

高圧力 AIGS-EP 赤色レーザーの研究

平成10年5月

上野芳康



高出力 AlGaInP 赤色レーザの研究

平成 10 年 5 月

上野 芳康

目次

第1章 序論	1
1.1 本研究の背景	1
1.1.1 AlGaInP 赤色半導体レーザ	1
1.1.2 AlGaInP レーザの応用	7
1.1.3 AlGaInP レーザの課題	7
1.2 本研究の目的と概要	13
参考文献	17
第2章 ウィンドウ構造 AlGaInP レーザ	20
2.1 序	20
2.2 GaInP 自然超格子	22
2.3 GaInP ウィンドウ構造	24
2.4 GaInP 自然超格子の領域選択的無秩序化	26
2.5 GaInP ウィンドウレーザの作製	36
2.6 GaInP ウィンドウレーザの高出力特性と課題	37
2.7 まとめ	43
参考文献	45
第3章 歪量子井戸 AlGaInP レーザ	50
3.1 序	50
3.2 電子オーバーフローの原因	55
3.3 圧縮歪量子井戸レーザ	58
3.4 圧縮歪 GaInP 多重量子井戸レーザの作製と評価結果	61
3.5 横モード制御型・歪量子井戸レーザの作製と高出力特性評価	67
3.6 圧縮歪効果の考察	73
3.7 高出力レーザ設計の指針	78

3.8	まとめ	8 2
	参考文献	8 4
第4章	歪 GaInP 自然超格子の光学異方性	8 8
4.1	序	8 8
4.2	無歪 GaInP 超格子のバンド構造と光学異方性	9 2
4.3	歪 GaInP 超格子のバンド構造	9 3
4.4	歪 GaInP 超格子の光学異方性	1 0 2
4.5	まとめ	1 0 8
	参考文献	1 0 9
Appendix	歪 GaInP 超格子の光学遷移確率の計算	1 1 3
	Appendix-1 歪 GaInP 超格子のハミルトニアンと双極子モーメントの座標変換	
	Appendix-2 光学遷移確率の計算	
第5章	低損失ブラッグ反射型レーザ導波路	1 1 8
5.1	序	1 1 8
5.2	ブラッグ反射型レーザ導波路	1 2 4
5.3	ブラッグ反射型レーザ導波路の光閉じ込め	1 2 6
5.4	ブラッグ反射型レーザ導波路の導波路損失	1 2 9
5.5	損失低減要因の考察	1 3 3
5.6	まとめ	1 3 5
	参考文献	1 3 7
第6章	総括	1 3 8
謝辞		1 4 2
論文リスト		1 4 3

第1章 序論

1.1 本研究の背景

1.1.1 AlGaInP 赤色半導体レーザ

AlGaInP は、最初の半導体レーザとなった AlGaAs、1970 年代半ばに光ファイバ通信用の開発が始まった InGaAsP に続く、第3の半導体レーザ材料である。発振波長が 0.75~0.85 μm の AlGaAs レーザと 1.3~1.5 μm の InGaAsP レーザに対し、AlGaInP レーザの特徴は発振波長が 0.6-0.7 μm と短く、かつ、可視域にあることである。光通信という基幹産業用途を主軸に開発が進められてきた InGaAsP レーザに対し、AlGaAs レーザと AlGaInP レーザは光ディスク等の汎用機器用の半導体レーザとして活発に研究されてきた。

AlGaInP 混晶半導体のバンドギャップは、InP の 1.35 eV から AlP の 2.48 eV (ともに 300 K での値)と、非常に幅広いエネルギー領域をカバーする (図 1-1、[1, 2])。III_A-III_B-III_C-V 型 4 元混晶の (Al_xGa_{1-x})₂In_{1-y}P 混晶のバンドギャップダイアグラム (図 1-2、[2])で、3つの頂点のうち2つまでは間接遷移半導体、残る InP だけが直接遷移半導体である。InP から始まる直接遷移領域がダイアグラム面積の約半分に広がり、かつ、良質な半導体基板 (GaAs 基板) と格子整合する組成比 (破線) の大半で直接遷移型となり、優れた半導体レーザ材料となり得た理由である。Al-P と Ga-P の結合長がほぼ等しいため、GaAs 基板に格子整合する混晶組成条件は、

$$(\text{Al 組成} + \text{Ga 組成}) = (\text{In 組成})$$

である。格子整合条件を充たす組成の (Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P 混晶のバンドギャップは Al 組成(x) とともに広がり、Ga_{0.5}In_{0.5}P の 1.92 eV (波長に換算すると 0.65 μm) から (Al_{0.7}Ga_{0.3})_{0.5}In_{0.5}P の 2.32 eV (0.53 μm) までが直接遷移 (Γ - Γ) である。間接遷移領域に入ると、バンドギャップは殆ど広がらない (Al_{0.5}In_{0.5}P で 2.35 eV、図 1-3、[3])。

表 1-1 に、AlGaInP 結晶成長と AlGaInP レーザの研究の系譜を示す。AlGaInP 混晶系の結晶成長は、1968 年 Lorenz らによる Ga_{0.5}In_{0.5}P [4]、1970 年 Onton らによる Al_{0.5}In_{0.5}P [5]、

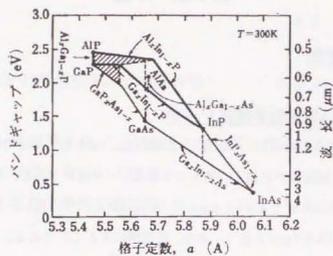


図1-1 AlGaInPのバンドギャップエネルギー
斜線部は間接遷移、その他は直接遷移。

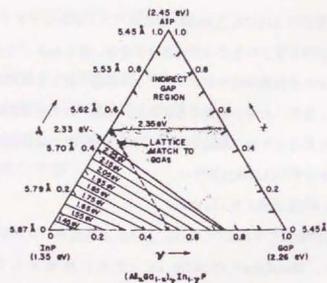


図1-2 $(Al_xGa_{1-x})_yIn_{1-y}P$ 混晶
破線はGaAsに格子整合する混晶組成を示す。
(Casey and Panish, 1978)

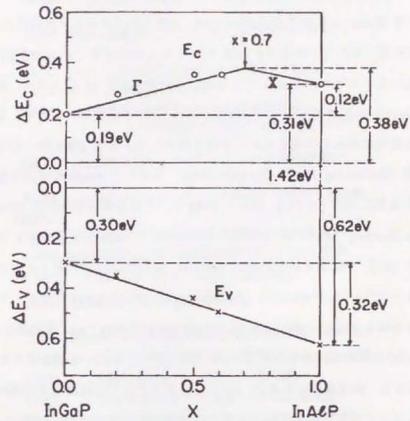


図1-3 $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ 混晶のバンド構造

$(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ は全てのAl組成(x)でGaAsに格子整合する。
 $0 \leq x \leq 0.7$ で直接遷移($\Gamma-\Gamma$)、 $0.7 \leq x \leq 1.0$ で間接遷移($\Gamma-X$)。
 最大の直接遷移バンドギャップエネルギーは $2.32 \text{ eV} = 0.53 \mu\text{m}$ @ $x=0.7$ 。
 (M. O. Watanabe et al., 1987)

に始まる。彼らはブリッジマン法を用いて良質な結晶成長に成功し、発光スペクトルからバンドギャップと直接遷移組成範囲を決定した。同じ 1970 年、Burnham らにより Ga_{0.9}In_{0.1}P の誘導放出も観測された(690 nm @77 K, [6])。このように、AlGaInP 混晶のバンド構造が明らかにされ、短波長レーザ用半導体材料として広く認識されたのは、AlGaAs レーザによる半導体レーザ初の室温連続発振達成[7]と殆ど同じ時期である。

同じ 1970 年、Hakki らにより GaInP の GaAs 基板上エピタキシャル成長(Liquid Phase Epitaxy; LPE 法)が初めて報告された[8, 9]。しかしその後すぐに AlInP の LPE 成長がはるかに難しいことが明らかとなり (Al の偏析係数が In の 10⁴ 倍大きく、組成制御が難しい)、AlGaInP 結晶成長はしばらく停滞する。1970 年代後半になって、先駆的なグループが組成制御性に優れた方法を求めて研究を開始した。まず 1981 年、分子線エピタキシャル成長法 (Molecular Beam Epitaxy; MBE) を用いた Asahi らが良好な光学的品質を持つ AlInP 成長に成功した[10]。続いて 1982 年、有機金属気相成長法 (Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy; MOVPE) を採用した Suzuki と Hino からも高品質な AlInP 結晶成長に成功した [11]。それから約 3 年後の 1985 年、Kobayashi ら (図 1-4, [12, 13]) 及び他 2 つのグループ[14, 15]がそれぞれ、AlGaInP/ GaInP/ AlGaInP ダブルヘテロ構造レーザの室温連続発振を達成した。Kobayashi らの発振波長は 689.7 nm、最高発振温度は 50°C であった。2000 時間の長時間安定動作 (3-5 mW @ 25°C, [16]) も報告された。さらに結晶成長装置の改良、成長条件の最適化、III 族などガス原料の高純度化等が続けられた。これらの改良によって安定動作温度範囲は 50°C まで拡大し、1988 年頃に AlGaInP レーザの動作特性が商用レベルに到達した。こうして 1989 年には工業的生産が始まり、AlGaInP レーザが本格的に普及し始めた。第 1 世代 AlGaInP レーザの出力は 3 mW、発振波長は 680 nm である (図 1-5)。

第 1 世代 AlGaInP レーザの完成に至るまでは、結晶成長と結晶評価が AlGaInP レーザの研究を牽引してきた。しかしその後の高出力、短波長を目指す研究では、レーザ構造の探索、レーザ動作の解析と設計、といった半導体レーザ工学的研究活動の割合が次第に増えている。研究の目標がより具体的となり、先端技術応用機器が必要とする性能を目標に掲げた研究が始まった。

表 1-1 AlGaInPレーザの系譜

1960's		
1960	(初めてのレーザ発振、ルビー、694.3 nm)	
1962	(半導体レーザが初めて発振、GaAsホモ接合 @77K)	
1968 Ga_{0.9}In_{0.1}P 混晶 (Bridgman法)の直接遷移を観測		
1970's		
1970	Ga _{0.9} In _{0.1} P混晶のエピタキシャル成長(LPE法)	
1970	Al _{0.9} In _{0.1} P混晶(Bridgman法)	
1970	(半導体レーザが初めて室温連続発振、 "ダブルヘテロ構造"、AlGaAsレーザ)	
1976	(長波長帯 InGaAsPレーザの室温連続発振)	
1979	(AlGaAsウィンドウレーザの高出力動作→ 第2章)	
1980's		
1981	MBE法によるAlInP混晶のエピタキシャル成長	
1982	MOVPE法によるAlInP混晶のエピタキシャル成長	
1982	(コンパクトディスク(CD)の量産開始)	
1983	AlGaInPレーザ 室温パルス発振	
1985	AlGaInPレーザ 室温連続発振、発振波長=689.7 nm	
1986	AlGaInPレーザ 2000時間安定動作、@ 3-5 mW, 25°C	
1986	(歪量子井戸レーザの提案→ 第3章)	
1987	(GainP自然超格子の発見→ 第2章、第4章)	
1987	AlGaInPレーザ 高出力化、最大出力 27 mW @25°C	
1988	AlGaInPレーザ 10,000時間安定動作、@5 mW, 50°C	
1989	(第1世代 AlGaInPレーザ 生産開始、 3-5 mW、動作温度 ≤50°C)	↑ (本研究の研究期間)
1990's		
1992	AlGaInPレーザ 2600時間安定動作、@ 30 mW, 50°C	↓
1993~1994	(30 mW AlGaInPレーザ 生産開始、動作温度 ≤50°C)	

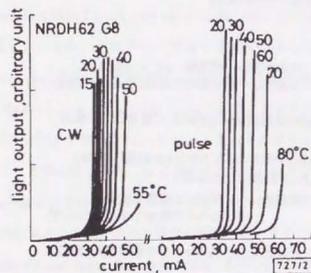


図1-4 AlGaInPレーザの室温CW発振
発振波長は689.7 nm。(K. Kobayashi et al., 1985)

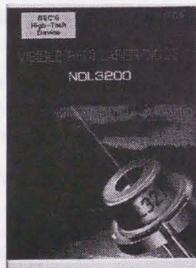


図1-5 第1世代AlGaInPレーザ
光出力は3 mW。1989年に生産開始。

1.1.2 AlGaInP レーザの応用

AlGaInP レーザの主な用途は、光ディスク、バーコードリーダ、レーザプリンター、レーザポインター、プラスチック光ファイバー通信光源、固体レーザ励起光源、である。従来の $0.78 \mu\text{m}$ AlGaAs レーザ光 (の散乱光) でもかすかに目に見えたものの、AlGaInP レーザの発振波長における視感度は 100 倍以上大きい (図 1-6、[17])。視感度の高い可視半導体レーザの実用化は、レーザポインターという新しい市場を生み出した。POS(Point of Sales)用のバーコードリーダの光源にも、第1世代 AlGaInP レーザが普及した。AlGaAs レーザ波長ではバーコード (印字材料) の反射率変化が小さ過ぎるため、従来は He-Ne ガスレーザが使われていた。He-Ne に近い発振波長を持つ AlGaInP レーザが開発されたことにより、バーコードリーダの光源ははるかに小型、長寿命、低消費電力になった。このように、可視域に発振波長を持つ AlGaInP レーザの特徴はレーザポインターやバーコードリーダに活用されている。

一方、レーザ光をレンズで集光する際、その集光径は波長に比例する (回折限界)。従って、発振波長の短波長化は光ディスク記録密度の向上にとって重要である。音楽用コンパクトディスク (CD) は 1985 年頃に急速に立ち上がり (図 1-7、[18])、その後 CD-ROM (読み出し専用)、書き換え可能光ディスク (光磁気ディスクや相変化型光ディスク) へと展開した。光ディスクという用途が、AlGaInP レーザ研究の大きな推進力である。

さらに、プラスチック光ファイバーという新しい用途が生まれた。最近単一モードのプラスチック GI ファイバーが開発されたことが契機となり、プラスチックファイバーの透明波長 ($0.65 \mu\text{m}$ 、 $0.58 \mu\text{m}$) の半導体光源が注目されている。 $0.65 \mu\text{m}$ が AlGaInP レーザの発振領域に入る。現在は LED の直接変調で充分な 100 Mbps 前後の伝送システムが開発の中心であり、AlGaInP LED が研究開発されている。低価格かつ大容量な汎用通信システムとしてさらに発展し、AlGaInP レーザの大きな用途に育つものと期待されている。

1.1.3 AlGaInP レーザの課題

以下では、本研究が目的とする光ディスク用 AlGaInP レーザの課題を述べる。光ディスクの出発点となった音楽用 CD と CDROM (容量約 650MB、 $\phi 130 \text{ mm} = 5 \text{ インチ}$) が光源に求める性能は AlGaAs レーザによってほぼ満たされた。すでに比較的大きなディス

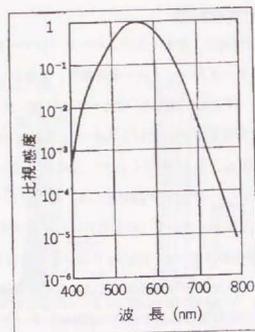


図1-6 視感度

AlGaInP赤色レーザの視感度は、従来の0.78 nm AlGaAsレーザより100倍以上大きい。

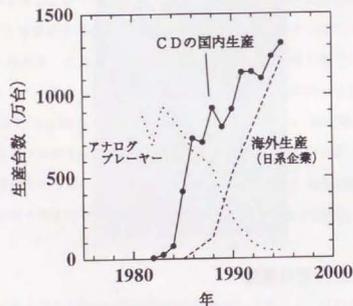


図1-7 コンパクトディスク(CD)の普及
光源は0.83 μm AlGaAsレーザである。

ク媒体が普及し、それぞれの目的にとって当面十分な容量を確保できたためである。これに対し、書き換え可能光ディスクはさらに大容量化と小型化を目指し、AlGaInPレーザの短い波長を必要とする。最初に普及した書き換え可能光ディスクには0.83 μm 30 mW AlGaAsレーザが使われた。しかし記録容量は230MB(3.5インチ光磁気ディスク)、CDROMの1/2以下、と小さい。次世代の書き換え可能光ディスク用光源としてAlGaInPレーザに求められる性能は、第1世代AlGaInPレーザの光出力の増大である。光磁気ディスクの場合も相変化型光ディスクの場合も、消去及び書き込みで少なくとも20mW近いレーザ光を必要とする。光源出力としては、第1世代光ディスク装置のAlGaAsレーザと同じ30 mW、つまり第1世代AlGaInPレーザの10倍相当の出力が必要である。

本研究以前の研究で、AlGaInPレーザの最大光出力は27-31mWに、最大基本横モード出力は20 mWに達した(図1-8, [19, 20])。このAlGaInP赤色レーザを使って光磁気ディスクへの書き込み実験が行われ、発振波長相当の回折限界集光径の縮小が確認された[21]。この20-mWレーザの課題は、

1. 基本横モード最大出力が30 mWに届かない
2. 環境温度50℃で動作しない

の2点である。回折限界まで集光して高密度記録を行うために、基本横モード発振が必要である。ビームにわずかな横ずれや電流-光出力特性の非直線性(図1-8の15mW付近)でも、問題となる。また、長時間安定に動作する光出力レベルは、最大光出力の1/3~1/2である。従って、20-mWレーザの安定動作出力は10-15 mW(推定)であり、目標の1/3~1/2のレベルである。さらに、光ディスク装置内部の温度は装置環境温度より上昇する。このため、レーザ環境温度として少なくとも50℃で動作する必要がある。

AlGaInPレーザの高出力限界要因は、レーザ端面の光学的破壊(Catastrophic Optical Damage; COD)である。レーザ端面の光密度が一定の値に達すると、レーザ端面が瞬間的に破壊する。AlGaAsレーザの高出力動作も、同じ端面破壊に制限されている。しかし、AlGaInPレーザの端面破壊光密度はAlGaAsレーザの1/3と小さく[20]、その分高出力動作が難しい。端面破壊光密度が小さい原因はAlGaInP結晶の熱伝導率が小さいため、と

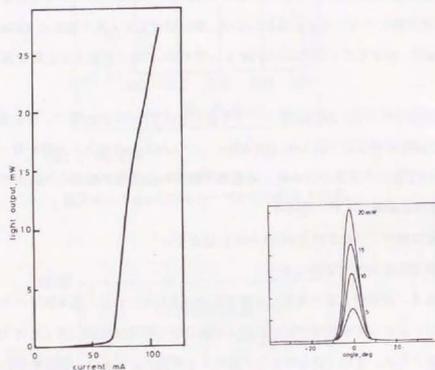


図1-8 高出力 AlGaInP レーザ

最大出力 27 mW、基本モード最大出力 20 mW。

27 mW で端面破壊 (COD) が起きる。

発振波長 683 nm。

(Fujii et al., 1987)

考えられている [22]。

20-mW AlGaInP レーザでは、低出力レーザのダブルヘテロ構造の屈折率分布を変えて (半導体基板面に垂直な方向の) スポットサイズを拡大した。スポットサイズを拡大すると、光密度を低く抑えながら大きな光出力を取り出すことができる。しかし、スポットサイズを拡大するとしきい値電流が上昇し、同時に温度特性が劣化した。つまり、スポットサイズ拡大による高出力化設計を行う場合、高出力化 (上述の課題 1) と温度特性 (課題 2) の間にトレードオフがある。

20-mW AlGaInP レーザは、このトレードオフの中で構造を最適化したものである [19, 20]。端面破壊出力 10-mW の第 1 世代レーザの導波路構造を変え、最大出力を約 30-mW へ改善した代償として、20-mW 基本モード発振する環境温度が 50°C からかなり下がった。

スポットサイズ拡大以外に、2つの端面破壊抑制方法が知られている。1つは、レーザ端面への低反射率コーティングである。低反射率コーティングを施すと、レーザ外部光密度に比べて半導体内部光密度が低下し、端面破壊を抑制できる。しかし共振器損失が増すため、この方法でも温度特性劣化を避けられない。

もうひとつの方法は、ウィンドウ構造と呼ばれるレーザ構造である。レーザ端面の活性層をバンドギャップの広い材料に置き換え、端面劣化を抑制する。置き換えた材料がレーザ光を吸収せず、光散乱も発生しなければ、原理的にしきい値電流や温度特性の劣化を引き起こさないレーザ構造である。これまでに 2 種類のウィンドウレーザ (Burstein シフトを利用したもの、と、量子井戸無秩序化を利用したもの、ともに AlGaAs レーザ) が報告されたが、バンドギャップの制御性が悪い、ウィンドウ領域で光吸収が起きる、等の問題がある。

なお、ストライプ幅を広げて半導体基板面に平行な方向の水平スポットサイズを広げて高出力化を図る方法がある。いわゆるブロードエリアレーザと呼ばれるこのレーザでは、水平方向の横モードが高次モードとなる。筋起光を線状に集光する固体レーザの筋起には有効な方法だが、点状に集光する高密度光ディスクに使うことはできない。基本横モードを維持するためには、高出力化に伴ってむしろストライプ幅を狭くする。温度上昇や注入

キャリアによるプラズマ効果による基本モードの乱れ等を抑えるためである。しかし、狭いストライプ導波路では導波損失が増加し、高出力レーザの発振しきい値電流増大と温度特性劣化のもう1つの要因となる。

温度特性は、AlGaInP レーザ特性の中で最も扱いにくい特性である。端面破壊光出力や発振しきい値電流に比べてはるかに予測が困難である。このため、高出力化と温度特性のトレードオフのもとでレーザ構造を最適設計する方法が無く、実験で確かめる以外に無かった。そもそも温度特性劣化のメカニズムがはっきりしていないこと、活性層キャリア密度を測定する容易方法が無いこと、等が原因であり、AlGaInP レーザの課題の1つである。

以上の課題をまとめると

1. レーザ端面の破壊を抑える高出力レーザ構造
 2. スポットサイズ拡大等で温度特性が低下する場合、その改善
 3. 温度特性劣化のメカニズム解明、レーザ構造設計への反映
- の3点である。

これまでの実験結果は、発振しきい値電流が下がれば温度特性が向上することを示唆している。従って、高出力構造設計と温度特性のトレードオフ関係を克服する1つの方法は、発振しきい値電流の改善にはかならない。その取り組み方は、

- a. 活性層の光学的品質を改善し、利得を増やす
- b. p型ドーピングを改善し、キャリア密度を上げ、比抵抗を下げる
- c. 量子井戸や歪結晶の採用により、利得を増やす
- d. 導波路損失の低減

がある。ここに挙げた3つの課題のうち、aとbについては、上記の20-mW レーザ研究までに精力的に行われた。MOVPE 成長装置、原料、成長条件、等の改良によって結晶品質は画期的に改善された。

ただしごく最近、GaInP バルク活性層レーザの発振しきい値電流に、強い共振器方位依存性が見つかった[23]。異方性の原因は、(001) GaAs 基板上の GaInP 結晶に形成される [111] 自然超格子である。結晶軸方位の [111] は、結晶成長方位の [001] から 57°傾いている。GaAs 基板に格子整合する GaInP バルク活性層の場合、[111] 結晶軸に垂直な [110] レー

ザ偏光に対する光学利得が最大となること、が明らかにされた。しかし、歪 GaInP 結晶では、[111] 自然超格子に (001) 面内格子歪が加わる。これら2つの作用の主軸が異なるため、従来の方法で利得の偏光依存性や特徴を予測することができない。歪 GaInP 量子井戸レーザの課題の1つである。

今後のしきい値電流を改善する上で重要な課題は、d. 導波路損失である。従来の AlGaInP レーザでは、GaAs 光吸収層を使って基本横モード発振を制御している（複素屈折率導波構造 [24]）。必然的に導波路損失が大きい。高出力用に強く基本横モード制御する、ストライプ幅の狭いレーザの導波路損失はミラー損失に近い値であり、発振効率の低下が著しい。従って、このような導波路損失は特に高出力レーザにとって重大な課題である。これまで、GaAs 光吸収層を透明な AlGaInP 低屈折率層に置き換える実屈折率導波構造レーザの試作が試みられてきた。しかし、高い Al 組成を持つ AlGaInP 結晶の選択成長 [25] が技術的に難しく、良いレーザが得られていない。選択マスクに AlGaInP 多結晶が成長してしまうためである。AlGaInP 結晶の選択成長技術、あるいはこれに代わるレーザ構造の開発が期待されている。

1.2 本研究の目的と概要

本研究の目的は、AlGaInP レーザの高出力化である。光ディスク装置が必要とする 30mW 出力を第1の目標とする。レーザが 30mW で長時間安定に動作するためには、60 mW 以上の最大光出力（端面破壊光出力）が必要である。小型で高速アクセスを行う光ディスク装置は 50 mW 以上の安定動作出力を必要とするので、研究目標は 30 mW に限定しない。より高出力なレーザ開発の見通しを得られるよう、AlGaInP レーザ特性の理解に務めつつ、幅広く可能性を探る。

なお、光ディスク装置へ搭載するために、高出力化と同時に、

- ・ 安定な基本横モード発振
 - ・ 環境温度 50°C における長時間連続動作
- 等の諸条件を兼ね備えた高出力レーザを研究開発する。

本研究は、さきに述べた高出力 AlGaInP レーザの4つの技術課題、

- (1) レーザ端面破壊の抑制 (本研究の第2章と第3章)
- (2) 温度特性の向上 (第3章)
- (3) 利得の増大 (第3章、第4章)
- (4) 導波路損失の低減 (第5章)

に取り組む。端面破壊抑制には、ウィンドウ構造(第2章)とスポットサイズ拡大(第3章)の2つの手法を試みる。後者では、歪量子井戸レーザを試作し、温度特性の回復を図る(第3章)。狙いは、歪 GaInP 量子井戸活性層による利得の増大である。歪 GaInP 結晶の光学異方性の問題は、章を改めて考察する(第4章)。

本研究の第3章で、第1目標の 30 mW 50°C 長時間安定動作が達成される。このレーザは最初の高出力 AlGaInP レーザ製品となり、生産が続けられている(図1-9)。第2世代の書き換え可能光ディスク(容量 650 MB、3.5 インチ)に搭載された。

導波路損失低減は、50 mW 以上のレーザ開発を目指すものである(第5章)。本研究は、新しい低損失導波路構造を提案する。

本研究は6章で構成されている。第2章では、ウィンドウ構造による端面破壊の抑制を試みる。新しいウィンドウ構造レーザを試作し、ウィンドウ構造形成に必要な不純物濃度の低減を図る。

第3章では、スポットサイズ拡大と端面反射率低減を併用し、端面破壊抑制を行う。まず、この方法で課題となる温度特性の原因を考察する。次に、歪 GaInP 多重量子井戸レーザを試作し、温度特性の回復を図る。レーザ特性の評価結果に基づき、歪量子井戸の効果の中から温度特性改善要因を分析する。これらの結果に基づき、新しい高出力レーザ導波路設計法を示す。

第4章では、第3章の活性層を歪 GaInP 結晶に予想される光学異方性を理論的に調べる。従来の化合物半導体とは全く異なる結晶格子なので、まず電子状態を求め、続いて光学遷移確率の異方性を求める。

第5章では、低損失な AlGaInP レーザ導波路を提案する。すでに技術的に確立している結晶成長と素子化プロセスの範囲で製作できる導波路構造である。従来の横モード制御構造に比べて導波路損失が小さいことを理論的に示す。

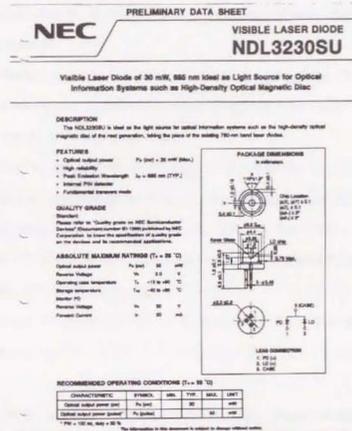


図1-9 30 mW AlGaInPレーザ
最大出力 30 mW、環境温度 ≤ 50°C、
1993~1994年生産開始。

最後の第6章で、本研究の結果を総括する。

参考文献

- [1] 鈴木徹、「可視光半導体レーザ」、応用物理、56巻、8号、990-999頁、1987年8月。
- [2] H. C. Casey, Jr. and M. B. Panish, "Heterostructure Lasers," Academic Press, New York, 1978, Part B.
- [3] M. O. Watanabe and Y. Ohba, "Interface properties for GaAs/InGaAlP heterojunctions by the capacitance-voltage profiling technique," Appl. Phys. Lett. vol. 50, no. 14, pp. 906-908, April 1987.
- [4] M. R. Lorenz, W. Reuter, W. P. Dumke, R. J. Chicotka, G. D. Pettit, and J. M. Woodal, "Band structure and direct transition electroluminescence in the $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ alloys," Appl. Phys. Lett. vol. 13, no. 12, pp. 421-423, Dec. 1968.
- [5] A. Onton and R. J. Chicotka, "Conduction bands in $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{P}$," J. Appl. Phys. vol. 41, no. 10, pp. 4205-4207, Sept. 1970.
- [6] R. D. Burnham, N. Holonyak, Jr., D. L. Keune, D. R. Scifres, and P. D. Dapkus, "Stimulated emission in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$," Appl. Phys. Lett. vol. 17, no. 10, pp. 430-432, Nov. 1970.
- [7] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, and S. Sumski, "Junction lasers which operate continuously at room temperature," Appl. Phys. Lett. vol. 17, no. 3, pp. 109-111, August 1970.
- [8] B. W. Hakki, A. Jayaraman, and C. K. Kim, "Band structure of InGaP from pressure experiments," J. Appl. Phys. vol. 41, no. 13, pp. 5291-5296, Dec. 1970.
- [9] B. W. Hakki, "Growth of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ p-n junctions by liquid phase epitaxy," J. Electrochem. Soc. vol. 118, no. 9, pp. 1469-1473, Sept. 1971.
- [10] H. Asahi, Y. Kawamura, and H. Nagai, "Molecular beam epitaxial growth of InGaAlP on (100) GaAs," J. Appl. Phys. vol. 53, no. 7, pp. 4928-4931, July 1982.
- [11] T. Suzuki, I. Hino, A. Gomyo, and K. Nishida, "MOCVD-grown $\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ - $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ double heterostructure lasers optically pumped at 90 K," Jpn. J. Appl. Phys. vol. 21, no. 12, pp. L731-L733, Dec. 1982.

- [12] K. Kobayashi, S. Kawata, A. Gomyo, I. Hino, T. Suzuki, "Room-temperature CW operation of AlGaInP double-heterostructure visible lasers," *Electron. Lett.* vol. 21, no. 20, pp. 931-932, Sept. 1985.
- [13] K. Kobayashi, I. Hino, A. Gomyo, S. Kawata, T. Suzuki, "AlGaInP double heterostructure visible-light laser diodes with a GaInP active layer grown by metalorganic vapor phase epitaxy," *IEEE J. Quantum Electron.* vol. QE-23, no. 6, pp. 704-711, June 1987.
- [14] M. Ikeda, K. Nakano, Y. Mori, K. Kaneko, and N. Watanabe, "Room-temperature continuous-wave operation of an AlGaInP mesa stripe laser," *Appl. Phys. Lett.* vol. 48, no. 2, pp. 89-91, Jan. 1986.
- [15] M. Ishikawa, Y. Ohba, H. Sugawara, M. Yamamoto, and T. Nakanishi, "Room-temperature cw operation of InGaP/InGaAlP visible light laser diodes on GaAs substrates grown by metalorganic chemical vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.* vol. 48, no. 3, pp. 207-208, Jan. 1986.
- [16] A. Gomyo, K. Kobayashi, S. Kawata, I. Hino, and T. Suzuki, "Aging characteristics of AlGaInP/GaInP visible-light lasers ($\lambda_L = 678$ nm)," *Electron. Lett.* vol. 23, no. 2, p. 85, Jan. 1987.
- [17] 日野功、可視光半導体レーザー、O plus E, No. 89, 81-87頁、1987年4月。原典：久保田広、浮田祐吉、會田軍太夫編、光学技術ハンドブック、増補版、朝倉書店、1975年、316頁の図4.3。
- [18] '91電子工業年鑑、及び、'97電子工業年鑑、電波新聞社。原典：通産省生産動態統計。
- [19] H. Fujii, K. Kobayashi, S. Kawata, A. Gomyo, I. Hino, H. Hotta, T. Suzuki, "High-power operation of a transverse-mode stabilised AlGaInP visible light ($\lambda_L = 683$ nm) semiconductor laser," *Electron. Lett.* vol. 23, no. 18, pp. 938-939, August 1987.
- [20] K. Kobayashi, S. Kawata, H. Fujii, I. Hino, A. Gomyo, H. Hotta, and T. Suzuki, "Transverse mode stabilized 670 nm AlGaInP visible-light laser diodes," *Proc. SPIE* vol. 898 *Miniature Optics and Lasers*, pp. 84-88, Jan. 1988.
- [21] Y. Yamanaka, K. Kubota, H. Fujii, K. Kobayashi, T. Suzuki, and H. Gokan, "High density magneto-optical recording," *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 24, no. 6, pp. 2300-2304, Nov. 1988.
- [22] H. Fujii, Y. Ueno, and K. Endo, "Effect of thermal resistivity on the catastrophic optical damage power density of AlGaInP laser diodes," *Appl. Phys. Lett.* vol. 62, no. 17, pp. 2114-2115, April 1993.
- [23] H. Fujii, Y. Ueno, A. Gomyo, K. Endo, and T. Suzuki, "Observation of stripe-direction dependence of threshold current density for AlGaInP laser diodes with CuPt-type natural superlattice in $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ active layer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, no. 7, pp. 737-739, August 1992.
- [24] M. Ishikawa, Y. Ohba, Y. Watanabe, H. Nagasaka, H. Sugawara, M. Yamamoto, and G. Hatakoshi, "InGaAlP transverse mode stabilized visible laser diodes fabricated by MOCVD selective growth," in *Extended Abstracts 18th Conf. Solid State Devices and Materials*, Tokyo, Japan, 1986, pp. 153-156.
- [25] 萬濃正也、保科順一、上山智、高橋康仁、佐々井洋一、大仲清司、小倉基次、「AllInP埋め込み型赤色半導体レーザー」、第50回応用物理学会学術講演会講演予稿集 vol 3, p. 893, 28a-ZG-4, 福岡、1990。

第2章 ウィンドウ構造 AlGaInP レーザ

この章では、レーザの端面破壊の克服を目指す、新しいレーザ構造を提案する。
AlGaInP 固有の結晶構造を活かしたレーザを試作し、高出力動作を実証した。

2.1 序

AlGaAs レーザと AlGaInP レーザでは、光出力がある特定のレベルに達すると瞬間的な端面破壊 (Catastrophic Optical Damage; COD) が発生する。端面破壊後のレーザは発振しないか、発振しきい値電流がはっきりと増大する。端面破壊のメカニズムについては、C. H. Henry らが以下に述べる熱暴走モデルを提案した [1]。まず、レーザにキャリア (電流) を注入しても、レーザ端面近傍の活性層がレーザ光をわずかに吸収する。この局所的な光吸収の起源は、不連続半導体表面におけるキャリア再結合、バンドギャップの収縮、表面単位、等が考えられる。次に、レーザ光を吸収したレーザ端面は表面温度が上昇し、温度上昇はバンドギャップの収縮を引き起こす。つまり、光吸収は新たな光吸収を引き起こす。さらに光出力があるしきい値 (端面破壊光出力) を越えると熱暴走が始まり、レーザ端面の温度が瞬間的に融点にまで達して熱破壊する。実際、1 μ s 以下の短パルス発振動作では端面破壊が起きにくい [2]。熱が関与していることの証拠である。端面破壊発生後のレーザ端面を走査型電子顕微鏡で観察すると、レーザ光射出部分が局所的に壊れている様子がはっきり見える。

端面破壊光出力は 1 秒 ~ 1 分程度の短い時間スケールでレーザを発振させた場合の「最大光出力」であって、長期間にわたって連続動作可能な最大光出力ではない。AlGaAs レーザの経験則では、連続動作可能な最大光出力は端面破壊出力の約 1/3 である。端面破壊 (端面劣化) は、高出力半導体レーザの大きな課題である。

端面破壊を克服する抜本的な方法として、ウィンドウ構造 (窓構造) がある。1970 年に米津らが提案した [3-5]。2 種類の活性層材料を用い、誘導放出を起こすレーザ内部の活性層材料のバンドギャップを狭く、レーザ端面の活性層材料のバンドギャップを広くする構造である (図 2-1)。レーザ端面の活性層のバンドギャップがレーザ光エネルギーよりも

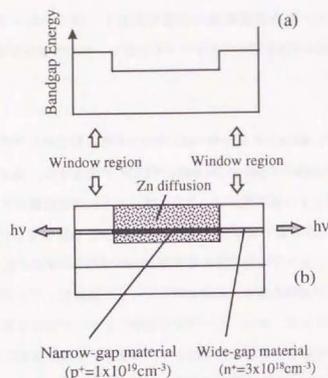


図2-1 ウィンドウ構造AlGaAsレーザー

端面近傍の活性層のバンドギャップを広くし、
端面破壊を防ぐ。(Yonezu et al., 1979)

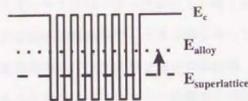


図2-2 超格子の無秩序化による電子準位の上昇

(Laidig et al., 1981)

大きいため、レーザー端面の光吸収が抑制される。米津らは、ウィンドウ構造のAlGaAsダブルヘテロレーザーを試作し、端面破壊出力の増大を実証した。

図2.1に示したウィンドウ構造の結晶成長は容易ではない。エピタキシャル成長中に成長面内の半導体混晶層組成を部分的に変える(段差を付ける)ことは、技術的に非常に困難である。混晶組成を成長面内で変えるためには、最初均一な結晶層を成長した後で一部を除去してから異なる組成の結晶層を再成長しなければならない。高橋らが(動作信頼性を改善する目的で)米津よりも早い時期にこの方法を試みたが[6]、初期成長層と再成長層の接合の形成が非常に難しい。前述の米津らは、活性層を均一に成長した後で、領域選択的に活性層へZnを導入し、混晶組成を変えずにバンドギャップエネルギーに段差を形成することに成功した。不純物によるバンドギャップエネルギー(E_g)のBursteinシフトに着目したものである[$E_g(n \text{ 型ドープ領域}, n=3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}) > E_g(p \text{ 型ドープ領域 } 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3})$]。

1980年代半ばからは、半導体混晶超格子の無秩序化を利用したウィンドウ構造形成が盛んに行われた[7, 8]。混晶超格子に不純物を拡散すると超格子が無秩序化して平均組成を持つバルク混晶となること(イリノイ大、Laidigら、1981年、[9])、超格子の量子準位間エネルギーと比べて無秩序化した混晶のバンドギャップエネルギーが大きい[$E_g(\text{混晶}) > E_g(\text{超格子})$ 、図2.2]こと[9]、を利用している。超格子無秩序化によるウィンドウレーザーでも、顕著な端面破壊出力増大が確認された[7, 8]。このようにしてAlGaAsウィンドウレーザーの効果が実証されたが、いずれの場合もウィンドウ構造の形成に必要な不純物濃度が 10^{19} cm^{-3} 以上とかなり高い。不純物濃度が高いために、pn接合面が移動する、自由キャリア吸収が増大する($225\text{-}450 \text{ cm}^{-1}$ [8])、等の問題を引き起こしがちである。

2.2 GaInP自然超格子

本研究では従来の混晶超格子を用いずにGaInP自然超格子[10-14]を利用した。以下ではまず、GaInP自然超格子結晶について簡単にまとめる。自然超格子の結晶構造は、Ga-rich副格子($\text{Ga}_{0.5\delta}\text{In}_{0.5-\delta}\text{P}$ 、 δ :秩序度)とIn-rich副格子($\text{Ga}_{0.5\delta}\text{In}_{0.5-\delta}\text{P}$)が $(\bar{1}11)$ (または $[1\bar{1}1]$)方向に交互に並んだものである(図2.3)。 $(\bar{1}11)$ 面内(または $[1\bar{1}1]$ 面内)では $\text{Ga}_{0.5\delta}\text{In}_{0.5-\delta}\text{P}$ や $\text{Ga}_{0.5\delta}\text{In}_{0.5-\delta}\text{P}$ の混晶を形成し、これらが $(\bar{1}11)$ (または $[1\bar{1}1]$)方向

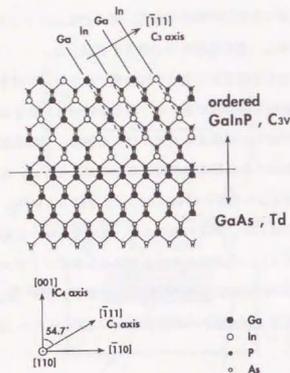


図2-3 GaAs基板に成長した $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ 自然超格子
Ga-rich副格子とIn-rich副格子が $[\bar{1}\bar{1}1]$ (または $[1\bar{1}\bar{1}]$)方向に並ぶ。
結晶対称性は三方晶系 C_{3v} 。(Gomyo et al., 1987)

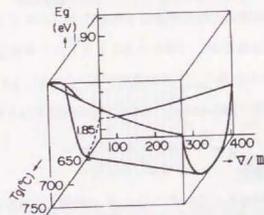


図2-4 MOVPE成長 $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ 結晶のバンドギャップ縮小
GaInP結晶のバンドギャップエネルギーは成長条件(成長温度、V/III比)に強く依存する。
バンドギャップが狭い結晶ほど自然超格子の秩序度が大きい。(Gomyo et al., 1987)

に変調度 δ ($0 < \delta \leq 0.5$) で組成変調されている状態である。 δ は秩序度(degree of order)と呼ばれている。結晶対称性は、閃亜鉛鉱型(Ta)から3つの IC_3 対称軸全てと1つの C_3 のうち3つを失って C_{3v} に低下する。1987年に五明らが透過電子顕微鏡で $[\bar{1}\bar{1}\bar{2} \ 1/2 \ 1/2 \ 1/2]$ と $[1/2 \ \bar{1}\bar{1}\bar{2} \ 1/2]$ の超格子反射像を発見し、この結晶構造の存在が明らかとなった[13]。自然超格子は有機金属気相成長(Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy; MOVPE)による結晶に存在するが液相成長(Liquid Phase Epitaxy; LPE)では形成されないこと、秩序度 δ が成長条件(成長温度、V/III比[13, 14]、ドーピング濃度[15, 16]、基板面方位[17-19])に強く依存すること、AlGaInP結晶中にも存在すること、等が報告された。この結晶構造はバルク結晶としての最低エネルギー状態ではないと考えられるが[20-22]、結晶成長過程の結晶表面において特定のメカニズムが働いて自己形成すると考えられている[23]。長期動作信頼性が確立して製品化されている低出力GaInP赤色レーザ(波長=675 nm)のGaInP活性層に自然超格子が存在する[24]ことから、充分な安定性を備える結晶構造である。

光学的に重要な特徴は、GaInP自然超格子のバンドギャップがGaInP無秩序混晶より小さいことである。LPEで成長したGaInP無秩序混晶のバンドギャップは1.915 eV(647.3 nm)である[25-27]。これに対して、強い超格子反射像を示す(従って、秩序度が高い)GaInP自然超格子ほどバンドギャップエネルギーが低下する。例えば自然超格子の秩序度は成長温度に依存するため、バンドギャップエネルギーが成長温度やV/III比とともに大きく変わる(図2.4、[11])。最も秩序度が高い自然超格子のバンドギャップは1.83 eV(677 nm)である。従って、無秩序混晶とのバンドギャップ差は80 meVにも及ぶ。バンドギャップ縮小の起源は、ブリュアンゾーン折り返しによって生じる価電子帯励起準位と価電子帯最低準位の間の反発と説明されている[20-22, 28, 29]。

2.3 GaInP ウィンドウ構造

AlGaInPレーザでは、ウィンドウレーザの報告が無い。AlGaInPレーザの端面破壊光密度はAlGaAsレーザの1/3とさらに低いので[30]、端面破壊がさらに大きな課題である(GaInPレーザの連続動作可能な最大光出力の経験値は端面破壊光出力の約1/3と、AlGaAsレーザと同程度である)。

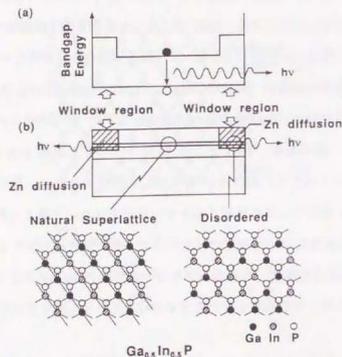


図2-5 ウィンドウ構造 AlGaInPレーザ

端面近傍に無秩序GaInPを、内部にGaInP自然超格子を設ける。
領域選択不純物拡散により、このような構造を形成する。

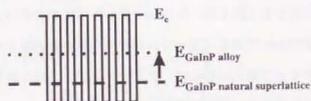


図2-6 自然超格子の無秩序化による電子準位の上昇

本研究では、(1) GaInP 自然超格子のバンドギャップが GaInP 無秩序混晶よりも狭いこと [$E_g(\text{無秩序混晶}) > E_g(\text{自然超格子})$]、(2) 不純物の注入を用いて GaInP の自然超格子を無秩序化することができること、の 2 点に着目し、GaInP 自然超格子を利用したウィンドウレーザ構造を考えた (図 2.5)。レーザ内部の活性層にバンドギャップの狭い GaInP 自然超格子を、レーザ端面近傍の活性層にはバンドギャップの広い GaInP 混晶を備える構造である。

超格子を無秩序化するとバンドギャップが広がるという点では、自然超格子無秩序化は人工超格子の無秩序化と完全に同じである (図 2.6)。本研究で自然超格子に着目した動機は、超格子周期の短さにある。自然超格子は単原子層超格子であり、超格子周期が非常に短い (0.65 nm, (111) III 族原子層の 2 層の厚さ)。一方、従来の人工超格子の周期 (= 井戸層厚 + 障壁層厚) は 20-40 nm と長く、(001) III 族原子層の 71-142 層分に相当する。人工超格子を無秩序化するには、多くの原子層を通して相互拡散しなければならない。これに対して自然超格子の場合は、隣り合う原子層が相互拡散すれば無秩序化が完了する。従って、自然超格子の無秩序化は、従来の人工超格子よりも低い不純物濃度で始まるだろう、と考えた。自然超格子を不純物拡散で無秩序化した報告は、まだ無い。原子層超格子の不純物誘起無秩序化という現象そのものが興味深いと同時に、先に述べたウィンドウレーザの問題点 (pn 接合移動、光吸収、等) の改善を期待できる。以上の点を念頭に置き、まず自然超格子の無秩序化を、続いてウィンドウレーザの試作を行った。

2.4 GaInP 自然超格子の領域選択的無秩序化

図 2.5 のウィンドウレーザ基本構造の作製は、(1) まず、GaInP 自然超格子活性層を含むダブルヘテロ構造を GaAs 基板の全面に均一に結晶成長し、(2) 次に、領域選択的に不純物を注入して自然超格子を無秩序化する、の手順で行う。活性層とするアンドープ GaInP 自然超格子の結晶成長条件には従来の条件を採用した。本研究では、領域選択的無秩序化実験から始めた。超格子の無秩序化で留意した点は、

- [1] バンドギャップを大きく拡大すること、
- [2] 無秩序化が起きる不純物濃度を把握し、従来の人工超格子と比較すること、
- [3] 無秩序化層の光学品質や結晶品質を保つこと、

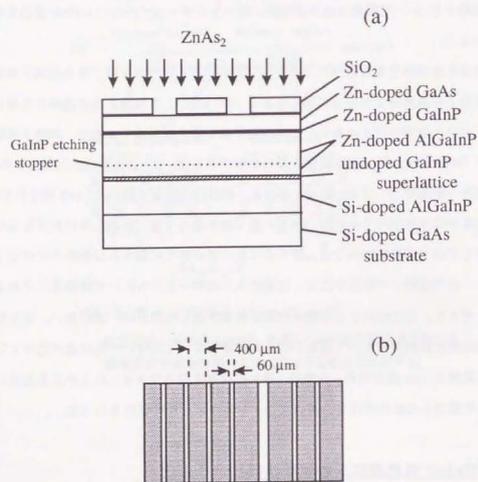


図2-7 GaInP自然超格子の領域選択的無秩序化

Zn拡散により、アンドープGaInP自然超格子(活性層)を領域選択的に無秩序化する。

- (a) GaInP自然超格子を活性層とするダブルヘテロレーザ構造
(b) 選択拡散マスク

表2-1 MOVPE結晶成長条件

Growth temperature, T_g	660 °C
V/III ratio	150
Growth pressure	70 Torr
Growth rate	1.0 $\mu\text{m/h}$ (= 0.28 nm/s)

atom	MOVPE precursor	gas pressure (Torr)	temperature (°C)
Al	TMAI	8.0	18.0
Ga	TEGa	2.7	11.0
In	TMIIn	1.0	18.0
P	PH ₃	-	R.T.
As	AsH ₃	-	R.T.
Zn	DMZn	110.	-3.0
Si	Si ₂ H ₆ [Ref. 30]	-	R.T.

[4] レーザ作製プロセスと共存すること、

である。これらを考慮して、プロセス方法を検討した。従来の AlGaAs 超格子の無秩序化では、熱拡散法とイオン注入法の2つのプロセス方法が報告されている。本研究では、熱拡散法を選んだ。熱拡散のメリットは、熱平衡過程なので結晶へのダメージが少ないこと（留意点[3]）と、200-400nm と薄い誘電体膜でマスクできる（従って、結晶に与える歪が少ない）と報告されている点である。拡散種は、Zn を選んだ。Zn は、レーザの p 型クラッド層ドーパント元素である。Zn ドープ p 型クラッド層の表面側から Zn を拡散すると、比較的低い拡散温度と短い拡散時間でも Zn が自然超格子活性層へ効率よく拡散するだろうと考えた（留意点[4]）。

拡散実験のサンプルは、レーザ仕様のダブルヘテロ構造ウエハである。n 型 Si ドープ (001) GaAs 基板 (厚さ 350 μm , $n = 1.25 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) の上に順次、n 型 Si ドープ $(\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ クラッド層 (1.0 μm , $n = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)、アンドープ自然超格子 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 活性層 (60 nm)、p 型 Zn ドープ $(\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ クラッド層 (1.0 μm , $p = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)、p 型 Zn ドープ $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 層 (10 nm)、p 型 Zn ドープ GaAs キャップ層 (300 nm, $p = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)、を MOVPE で成長した (図 2.7a)。ただし後でレーザのストライプ構造を形成するために、p 型 AlGaInP クラッド層の中にあらかじめ非常に薄い Zn ドープ GaInP エッチングストップ層 (5 nm) を挿入した。MOVPE 成長の成長条件と原料を表 2-1 にまとめた[31]。結晶成長の後、熱 CVD とリソグラフィを使って p 型 GaAs キャップ層の表面に SiO_2 選択拡散マスク (厚さ 400nm) を形成した (図 2.7a, b)。熱拡散は、ZnAs₂ を拡散源とする封管拡散法で行った。ウエハ表面層の As の脱離を防ぐため、V 族元素が As の拡散源を選んだ。また、残留ガスや拡散源の汚染による拡散プロセスを不要を判別するために、GaInP ダブルヘテロ構造サンプルと共に Si ドープ GaAs 基板を封管に封入し、拡散後の拡散深さを毎回測定し、参照データと比較した (図 2.8)。拡散を行った後、エッチングで拡散マスクと Zn ドープ GaAs 層を除去し、Ar レーザ励起 (514.5nm) のフォトルミネッセンス (PL) で GaInP のバンドギャップを評価した (@室温)。

実験の結果、GaInP 自然超格子のバンドギャップの顕著な拡大を観測した。図 2.9 は、拡散マスク部とマスク開口部の PL スペクトルを示す。マスク部の PL スペクトルは拡

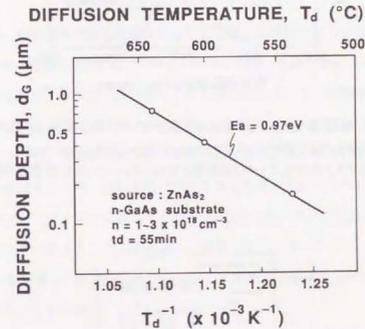


図2-8 GaAs中のZn拡散深さ
(Zn封管拡散実験の確認用データ)

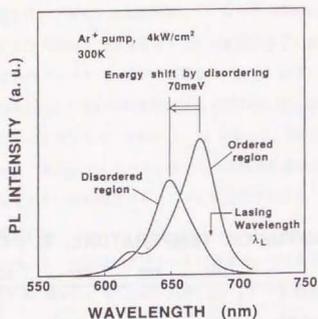


図2-9 無秩序化に伴うフォトルミネッセンス(PL)のブルーシフト
 拡散マスク開口部のPLピークは70 meVブルーシフトした(649 nm)。
 拡散マスク部のPLピークは拡散前と変わらない(672 nm)。室温で測定。

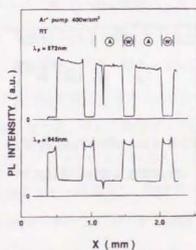


図2-10 無秩序化の領域選択性

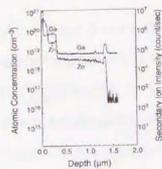
672 nm PL強度と645 nm PL強度の動起位置依存性を示す。
 拡散マスクパターンの通りに無秩序化されている。

散前と変わらず、自然超格子状態を保っていることを示した。ピーク波長は672nm(1.845 eV)である。一方、マスク開口部のPLピーク波長は649nm(1.911 eV)にシフトした。ほぼ無秩序化したと考えられる(ただし、672nmあたりに弱いサブピークが見える)。マスク開口部のPL発光強度は自然超格子結晶と同じレベルを保っている。これらの結果、マスク部とマスク開口部のバンドギャップエネルギー差は約70meVであった。この値は米津らのウィンドウレーザ(40-50 meV)より大きく、AlGaAs超格子の無秩序化とはほぼ同程度である。なお、マスク部のスペクトルの620nmサブピークは、p型AlGaInPクラッド層に挿入したレーザストライプ形成用10nm厚GaInPエッチストップ層からの発光である。

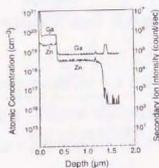
この実験は、拡散温度を結晶成長温度より少し低い温度に固定し、拡散時間を変えて行った。図2.9は、最適な拡散時間で拡散した結果である。拡散時間がこれより長い場合は、ピーク波長がこれ以上短波化しないまま、PL強度が低下した。拡散時間が短い場合は、672nm発光が残りに、無秩序化が不十分な状態を示した。

以上の実験結果は、領域選択的な無秩序化に必要な拡散マスクの有効性を同時に示した。領域選択性を確認するため、動起光のスポット位置を選択拡散後のサンプル上で走査し、自然超格子のバンドギャップに相当する672nm発光強度と無秩序結晶に相当する645nm発光強度の変化をプロットした(図2.10)。拡散マスクパターン(マスク幅400μm、開口幅60μm)を反映し、幅400μmのGaInP自然超格子、幅60μmの無秩序GaInPが交互に形成されたことを示す。

次に、GaInP結晶中のZn濃度を2次イオン質量分析(SIMS, CAMECA製IMS-4f)を使って分析(財団法人材料科学技術振興財団に依頼)し、従来のAlGaAs混晶超格子の無秩序化で報告された不純物濃度との比較を行った。SIMS測定では、Cs⁺1次イオン(0.05-0.1 μA)を5.5 kVで加速し、¹⁹⁹(⁶⁸Zn+Cs)⁺をカウントした。Znに対する感度を上げるため、スパッタレートをできるだけ遅くした(8.5A/sec)。スパッタ領域は250 μm × 250 μm、測定領域は60 μm²である。図2.11に、前述の最適拡散条件で無秩序化したサンプルの、深さ方向のZn濃度測定結果を示す(a: 拡散後、b: 拡散前)。同時に測定した⁷¹Ga⁺信号のマークが、表面から順次、ZnドープGaAs、ZnドープAlGaInP(小さなスパイク



(a) window region (Zn diffused)



(b) active region (as grown)

図2-11 原子濃度の深さ方向プロファイル(SIMS測定)

原子濃度はGaInPに対する校正値。
拡散後のGaInP中のZn濃度は、 $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。

表2-2 無秩序化に必要な不純物濃度の比較

本研究のZn濃度は、AlGaAs超格子の場合(Thornton et al.)の1/5と少ない。

SL	Period	Impurity	Atomic Density	Diffusion Temp.	
(nm)	(nm)	y	(cm^{-3})	($^{\circ}\text{C}$)	
AlGaAs SL	20	Zn	2.5×10^{19}	630	Nakashima, et al., 1985
AlGaAs SL	75	Zn	2×10^{19}	700	Thornton, et al., 1986
AlGaAs SL	72	Si	1.5×10^{18}	850	Thornton, et al., 1986
AlGaAs SL	30	Si	7×10^{18}	850	Thornton, et al., 1988
GaInP SL	0.65	Zn	4×10^{18}	< 660	This work

は10nm GaInP エッチストップ層)、アンドープ GaInP、Si ドープ AlGaInP の位置を示している。拡散サンプルとは別に Zn をイオン注入した $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 試料、 $(\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 試料、GaAs 試料をそれぞれ使い、原子濃度を校正した。図 2.11 の縦軸は GaInP に対して校正してある。なお、 $(\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 中の Zn に対する SIMS 感度は $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 中と大きく異なり、 $(\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 中の感度が 3.2 倍高い(マトリクス効果)。以上の測定の結果、無秩序化した GaInP 中の Zn 原子濃度は、 $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ であった。

超格子無秩序化を行った従来の報告のうち、不純物濃度を報告しているもの [8, 32, 33] を表 2-2 に示す。全て AlGaAs 混晶の人工超格子の報告であり、超格子周期(量子井戸厚+障壁層厚)は 20-75 nm である。Zn 拡散濃度は Si 拡散濃度に比べてやや高く、ドナーとなる Si 不純物の拡散メカニズムがアクセプターとなる Zn 不純物と異なると考えられる。そこで、本研究で拡散した拡散濃度 ($4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, Zn) を従来の Zn 拡散濃度と比較すると、本研究の Zn 濃度は従来の約 1/5 である。結晶格子材料が違うものの、従来の人工超格子に比べて自然超格子の周期が非常に短い効果が現れたと考えられる。

なお、イリノイ大学の Deppe らと Dalesasse らがそれぞれ Zn 不純物と Si 不純物を用いて AlGaInP 混晶人工超格子を無秩序化し、不純物濃度深さプロファイルの SIMS 分析もやっているが [34, 35]、原子濃度を校正していないので比較できなかった。一方、AlGaAs 混晶超格子の無秩序化をイオン注入で行った報告が数多く有るが、イオン注入の無秩序化のメカニズムは熱拡散とかなり異なるので、比較の対象から除いた。

自然超格子の無秩序化で行った Zn 拡散は、同じ Zn をドープとする p-i-n 構造への拡散であった。図 2.11 の SIMS データから、今回の Zn 拡散のふるまいを次のように読み取ることができる。図 2.11a, b の SIMS プロファイルを比べると、Zn ドープ AlGaInP 層と Zn ドープ GaAs 層の Zn 原子濃度(それぞれ $8.9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) は増加していない。一方、拡散後の GaInP 中の Zn 濃度は Zn ドープ AlGaInP 層よりも高い。従って、(1) Zn ドープ AlGaInP と Zn ドープ GaAs 層の Zn 濃度は結晶成長段階ですでに固溶限界に達している、(2) p-i-n 構造表面から侵入した Zn がドープの Zn を押し出し、押し出された Zn がアンドープ GaInP へ拡散した、(3) GaInP の Zn 固溶限界濃度は AlGaInP

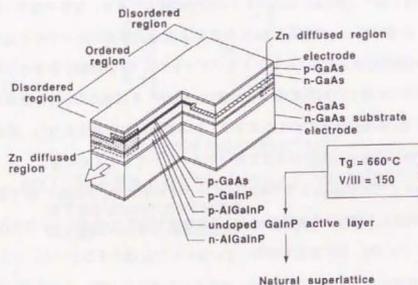


図2-12 ウィンドウ構造AlGaInPレーザ

共振器長は460-470 μm 、そのうち自然超格子領域(発光領域)の長さは400 μm 、ウィンドウ領域の長さは30-40 μm である。ストライプ幅は3-4 μm 。前面は SiO_2 コート($R=10\%$)、裏面は $(\text{SiO}_2/\text{Si})_3$ コート(95%)。p電極側をヒートシンクに融着した(junction-down mount)。

よりも高く、Zn拡散速度はAlGaInPよりも遅く、拡散したZnがGaInPにバイルアップした、と考えている。

2.5 GaInP ウィンドウレーザの作製

次に、領域選択無秩序化を行ったウェハを使ってウィンドウレーザを試作する。これまでの経験では、いわゆるブロードエリア型レーザをパルス発振した場合や利得導波型レーザをパルス発振または連続発振した場合、端面破壊が起きる光出力のばらつきが大きい。これらのレーザではいろいろな横モード(多モード)で端面破壊が起きるためと考えている。一方、横モード制御型レーザを連続発振し、キック光出力以下で端面破壊させた場合は、 $\pm 10\%$ 程度の精度で端面破壊出力を決めることができる [30]。図 2.12 に示す横モード制御型ウィンドウレーザを作製し、端面破壊を比べることにした。特性が目標を達成すればそのまま光ディスク用光源として使いうるレーザ構造である。

従来の横モード型構造の作製プロセスの骨子は、リッジストライプを形成する p 型クラッド層のウェットエッチング、及び、リッジストライプを n 型 GaAs 層で埋め込む第 2 回結晶成長プロセスである。従来の複屈折率導波型レーザの場合は、全面均一なエピタキシャル成長層に対してこれらの導波路形成プロセスを行う。GaInP ウィンドウレーザの場合は、領域選択無秩序化プロセスと導波路形成プロセスが互いに障害を及ぼさないよう注意を払う必要がある。導波路形成プロセスの後で領域選択無秩序化プロセスを行う場合、基板表面に水平な方向への不純物拡散の発生と n 型 GaAs 埋め込み層界面の再染を避けられないと考え、この手順は困難と判断した。そこで、これと逆のプロセス手順、

- (1) まず、2.4 節で述べた領域選択無秩序化を行う、
- (2) 続いて、導波路形成プロセスを行う、

を選択した。領域選択無秩序化後の半導体表面は平坦なので、従来と同様に平坦な半導体ウェハに導波路形成プロセスを行えばよい。導波路形成プロセスにおいて、無秩序化領域と自然超格子領域のエッチングレートがわずかに異なる点に注意を払った。

GaInP ウィンドウレーザ作製に当たって予め行ったもう一つの対策(選択)は、無秩序化領域への電流注入を阻止したことである。無秩序化領域への電流注入は、高濃度な不純

物を含む結晶格子へ再結合エネルギーを与え、結晶転移の増殖を招く恐れがあると考えた。無秩序化領域への電流注入を阻止するため、無秩序化領域の表面を n 型 GaAs 層で被った (図 2.12)。これを行うプロセスは、セルフアラインである。領域選択無秩序化の後で SiO₂ 選択拡散マスク ([110] 方向ストライプ) を残し、レジストを使って SiO₂ 選択拡散マスク+半導体層と続けてストライプ状 ([110] 方向) にエッチングする。レジストを除去した後、残った SiO₂ 選択拡散マスクを選択成長マスクとして n 型 GaAs 層を成長すると、自然超格子領域ストライプ側部の n 型 GaAs ブロック層と無秩序領域全面の n 型 GaAs ブロック層がセルフアラインで形成される。

半導体層を完成した後のプロセス工程 (p 電極形成、基板研磨、n 電極形成) は、従来のレーザと同じ方法で行った。へき開の際、無秩序化領域の中央付近をへき開し、ウィンドウレーザ端面を形成する。この時同じウェハの一部から、自然超格子領域をへき開した非ウィンドウレーザも作製し、次節で述べる端面破壊出力の比較サンプルとした。共振器長は 460-470 μm、そのうち自然超格子領域の長さが 400 μm、無秩序化領域の長さが 90-40 μm である。ストライプ幅は 3-4 μm とした。前方レーザ端面 (レーザ光出射面) には反射率 10% の SiO₂ 膜を、表面には反射率 95% の (SiO₂/Al₂O₃ モルファス Si)₂ 膜をコーティングした。へき開とコーティングを終えた後、レーザチップの p 電極側をヒートシンクに融着し (いわゆる junction-down mount)、さらにヒートシンクを金属ヒートシンク (レーザケース) に融着した。

2.6 GaInP ウィンドウレーザの高出力特性と課題

ウィンドウレーザと従来型レーザの端面破壊出力を測定し、ウィンドウ構造の端面破壊改善効果を評価した。図 2.13 に典型的な電流-光出力特性を示す。発振波長は 680 nm である。GaInP ウィンドウレーザは 75 mW まで端面破壊せずに発振した。なお、75 mW 以上の光出力を出すか熱飽和を示すか或は激しいキックを示したが、端面破壊は起きなかった。出力 75 mW 時の半導体端面内部の光密度は 14 MW/cm² である。一方、無秩序化領域を持たないレーザ (同じウェハからへき開したもの) は 20 mW で端面破壊を起こした。この時の内部光密度は 3.7 MW/cm² である。この値は、小林・藤井らが報告したアンコート端面破壊光密度 (半導体端面内部密度で 4.6-5.6 MW/cm²、半導体外部で 1.4-1.7 MW/cm²)

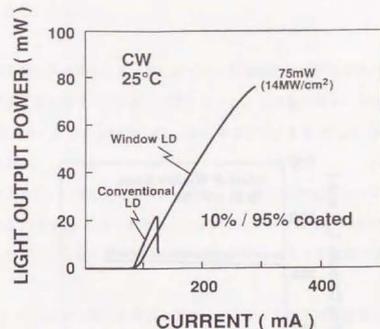


図2-13 電流-光出力特性

ウィンドウレーザの最大光出力は75 mW (熱飽和)。一方、ウィンドウ領域を切り離したレーザは20 mWで端面破壊を起こした。発振波長は680 nm。

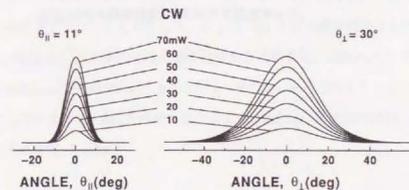


図2-14 ウィンドウレーザの遠視野像

70 mWまで基本横モード発振を確認した。

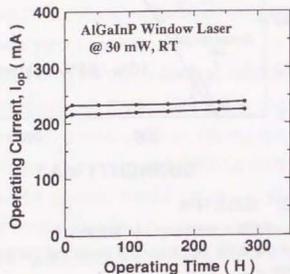


図2-15 連続動作試験結果
30 mW定出力で280時間連続動作させた(室温)。

[30])とおおよそ一致する。このように、本研究のウィンドウ構造は約3倍の端面破壊出力の改善を示したといえる。

端面破壊出力を向上させるとともに強い横モード制御構造を設けた結果、図2.14に示すように70 mWまで基本横モード発振が可能となった。この基本横モード発振出力は従来の報告(1987年石川らによる20mW[36]、1990年板谷らによる30 mW[37])を2倍以上上回る結果である。

続いて、ウィンドウレーザの連続動作試験を行った。動作条件は、30mW定出力動作、温度は室温である。図2.15に示すように、ウィンドウレーザは280時間にわたり安定な動作を続けた。ウィンドウレーザの結晶品質や電気的特性に大きな問題は無い。

ウィンドウレーザの光出力特性を評価して明らかになった課題は、温度特性が悪化したことである。図2.16に示すように、环境温度50℃以上での光出力特性はいわゆるロールオーバーを起こした。図2.13に示した25℃特性でも、50 mW以上の光出力動作では発熱による出力飽和が現れている。この原因を究明するため、無秩序化領域の残留光吸収係数の評価を試みた。活性層が薄いので、透過測定から求めることは困難である。そこで、Nakashimaら[8]が行ったようにいくつかのウィンドウレーザの発振しきい値電流と無秩序化領域の長さの相関をプロットしたところ、図2.17のように上昇傾向を示した。直線でフィットし、その傾きから無秩序化領域の導波路損失を求めると、 100 cm^{-1} に相当した。この値は、NakashimaらのAlGaAsウィンドウレーザ(225 cm^{-1} , [8])より大きい。仮にこの導波路損失の起源が無秩序GaInPの光吸収とすると、 500 cm^{-1} の光吸収係数に相当する(活性層の閉じ込め係数、 $\Gamma=20\%$)。

以下、導波路損失測定結果(100 cm^{-1})の起源を考察する。導波路損失の起源として、(A) GaAsブロック層の吸収、(B) ストライプ接続部(無秩序化領域と自然超格子領域の境界面)の光散乱と反射、(C) 無秩序GaInPの光吸収が考えられる。従来型レーザのGaAsブロック層による導波路損失(A)は約 30 cm^{-1} (ストライプ幅 $3 \mu\text{m}$ の場合、第5章、図5-6参照)なので、 100 cm^{-1} のうち約30%はGaAsブロック層の吸収によるものである。

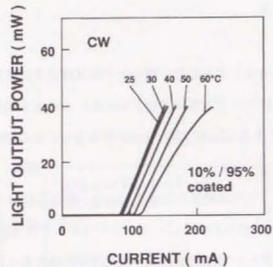


図2-16 光出力特性の温度依存性

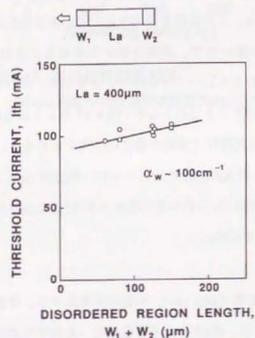


図2-17 発振しきい値電流のウィンドウ領域長依存性

W_1 : 前方ウィンドウ領域の長さ, W_2 : 後方ウィンドウ領域の長さ。

発振しきい値電流上昇の積りから、ウィンドウ領域の導波損失を 100 cm^{-1} と見積もった。

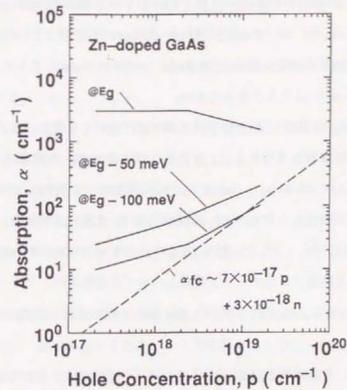


図2-18 バンド端近傍の光吸収係数

H. C. CaseyらのGaAsの実測値 [38, 39]から作製。

バンドギャップより87 meV小さい光子エネルギーに対する光吸収係数を見積もると、およそ 30 cm^{-1} である。

ストライプ接続部での光散乱や反射(B)は小さいと思われる。ストライプ接続部を電子顕微鏡で詳細に観察するとエッチングによるくびれが見えるが、ストライプ幅(3-4 μ m)に比べてわずかな乱れ(\approx 0.1 μ m)にすぎない。そこで、100 cm⁻¹のうち残り70%にあたる70 cm⁻¹の起源は、無秩序 GaInPの光吸収(C)と考えられる。活性層の閉じ込め係数(Γ)は20%なので、無秩序 GaInP(649 nm \rightarrow 1.911 eV)のレーザ光波長(680 nm \rightarrow 1.823 eV、エネルギー差 87 meV)に対する吸収係数が350 cm⁻¹程度残っていることになる。米津らがウィンドウ領域活性層に使ったn⁺-GaAs(n=3 \times 10¹⁸ cm⁻³, エネルギー差 40 meV)の測定値(10-30 cm⁻¹)よりもかなり大きい。

無秩序化 GaInPは高濃度なZn(原子濃度=4 \times 10¹⁸ cm⁻³)を含むので、まず、自由キャリア吸収とバンド間遷移を見積もった。無秩序化 GaInPのホール濃度は1 \sim 2 \times 10¹⁸ cm⁻³程度である(活性化率=30-50%)。GaInPの光吸収係数データが無いので、代わりにH. C. CaseyらがGaAsで測定したデータ[38, 39]を読み取り、光吸収係数をホール濃度の関数として図2.18のようにプロットした。図2.18でバンドギャップより87 meV小さい光子エネルギーに対する光吸収(自由キャリア吸収とバンド間遷移とバンドテール吸収)を見積もると、30 cm⁻¹となる。従って、上述の350 cm⁻¹の吸収係数の大部分の起源は、GaAsの場合とは異なる。

次に図2.9に示した無秩序 GaInPのPLスペクトルを見ると、秩序 GaInPのPLはレーザ波長(680 nm)あたりまで広がり、672 nmには弱いサブピークが見える。図に示した無秩序 GaInPのPL半値幅(98 meV)は、高い成長温度で成長した無秩序 GaInPの半値幅(\sim 37 meV)、LPEで成長した無秩序 GaInPの半値幅(\sim 37 meV、[26])よりかなり広い。バンドギャップの不均一分布、従って無秩序化の不完全を示唆していると考えられる。

以上の考察から、ウィンドウ領域の導波損失(図2-17)の大部分は自然超格子の無秩序化が不完全なために発生した、と推測した。

2.7 まとめ

GaInP自然超格子の無秩序化を利用した新しいウィンドウレーザ構造を提案した。GaInP自然超格子の周期(0.65 nm)が人工超格子よりはるかに短いことから、低い不純

物濃度で無秩序化が起きるだろうと考え、ウィンドウレーザの試作と評価を行った。

無秩序化プロセスの実験で得たバンドギャップエネルギーシフトは70 meV(ブルーシフト)であった。このシフト量は、Bursteinシフトの報告、AlGaAs/GaAs超格子無秩序化の報告、と同程度である。一方、自然超格子無秩序化に必要なZn原子濃度(4 \times 10¹⁸ cm⁻³)は、期待通り、AlGaAs/GaAs超格子無秩序化の1/5と小さいことを確認した。

プロセス実験に続いて試作したGaInP自然超格子ウィンドウレーザでは最大光密度14 MW/cm²まで動作した(熱飽和限界)。この光密度は従来レーザの端面破壊光密度(3.7 MW/cm²)の約3倍に当たる。

端面破壊出力を向上させるとともに強い横モード制御構造を設けた結果、基本横モード最大出力は70 mW(従来報告の2.3倍)に達した。また、本ウィンドウレーザが30 mW出力で280時間安定に動作することを確認した。

課題は吸収係数が350 cm⁻¹と大きいことである。PLスペクトル幅が98 meVと広いことから、この光吸収の起源は無秩序化の不完全、と推定した。

このように本研究では、無秩序化に必要な不純物濃度が低減し、大きな端面破壊出力向上を確認したものの、無秩序化がまだ不十分との結論に達した。これ以上の不純物拡散を行った無秩序化プロセス実験で無秩序化結晶の発光強度が顕著に低下したため、その無秩序化条件のウィンドウレーザを試作していない。不純物拡散後の結晶品質、非発光過程、均一無秩序化の方法、等が今後追究すべき課題と考える。

もう一つは、本研究では不純物をZnに、無秩序化プロセスを熱拡散に限定したことである。本研究で取り組まなかったイオン注入で無秩序化を行った場合の無秩序化過程(原子交換過程)の違い、や、不純物種による無秩序化不純物濃度の違いが、今後興味深い課題である。

参考文献

- [1] C. H. Henry, P. M. Petroff, R. A. Logan, and F. R. Merrit, "Catastrophic damage of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ double-heterostructure laser material," *J. Appl. Phys.* vol. 50, no. 5, pp. 3721-3732, May 1979.
- [2] H. Fujii, Y. Ueno, and K. Endo, "Effect of thermal resistivity on the catastrophic optical damage power density of AlGaInP laser diodes," *Appl. Phys. Lett.* vol. 62, no. 17, pp. 2114-2115, April 1993.
- [3] H. Yonezu, I. Sakuma, T. Kamejima, M. Ueno, K. Iwamoto, I. Hino, and I. Hayashi, "High optical power density emission from a 'window-stripe' AlGaAs double-heterostructure laser," *Appl. Phys. Lett.* vol. 34, no. 10, pp. 637-639, May 1979.
- [4] H. Yonezu, M. Ueno, T. Kamejima, and I. Hayashi, "An AlGaAs window structure laser," *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. QE-15, no. 8, pp. 775-781, August 1979.
- [5] M. Ueno, "Optimum design conditions for AlGaAs window stripe lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* vol. QE-17, no. 10, pp. 2113-2122, Oct. 1981.
- [6] S. Takahashi, T. Kobayashi, H. Saito, and Y. Furukawa, "GaAs- AlGaAs DH lasers with buried facet," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 17, no. 5, pp. 865-870, May 1978.
- [7] Y. Suzuki, Y. Horikoshi, M. Kobayashi, and H. Okamoto, "Fabrication of GaAlAs 'window-stripe' multi-quantum-well heterostructure lasers utilizing Zn diffusion-induced alloying," *Electron. Lett.* vol. 20, no. 9, pp. 383-384, April 1984.
- [8] H. Nakashima, S. Semura, T. Ohta, and T. Kuroda, "AlGaAs window stripe buried multi-quantum well lasers," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 24, no. 8, pp. L647-L649, August 1985.
- [9] W. D. Laidig, N. Holonyak, Jr., M. D. Camaras, K. Hess, J. J. Coleman, P. D. Dapkus, and J. Bardeen, "Disorder of an AlAs-GaAs superlattice by impurity diffusion," *Appl. Phys. Lett.* vol. 38, no. 10, pp. 776-778, May 1981.
- [10] A. Gomyo, K. Kobayashi, S. Kawata, I. Hino, and T. Suzuki, "Studies of $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ layers grown by metalorganic vapor phase epitaxy; effects of V/III ratio and growth temperature," *J. Crystal Growth* vol. 77, pp. 367-373, 1986.
- [11] A. Gomyo, T. Suzuki, K. Kobayashi, S. Kawata, and I. Hino, "Evidence for the existence of an ordered state in $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ grown by metalorganic vapor phase epitaxy and its relation to band-gap energy," *Appl. Phys. Lett.* vol. 50, no. 11, pp. 673-675, March 1987.
- [12] O. Ueda, M. Takikawa, J. Komeno, and I. Umebu, "Atomic structure of ordered InGaP crystals on (0 0 1) GaAs substrates by metalorganic chemical vapor deposition," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 26, no. 11, pp. L1824-L1827, Nov. 1987.
- [13] A. Gomyo, T. Suzuki, and S. Iijima, "Observation of strong ordering in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ alloy semiconductors," *Phys. Rev. Lett.* vol. 60, no. 25, pp. 2645-2648, June 1988.
- [14] T. Suzuki, A. Gomyo, S. Iijima, K. Kobayashi, S. Kawata, I. Hino, and T. Yuasa, "Band-gap energy anomaly and sublattice ordering in GaInP and AlGaInP grown by metalorganic vapor phase epitaxy," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 27, no. 11, pp. 2098-2106, Nov. 1988.
- [15] T. Suzuki, A. Gomyo, I. Hino, K. Kobayashi, S. Kawata, and S. Iijima, "P-type doping effects on band-gap energy for $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ grown by metalorganic vapor phase epitaxy," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 27, no. 8, pp. L1549-L1552, August 1988.
- [16] A. Gomyo, H. Hotta, I. Hino, S. Kawata, K. Kobayashi, and T. Suzuki, "Silicon and Selenium doping effects on band-gap energy and sublattice

- ordering in $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ grown by metalorganic vapor phase epitaxy," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 28, no. 8, pp. L1330-L1333, August 1989.
- [17] A. Gomyo, T. Suzuki, S. Iijima, H. Hotta, H. Fujii, S. Kawata, K. Kobayashi, Y. Ueno, and I. Hino, "Noexistence of long-range order in $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ epitaxial layers grown on (111)B and (110) GaAs substrates," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 27, no. 12, pp. L2370-L2372, Dec. 1988.
- [18] A. Gomyo, S. Kawata, T. Suzuki, S. Iijima, and I. Hino, "Large (6°) off-angle effects on sublattice ordering and band-gap energy in $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ grown on (001) GaAs substrates," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 28, no. 10, pp. L1728-L1730, Oct. 1989.
- [19] A. Gomyo, T. Suzuki, K. Kobayashi, S. Kawata, H. Hotta, and I. Hino, "Effects of GaAs-substrate surface misorientation from (001) on band-gap energy in $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$," *NEC Research & Development* vol. 35, no. 2, pp. 134-143, April 1994.
- [20] T. Kurimoto, N. Hamada, and A. Oshiyama, "Electronic structure and band gap of $(\text{GaP})_1(\text{InP})_1$ (111) superlattice," *Superlattice and microstructures* vol. 5, no. 2, pp. 171-173, 1989.
- [21] T. Kurimoto and N. Hamada, "Electronic structure of the $(\text{GaP})_1(\text{InP})_1$ (111) strained-layer superlattice," *Phys. Rev. B* vol. 40, no. 6, pp. 3889-3895, August 1989.
- [22] T. Kurimoto and N. Hamada, "Method of obtaining the stable unit-cell shape in the strained superlattice," *Phys. Rev. B* vol. 50, no. 20, pp. 15138-15141, Nov. 1994.
- [23] T. Suzuki, A. Gomyo, and S. Iijima, "Strong ordering in GaInP alloy semiconductors; formation mechanism for the ordered phase," *J. Crystal Growth* vol. 93, pp. 396-405, 1988.
- [24] K. Kobayashi, I. Hino, A. Gomyo, S. Kawata, and T. Suzuki, "AlGaInP double heterostructure visible-light laser diodes with a GaInP active layer grown by metalorganic vapor phase epitaxy," *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. QE-23, no. 6, pp. 704-711, June 1987.
- [25] B. W. Hakki, "Growth of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ p-n junctions by liquid phase epitaxy," *J. Electrochem. Soc.* vol. 118, no. 9, pp. 1469-1473, Sept. 1971.
- [26] M. Kume, J. Ohta, N. Ogasawara, and R. Ito, "Orientation dependence of LPE grown behavior of $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ on (100) and (111)B GaAs substrates," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 21, no. 7, pp. L424-L426, July 1982.
- [27] H. Asai and K. Oe, " $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ liquid phase epitaxy grown on (100) GaAs substrates," *J. Appl. Phys.* vol. 53, no. 10, pp. 6849-6851, Oct. 1982.
- [28] S. Wei and A. Zunger, "Band gaps and spin-orbit splitting of ordered and disordered $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ and $\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ alloys," *Phys. Rev. B* vol. 39, no. 5, pp. 3279-3304, Feb. 1989.
- [29] S. Wei and A. Zunger, "Band-gap narrowing in ordered and disordered semiconductor alloys," *Appl. Phys. Lett.* vol. 56, no. 7, pp. 662-664, Feb. 1990.
- [30] K. Kobayashi, S. Kawata, H. Fujii, I. Hino, A. Gomyo, H. Hotta, and T. Suzuki, "Transverse mode stabilized 670 nm AlGaInP visible-light laser diodes," *Proc. SPIE* vol. 898 *Miniature Optics and Lasers*, pp. 84-88, Jan. 1988.
- [31] H. Hotta, I. Hino, and T. Suzuki, "Low pressure MOVPE growth of Si-doped $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ using Si_2H_6 ," *J. Crystal Growth* vol. 93, pp. 618-623, 1988.
- [32] R. L. Thornton, R. D. Burnham, T. L. Paoli, N. Holonyak, Jr., and D. G. Deppe, "Opto-electronic device structures fabricated by impurity induced disordering," *J. Crystal Growth* vol. 77, pp. 621-628, 1986.
- [33] R. L. Thornton, W. J. Mosby, and T. L. Paoli, "Monolithic waveguide coupled cavity lasers and modulators fabricated by impurity induced disordering," *J. Lightwave Tech.* Vol. 6, pp. 786-792, June 1988.

- [34] D. G. Deppe, D. W. Nam, N. Holonyak, Jr., K. C. Hsieh, J. E. Baker, C. P. Kuo, R. M. Fletcher, T. D. Osentowski, and M. G. Craford, "Impurity-induced layer disordering of high gap $\text{In}_y(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{1-y}\text{P}$ heterostructures," *Appl. Phys. Lett.* vol. 52, no. 17, pp. 1413-1415, April 1988.
- [35] J. M. Dallesasse, W. E. Plano, D. W. Nam, K. C. Hsieh, J. E. Baker, N. Holonyak, Jr., C. P. Kuo, R. M. Fletcher, T. D. Osentowski, and M. G. Craford, "Impurity-induced layer disordering in $\text{In}_{0.5}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{P-InGaP}$ quantum-well heterostructures: visible-spectrum-buried heterostructure lasers," *J. Appl. Phys.* vol. 66, pp. 482-487, July 1989.
- [36] M. Ishikawa, K. Itaya, Y. Watanabe, G. Hatakoshi, H. Sugawara, Y. Ohba, and Y. Uematsu, "High power operation of InGaP/InAlP transverse mode stabilized laser diodes," *Extended Abstracts of the 19th Conf. on Solid State Devices and Materials*, paper B-3-5, pp. 115-118, Tokyo, 1987.
- [37] K. Itaya, Y. Watanabe, M. Ishikawa, G. Hatakoshi, and Y. Uematsu, "High-power operation of heterobarrier blocking structure InGaAlP visible laser diodes," *Appl. Phys. Lett.* vol. 56, no. 18, pp. 1718-1719, April 1990.
- [38] H. C. Casey, Jr., D. D. Sell, and K. W. Wecht, "Concentration dependence of the absorption coefficient for n- and p-type GaAs between 1.3 and 1.6 eV," *J. Appl. Phys.* vol. 46, no. 1, pp. 250-257, Jan. 1975.
- [39] H. C. Casey, Jr. and F. Stern, "Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs," *J. Appl. Phys.* vol. 47, no. 2, pp. 631-643, Feb. 1976.

第3章 歪量子井戸 AlGaInP レーザ

この章では、ウィンドウ構造を使わない従来の手法、スポットサイズ拡大と端面反射率低減、による端面破壊抑制を試みる。この手法の課題となる AlGaInP レーザの温度特性の原因を考察した後、高出力レーザ活性層に圧縮歪量子井戸を導入し、温度特性の改善を図る。試作したレーザ特性に基づいて、本章後半で改めて圧縮歪の効果进行分析する。

3.1 序

ウィンドウ構造を使わずにレーザ端面破壊 (Catastrophic Optical Damage; COD) を避け、大きな光出力を得る方法は、

- (A) 活性層を薄膜化し、導波モードのスポットサイズを拡大する、
- (B) レーザ端面の反射率を下げる、

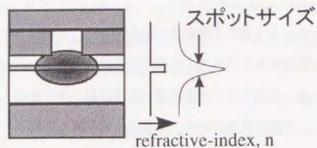
の2つである。波長 680-690 nm の GaInP/AlGaInP ダブルヘテロレーザの場合、活性層厚を 60-80 nm (従来の低出力 AlGaInP レーザ) から 50 nm 以下に薄膜化するとスポットサイズ (GaAs 基板に垂直な方向) が拡大し (図 3-1)、光出力密度を端面破壊光密度以下に保ちつつ大きな光出力を取り出すことができる。最大光出力は、スポットサイズに比例する。

なお、活性層とクラッド層の屈折率差を減らしてもスポットサイズは拡大する。しかし、そのためにはクラッド層の Al 組成を下げた活性層とクラッド層のバンドギャップ差を小さくしなければならない。本研究ではむしろクラッド層の Al 組成を 0.6 に固定して最大のバンドギャップ差を確保し、できるだけ強いキャリア閉じ込めを行う。

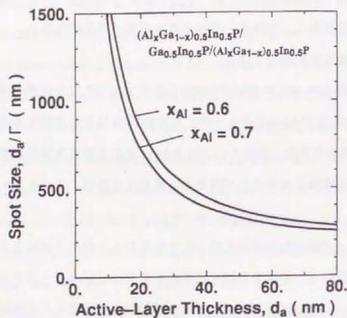
一方、適当な端面コーティング膜を使ってレーザの出射端面反射率 (R_1) を下げると、レーザ端面外部の光密度 (P_{OUT}) が内部光密度 (P_{IN}) に比べて相対的に増大する (図 3-2)。これらの関係は、

$$P_{OUT} = \frac{1-R_1}{(1+\sqrt{R_1})^2} \cdot P_{IN} \quad (3-1)$$

である。例えば端面反射率を 30% (従来の低出力レーザの端面反射率) から 6% へ下げれば、内部光密度を端面破壊光密度以下を保ちつつ 2 倍大きな光出力を取り出すことができ



(a)



(b)

図3-1 薄膜活性層レーザのスポットサイズ

- (a) スポットサイズの定義(基板面に垂直な方向)
 (b) 計算結果

活性層を薄膜化するとスポットサイズが増大し、端面破壊光出力が向上する。
 なお、低出力AlGaInPレーザの活性層厚は60-80 nmである。

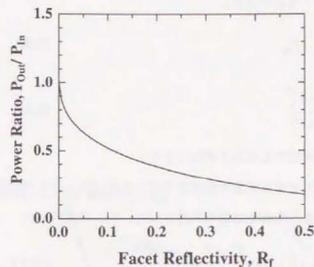


図3-2 レーザ端面光密度

反射率を低減すると、端面破壊光密度(外部光密度 P_{out})が向上する。
 なお、低出力レーザ($\lambda/4$ コート)の反射率は約30%。

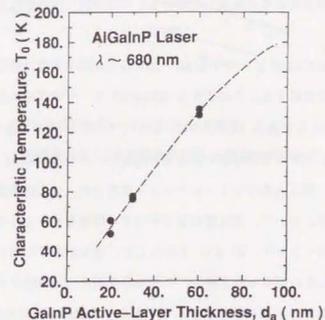


図3-3 薄膜活性層レーザの特性温度

活性層を薄膜化すると特性温度が悪化してしまう。
 高出力化の課題。

る。なお、アンコート端面の場合、

$$P_{OUT} = \frac{1}{n_{eff}} \cdot P_{IN} \quad (3-2)$$

$$R_1 = \left| \frac{n_{eff} - 1}{n_{eff} + 1} \right|^2 \quad (3-3)$$

なので、アンコート端面でも式 3-1 が成り立つ。

スポットサイズ拡大や端面反射率低減を利用した高出力レーザの問題点は、発振しきい値電流の温度特性の急速な劣化である。特性温度、 T_0 、は慣例的に

$$I_m(T_2) \equiv I_m(T_1) \cdot \exp \frac{T_2 - T_1}{T_0} \quad (3-4)$$

と定義される。図 3-3 は、スポットサイズを拡大した薄膜 GaInP 活性層レーザの代表的な特性温度である。活性層厚さが 20-30 nm と薄いレーザでは特性温度が 80K 以下に劣化し、実用的に必要とされる温度範囲の高温側 (50-60 °C) で動作することが到底できない。高出力化のために端面反射率を低減した場合も、同様な特性温度劣化が発生する。

低出力設計の AlGaInP レーザでも 50~70°C 以上の環境温度で動作させると、発振しきい値電流が急速に上昇する。このような AlGaInP レーザの温度特性について、最初に考察したのは Hagan らである [1]。彼らは -193°C (80 K) ~ 87°C と広い温度範囲で 670-nm ブロードエリアレーザの発振しきい値電流を測定し、さらに Casey と Panish の方法 [2] を使ってキャリア閉じ込めのシミュレーションを行った。彼らは高温環境におけるしきい値電流上昇の原因について、活性層の電子がヘテロ障壁を越えて p クラッド層へ漏れ出すため (電子オーバーフロー、図 3-4) と結論した。彼らが挙げた電子オーバーフローの支配要因は、発振しきい値キャリア密度、ヘテロ障壁高さ (活性層とクラッド層のバンドギャップ差)、p クラッド層の電子濃度、等である。ほぼ同時期に石川らも 670-nm ブロードエリアレーザの発振特性の評価を行い、同様な結論を導いた [3, 4]。

AlGaInP レーザの温度特性は一般に、AlGaAs レーザより悪い。しかし、Hagan らと石川らは AlGaAs レーザとの差異に言及していない。彼らが挙げた発振しきい値電流密度、ヘテロ障壁高さ、p クラッド層電子濃度、を AlGaAs レーザと比較してもさほど大きな差

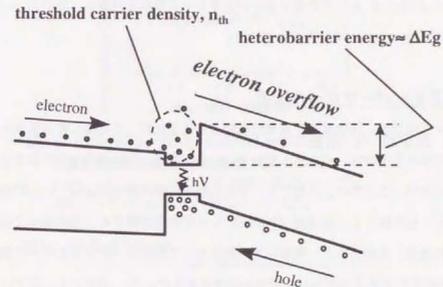


図3-4 電子オーバーフローの発生

活性層に注入された電子がpクラッド層側へ漏れ出す。

が無く、温度特性の違いの理由がはっきりしない。例えば、670-nm AlGaInP レーザのヘテロ障壁 ($\text{Ga}_{0.3}\text{In}_{0.5}\text{P}-(\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$) は 420meV であり、830-nm AlGaAs レーザのヘテロ障壁 ($\text{GaAs QW}-\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ として 500meV) との差は小さい。ヘテロ障壁高さはヘテロ接合バンドギャップ差 ΔE_g ではなく伝導帯エネルギー差 ΔE_c で決まり $\Delta E_c/\Delta E_g$ が小さいとオーバーフローが起きやすい、あるいは、ヘテロ接合界面にわずかな変成層が有ってオーバーフローを加速する [1]、などの推測がなされている。

以下では AlGaInP レーザの電子オーバーフローの原因を再考し、高出力レーザの課題を明らかにする。

3.2 電子オーバーフローの原因

高出力レーザでは、活性層厚や端面反射率を変えるに従って発振しきい値キャリア密度 (活性層のキャリア密度) が大きく変わる。しかし発振しきい値キャリア密度を測定する良い手段が無い。ここでは、高出力レーザの代わりに短波長 AlGaInP レーザ [5] の電子オーバーフローを考察する。短波長 AlGaInP レーザの活性層厚を一定に保って活性層の混晶組成 (Al 組成) を変えると、発振しきい値キャリア密度は一定のままヘテロ障壁高さ、 ΔE_g (= 活性層とクラッド層のバンドギャップエネルギー差) が変わる。以下、発振しきい値電流のヘテロ障壁高さ依存性を考察する。

発振しきい値電流 J_{th} は、活性層に注入される電流 J_{in}^0 と電子オーバーフロー電流 J_e の和と考えられる。電子オーバーフロー電流 J_e はさらに、拡散電流とドリフト電流からなり、

$$J_e(x) = J_e^{diff}(x) + J_e^{drift}(x) \quad (3-5)$$

$$= c \cdot D_e \frac{\partial n_e(x)}{\partial x} + e \cdot \mu_e \cdot n_e(x) \cdot E_h$$

である [2]。ここで、 E_h は p クラッド層に働く静電界、

$$E_h \text{ (kV/cm)} = \rho_h \text{ (}\Omega \cdot \text{cm)} \times J_{in}^0 \text{ (kA/cm}^2\text{)} \quad (3-6)$$

である。p クラッド層の電子濃度分布 $n_e(x)$ は流れの保存則、

$$D_e \frac{\partial^2 n_e(x)}{\partial x^2} + \mu_e \cdot E_h \frac{\partial n_e(x)}{\partial x} - \frac{n_e(x)}{\tau_e} = 0, \quad 0 \leq x \leq w \quad (3-7)$$

と、境界条件、

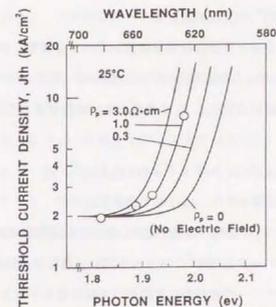


図3-5 AlGaInPレーザ($\lambda=626-682$ nm)の発振しきい値電流計算結果は実測値(O)をよく再現した。ただし、 $(\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{In}_{0.5}\text{P})_3$ クラッド層のバンドギャップを、実際よりも105 meV小さい2.230 eVとした。

表3-1 計算パラメータ

GaAsInP 活性層	バンドギャップ、 E_g	1.818-1.981 eV ($\lambda_c=626-682$ nm)
	活性層のキャリア密度、 n_0	$3.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
	発光再結合定数、 B_{12}	$1.0 \times 10^{10} \text{ cm}^3/\text{sec}$, GaAs [6]
	発振しきい値電流密度、 J_{th}^0	2.0 kA/cm ²
(Al _{0.7} Ga _{0.3} In _{0.5} P) クラッド層	活性層厚、 d_a	96 nm
	バンドギャップ、 E_g	2.230 eV
	電子の有効質量、 m_e	0.11 m_0 [7]
	電子の移動度、 μ_e	1000 cm ² /V·sec
	電子の拡散係数、 D_e	25.9 cm ² /sec
	ホールの有効質量、 m_h	0.43 m_0 [8]
ホールの移動度、 μ_h	16 cm ² /V·sec	
ホール濃度、 p	$4.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
比抵抗、 ρ_h	1.0 $\Omega \cdot \text{cm}$	
環境温度、 T_a	25 °C	

$$n_e(x=0) = n_e^{p0}, n_h(x=w) = 0 \quad (3-8)$$

から決まる。 n_e^{p0} は p クラッド層と活性層の界面でヘテロ障壁より高いエネルギーを持つ電子の濃度、 w は p クラッド層の厚さである。従って、電子オーバーフロー電流 J_e はヘテロ障壁上電子濃度 n_e^{p0} に比例し、 E_h に比例しない拡散電流と E_h に比例するドリフト電流の和、

$$J_e(x=0) = \alpha(D_e \cdot \mu_e \cdot w) \cdot n_e^{p0} + (e \cdot \mu_e) \cdot n_e^{p0} \cdot E_h \quad (3-9)$$

となる。拡散電流項の係数 α は D_e 、 μ_e 、 w で決まる。

図 3-5 に、実験結果と計算結果の比較を示す。測定した短波長 AlGaInP レーザの活性層は、 $(Al_xGa_{1-x})_0.5In_{0.5}P$ バルク活性層 ($0 \leq x \leq 0.25$)、発振波長は $626 \text{ nm} \leq \lambda_L \leq 682 \text{ nm}$ である。電子オーバーフローの最初の計算結果は実験結果を下回るものであった。そこでクラッド層のバンドギャップエネルギーを実際よりも 105 meV 小さい 2.230 eV とすると、図 3-5 のように実験結果をよく再現した。 $\Delta E_c/\Delta E_g$ と空乏層電界の効果 (いわゆるノッチとスバイク) や変成層によってヘテロ障壁が実効的に下がっていると考える。表 3-1 に他の計算パラメータをまとめた [6-8]。活性層キャリア密度 (n_{th}) はオーバーフローが起きる前の発振しきい値電流 (J_{th}^0) と再結合定数 (B) から推定した (後述の式 3-12)。p クラッド層中の電子 (少数キャリア) の易動度は n 型ドープ AlGaInP の電子易動度に等しいとし、拡散係数はアインシュタインの関係式 $D_e = \mu_e \times k_B T/q$ から求めた。

図 3-5 から明らかなことは、p クラッド層比抵抗 ρ_p の寄与が大きいことである。仮に $\rho_p = 0$ とした計算結果は、ドリフト電流を無視して拡散電流だけ考えた場合に相当する。実際には $\rho_p = 1 \Omega \cdot \text{cm}$ なので、式 3-6 に従って 2 kV/cm の静電界が発生し、大きなドリフト電流が発生することがわかった。ヘテロ障壁を乗り越える電子濃度 n_e^{p0} がわずかであっても、これらの電子が強く引き出されて大きな電流となる。このように、ドリフト電流が支配的な AlGaInP レーザの電子オーバーフローは、AlGaAs レーザと対照的である。AlGaAs レーザでは、p クラッド層の比抵抗が AlGaInP の $1/10$ ($\sim 0.1 \Omega \cdot \text{cm}$) と小さいため、拡散電流が支配的となる [2, 9]。以上の結果から、

1. AlGaInP レーザの温度特性劣化の原因は、電子オーバーフローである
2. AlGaAs レーザでは拡散電流が支配的だが、AlGaInP ではドリフト電流が支配的と結論した。

これらのことから、図 3-3 の高出力レーザの特性温度劣化は、同じメカニズムで発生する電子オーバーフローが原因と推定した。高出力レーザの場合、発振波長が長く ΔE_g が充分大きくても、(スポットサイズ拡大や端面反射率低減による) 発振しきい値キャリア密度 n_{th} の増加が電子オーバーフローを引き起こすと考える。発振しきい値キャリア密度 n_{th} が増えれば、p クラッド層電子濃度 n_e^{p0} が増えドリフト電流が増える。たとえ 25°C の電子オーバーフローがわずかであっても、活性層電子フェルミレベルが上昇する $50\text{-}60^\circ\text{C}$ では電子オーバーフローが顕著となり、特性温度を低下させる。

従って、高出力レーザの課題は発振しきい値キャリア密度 n_{th} の増大である。そこで、圧縮歪量子井戸に着目した。

3.3 圧縮歪量子井戸レーザ

1986 年、Yablonoitch と Kane [10] と Adams [11] がそれぞれ独立に、圧縮歪レーザを提案した。彼らの提案の内容は：格子歪は、ホールのバンド構造を変え有効質量を非等方的に変化させる。格子定数が半導体基板より長い混晶組成を持つ結晶をその半導体基板上にエピタキシャル成長すると、結晶の面内 (x-y 面) に圧縮歪がかかり、直交方向 (z 軸方向) には引張歪がかかる (圧縮歪エピタキシャル結晶の定義)。この時、ホールの x-y 面内有効質量は軽く、z 軸方向の有効質量は重くなる (図 3-6)。圧縮歪結晶のこのようなバンド構造では、小さいキャリア密度でも大きな利得を発生する。従って、活性層をなす混晶半導体に圧縮歪を導入すると発振しきい値キャリア密度が下がる、との予想である。

実験的には Welch ら [12] と Takeshita ら [13] が $In_xGa_{1-x}As/AlGaAs$ レーザ ($0 \leq x \leq 0.2$) で圧縮歪に伴う利得の増大を報告した。

AlGaInP レーザの実験を最初に行ったのは、Katsuyama らである [14-16]。圧縮歪 GaInP 単一量子井戸を活性層とするレーザを試作し、無歪の場合との比較を行い、発振しきい値電流密度の低下 (図 3-7a、[14, 15]) と利得の増大 [16] を報告した。単一量子井戸を用いた理由の 1 つは、歪による結晶破壊を避けるためである (歪結晶の厚さ \ll 臨界膜厚)。後に Valster らが格子歪量を -1.0% から $+1.0\%$ まで変えて行った系統的な実験では、特定の圧縮歪量と特定の引張歪量で発振しきい値電流が顕著に低下した (図 3-7b, [17])。

本研究ではこれらの実験結果に着目した。圧縮歪レーザの発振しきい値キャリア密度が

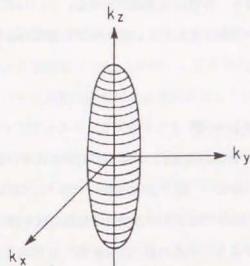
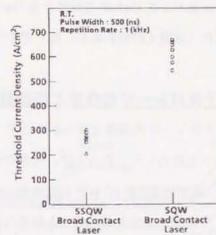
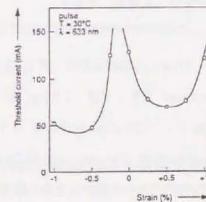


図3-6 圧縮歪結晶の等エネルギー面

圧縮歪結晶は小さいキャリア密度で大きな利得を発生する。
(Yablonovitch and Kane, 1986)



(a)



(b)

図3-7 圧縮歪GaInP量子井レーザーの発振しきい値電流

- (a) +0.65%歪単一量子井レーザー(SSQW、発振波長705.2 nm)と無歪単一量子井レーザー(SQW、673.8 nm)、井戸厚はともに10 nm。
(Katsuyama et al., 1990)
- (b) 2重量子井レーザー。
格子歪と同時に井戸厚を変え(10 nm@-1%歪、2.6 nm@+1%歪)、発振波長を633 nmに固定して実験した。(Valster et al., 1992)

小さいならば、前節 3.2 の考察に従って、電子オーバーフローが低減し温度特性が改善すると期待できる。そこで、従来の無歪バルク GaInP 活性層を歪 GaInP 量子井戸活性層に置き換えて、実験を行うことにした（実験上の制約から、格子歪を圧縮歪に限定した）。

3.4 圧縮歪 GaInP 多重量子井戸レーザーの作製と評価結果

最初に試作した圧縮歪多重量子井戸レーザーの構造を図 3-8 に示す。多重量子井戸の総厚を 55nm 以下とし、スポットサイズを拡大した。表 3-2 に、従来の高出力レーザー[18]、低出力レーザーの値と比較して示した。端面破壊出力 60 mW 以上を狙ったスポットサイズ（従来の低出力レーザーの 1.5~1.9 倍）である。これらのスポットサイズは活性層厚 30-40 nm の薄膜バルク活性層レーザーに相当し、薄膜バルク活性層レーザーであれば特性温度が 70-90 K に低下する（図 3-3 参照）。このスポットサイズ設計で、圧縮歪が温度特性をどのように変えるかを見る。端面反射率については、従来の低出力レーザーと同じ 30%とした。コーティングを施さない半導体端面（アンコート端面）である。

ダブルヘテロ構造は、n 型 Si ドープ(001) GaAs 基板（厚さ 350 μm , $n = 1.25 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ）、n 型 Si ドープ($\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{In}_{0.5}\text{P}$) クラッド層（1.5 μm , $n = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ）、アンドープ多重量子井戸活性層、p 型 Zn ドープ($\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{In}_{0.5}\text{P}$) クラッド層（1.5 μm , $p = 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ）、p 型 Zn ドープ $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 層（10 nm）、p 型 Zn ドープ GaAs キャップ層（300 nm, $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ）である。このダブルヘテロウエハから横モード制御型レーザー（後述）を作るために、p 型クラッド層の中に $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ エッチングストップ層（厚さ 5 nm）を設けた。成長条件は第 2 章と同じ、成長温度 660°C、V/III 比 150、成長圧力 70 Torr、成長速度 1.0 $\mu\text{m/h}$ 、である。

$\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 歪量子井戸の厚さは 10 nm、層数は 3 または 4、とした（表 3-2）。量子障壁の組成は($\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{In}_{0.5}\text{P}$)、GaAs 基板に格子整合し、厚さは 5 nm である。量子井戸の格子不整合 ($\Delta a/a_0$) は、Ga 組成比で制御した（表 3-3）。最も強い歪を導入した +1.0% 歪 3 重量子井戸（平均組成は +0.75%、総厚は 40 nm）は Matthews-Blakeslee の臨界膜厚（+0.5%歪結晶で 52 nm、+1.0%歪結晶で 22 nm、[19]）を少し越える状態だが、このような強い歪を導入しても透過電子顕微鏡像で欠陥は見えず、良好な量子井戸界面が形成

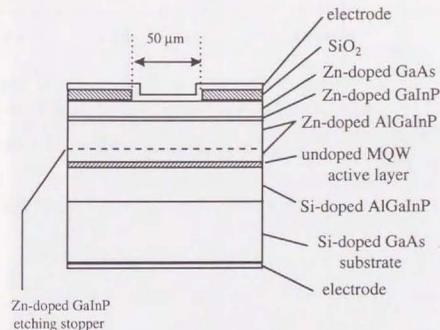


図3-8 本研究の圧縮歪GaInP多重量子井戸レーザーの構造
いわゆるブロードエリア構造（ハルス発振特性評価用）。
電流注入領域幅は50 μm 、共振器長は400 μm とした。

表3-2 GaInP/AlGaInP多重量子井戸の設計

	活性層	格子不整合 $\Delta a/a_0$ (%)	光閉じ込め係数 Γ_L	スポットサイズ d/Γ_L (nm)
歪 QW レーザ (本研究)	10-nm QW×3層	0 ~ +1.0	0.053	570
	10-nm QW×4層	0 ~ +0.43	0.087	460
高出力レーザ [18]	100-nm バルク (非材料SCH)	0	0.31	325
低出力レーザ	80-nm バルク	0	0.28	284

表3-3 圧縮歪Ga_{1-x}In_xP量子井戸の組成と格子不整合歪の関係

Ga 組成	格子不整合 $\Delta a/a_0$ (%)
0.510	0.0
0.474	+0.30
0.458	+0.43
0.390	+1.0

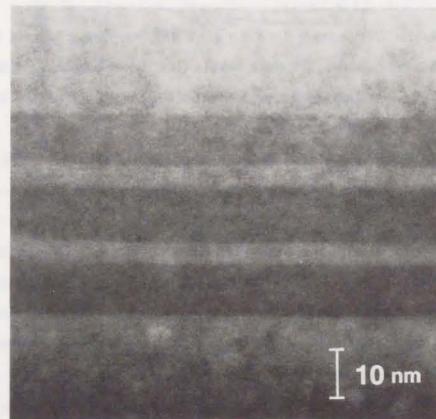


図3-9 +1.0%歪 3重量子井戸の透過電子顕微鏡像
[110]方向から観察。

されていた (図 3-9)。

量子障壁の組成をクラッド層と同じ $(\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ とした理由は、Self-Confinement-Heterostructure (SCH) 構造を避けるためである。多重量子井戸レーザでよく使われる光ガイド層も設けていない。SCH 構造はスポットサイズが収縮するので不利と考えた。この件は、3.7 節で述べる。

結晶成長の後、CVD とフォトリソグラフィで SiO_2 パターンを形成し、図 3-8 に示す電流狭帯構造とした。以降、電極形成とへき開を行い、レーザを完成した。電流注入領域 (SiO_2 開口部) の幅は $50 \mu\text{m}$ と広く、いわゆるブロードエリア型レーザである。横多モードで発振する。共振器長は約 $400 \mu\text{m}$ である。

本レーザの特性評価は全てパルス駆動で行った。電流注入に伴うレーザの温度上昇を避けるためである。duty cycle を 1/1000 に抑えた (パルス幅 1 μs 、繰り返し 1 kHz)。

まず図 3-10 に、発振しきい値電流密度 (面密度) を示す。発振しきい値電流密度は、圧縮歪とともにはっきり低下した (曲線は参考線である)。低下量は 30% 程度である (Katsuyama らや Valster らが報告したものよりやや小さい)。+0.43% 以上の格子不整合で、しきい値電流低下の飽和傾向が見える。なお、3 重量子井戸と 4 重量子井戸の発振しきい値電流の違いは、光閉じ込め係数の違いによるものと推定する。

特性温度 (@ 20-50 °C) は、圧縮歪とともに顕著に増大した (図 3-11)。スポットサイズを従来の 1.9 倍に広げた 3 重量子井戸でも 100 K 以上と良い特性温度を示した。なお、特性温度では飽和傾向が無い。

図 3-10 と図 3-11 の発振しきい値電流密度低下と特性温度増大は、Katsuyama らが報告した利得の増大 (従って発振しきい値キャリア密度の低減) を示唆する。3.6 節で改めて考察する。

本節で評価したブロードエリア型レーザは横多モード発振するので、光ディスクに使うことはできない。次の 3.5 節では、これらのレーザウェアから横モード制御型レーザ (基本横モードレーザ) を試作する。端面破壊出力の確認も、横モード制御型レーザで行う。

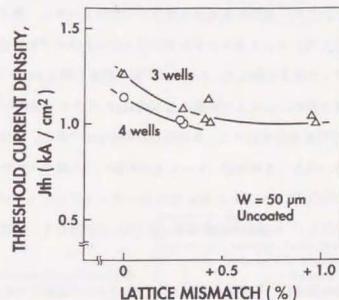


図 3-10 発振しきい値電流密度

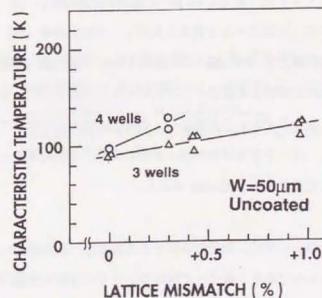


図 3-11 特性温度

3.5 横モード制御型・歪量子井戸レーザーの作製と高出力特性評価

図 3-10 と図 3-11 に示した一連の歪多重量子井戸レーザーウェハから、横モード制御型レーザー (図 3-12) を試作した。ウェットエッチングでリッジストライプを形成し、2 回目の結晶成長で GaAs ブロック層を成長した。ストライプ幅を従来の約 5 μm から 3-4 μm と狭くして、横モード制御を強めた。リッジ両側の p-AlGaInP クラッド層残り厚を 0.20 μm とし、 1.0×10^{-2} の実効屈折率差を設けた。共振器長は 600 μm である。電極まで形成したウェハをへき開した後、前方へき開端面 (レーザー光出射面) に反射率 6% の Al_2O_3 膜を、裏面に反射率 95% の (Al_2O_3 /アモルファス SiO_2) 膜をコーティングした (スパッタ蒸着)。スポットサイズ拡大 (図 3-1) と端面反射率低減 (図 3-2) を併用して、端面破壊出力を増大する設計である。

まず、端面破壊出力を測定し、設計値と比較した (表 3-4)。測定は連続駆動で行い、光出力-電流曲線上でキックが発生する前に起きた瞬時劣化だけを良好な端面破壊とみなす (経験的に、キック発生後は横モードが不安定となり端面破壊出力がばらつく)。いくつかの 3 重量子井戸レーザーと 4 重量子井戸レーザーを評価した結果、3 重量子井戸レーザーだけがキック発生前に明確な瞬時劣化を示した。光出力は 72 mW であった。一方設計では、端面破壊出力がスポットサイズ (表 3-4 の A) と前面反射率の寄与 (B) の積 (A×B) に比例するものとしている。上に述べた 3 重量子井戸レーザーの実測値 (●) に従来の高出力レーザー (◆)、従来の低出力レーザー (■) の実測値を加えて設計値 (A×B) と比較したところ、実測値と設計値の比例関係を確認することができた (図 3-13)。なお、4 重量子井戸レーザーでは 60 mW あたりでキックを発生し、明確な瞬時劣化を観測できなかった。スポットサイズが小さく、モード制御がやや弱いためである。図 3-13 から 4 重量子井戸レーザーの端面破壊出力を見比べると、60 mW である。

本節の横モード制御型レーザーは、開発の目標とする高出力・基本横モード・高温環境・連続発振動作を試みるものである。横モード制御型レーザーの連続発振動作は、

- (1) GaAs ブロック層の光吸収による導波路損失の増大
- (2) 端面反射率低減によるミラー損失の増大
- (3) 電流注入に伴う活性層温度の上昇

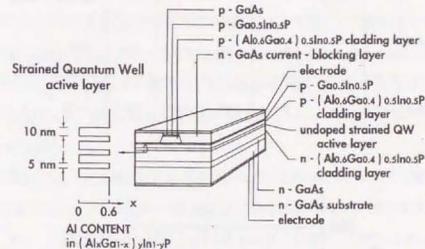


図 3-12 横モード制御型 歪 GaInP 量子井戸レーザー

井戸層数は 3-4、格子歪量は 0~+1.0% (表 3-2)。
 ストライプ幅は 3.4 μm 、共振器長は 600 μm 。
 前面を Al_2O_3 コート (R=6%)、裏面を ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$) コート (95%)。
 ストライプ方位は、 $[\bar{1}10]$ 。

表3-4 端面破壊光出力の設計と実測値の比較

最大出力(端面破壊出力)は60 mW(4重量子井戸)、72 mW(3重量子井戸)である。
ただし、キンク発生前の端面破壊だけを実測値とした。

	(A)		(B)		(A)×(B)	光熱値	
	活性層長さ d_a (nm)	スポットサイズ d_s / Γ_z (nm)	端面反射率 R_0 (%)	出力力比 P_0/P_{0max}		端面破壊出力 (mW)	安定出力 (mW)
高QWレーザ (本研究)	30 (10×3)	570	6.0	0.61	348	72	—
	40 (10×4)	460	6.0	0.61	280	60 (推定値)	30 (後述)
高出力レーザ [18]	100 (asym. 5C7B)	325	10	0.52	169	27	—
低出力レーザ	80	284	30	0.29	82	15-20	5

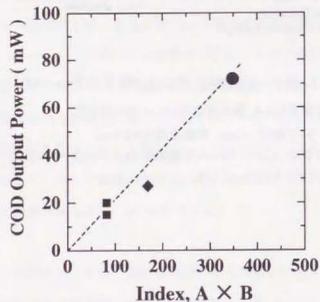


図3-13 端面破壊光出力

表3-4の端面破壊出力は設計指数(A×B)に比例した。
(この比例関係から、4重多量子井戸の端面破壊出力を推定した)

の3つの点で、前節のブロードエリアレーザのパルス動作と異なる。(1)~(3)の奇号は、横モード制御レーザの特性温度を低下させる。参考までに本節の横モード制御型レーザの(1)~(3)の値を見積もると：導波路損失の増加は30 cm⁻¹程度(第5章5.1節参照)である。ミラー損失については、前方反射率の低減を裏面反射率と共振器長で補った結果、前節のレーザよりやや小さい(6 cm⁻¹程度)。活性層温度の上昇をレーザのオーミック抵抗(8 Ω)、熱抵抗(50 K/W程度)、代表的な駆動電流(100 mA)から見積もると、4°Cである。

以下、良好な高温発振特性を示した+0.30%歪4重量子井戸レーザ(図3-14)と+0.43%歪3重量子井戸レーザ(図3-15)の代表的な特性を示す。両者とも、環境温度50°Cで基本横モード出力30 mW以上という目標を達成した。充分なゆとりがある。なお、+0.30%歪4重量子井戸レーザの発振しきい値電流は56 mA(@25°C)、50°Cで30 mW出力に必要な駆動電流は118 mA、特性温度は114 K(20-50°C)、スロープ効率は0.58 W/A、発振波長は690 nmである。

上に述べた測定では、+0.30%歪4重量子井戸レーザの光出力は40 mWに(図3-14a)、+0.43%歪3重量子井戸レーザの出力は50 mWに(図3-15a)抑えた。端面破壊を避けるためである。また、高温環境の動作特性(特に+0.43%歪3重量子井戸レーザの60°C特性)に現れた出力飽和は熱飽和である。パルス駆動では飽和しない。

放射角アスペクト比も、光ディスクへの応用上重要な性能である。今回試作したレーザではストライプ幅を狭くして横モード制御を強めたため、水平放射角(θ_H)が従来より広い。スポットサイズを拡大した結果、垂直放射角(θ_V)は狭くなっている。これらの結果、アスペクト比が従来の低出力レーザ($\theta_H/\theta_V = 34^\circ/9^\circ = 3.9$)より小さく、集光レンズ結合で有利である。+0.30%歪4重量子井戸レーザのアスペクト比は、 $\theta_H/\theta_V = 24^\circ/11^\circ = 2.2$ であった。

続いて、連続動作試験を行った(図3-16)。目標とする環境温度50°C、光出力30 mW、を試験条件とした。試験装置は、各レーザの光出力を常時モニターし、光出力を30 mWに保持する自動制御機能を備える。+0.30%歪4重量子井戸レーザと+0.43%歪3重量子井戸レーザの50°C動作特性を比べ、+0.30%歪4重量子井戸レーザを試験レーザに選んだ。このレーザは80°Cまで30 mW動作する(図3-14)ので、動作限界温度(80°C)が試

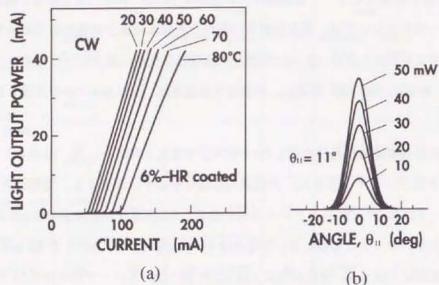


図3-14 +0.30%歪 4重量子井戸のCW発振特性

特性温度は114 K、発振波長は 690 nm。

(a) 電流-光出力特性、(b) 水平遠視野像

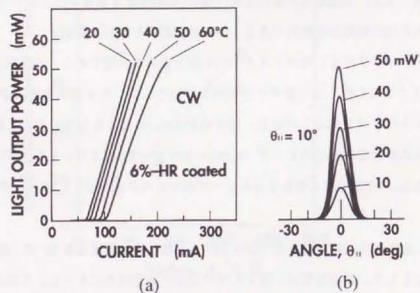


図3-15 +0.43%歪 3重量子井戸のCW発振特性

(a) 電流-光出力特性、(b) 水平遠視野像

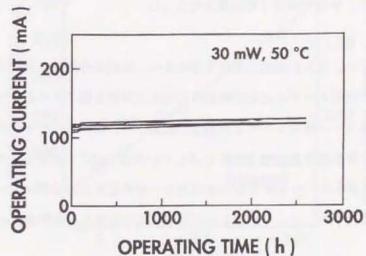


図3-16 2600時間連続動作試験

+0.30%歪 4重量子井戸レーザ、量子数=6、
30 mW低出力動作、环境温度 50°C。

験温度 (50 °C) に対して 30 °C のマージンを持つ試験条件設定である。

6 個のレーザを試験した結果、全てのレーザが 2600 時間安定に動作した。駆動電流にわずかな上昇傾向があったが、次第に飽和した。レーザの寿命 (駆動電流が初期値の 120% に達する時間と定義する) を見積ると、およそ 9,900 時間である。

以上により、歪量子井戸 AlGaInP レーザ (+0.30% 歪 4 重量子井戸レーザ) の特性が書き換え可能光ディスク光源の必要性能 (出力 30 mW、基本横モード発振、50 °C 高信頼動作) に到達した。本研究の第 1 の目標を達成した。

次の 3.6 節では、さらに高出力動作を図るため、圧縮歪の効果を検討する。本節のはじめに、横モード制御レーザの連続発振動作には温度特性を低下させる 3 つの寄与が存在すると述べた。横モード制御レーザを評価した結果から、これらの寄与を含まないブロードエリア型パルス駆動温度特性が 120 K に達していれば 50 °C で高出力動作できる、との目安を得た。このように、30 mW 程度の高出力レーザの温度特性はダブルヘテロ構造でほぼ決まる。次節ではブロードエリア型レーザの発振特性に戻り、考察を進める。

3.6 圧縮歪効果の考察

すでに述べたように、歪多重量子井戸レーザの狙いは

- (A) 有効質量変化による発振しきい値キャリア密度の低減、
- (B) 圧縮歪活性層のバンドギャップ取締に伴うヘテロ障壁高さの上昇、と、
- (C) GaInP 自然超格子の効果、

が考えられる。(C) は複雑な問題なので、次の第 4 章で考察する。以下では、(A) と (B) の寄与を考察する。

発振波長の実測値 (図 3-17) によれば、圧縮歪 GaInP 活性層のバンドギャップは、 $\Delta E_g / (\Delta a/a_0) = 100 \text{ meV} / \%$ の割合で縮小している。この値は、従来のフォトルミネッセンス評価結果 [20-22] とよく一致する。活性層のバンドギャップ取締により、圧縮歪レーザのヘテロ障壁は 100 meV / % の割合で上昇する。従って、発振しきい値電流の低減 (図 3-10) と特性温度の上昇 (図 3-11) の原因が、上の (A) によるものか (B) によるものか、これまでの

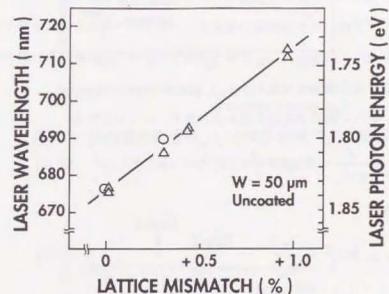


図 3-17 発振波長

- : 4重量子井戸レーザ
- △: 3重量子井戸レーザ

データだけでは判別できない。最初に紹介した歪 InGaAs レーザ[12, 13]と歪 GaInP レーザ[14-16]の報告でもヘテロ障壁が上昇しており、(A)か(B)かを判別できない。

発振しきい値キャリア密度 (A) をヘテロ障壁と独立に評価する方法の1つは、Valsterらが行った方法[17]である。彼らは格子歪に伴うヘテロ障壁の変化を量子井戸厚で実効的に補償し、図 3-7b に示した実験を行った。しかしこの場合、量子井戸厚を変えた影響が混ざっていると考えられ、格子歪の比較実験として不十分である。

短波長レーザでは、ヘテロ障壁が電子オーバーフローを引き起こす様子がある程度再現することができた。しかし、ここで扱う高出力レーザでは発振しきい値キャリア密度を一定とみなせない点に難しさがある。

以下では、新しい観点で考察を試みる。まず、レート方程式、

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{q \cdot d_a} - B \cdot np - \frac{n}{\tau_{nr}} \quad (3-10)$$

を強励起条件、

$$n = p, B \cdot n^2 \gg \frac{n}{\tau_{nr}} \quad (3-11)$$

で解くと、

$$n_{th} = \sqrt{\frac{1}{qB} \cdot \frac{J_{th}}{d_a}} \quad (3-12)$$

を得る。ここで、B: 発光再結合定数、J: 注入電流密度、 d_a : 活性層厚、 τ_{nr} : 非発光再結合寿命、である。式 3-12 は、発振しきい値キャリア密度 n_{th} が体積電流密度 J_{th}/d_a から一意的に決まることを示す。

図 3-18 に薄膜バルク活性層レーザ (ブロードエリア型) の体積電流密度 (J_{th}/d_a @ 25°C) と特性温度 (T_0 @ 20-50°C) の相関を示す。図 3-3 に示した一連のレーザの実測値である。体積電流密度を発振しきい値キャリア密度の指標 (式 3-12)、特性温度を電子オーバーフローの指標と考えて、この相関曲線が「ヘテロ障壁高さが一定の場合に、発振しきい値キャリア密度減少に伴って電子オーバーフローが減少する傾向」を示すと考えた (矢印 A) 。発振しきい値キャリア密度が減少すれば、特性温度は増大し、体積電流密度、

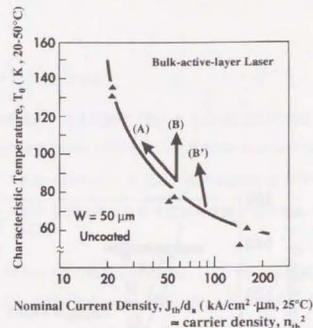


図 3-18 体積電流密度 (J_{th}/d_a) と特性温度 (T_0) の相関

▲: バルク活性層レーザ (図 3-3) の実測値

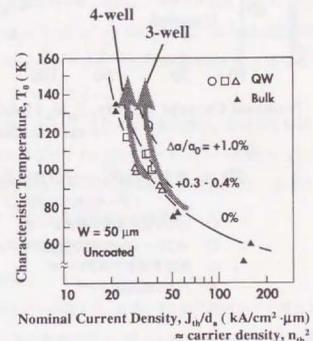


図 3-19 歪量子井戸レーザの特性温度

- : +1.0%歪多重量子井戸レーザ
- : +0.30 ~ +0.43%歪多重量子井戸レーザ
- △: 無歪多重量子井戸レーザ
- ▲: バルク活性層レーザ

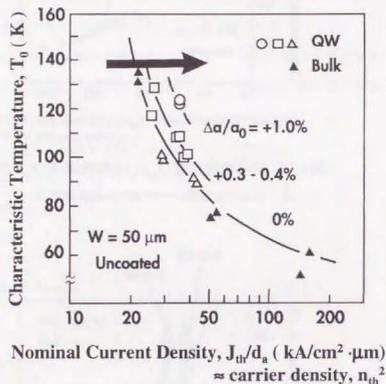


図3-20 歪量子井戸レーザーの特性温度

(データは図3-19と同じ)

- : +1.0%歪多重量子井戸レーザー
- : +0.30 ~ +0.43%歪多重量子井戸レーザー
- △: 無歪多重量子井戸レーザー
- ▲: バルク活性層レーザー

$$\frac{J_{th}}{d_n} = qB \cdot n_{th}^2 + (J_{nom})_{overflow} \quad (3-13)$$

は減少する。一方、特性温度が大きい領域（およそ $T_0 > 80$ K）で発振しきい値キャリア密度が変わらずにヘテロ障壁だけが上昇すれば、電子オーバーフローの減少が特性温度の上昇だけに現れるはずである（矢印B）。ただし、特性温度が小さい領域（ $T_0 < 80$ K）でヘテロ障壁が上昇すれば特性温度上昇にも体積電流密度減少にも現れるであろう（矢印B'）。

以上を踏まえ、3.3節で述べた+0%歪レーザー（△）、+0.30~+0.43%歪レーザー（□）、+1.0%歪レーザー（○）の体積電流密度と特性温度の相関を描き、バルク活性層レーザーの結果（▲）と比較した（図3-19）。その結果は、図のようによくまとまった傾向を示した。実線は、それぞれ、歪量が+0%、+0.30~+0.43%、+1.0%のデータをまとめた参考線である。

活性層総厚（多重量子井戸活性層では Σd_n 、バルク活性層では d_n 、と定義する）を変えずに格子歪 $\Delta a/a_0$ を 0%、+0.3~0.4%、+1.0%と増やした場合の体積電流密度-特性温度相関の動きを、図3-19の太い矢印で示す。これらの動きは、図3-18の矢印Aの傾向と明らかに異なり、矢印BとB'の傾向に近い。

次に、一定の格子歪量を持つレーザー群の体積電流密度-特性温度相関（図3-20の実線）に着目すると、ヘテロ障壁の上昇（格子歪量=0 → +0.3~+0.4% → +1.0%）に伴ってキャリア密度-特性温度相関が太い矢印の方向へ全体的にシフトしたとみなすことができる。以上のふるまいから、さきに述べた圧縮歪の2つの要因、

- (A) 発振しきい値キャリア密度低減、と
- (B) ヘテロ障壁の上昇、

のうち、(B)が大きく効いたと結論した。なお、3.5節で最適レーザー構造と述べた+0.30%歪4重量子井戸レーザーの体積電流密度は $26 \text{ kA/cm}^2 \cdot \mu\text{m}$ 、発振しきい値キャリア密度は $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ （推定）、ヘテロ障壁高さ (ΔE_g) は 470 meV 、である。

3.7 高出力レーザー設計の指針

スポットサイズを拡大する高出力レーザーのダブルヘテロ構造設計は、本研究で行った活

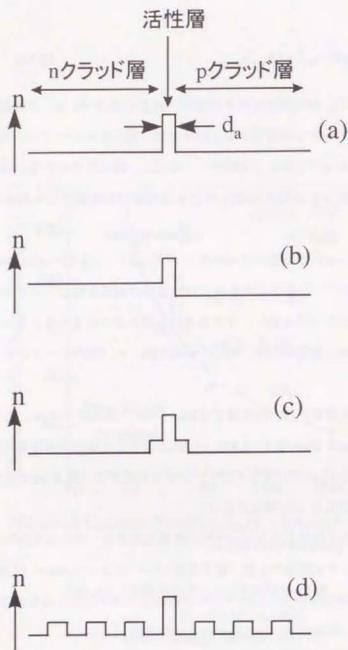


図3-21 高出力レーザー構造(屈折率分布)

- (a) ダブルヘテロ構造
- (b) 非対称クラッド構造
- (c) SCH構造
- (d) 特殊なクラッド層

性層の薄膜化(図3-21a)だけではない。これまでに、非対称クラッド構造高出力レーザー(図3-21b、[23])とSCH構造高出力レーザー(図3-21c、[24-26])が報告されている。また、図3-21dのように、クラッド層の組成を平均的に上げて、スポットサイズは拡大する(*注3-1)。しかし従来は、レーザー構造(a-d)の端面破壊出力と温度特性のトレードオフ関係の優劣を見積もる方法がなく、実験する以外に比較する方法が無かった。以下では、前節の考察で得た体積電流密度(=発振しきい値キャリア密度、 na^3)を使って、比較を行う。

*注3-1: pクラッド層への電子オーバーフローを避けるため、図3-21の構造は全て、活性層近傍のpクラッド層の組成、バンドギャップ、屈折率、を保っている。屈折率を上げるにはバンドギャップを狭くしなければならない。

体積電流密度(J_{th}/d_a)は、線形利得、

$$g = \beta \cdot (\eta_l \frac{J}{d_a} - J_0) \quad (3-14)$$

が共振器損失、

$$\alpha_r + \frac{1}{L} \cdot \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 \cdot R_2}} \quad (3-15)$$

に達した時にレーザー発振が始まるとして、

$$J_{th} = \frac{J_0}{\eta_l} \cdot d_a + \frac{1}{\eta_l \beta} \frac{d_a}{\Gamma} \cdot (\alpha_r + \frac{1}{L} \cdot \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 \cdot R_2}}) \quad (3-16)$$

さらに、

$$\frac{J_{th}}{d_a} = \frac{J_0}{\eta_l} + \frac{1}{\eta_l \beta} \frac{1}{\Gamma} \cdot (\alpha_r + \frac{1}{L} \cdot \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 \cdot R_2}}) \quad (3-17)$$

と導かれる。以下、式3-17を使ってスポットサイズ拡大と体積電流密度上昇の相関を計算する。

図3-21aの薄膜活性層レーザーでは、活性層厚(d_a)を薄膜化してスポットサイズを拡大する。活性層厚の起点をとす。一方、図3-21bと図3-21dのレーザーでは、活性層厚を80nm(低出力レーザー、 $d/\Gamma=284$ nm)に固定し、クラッド層屈折率を非対称に、あるいは平均的

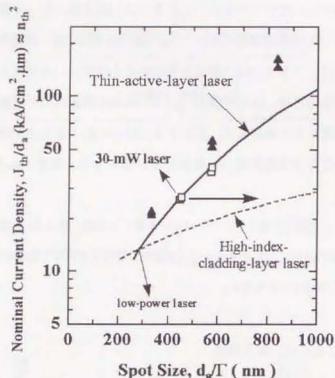


図3-22 発振しきい値体積電流密度の比較

□: +0.30~+0.43%歪多重量子井戸レーザ
 ▲: バルク活性層レーザ

表3-5 利得と共振器パラメータ

transparency current density, J_0	5.0 kA/cm ² ·μm
linear gain coefficient, β	25 cm·μm/kA
internal quantum efficiency, η_i	0.69
front mirror reflectivity, R_1	0.3
rear mirror reflectivity, R_2	0.3
waveguide length, L	400 μm

に増やしてスポットサイズを拡大する。図3-21cのSCH構造については最後に述べる。

計算結果を、図3-22に示す。活性層を薄膜化すると体積電流密度(実線)の上昇は急激である。一方、クラッド層屈折率を利用した場合の上昇傾向は、はるかに緩やかである。参考のため、図3-19の0.3%~0.4%歪レーザ(□)とバルク活性層レーザ(▲)の実測値を併せて示した。計算に使ったパラメータを表3-5に示す。計算結果が歪レーザ(□)の実測値を再現するように、バルク活性層レーザの実験結果[23]より J_0 を小さく、 β を大きく設定した。

以上の結果から、薄膜活性層レーザは高屈折率クラッド層レーザより明らかに不利である。本研究で述べた30 mW歪量子井戸レーザ(薄膜活性層レーザ設計)では、スポットサイズを460 nmに拡大するために体積電流密度が26 kA/cm²μmに達した。図3-22により、同じ体積電流密度の高屈折率クラッド層でスポットサイズを850 nmまで拡大できると予想する。つまり、高屈折率クラッド層構造を最適設計すれば、本研究の30-mWレーザの温度特性を維持しつつ、より高い光出力を実現できるであろう。なお、図3-21cのSCH構造は、薄膜活性層レーザよりむしろ不利である。SCH構造の光ガイド層はスポットサイズを縮小させ、スポットサイズ-体積電流密度の相関を悪化させた。

3.8 まとめ

ウィンドウ構造を使わない従来の手法(スポットサイズ拡大と端面反射率低減の併用)でAlGaInPレーザを高出力設計し、活性層に圧縮歪量子井戸を導入した。狙いは、温度特性の改善である。実験の結果、発振しきい値電流の低減と温度特性の改善を確認した。最も特性の優れた歪量子井戸レーザ(+0.30%歪4重量子井戸)で、目標とする高出力(30 mW)高温(50℃)高信頼(2600時間)動作を実現した。基本横モード最大出力は50 mW、発振波長は690 nmである。

本レーザの動作メカニズムを理解するため、圧縮歪効果の要因を分析した。体積電流密度を尺度とする新しい解析を行い、従来報告されている発振しきい値キャリア密度低減の寄与よりもヘテロ障壁上昇の寄与が大きいことを示した。なお、上述の+0.30%歪4重量子井戸レーザの体積電流密度は26 kA/cm²μm、発振しきい値キャリア密度は 4×10^{18} cm⁻³(推定)、ヘテロ障壁高さは470 meV、であった。

この章の後半では、体積電流密度の解析を利用し、スポットサイズを拡大する数種類のダブルヘテロ構造設計のスポットサイズ-体積電流密度相関を比較した。その結果、高屈折率クラッド層構造（非対称クラッド層、平均高屈折率クラッド層、等）でさらに高い光出力動作を期待できること、及び、この解析方法と設計方法の有効性を示した。

参考文献

- [1] S. H. Hagan, A. Valster, M. J. B. Boermans, and J. van der Heyden, "Investigation of the temperature dependence of the threshold current density of GaInP/AlGaInP double-heterostructure lasers," *Appl. Phys. Lett.* vol. 57, no. 22, pp. 2291-2293, Nov. 1990.
- [2] H. C. Casey and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Academic Press, New York, 1978, part A, pp. 248-253.
- [3] M. Ishikawa, H. Shiozawa, K. Itaya, G. Hatakoshi, and Y. Uematsu, "Temperature dependence of the threshold current for InGaAlP visible laser diodes," *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 27, no. 1, pp. 23-29, Jan. 1991.
- [4] G. Hatakoshi, K. Itaya, M. Ishikawa, M. Okajima, and Y. Uematsu, "Short-wavelength InGaAlP visible laser diodes," *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 27, no. 6, pp. 1476-1482, June 1991.
- [5] K. Kobayashi, Y. Ueno, H. Hotta, A. Gomyo, K. Tada, K. Hara, and T. Yuasa, "632.7 nm CW operation (20 °C) of AlGaInP visible laser diodes fabricated on (001) 6° off toward [110] GaAs substrate," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 29, no. 9, pp. L1669-L1671, Sept. 1990. なお、しばらく後に Bourらが同じ結論を報告した； D. P. Bour, D. W. Treat, R. L. Thornton, R. S. Geels, and D. F. Welch, "Drift leakage current in AlGaInP quantum-well lasers," *IEEE Quantum Electron.* vol. 29, no. 5, pp. 1337-1343, May 1993.
- [6] H. C. Casey and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Academic Press, New York, 1978, part A, Table 3.7-3, p. 260.
- [7] M. O. Watanabe and Y. Ohba, "Interface properties for GaAs/InGaAlP heterojunctions by the capacitance-voltage profiling technique," *Appl. Phys. Lett.* vol. 50, no. 14, pp. 906-908, April 1987.
- [8] M. Honda, M. Ikeda, Y. Mori, K. Kaneko, and N. Watanabe, "The energy levels of Zn and Se in $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 24, no. 3, pp. L187-L189,

March 1985.

- [9] T. Hayakawa, S. Yamamoto, H. Hayashi, T. Sakurai, and T. Hijikata, "Temperature dependence of threshold current in (GaAl)As double-heterostructure lasers with emission wavelengths of 0.74-0.9 μm ," IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-17, no. 11, pp. 2205-2210, Nov. 1981.
- [10] E. Yablonovitch and E. O. Kane, "Recuction of lasing threshold current density by the lowering of valence band effective mass," J. Lightwave Tech. Vol. LT-4, no. 5, pp. 504-506, May 1986.
- [11] A. R. Adams, "Band-structure engineering for low-threshold high-efficiency semiconductor laser," Electron. Lett. vol. 22, no. 5, pp. 249-250, Feb. 1986.
- [12] D. F. Welch, W. Streifer, C. F. Schaus, S. Sun, and P. L. Gourley, "Gain characteristics of strained quantum well laser," Appl. Phys. Lett. vol. 56, no. 1, pp. 10-12, Jan. 1990.
- [13] T. Takeshita, M. Okayasu, O. Kogure, and S. Uehara, "Low threshold strained-layer InGaAs ridge waveguide lasers," Jpn. J. Appl. Phys. vol. 29, no. 7, pp. L1138-1140, July 1990.
- [14] T. Katsuyama, I. Yoshida, J. Shinkai, J. Hashimoto, and H. Hayashi, "Very low threshold current AlGaInP/Ga_{1-x}In_xP strained single quantum well visible laser diode," Electron. Lett. vol. 26, no. 17, pp. 1375-1377, August 1990.
- [15] J. Hashimoto, T. Katsuyama, J. Shinkai, I. Yoshida, and H. Hayashi, "Effects of strained-layer structures on the threshold current density of AlGaInP/GaInP visible lasers," Appl. Phys. Lett. vol. 58, no. 9, pp. 879-890, March 1991.
- [16] J. Hashimoto, T. Katsuyama, J. Shinkai, I. Yoshida, and H. Hayashi, "High performance of AlGaInP/GaInP visible lasers by strain induced effects," Electron. Lett. vol. 27, no. 22, pp. 2028-2030, Oct. 1991.
- [17] A. Valster, C. J. van der Poel, M. N. Finke, and M. J. B. Boermans, "Effect of strain on the threshold current of GaInP/AlGaInP quantum well lasers emitting at 633 nm," 13th IEEE international semiconductor laser conference, Takamatsu, Sept. 21-25, 1992, paper G-1, pp. 152-153.
- [18] H. Fujii, K. Kobayashi, S. Kawata, A. Gomyo, I. Hino, H. Hotta, T. Suzuki, "High-power operation of a transverse-mode stabilised AlGaInP visible light ($\lambda_L=683\text{ nm}$) semiconductor laser," Electron. Lett. vol. 23, no. 18, pp. 938-939, August 1987.
- [19] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee, "Defects in epitaxial multilayers," J. Crystal Growth vol. 27, p. 118, 1974.
- [20] H. Asai and K. Oe, "Energy band-gap shift with elastic strain in Ga_{1-x}In_xP epitaxial layers on (001) GaAs substrates," J. Appl. Phys. vol. 54, no. 4, pp. 2052-2056, April 1983.
- [21] C. P. Kuo, S. K. Vog, R. M. Cohen, and G. B. Stringfellow, "Effect of mismatch strain on band gap in III-V semiconductors," J. Appl. Phys. vol. 57, no. 12, pp. 5428-5432, June 1985.
- [22] M. Kondo, K. Domen, C. Anayama, T. Tanahashi, and K. Nakajima, "MOVPE growth and optical properties of AlGaInP/GaInP strained single quantum well structures," J. Crystal Growth vol. 107, pp. 578-582, 1991.
- [23] K. Kobayashi, S. Kawata, H. Fujii, I. Hino, A. Gomyo, H. Hotta, and T. Suzuki, "Transverse mode stabilized 670 nm AlGaInP visible-light laser diodes," Proc. SPIE vol. 898 Miniature Optics and Lasers, pp. 84-88, Jan. 1988.
- [24] M. Mannoh, S. Kamiyama, J. Hoshina, I. Kidoguchi, H. Ohta, A. Ishibashi, Y. Ban, and K. Ohnaka, "High temperature and high power operation of mode stabilized GaInP/AlGaInP strained MQW lasers," 13th IEEE international semiconductor laser conference, Takamatsu, Sept. 21-25, 1992, paper J-4, pp. 186-187.
- [25] M. Mannoh, J. Hoshina, S. Kamiyama, H. Ohta, Y. Ban, and K. Ohnaka, "High power and high-temperature operation of GaInP/AlGaInP strained multiple quantum well lasers," Appl. Phys. Lett. vol. 62, no. 11, pp. 1173-1175, March 1993.
- [26] S. Arimoto, M. Yasuda, A. Shima, K. Kadoiwa, T. Kamizato, H. Watanabe, E. Omura, M. Aiga, K. Ikeda, and S. Mitsui, "150 mW fundamental-transverse-mode

operation of 670 nm window laser diode," IEEE J. Quantum Electron. vol. 29, no. 6, pp. 1874-1879, June 1993.

第4章 歪 GaInP 自然超格子の光学異方性

従来の歪 GaInP 結晶のバンド構造や光学利得の解析では、結晶成長面内で等方的な結晶構造を前提としていた。しかし、歪 GaInP には成長面方位[001]と 57° をなす $[\bar{1}11]$ 方向に自然超格子が存在し、決して成長面内で等方的な構造ではない。本章では、歪 GaInP の光学異方性を考察する。

4.1 序

第3章で述べた高出力レーザの活性層は、圧縮歪 Ga_{0.474}In_{0.526}P 量子井戸 ($x=0.474$, $\Delta a/a_0=+0.30\%$) である。従来の歪 Ga_{0.474}In_{0.526}P 結晶のバンド構造の光学評価 [1-5] と、それを活性層とするレーザの評価・解析 [6-11] では、もともと立方対称な結晶の結晶成長面内に1軸性格子歪みが加わった構造を前提としていた。しかしすでに 2.2 節で紹介したように、(001) GaAs 基板上の GaInP エピタキシャル結晶は、成長面方位と 57° の角度をなす $[\bar{1}11]$ 自然超格子構造を形成する。無歪 Ga_{0.51}In_{0.49}P だけでなく、かなり強い格子歪を持つ Ga_{0.474}In_{0.526}P 結晶も自然超格子を形成する [12]。従って、歪 GaInP の結晶構造は、(001) 面内格子歪と $[\bar{1}11]$ 自然超格子が共存する新しい構造である (図 4-1)。

(001) 面内格子歪が共存する歪 GaInP 超格子は、明らかに対称性の低い結晶構造である。これに比べ、無歪 GaInP 自然超格子 (*注 4-1) の結晶構造は閃亜鉛鉱型 (T_d , $\bar{4}3m$ 、立方晶系) 無秩序 GaInP が対称性を1ランク落としたものとして理解しやすい。五明らの透過電子顕微鏡によって決定された立体構造 (図 4-2) から結晶対称性を求めると、 C_{3v} ($3m$ 、三方晶系) である。この構造異方性に対応し、光学的性質にも異方性が現れる。無歪 GaInP 超格子の光学異方性についてはすでにかなり精力的に研究され、かなりよくわかっている。

*注 4-1: $[\bar{1}11]$ に結晶軸を持つ自然超格子が (001) GaAs 面に接合しているので、厳密には (Ga 組成, $x=0.51$ でも) 必ず内部歪を持つはずである。しかし自由空間中の自然超格子の格子定数やエピタキシャル結晶の内部歪について理論的には検討されているものの、実験的なデータは全く無い。ここではこれまでの慣習通り、エピタキシャル成長した Ga_{0.474}In_{0.526}P 結晶の結晶成長方向の格子定数が GaAs 基板と一致するとき ($x=0.51$) を格子整合 (無歪結晶)、それ以外の場合を格子不整合 (歪結晶)、と呼ぶ。

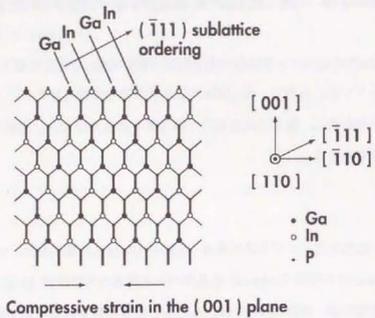


図4-1 圧縮歪 $GaxIn_{1-x}P$ 自然超格子 ($x \leq 0.5$)

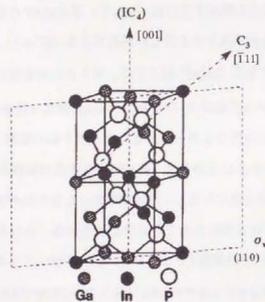


図4-2 $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ 自然超格子
Gomyo et al., 1987

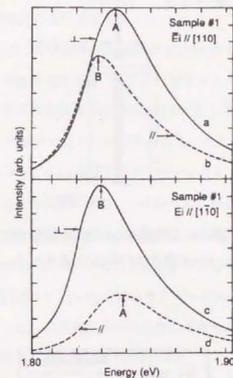


図4-3 $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ 結晶のフォトルミネッセンスの偏光依存性

GaInPサンプルの面方位は(001)。室温で測定。

a: 励起光偏光 $\parallel [110]$ 、発光の偏光 $\perp [110]$ 。

b: 励起光偏光 $\parallel [110]$ 、発光の偏光 $\parallel [110]$ 。

c: 励起光偏光 $\parallel [\bar{1}10]$ 、発光の偏光 $\perp [\bar{1}10]$ 。

d: 励起光偏光 $\parallel [\bar{1}10]$ 、発光の偏光 $\parallel [\bar{1}10]$ 。

[110] 偏光の発光ピークエネルギーが小さい。

(Mascarenhas et al., 1989)

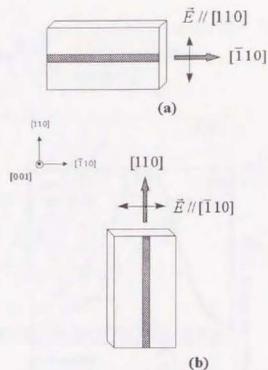


図4-4 2種類のレーザ共振器方位
レーザ偏光はどちらもTE偏光とした。

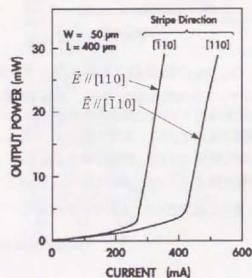


図4-5 無歪 $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ レーザの発振しきい値電流の異方性
室温パルス動作。(Fujii et al., 1992)

4.2 無歪 GaInP 超格子のバンド構造と光学異方性

まず Mascarenhas らのグループが、(001) GaAs 基板上に成長した無歪 $\text{Ga}_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ の発光の偏光異方性を捉えた [13-18]。室温フォトルミネッセンスの $[\bar{1}10]$ 偏光成分のピークエネルギーが $[110]$ 偏光成分より 10 meV 大きい (図 4-3)。彼らは無秩序 GaInP と GaInP 自然超格子の対称性の対応関係を調べ、

- (1) GaInP 自然超格子では、閃亜鉛鉱型無秩序 GaInP の 4 重縮退価電子帯が 2 重縮退価電子帯 (Γ_{4s}) と 2 重縮退価電子帯 (Γ_6) に分離することと、
- (2) Γ_{4s} 価電子と伝導電子の光学遷移は $[\bar{1}10]$ 偏光に対して禁止され、 Γ_6 価電子と伝導電子の光学遷移は全ての偏光に対して許容されることから、
- (3) Γ_{4s} 価電子のエネルギーが Γ_6 価電子エネルギーよりも大きい、

とすれば発光の偏光依存性を説明できる、と結論した。観測された発光異方性には、発光強度の異方性も現れている。例えば図 4-3 の強度比は 3 倍と大きく、レーザ発振への影響が小さいことを示唆している。その後 Kanata らが偏光強度比の温度依存性をアレニウス・プロットし、価電子帯の $\Gamma_{4s}-\Gamma_6$ 分離エネルギーを 44.3 meV と見積もった [19, 20]。価電子帯分離エネルギーは、自然超格子の秩序度に依存する。その後もいくつかのグループによって、発光異方性の詳細が報告された [21-24]。

自然超格子の異方性がレーザ発振へ与える影響は、藤井らによって初めて直接的に捉えられた [25, 26]。彼らは、共振器を $[\bar{1}10]$ 方向 (図 4-4a) に形成したレーザと $[110]$ 方向 (図 4-4b) に形成した AlGaInP レーザを作り、発振しきい値電流密度を比較した。AlGaAs や InGaAsP 等、混晶半導体のバルク活性層、量子井戸活性層、歪量子井戸活性層を使ったレーザの場合は、共振器方向を変えても発振しきい値電流は変わらない。しかし藤井らは、AlGaInP レーザの場合は両者の発振しきい値電流に大きな差があることを発見した (図 4-5)。活性層は無歪 GaInP 超格子である。どちらの場合もレーザ発振光は TE 偏光だったので、 $[110]$ 偏光に対する光学利得が $[\bar{1}10]$ 偏光に対する光学利得よりも大きいと考えられる。この関係は、Mascarenhas らの結論 (2) が示唆した発光異方性と一致した。

このように、自然超格子の構造異方性に基づく光学遷移の異方性がレーザ特性にきわめて大きな影響を与えることが明らかになった。従って、GaInP に面内格子歪を加える場合

に、自然超格子構造の異方性を無視することはできない。しかし、このような観点で歪 GaInP 結晶を実験的に調べた研究はこれまで全く無く、理論的なバンド構造や光学遷移の予測も行われたことがない。本研究では、歪 GaInP 自然超格子のバンド構造と光学異方性を理論的に考察する。

4.3 歪 GaInP 超格子のバンド構造

まず、歪 GaInP 自然超格子の結晶対称性を決定する。図 4-1 で示したように、歪超格子は無歪超格子に (001) 面内歪を加えたものである。無歪超格子の 5 つの対称操作 ($2C_3$ と $3\sigma_v$) の中から (001) 面内歪を不変に保つ対称操作を選ぶと、(110) 面の鏡映 (σ) だけである。このことから、歪超格子の結晶対称性は対称操作群が鏡映 (σ) だけからなる C_{2v} (m , 単斜晶系) と決まった。著者の知る限り、あらゆる半導体結晶の中で最も対称性の低い結晶格子である。対称性と対称操作の関係を表 4-1 にまとめた。

以下対称性に基づいて [27]、歪超格子のバンド構造を考察する。簡単のため、ブリュリアンゾーン中心 (Γ 点) の電子状態に限定する。点群 C_{2v} の既約表現表 (表 4-2、[27]) を見ると、対称操作が 1 つだけなので 1 電子状態の既約表現は 1 つしかない。つまり、歪超格子の 1 電子状態の対称性は 1 種類であり、スピン縮退以外に縮退を持たない対称性 Γ_{3a} である。一方、 C_{3v} 対称な無歪超格子のバンドギャップ近傍の価電子帯の縮退はすでに解けている。従って、無歪超格子に格子歪が加わると、無歪超格子のすべての電子状態の対称性が歪超格子の Γ_{3a} に変わることがわかった (図 4-6)。

歪超格子 (歪自然超格子) の第 1 価電子帯の対称性が第 2 価電子帯と同一なことから、歪超格子の格子歪量を増やしたときの第 1 価電子状態のふるまいが歪無秩序結晶 (従来の InGaAs 歪量子井戸も歪無秩序結晶である) とは異なること、がわかる。歪無秩序結晶の場合、格子歪量を変えても第 1 価電子の電子状態は変わらず、常に $|3/2, \pm 3/2\rangle$ (重い価電子) である。これは、第 2 価電子帯 (軽い価電子、 Γ_6) が第 1 価電子帯 (重い価電子、 Γ_7) と異なる対称性を持ち、格子歪量を変えても 2 つの価電子帯は混じり合わない。

対照的に歪超格子の場合、格子歪量を変えると第 1 価電子の電子状態が連続的に変化する。歪量が無視できるほど小さいとき、歪超格子の第 1 価電子帯の電子状態は C_{3v} の Γ_{4s}

表 4-1 歪 GaInP 超格子の結晶対称性

	対称性	位数*	結晶軸	対称操作と 回転軸/鏡映面	文献
歪自然超格子	C_{2v} (m , 単斜晶系)	4	$[\bar{1}11]$ と $[001]$	σ (110)	This work
無歪 自然超格子	C_{3v} ($3m$, 三方晶系)	12	$[\bar{1}11]$	$2C_3$ ($[\bar{1}11]$, $[1\bar{1}\bar{1}]$) $3\sigma_v$ (110), (0 $\bar{1}$ 1), (101)	[18]
無歪・無秩序 結晶	T_d ($\bar{4}3m$, 立方晶系) 四面対称型	48	無し	$6IC_4$ $\langle 001 \rangle$ $6\sigma_d$ (110) $8C_3$ $\langle \bar{1}11 \rangle$	

* スピン縮退を含めた位数

表4-2 既約表現表(2価表現)

C_{1h}

$C_{1h}(=C_s)$	E	σ
C_2	E	C_2
A' A Γ_1	1	1
A'' B Γ_2	1	-1
$E_{1/2}$ $\left\{ \begin{array}{l} \Gamma_3 \\ \Gamma_4 \end{array} \right.$	$\begin{array}{cc} 1 & -1 \\ 1 & -1 \end{array}$	$\begin{array}{cc} -i & i \\ i & -i \end{array}$

$C_{1h} = C_2 \times C_1$

C_{3v}

C_{3v}	E	$2C_3$	$3\sigma_v$	F_1, A
A_1 Γ_1	1	1	1	A_1
A_2 Γ_2	1	1	-1	A_2
E Γ_3	2	-1	0	A_3
$E_{1/2}$ Γ_4	2	-2	0	A_6
$E_{3/2}$ $\left\{ \begin{array}{l} \Gamma_5 \\ \Gamma_6 \end{array} \right.$	$\begin{array}{cc} 1 & -1 \\ 1 & -1 \end{array}$	$\begin{array}{cc} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{array}$	$\begin{array}{cc} i & -i \\ -i & i \end{array}$	$\begin{array}{l} A_4 \\ A_5 \end{array}$

T_d

T_d	E	$8C_3$	$3C_2$	$6C_4$	$6C_2$	σ_d との対応	P	
A_1 Γ_1	1	1	1	1	1	A_{1g}, A_{1u}	P_1	
A_2 Γ_2	1	-1	1	-1	1	A_{2g}, A_{2u}	P_2	
E Γ_3	2	0	2	0	-1	E_g, E_u	P_3	
T_1 Γ_4	3	1	-1	-1	0	T_{1g}, T_{1u}	P_4	
T_2 Γ_5	3	-1	-1	1	0	T_{2g}, T_{2u}	P_5	
$E_{1/2}$ Γ_6	2	$\sqrt{2}$	$-\sqrt{2}$	0	0	1 Γ_6^+, Γ_6^-	P_6	
$E_{3/2}$ Γ_7	2	$-\sqrt{2}$	$\sqrt{2}$	0	0	1 Γ_7^+, Γ_7^-	P_7	
$G_{1/2}$ Γ_8	4	0	0	0	-1	1	Γ_8^+, Γ_8^-	P_8

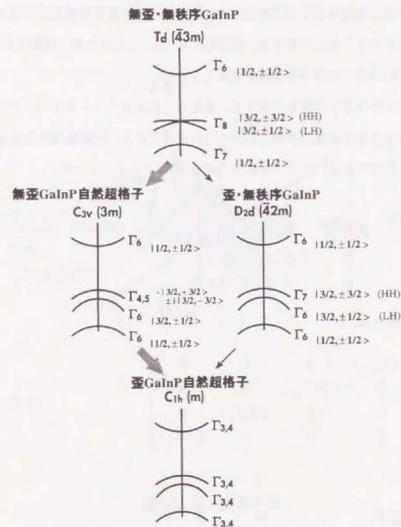


図4-6 バンド構造の対称性

本研究の歪GainP自然超格子(C_{1h})の特徴は、全ての準位が同一の対称性を持ち、スピン縮退以外の縮退を持たないこと。矢印の順序で対称性が下がる。太矢印が表4-1に対応する。

に等しく、 $[\bar{1}11]$ 軸に対して回転対称な形である(図4-7)。一方、歪は(001)面に働くので、歪量の増加とともに価電子帯の形が連続的に変形すると考えられる。これは、第2価電子帯が第1価電子帯と同じ対称性 $\Gamma_{4,5}$ を持ち、格子歪量を変えるに従って2つの価電子帯が混じり合うことに対応する。無歪のとき $C_{3v}\Gamma_{4,5}$ だった第1価電子の電子状態に、無歪では $C_{3v}\Gamma_6$ の第2価電子帯状態が混入していく。

以下、価電子帯の電子状態を計算する。簡単のためスプリットオフバンドの影響を無視し、第1価電子と第2価電子の相互作用だけに着目すると、比較的簡単な計算で価電子状態を求めることができる。無歪・無秩序 GaInP のハミルトニアンは、

$$H_{Td} = \begin{pmatrix} E_v(\Gamma_8) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & E_v(\Gamma_8) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E_v(\Gamma_8) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & E_v(\Gamma_8) \end{pmatrix} \quad (4-1)$$

無歪超格子の寄与は、

$$\Delta H_{C_{3v}}^{order} = \begin{pmatrix} \Delta E(\Gamma_{4,5}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta E(\Gamma_{4,5}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta E(\Gamma_6) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Delta E(\Gamma_6) \end{pmatrix} \quad (4-2)$$

格子歪の寄与は、

$$\Delta H_{D_{2d}}^{strain} = \begin{pmatrix} \Delta E(\Gamma_7) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta E(\Gamma_7) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta E(\Gamma_6) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Delta E(\Gamma_6) \end{pmatrix} \quad (4-3)$$

$$= \begin{pmatrix} c^{HH}\epsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c^{HH}\epsilon & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c^{LH}\epsilon & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c^{LH}\epsilon \end{pmatrix}$$

である。ここで、 ϵ は格子不整合歪量である。無歪超格子(式4-2)の C_{3v} 固有状態は、文献[28]の Table III から求めた。面内格子歪結晶(式4-3)の固有状態はいわゆる重い価

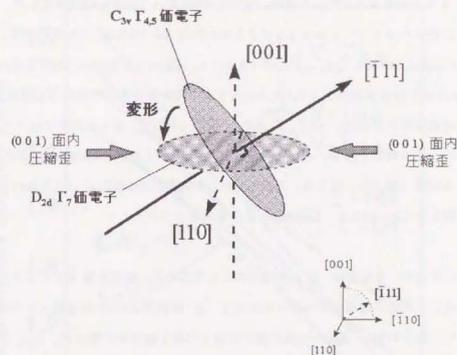


図4-7 第1価電子帯

電子と軽い価電子である。これらを使って、歪超格子の全ハミルトニアンは、

$$H^{total} = H_{Td} + \Delta H_{C3v}^{order} + \Delta H_{D2d}^{strain} \quad (4-4)$$

となる。ここで ΔH_{C3v}^{order} と ΔH_{D2d}^{strain} は異なる固有状態を基底とする行列表現なので、適当な座標変換 (4.6 節 Appendix-1 を参照) を行って基底を揃える必要がある。基底を揃えてから式 4-4 の全ハミルトニアンを求め、QR 法[29]を使って数値的に対角化した。

計算に使ったパラメータを表 4-3 にまとめた[1-3, 19, 30-32]。これらの中で、自然超格子 ($\text{Ga}_{0.54}\text{In}_{0.54}\text{P}/\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$) のパラメータ、 $\Delta E(\Gamma_{4,5})$ と $\Delta E(\Gamma_6)$ は秩序度 δ に依存する。Kanata らは成長温度と V/III 比を変えて秩序度の異なる自然超格子を成長し、5 種類の自然超格子の秩序度 δ 、 $\Delta E(\Gamma_{4,5})$ 、 $E(\Gamma_6)$ を報告した[19]。表 4-3 に挙げたパラメータは、5 種類のうち秩序度が最も大きいと報告された試料 ($\delta = 0.166$) の $\Delta E(\Gamma_{4,5})$ と $\Delta E(\Gamma_6)$ である。なお、本研究 (第 2 章、第 3 章) で成長した自然超格子の $\Delta E(\Gamma_{4,5})$ ($= 73 \text{ meV}$) から秩序度を見積もると $\delta = 0.12$ と、Kanata らよりもやや小さい。

固有エネルギーを歪量 ϵ 、式 4-3) の関数として求めた。結果を図 4-8 に示す。歪超格子の伝導電子一価電子遷移エネルギーを実線で、歪・無秩序 GaInP の遷移エネルギーを破線で示した。格子不整合、 $\Delta a/a_0 = 0\%$ の無歪超格子の第 1 価電子状態は $C_{3v}\Gamma_{4,5}$ 、第 2 価電子状態は $C_{3v}\Gamma_6$ である。先に述べたように、圧縮歪 (または引張歪) とともに第 1 価電子状態に第 2 価電子状態が混入し、電子状態が連続的に変わった。なお、図中の \blacktriangle は、第 3 章の図 3-17 で示した歪多重量子井戸レーザの発振光エネルギーの実測値である。

第 1 価電子状態に混入する第 2 価電子状態の割合は単調増加ではない。格子歪による電子分離エネルギーが超格子の価電子帯分離エネルギーを大きく上回る場合、

$$|c^{III} \langle E - c^{IV} \rangle| \gg \Delta E(\Gamma_{4,5}) - \Delta E(\Gamma_6) \quad (4-5)$$

となり、

$$|\Delta H_{D2d}^{strain}| \gg |\Delta H_{C3v}^{order}|, \quad (4-6)$$

$$\begin{aligned} H^{total} &= H_{Td} + \Delta H_{C3v}^{order} + \Delta H_{D2d}^{strain} \\ &= H_{Td} + \Delta H_{D2d}^{strain} \end{aligned} \quad (4-7)$$

が成り立つので、大きな歪を持つ歪超格子の価電子状態は歪・無秩序結晶の価電子状態 (いわゆる重い価電子、または、軽い価電子) に漸近する。これに対応して、図 4-8 の遷移エ

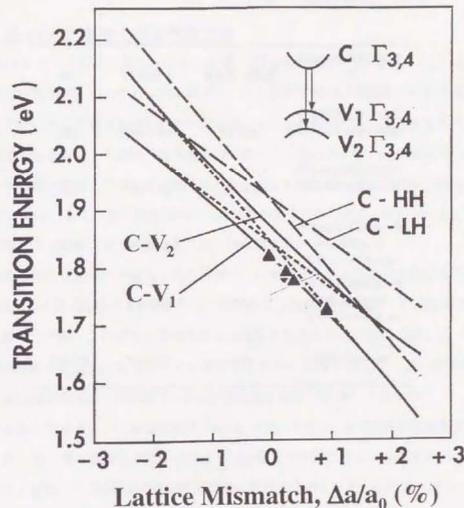


図4-8 伝導帯一価電子帯遷移エネルギー

無秩序結晶(破線)では2つの価電子帯が混じり合わないのに対して、GaInP自然超格子(実線)では2つの価電子帯が混じり合って分離する。2つの価電子帯の対称性が同一なため($\Gamma_{3,4}$)。

▲: 歪量子井戸GaInPレーザの発振光エネルギー(図3-17から)

表4-3 GaInP結晶のバンドパラメータ

無歪・無秩序 GaInP の 遷移エネルギー	$E_c(\Gamma_4) - E_v(\Gamma_4)$	1.9169 eV	[1]
GaInP自然超格子の 最外殻価電子エネル ギー	$\Delta E(\Gamma_{1s})$	+98.9 meV	[19]
GaInP自然超格子の 第2価電子エネルギー	$\Delta E(\Gamma_4)$	+54.9 meV	[19]
歪・無秩序 GaInPの 重い価電子の エネルギーシフト	c^{III}	+1.24 eV	[2, 3]
歪・無秩序 GaInPの 軽い価電子の エネルギーシフト	c^{IV}	+0.79 eV	[2, 3]
spin-orbit分裂	ΔE_{so}	100 meV	[30-32]

エネルギーの歪量依存性が歪・無秩序結晶の歪量依存性(破線)に漸近した。先に示した図4-7では、圧縮歪とともに歪超格子の第1価電子が、 $[\bar{1}11]$ 軸に対して回転対称な $C_{3v} \Gamma_{4s}$ から、 $[001]$ 軸に対して回転対称な重い価電子 ($D_{3d} \Gamma_7$) へ、漸近する様子を概念的に描いた。

4.4 歪 GaInP 超格子の光学異方性

AlGaInP レーザの主な偏光方位は、 $[110]$ ($\bar{1}10$ 共振器のTE偏光)、 $[\bar{1}10]$ ($[110]$ 共振器のTE偏光)、 $[001]$ (TM偏光)、の3種類である。歪超格子の光学遷移が、どの偏光方位に対して最も遷移しやすいかを調べる。歪超格子の光学異方性を考察する。まず偏光選択則を検討した結果、偏光選択則は無いことがわかった。全ての偏光に対する全ての光学遷移が許容である。1電子状態を1つしか持たないほど歪超格子構造の対称性 (C_{3h}) が低く、全ての電子状態が同一の対称性を持つためである。ただし、全ての光学遷移が許容であっても、光学遷移は異方的となり得る。

前節で求めた歪超格子の価電子状態を使い、伝導電子と第1価電子の間の光学遷移確率を求めた(4.6節 Appendix-2を参照)。図4-9に $[110]$ 偏光(実線)、 $[\bar{1}10]$ 偏光(破線)、 $[001]$ 偏光(点線)、に対する遷移確率の歪量依存性を示す。比較のため、歪・無秩序結晶の $[110]$ 偏光と $[\bar{1}10]$ 偏光に対する遷移確率を一点鎖線で示した。歪・無秩序結晶の $[001]$ 偏光遷移確率は、歪超格子の $[001]$ 偏光遷移確率(点線)に等しい。

図4-9が示すように、圧縮歪超格子 ($\Delta a/a_0 > 0$) の場合、 $[110]$ 偏光の遷移確率が最大であった。第3章の歪量子井戸レーザは $[\bar{1}10]$ 偏光で発振できない共振器方位 ($[\bar{1}10]$ 共振器) だったが、 $[\bar{1}10]$ 偏光の遷移確率は常に不利なこと、歪量子井戸レーザの $[110]$ 偏光が最も有利なこと、がわかった。

$[\bar{1}11]$ 自然超格子と(001)面内歪を持つ歪超格子で最も有利な偏光方位について、次のように考えることができる。 $[\bar{1}11]$ 自然超格子は偏光選択則があり、すでに述べたように $(\bar{1}11)$ 面内の偏光に対してのみ許容である。図4-7で $C_{3v} \Gamma_{4s}$ 価電子と示した面に相当する。一方、(001)歪結晶にも偏光選択則があり、(001)の偏光に対してのみ許容である。これは、図4-7で $D_{3d} \Gamma_7$ 価電子と示した面に相当する。従って、 $[\bar{1}11]$ 自然超格子と

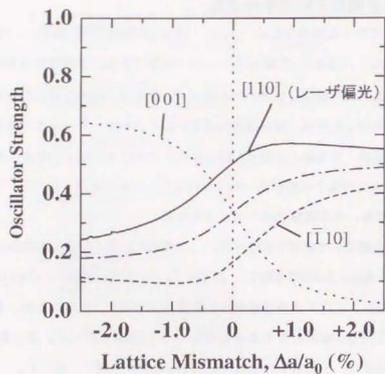


図4-9 光学遷移確率

3つの偏光方位それぞれに対する光学遷移確率を計算した。
 圧縮歪($\Delta a/a_0 > 0$)の場合、 $[110]$ 偏光に対する遷移確率が最大である。
 特に、+0.98%歪における遷移確率の極大値(0.57)は無歪場合の1.14倍である。
 なお、本研究第3章の30-mW 圧縮歪レーザーは、 $[110]$ 偏光であった。

表4-4 歪GaInP超格子の光学遷移確率

			$[110]$ 偏光 (レーザー偏光)	$[\bar{1}10]$ 偏光	$[001]$ 偏光
自然 超格子	強引張歪	$\Delta a/a_0 \ll 0$ $ \Delta H_{Dir}^{(110)} \gg \Delta H_{Dir}^{(001)} > 0$	$0.17 (= \frac{1}{6})$	$0.17 (= \frac{1}{6})$	$0.67 (= \frac{2}{3})$
	無歪	$\Delta a/a_0 = 0$	$0.50 (= \frac{1}{2})$	$0.17 (= \frac{1}{6})$	$0.33 (= \frac{1}{3})$
	最適 圧縮歪	$\Delta a/a_0 = +0.98\%$	0.57 (極大値)	0.29	0.14
	強圧縮歪	$\Delta a/a_0 \gg 0$ $\Delta H_{Dir}^{(001)} \gg \Delta H_{Dir}^{(110)} > 0$	$0.50 (= \frac{1}{2})$	$0.50 (= \frac{1}{2})$	0
無秩序 超格子	無歪	$\Delta a/a_0 = 0$	$0.33 (= \frac{1}{3})$	$0.33 (= \frac{1}{3})$	$0.33 (= \frac{1}{3})$

(001) 面内歪を持つ歪超格子で有利な偏光は、 $(\bar{1}11)$ 面と(001)面に同時に含まれる方位、つまり $[\bar{1}10]$ であろう。図4-9の結果は、この考え方と一致した。

図4-9はさらに、最適な圧縮歪量($\Delta a/a_0 = +0.98\%$)で $[110]$ 偏光遷移確率が極大値をとり、極大値は無歪の時より14%大きいことを示した。圧縮歪がこれより大きいと、 $[110]$ 偏光遷移確率は減少する。強圧縮歪の価電子状態が、前節で述べたように、圧縮歪・無秩序超格子の状態へ近づくに従い、遷移確率も圧縮歪・無秩序超格子の遷移確率($0.50 = 1/2$)に収束する。さきの偏光遷移確率極大値は、圧縮歪・無秩序超格子の遷移確率と比べても14%大きい。これらの遷移確率の値を表4-4にまとめた。なお、これらの遷移確率の値は幾何学的因子の結果であり、 C_{3v} 対称性を持つ結晶に D_{2d} 対称性を持つ応力を加えた場合に一般的に成り立つものである。ただし、最適歪量は自然超格子の価電子分離エネルギー $-\Delta E(\Gamma_{4s}) - \Delta E(\Gamma_6)$ 、つまり自然超格子の秩序度、に依存する。

次に $[110]$ 偏光遷移確率が極大値をとる場合($\Delta a/a_0 = +0.98\%$)について、 $[110]$ から $[\bar{1}10]$ の任意角度の偏光(図4-10a)、 $[110]$ から $[001]$ の任意の偏光(図4-10b)、 $[\bar{1}10]$ からの $[001]$ の任意の偏光(図4-10c)に対する遷移確率を計算し、 $[110]$ 偏光が最も有利なことを確かめた。

なお、図4-10の偏光方位依存性は価電子帯の電子分布を反映していると考えて良い。無歪超格子の偏光方位依存性(図4-11)を計算して見比べ、これまでに述べた圧縮歪の作用を次のように理解した。(001)面内圧縮歪の作用は、 $\pm[001]$ 方向から無歪超格子の価電子分布を押しつぶし、 $(\bar{1}11)$ 面内に偏った価電子の $\pm[110]$ 方向分布を膨らませ、 $[110]$ 偏光に対する遷移確率を増大させた。

第3章で評価した発振しきい値電流(図3-10)に、利得が極大値を示す兆候は見えない。実験的な利得評価の経験によれば、本研究で予測した遷移確率増大から期待される光学利得の1.14倍の増大は、かなり厳密な評価を行わなければ捉えられない増大量と考えている。本研究の出发点となった無歪超格子の発振しきい値電流異方性に対応する遷移確率増大は3倍($[110]$ 偏光遷移確率と $[\bar{1}10]$ 偏光遷移確率の比率、表4-4)に比べると、はるかに小さい。

Compressively Strained GaInP

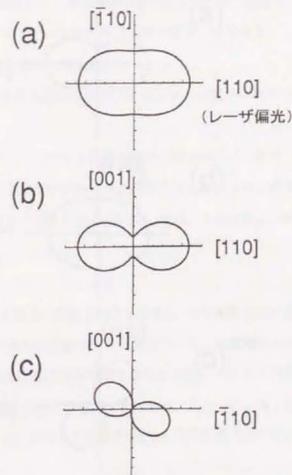


図4-10 光学遷移確率の偏光方位依存性(圧縮歪超格子)

Unstrained GaInP

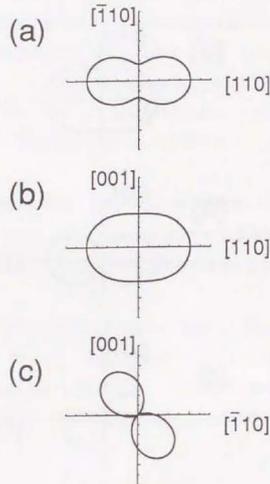


図4-11 光学遷移確率の偏光方位依存性(無歪超格子)

他方、図4-9は特定の引張歪で偏光無依存性を示した。 $\Delta a/a_0 = -0.35\%$ で[110]偏光遷移と[001]偏光遷移が同じ確率で起きる(実線と点線が交差した部分)。これは、 -0.35% 引張り歪超格子を活性層とし、 $[\bar{1}10]$ 方向に共振器を持つ半導体光増幅器や半導体変調器を作製すれば、偏光無依存となることを可能性を示す。従来報告されている偏光無依存のメカニズムは[33, 34]、

特定の引張歪量子井戸乱晶の2つの価電子(重い価電子と軽い価電子)から伝導電子への[110]偏光光学遷移の和を[001]偏光光学遷移の和と一致させる、ものである。これに対して本研究の場合は、

[110]と[001]を含む面で等方的な双曲面を持つ単一価電子状態から伝導電子への光学遷移、

に基づく偏光無依存性である。このように偏光無依存のメカニズムが単一の価電子状態に基づくため、従来に比べて温度特性が小さいと期待する。InP基板上のInGaAsでもC_{2v}対称性を持つ自然超格子が報告されている[35-37]。今後、光通信などへの応用を期待する。

4.5 まとめ

圧縮歪GaInP自然超格子結晶の価電子準位を決定し、光学遷移の偏光依存性を明らかにした。圧縮歪自然超格子がきわめて低い対称性を持つこと、自然超格子の2つの価電子状態の混合が起きること、[110]偏光の遷移確率が最も大きく、特定の圧縮歪量が極大値をとること、極大値は無歪状態に比べて14%大きいこと、を示した。第3章で開発した高出力レーザの偏光方位([110])に対して圧縮歪GaInP自然超格子活性層の利得が最大となることを明らかにした。

一方、今回の解析結果から、歪超格子に特定の引張歪を加えると偏光無依存な光学遷移を起こすことがわかった。従来の偏光無依存・引張歪乱晶と異なり、単一の価電子状態の偏光無依存性に基づくので、温度依存性が小さいなどの利点が考えられる。

参考文献

- [1] H. Asai and K. Oe, "Energy band-gap shift with elastic strain in $\text{Ga}_{0.9}\text{In}_{0.1}\text{P}$ epitaxial layers on (001) GaAs substrates," *J. Appl. Phys.* vol. 54, no. 4, pp. 2052-2056, April 1983.
- [2] C. P. Kuo, S. K. Vong, R. M. Cohen, and G. B. Stringfellow, "Effect of mismatch strain on band gap in III-V semiconductors," *J. Appl. Phys.* vol. 57, no. 12, pp. 5428-5432, June 1985.
- [3] M. Kondo, K. Domen, C. Anayama, T. Tanahashi, and K. Nakajima, "MOVPE growth and optical properties of AlGaInP/GaInP strained single quantum well structures," *J. Crystal Growth* vol. 107, pp. 578-582, 1991.
- [4] T. Y. Wang, A. W. Kimball, G. S. Chen, D. Birkedal, and G. B. Stringfellow, "GaInP/AlGaInP strained quantum wells grown using atmospheric pressure organometallic vapor phase epitaxy," *J. Crystal Growth* vol. 109, pp. 285-291, 1991.
- [5] T. Katsuyama, I. Yoshida, J. Hashimoto, Y. Taniguchi, and H. Hayashi, "MOVPE growth of AlGaInP/GaxIn $_{1-x}$ P strained quantum well structures and their applications to visible laser diodes," *J. Crystal Growth* vol. 124, pp. 697-702, 1992.
- [6] T. Katsuyama, I. Yoshida, J. Shinkai, J. Hashimoto, and H. Hayashi, "Very low threshold current AlGaInP/Ga $_{0.9}\text{In}_{0.1}\text{P}$ strained single quantum well visible laser diode," *Electron. Lett.* vol. 26, no. 17, pp. 1375-1377, August 1990.
- [7] J. Hashimoto, T. Katsuyama, I. Yoshida, H. Hayashi, "Strain-induced effects on the performance of AlGaInP visible lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 29, no. 6, pp. 1863-1868, June 1993.
- [8] A. Valster, C. J. van der Poel, M. N. Finke, and M. J. B. Boermans, "Effect of strain on the threshold current of GaInP/AlGaInP quantum well lasers emitting at 633 nm," 13th IEEE international semiconductor laser conference, Takamatsu, Sept. 21-25, 1992, paper G-1, pp. 152-153.
- [9] M. Mannoh, J. Hoshina, S. Kamiyama, H. Ohta, Y. Ban, and K. Ohnaka, "High power and high-temperature operation of GaInP/AlGaInP strained multiple quantum well lasers," *Appl. Phys. Lett.* vol. 62, no. 11, pp. 1173-1175, March 1993.
- [10] S. Kamiyama, T. Uenoyama, M. Mannoh, Y. Ban, and K. Ohnaka, "Theoretical analysis of valence subband structures and optical gain of GaInP/AlGaInP compressive strained-quantum wells," *IEEE Photonics Tech. Lett.* vol. 4, no. 4, pp. 439-441, April 1993.
- [11] S. Kamiyama, T. Uenoyama, M. Mannoh, Y. Ban, and K. Ohnaka, "Analysis of GaInP/AlGaInP compressive strained multiple-quantum-well laser," *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 30, no. 6, pp. 1363-1369, June 1994.
- [12] M. Kondo, H. Kakibayashi, T. Tanaka, and S. Minagawa, "Ordered structure in $\text{Ga}_{0.9}\text{In}_{0.1}\text{P}$ Alloy," *Phys. Rev. Lett.* vol. 63, no. 8, pp. 884-886, August 1989.
- [13] A. Mascarenhas, S. Kurtz, A. Kibbler, and J. M. Olson, "Polarized band-edge photoluminescence and ordering in $\text{Ga}_{0.9}\text{In}_{0.1}\text{P}$," *Phys. Rev. Lett.* vol. 63, no. 19, pp. 2108-2111, Nov. 1989.
- [14] A. Mascarenhas and J. M. Olson, "Quantum statistics of polarized photoluminescence in ordered GaInP $_2$," *Phys. Rev. B* vol. 41, no. 14, pp. 9947-9952, May 1990.
- [15] G. S. Horner, A. Mascarenhas, S. Froyen, R. G. Alonso, K. Bertness, and J. M. Olson, "Photoluminescence-excitation-spectroscopy studies in spontaneously ordered GaInP $_2$," *Phys. Rev. B* vol. 47, no. 7, pp. 4041-4043, Feb. 1993.
- [16] G. S. Horner, A. Mascarenhas, R. G. Alonso, D. J. Friedman, K. Sinha, K. A. Bertness, J. G. Zhu, and J. M. Olson, "Polarized photoluminescence measurements of the valence-band splitting in single-variant, spontaneously ordered GaInP $_2$," *Phys. Rev. B* vol. 48, no. 7, pp. 4944-4947, August 1993.
- [17] R. G. Alonso, A. Mascarenhas, G. S. Horner, K. A. Bertness, S. R. Kurtz, and J. M. Olson, "Spontaneous ordering in GaInP $_2$: a polarized-piezomodulated-reflectivity study," *Phys. Rev. B* vol. 48, no. 16, pp. 11833-11837, Oct. 1993.
- [18] P. Ernst, C. Geng, F. Scholz, H. Schweizer, Y. Zhang, and A. Mascarenhas,

- "Band-gap reduction and valence-band splitting of ordered GaInP₂," Appl. Phys. Lett. vol. 67, no. 16, pp. 2347-2349, Oct. 1995.
- [19] T. Kanata, M. Nishimoto, H. Nakayama, and T. Nishino, "Valence-band splitting in ordered Ga_{0.5}In_{0.5}P studied by temperature-dependent photoluminescence polarization," Phys. Rev. B vol. 45, no. 12, pp. 6637-6642, March 1992.
- [20] T. Kanata, M. Nishimoto, H. Nakayama, and T. Nishino, "Electroreflectance polarization study of valence-band states in ordered Ga_{0.5}In_{0.5}P," Appl. Phys. Lett. vol. 63, no. 4, pp. 512-514, July 1993.
- [21] D. J. Mowbray, R. A. Hogg, M. S. Skolnick, M. C. DeLong, S. R. Kurtz, and J. M. Olson, "Valence-band splitting in ordered Ga_{0.5}In_{0.5}P measured by polarized photoluminescence excitation spectroscopy," Phys. Rev. B vol. 46, no. 11, pp. 7232-7235, Sept. 1992.
- [22] G. W. 't Hooft, C. J. B. Riviere, M. P. C. M. Krijn, C. T. H. F. Liedenbaum, and A. Valster, "Ordering induced splitting of light-hole and heavy-hole bands in GaInP grown by organometallic vapor-phase epitaxy," Appl. Phys. Lett. vol. 61, no. 26, pp. 3169-3171, Dec. 1992.
- [23] D. P. Bour, T. L. Paoli, R. L. Thornton, D. W. Treat, Y. S. Park, and P. S. Zory, "Polarized electroluminescence spectra of Ga_xIn_{1-x}P/(Al_{0.6}Ga_{0.4})_{0.5}In_{0.5}P quantum wells," Appl. Phys. Lett. vol. 62, no. 26, pp. 3458-3460, June 1993.
- [24] F. A. J. M. Driessen, G. J. Bauhuis, S. M. Olsthoorn, and L. J. Giling, "Effects of confined donor states on the optical and transport properties of ordered GaInP₂ alloy," Phys. Rev. B vol. 48, no. 11, pp. 7889-7896, Sept. 1993.
- [25] H. Fujii, Y. Ueno, A. Gomyo, K. Endo, and T. Suzuki, "Observation of stripe-direction dependence of threshold current density for AlGaInP laser diodes with CuPt-type natural superlattice in Ga_{0.5}In_{0.5}P active layer," Appl. Phys. Lett., vol. 61, no. 7, pp. 737-739, August 1992.
- [26] K. Nakano, A. Toda, T. Yamamoto, and A. Ishibashi, "Effects of ordering on the operation of AlGaInP lasers grown by metalorganic chemical vapor epitaxy," Appl. Phys. Lett. vol. 61, no. 16, pp. 1959-1961, Oct. 1992.
- [27] 犬井鉄郎・田辺行人・小野寺嘉孝著、*応用群論*、増補第4版、裳華房、1983年。
- [28] Y. Onodera and M. Okazaki, "Tables of basis functions for double point groups," J. Phys. Soc. Jpn. Vol. 21, no. 11, pp. 2400-2408, Nov. 1966.
- [29] 森正武著、*数値解析*、共立数学講座12、共立出版、1973年、第3章。
- [30] C. Alibert, G. Bordure, A. Laugier, and J. Chevallier, "Electroreflectance and band structure of Ga_xIn_{1-x}P alloys," Phys. Rev. B vol. 6, no. 4, pp. 1301-1310, August 1972.
- [31] K. Asami, H. Asahi, S. Gonda, Y. Kawamura, and H. Tanaka, "Electroreflectance study of Al_xGa_{1-x}In_yP alloy," Solid State Com. vol. 70, no. 1, pp. 33-35, 1989.
- [32] M. P. C. Krijn, "Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quarternary alloys," Semicond. Sci. Tech. Vol. 6, pp. 27-31, 1991.
- [33] M. Joma, H. Horikawa, M. Nakajima, M. Kawahara, and T. Kamijoh, "Strained layer quantum well semiconductor optical amplifiers: polarization insensitive amplification," Tech. Digest on Optical Amplifiers and their Applications (Optical Society of America, Washington, DC, 1992), paper WE3, vol. 13, pp. 72-75.
- [34] L. F. Tiemeijer, P. J. A. Thijs, T. van Dongen, R. W. M. Slotweg, J. M. M. van der Heijden, J. J. M. Binsma, and M. P. C. M. Krijn, "Polarization insensitive multiple quantum well laser amplifiers for the 1300 nm window," Appl. Phys. Lett. vol. 62, no. 8, pp. 826-828, Feb. 1993.
- [35] M. A. Shahid, S. Mahajan, D. E. Laughlin, and H. M. Cox, "Atomic ordering in Ga_{0.47}In_{0.53}As and Ga_xIn_{1-x}As₅P₁₋₂ alloy semiconductors," Phys. Rev. Lett. vol. 58, no. 24, pp. 2567-2570, June 1987.
- [36] T. S. Kuan, W. I. Wang, and E. L. Wilkie, "Long-range order in In_xGa_{1-x}As," Appl. Phys. Lett. vol. 51, no. 1, pp. 51-53, July 1987.
- [37] A. Gomyo, K. Makita, I. Hino, and T. Suzuki, "Observation of a new ordered phase in Al_xIn_{1-x}As alloy and relation between ordering structure and surface reconstruction during molecular-beam-epitaxial growth," Phys. Rev. Lett. vol. 72, no. 5, pp. 673-676, Jan. 1994.

Appendix 歪 GaInP 超格子の光学遷移確率の計算

Appendix-1 歪 GaInP 超格子のハミルトニアンと双極子モーメントの座標変換

全ハミルトニアンの対角化と光学遷移確率の計算に必要な座標変換を説明する。まず、これらの計算に関わる5種類の基底(座標系)を以下にまとめる。

$\{\hat{C}_1\}$: D_{2d} 軸、 $[001]$ を量子化軸とする D_{2d} 価電子状態を基底 (\hat{C}_1) とする

$$\hat{C}_1 = \begin{pmatrix} |3/2, +3/2\rangle^{D_{2d}} \\ |3/2, +1/2\rangle^{D_{2d}} \\ |3/2, -1/2\rangle^{D_{2d}} \\ |3/2, -3/2\rangle^{D_{2d}} \end{pmatrix} \quad (4-A1)$$

$\{\hat{C}_2\}$: C_{3v} 軸、 $[\bar{1}11]$ を量子化軸とする基底 (\hat{C}_2)

$$\hat{C}_2 = \begin{pmatrix} |3/2, +3/2\rangle^{C_{3v}} \\ |3/2, +1/2\rangle^{C_{3v}} \\ |3/2, -1/2\rangle^{C_{3v}} \\ |3/2, -3/2\rangle^{C_{3v}} \end{pmatrix} \quad (4-A2)$$

$\{\hat{C}_3\}$: $[\bar{1}11]$ を量子化軸とする C_{3v} 価電子状態(文献[29]の Table III から求めた)を基底 (\hat{C}_3) とする

$$\hat{C}_3 = \begin{pmatrix} -|3/2, +3/2\rangle^{C_{3v}} + i|3/2, -3/2\rangle^{C_{3v}} \\ |3/2, +1/2\rangle^{C_{3v}} \\ |3/2, -1/2\rangle^{C_{3v}} \\ -|3/2, +3/2\rangle^{C_{3v}} - i|3/2, -3/2\rangle^{C_{3v}} \end{pmatrix} \quad (4-A3)$$

$\{\hat{C}_4\}$: $[110]$ を x 軸、 $[\bar{1}10]$ を y 軸、 $[\bar{1}11]$ を z 軸(量子化軸)とする双極子モーメント P_x, P_y, P_z の行列表示に用いる基底 (\hat{C}_4 、ただし上2つは伝導電子、下4つは価電子)

$$\hat{C}_4 = \begin{pmatrix} |1/2, +1/2\rangle^{C_{3v}} \\ |1/2, -1/2\rangle^{C_{3v}} \\ |3/2, +3/2\rangle^{C_{3v}} \\ |3/2, +1/2\rangle^{C_{3v}} \\ |3/2, -1/2\rangle^{C_{3v}} \\ |3/2, -3/2\rangle^{C_{3v}} \end{pmatrix} \quad (4-A4)$$

$\{\hat{C}_5\}$: 全ハミルトニアンの固有状態からなる基底 (\hat{C}_5)

全ハミルトニアンを式 4-4 から求めるために、まず、次式を使って基底を \hat{C}_1 に揃える。

$$D^{(1)}(H^{total}) = D^{(1)}(H_{C_{3v}}^{order}) + D^{(1)}(H_{D_{2d}}^{strain}) \quad (4-A5)$$

$$= D(R_{12})D(U_{23})D^{(3)}(H_{C_{3v}}^{order}) + D^{(1)}(H_{D_{2d}}^{strain})$$

ここで、 $D^{(1)}(H^{total})$ は基底 \hat{C}_1 を使って表した H^{total} 行列、 $D^{(3)}(H_{C_{3v}}^{order})$ は基底 \hat{C}_3 を使って表した $H_{C_{3v}}^{order}$ 行列(式 4-A2 の右辺)、 $D^{(1)}(H_{D_{2d}}^{strain})$ は基底 \hat{C}_1 を使って表した $H_{D_{2d}}^{strain}$ 行列(式 4-A3 の右辺)、 $D(R_{12})$ は座標系 $\{\hat{C}_2\}$ から $\{\hat{C}_1\}$ へ変換する回転行列、 $D(U_{23})$ は座標系 $\{\hat{C}_3\}$ から $\{\hat{C}_2\}$ へ変換するユニタリ行列、

$$D(U_{23}) = \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{i}{\sqrt{2}} & & & \frac{i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (4-A6)$$

である。

次に、式 4-A5 から求めた全ハミルトニアンを対角化するユニタリ行列 $D(U_{31})$ 、

$$D(U_{31})D^{(1)}(H^{total})D(U_{31})^{-1} = \begin{pmatrix} E_{V_1} & & & \\ & E_{V_1} & & \\ & & E_{V_2} & \\ & & & E_{V_2} \end{pmatrix} \quad (4-A7)$$

を数値計算で求め、新しい2つの固有エネルギー、 E_{V1} と E_{V2} を決めた。固有エネルギー $-E_{V1}$ を持つ新しい第1価電子 $|V_1\rangle$ と固有エネルギー $-E_{V2}$ (ただし、 $E_{V2} < E_{V1}$)を持つ新しい第2価電子 $|V_2\rangle$ は、 D_{2s} 価電子の複素線形結合、

$$\begin{pmatrix} |V_1\rangle \\ |V_2\rangle \end{pmatrix} \equiv \hat{C}_s = D(U_{S1}) \cdot \hat{C}_1 \equiv D(U_{S1}) \cdot \begin{pmatrix} [3/2, +3/2]^{D_{2d}} \\ [3/2, +1/2]^{D_{2d}} \\ [3/2, -1/2]^{D_{2d}} \\ [3/2, -3/2]^{D_{2d}} \end{pmatrix} \quad (4-A8)$$

である。

座標回転はオイラー回転行列 (文献[27]、6.2節)、

$$R(\alpha, \beta, \gamma) = \exp(-i\alpha J_z) \cdot \exp(-i\beta J_y) \cdot \exp(-i\gamma J_x) \quad (4-A9)$$

を使って表した。 $\{\hat{C}_1\}$ から $\{\hat{C}_s\}$ へ変換するには、 $[001]$ ベクトルを $[\bar{1}11]$ ベクトルへ ($[\bar{1}11]$ を $[001]$ へ、ではない) 回転させるオイラー角 α, β, γ を求め、

$$D(R_{12}) = R\left(+\frac{3\pi}{4}, \cos^{-1}\frac{1}{\sqrt{3}}, 0\right) \quad (4-A10)$$

である。Appendix-2の光学遷移確率計算に必要な $\{\hat{C}_s\}$ から $\{\hat{C}_1\}$ への変換では、

$$D(R_{12}) = R\left(0, 0, -\frac{\pi}{4}\right) \quad (4-A11)$$

である。

オイラー回転行列のオペレータのうち $\exp(-i\alpha J_z)$ は、伝導帯に対して、

$$\exp(-i\gamma J_x) \cdot \begin{pmatrix} [1/2, +1/2] \\ [1/2, -1/2] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp(\gamma/2) & \\ & \exp(-\gamma/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} [1/2, +1/2] \\ [1/2, -1/2] \end{pmatrix} \quad (4-A12)$$

である。同様に、価電子帯に対する表現行列は、

$$\exp(-i\gamma J_x) = \begin{pmatrix} \exp(3\gamma/2) & & & \\ & \exp(\gamma/2) & & \\ & & \exp(-\gamma/2) & \\ & & & \exp(-3\gamma/2) \end{pmatrix}$$

(4-A13)

である。伝導帯に対する $\exp(-i\beta J_y)$ は文献[27]の式6.51から、

$$\exp(-i\beta J_y) = \begin{pmatrix} \cos\frac{\beta}{2} & -\sin\frac{\beta}{2} \\ \sin\frac{\beta}{2} & \cos\frac{\beta}{2} \end{pmatrix} \quad (4-A14)$$

である。価電子帯に対する $\exp(-i\beta J_y)$ としては、回転群表現行列の一般式 (文献[27]の式6.48) を $J=3/2$ について計算し、

$$\exp(-i\gamma J_x) = \begin{pmatrix} \mu^3 & -\sqrt{3}v\mu^2 & \sqrt{3}v^2\mu & -v^3 \\ \sqrt{3}v\mu^2 & \mu(\mu^2 - 2v^2) & v(v^2 - 2\mu^2) & \sqrt{3}v^2\mu \\ -\sqrt{3}v^2\mu & -v(v^2 - 2\mu^2) & \mu(\mu^2 - 2v^2) & -\sqrt{3}v\mu^2 \\ v^3 & -\sqrt{3}v^2\mu & \sqrt{3}v\mu^2 & \mu^3 \end{pmatrix} \quad (4-A15)$$

であった。ここで、

$$\mu \equiv \cos\frac{\gamma}{2}, \quad v \equiv \sin\frac{\gamma}{2} \quad (4-A16)$$

である。

Appendix-2 光学遷移確率の計算

伝導電子 $|i\rangle$ が偏光 j (ただし、 $j=x, y, z=[110], [\bar{1}10], [\bar{1}11]$) の光を放出して新しい価電子 $|k\rangle$ に落ちる際の光学遷移確率 $p_j(i \rightarrow k)$ は、伝導電子 $|i\rangle$ と価電子 $|k\rangle$ を基底とする双極子モーメントの表現行列の (i, k) 成分である。従って、式4-A7で求めた $D(U_{S1})$ を使い、

$$p_j(i \rightarrow k) = [D^{(3)}(p_j)]_{i,k} = [D(U_{S1})D(R_{1s})D^{(4)}(p_j)D(R_{1s})^*D(U_{S1})^*]_{i,k} \quad (4-A17)$$

から計算した。ここで、

$$D^{(4)}(p_x) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{\sqrt{3}} & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{\sqrt{3}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4-A18)$$

$$D^{(4)}(p_y) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i & 0 & -\frac{i}{\sqrt{3}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{i}{\sqrt{3}} & 0 & -i \\ i & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{i}{\sqrt{3}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{i}{\sqrt{3}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4-A19)$$

$$D^{(4)}(p_z) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \frac{2}{\sqrt{3}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{2}{\sqrt{3}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{2}{\sqrt{3}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2}{\sqrt{3}} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4-A20)$$

である。双極子モーメントは、このように伝導電子と価電子を基底とする 6×6 行列である。式 4-A17 を演算するには、 4×4 回転行列とユニタリ行列の基底に伝導電子を加え、

$$D(U_{s1}) \rightarrow \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & D(U_{s1}) \end{pmatrix}, \quad D(R_{14}) \rightarrow \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & D(R_{14}) \end{pmatrix} \quad (4-A21)$$

と置き換えて 6×6 行列に拡張しておく。これは、s 軌道の電子状態からなる伝導電子が全ての回転とユニタリ変換に対して不変なことに基づく。

第 5 章 低損失ブラッグ反射型レーザ導波路

高出力 AlGaInP レーザのもうひとつの大きな課題は、導波路損失である。第 2 章と第 3 章で示した AlGaInP レーザ導波路は、GaAs 光吸収層を使って横モードを閉じ込める構造である。必然的に、導波路損失が大きい。本章では、低損失レーザ導波路を提案し、光閉じ込めと導波路損失の数値解析結果を示す。

5.1 序

図 5-1 に、2 種類の AlGaInP レーザ導波路構造を示す。両者の違いは、GaAs 基板に平行な方向の横モード閉じ込めに使う半導体材料の違いである。図 5-1a の GaAs ブロック型導波路（一般的には、複素屈折率型導波路と呼ばれる）では、レーザ光に対して大きな吸収係数を持つ GaAs が横モードを閉じ込める [1]。これに対し図 5-1b の実屈折率型導波路では、クラッド層よりも小さい屈折率（従って広いバンドギャップ）を持つ AlInP（または Al 組成 0.7 以上の $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_0.5\text{In}_{0.5}\text{P}$ ）が横モードを閉じ込める [2]。GaAs ブロック型では大きな導波路損失が発生するので、本来は実屈折率型導波路が望ましい。しかし高い Al 組成比を持つ材料の選択成長は一般的に難しく、図 5-1b の構造の場合も AlInP を図のように形成することが極めて難しい。SiO₂ 選択成長マスクの上に AlInP 多結晶が成長し、固着してしまうためである（図 5-2）。このため従来の高出力レーザのほとんどは、図 5-1a の GaAs ブロック型構造である。本研究の第 2 章と第 3 章の高出力レーザも GaAs ブロック型構造である。

図 5-3 と図 5-4 に、典型的な GaAs ブロック型 AlGaInP レーザの導波モード解析結果を示す。GaInP/AlGaInP ダブルヘテロ構造は、厚さ 60nm の Ga_{0.5}In_{0.5}P 活性層厚と厚さ 1.0 μm の $(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_0.5\text{In}_{0.5}\text{P}$ クラッド層からなる、とした。発振波長は 680nm とした。図 5-3a は、ストライプ内部（断面 A）で基板に垂直な方向の導波モードを示す。参考のため、ダブルヘテロ構造の屈折率分布を重ねて示した。破線は導波モードから見た等価屈折率 $n_{\text{eff}}^A = (\mathbf{k}^A_x/k_0)$ 、 k^A_x : A 断面導波モードの z 軸方向波数ベクトル、 k_0 : 真空中の波数ベクトルである。この例では、活性層の光閉じ込め係数 (Γ) は 0.18、スポットサイズは 330 nm である。スポットサイズより充分厚いクラッド層を設けるので、上部と下部の

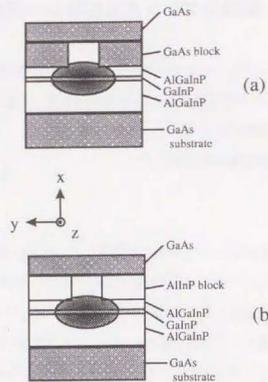


図5-1 横モード制御型レーザ構造
(a) GaAsブロック型、(b) AlInPブロック型

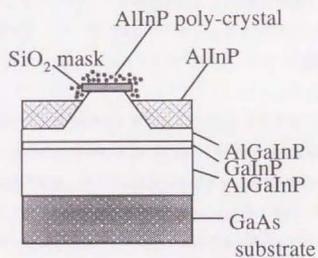


図5-2 AlInP選択成長の課題
選択成長マスクの上にAlInPの多結晶が固着してしまう。

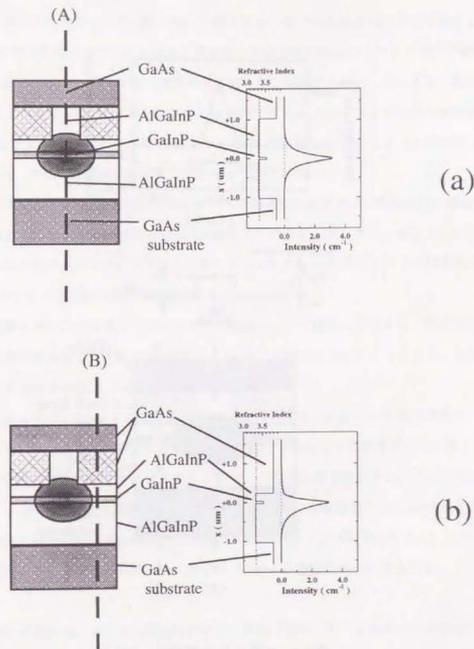


図5-3 GaAsブロック型レーザの垂直方向の導波モード分布

- (a) ストライプ内部の断面A
(b) ストライプ外部の断面B

ストライプ外部では、GaAsブロック層が導波モードをGaAs基板方向へシフトさせる。
GaInP活性層厚= 60 nmとした。

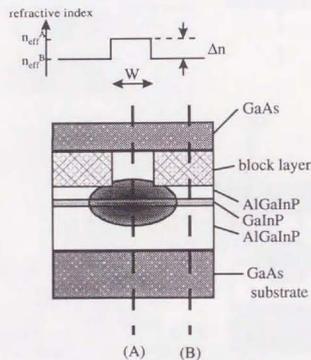
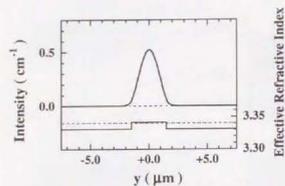


図5-4 水平方向の導波モード分布
等価屈折率差, $\Delta n = 0.011$.

GaAs 層から受ける光吸収は充分小さい。

ストライプ外部 (断面 B)、つまり GaAs ブロックの領域では、垂直方向の導波モードが GaAs 基板方向へシフトする (図 5-3b)。導波モードが GaAs を避けて分布するためである。屈折率の実部の分布だけを見ると導波モードが存在し得ない「アンチガイド構造」だが、GaAs の大きな光吸収係数 (屈折率の虚部) がこれに打ち勝つ、といえる。導波モードのシフトの結果、GaAs ブロック部分の等価屈折率 n_{eq} はストライプ内部の等価屈折率 n_{eq} よりわずかに減少する。図の例では GaInP 活性層と GaAs ブロック層の間隔を $0.20 \mu\text{m}$ とし、 0.011 の等価屈折率差 ($\Delta n = n_{eq} - n_{eq}$) が発生する。

こうして発生した等価屈折率差が、導波モードを基板に平行な方向 (図 5-4 の y 軸方向) に閉じ込める。いわゆる等価屈折率近似 [3] の考え方である。ストライプ幅は $3 \mu\text{m}$ とした。ここで決まる導波モードの z 軸方向波数ベクトル β_z が 2 次元導波モードの伝播定数、 $n_{eq} = \beta_z / k_0$ が 2 次元導波路の等価屈折率である。

なお、垂直と水平方向のモード分布から垂直放射角と水平放射角が決まる。垂直放射角と水平放射角の計算結果 (それぞれ 30.9 度、 8.4 度) は測定結果とよく一致する。上に述べた等価屈折率近似が良い近似であることの根拠である。

以上述べたように、GaAs ブロック型 AlGaInP レーザでは GaAs の光吸収が導波モードを垂直・水平に閉じ込める。導波モードは、基本的に、GaAs の光吸収を避けて分布する。しかし GaAs へ浸み出す成分がわずかながら存在し、導波損失が発生する。低出力設計の AlGaInP レーザのストライプ幅は $5 \mu\text{m}$ 程度と比較的広く、導波路損失は 5cm^{-1} 程度である。この値はミラー損失 (30cm^{-1} @ 共振器長, $L = 400 \mu\text{m}$) に比べて充分小さい。しかし、幅の狭い導波路を使う高出力設計のレーザでは、GaAs の導波路損失が増大する。

導波路損失の増大は、レーザ発振後の光出力-電流特性のスロープ効率、 $\eta_s (W/A)$ 、を低下させる。図 5-5 に、アンコートレーザ (共振器長 = $400 \mu\text{m}$) で実測したスロープ効率を示す。関係式、

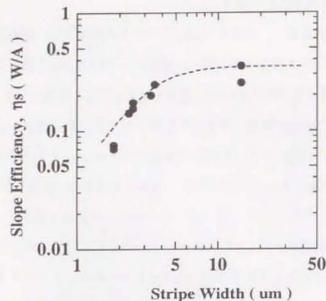


図5-5 スロープ効率
●: 実測値

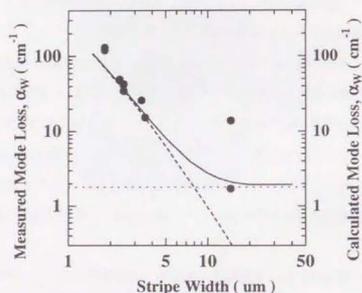


図5-6 導波路損失

●: スロープ効率実測値から算出した値
破線: GaAsブロック層による吸収損失(計算値)
点線: 活性層とクラッド層の自由キャリア吸収
実線: GaAs吸収と自由キャリア吸収の和

$$\eta_s = \eta_i \times \frac{\frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}}{\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}} \times \frac{h\omega}{q} \quad (5-1)$$

を使って η_i から見積もった導波路損失(α)を図5-6に示す(●印)。式5-1の η_i は内部量子効率、 q は素電荷である。一方、導波モード計算でGaAsブロック層から発生する導波路損失を計算した(図5-6の破線、GaAsの光吸収係数を $40,000 \text{ cm}^{-1}$ とした)。一方、活性層とクラッド層で受ける自由キャリア吸収を 1.8 cm^{-1} (点線)とすると、GaAs吸収と自由キャリア吸収の和(実線)が実測値をよく再現した。以上の結果は、第3章で述べた導波路幅 $3 \mu\text{m}$ の 30 mW レーザの導波路損失がおおよそ 30 cm^{-1} と大きく、その大半がGaAsブロック層の光吸収に起因することを示す。

このように、GaAsブロック型構造の導波路損失はかなり大きく、発振しきい値電流を押し上げる原因となる。スロープ効率も低下する。特に高出力レーザでは強いモード制御を行うためにストライプ幅を狭くせざるを得ず、導波路損失が大きな課題であった。

以下では、低損失、かつ、選択成長による作製が可能な新しいレーザ導波路を提案する。

5.2 ブラッグ反射型レーザ導波路

ブラッグ反射型レーザ導波路では、GaAsやAlInPの代わりに $(\text{Al,Ga})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ /GaAs多層膜をブロック層として使う(図5-7)。AlGaInP層とGaAs層の層厚をそれぞれ、図のx軸方向の光の波長の $1/4$ 、 $\lambda/4$ 、とする。AlGaInP層とGaAs層の $\lambda/4$ 層厚はそれぞれ 146 nm 、 92 nm と比較的厚く、従来の結晶成長装置で容易に制御できる層厚である。3~5周期のブラッグ反射層の厚さ($0.71\text{--}1.2 \mu\text{m}$)が、リッジの高さ($0.8\text{--}1.3 \mu\text{m}$)とはほぼ一致する。

ブラッグ反射層は、横モードをx軸の負の方向へ閉じ込める。 $(\text{Al,Ga})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 層のAl組成(x)は、レーザ光に対して透明となれば良く、 $0\text{--}0.2$ とする。発振波長が 680 nm と比較的長い場合はAl組成は0で良く(図5-7)、 630 nm と短い場合でも 0.2 で充分である(電流狭帯を行うためにブラッグ反射層全体をn型に高濃度ドーピングすると、ハン

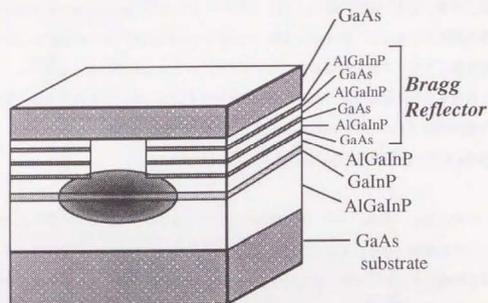


図5-7 ブラッグ反射型レーザ導波路

ブラッグ反射層は、 $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_0.3\text{In}_{0.5}\text{P}$ 層(厚さ146 nm)とGaAs層(92 nm)の3~5周期からなり、総厚は0.71~1.2 μm とリッジ高さにほぼ一致する。

$(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_0.3\text{In}_{0.5}\text{P}$ 層が発振光を吸収しないように、発振波長が630 nmの場合はAl組成を0.2、680 nmの場合は0、とする。

ドギャップが広がる[バンドフィリング効果]。このようにAl組成が小さいので、AlInPよりはるかに良質な結晶層を選択成長できると考える。

5.3 ブラッグ反射型レーザ導波路の光閉じ込め

この導波路の光閉じ込めメカニズムはブラッグ反射である。これまでに、レーザ端面の高反射率コーティング(図5-8 a)、分布ブラッグ反射型(Distributed Bragg Reflector; DBR)レーザ(b)、面発光レーザ(c)など半導体レーザの様々な場面でブラッグ反射が利用されてきた。これらの例では、光の進行方向にブラッグ反射が働く。これに対しブラッグ反射型導波路(図5-9)では、進行方向(z方向)と直交するx方向の波数ベクトル成分に対してブラッグ反射を起こす。

ブラッグ反射型導波路の光閉じ込めメカニズムを、図5-9に模式的に示す。導波モードは、GaInP活性層内部で図に示すように全反射を繰り返しながら+z方向へ進む。いわゆるZig-zag-rayモデルである。高屈折率な活性層と低屈折率なAlGaInPクラッド層の界面Cで反射する際、導波モードがクラッド層の中へ浸み出す(破線)。クラッド層の中の電場は、

$$E(x) \propto \exp(i\beta_z \cdot z) \cdot \exp(i\kappa_x \cdot x), \quad (5-2)$$

$$\kappa_x = k_0 \sqrt{(n_{\text{clad}})^2 - (n_{\text{eff}}^B)^2}$$

である。 n_{eff}^B は等価屈折率、 n_{clad} はクラッド層の屈折率、である。クラッド層では屈折率が等価屈折率より必ず小さいので、式5-2の κ_x が虚数となる。従って、クラッド層中の導波モードの位相はx座標によらずz座標だけで決まる。位相波面は、x方向へまっすぐ進む(図5-9の破線)。

一方、ブラッグ反射層の中の電場は、

$$E(x) \propto \exp(i\beta_z \cdot z) \cdot \exp(i\kappa_x^j \cdot x), \quad (5-3)$$

$$\kappa_x^j = k_0 \sqrt{\left(n_j + i \frac{\alpha_j}{2k_0}\right)^2 - (n_{\text{eff}}^B)^2}$$

となる(jはGaAsまたはGaInP)。 n_j と α_j はGaAsとGaInPそれぞれの屈折率と吸収係数である。クラッド層と違い、ブラッグ層のGaAsとGaInPの屈折率は等価屈折率より大きい。また、式5-3の根号の中の虚数成分($\propto \alpha_j$)は実数成分に比べて非常に小さい。従

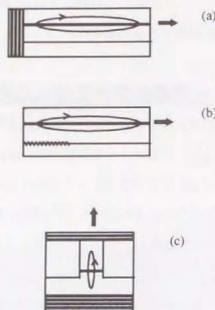


図5-8 従来のブラッグ反射の応用例

(a) 高反射率端面コート、(b) 分布ブラッグ反射型レーザ、(c) 面発光レーザ

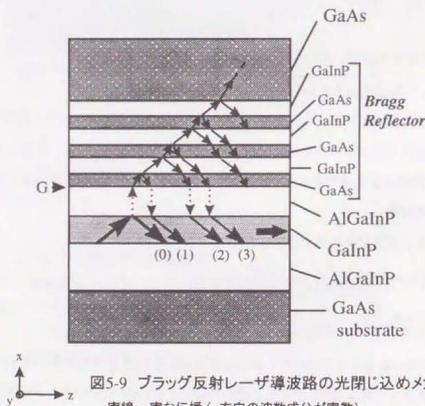


図5-9 ブラッグ反射レーザ導波路の光閉じ込めメカニズム

実線: 実な伝播 (x方向の波数成分が実数)
破線: 虚な伝播 (x方向の波数成分が虚数)

って、 κ_x^j は殆ど実数であり、導波モードは図の実線のように斜めに進む。クラッド層の中の導波モードは虚な伝播 (evanescent propagation) をするのに対してブラッグ層の中では実な伝播 (real propagation) をする、ということができよう。

ブラッグ層の中で導波モードが実な伝播を行うと、x 方向に位相遅れが発生する。導波モードが各界面で反射して界面 G へ戻るまでに発生する位相遅れは、各層で発生する位相遅れの和である。式 5-3 より、各層の位相遅れは、

$$\text{Re}(\kappa_x^j) \cdot l^j \quad (5-4)$$

である。ここで、 l^j は、各層の厚さを表す。

ブラッグ反射型レーザ導波路では、各層で $\pi/2$ 位相遅れが発生するように層厚 l^j を設定する。このとき、界面 G へ戻る各成分が打ち消し合う。打ち消し合い干渉の条件では、導波モードがブラッグ層へ浸み出しにくくなる。以上が、ブラッグ反射層の光閉じ込めメカニズムである。

さきに述べた GaInP 層 (146 nm) と GaAs 層 (92 nm) の層厚は、式 5-4 の位相遅れが $\pi/2$ となるように、

$$\begin{aligned} l^j &= \frac{\pi}{|\text{Re}(\kappa_x^j)|} \\ &= \frac{\pi}{\text{Re} \left(k_0 \sqrt{(n_j + i \frac{\alpha^j}{2k_0})^2 - (n_{eff}^B)^2} \right)} \\ &\approx \frac{\pi}{k_0 \sqrt{(n_j)^2 - (n_{eff}^B)^2}} \end{aligned} \quad (5-5)$$

として求めたものである。

ここで、

$$\lambda_x^j \equiv \frac{2\pi}{|\text{Re}(\kappa_x^j)|} \quad (5-6)$$

と定義する。こうすると、各層の層厚を単に $\lambda_x^j/4$ と表すことができる。従来の $\lambda/4$ ブラッグ反射鏡との違いは、式 5-6 が進行方向 (z 軸) と直交する方向 (x 軸) へ進む光成分の波長を表すことである。

図 5-10 に、垂直方向の導波モード分布の計算結果を示す。従来の GaAs ブロック層断面 (図 5-3b) とよく似た導波モード分布である。計算に用いた材料パラメータを表 5-1 にまとめた。(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P の屈折率は文献[4]、680 nm における GaAs の屈折率と吸収係数は文献[5, 6] から求めた。

ブラッグ反射が起きていることを確かめるため、導波モード分布の層厚依存性を計算した。以下では、ブラッグ反射層各層の膜厚を、式 5-6 の λ_B で規格化し、

$$\frac{t_{\text{GaInP}}}{\lambda_{\text{GaInP}}} = \frac{t_{\text{GaAs}}}{\lambda_{\text{GaAs}}} \equiv t_p \quad (5-7)$$

で表すことにする ($\lambda_{\text{GaInP}} = 584 \text{ nm}$, $\lambda_{\text{GaAs}} = 368 \text{ nm}$)。計算の結果、図 5-11 (活性層～ブラッグ反射層の部分拡大している) に示すように、ブラッグ条件 ($t_p = 1/4, 2/4, 3/4$) を充たす時に光の透み出しが抑制されることを確認した。1 次のブラッグ条件 ($t_p = 1/4$) を充たす時に光の透み出しが最小となった。

図 5-12 は、ブラッグ反射層断面の等価屈折率 n_{eq}^B を示す。比較のため、ストライプ内部の等価屈折率 n_{eq}^A を一点鎖線で、GaAs ブロック層の場合の等価屈折率を破線で示した。1 次ブラッグ条件 ($t_p = 1/4$) を充たすブラッグ反射層の等価屈折率差 ($\Delta n = n_{\text{eq}}^A - n_{\text{eq}}^B$) は GaAs ブロック層と同じ程度 (1×10^{-2}) である。等価屈折率差を最適化する際は、ブラッグ反射層と活性層の間隔を最適化すればよい。

本節では、ブラッグ反射層が導波モードを垂直・水平に閉じ込めることを示した。閉じ込めの強さは、従来の GaAs ブロック層と同じ程度である。次に、ブラッグ反射型導波路の導波路損失を示す。

5.4 ブラッグ反射型レーザ導波路の導波路損失

ブラッグ反射層も光吸収領域 (GaAs 層) を含むブロック層である。導波路損失 (α_w) は水平方向導波モード分布のストライプ外部への透み出し量 (Γ_{H}^B) とブロック領域の導波路損失 (α_{B}) の積、

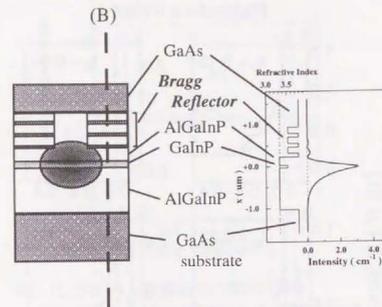


図 5-10 ブラッグ反射層部分の導波モード分布

光閉じ込め効果は、GaAs ブロック型レーザ (図 5-3b) とほぼ等しい。発振波長 = 680 nm とした。

表 5-1 パラメータ

	Refractive index	absorption coefficient (cm ⁻¹)
undoped Ga _{0.5} In _{0.5} P (active layer)	3.530	0.
Si-doped Ga _{0.5} In _{0.5} P (in the BR block layer)	3.530	500.
(Al _{0.6} Ga _{0.4}) _{0.5} In _{0.5} P	3.321	0.
GaAs	3.790	20000.

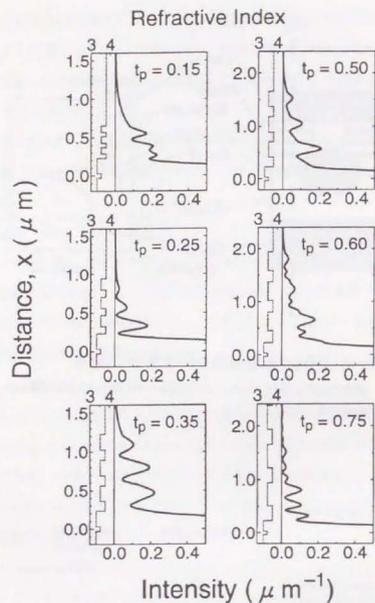


図5-11 導波モード分布のブラッグ反射層厚依存性

活性層からブラッグ反射層までを拡大して示した。

t_p は規格化したブラッグ反射層厚である。

$t_p = 1/4, 2/4, 3/4$ で、ブラッグ反射層への光の浸み出しが抑制される。

なお、 $t_p = 1/4$ は、図5-10と同じ結果である。

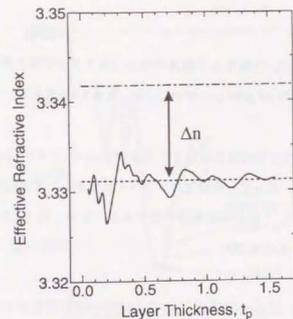


図5-12 ブラッグ反射層領域の等価屈折率

破線: 従来のGaAsブロック層を用いた場合の等価屈折率

鎖線: ストライプ内部の等価屈折率

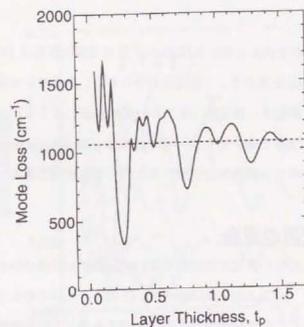


図5-13 導波損失(α_m)

導波損失は、 $t_p = 1/4, 2/4, 3/4$ で共鳴的に低下する。

最適条件(@ $t_p = 1/4$)では、GaAsブロック層の場合(破線)の30%まで低下した。

$$\alpha_w = \Gamma_{\perp}^B \times \alpha_B \quad (5-8)$$

となる。透み出し量、 Γ_{\perp}^B は、横モード制御の強さ（ストライプ幅や等価屈折率差）に依存する値である。第3章の30 mW レーザの Γ_{\perp}^B は、1.2-2.4%である。

図5-13に導波損失 α_B の計算結果を示した。導波損失 α_B は、従来のGaAsブロック層（破線）の30%まで低下した。従って、本研究のブラッグ反射型レーザ導波路の導波損失 α_w は従来の30%に低下する。これが本提案の予想である。なお、図5-13にもブラッグ共鳴がはっきり現れた（ $t_p=1/4, 2/4, 3/4$ ）。

表5-1に示したように、図5-13の計算ではGaInP層の吸収係数を 500 cm^{-1} とした。次にGaInP層の吸収係数を変えて導波損失 α_B の計算し、作製トランスを調べた。その結果（図5-14）は、

- (1) GaInP層の光吸収係数が 1000 cm^{-1} 以下であれば問題ないこと、及び、
 - (2) $\pm 10\%$ 程度の層厚誤差は問題ないこと、
- を示した。

発振波長が680 nmかそれより長ければGaInP層の光吸収係数は 1000 cm^{-1} を充分下回ると考えられ、上記の(1)を充たす。（電流狭窄のために）高濃度なn型ドーピングを行うのでバンドフィリングが起き、活性層（アンドープGaInP）よりもバンドギャップが拡大する。発振波長が630 nmと短い場合は、GaInP層を $(\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ に置き換える。いずれも、容易に品質の良い選択成長を行うことのできる材料である。

5.5 損失低減要因の考察

本研究のブラッグ反射層の構成材料屈折率比($n(\text{GaAs})/n(\text{GaInP})=1.074$ 、表5-1)も同期の数も面発光レーザ($n(\text{GaAs})/n(\text{AlAs})=1.21$, [7-9])よりはるかに小さい。ブラッグ反射層の実屈折率格子としての反射率はわずかなものである。実屈折率格子としての反射率の小ささと、さきに述べた顕著な損失低減は、一見矛盾するように見える。

導波路損失は、各吸収層の光吸収係数と光閉じ込め係数の積の和、

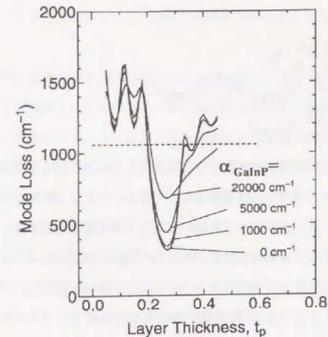


図5-14 導波損失(α_B)の材料吸収依存性
(A) GaInP層の吸収係数を 1000 cm^{-1} 程度に抑えればよい。

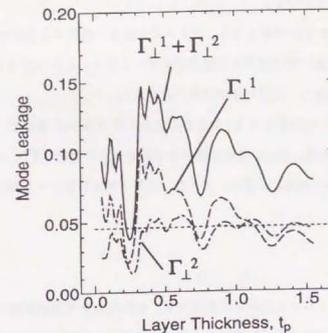


図5-15 ブラッグ反射層への光透み出し量の内訳
 Γ_{\perp}^1 : GaInP層(3層)への光透み出し量
 Γ_{\perp}^2 : GaAs層(4層)への光透み出し量
 $\Gamma_{\perp}^1 + \Gamma_{\perp}^2$: ブラッグ反射層への光透み出し量

$$\begin{aligned}
 \alpha_w &= \Gamma_w^B \cdot \alpha_g \\
 &= \Gamma_w^B \cdot \sum_i \Gamma_{\perp}^i \cdot \alpha_i \\
 &= \Gamma_w^B \cdot (\Gamma_{\perp}^1 \cdot \alpha_{\text{GaInP}} + \Gamma_{\perp}^2 \cdot \alpha_{\text{GaAs}}) \\
 &= \Gamma_w^B \cdot (\Gamma_{\perp}^2 \cdot \alpha_{\text{GaAs}})
 \end{aligned} \tag{5-9}$$

と近似できる。 Γ_{\perp}^1 は3層のGaInP層への光浸み出し量の合計、 Γ_{\perp}^2 は最上部GaAs層も含めた4層のGaAs層への光浸み出し量の合計、である。そこで、図5-15に示す Γ_{\perp}^1 、 Γ_{\perp}^2 、 $\Gamma_{\perp}^1 + \Gamma_{\perp}^2$ 、を手がかりに、ブラッグ反射層の光閉じ込め作用を考察する。

ブラッグ条件を充たさない場合、すでに図5-11で示したように、ブラッグ層全体への浸み出し量 $\Gamma_{\perp}^1 + \Gamma_{\perp}^2$ が増えた。 $\Gamma_{\perp}^1 + \Gamma_{\perp}^2$ はGaAsブロック層への光浸み出し量(0.047、点線で示す)より大きい。これは、高屈折率かつ透明なGaInP層がそもそも導波モードを引き寄せためである。

ところがブラッグ条件($t_p=1/4$)を充たすと、浸み出し量 $\Gamma_{\perp}^1 + \Gamma_{\perp}^2$ は低下し、GaAsブロック層と同程度となった。ブラッグ反射層の光閉じ込め作用がGaInP層の引き寄せ作用をちょうど打ち消したことになる。

たとえZig-Zag-rayモデルで考えても、ブラッグ反射層へ侵入する光は虚な進行波(5.3節)である。従って、進行波に対する反射率が小さいことと、ここで述べるブラッグ反射層の光閉じ込め作用の強さ、の間に矛盾は無いと考える。

浸み出し量 $\Gamma_{\perp}^1 + \Gamma_{\perp}^2$ の内訳を見ると、引き寄せ作用を持つGaInP層に多く分布している。図5-11でも明らかである。GaAs層に分布する導波モードの割合(Γ_{\perp}^2)は従来のGaAsブロック層の半分以下の30%と小さい。これが、ブラッグ反射型レーザ導波路の損失低減の起源である。

5.6 まとめ

既存の結晶成長及とプロセス技術で作製可能な、低損失レーザ導波路構造を探索し、新しい構造を提案した。従来のGaAsブロック層を、 $(\text{Al,Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{GaAs}$ 多層膜(ブラッグ反射層)に置き換える。各層の層厚を、 $\lambda_0/4$ 、とする。周期は3~5である。

導波モード計算を行い、ブラッグ反射型導波路が従来のGaAsブロック型レーザ導波路

と同程度に導波モードを閉じ込めること、導波損失が従来の1/3と小さいこと、を示した。

AlGaAsレーザからAlGaInPレーザへ、そしてAlGaInPレーザからZnSeレーザやGaNレーザへと短波長化の挑戦が続いている。本章で示した光閉じ込めの原理は、AlGaInPレーザだけでなく、今後の短波長レーザにとっても重要となる可能性があると考ええる。基本横モードを制御するには基板に垂直な方向と水平な方向の2次元の閉じ込めが必要であり、異種半導体材料をヘテロ接合してこれを行うことが最も望ましい。しかし、垂直方向の光閉じ込めがキャリア閉じ込めを兼ねるため、短波長化に伴ってできる限り大きなバンドギャップを持つ(従って小さな屈折率を持つ)クラッド層材料を使う。こうして、水平方向光閉じ込めに望ましい「屈折率がさらに小さい」半導体材料が常に不足する。本章で述べた高屈折率材料によるブラッグ反射閉じ込めは、低屈折率材料の不足を補うものである。

参考文献

- [1] M. Ishikawa, Y. Ohba, Y. Watanabe, H. Nagasaka, H. Sugawara, M. Yamamoto, and G. Hatakoshi, "InGaAlP transverse mode stabilized visible laser diodes fabricated by MOCVD selective growth," in *Extended Abstracts 18th Conf. Solid State Devices and Materials*, Tokyo, Japan, 1986, pp. 153-156.
- [2] 萬濃正也、保科順一、上山智、高橋康仁、佐々井洋一、大仲清司、小倉基次、「AlInP 埋め込み型赤色半導体レーザ」、第50回応用物理学学会学術講演会講演予稿集 vol. 3, p. 893, 28a-ZG-4, 福岡, 1990.
- [3] H. C. Casey and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Academic Press, New York, 1978, part A, chapter 2.
- [4] H. Tanaka, Y. Kawamura, and H. Asahi, "Refractive indices of $\text{In}_{0.49}\text{Ga}_{0.51-x}\text{Al}_x\text{P}$ lattice matched to GaAs," *J. Appl. Phys.* vol. 59, no. 3, pp. 985-986, Feb. 1986.
- [5] D. D. Sell, H. C. Casey, Jr., and K. W. Wecht, "Concentration dependence of the refractive index for n- and p-type GaAs between 1.2 and 1.8 eV," *J. Appl. Phys.* vol. 45, no. 6, pp. 2650-2657, June 1974.
- [6] H. C. Casey, Jr., D. D. Sell, and K. W. Wecht, "Concentration dependence of the absorption coefficient for n- and p-type GaAs between 1.3 and 1.6 eV," *J. Appl. Phys.* vol. 46, no. 1, pp. 250-257, Jan. 1975.
- [7] T. Sakaguchi, F. Koyama, and K. Iga, "Vertical cavity surface-emitting laser with an AlGaAs/AlAs Bragg reflector," *Electron. Lett.* vol. 24, no. 15, pp. 928-929, July 1988.
- [8] T. Numai, M. Sugimoto, I. Ogura, H. Kosaka, and K. Kasahara, "Surface-emitting laser operation in vertical-to-surface transmission electrophotonic devices with a vertical cavity," *Appl. Phys. Lett.* vol. 58, no. 12, pp. 1250-1252, March 1991.
- [9] H. C. Casey, Jr., D. D. Sell, and M. B. Panish, "Refractive index of $\text{AlGa}_{1-x}\text{As}$ between 1.2 and 1.8 eV," *Appl. Phys. Lett.* vol. 24, no. 2, pp. 63-65, Jan. 1974.

第6章 総括

本論文は、高出力 AlGaInP レーザの開発に関わる研究成果をまとめたものである。

本研究を開始した時期は、第1世代 AlGaInP レーザ (出力は 3-5 mW、波長は 680 nm) の研究開発が完成した直後である。本研究の第1の目標は、第1世代の高出力 AlGaInP レーザであった。書き換え可能な光磁気ディスクと相変化型光ディスクへ搭載するためには、最高出力 60 mW 以上、安定動作出力 30 mW 以上の特性が必要である。AlGaAs レーザと比べると、AlGaInP レーザの端面破壊光密度が 1/3 と小さい。これは材料定数 (熱伝導率) に基づく、普遍的関係である。この不利を背負いながら、約 8 年先行する高出力 AlGaAs レーザと同様な性能を目標に設定した、挑戦であった。幸い、研究期間の半ばにこの目標に到達した。その後に行った研究は、次世代 50 mW レーザを目指す研究の始まりに当たった。

性能目標を推進力として行った本研究の技術課題は、AlGaInP レーザの端面破壊抑制、温度特性、レーザ利得、導波路損失、である。高出力化本来の課題である端面破壊に対して、本研究では、AlGaInP レーザ固有の超格子構造の無秩序化を試みた。単原子層レベルの超格子の無秩序化という着眼点は全く新しいものである。レーザとしては未完成だが、本研究で明らかにした課題を出発点とする後続研究に、端面劣化の最も本格的な克服を期待する。

温度特性は実用的に重要な特性だが、発振特性、バンドギャップ、ドレーン特性、放熱特性といった多くの要因が関与するため扱いにくい研究対象である。本研究では、歪量子井戸活性層の導入して実験した一連の結果を考察し、体積電流密度と温度特性の相関から電子オーバーフロー状態を推定する方法の有効性を示した。なるべく多くの要因を考慮に入れて理論的に正確に現象を説明しようという姿勢になりがちな問題を、見通し良く大雑把にとらえたことが重要、と考える。高出力レーザや短波長レーザの最適設計に役立つものである。今後、キャリア閉じ込め状態、ヘテロ接合の状態、等をより深い理解していく上でも役立つと考える。

歪 GaInP 量子井戸の研究としては低しきい値電流 SCH 構造レーザを使った先行研究で利得増大が報告されていたが、本研究は歪 GaInP 量子井戸を高出力設計レーザに取り入れた初めてのものである。先行研究と全く異なるダブルヘテロ構造レーザで、歪量子井戸活性層の利得特性を追求・再考察した点で重要と考える。

歪 GaInP 結晶のもうひとつの課題、「格子歪と自然超格子構造が共存」する結晶の光学異方性には、最も簡単なバンド計算と最も簡単な利得計算（光学遷移確率）を行って取り組んだ。これにより、30 mW レーザのレーザ偏光が最も有利な偏光方位なことを確かめた。他に類を見ない半導体結晶構造の偏光特性を決定した点でも、重要と考える。副産物として、歪 GaInP 結晶が新しい偏光無依存利得材料となり得ることを提案した。

低損失導波路の開発は、結晶成長技術の研究とレーザ構造の探索の2つのやり方がある。本研究は後者に属する。端面発光型導波路、既存の結晶成長技術で作製できる低損失導波路構造を探索し、新しい構造を提案した。伝搬モードの横方向波数ベクトルに対するブラッグ反射作用の有効性を示した点で、新しい提案である。

以下、本論文の成果を個別に要約する。

I. GaInP 自然超格子無秩序化を利用したウィンドウレーザの提案と端面破壊抑制の実証
本研究の着眼点は、自然超格子の周期が 0.65 nm と、従来無秩序化が報告されている AlGaAs 人工超格子の周期(20-40 nm)よりはるかに短いことである。狙いは、無秩序化に必要な不純物濃度の低減である。

まず、Zn 熱拡散による無秩序化を行い、70 meV のブルーシフトを得た。このシフト量は、従来のウィンドウ構造 (Burstein シフト、と、AlGaAs 超格子無秩序化) と同程度である。一方、無秩序化に必要な Zn 原子濃度が AlGaAs 人工超格子の場合の 1/5 と小さい ($4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) ことを確認した。

次に GaInP 自然超格子ウィンドウレーザを試作し、約 3 倍の端面破壊出力増大を確認した。従来レーザの端面破壊光密度 3.7 MW/cm^2 に対して、ウィンドウレーザで観測した最大光密度は 14 MW/cm^2 である (ともに半導体内部光密度換算)。ここで達成した基本横モード最大出力 70 mW (従来の報告では 30 mW まで) は、光ディスクが必要とする 30mW 出力に対して大きなゆとりがある。また、長時間動作試験を行って確認した 30 mW

出力 280 時間安定動作は、このウィンドウ構造の光学的品質、電気的特性に大きな問題が無いことを示した。

一方、特性上の問題点は不十分な温度特性であった。原因を調べ、本ウィンドウ構造の課題を明らかにした。それは、無秩序化 GaInP の吸収係数が 350 cm^{-1} と小さくないことである。無秩序化プロセスを改善する必要がある。

II. 歪 GaInP 量子井戸による温度特性改善と 30 mW 高出力レーザの完成

従来の手法 (スポットサイズ拡大と端面反射率低減の併用) で端面劣化を抑制しつつ、圧縮歪量子井戸活性層を導入して温度特性の回復 (改善) を試みた。実験の結果、最適な歪量子井戸構造 (+0.30% 歪 4 重量子井戸) のレーザで目標とする高出力 (30 mW) 高温 (50°C) 高信頼 (2600 時間) 動作を実現した。基本横モード最大出力は 50 mW、発振波長は 690 nm である。

次に、一連の実験結果で圧縮歪が温度特性を改善した要因を分析した。発振しきい値キャリア密度低減よりもヘテロ障壁上昇の影響が大きいの結論を得た。ここでは、体積電流密度を尺度とする新しい方法を使った。なお、上述の 30 mW 歪量子井戸レーザの体積電流密度は $26 \text{ kA/cm}^2 \mu\text{m}$ 、発振しきい値キャリア密度は $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、ヘテロ障壁高さは 470 meV、である。

体積電流密度を尺度とした考察に基づき、スポットサイズを拡大する数種類のダブルヘテロ構造設計のスポットサイズ-体積電流密度相関を比較した。その結果、高屈折率クラッド層構造を最適設計すれば、本研究の 30 mW レーザの温度特性を維持しつつ、より高い光出力を実現できるとの見通しを得た。

III. 歪 GaInP 超格子結晶の光学利得偏光特性の決定

まず、圧縮歪自然超格子がきわめて低い対称性を持つこと、自然超格子の2つの価電子状態の混合が起きることを示した。続いて光学遷移の偏光特性を求め、[110] 偏光の遷移確率が最も大きく、特定の圧縮歪量で極大値をとること、極大値は無歪状態に比べて 14% 大きいこと、を示した。本研究で開発した 30 mW レーザの偏光方位 ([110]) に対して圧縮歪 GaInP 自然超格子活性層の利得が最大となっていたことを明らかにした。

一方、今回の解析結果から、歪超格子に特定の引張歪を加えると偏光無依存な光学遷移特性を示すことがわかった。温度依存性が小さいなどの利点が考えられ、光増幅器や変調器への応用を期待する。

IV. AlGaInP 低損失レーザ導波路の提案

低損失導波路を提案した。この導波路では、導波光進行方向に直交する方向に反射作用が働く。従来とは異なる、ブラッグ反射の新しい応用例と考える。

いわゆる等価屈折率法を用いて、導波路損失を計算した。従来の吸収型横モード制御導波路に比べ、導波路損失が1/3に低減すると見込む。作製トラランス（膜厚、混晶組成）は広い。

本導波路のブロック層の平均屈折率はクラッド層よりも大きく、平均屈折率で見ればアンチガイド構造である。しかし、厚さ $\lambda/4$ の2種材料を組み合わせることでブラッグ反射作用が働き、従来のGaAsブロック型導波路と同程度の光閉じ込め効果を持つことを示した。

本章で示した光閉じ込め原理はAlGaInPレーザだけでなく、今後の短波長レーザにとっても重要となる可能性がある。

謝辞

本研究は、1989年から1993年にかけて日本電気株式会社、光エレクトロニクス研究所（現在は光・超高周波デバイス研究所）光デバイス研究部で行ったものです。主に遠藤健司氏と小林健一氏のご指導を受け、大小の技術的議論から混沌期の叱咤激励まであらゆる面でお世話になりました。AlGaInPレーザ研究グループの中では、藤井宏明氏、沢野博之氏、五明明子氏に最も直接的に協力して頂きました。河田誠治氏、堀田等氏、原匡宏氏、山田英行氏、多田健太郎氏、宮坂文人氏、日野功氏、湯浅國南雄氏、鈴木徹氏にはそれぞれの場面で自由闊達な討論をして頂き、多くの技術的示唆を頂きました。一部を挙げると、本研究第2章の自然超格子ウインドウ構造は日野功氏が着想したものです。その後の鈴木徹氏の薦めで研究を始めました。第3章の歪量子戸の設計でSCH構造化を避けたのは遠藤健司氏の慧眼によるものでした。また、30 mWレーザの完成は藤井宏明氏による結晶成長条件改善、遠藤健司氏によるコーティング界面品質改善等を併せて成ったものです。そして、本研究の全ては、鈴木徹氏、日野功氏、小林健一氏、河田誠治氏が導入し技術的な改良を積み重ねたMOVPE結晶成長装置を用いて行ったものです。

本論文をまとめるに当たっては、東京大学工学部物理工学科、伊藤良一教授にご指導を頂きました。途中長い中断をはさみましたが1994年11月以来一貫して暖かく励まして頂きました。著者を、それまで面識すらなかった伊藤教授に紹介して頂いた尾崎研太郎教授のご好意と励ましで本論文執筆の契機となりました。黒田和男教授、神谷武志教授、尾崎研太郎教授、五神真助教授には、本論文の審査委員を務めて頂きました。本研究を行う基礎的な力は、長澤信方教授と五神真助教授から理学部物理工学科で授かりました。

ご支援頂きました上記の諸氏に対し、改めて感謝致します。

上野芳康

つくば市御幸ヶ丘、NEC研究所にて

1998年1月30日

論文リスト

本論文に関する研究論文及び国際会議報告は以下の通りである。

1. 研究論文

- (1) Y. Ueno, H. Fujii, K. Kobayashi, K. Endo, A. Gomyo, K. Hara, S. Kawata, T. Yuasa, and T. Suzuki, "Novel window-structure AlGaInP visible-light laser diodes with non-absorbing facets fabricated by utilizing GaInP natural superlattice disordering," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 29, no. 9, pp. L1666-L1668, Sept. 1990.
 - (2) Y. Ueno, K. Endo, H. Fujii, K. Kobayashi, K. Hara, and T. Yuasa, "Continuous-wave high-power (75 mW) operation of a transverse-mode stabilised window-structure 680 nm AlGaInP visible laser diode," *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 20, pp. 1726-1727, Sept. 1990.
- 以上、第2章
- (3) Y. Ueno, H. Fujii, H. Sawano, and K. Endo, "Stable 30 mW operation at 50°C for strained MQW AlGaInP visible laser diodes," *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 9, pp. 860-861, April 1992.
 - (4) Y. Ueno, H. Fujii, H. Sawano, K. Kobayashi, K. Hara, A. Gomyo, and K. Endo, "30-mW 690-nm high-power strained-quantum-well AlGaInP Laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 6, pp. 1851-1856, June 1993.
- 以上、第3章
- (5) Y. Ueno, "Oscillator strength enhancement for [110]-polarized light in compressively strained GaInP ordered crystals used in AlGaInP lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, no. 6, pp. 553-555, Feb. 1993.

以上、第4章

- (6) Y. Ueno, "Low-loss Bragg-reflector fundamental-transverse-mode confinement in AlGaInP red laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 10, pp. 2239-2244, Oct. 1994.

以上、第5章

2. 国際学会報告

- (1) Y. Ueno, H. Fujii, K. Kobayashi, K. Endo, A. Gomyo, K. Hara, S. Kawata, T. Yuasa, and T. Suzuki, "Novel window-structure AlGaInP visible LDs with non-absorbing facets formed by disordering of natural superlattice in GaInP active layer," 12th IEEE international semiconductor laser conference, Sept. 9-14, 1990, Davos, Switzerland, paper C-2, pp. 30-31.
- (2) T. Suzuki, Y. Ueno, H. Fujii, K. Kobayashi, and K. Endo, "High-power visible laser diodes," Conference on Lasers and Electro-Optics, Baltimore, May 12-17, 1991, paper CTuF3 (Invited), pp. 94-95.
- (3) Y. Ueno, H. Fujii, H. Sawano, K. Endo, K. Kobayashi, and K. Hara, "30 mW 690 nm high-power strained-quantum-well AlGaInP laser with Al₂O₃-coated mirror facets," 13th IEEE international semiconductor laser conference, Takamatsu, Sept. 21-25, 1992, paper D-28, pp. 90-91.
- (4) H. Fujii, Y. Ueno, A. Gomyo, K. Endo, and T. Suzuki, "Observation of stripe-direction dependence of threshold current density for AlGaInP laser diodes with CuPt-type natural superlattice in Ga_{0.5}In_{0.5}P active layer," 50th Annual Device Research Conference (DRC), Boston, 1992, paper IVB-5.

- (5) Y. Ueno, H. Sawano, S. Kawata, K. Hara, K. Tada, H. Hotta, K. Endo, and K. Kobayashi, "Low-noise high-power 680-nm AlGaInP laser with sub-GHz frequency response," Symposium on Optical Memory 1994, Tokyo, July 11-13, 1994, paper P-20, pp. 95-96.
- (6) K. Tada, H. Hotta, K. Hara, H. Sawano, Y. Ueno, and K. Kobayashi, "High temperature operating characteristics of 680 nm AlGaInP lasers with asymmetric waveguiding structure," the 5th Optoelectronics Conference (OEC'94), Chiba, Japan, July 12, 1994, 14D2-5.
- (7) F. Miyasaka, H. Hotta, Y. Ueno, H. Sawano, K. Kobayashi, M. Yamamoto, M. Tsuji, K. Makita, T. Nyu, and S. Yamazaki, "High-speed light sources and detectors for giga-bit per second plastic optical fiber transmission," Optical Fiber Communication Conference (OFC'95), San Diego, Feb. 26-March 3, 1995, ThG6.

3. 関連研究論文

- (1) A. Gomyo, T. Suzuki, S. Iijima, H. Hotta, H. Fujii, S. Kawata, K. Kobayashi, Y. Ueno, and I. Hino, "Nonexistence of long-range order in $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ epitaxial layers grown on (111)B and (110) GaAs substrates," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 27, no. 12, pp. L2370-L2372, Dec. 1988.
- (2) K. Kobayashi, Y. Ueno, H. Hotta, A. Gomyo, K. Tada, K. Hara, and T. Yuasa, "632.7 nm CW operation (20 °C) of AlGaInP visible laser diodes fabricated on (001) 6° off toward [110] GaAs substrate," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 29, no. 9, pp. L1669-L1671, Sept. 1990.
- (3) H. Fujii, Y. Ueno, A. Gomyo, K. Endo, and T. Suzuki, "Observation of stripe-direction dependence of threshold current density for AlGaInP laser diodes with CuPt-type natural superlattice in $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ active layer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, no. 7, pp. 737-739, August 1992.
- (4) H. Fujii, Y. Ueno, and K. Endo, "Effect of thermal resistivity on the catastrophic optical damage power density of AlGaInP laser diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, no. 17, pp. 2114-2115, April 1993.
- (5) K. Endo, K. Kobayashi, H. Fujii, and Y. Ueno, "Accelerated aging for AlGaInP visible laser diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, no. 2, pp. 146-148, Jan. 1994.
- (6) Y. Ueno, V. Ricci, and G. I. Stegeman, "Second-order susceptibility of $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ crystals at 1.5 μm and their feasibility for waveguide quasi-phase-matching," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 6, pp. 1428-1436, June 1997.
- (7) Y. Ueno, G. I. Stegeman, and K. Tajima, "Large phase shifts due to the $\chi^{(2)}$ cascading nonlinearity in large walk-off and loss regimes in semiconductors and other dispersive materials" *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 36, no. 5B, pp. L613-615, May 1997.
- (8) Y. Ueno, S. Nakamura, K. Tajima, and S. Kitamura, "3.8-THz wavelength conversion of picosecond pulses using a semiconductor delayed-interference signal-wavelength converter (DISC)," *IEEE Photonics Tech. Lett.* vol. 10, no. 3, pp. 346-348, March 1988.
- (9) Y. Ueno, "Increased catastrophic-optical-damage output power for high-power semiconductor lasers coated with high-refractive-index films," accepted for publication in *Jpn. J. Appl. Phys.*

