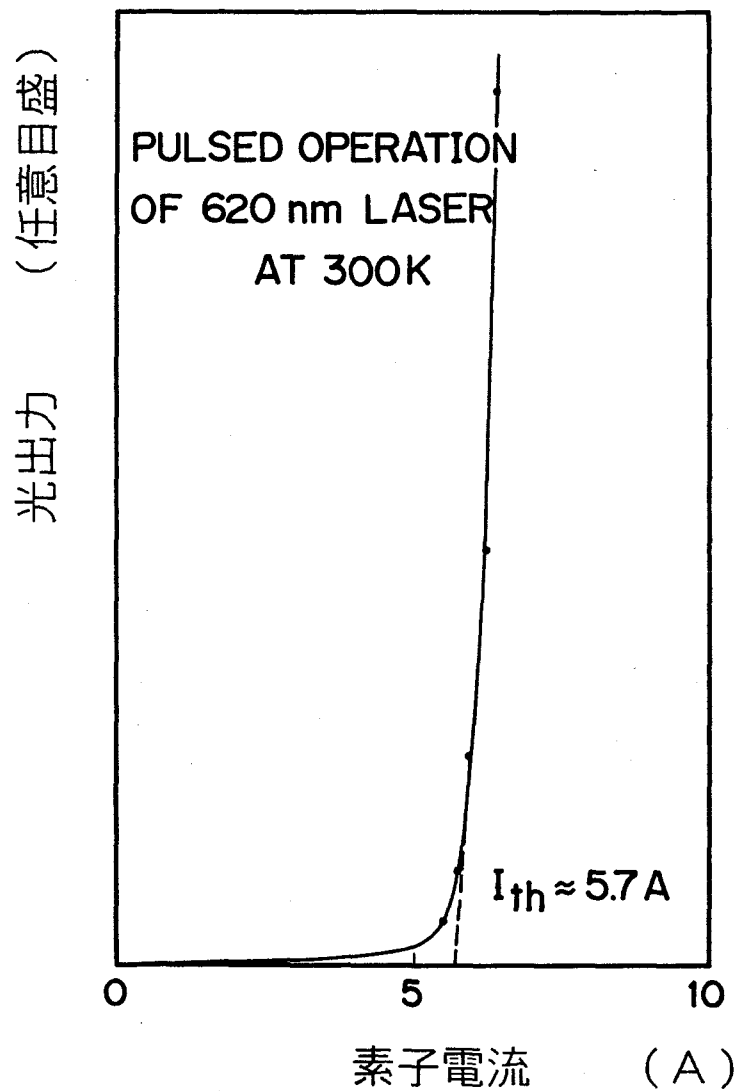


図4-5 波長620nmのInGaAsPレーザの室温での電流-光出力特性。レーザの閾値電流は5.7Aである。ストライプ面積で割った閾値電流密度は79kA/cm²である。

を変えて波長を640nmに設定した、ストライプ幅18 μ mのレーザの J_{th} は $\sim 15\text{ kA/cm}^2$ 、 η_d は3.3%端面であった。また混晶比 y が0.31であるGaAs_{1-y}P_y基板上に形成した波長660nm、ストライプ幅10 μ mのレーザの J_{th} は $\sim 5\text{ kA/cm}^2$ にまで低減可能であった。図4-6に波長660nmのレーザのストライプ幅を、ブロードエリアレーザに近似できる53 μ mに拡げた場合の電流-光出力特性を示す。このレーザの閾値電流密度は2.21 kA/cm^2 であり、GaAs赤外レーザに匹敵する良好な値である⁶²⁾。この閾値電流密度は、現在までに報告されているGaAs_{1-y}P_y基板上に形成したInGaAsPレーザの中で最も低いものである。図4-6に示す波長660nmのレーザの η_d は9.7%/端面である。波長660nmのレーザにおける η_d の最大値は21.7%/端面であった。得られたInGaAsPレーザの発振波長、閾値電流密度、および外部微分量子効率を表4-1にまとめて示す。

表4-1 InGaAsP/GaAsPレーザの発振波長、閾値電流密度、および外部微分量子効率

発振波長 (nm)	閾値電流密度 (kA/cm^2)	外部微分量子効率 (%/端面)
621	7.9	~ 1
633	3.5	—
640	10*	3.3
660	2.2*	9.7

* ブロードエリアレーザの値

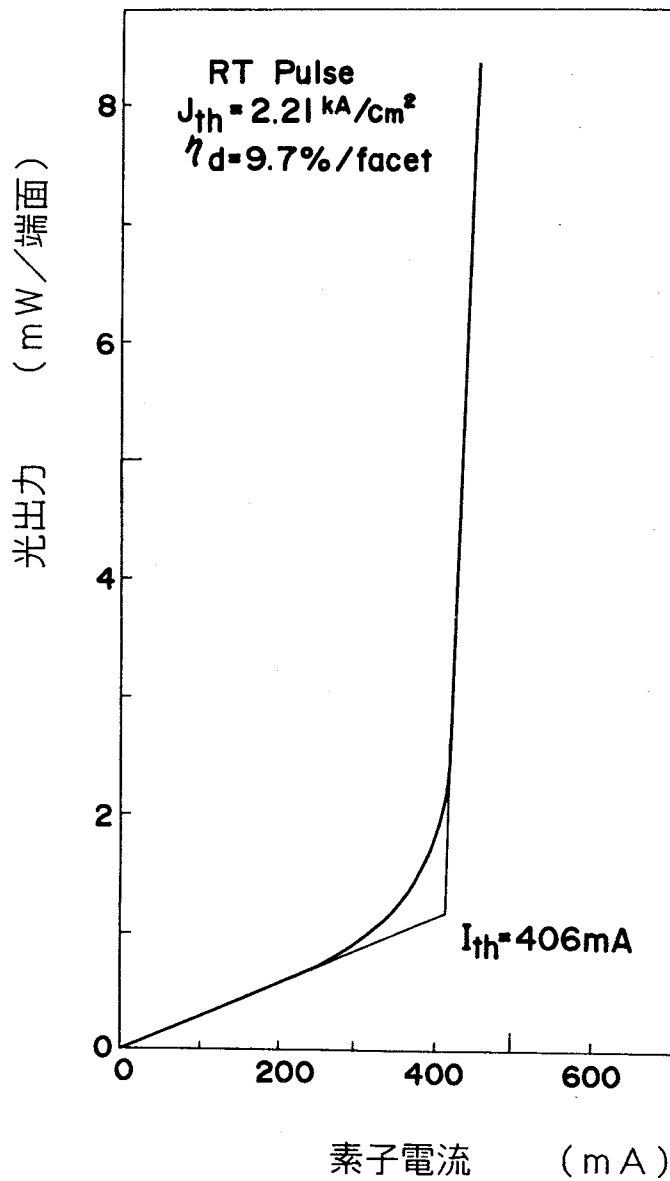


図4-6 $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ 基板上に形成した波長660nmのストライプ幅の広いレーザの室温での電流-光出力特性。ストライプ面積で割った閾値電流密度は 2.21 kA/cm^2 と良好な値である。

4-4 発振スペクトル

レーザ発振を開始すると半導体レーザの発光スペクトルは一本、または数本の鋭いピークとなる。図4-7、および図4-8に620nm、および640nmのレーザの室温における発振スペクトルの一例を示す。発振波長は621.4nm、および642.8nmであり、ほぼ設計どおりの波長で動作している。室温での621.4nmの発振波長は、本研究の行われていた1982年までに発表されている半導体レーザのなかで最も短いものである。半導体レーザとしての最短波長発振の記録は、MO-CVD法により形成されたAlGaAsP系の可視半導体レーザの出現によって破られたが⁶³⁾、LPE成長法により作製された半導体レーザ、もしくはInGaAsP混晶系の半導体レーザに限れば、このレーザは現在においても最も短い波長の半導体レーザである。

波長620nmのレーザは、液体窒素温度に冷却することにより、波長500nm台での発振も可能であった。図4-9に77Kにおける波長620nmのレーザの発振スペクトルの一例を示す。発振波長は587.1nm（黄色）である。この発振波長も半導体レーザのなかで最も短いものの一つである。

図4-10に波長640nmのレーザの、室温における発振スペクトルの縦モードを示す。図より縦モードは多モードであり、隣接するモードの波長間隔は1.42Åである。このモード間隔とレーザのキャビティ長320μmより、半導体レーザの実行屈折率 n_{eff} を計算することができる⁶⁴⁾。このレーザの n_{eff} の値は4.48であり、GaAs_{1-y}P_y基板上のInGaAsP DHレーザにおいて過去に報告されている値（640nmにおいて $n_{eff} \sim 4.6$ ）⁶⁵⁾にほぼ一致する。

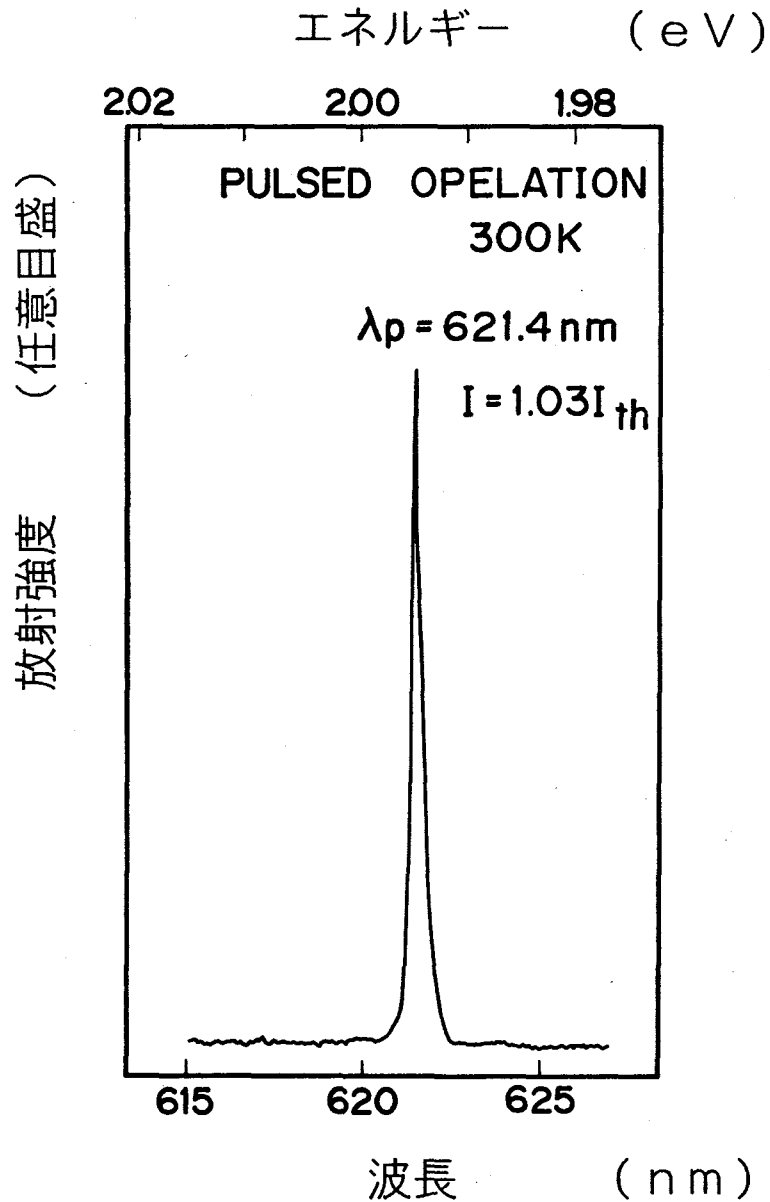


図4-7 波長620nmのInGaAsPレーザの室温での発振スペクトル。発振波長は621.4nmとこの材料系で最も短い。またLPE法で作製した半導体レーザとしても最短波長のレーザである。

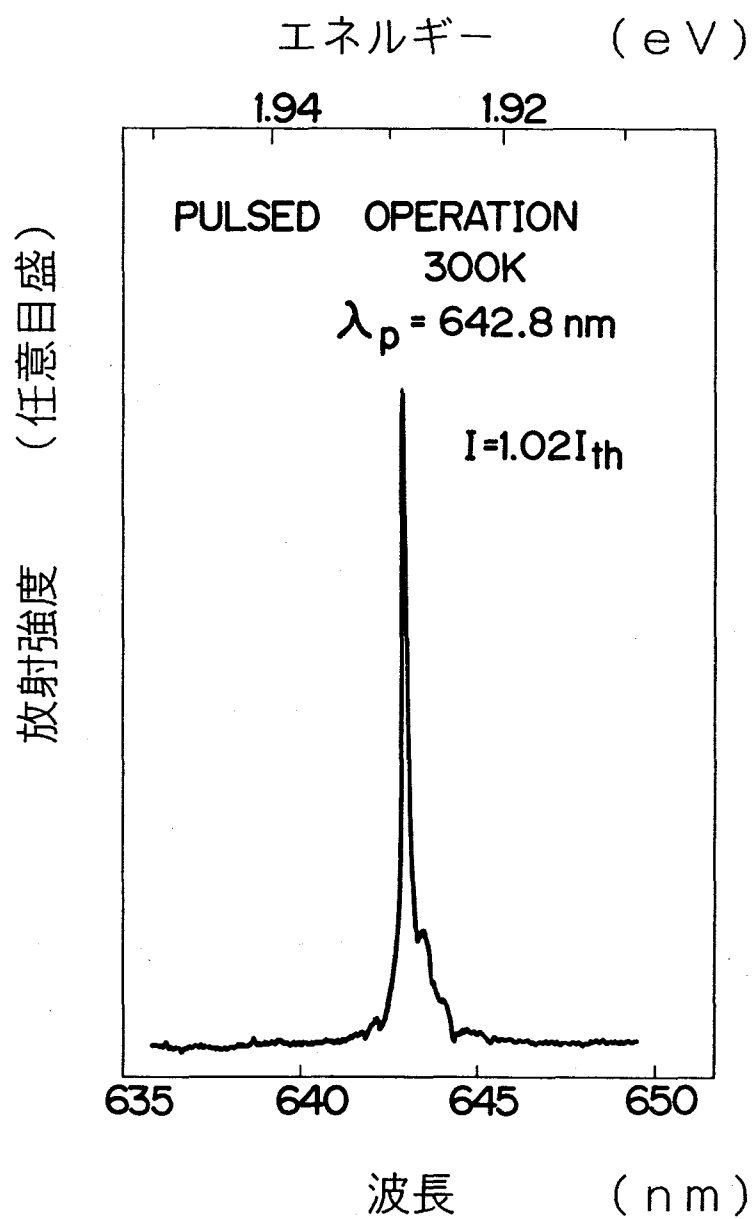


図4-8 波長640nmのInGaAsPレーザの室温での発振スペクトル。
発振波長は642.8nmとほぼ設計通りの波長で動作している。

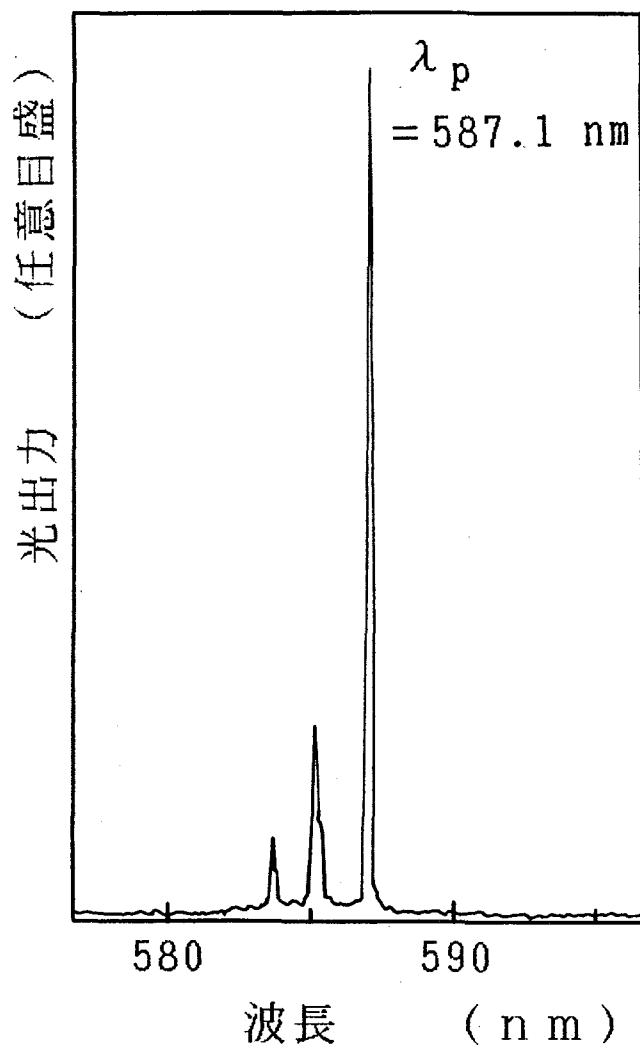


図4-9 波長620nmのInGaAsPレーザの77Kにおける発振スペクトル。発振波長は587.1nmである。この波長も半導体レーザの発振波長として最も短いものの一つである。

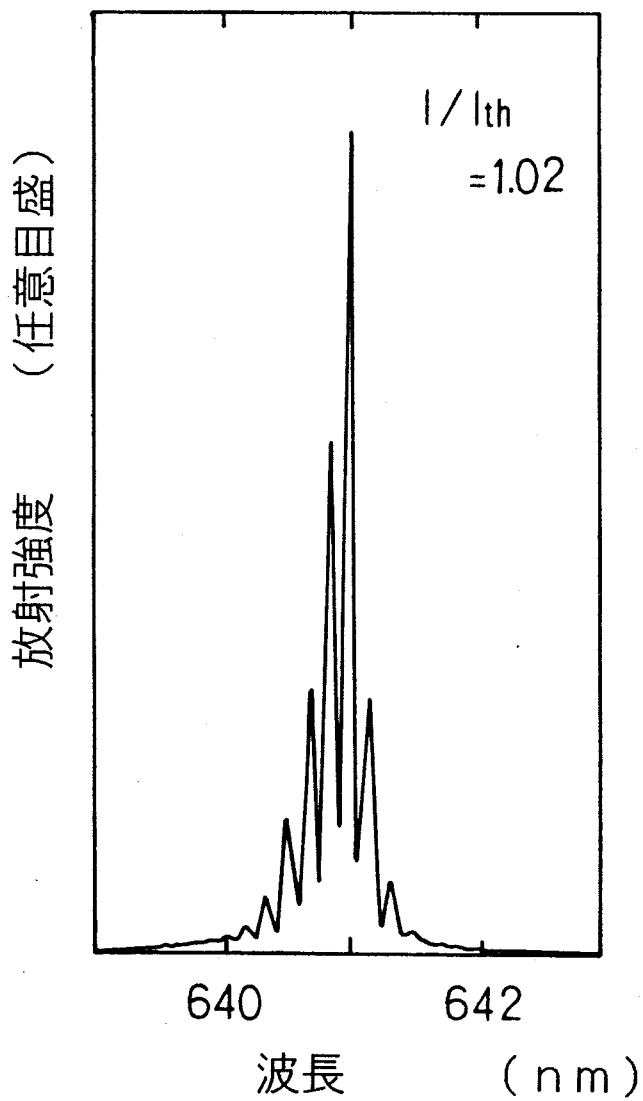


図4-10 波長640nmのInGaAsPレーザの室温での発振スペクトルの縦モード。隣接するモード間隔1.42Åから求めた実効屈折率は4.48となる。

4-5 閾値電流密度の構造パラメータ依存性の評価

(1) 閾値電流密度のキャビティ長依存性

(3-1) 式より明らかなように、半導体レーザの閾値電流密度 J_{th} はそのキャビティ長 L の逆数 $1/L$ に比例して増加する。従って種々のキャビティ長を有するレーザを作製し、その J_{th} を $1/L$ に対してプロットすると直線となり、この直線の傾きよりレーザの内部損失 α_i を求めることができる。図4-11に種々のキャビティ長を有する $GaAs_{0.61}P_{0.39}$ 基板上的の波長640nmのレーザの J_{th} を、 $1/L$ の関数として示す。データはかなりばらついているが、 J_{th} の高いものは不特定の特性悪化要因が関与しているものとして、最も J_{th} の低いデータの分布を直線で近似してレーザの α_i を見積ると、 $\alpha_i = 56 \text{ cm}^{-1}$ となる。

半導体レーザ内部の光は活性層内での損失 (α_i) を除けば、レーザ端面の透過率に従って外部に放射される。レーザ端面の反射損失は共振器としての損失であり、共振器外部から見れば反射損失はレーザ光が端面より外部に放射される割合となる。従って内部量子効率 η_i に、レーザの全損失に占める反射損失の割合を乗じたものが半導体レーザの外部微分量子効率 η_d となる。両側の端面の反射率が共に R であるとしてこの関係を式で表すと次のようになる⁶⁶⁾。

$$1/\eta_d = (1/\eta_i) \{1 - \alpha_i L / \ln(1/R)\} \quad (4-2)$$

この式より、種々のキャビティ長 L を有するレーザの外部微分量子効率 η_d の逆数、 $1/\eta_d$ を、 L に対してプロットすると直線となり、この直線を $L=0$ に外挿した点から内部量子効率 η_i の逆数を、また直線の傾きから α_i を、それぞれ求めることができる。

図4-12に $GaAs_{0.69}P_{0.31}$ 基板上的の波長660nmのレーザの $1/\eta_d$ を L に対してプロットしたものを示す。図の直線より、このレーザの η_i は 0.53、 α_i は 36.5 cm^{-1} と求められる。波長660nmのレーザの α_i の値が、640nmのレーザの α_i の値 56 cm^{-1} に比べて小さいのは、660nmのレーザの散乱損失が640nmのレーザに比べて小さいことを示唆している。この散乱損失については5-4項で詳しく述べる。

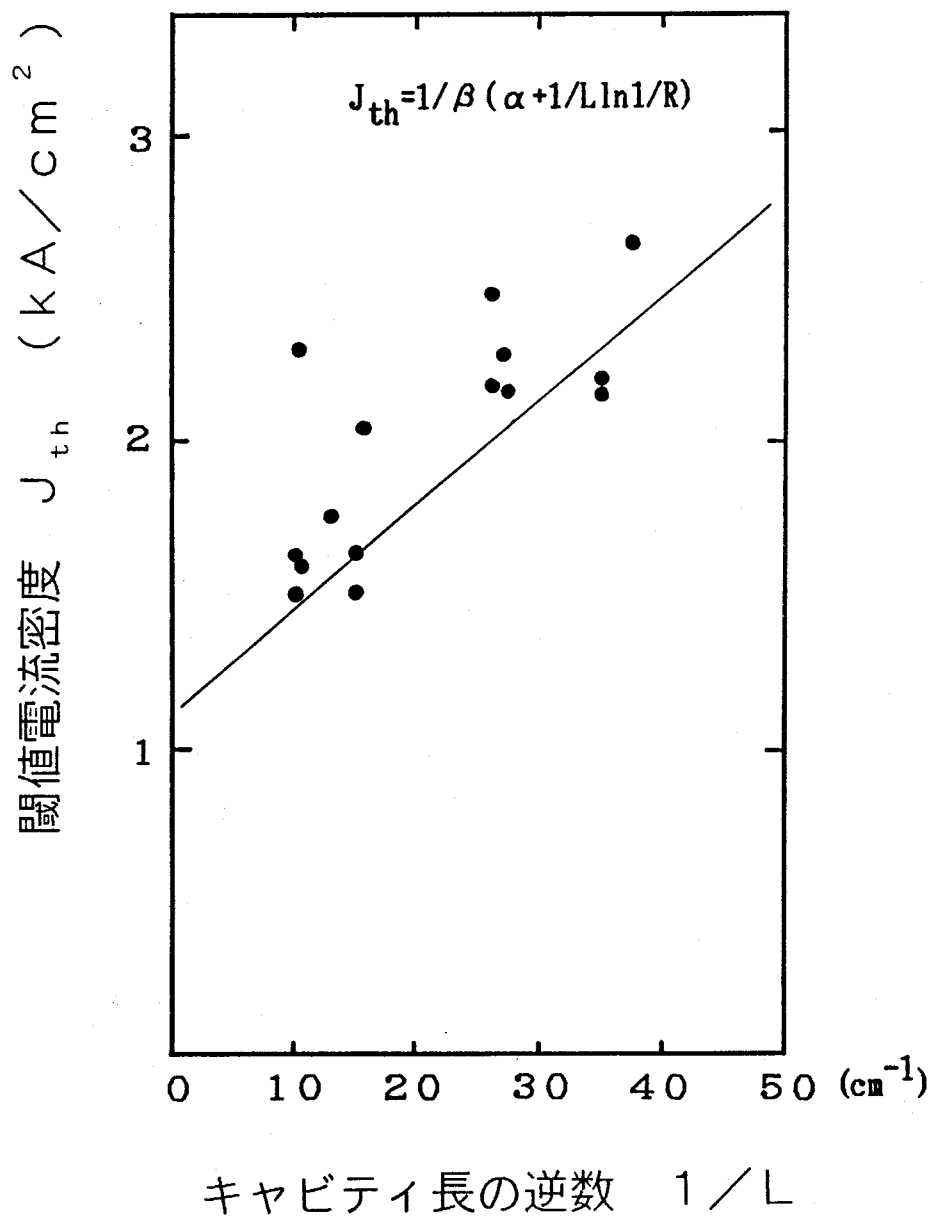


図4-11 波長640nmのInGaAsPレーザの
室温での閾値電流密度のキャビティ長依存性。

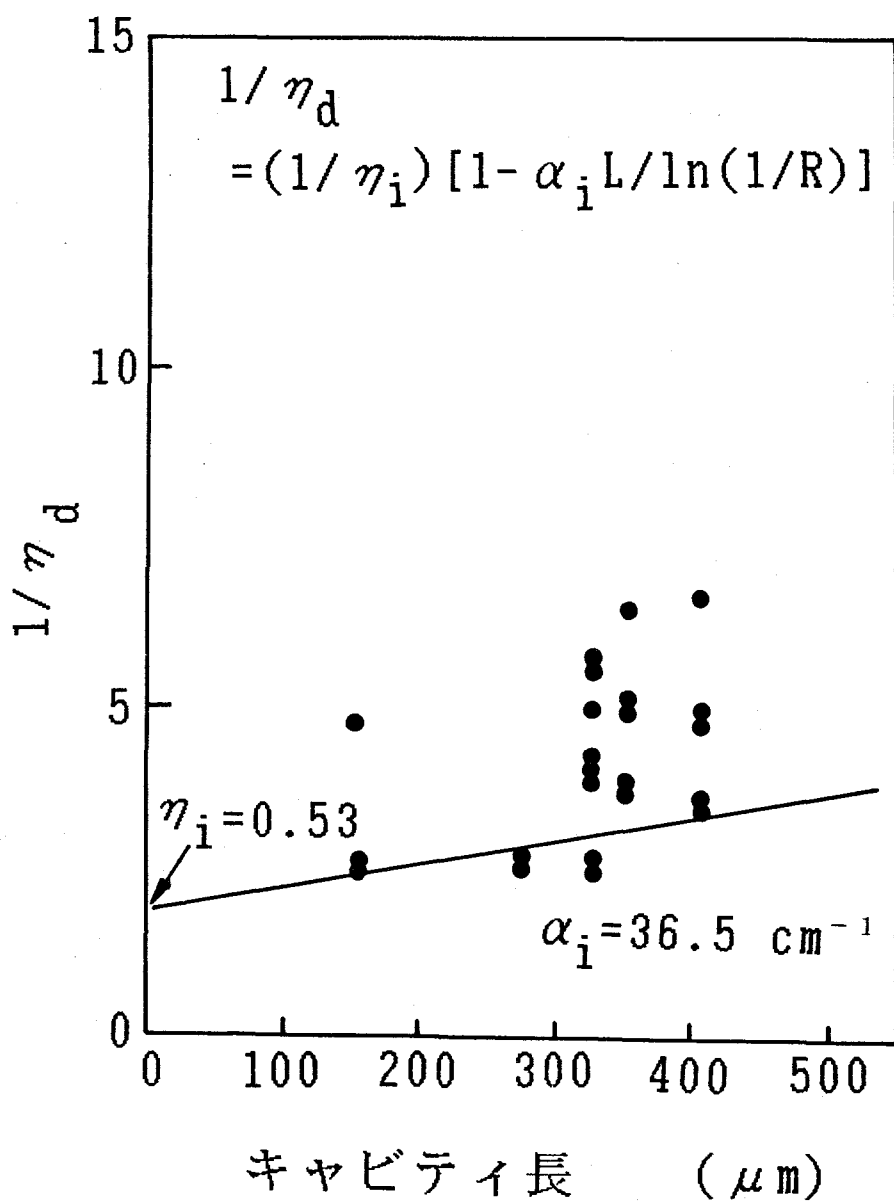


図4-12 波長660nmのInGaAsPレーザの室温での外部微分量子効率のキャビティ長依存性。L=0に外挿した点よりレーザの量子効率は0.53となる。

(2) 閾値電流密度の活性層厚さ依存性

(3-1) 式より半導体レーザの閾値電流密度、 J_{th} は活性層厚さ d に比例して変化する。しかしながら d が $0.1\mu\text{m}$ 程度になると活性層の光の閉じ込め係数 Γ が低下し、その結果 J_{th} が増加する。図4-13に $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上の波長 640nm のレーザの J_{th} の活性層厚さ依存性を示す。レーザのストライプ幅はすべて $18\mu\text{m}$ である。 d が $0.2\mu\text{m}$ 以上の領域においては、 J_{th} はほぼ d に比例している。その直線を $d=0$ に外挿すると $J_{th}=0$ の原点に達するが、 d が $0.2\mu\text{m}$ より小さい領域では実測値は、この直線から J_{th} の大きい側にずれる。更に d が小さくなると J_{th} の実測値は急激に増加する。このレーザの場合 J_{th} の最小値を与える活性層厚さ d は $0.1\mu\text{m}$ であった。

(3) 閾値電流密度のストライプ幅依存性

酸化膜ストライプ形レーザにおいてストライプ部より注入されたキャリアは、接合面に平行な面内に拡散するため、接合面での電流密度はストライプ部よりも小さくなっている。そしてその拡散の様子はストライプ幅に依存するため、注入電流値をストライプ面積で割った見かけの閾値電流密度 J_{th} は、ストライプ幅に依存する⁶⁷⁾。図4-14に実測した $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上の波長 640nm のレーザの J_{th} のストライプ幅依存性を示す。ストライプ幅が $20\mu\text{m}$ 程度までは、 J_{th} の値はストライプ幅の増加に伴って急激に減少するが、ストライプ幅が $20\mu\text{m}$ を越えると J_{th} の減少量はごく僅かとなり、ブロードエリアレーザの閾値電流密度 J_{bth} に集束する。図4-14より 640nm のレーザにおいてこの J_{bth} の値は $\sim 10\text{kA}/\text{cm}^2$ と見積ることができる。

4-6 閾値電流の温度依存性

半導体レーザの閾値電流密度 J_{th} は種々の要因で温度と共に増加する。その関係は経験的に次式で近似できることが知られている⁶⁸⁾。

$$J_{th} \propto (T/T_0) \quad (4-3)$$

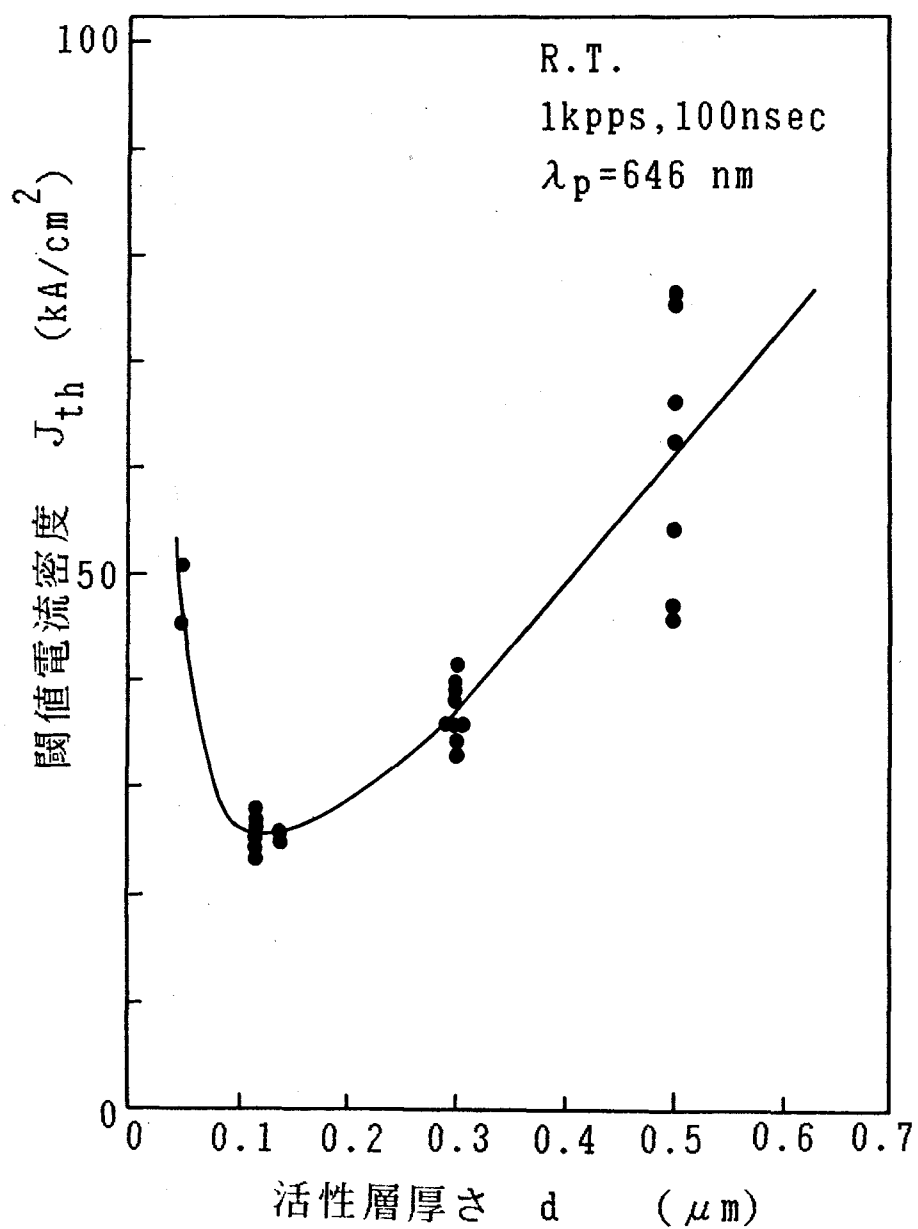


図4-13 波長640nmのInGaAsPレーザの室温での閾値電流密度の活性層厚さ依存性。活性層厚さ0.1 μm において閾値電流密度は最小値となる。

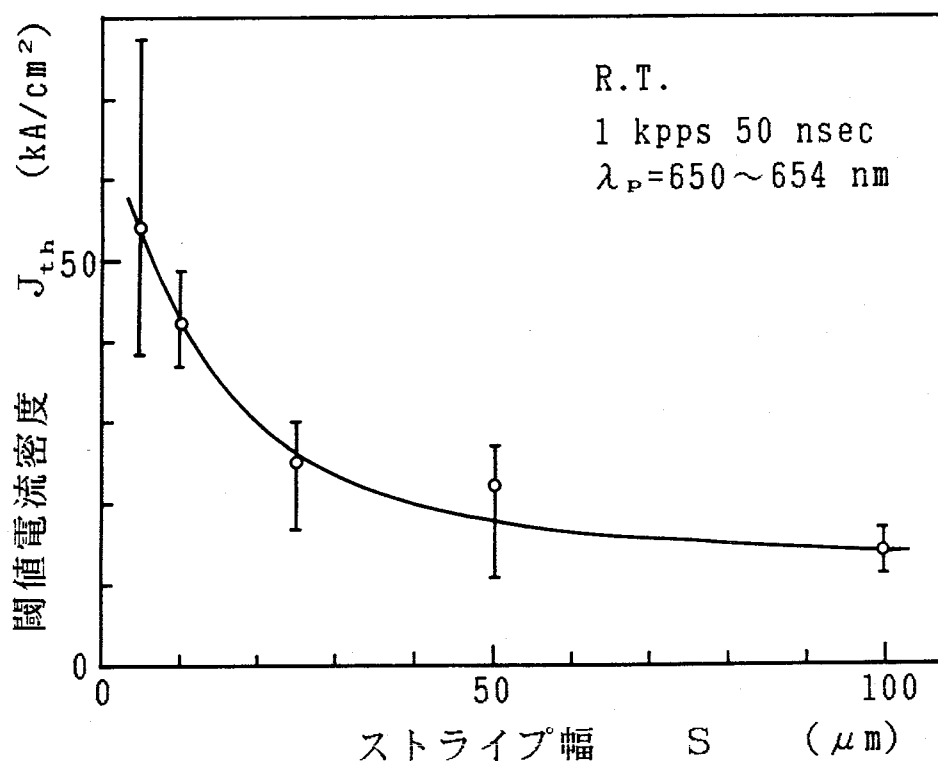


図4-14 波長640nmのInGaAsPレーザの室温での閾値電流密度のストライプ幅依存性。ストライプ幅を広くしたブロードエリアレーザの閾値電流密度は10kA/cm²である。

ここで T_0 は半導体レーザの温度に対する安定性を表す定数で、特性温度と呼ばれる。この T_0 の値が大きいほど半導体レーザが温度に対して安定であることを示している。図4-15にGaAs_{0.61}P_{0.39}基板上に形成した波長620nmのレ

ーザの閾値電流密度の温度依存性を示す。図の直線の勾配より特性温度 T_0 を求めると、 $\sim 88\text{ K}$ となる。波長 640 nm のレーザにおいてもほぼ同じ値 ($T_0 = 90 \sim 100\text{ K}$) が得られている。これらの値は、 AlGaAs 系のレーザの値 ($T_0 = 140 \sim 160\text{ K}$) にはおよばないが、これまでに報告されている $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板上的 InGaAsP 可視光半導体レーザの値 ($T_0 = 74\text{ K}$) に比べて良好な値である⁶⁹⁾。

4-7 熱抵抗の測定

活性層で発生した熱は、 p -クラッド層を通してストライプ部分よりヒートシンクへと逸散する。この逸散量は素子の熱抵抗に反比例するため、素子の熱特性を改善するためには、熱抵抗を低減する必要がある。ここでは接合電圧が接合温度により変化することを利用した ΔmV 法により、 InGaAsP レーザ素子の熱抵抗を測定した。 ΔmV 法によれば素子の熱抵抗 R_{th} ($^{\circ}\text{C}/\text{W}$) は、素子の接合電圧の温度依存性 (dV_j/dT)、消費電力 ($V_{j1} \times I_F \sim$ 発熱)、電流による接合電圧の変化 ($V_{j1} - V_{j2}$) より次式で求めることができる⁷⁰⁾。

$$R_{th} = \{(V_{j1} - V_{j2}) / (dV_j/dT)\} / (V_{j1} I_F) \quad (4-4)$$

ここに V_{j1} は順方向電流 I_F を流したときの接合電圧 V_j 、 V_{j2} は接合温度の上昇を無視できる程度の電流を流した際の V_j である。実装状態によっても変わるが、本研究の InGaAsP レーザを In 半田を用いて Cu のヒートシンクにマウントした場合、 R_{th} は $50 \sim 60^{\circ}\text{C}/\text{W}$ であった。この R_{th} の値は市販の AlGaAs 系レーザの値 ($\sim 20^{\circ}\text{C}/\text{W}$) に比べて大きな値となっている。この R_{th} の値については第5章で考察する。

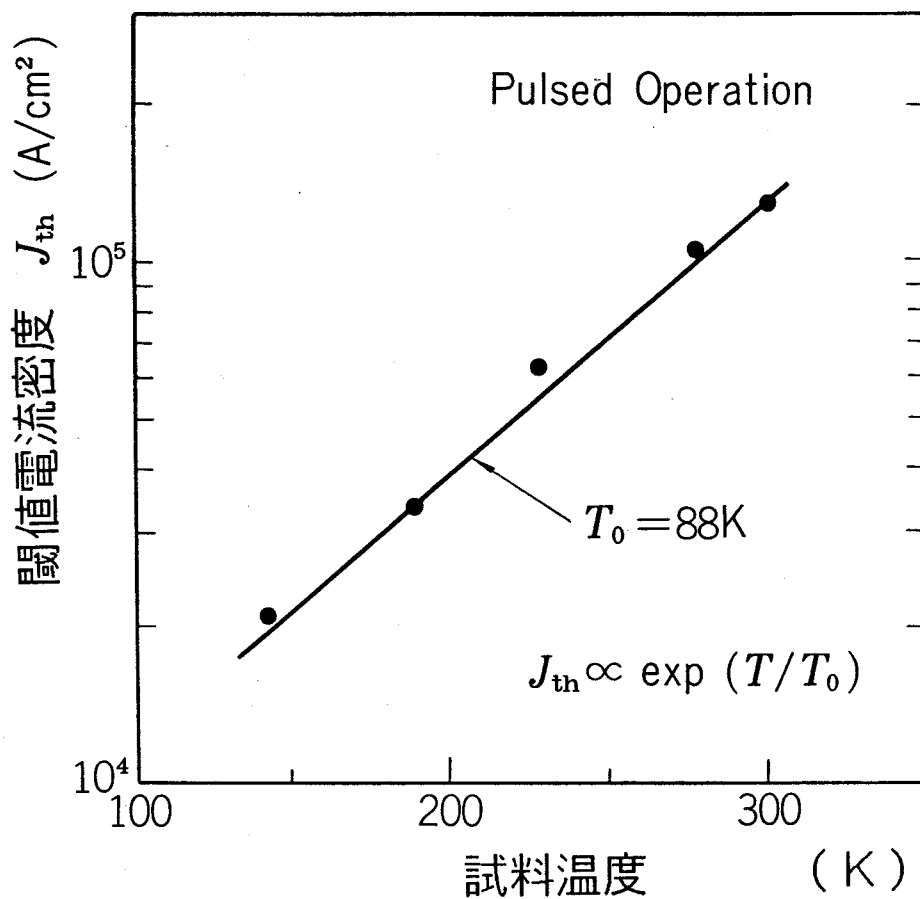


図4-15 波長620nmのInGaAsPレーザのパルス動作における閾値電流密度の温度依存性。 $J_{th} \propto \exp(T/T_0)$ から求めた特性温度 T_0 は88Kである。

4-8 まとめ

本章では $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に形成した波長 640 nm のレーザの諸特性について述べた。素子の順方向の立ち上がり電圧は約 1.7 V (25 mA 時) であり、降伏電圧は 1.4 V 程度であった。また電流-電圧特性における素子の理想化係数 n は ~ 1.8 で、直列抵抗 R_s は $6 \sim 7 \Omega$ であった。

$\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上的 InGaAsP レーザは、パルス電流駆動により、波長 620 ~ 640 nm で室温発振が可能であった。室温での最も短い発振波長である 621.4 nm は、本研究の行われていた 1982 年までに発表されている半導体レーザのなかで最も短いものであり、この系もしくは LPE 法によって形成した半導体レーザにおいて、現在に至るまで最も短波長の半導体レーザである。またこの波長 620 nm のレーザは、液体窒素温度に冷却することにより、その発振波長を 587 nm にまで短くすることができた。この液体窒素温度での発振波長も、半導体レーザとして最も短いものの一つである。

波長 621.4 nm のレーザの閾値電流は室温で 5.7 A であり、閾値電流密度は 79 kA/cm^2 であった。閾値電流密度はレーザの波長が長くなると低下し、波長 640 nm のレーザでは 15 kA/cm^2 であった。また $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ 基板上に形成した波長 660 nm の、ストライプ幅 $10 \mu\text{m}$ のレーザの閾値電流密度は $\sim 5 \text{ kA/cm}^2$ 、ストライプ幅を拡げたレーザにおいては 2.21 kA/cm^2 と低い値を示した。 2.21 kA/cm^2 の閾値電流密度は現在までに報告されている $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板上に形成した InGaAsP レーザの中で最も低いものである。レーザの外部微分量子効率 η_d の値は、波長 620 nm のレーザで $\sim 1\%$ /端面、640 nm では 3.3% /端面、660 nm では 9.7% /端面であった。

波長 640 nm のレーザにおいて、縦モード間隔より求めた実行屈折率 n_{eff} は 4.48 であり、閾値電流密度および外部微分量子効率 η_d のキャビティ長依存性から求めた内部損失 α_i は 56 cm^{-1} であった。また $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ 基板上的 660 nm のレーザの α_i は 36.5 cm^{-1} であった。閾値電流密度の活性層厚さ依存性より、閾値電流密度が最小となる活性層厚さは、波長 640 nm のレーザにおいて $d = 0.1 \mu\text{m}$ であった。また閾値電流密度のストライプ幅依存性

から、640 nmのレーザのブロードエリアレーザの場合の閾値電流密度 J_{bth} は、 $\sim 10 \text{ kA/cm}^2$ と見積られた。

半導体レーザの温度特性の指標である特性温度 T_0 は、波長620 nmのレーザにおいて88 K、波長640 nmのレーザにおいて90～100 Kとこれまでの $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 上のInGaAsPレーザに比べ良好な値を示した。実装したレーザの熱抵抗を ΔmV 法により評価した結果、In半田を用いてCuのヒートシンクにマウントしたInGaAsPレーザ素子の熱抵抗は50～60℃/Wであった。

第5章 室温連続発振のための最適化設計

5-1 はじめに

前章で $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板上に形成した InGaAsP DHレーザの諸特性について述べた。このレーザは、室温におけるパルス動作で He-Ne ガスレーザの波長よりも短い、波長 621.4 nm での発振を実現し、また波長 660 nm 付近のものは、 GaAs レーザに匹敵する 2.21 kA/cm^2 の低い閾値電流密度を実現してきた。しかしながら現状この系のレーザは、半導体レーザの実用化の指標である室温連続発振が達成できていない。ここではこの系のレーザが室温連続発振を達成するための条件、および改善すべき課題について述べ、室温連続発振実現のための最適化設計条件を示す。

5-2 低温での連続発振特性

GaAsP 基板上の InGaAsP DHレーザは、室温では連続発振が実現できていないが、低温に冷却することにより連続発振が可能であった⁷¹⁾。図5-1に室温での波長が 640 nm のレーザの、低温での連続動作時の電流-光出力特性の一例を示す。温度の上昇にともなってレーザの閾値電流は徐々に増加し、やがて発振が不可能となる。また閾値電流以上での電流-光出力特性曲線の傾きで求められる外部微分量子効率⁷²⁾は、温度の上昇とともに徐々に低下している。観測した連続動作が可能な温度の最高値は、 216 K (-57°C) であり、その際の閾値電流は 190 mA であった。

図5-2に低温における連続発振時の閾値電流の温度依存性を示す。レーザの温度特性の指標である特性温度 T_0 は 58 K であり、同じレーザのパルス測定で得られた値、 $90\sim 100\text{ K}$ に比べて低い値であった。

同一温度における、連続発振時の閾値電流とパルス発振時の閾値電流との比は 1.3 であり、通常の半導体レーザと同様、連続発振時の閾値電流の方がパルス発振時の閾値電流よりも高い。この系のレーザにおいて Chin らによって報告されている、パルス発振時の閾値電流が連続発振時の閾値電流よりも高くなる

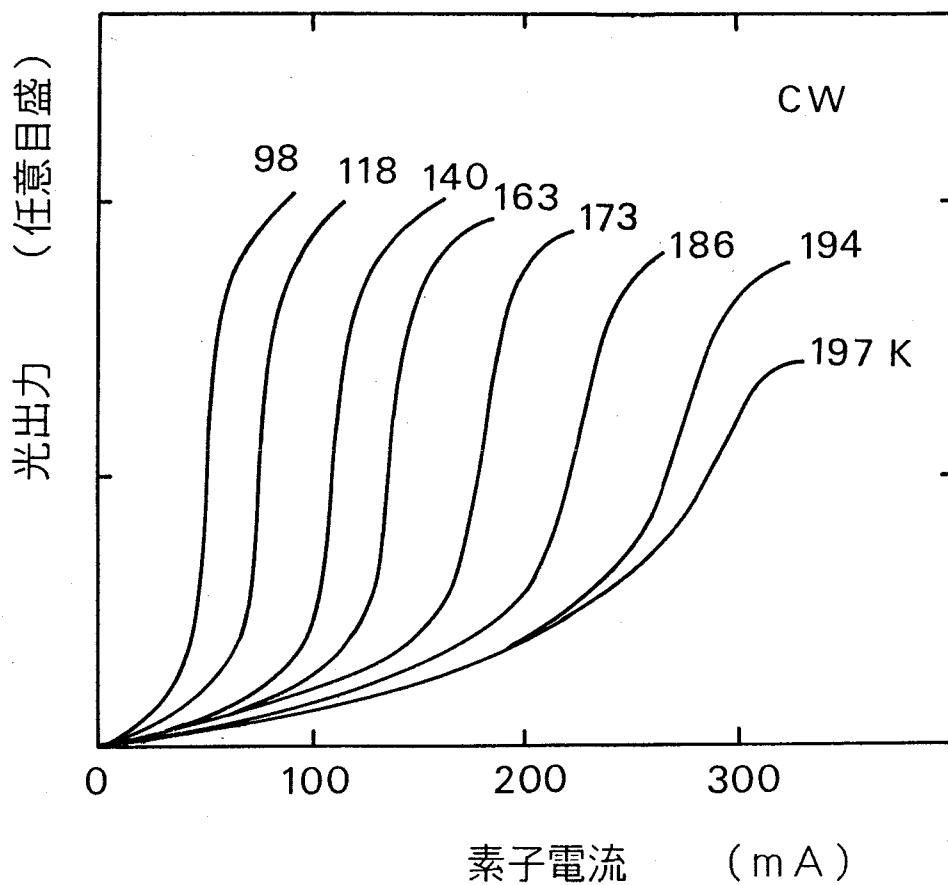


図5-1 波長640nmのInGaAsPレーザの低温における連続動作時の電流-光出力特性の温度依存性。このレーザは197Kまでの連続動作が可能であった。

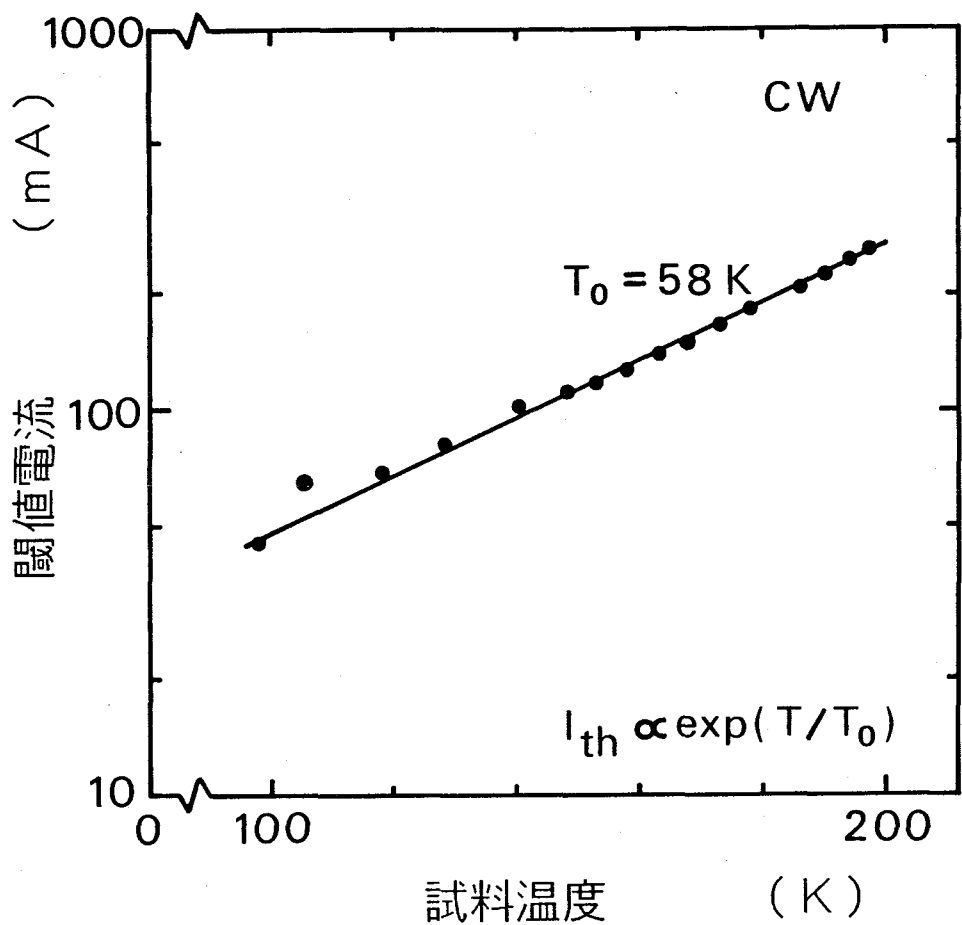


図5-2 波長640nmのInGaAsPレーザの連続動作における閾値電流密度の温度依存性。特性温度 T_0 は58Kとパルス動作時のものに比べて低い。

現象⁷²⁾は観測されなかった。

図5-3に低温における連続発振時の発振スペクトルの変化を示す。図中のスペクトルの半値幅の変化は、分光器の分解能（分光器の走査速度とスリット幅で変化する）によるもので、レーザの特性を直接反映したものではない。発振波長は98Kにおいて614.5nm、197Kでは630nmであった。モードホッピングを無視して、発振波長の温度依存性を求めると0.16nm/deg（0.50meV/degに相当）となった。この値は2-3-4項で求めた活性層のPLスペクトルの温度依存性、0.44meV/degに近い値であり、活性層のエネルギーバンドギャップの温度依存性を反映していると考えられる。

5-3 室温連続発振実現の条件

GaAsP基板上的InGaAsP DHレーザの室温連続発振は、現状実現していない。ここではパルス発振時の閾値電流 I_{th}^{pulse} 、レーザ素子の直列抵抗 R_s 、熱抵抗 R_{th} 、および特性温度 T_0 から連続発振の実現のための条件を推定する。

連続動作時に半導体レーザは、素子電流および素子の電圧降下（ $V = V_j + I_{th}^{cw} \cdot R_s$ ）により発熱する。その結果半導体レーザは、発生した熱と素子の熱抵抗により決定される温度に加熱される。この温度上昇は（4-3）式の関係に従う閾値電流の上昇をもたらす。発熱が大きく温度上昇の大きい素子や、 T_0 が小さく温度特性の悪い素子の場合は、レーザの連続動作を試みると素子温度が大きく上昇する。その結果レーザの閾値電流は高くなり、この閾値電流の増加により素子の温度が更に上昇する、という悪循環が生じてレーザ発振が不可能となる。

この関係を用いて連続動作時の閾値電流 I_{th}^{cw} は、連続動作時の活性層の温度上昇値 ΔT_j 、 I_{th}^{pulse} 、および閾値電流の温度依存性を表す T_0 値とから次式により求めることができる。

$$I_{th}^{cw} = I_{th}^{pulse} \cdot \exp(\Delta T_j / T_0) \quad (5-1)$$

ここで ΔT_j は連続動作時の素子の消費電力、 $I_{th}^{cw} \cdot (V_j + I_{th}^{cw} \cdot R_s)$ と

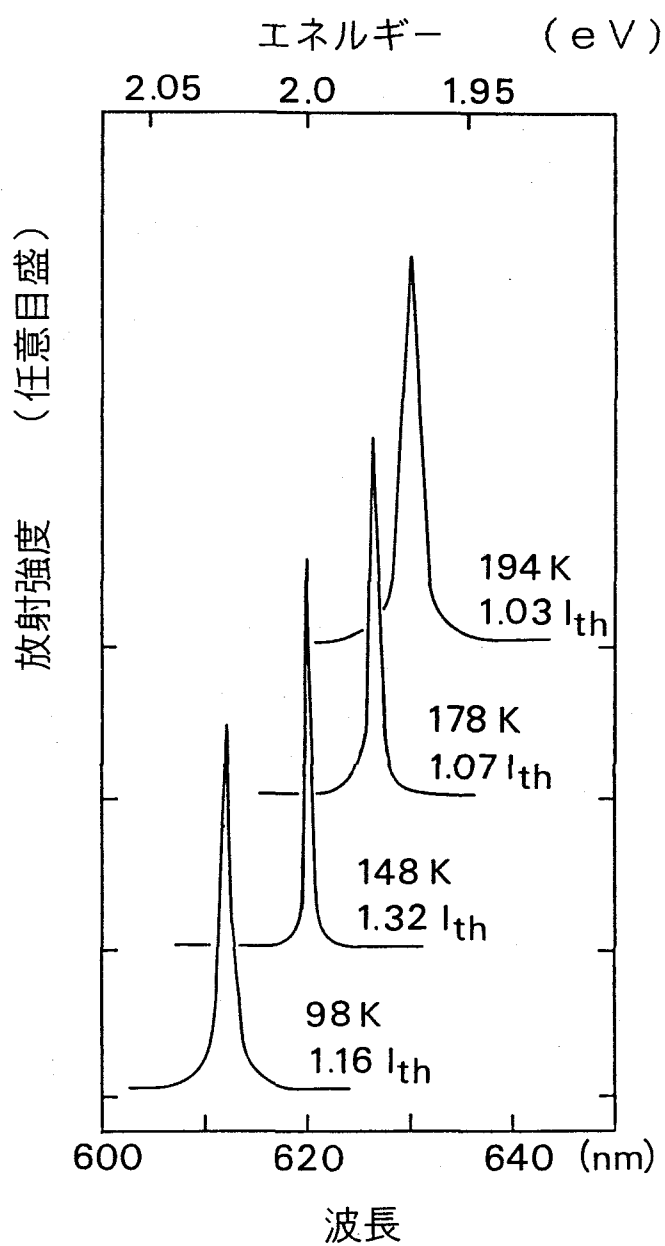


図5-3 波長640 nmのInGaAsPレーザの連続動作時のスペクトルの温度依存性。発振波長の温度による変化率は0.16 nm/°Cである。

熱抵抗 R_{th} より

$$\Delta T_j = I_{th}^{cw} (V_j + I_{th}^{cw} \cdot R_s) \cdot R_{th} \quad (5-2)$$

と表すことができる。ここに V_j は接合電圧、 R_s は直列抵抗である。(5-1)式と(5-2)式より、パルス発振時の閾値電流 I_{th}^{pulse} と連続発振時の閾値電流 I_{th}^{cw} との関係を求めると次式のようなになる⁷³⁾。

$$\begin{aligned} I_{th}^{cw} / I_{th}^{pulse} \\ = \exp [I_{th}^{cw} (V_j + I_{th}^{cw} \cdot R_s) \cdot R_{th} / T_0] \quad (5-3) \end{aligned}$$

この式にレーザの V_j 、 R_s 、 R_{th} 、 I_{th}^{pulse} および T_0 の値を代入した際に、(5-3)式の解が存在すれば、このレーザは室温連続発振が可能であることを示している。また解が存在しなければ、室温連続発振が不可能となる。

接合電圧 V_j は活性層のエネルギーバンドギャップにほぼ等しい値であり、波長640nmのレーザの場合約1.9Vである。また特性温度 T_0 は、パルス発振時の閾値電流の温度依存性の測定より90Kである。この V_j および T_0 の値を(5-3)式に代入し、 R_s をパラメータとした R_{th} に対する I_{th}^{pulse} の変化を図5-4に示す。図中の各 R_s における曲線の下側の領域にレーザの各特性値が存在すれば(5-3)式は解を持ち、レーザの室温連続発振が可能であることを示している。本研究の波長640nmのレーザの値として $R_s = 4\Omega$ 、 $R_{th} = 50W/^{\circ}C$ を代入すると、このレーザが室温連続発振を達成するためには、 I_{th}^{pulse} の値が141mA以下であることが必要となる。波長640nmのレーザで達成した閾値電流の最低値は現状178mA(キャビティ長250 μm)であり、この条件を満足するに至っていない。室温連続発振実現のためには、レーザ特性の更なる改良が必要である。

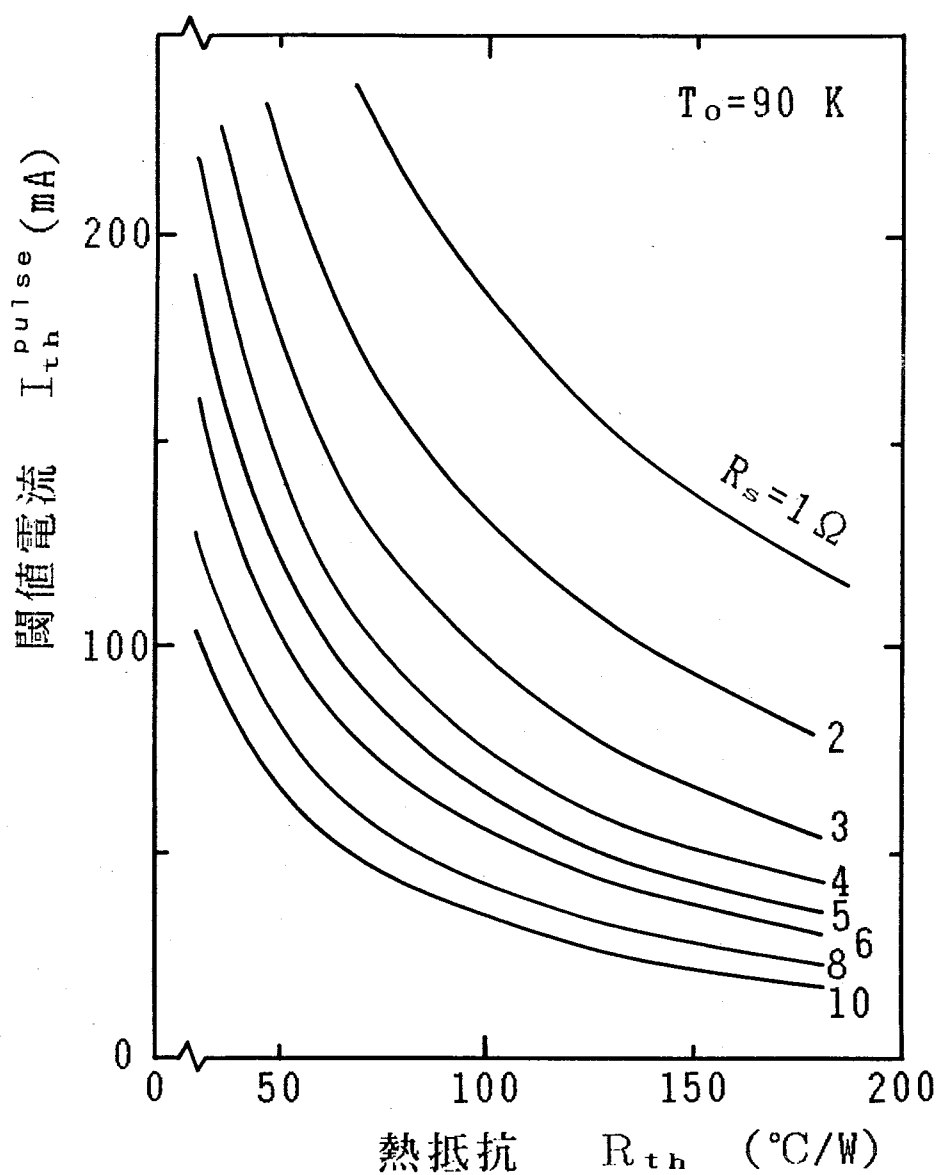


図5-4 レーザの室温連続動作の条件。特性温度 T_0 を90 Kとし、直列抵抗 R_s をパラメータとした際の熱抵抗 R_{th} に対する室温連続動作を達成するための閾値電流 I_{th}^{pulse} を示す。

5-4 室温連続発振実現のための課題

前項で述べたように、室温連続発振実現のためにはレーザ特性の改良が必要であり、改良すべき項目として(5-3)式より閾値電流、温度特性、直列抵抗と熱抵抗がある。以下にこれらの項目について考察し、このレーザの室温連続発振実現の可否を推定する。

5-4-1 閾値電流の低減

(1) 量子効率

(5-3)式より導かれる条件から明らかなように、閾値電流を低減することがこのレーザの室温連続発振実現のための方法の一つである。(3-1)式より活性層の量子効率 η と閾値電流密度とは逆比例の関係にあり、 η を増加することにより半導体レーザの閾値電流密度を低減することができる。

3-3項において、 $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板の等格子定数線上の種々の組成の InGaAsP 混晶の量子効率 η を計算した。ここでは様々な混晶比、 y を持つ $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板が得られたと仮定したとき、これに格子整合する InGaAsP 活性層を成長してダブルヘテロ構造を形成した場合に期待される活性層の量子効率を求める。計算は、注入された電子が直接遷移帯(Γ帯)と間接遷移帯(XおよびL帯)にどのように分配されるかによって量子効率を推定する3-3項と同様の手法で行った。計算の前提を以下に示す。

①レーザのクラッド層は基板の等格子定数線上で最大のエネルギーバンドギャップを持つ InGaP 三元混晶とする。

②活性層はこのクラッド層よりも $\Delta E_g (=0.20\text{eV}$ および $0.25\text{eV})$ だけ小さなエネルギーバンドギャップを持つ $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶とする。

図5-5に計算より得られた量子効率と発振波長の関係を示す。図中には対応する $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板の混晶比 y もあわせて示した。 y を小さくしてレーザの発振波長を長くすると、クラッド層と活性層との間のエネルギーバンドギャップ差 ΔE_g を一定に保ったままで、活性層を構成する $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶

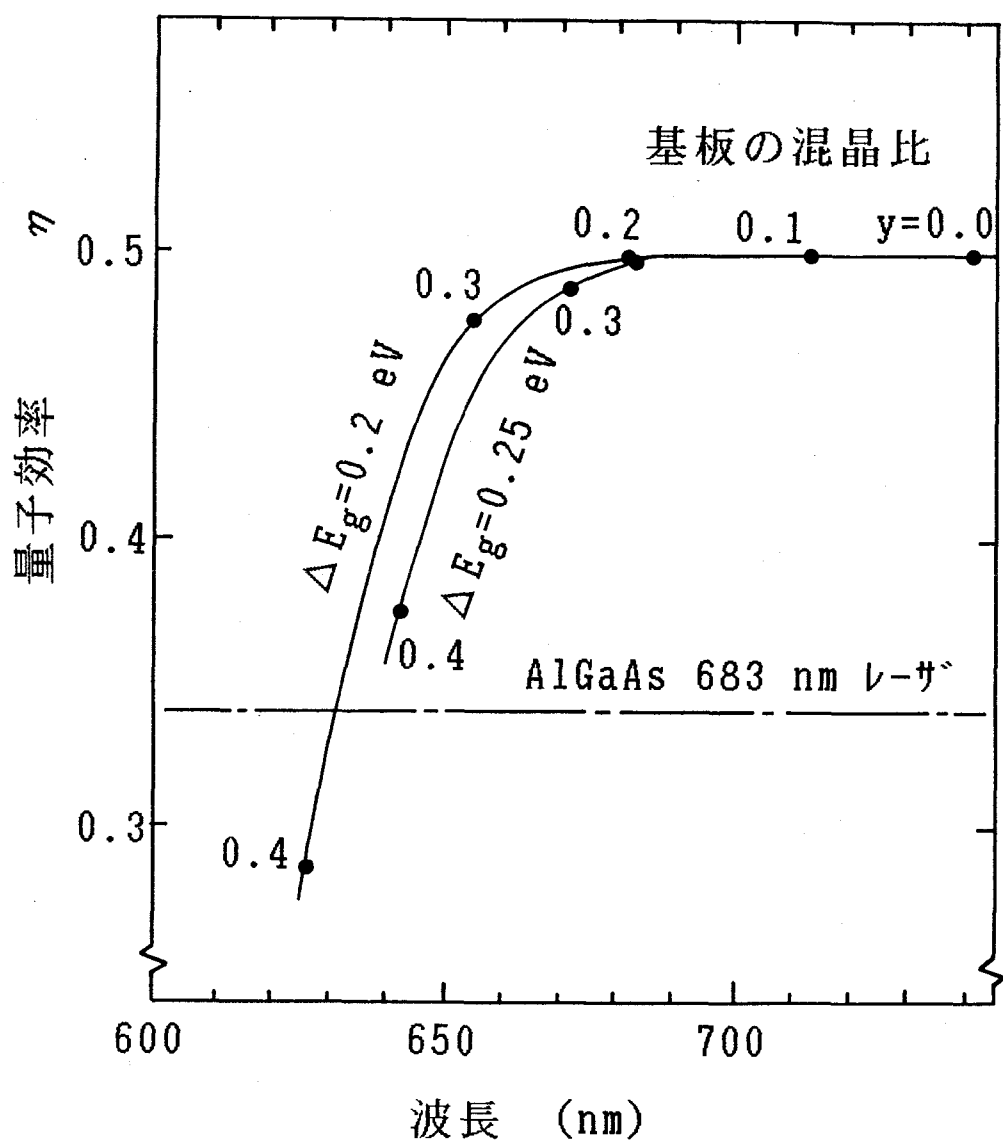


図5-5 クラッド層としてInGaP三元混晶を用い、ヘテロ障壁 ΔE_g が0.2 eVおよび0.25 eVとなるように活性層組成を設定したときの活性層の量子効率の基板の混晶比 y に対する変化。

の量子効率を増加することができる。しかしその増加は $y=0.3$ 付近で飽和する傾向にあり、それ以上基板の混晶比 y を小さくしても量子効率の大幅な改善は期待できない。このことから $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板上に InGaAsP 可視半導体レーザを構成する場合、活性層の量子効率の改善とレーザの短波長化の要求とのかねあいから、 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板の混晶比として 0.3 付近のものをを用いるのが妥当と考える。

(2) 散乱損失

(3-1)式より、半導体レーザの閾値を決める要素の一つに内部損失 α_i があることがわかる。4-5項で述べたように GaAsP 基板上の波長 660nm の InGaAsP DHレーザの内部損失 α_i の値は、 36.5cm^{-1} と通常の AlGaAs 系レーザの値($\sim 10\text{cm}^{-1}$)に比べて約3.6倍となっている。ここではこの大きな散乱損失の原因について考察する。

半導体レーザの内部損失 α_i は、自由キャリア吸収損 α_{fc} 、活性層の散乱損失 α_s 、および結合損失 α_c で構成され、次式で表すことができる⁷⁴⁾。

$$\alpha_i = \Gamma \alpha_{fc} + (1 - \Gamma) \alpha_{fc'} + \alpha_s + \alpha_c \quad (5-4)$$

ここに Γ は閉じ込め係数、 α_{fc} は活性層での自由キャリア吸収損、 $\alpha_{fc'}$ はクラッド層での自由キャリア吸収損である。このうち α_{fc} 、 $\alpha_{fc'}$ は、レーザ発振に必要な注入キャリア密度で決まり、本研究のレーザと通常の GaAs レーザとの差はそう大きくないと考えられる。 α_c は発振波長よりも狭いバンドギャップを持つ層でうけるバンド間吸収による損失で、通常無視できる。 α_i の値の差は、主として散乱損失 α_s の差によっていることが推定できる。

半導体レーザの散乱損失は、活性層の界面の乱れやうねり、および活性層の厚さの変化により増大することが報告されている⁷⁵⁾。本研究のレーザの場合、断面顕微鏡写真(図3-8)では各成長層間の界面は平坦に見える。しかしウェハを角度研磨することにより、成長方向を拡大して界面状態をより詳しく観察すると、活性層とクラッド層との界面に凹凸が存在し、活性層全体が波うっているのが認

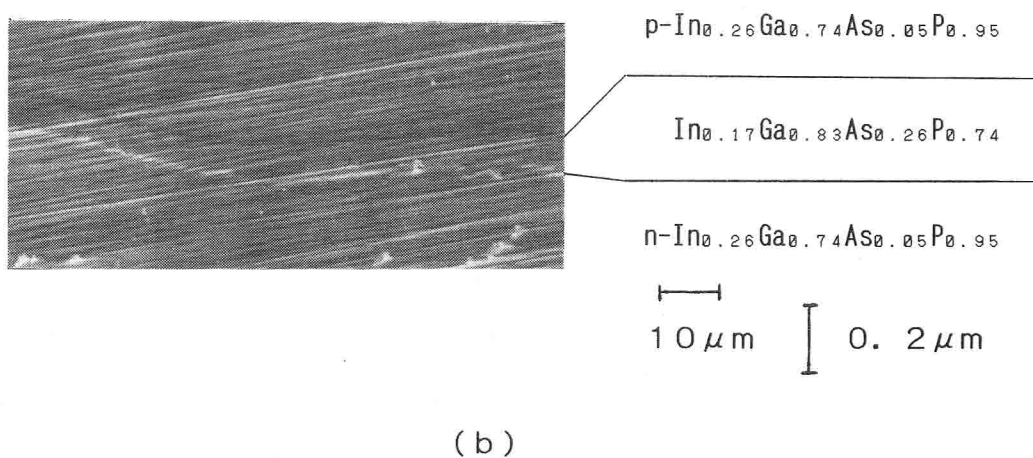
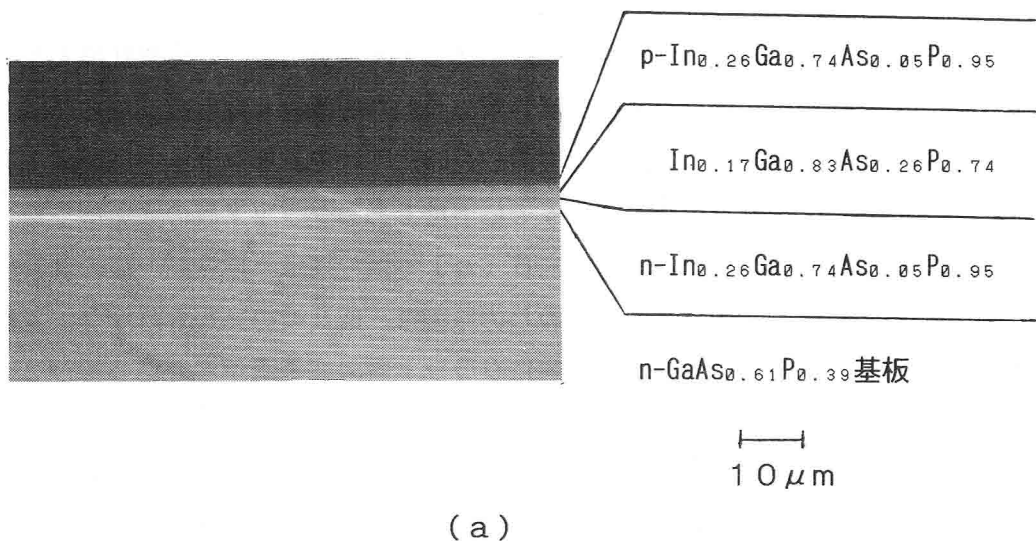


図5-6 $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上的 InGaAsP DH構造の断面顕微鏡写真(a)。同じウェハを 1° で角ラップして成長層の深さ方向を拡大した顕微鏡写真(b)。角ラップにより活性層のうねりが明瞭にわかる。

められる。図5-6(b)に 1° の角度研磨により成長方向を拡大したDH構造の顕微鏡写真を示す。波の振幅は $\sim 0.1\mu\text{m}$ とほぼ活性層の厚さと同程度であり、波長は $\sim 50\mu\text{m}$ 程度である。この活性層のうねりがレーザの散乱損失 α_s を増加している原因と考えられる。従って本研究のレーザの散乱損失を小さくするためには、このDH構造の活性層のうねりを改善しなければならない。

このうねりの原因として、①活性層成長時に下地であるクラッド層がメルトバックされる、②活性層の成長前にすでに下地であるクラッド層の表面がうねっている、の二つが考えられる。図5-6(b)で活性層は、厚さが一定のまま全体が波うっている。このことからうねりの原因は、成長時のメルトバックによるものではなく、活性層の成長開始以前にクラッド層の成長面がすでにうねっているためと考える。

クラッド層表面のうねりは、2-3-2項で述べた $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板上的クロスハッチに起因したものである。予め表面を研磨により平坦化した $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板を用いることにより、 InGaAsP 成長層表面の凹凸を改善できるという報告もある⁷⁶⁾。しかし現状このうねりを完全に無くするには至っておらず、レーザ作製時にそのキャビティの方向を、うねりの小さい $[1\bar{1}0]$ 方向に合わせる程度の対応にとどまっている。また $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板上的 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 成長層表面の凹凸が成長層の組成に依存することから、成長層表面の凹凸の小さい、Asを多く含む $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ をバッファ層としてDH構造と基板との間に挟むようにレーザを構成することも考えられる。

しかし成長層表面の凹凸の根本的な原因は、基板の品質によるものである。クロスハッチのない良好な $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板があれば、 InGaAsP レーザの内部損失 α_i を現状の 36.5cm^{-1} からGaAsレーザの 10cm^{-1} 程度まで改善することができる。 α_i を 10cm^{-1} に改善できれば、レーザの閾値電流密度を現状の0.74倍に低減できる。これは現状での閾値電流 I_{th} の最低値、178mAを131mAにまで低減できることを意味する。この I_{th} の値は5-3項で求めた室温連続動作達成の条件である $I_{th}=141\text{mA}$ よりも低く、 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板の改良により室温連続動作を実現できることを示している。従って $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y/\text{GaAs}$ 基板品質の改良がこの系のレーザの実用化のための課題の一つである。 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y/\text{GaAs}$ 基板品質の改良、もしくは良質の

バルクのGaAs_{1-y}P_y基板の開発が待たれる。

(3) キャリヤのオーバーフロー

3-4項でGaAs_{1-y}P_y基板上のInGaAsP DHレーザのリーク電流をCaseyのモデルに従って計算し、閾値電流密度の増加分を見積った。ここではこのリーク電流を考慮した波長640nmのレーザの閾値電流の活性層厚さ依存性を推定し、リーク電流のもう一つの影響について述べる。まずリーク電流を含まない閾値電流を(3-1)式を用いて計算する。内部損失 α_i には波長640nmのレーザの値 56 cm^{-1} を、閉じ込め係数には3-5-3項で求めた値を用いた。計算結果を図5-7中の実線Aで示す。活性層厚 d の減少に伴って閾値電流密度 J_{th} は直線的に減少し、 $d=0.06\text{ }\mu\text{m}$ で最小値となる。更に d を減少すると J_{th} は急激に増加している。

つぎにリーク電流の活性層厚さ依存性を計算する。リーク電流は注入されたキャリア濃度に依存し、レーザ発振のための利得は注入キャリアにより維持されている。GaAsにおいて計算されている注入キャリア濃度と利得との関係⁷⁷⁾を用いて活性層厚とリーク電流との関係を計算したものを図5-7中の破線Bで示す。現実のレーザの閾値電流は、これら2つの曲線の和である実線Cで与えられる。この実線AとCとを比較すると、レーザの閾値電流の最低値をあたえる活性層厚がCの方が大きくなっている。すなわちリーク電流は閾値電流を増加させるだけでなく、レーザの閾値電流の最低値をあたえる活性層厚も増加させる。換言すれば、本研究の波長640nmのレーザの閾値電流は、図5-7の実線Cの最小を与える活性層厚 $0.1\text{ }\mu\text{m}$ 付近で最小となり、これ以上活性層厚を薄くしても閾値電流の低下は望めないことになる。求めたレーザの最小の閾値電流密度を与える活性層厚 $d=0.1\text{ }\mu\text{m}$ は、4-5項の実験結果とよく一致する。

従って本研究の波長640nmのレーザの場合、活性層からのリーク電流を考慮すると、活性層厚を $0.1\text{ }\mu\text{m}$ に設定することにより閾値電流密度を最小にできることがわかる。

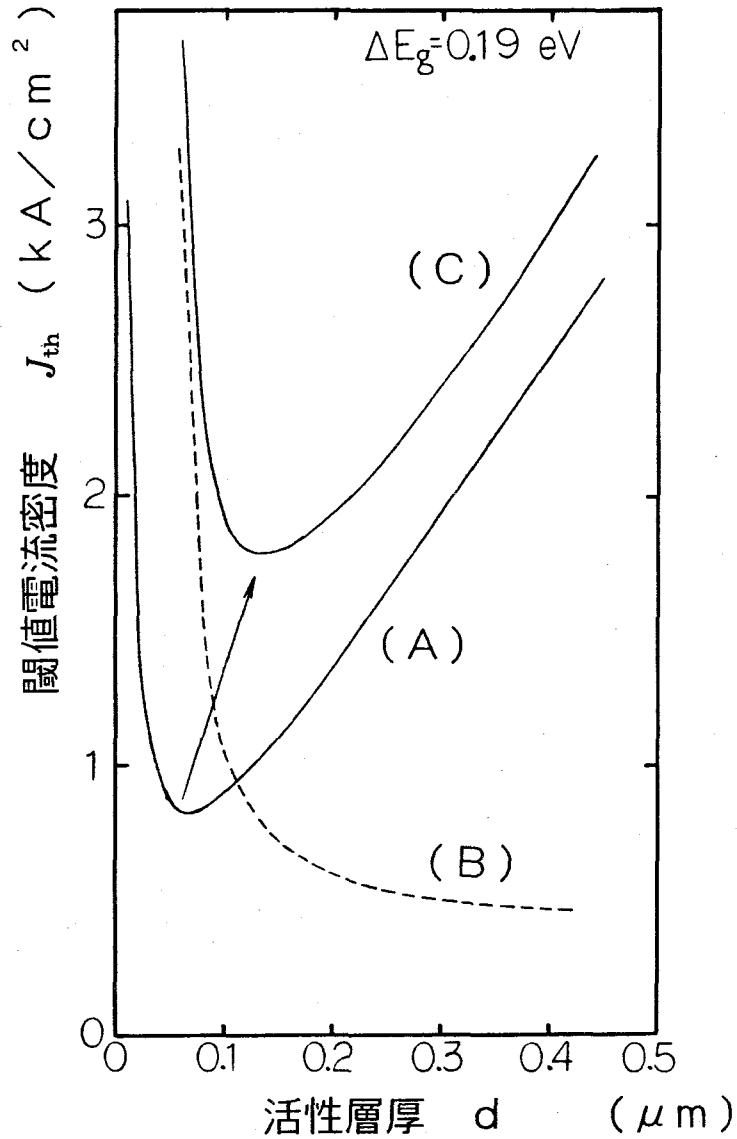


図5-7 閾値電流密度 J_{th} の活性層厚さ依存性の計算値。(A)リーク電流を考慮していない(3-1)式の計算値。(B)リーク電流の活性層厚さ依存性の計算値。(C)リーク電流を考慮した閾値電流密度の計算値 $\{(A) + (B)\}$ 。リーク電流により閾値電流密度が最小となる活性層厚さの値が大きくなっている。

(4) ストライプ幅の最適化

酸化膜ストライプレーザにおいて、ストライプ部分より注入されたキャリアは、横方向にも拡がりながらクラッド層中を活性層に向かって進んで行く。活性層に達したとき、キャリアはストライプの幅 W に比べて大きく拡がっており、ストライプ領域から見た閾値電流密度は見かけ上増加する。また注入されたキャリアは、それ自身の濃度勾配による拡散によっても横方向に拡がり、見かけの閾値電流密度は更に増加する。この電流の拡がりとキャリアの拡散があるため、ストライプ幅を狭くすることによる閾値電流の低減化には限界がある。ここでは本研究のレーザの閾値電流を最小にする最適ストライプ幅を求め、到達可能な閾値電流の最小値を推定する。

計算はクラッド層内での電流の横方向への拡がり、と、注入されたキャリアの非注入領域への拡散とを考慮したTsangの方法によった⁷⁸⁾。計算に用いたモデルを図5-8に示す。

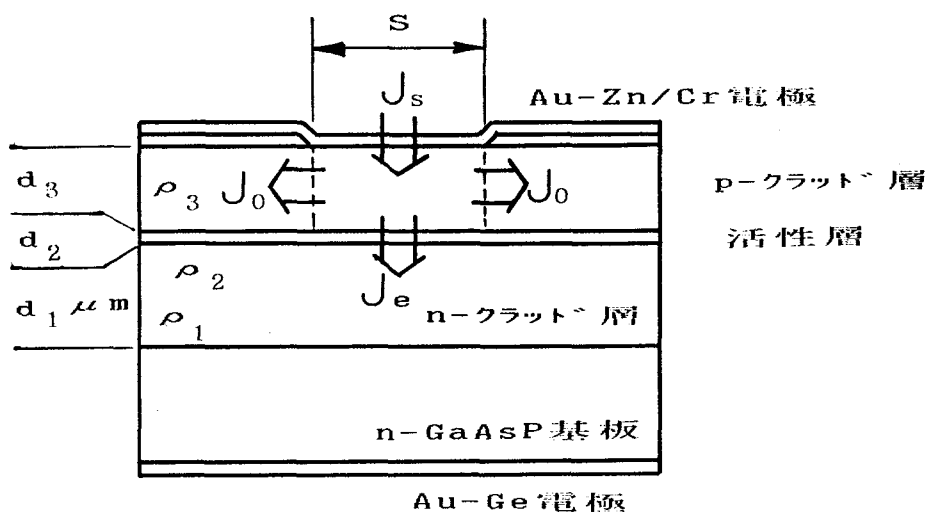


図5-8 酸化膜ストライプレーザの閾値電流密度 J_{th} のストライプ幅依存性の計算モデル。

ブロードエリアレーザの閾値電流密度を J_{bth} 、酸化膜ストライプレーザのストライプ領域の真下の電流密度を J_{eth} とすると、レーザの閾値電流密度 J_{th} は次式で表される。

$$J_{th} = J_{eth} + (8 J_{eth} / \beta R_x S^2)^{1/2} \quad (5-5)$$

ここで J_{eth} と J_{bth} とは次式で関係付けられている。

$$J_{bth} = J_{eth} - J_{eth} \{ L_n / (l_0 + L_n) \} \exp(-S / 2 L_n) \quad (5-6)$$

但し $l_0 = (2 / \beta R_x J_{eth})^{1/2}$

$$\beta = q / 2 k T, \quad R_x = \rho_3 / d_3$$

である。

ここに S はストライプ幅、 L はレーザのキャビティ長、 L_n は電子の拡散長、 ρ_3 はp-クラッド層の比抵抗、 d_3 はp-クラッド層の厚さである。この式にEBIC測定によって求めた L_n の値 $3 \mu m$ 、ホール測定によって求めた ρ_3 の値 $0.01 \Omega cm$ 、DH構造の断面写真測定による d_3 の値 $1.2 \mu m$ 、波長 $660 nm$ のレーザの J_{bth} の値 $2.21 kA/cm^2$ 、およびレーザのキャビティ長 L として $300 \mu m$ を代入し、 J_{th} 、および閾値電流 I_{th} をストライプ幅 S に対して計算した。結果を図5-9に示す。 J_{th} は S の増加にともなって減少し、図4-14に示した実測値と同様の変化をしている。これに対し I_{th} は S の減少と共に減少し $S = 6 \mu m$ で最小値となり、更に S が小さくなると I_{th} は急激に増加する。ストライプ幅 S が $6 \mu m$ の際のレーザの閾値電流は $187 mA$ である。この値は5-3項で求めたレーザの室温連続動作の閾値電流の条件、 $I_{th}^{pulse} = 141 mA$ よりも大きい。室温連続動作実現のためには、ストライプ幅の最適化のみならず他のパラメータをバランスよく改善しなければならないことを示している。

図5-9にはストライプ幅を $10 \sim 20 \mu m$ として試作した 波長 $660 nm$

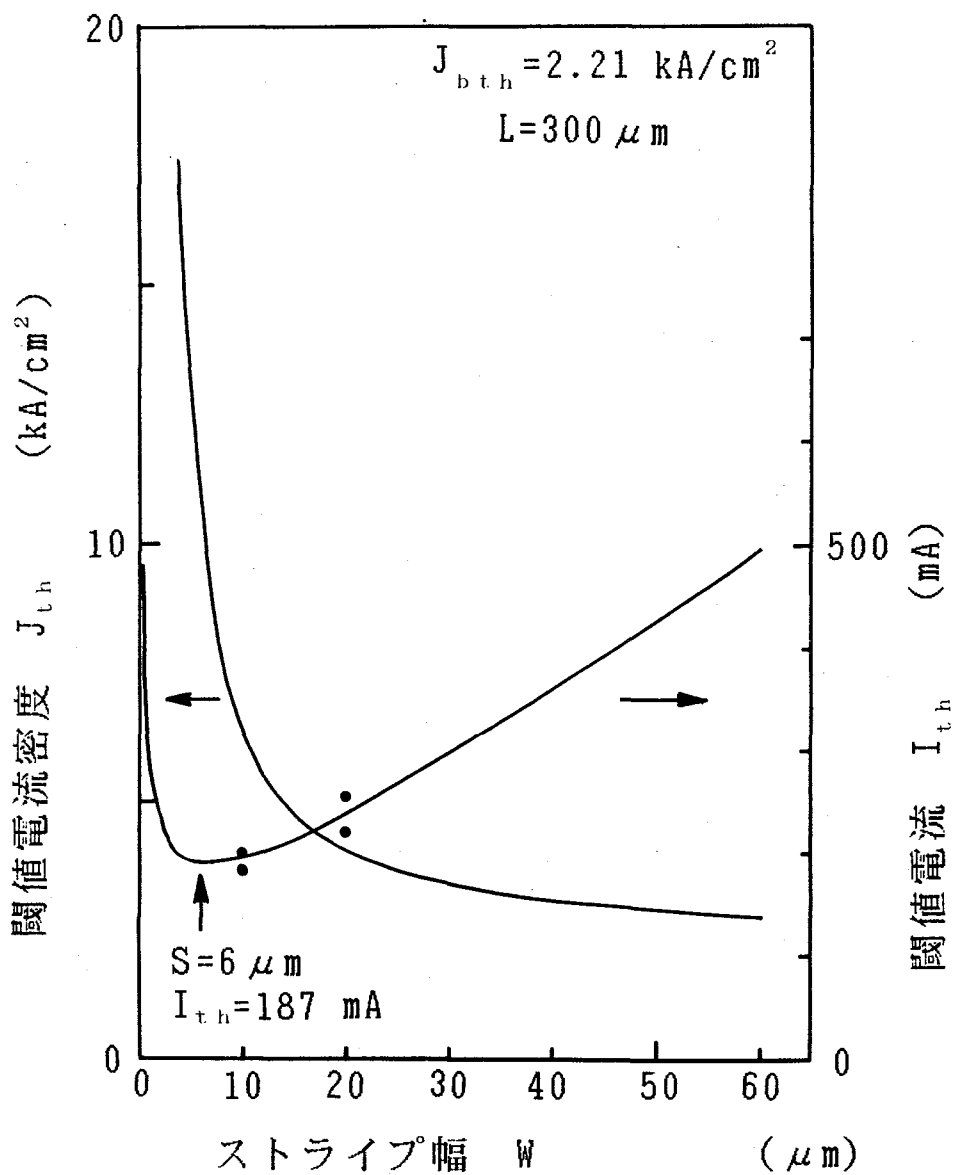


図5-9 酸化膜ストライブレザの閾値電流密度 J_{th} のストライプ幅 S 依存性の計算値。この図のレーザの場合、ストライプ幅 $6 \mu\text{m}$ の際に閾値電流 I_{th} は最小値 187 mA となる。図中の(・)は波長 660 nm のレーザの実測値である。

($L=330\mu\text{m}$) のレーザの閾値電流の変化も(・)で示した。ストライプ幅 $10\sim 20\mu\text{m}$ の範囲で実験値は計算値とよく一致しており、(5-5)式の見積が正しいことを示している。試作したストライプ幅の最小値は $10\mu\text{m}$ であり、これより細いストライプ幅のレーザは、InGaAsP DH構造の表面の凹凸に起因する光リソグラフィー時のアウトフォーカスのために実現できなかった。このアウトフォーカスの問題を解決し、レーザのストライプ幅を $6\mu\text{m}$ にすることで、InGaAsPレーザの閾値電流を計算上の最小値である 187mA 程度まで低減できると考える。

5-4-2 温度特性の評価

(5-1)式によれば、レーザの特性温度 T_0 の値が増加すれば室温連続動作の可能域が大きく広がることになる。ここでは本研究の半導体レーザの特性温度の値を理論的に求め、このレーザの特性温度の改善の可能性を考察する。本研究の波長 640nm の半導体レーザの特性温度は、パルス動作時に 90K 、連続動作時には 58K である。通常、連続動作においては活性領域での注入電流による発熱のために接合温度と周囲温度とが異なり、正確な T_0 値を示さない。そのため以下の解析では発熱の影響の無いパルス測定による T_0 値を用いた。

レーザの温度特性は、活性層内に注入されたキャリアの擬フェルミ準位の上昇によるリーク電流によるものと、閾値利得の温度依存性によるものとに区別できる。リーク電流によるものは基本的には5-4-1項で述べたキャリアのオーバーフローである。また閾値利得の温度依存性によるものは、キャリアの閉じ込めを充分に行ったレーザにおいて実験的に求めることができ、GaAsレーザの場合に T_0 で 180K に相当することが報告されている⁷⁹⁾。

波長 640nm の InGaAsPレーザのエネルギーバンドギャップ差 ΔE_g は 190meV である。この ΔE_g の値は AlGaAs系レーザにおいて活性層を GaAs で構成し、クラッド層として混晶比 y が 0.152 の $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ を用いた場合に相当する。この AlGaAs系レーザの閾値電流密度の温度依存性を、上記の閾値利得の温度依存性とリーク電流とをもとに計算すると、 $200\sim 300\text{K}$ の温度範囲で $T_0=37\text{K}$ となる。この値は、波長 640nm の

InGaAsPレーザの実測値、90Kよりもはるかに小さな値である。これは計算に用いたAlGaAs系材料の有効状態密度が、実際のGaAs_{1-y}P_y上のInGaAsP系材料に比べて小さいことに起因していると考えられる。

そこで、実際のレーザ構成材料の性質をより反映した計算を試みた。GaAsP基板上的InGaAsP系材料のバンド構造の詳細なデータは報告されていないが、各帯のキャリアの有効質量の値としてGaAs基板上的InGaAsP系において報告されているもの⁸⁰⁾を、また閾値利得の温度依存性としてGaAsレーザの値である $T_0 = 180\text{K}$ を用いて、GaAsP基板上的波長640nmのInGaAsPレーザの温度特性を推定した。結果を図5-10に示す。レーザの特性温度の計算値は200~300Kの温度範囲で $T_0 \sim 90\text{K}$ となり、実験値とよく一致する。このことから、本研究のレーザの T_0 の値は ΔE_0 の値からみて妥当な値と考えられ、活性層とクラッド層のエネルギーギャップ差を大きくしない限り、 T_0 の改善は困難であると考ええる。

5-4-3 直列抵抗と熱抵抗の評価

(1) 直列抵抗

4-2項でInGaAsPレーザの直列抵抗を6~7Ωと見積った。この値は通常の半導体レーザに比べて2~3倍高い値となっている。この大きい直列抵抗の主な原因としてp-クラッド層への電極抵抗が考えられる。この電極抵抗の実測値は $2 \sim 4 \times 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$ であり、 $18 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ の電極面積の場合の直列抵抗に換算して4~7.5Ωとなる。これは本研究のレーザ素子の直列抵抗6~7Ωの大半を占めると考えられる。電極抵抗を $10^{-5} \Omega \text{cm}^2$ 台に低減できると、同じ電極面積の場合の直列抵抗は、AlGaAsレーザと同程度の2~3Ωにまで低減できる。他のパラメータが同一で、レーザの直列抵抗を2~3Ωにまで低減できると、図5-4から室温連続動作が可能な最大の閾値電流は180~230mA程度となり、本研究のレーザの室温連続動作が実現できる。

従って室温連続動作の実現のためには、p-クラッド層への電極抵抗の低減による素子の直列抵抗低減が有効である。p-クラッド層への電極抵抗を低減するためにはp-クラッド層へのZn拡散、もしくはp-クラッド層上に高濃度にド

ープしたキャップ層を形成することが必要であり、今後の課題の一つである。

(2) 熱抵抗

InGaAsPレーザの熱抵抗の実測値は $50 \sim 60^\circ\text{C}/\text{W}$ である。この値はAlGaAs系レーザの値($\sim 30^\circ\text{C}/\text{W}$)に比べて大きい。ここではInGaAsPレーザの熱抵抗を理論的に求め、現状の熱抵抗値を改善する余地があるか

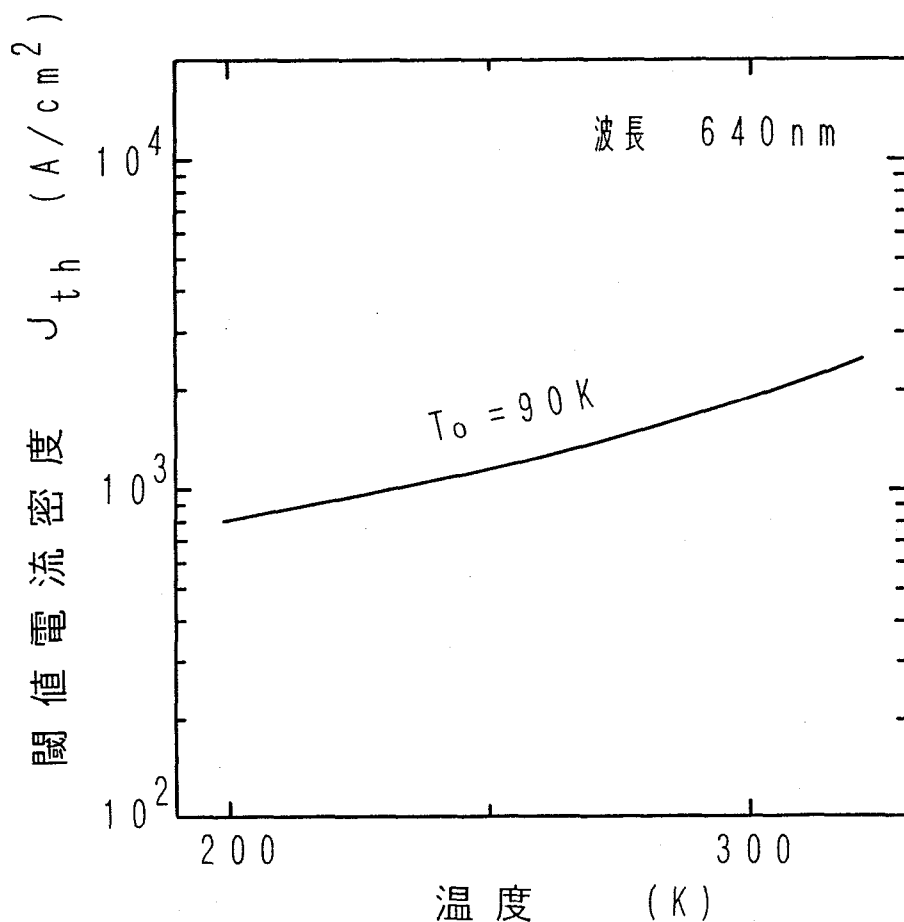


図5-10 波長640nmのInGaAsPレーザの閾値電流密度の温度依存性の計算値。レーザの特性温度は200~300Kの温度範囲において $T_0 \sim 90 \text{ K}$ となり、実測値と一致した。

どうかを推定する。活性層以外の発熱を無視すれば、レーザの熱抵抗 R_{th} はpクラッド層、金属電極、ヒートシンクのそれぞれの熱抵抗の和となり、次式で与えられる

$$R_{th} = R_{thp} + R_{thm} + R_{thHS} \quad (5-7)$$

但し
$$R_{thp} = d_3 / \kappa_3 S L$$

である。

ここに R_{thp} はpクラッド層の熱抵抗、 R_{thm} は半田の熱抵抗、 R_{thHS} はヒートシンクの熱抵抗、 d_3 はpクラッド層の厚さ、 κ_3 はpクラッド層の熱伝導率、 S はストライプ幅、そして L はキャビティ長である。ここで d として実測値 $1.3 \mu m$ を、 κ_3 には実験データが無いため内挿法により求めた計算値^{8) 1)} $0.061 W cm^{-1} K^{-1}$ を、 S には $18 \mu m$ を、そして L には $300 \mu m$ を代入するとpクラッド層の熱抵抗 R_{thp} は $39^\circ C/W$ となる。これにIn半田の熱抵抗($\sim 2^\circ C/W$)およびCuヒートシンクの熱抵抗($\sim 13^\circ C/W$)を加えると、素子の熱抵抗 R_{th} は $\sim 55^\circ C/W$ となり、 $50 \sim 60^\circ C/W$ の実測値にほぼ等しくなる。この R_{th} はヒートシンク材をダイヤモンドにすることで $\sim 45^\circ C/W$ 程度にまで改善可能と思われる。しかしほぼ理論値の熱抵抗が実現できていること、および素子の熱抵抗の大半をpクラッド層の熱抵抗が占めているため、現状この熱抵抗を大幅に改善することは困難と考える。

5-5 まとめ

本研究のレーザは216 Kまでの連続動作を達成した。本章では低温における連続発振特性について述べるとともに、室温でのパルス発振時のレーザ特性より室温連続発振を実現するための条件を推定し、閾値電流の低減、直列抵抗および熱抵抗の低減が必要なことを示した。そしてこれらの特性について改善の可能性を論じ、この系のレーザの室温連続発振のための、以下に示す最適化設計条件を明らかにした。

① InGaAsP DHレーザを種々の混晶比の $GaAs_{1-y}P_y$ 基板上に形成

した場合の活性層の量子効率を計算した結果、基板の混晶比を0.3付近に選ぶことが量子効率の向上と短波長化とのかねあいより妥当である。

②GaAsP基板上のInGaAsP DHレーザは散乱損失 α_s が大きいため、内部損失 α_i の値が大きく、この α_i により閾値電流が増加している。散乱損失を小さくするためには、活性層のうねりを改善しなければならない。良質なGaAs_{1-y}P_y基板が入手でき、散乱損失をGaAsレーザ程度にまで低減できれば、閾値電流密度は現状の0.74倍に低下し、この系のレーザの室温連続発振が実現する。この系のレーザの実用化のためには、良質なGaAs_{1-y}P_y基板の開発が待たれる。

③レーザのリーク電流は閾値電流密度を増加させるが、リーク電流が活性層厚さ依存性を持つために、レーザの閾値電流が最低値となる活性層厚も増加させる。そのため活性層厚を薄くすることによる閾値電流の低減には限界が生ずる。本研究の波長640nmのレーザの場合、活性層厚が0.1 μ mの際に閾値電流は最小値となる。

④酸化膜ストライプレーザにおいてストライプ幅を狭くすることで閾値電流を低減できるが、レーザ中での電流およびキャリアの横方向への拡がりにより、ストライプ幅を狭くすることでの閾値電流の低減には限界がある。波長660nmのレーザの閾値電流を最小にするストライプ幅を求め、到達可能な最小閾値電流を推定した結果、ストライプ幅Sが6 μ mの場合に閾値電流は最小値となり、その値は187mAであった。

⑤InGaAsPレーザの直列抵抗は6~7 Ω と大きく、その主因は電極抵抗にある。電極抵抗を改善し直列抵抗を低減することで室温連続発振が可能となる。このためにはp-クラッド層へのZn拡散の実施もしくは高濃度にドーピングしたキャップ層をp-クラッド層上へ形成することが必要である。

⑥本研究のレーザの熱抵抗は50~60 $^{\circ}$ C/Wであり、AlGaAs系レーザに比べて大きい。ほぼ理論どおりの熱抵抗が実現できており、熱抵抗の大幅な改善は困難と思われる。

第6章 結論

本研究では、 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板上にLPE成長により形成した $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 四元混晶の、可視光半導体レーザの構成材料としての可能性を、レーザを試作、評価することにより調べた。

これまで、LPE成長法で作製した半導体レーザでHe-Neガスレーザに匹敵する短い発振波長を実現することはできなかった。このような状況の中で、LPE成長法により形成した InGaAsP レーザで、室温において従来の可視光半導体レーザの短波長化の限界を大きく越える、波長621.4nmでの発振を実現し、LPE法による GaAsP 基板上的 InGaAsP レーザの先導的研究を行った意義は大きい。本章では、本研究によって得られた研究内容を総括する。

(1) GaAsP 基板に格子整合する InGaAsP 混晶を成長可能な In-Ga-As-P 溶液の組成を、 GaP 多結晶をシードとしたシード溶解法により、実験的に求めた。 As の少ない領域での800℃における In-Ga-As-P 四元系の液相線は、 In-Ga-P 三元系の液相線で近似できた。

(2) 800℃の成長溶液からの P の蒸発量を測定し、グラファイトボートの密閉の効果を評価した。グラファイトボートにより、溶液の P の蒸気圧が表面が開放された溶液の場合に比べ、二桁減少することを明らかにした。

(3) 求めた組成の溶液を用いて $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板上に InGaAsP 混晶の成長を行った。過冷却度を5～15℃とした過冷却徐冷法により、平坦な界面および良好な表面を持つ、エネルギーバンドギャップが1.874eVから2.170eVの範囲の種々の組成の成長層を得た。

(4) 成長した GaAsP 基板上的の $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_z\text{P}_{1-z}$ 混晶の表面には、 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板表面に存在するクロスハッチにほぼ対応して周期的な凹凸が存在した。この凹凸は基板表面のオフアングルが主原因ではなく、基板のクロスハッチ上のステップ、および基板を構成している GaAs と $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ との格子不整により $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 層表面に存在する欠陥と歪によるものと考えられる。

(5) Zn をドーピングした p 形、および Te をドーピングした n 形 InGaAsP 混晶のキャリア濃度を測定し、いずれの場合も結晶中のキャリア濃度が 10^{18} cm^{-3} 以上の濃度まで制御性のよいドーピングが可能で、レーザのクラッド層の p 形、および n 形のドーパントとして Zn 、および Te が使用できることを明かにした。

(6) LPE 成長法により、 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板上に各成長層間及び成長層－基板間の界面にメルトバック等による凹凸のない、良好な DH 構造を形成した。X 線二結晶法による測定の結果、 GaAsP 基板上に形成した InGaAsP DH ウェハの各層間の格子不整合は、 $\pm 0.1\%$ 以下と良好な状態であった。

(7) パルス電流駆動により $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上的の InGaAsP レーザは波長 $620 \sim 640 \text{ nm}$ で室温発振が可能であることを示した。室温で達成した最も短い波長は、 621.4 nm であった。

(8) 室温での波長 620 nm のレーザを液体窒素温度に冷却することにより、 580 nm 台の波長での発振を達成した。

(9) 室温でのパルス動作において、波長 620 nm のレーザの閾値電流は、 5.7 A であり閾値電流密度は 79 kA/cm^2 であった。閾値電流密度はレーザの波長を長くすると低下し、波長 640 nm のレーザの閾値電流密度は、 15 kA/cm^2 であった。また $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ 基板上に形成した波長 660 nm 、ストライプ幅 $10 \mu\text{m}$ のレーザの閾値電流密度は $\sim 5 \text{ kA/cm}^2$ であり、ストライプ幅を拡げることにより 2.21 kA/cm^2 にまで低減できることを示した。

(10) 室温でのレーザの外部微分量子効率、 η_{e} は、波長620nmのレーザで $\sim 1\%$ /端面、640nmでは3.3%/端面、660nmでは9.7%/端面と、ほぼ活性層の内部量子効率の変化を反映して変化した。

(11) 電流-電圧特性より求めたレーザの直列抵抗は6~7 Ω と大きな値であり、その主因はp側の電極抵抗にある。直列抵抗を低減するにはp-クラッド層へのZn拡散、もしくはキャップ層の形成が必要である。

(12) ΔmV 法により測定した実装後のInGaAsPレーザの熱抵抗は、50~60 $^{\circ}\text{C}/\text{W}$ であった。この値は各層の熱伝導率より計算した熱抵抗値とよく一致した。

(13) $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に試作したInGaAsPレーザは低温で連続発振動作が可能であり、室温での波長640nmのレーザにおいて216K(-57°C)までの連続発振動作を達成した。

(14) レーザの温度安定性の指標である特性温度 T_0 は、波長640nmのレーザにおいて、パルス測定時に90~100K、連続動作時には58Kであった。パルス測定時の T_0 の値90Kは、活性層-クラッド層の各帯の有効状態密度とエネルギーバンドギャップ差より求めた理論値とよく一致した。

(15) 閾値電流を低減し、室温連続発振を実現するための最適設計について検討し、以下のことを明らかにした。

① InGaAsP可視レーザ用 $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板の最適混晶比 y は、発振波長を長くすることによる活性層の量子効率の効果的な改善と、レーザの短波長化とのかねあいから0.3付近である。

② $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板の改良により、本研究のレーザの散乱損失を低減することは、室温連続動作を実現する上で有効である。高品質の $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板の開発が待たれる。

③レーザの電極抵抗を改善し、直列抵抗を低減することは、室温連続動作を実現する上で有効である。

④リーク電流を考慮した活性層厚の最適値は $0.1\mu\text{m}$ であり、活性層をこの値より薄くしても、閾値電流は低減できない。

⑤酸化膜ストライプレーザにおいて、閾値電流を最小とするストライプ幅は $6\mu\text{m}$ である。

以上本研究により、LPE成長法で $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上に形成した InGaAsP DHレーザが、室温において He-Ne ガスレーザを凌ぐ短い波長で発振可能なことを示した。達成した最も短い波長 621.4nm は本研究の行われた1982年までに報告されている半導体レーザとして最短波長のものである。この波長は InGaAsP 系材料もしくはLPE成長法で作製した半導体レーザに限定すれば、現在でも室温において最短波長の半導体レーザである。また液体窒素温度中で達成した 580nm 台の発振波長も、半導体レーザとして最も短いものの一つである。また $\text{GaAs}_{0.69}\text{P}_{0.31}$ 基板上に形成した、波長 660nm 、ストライプ幅 $53\mu\text{m}$ のレーザにおいて達成した $2.21\text{kA}/\text{cm}^2$ の閾値電流密度は、 GaAs レーザに匹敵する良好な値であり、報告されているこの材料系の半導体レーザの閾値電流密度の中で最も低い値である。

これらの結果はこの材料系のレーザの高い可能性を示している。この系に特有の活性層のうねりが解決されれば、この材料系で波長 600nm 台の半導体レーザが実現できることは確実である。この意味からも良質の $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ 基板の開発が待たれるところであり、今後の研究の進行次第ではこの系のレーザの実用化もそう遠くないものと考ええる。

謝辞

本研究は、大阪大学基礎工学部難波進教授の御懇篤なる御指導と御鞭達の下に、成果を修めることができたのであります。心より感謝致します。

また本研究をまとめるに当り、御指導と激励をいただいた、大阪大学基礎工学部小林猛教授、浜川圭弘教授、末田正教授および高倉秀行助教授に心から感謝の意を表します。

また本研究をまとめるのに当たり御助力、御指導いただいた、大阪大学基礎工学部山本鋭彦教授、蒲生健次教授および大阪大学工学部産業科学研究所権田俊一教授に感謝致します。

著者が立石電機株式会社においてIII-V族関係の研究に携わった当初より、半導体物性全般に渡ってきめ細かに御指導いただいた、京都大学工学部佐々木昭夫教授、InGaAsPレーザの研究を進める上で半導体レーザ一般に渡って種々理論的かつ具体的な御指導をいただいた、東京工業大学精密工学研究所伊賀健一教授に感謝の意を表します。

著者が通産省工業技術院電子技術総合研究所へ出向中にInGaAsPレーザの研究を始めるきっかけを与えていただいた、同所光技術部島田潤一部長、出向中および出向終了後現在に至るまで公私に渡り種々御相談にのっていただき、暖かい励ましと適切な御助言をいただいた、同所光技術部光機能研究室牧田雄之助博士、光技術部光情報研究室向井誠二博士に感謝します。

X線測定および結晶評価等に御指導いただいた、通産省工業技術院電子技術総合研究所電子デバイス部鶴島稔夫部長、電子デバイス部プロセス基礎研究室田上尚男氏、金山敏彦氏に感謝します。

また常に公私にわたって御指導と激励をいただいた、国立奈良工業高等専門学校電気工学科木村伊一教授、高橋晴雄教授、京兼 純助教授および同校情報工学科上田勝彦教授に感謝します。

研究開始当初より上司として、また共同研究者として懇切丁寧に御指導いただいた、立石電機株式会社中央研究所課長志村幹彦氏に心から感謝の意を表します。氏の御助力、御指導無くして長期間に渡り本研究を遂行することは不可能であり

ました。

また共同研究者として共に研究を進めさせていただいた、同社渡辺秀明氏、安田博彦氏に、そして種々御助言いただいた同社山下茂明氏、日野田征佑氏、野中正熙氏、竹内 司氏、今仲行一博士、およびご支援いただいた同社中央研究所の方々に感謝します。

参考文献

<第1章関係>

- 1) I.Hayashi, M.B.Panish, P.W.Foy and S.Sumski, Appl.Phys.Lett., 17, (1970) 109.
- 2) I.Hayashi, Proc. 11th Conf. (1979 International) Solid State Devices, Tokyo, 1979, Jpn. J. Appl. Phys., 19, (1980) Suppl. 19-1, 23.
- 3) 小瀬輝次他編著 "光工学ハンドブック", 朝倉書店 (1986) p.103.
- 4) 寺本 巖, 応用物理, 49 (1980) p.887.
- 5) 米津宏雄著 "半導体レーザと応用技術", 工学社 (1986) p.176.
- 6) 會田軍太夫, "波動光学入門", 東京電機大学出版局 (1980) p.120.
- 7) N.Holonyak, Jr. and S.F.Bevacqua, Appl. Phys. Lett., 1, (1962) 82.
- 8) B.I.Miller, J.E.Ripper, J.C.Dyment, E.Pinkas and M.B.Panish, Appl. Phys. Lett., 18, (1971) 403.
- 9) J.J.Coleman, N.Holonyak, Jr., M.J.Ludowise and P.D.Wright, J. Appl. Phys., 47, (1976) 2015.
- 10) Zh.I.Alferov, I.N.Arsent'ev, D.Z.Garbuzov, V.O.Rumyantsev and V.P.Ulin, Sov. Tech. Phys. Lett., 2, (1976) 92.
- 11) S.Yamamoto, H.Hayashi, T.Hayakawa, N.Miyauchi, S.Yano and T. Hijikata, IEEE J. Quantum Electron., QE-19, (1983) 1009.
- 12) T.Hayakawa, S.Yamamoto, H.Hayashi, N.Miyauchi, S.Yano and T. Hijikata, J. Appl. Phys., 54, (1983) 2209.
- 13) Electroluminescence (Edited by J.I.Pankove, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg and New York) p.119.
- 14) H.C.Casey, Jr. and M.B.Panish, "Heterostructure Lasers Part B" (Academic Press, New York, San Francisco and London, 1978) P.43.
- 15) M.Kazumura, I.Ohta and I.Teramoto, Jpn. J. Appl. Phys., 22, (1983) 654.
- 16) M.Ilegems and M.B.Panish, J. Phys. Chem. Solids, 35, (1974) 409.

- 17) G.A.Rozgonyi and M.B.Panish, Appl. Phys. Lett., 23, (1973) 533.
- 18) A.Fujimoto, M.Shimura, H.Yasuda and S.Yamashita, Jpn. J. Appl. Phys., 22, (1983) 109.
- 19) 志村幹彦、藤本 晶、野中正熙、山下茂明, Omron Technics, No.68, (1981) p.21.
- 20) R.L.Moon, G.A.Antypas and L.W.James, J. Electron. Mater., 3, (1974) 635.
- 21) W.R.Hitchens, N.Holonyak, Jr., M.H.Lee and J.C.Campbell, J. Cryst. Growth, 27, (1974) 154.
- 22) H.Kawanishi, T.Aota and T.Iwakami, Electron. Lett., 20, (1984) 263.
- 23) S.Mukai, H.Yajima, Y.Mitsubishi and J.Shimada, Appl. Phys. Lett., 43 (1983) 24.
- 24) B.de Cremoux, P.Hirtz and J.Ricciardi, Proc. 1980 Int. Symp. GaAs & Related Compounds (Inst. Phys., London, 1981) p.115.
- 25) M.Kondo, S.Shirakata, T.Nishino and Y.Hamakawa, J. Appl. Phys., 60, (1986) 3539.
- 26) K.Onabe, Jpn.J.Appl.Phys., 21, (1982) 797.

<第2章関係>

- 27) M.Shimura, A.Fujimoto, H.Yasuda and S.Yamashita, Jpn. J. Appl. Phys., 21, (1982) L338.
- 28) M.Feng, T.H.Windhorn, M.M.Tashima and G.E.Stillman, Appl. Phys. Lett., 32 (1978) 758.
- 29) K.Nakajima, T.Kusunoki, K.Akita and T.Kotani, J. Electrochem. Soc. 125, (1978) 123.
- 30) J.Stringfellow, J. Electrochem. Soc., 117, (1970) 1301.
- 31) M.B.Panish and M.Ilegems, Progress in Solid State Chemistry (Pergamon Press, New York, 1972) Vol. 7, p.39.
- 32) Н.И.БАТЫРЕВ, А. А. СЕЛИН, В. Б. УФИМЦЕВ, Неорганические Материалы, 14, (1978) 1023.

- 33) T.Kato, T.Matsumoto, Y.Yoshioka, M.Kobayashi and T.Ishida, Jpn. J. Appl. Phys., 23, (1984) L723.
- 34) 三菱モンサント化成株式会社カタログ, "Product Manuals of III V Materials", Nov. 1980.
- 35) 藤田尚徳 私信.
- 36) J.J.Coleman, N.Holonyak, Jr. and M.J.Ludowise, Appl. Phys. Lett., 28, (1976) 363.
- 37) S.Fujii, S.Sakai and M.Umeno, Jpn. J. Appl. Phys., 25, (1986) 75.
- 38) S.Mukai and J.Shimada, Proc. 4th Int. Conf. Ternary and Multitarnary Compounds Tokyo, 1980, Jpn. J. Appl. Phys. 19 (1980) Suppl. 19-3, P321.
- 39) N.Toyoda, M.Mihara and T.Hara, Jpn. J. Appl. Phys. 18 (1979) 2207.
- 40) M.S.Abrahams, L.R.Weisberg, C.J.Buiocchi and J.Blanc, J. Mater. Sci. 4 (1969) 223.
- 41) A.Fujimoto, M.Shimura, H.Watanabe and M.Takeuchi, Jpn. J. Appl. Phys., 26, (1987) 675.
- 42) 日本産業技術振興協会新材料技術委員会編, "化合物半導体デバイス", 日本産業技術振興協会 (1973) p.446.
- 43) Y.Yamazoe, T.Nishino, Y.Hamakawa and T.Kariya, Jpn. J. Appl. Phys., 19, (1980) 1473.
- 44) Semiconductor and Semimetals, vol 8 (Edited by R. K. Willardson and A. C. Beer, Academic Press New York and London, 1972) p.238.
- 45) A.Fujimoto, Y.Makita, H.Nojiri, T.Kanayama, T.Tsurushima and J. Shimada, J. Appl. Phys., 51 , (1980) 3987.
- 46) 有住徹弥、赤崎 勇、水野銈章, 応用物理, 32 (1963) p.863.
- 47) A.S.Grove, "Physics and Technology of Semiconductor Devices", (John Wiley and Sons, Inc., New York, London and Sydney, 1967) p.171.
- 48) S.Mukai, Jpn. J. Appl. Phys., 21, (1982) L1141.

<第3章関係>

- 49) H.C.Casey, Jr. and M.B.Panish, "Heterostructure Lasers Part A"

- (Academic Press, New York, San Francisco and London, 1978) P.183.
- 50) R.J.Archer, J. Electron. Mater., 1, (1972) 128.
 - 51) H.C.Casey,Jr., J. Appl. Phys., 49, (1978) 3684.
 - 52) T.Takagi, Jpn. J. Appl. Phys., 21, (1982) L167.
 - 53) S.Adachi, J. Appl. Phys., 53, (1982) 5863.
 - 54) 末田 正、"光エレクトロニクス", 昭晃堂 (1985) p.103.
 - 55) H.C.Casey,Jr. and M.B.Panish, "Heterostructure Lasers Part B"
(Academic Press, New York, San Francisco and London, 1978) P.244.
 - 56) J.J.Coleman, w.R.Hitchens, N.Holonyak,Jr. and M.J.Ludowise, Appl.
Phys. Lett., 25, (1974) 725.
 - 57) S.Mukai, H.Yajima and J.Shimada, Jpn. J. Appl. Phys., 20, (1981)
1001.

<第4章関係>

- 58) Y.Sasai, Y.Yoshioka and N.Hase, Jpn. J. Appl. Phys., 23, (1984)
L.700.
- 59) A.S.Grove, "Physics and Technology of Semiconductor Devices", (John
Wiley and Sons, Inc., New York, London and Sydney, 1967) p.196.
- 60) S.M.Sze, "Physics of Semiconductor Devices", (John Wiley and Sons,
Inc., New York, London, Sydney and Toronto 1969) p.100.
- 61) A.Fujimoto, M.Shimura and S.Hinoda, Cof. Lasers and Electro-Optics
Technical Digest, Baltimore, 1983, (Optical Society of America,
Washington, D.C., 1983) p.88.
- 62) A.Fujimoto, H.Watanabe, M.Takeuchi and M.Shimura, Jpn. J. Appl.
Phys., 24, (1985) L653.
- 63) S.Kawata, K.Kobayashi, A.Gomyo, I.Hino and T.Suzuki, 10th IEEE
Inter. Semiconductor Laser Conf. Kanazawa Japan, 1986.
- 64) P.D.Wright, E.A.Rezek, M.J.Ludowise and N.Holonyak,Jr., J. Appl.
Phys., 48 (1977) 2091.
- 65) J.J.Coleman, N.Holonyak,Jr., M.J.Ludowise, P.D.Wright, W.O.Groves
and D.L.Keune, IEEE J. Quantum Electron., QE-11 (1975) 471.

- 66) H.C.Casey, Jr. and M.B.Panish, "Heterostructure Lasers Part A"
(Academic Press, New York, San Francisco and London, 1978) P.180.
- 67) J.C.Dyment, J.E.Ripper and T.H.Zachos, J. Appl. Phys., 40, (1969)
1802.
- 68) I.Hayashi, M.B.Panish and S.Sumski, J. Appl. Phys., 42 (1971)
1929.
- 69) J.J.Coleman, N.Holonyak, Jr., M.J.Ludowise, P.D.Wright, R.Chin, W.
O.Groves and D.L.Keune, Appl. Phys. Lett., 29, (1976) 167.
- 70) J.S.Manning, J. Appl. Phys., 52, (1981) 3179.

<第5章関係>

- 71) A.Fujimoto, H.Watanabe, M.Takeuchi and M.Shimura, Jpn. J. Appl.
Phys., 23, (1984) L720.
- 72) R.Chin, H.Shichijo, N.Holonyak, Jr., J.A.Rossi, D.L.Keune and
D.Finn, IEEE J. Quantum Electron., QE-14, (1978) 711.
- 73) 米津宏雄 "光通信素子工学", 工学図書, (1984), p.191.
- 74) H.C.Casey, Jr. and M.B.Panish, Heterostructure Lasers Part B
(Academic Press, New York, San Francisco and London, 1978) P.180.
- 75) F.R.Nash, W.R.Wagner and R.L.Brown, J. Appl. Phys., 47, (1976)
3992.
- 76) S.Fujii, H.Susawa, S.Sakai and M.Umeno, Jpn. J. Appl. Phys., 26,
(1987) 112.
- 77) F.Stern, J. Appl. Phys., 47, (1976) 5382.
- 78) W.T.Tsang, J. Appl. Phys., 49, (1978) 1031.
- 79) T.Hayakawa, S.Yamamoto, H.Hayashi, T.Sakurai and T.Hijikata, IEEE
J. Quantum Electron., QE-17 (1981) 2205.
- 80) C.Alibert and G.Bordure, Phys.Rev. B, 6, (1972) 1301.
- 81) S.Adachi, J. Appl. Phys., 54, (1983) 1844.

研究業績一覽

[1] 学会誌発表論文

- 1) A.Fujimoto, Y.Makita, H.Nojiri, T.Kanayama, T.Tsurushima and J.Shimada: "Photoluminescence of nitrogen(N)-implanted and N-free $\text{In}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{P}$ grown by liquid phase epitaxy", J. Appl. Phys., 51 (7) pp.3987-3989, 1980.
- 2) S.Mukai, S.Gonda, M.Shindo, T.Yamashita and A.Fujimoto: "An LPE growth Method to Reduce Thermal Degradation of Substrates", Jpn. J. Appl. Phys., 19 (8), pp.1571-1572, 1980.
- 3) M.Shimura, A.Fujimoto, H.Yasuda and S.Yamashita: "LPE growth and Pulsed Room Temperature Operation of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-z}\text{P}_z$ on (100) $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ ($y \sim 0.39$)", Jpn. J. Appl. Phys., 21 (6), pp.L338-340, 1982.
- 4) A.Fujimoto, H.Yasuda, M.Shimura and S.Yamashita: "Very Short Wavelength (621.4 nm) Room Temperature Pulsed Operation of InGaAsP Lasers", Jpn. J. Appl. Phys., 21 (8), pp.L488-490, 1982.
- 5) A.Fujimoto, H.Yasuda, M.Shimura and S.Yamashita: "Liquid-Phase Epitaxial Growth of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ on (100) $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ ", Jpn. J. Appl. Phys., 22 (1), pp.109-112, 1983.
- 6) A.Fujimoto, H.Watanabe, M.Takeuchi and M.Shimura: "CW Lasing Characteristics of Visible InGaAsP Lasers Grown on GaAsP substrates" Jpn. J. Appl. Phys., 23 (9), pp.L720-722, 1984.
- 7) A.Fujimoto, H.Watanabe, M.Takeuchi and M.Shimura: "LPE Growth of Lattice-Matched InGaAsP on $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ Substrates and Low Threshold Current Density Operation of Visible InGaAsP DH Lasers", Jpn. J. Appl. Phys., 24 (8), pp.L653-656, 1985.
- 8) A.Fujimoto, M.Shimura, H.Watanabe and M.Takeuchi: "Liquid Phase

Epitaxial Growth of InGaAsP on $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ substrates ($y=0.31$ and 0.39), Jpn. J. Appl. Phys., 26 (5), pp.675-681, 1987.

- 9) A.Fujimoto, H.Sekii, T.Takagi, K.Imanaka and M.Shimura:
"Semiconductor Laser Digital Scanner", submitted to Optical Engineering.

[2] その他の論文

- 1) 志村幹彦、藤本 晶、野中正熙、山下茂明："III-V族化合物半導体の液相エピタキシャル成長", OMRON TECHNICS, No. 68, p.21 (1981).
- 2) 安田博彦、藤本 晶、志村幹彦、山下茂明："InGaAsP DH 可視半導体レーザの発振特性", OMRON TECHNICS, No. 69, p.5 (1982).
- 3) 藤本 晶、志村幹彦、日野田征佑："波長620-640 nm 室温パルス発振半導体レーザ", O Plus E, 1983年 4月号, p.118.

[3] 国際学会講演発表

- 1) A.Fujimoto, M.Shimura and S.Hinoda: "InGaAsP injection lasers with wavelength as short as 620 nm at room temperature", Conf. Lasers and Electro-Optics Technical Digest, Baltimore, 1983, (Optical Society of America, Washington, D. C., 1983) p.88.
- 2) H.Sekii, A.Fujimoto, T.Takagi, K.Imanaka and M.Shimura:
"Semiconductor Laser Digital Scanner", The International Congress on Optical Science and Engineering, SPIE Proceedings Series vol. 1028, 501-35, Hamburg, 1988, (Published by SPIE, edited by T. Wilson) p.245.

[4] 国内学会講演発表

- 1) 向井誠二、山下 牧、藤本 晶、原 敬、江又安則、新藤昌成、牧田雄之助、権田俊一：“基板押込み法による再成長と熱損傷”，1979年（昭和54年）春期 第26回応用物理学関係連合講演会 28a-H-5，講演予稿集 p. 562.
- 2) 藤本 晶、牧田雄之助、野尻英章、鶴島稔夫、金山敏彦、島田潤一：“LPE成長 $\text{In}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{P}/\text{GaAs}_{0.62}\text{P}_{0.38}$ のフォトルミネッセンスと N^+ イオン注入”，1979年（昭和54年）秋期 第40回応用物理学会学術講演会 1a-G-7，講演予稿集 p. 576.
- 3) 藤本 晶、志村幹彦、野中正熙：“ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y/\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ の液相成長”，1981年（昭和56年）春期 第28回応用物理学関係連合講演会 1a-A-11，講演予稿集 p. 697.
- 4) 藤本 晶、志村幹彦、山下茂明：“ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ 結晶の $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 基板上へのLPE成長”，1981年 第13回結晶成長国内会議 NCCG-13 18a-A-2，日本結晶成長学界誌 vol. 8 No. 2, p. 90 (1981).
- 5) 志村幹彦、藤本 晶、安田博彦、山下茂明：“(100) $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 上への $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ の液相成長”，1981年（昭和56年）秋期 第42回応用物理学会学術講演会 7a-U-4，講演予稿集 p. 722.
- 6) 志村幹彦、藤本 晶、安田博彦、山下茂明：“(100) $\text{GaAs}_{0.61}\text{P}_{0.39}$ 上への InGaAsP DH構造の液相成長とその発光特性”，1981年（昭和56年）秋期 第42回応用物理学会学術講演会 7a-U-5，講演予稿集 p. 723.
- 7) 藤本 晶、志村幹彦、安田博彦、山下茂明：“不純物をドーブした AlGaAsP ， InGaAsP の GaAsP 基板上へのLPE成長”，1981年（昭和56年）秋期 第42回応用物理学会学術講演会 7a-U-6，

講演予稿集 p. 723.

- 8) 志村幹彦、藤本 晶、安田博彦、山下茂明：“InGaAsP可視レーザの温度特性”，1982年（昭和57年）春期 第29回応用物理学関係連合講演会 1a-H-8，講演予稿集 p. 154.
- 9) 藤本 晶、志村幹彦、安田博彦、山下茂明：“GaAs_{0.61}P_{0.39}上にLPE成長させたInGaAsPのフォトルミネッセンス”，1982年（昭和57年）春期 第29回応用物理学関係連合講演会 4p-Q-7，講演予稿集 p. 634.
- 10) 藤本 晶、安田博彦、志村幹彦、山下茂明：“GaAsP上へのInGaAsP DHレーザの作製と620nm帯での室温パルス発振”，1982年（昭和57年）秋期 第43回応用物理学会学術講演会 29p-Z-14，講演予稿集 p. 546.
- 11) 安田博彦、藤本 晶、志村幹彦、山下茂明：“GaAsP基板上に成長したInGaAsP DHレーザの室温発振特性（ $\lambda_p=621\text{nm}$ ）”，昭和57年度電子通信学会 光・電波部門全国大会 258，講演予稿集 2-20.
- 12) 藤本 晶、渡辺秀明、志村幹彦、日野田征佑：“GaAsP上にLPE成長したInGaAsPの表面モホロジー”，1983年（昭和58年）秋期 第44回応用物理学会学術講演会 28a-E-3，講演予稿集 p. 559.
- 13) 志村幹彦、藤本 晶、渡辺秀明：“InGaAsP可視レーザの諸特性”，東京工業大学 研究・情報センターシンポジウム『半導体レーザ性能向上のための手法と技術』，講演予稿集 p. 16 （昭和59年1月30日）.
- 14) 藤本 晶、渡辺秀明、竹内 司、志村幹彦：“GaAsP上に作製したInGaAsP/InGaAsP DHレーザの低温CW動作”，1984年（昭和59年）秋期 第45回応用物理学会学術講演会 13p-R-14，講演予稿集 p. 178.
- 15) 渡辺秀明、藤本 晶、竹内 司、志村幹彦：“InGaAsP可視光レーザダイオードの発振特性”，昭和59年度電子通信学会 光・電波部門全国大会 287，講演予稿集 2-31.

- 16) 高木 剛、関井 宏、藤本 晶、志村幹彦：“半導体レーザビームスキャナ－” 1987年（昭和62年）秋期 第48回応用物理学会学術講演会 19p-Z-L1, 講演予稿集 第3文冊 p. 638.
- 17) 関井 宏、藤本 晶、高木 剛、今仲行一、志村幹彦：“デジタルスキャナ－の結像特性”, 1988年（昭和63年）春期 第35回応用物理学関係連合講演会 31a-ZH-11/III, 講演予稿集 第3文冊 p. 751.
- 18) 高木 剛、藤本 晶、関井 宏、今仲行一、志村幹彦：“単一量子井戸プロードメサ端面出射LED”, 1988年（昭和63年）春期 第35回応用物理学関係連合講演会 31p-ZP-2/III, 講演予稿集 第3文冊 p. 907.