



Title	通信用半導体レーザの高性能化に関する研究
Author(s)	稲葉, 雄一
Citation	大阪大学, 2007, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/318
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

通信用半導体レーザの高性能化 に関する研究

2007 年

稲 葉 雄 一

内容梗概

本論文は、高速・大容量通信を可能とする光ファイバ通信に用いられる半導体レーザの高性能化を目的としたデバイス設計、プロセス開発を行った研究成果をまとめたものである。論文は、以下の6章により構成される。

第1章 序論

本章では、通信用半導体レーザの歴史を概説し、その研究課題を指摘した。さらに、本研究の目的および構成について述べ、その意義を明らかにした。

第2章 通信用半導体レーザの基本構造

本章では、光通信用半導体レーザの基本的なデバイス構造と作製プロセスに関して説明を行った。さらに、半導体レーザの性能を決定する上で活性層構造が非常に重要であることから、ベースとなる量子井戸活性層の構成に関してこれまでの技術的内容を説明した。

第3章 テーパー活性ストライプによる半導体レーザの狭放射角化

本章では、ファイバツーザホーム(FTTH)システムの音声、データ伝送用半導体レーザとして必要不可欠となる光ファイバとの直接結合を可能とするために、新規提案したテーパー状の活性層を導入したテーパー活性ストライプ型半導体レーザに関する研究成果を報告した。レーザ特性を決定する活性層構造依存性、テーパー角度依存性のデバイス検証を行い、狭放射角特性かつ高光出力特性を両立するデバイス構造の設計指針を明確にした。この設計手法を用いて 1.3 μm 帯半導体レーザで 12 度の狭放射角特性(従来の 1/3)を実現するとともに 85 度での高温において世界最高光出力を実証した。

第4章 埋め込み回折格子による分布帰還型半導体レーザの狭スペクトル線幅化

本章では、FTTH システムの映像伝送用レーザとして必要不可欠となるスペクトル線幅の狭窄化に向け、分布帰還型半導体(DFB)レーザにおける低結合係数化の必要性を明確にした。低結合係数化の実現に向け、従来の回折格子形成プロセスおよびデバイ性能上の課題を明らかにし、安定した低結合係数化を可能とする新規埋め込み回折格子技術に関するプロセス手法とデバイス設計についての研究成果を述べた。さらにこの技術を用いてレーザデバイスを作製し、従来の 1/100 以下である 63 kHz の最小スペクトル線幅特性を実現した。

第5章 埋め込み回折格子を有する分布帰還型半導体レーザの高出力化

本章では、DFB レーザの狭スペクトル線幅化の応用技術として、外部変調システム用 DFB レーザの高出力化に関する研究成果を説明した。高光出力時における単一モード性の向上には、低結合係数を均一性、制御性よく実現する必要がある、埋め込み回折格子構造が上記解決手段の一つであることを明らかにした。さらにこの技術を用いてレーザデバイスを作製し、1.55 μm 帯(1.3 μm 帯)において、それぞれ光出力 180 mW(230 mW)までの単一モード特性を確認し、1.55 μm 帯、1.3 μm 帯ともに世界最高の光出力特性を実現した。

第6章 結論

本章では、本研究の総括をおこない、通信用半導体レーザの将来展望を含め、結論とした。

目次

第 1 章 序論	1
1.1 背景	1
1.2 アクセス系ネットワークの導入	5
1.3 FTTH 用半導体レーザの課題	8
1.3.1 音声、データ伝送用 1.3 μm 帯 FP レーザの課題	8
1.3.2 映像伝送用 1.55 μm 帯 DFB レーザの課題	10
1.4 本研究の目的と構成	12
第 1 章の参考文献	14
 第 2 章 通信用半導体レーザの基本構造	 16
2.1 はじめに	16
2.2 光通信用半導体レーザ	16
2.3 レーザの作製プロセス	17
2.4 1.3 μm 帯多重量子井戸構造	21
2.4.1 多重量子井戸活性層	21
2.4.2 特性評価	21
2.5 1.55 μm 帯多重量子井戸構造	28
第 2 章の参考文献	31
 第 3 章 テーパー活性ストライプによる半導体レーザの狭放射角化	 32
3.1 はじめに	32
3.2 狭ビーム放射角特性の必要性	33

3.3 狭放射角半導体レーザの従来例と問題点	36
3.4 本デバイスのコンセプト	38
3.5 作製した素子のデバイス構造	44
3.6 レーザ特性結果	46
3.7 高温度特性改善に関する検討	50
3.8 直接結合特性	60
3.9 均一ストライプ型レーザとの比較	64
3.9.1 電流-光出力特性	64
3.9.2 スペクトル特性	65
3.10 長期信頼性結果	66
3.11 まとめ	68
第3章の参考文献	69
 第4章 埋め込み回折格子による分布帰還型半導体レーザの狭スペクトル線幅化-----	71
4.1 はじめに	71
4.2 DFB レーザの必要性	72
4.3 半導体レーザのスペクトル線幅	73
4.4 半導体レーザの狭スペクトル線幅化	75
4.5 本研究の方針	79
4.6 スペクトル線幅の測定	81
4.7 作製プロセスと素子特性	84
4.7.1 回折格子作製	84
4.7.2 埋め込み回折格子形成	87
4.7.3 素子特性	91
4.8 まとめ	100

第4章の参考文献	101
第5章 埋め込み回折格子を有する分布帰還型半導体レーザの高光出力化 -----	103
5.1 はじめに	103
5.2 DFB レーザの高光出力化	104
5.3 デバイス構造	105
5.4 レーザ特性	106
5.5 まとめ	121
第5章の参考文献	122
第6章 結論 -----	123
6.1 本研究の総括	123
6.2 通信用半導体レーザの将来展望	127
第6章の参考文献	129
付録	130
謝辞	136
研究業績	138
学術論文	138
国際会議	139
国内会議	140
研究会	141

第1章

序論

1.1 背景

21世紀に入りネットワーク技術の飛躍的な発達によって、世界中の情報を迅速にそして手軽に入手することが可能となり、まさに“ユビキタスネットワーク社会”の実現に向けて世界全体が動き出してきた。ユビキタスネットワーク社会とは、“安全性の高い多様な情報ネットワークにより、時間や場所の制約を超えて必要な情報を誰もが意識しないで簡単に安心して活用できる社会”である。蛇口をひねれば誰でも水を容易に得ることができるように、ネットワークを通じて必要

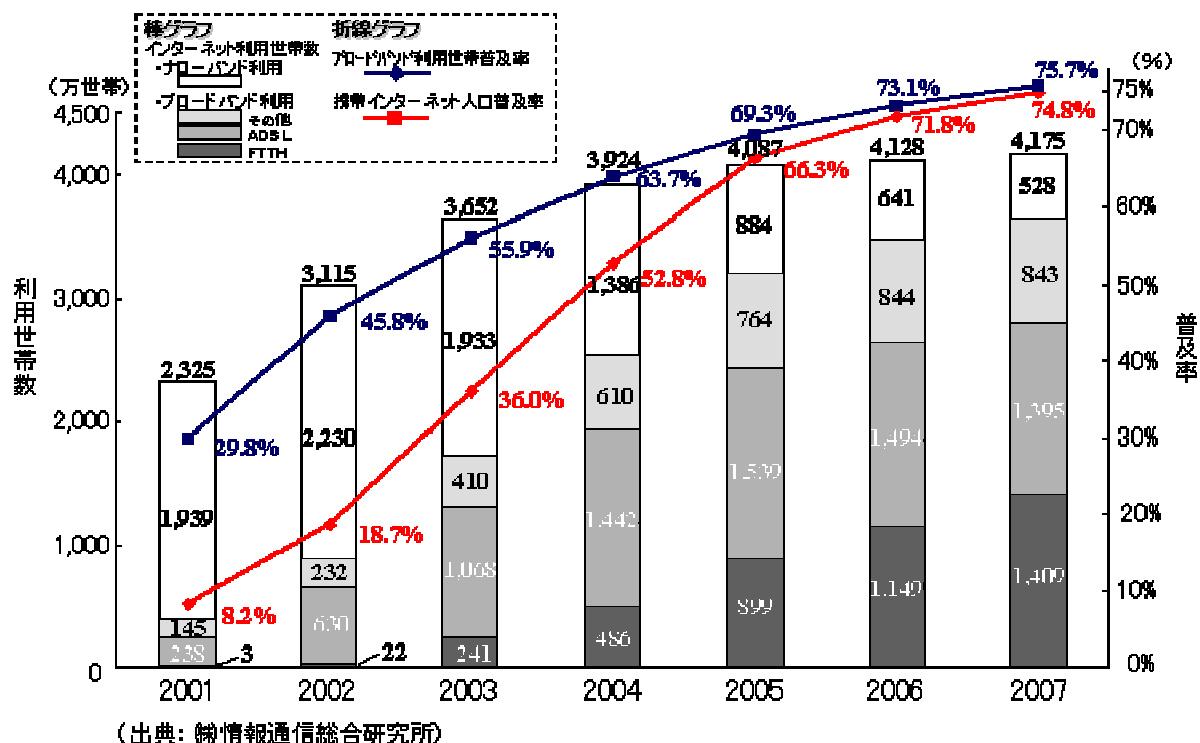


図 1-1. 日本におけるインターネット普及率の推移[1]

なサービスや製品などをいつでも、どこでも、何からでも「湯水」のように得られるユビキタスネットワーク社会を目指した技術革新が日々行われている。図 1-1 には日本におけるインターネットの普及率を示しているが、21 世紀に入り ADSL (Asymmetric Digital Subscriber Line)、CATV (Cable Tele-Vision)、FTTH (Fiber To The Home)などの伝送形態を中心にインターネットの普及が飛躍的に高まり、2006 年には 70 %を超えるまでになってきた。特に、ADSL、FTTH に代表されるブロードバンドの普及率が 2001 年の 5 %から 2006 年には全体の 50 %を越え、今後は高速・大容量通信が可能となる FTTH が急激に成長し、2007 年には 1500 万世帯の家庭での利用が予想されている[1]。本当の意味での高度情報社会の時代が到来しようとしている。特に高速・大容量通信を支えているのが、従来の電話線（銅線）や同軸ケーブルを伝送媒体に用いた通信網から光ファイバを用いた光ファイバ通信網である。このように各家庭や各個人が世界と情報ネットワークを用いた高速ブロードバンドネットワークを手軽に利用できるようになったのは、情報伝送に用いる発光素子や受光素子などの半導体素子、および伝送線路である光ファイバに関して、下記に述べる 2 点の技術的革新が行われたことによる。

1. 光出力が高く、電流-光出力特性の線形性にも優れ、連続光を室温で発振する小型で使いやすい半導体レーザが実現されたこと。
2. 伝送媒体である光ファイバが広帯域、低損失であり、しかも良好な伝送路であったこと。

表 1-1 には、光伝送方式が実用方式として出発する契機となった光ファイバ、半導体レーザの技術的経緯を示している。

半導体レーザに関しては、ルビーレーザ[2]や He-Ne レーザの発振が確認される以前の 1957 年に渡辺、西沢らによって半導体光素子の提案が行われたのが始まりであるが[3]、レーザ発振が初めて観測された 1962 年が半導体レーザの誕生した年と言われている。当時、米国の数箇所の研究所で GaAs（および GaAsP）の電流注入でのレーザ動作が確認された[4~7]。これは、レーザ動作が実現された GaAs を活性材料として、pn 接合におけるキャリアの注入を利用し、結晶のへき開面をファブリペロー反射鏡とするレーザ構造が現在の基本構造となるものである[4]。

1960 年の後半に入り、GaAs をはじめ、InP、InAs など多くの半導体に関するレーザの開発が活発化していたが、室温でのしきい値電流密度が数万 A/cm^2 と極めて高く、マイクロ波以下の幅のパルスでしか使えないといった課題に直面していた。室温連続動作ができないことは光通信をはじめとして多くの応用に致命的であった。

表 1-1. 半導体レーザと光ファイバの歴史

西暦	昭和	半導体レーザなど	光ファイバ
1957	32	半導体光素子の提案（西沢）	
1960	35	ルビーレーザ発振、 $0.69\ \mu\text{m}$ （ヒューズ）	
1961	36	Heレーザ発振、 $0.63\ \mu\text{m}$ （ベル研）	
1962	37	GaAsレーザ発振、 $0.85\ \mu\text{m}$ （GE、IBM、MIT）	
1965	40	CO ₂ レーザ発振、 $10.6\ \mu\text{m}$ （ベル研）	
1969	44		セルフォックファイバ開発 ～80 dB/km（日本板ガラス）
1970	45	AlGaAsレーザ発振、 $0.85\ \mu\text{m}$ （ベル研、ソ連、NEC）	低損失ガラスファイバ開発 ～20 dB/km（コーニング社）
1974	49		MCVD法により低損失 $0.47\ \text{dB/km}@1.3\ \mu\text{m}$ （NTT）
1975	50	InGaAsP系レーザの室温連続発振 （MIT）	
1979	54	InGaAsP系の最初の単一波長 （DFB）レーザ（日立）	MCVD法により低損失 $0.2\ \text{dB/km}@1.55\ \mu\text{m}$ （NTT）

この技術的行き詰まりを一挙に解決したのが、ソ連 Ioffe 研究所の Alferov ら[8]と米国 Bell 研究所の林ら[9]によるダブルヘテロ構造半導体レーザの開発と室温連続発振の達成であった。ダブルヘテロレーザでは GaAs 活性層がこれよりも大きな禁制帯幅を持つ $\text{AlGa}_x\text{As}_{1-x}$ 混晶で両側からサンドイッチされている。活性層に注入された電子と正孔は AlGaAs クラッド層によってこの層に効率よく閉じ込められる。また活性層の屈折率がクラッド層よりも大きいため、このダブルヘテロ構造は効率のよい光導波路として働く。この光とキャリアの閉じ込め効果のために、室温における発振しきい値電流密度は $1000\ \text{A/cm}^2$ 近傍まで低下し、適当にヒートシンクされた半導体レーザで室温連続発振が可能となったのである。これにより半導体レーザの実用化に向けた技術開発が急速に行われていった。

半導体レーザの開発に並行して光ファイバの低損失化も急速に進展した。石英系光ファイバの損失の主要因は、石英ガラス内に含まれる Fe や Cu 等の遷移金属や OH 基などの不純物による吸収であるが、室温連続動作のダブルヘテロレーザが誕生した同じ 1970 年に、米国のコーニング社

がこれまで 80 dB/km あった伝播損失を 20dB/km まで減少させた[10]のをブレイクスルーとして、一気に光ファイバの低損失化に向けた技術開発が加速化していった。

1970 年代前半においては GaAs/AlGaAs 系レーザの開発が主流であった。特にダブルヘテロレーザの急激な劣化現象の解明、つまり長寿命化に関する研究[11~15]、さらには光ファイバ通信への応用において必要となる発振モードの安定性に関する検討が行われていった[16]。この中で、横モードを安定する手法として、現在の光通信用レーザの基本構造となる低しきい値、高光出力特性が実現可能な埋め込みヘテロ型（Buried Heterostructure : BH）レーザが提案された[17]。さらに、1973 年には、安定した単一モード発振を実現するために、レーザの共振器内に波長程度の周期を導入した分布帰還型レーザの光励起での発振が確認され[18]、さらに 1975 年には電流注入型の室温連続発振 DFB レーザが報告された[19]。

1970 年後半から、残留 OH 基の除去技術が進展し、光ファイバの最低損失が GaAs/AlGaAs 系レーザの発振波長帯である 0.85 μm 付近から、より長波長である 1.55 μm 付近となり、損失としては 0.2 dB/km と極めて小さくなった[20]。1.2~1.6 μm 帯の波長をカバーする材料として GaAs/AlGaAs 系から InP/InGaAsP 系の研究が活発化し、1976 年に MIT Lincoln 研究所の Hsieh が InP/InGaAsP ダブルヘテロレーザの室温パルス発振に始めて成功した[21]。さらに、InP/InGaAsP 系レーザの室温連続発振[22]、長波長帯の初めての DFB レーザの発振[23]が報告され、InGaAsP/InP 系長波長帯レーザ開発が本格化していった。

以上に述べた半導体レーザと光ファイバの飛躍的な発展により、光源、伝送路、受光器の光通信 3 要素の可能性が大きく開け、光通信システムに向けた研究開発が急激に活発化した。その後の光通信システムの進展は、グローバルな情報伝送需要の急拡大を背景にして、日本－米国などの大陸間、東京－大阪間など大都市間における幹線系の高速化・大容量化への努力を皮切りに、幹線系の長距離伝送化が続いた。さらに、都市内に張り巡らされた支線系に移り、1990 年以降はインターネットの爆発的な普及に代表されるオフィスや家庭の情報化への対応として、アクセス系の光化の動きが加速されていったのである。

幹線系光通信の技術開発の歴史を図 1-2 に示している[24]。横軸は年代であり、縦軸は伝送速度（Gb/s）と伝送距離（km）の積を表している。この伝送ビットレート・距離積は幹線系の性能を表す指標であり、高速化・大容量化ならびに長距離化を総合的に表すものである。図 1-2 に示すように学会発表レベル（●印）、実用化レベル（○印）ともに、1975 年以来伝送ビット・距離積を伸ばし、2000 年には 10^6 Gb/s km を超えるまでに至っている。また、学会、実用ともにほぼ並行に推移しており、伝送速度・距離積の伸びは図 1-2 に示しているように、10 年間で 400 倍、1

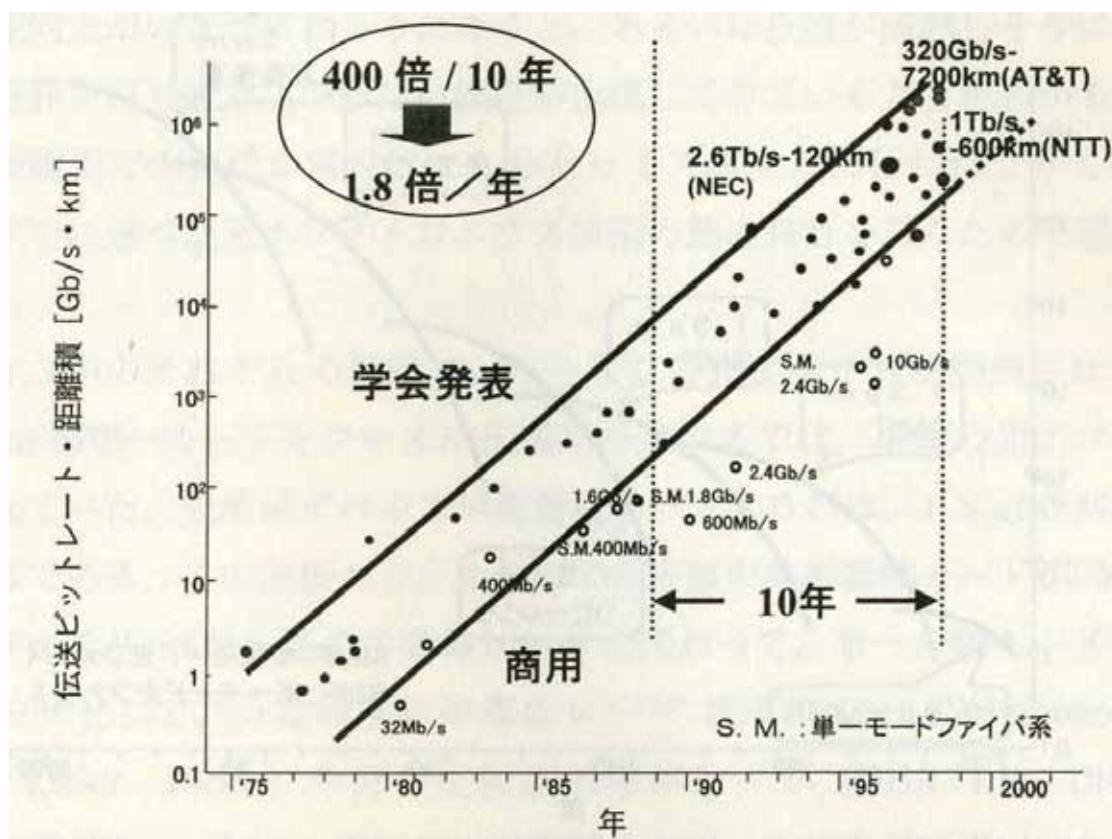


図 1-2. 幹線系光通信の性能向上[24]

年あたり 1.8 倍と大きな拡大を遂げてきた。この伝送速度・距離積の伸びは、従来のマルチモードファイバから単一モードファイバへの技術革新、光ファイバの低損失領域である 1.55 μm 帯の信号増幅技術として検討されてきたエルビウム光ファイバ増幅器 (Erbium Doped Fiber Amplifier : EDFA) の開発[25,26]、高密度波長多重方式 (Wavelength Division Multiplexing : WDM) の導入、さらには単一モードレーザである分布帰還型半導体レーザ (Distributed Feedback Laser Diode : DFB-LD) や分布反射器半導体レーザ (Distributed Bragg Reflector Laser Diode : DBR-LD) [27,28] の飛躍的な性能改善により達成されていった。

1.2 アクセス系ネットワークの導入

各家庭を世界と太い線でつなぐ 21 世紀の高度情報化社会の理想的な情報通信インフラストラクチャーの一つが、図 1-3 で説明した電話局から家庭まで光ファイバで結ぶファイバツーザホーム

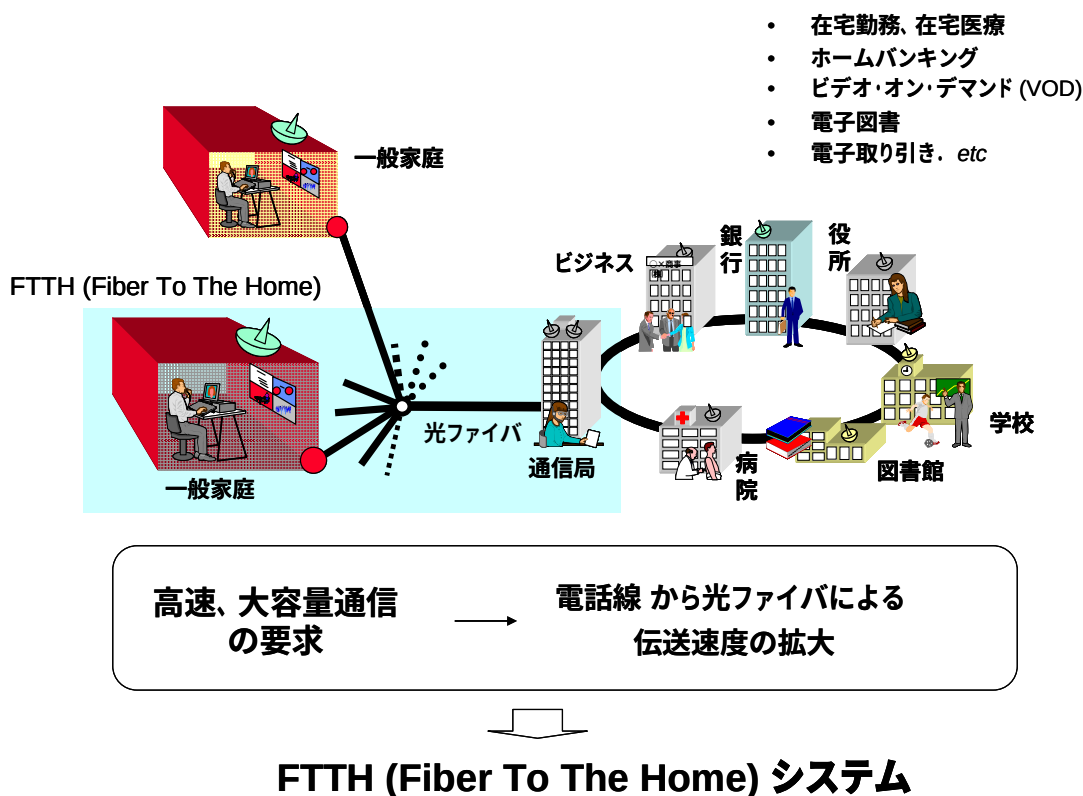


図 1-3. ファイバツザホーム(FTTH)システム

ム（Fiber-To-The-Home：FTTH）方式である。図 1-3 に示すように FTTH システムの持つ高速・大容量化によって、これまでの銅線や同軸ケーブルを用いた伝送システムでは難しかった在宅勤務や在宅医療サービス、地域情報ネットワーク、さらにはビデオオンデマンドサービス（Video on Demand：VOD）などの多様なサービスの提供が手軽に実現可能となる。FTTH システムのアーキテクチャーとしては、図 1-4 に図示化しているように下記の示す 3 つの方式が検討された。

- (a) 光信号の送受信を行うセンターと各家庭とが 1 対 1 に接続されているシングルスター（Single Star：SS）方式
- (b) センターと各家庭においてアクティブ回路からなる変換器により分岐するアクティブダブルスター（Active Double Star：ADS）方式。変換器から各家庭までは従来のメタル配線を使用するため、伝送能力に制限がある。
- (c) センターと各家庭間において受動的な光部品であるスターカップラで多重分離し、すべて

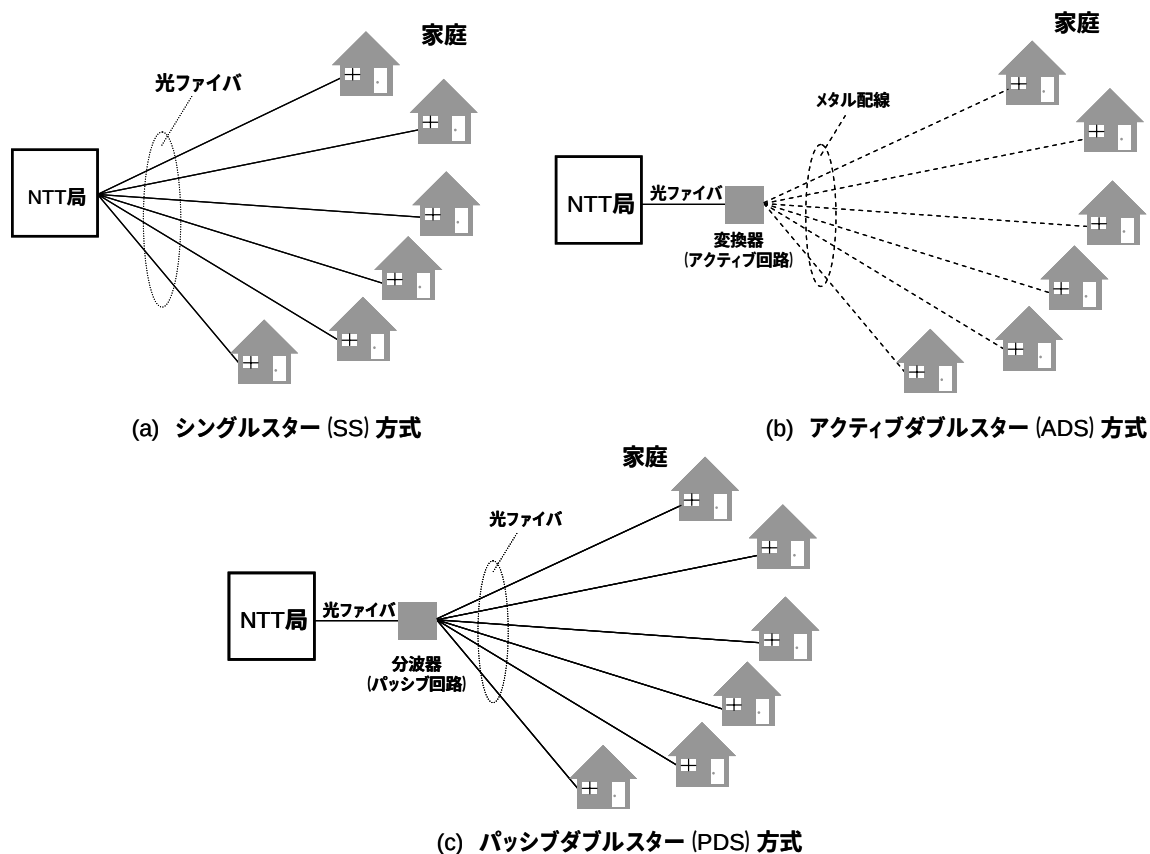
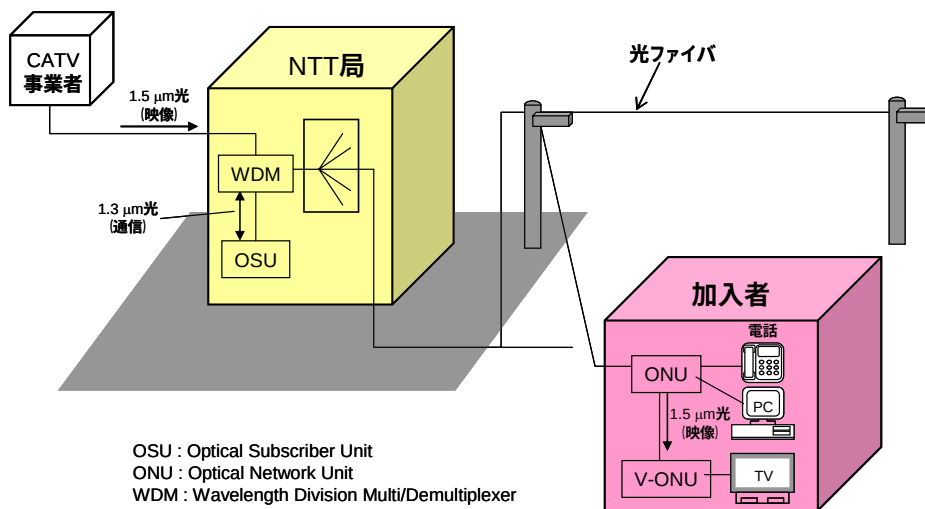


図 1-4. FTTH システムのアーキテクチャー



- ・電話、FAXなどの信号
→ 波長1.3 μm の光を用いて双方向通信
- ・映像信号
→ 波長1.55 μm の光を用いて加入者へ伝送

図 1-5. FTTH システムの伝送方式

を光ファイバとするパッシブダブルスター（Passive Double Star : PDS）方式

光ファイバ通信のもつ能力を最大限に生かすために FTTH システムとしては、最終的には PDS 方式が用いられた。さらに、信号伝送方式としては、図 1-5 に示すように電話、FAX などのデジタル信号の送受信や映像信号などのアナログ信号の送信が必要不可欠であることから、2 つの波長帯信号の光を用いて送受信の信号のやり取りを行う波長多重伝送方式が採用された。映像信号の送信に関しては、多数の加入者に映像信号を分配するために光カップラが必要となるが、このシステムではこの光カップラでの分岐損を補償するために光ファイバ増幅器を用いるためにレーザの波長帯としては 1.55 μm 帯が必要不可欠であること、さらに 1.55 μm 帯の場合、伝送路である光ファイバの波長分散の影響のため、長距離・高速伝送には単一モード特性を持つレーザが必要であることから、共振器内の回折格子を形成した 1.55 μm 帯単一モードレーザが用いられた。一方、電話系レーザの場合、波長分散が無い（ゼロ分散）1.3 μm 帯を用いることにより回折格子の無いファブリ・ペロー型 1.3 μm 半導体レーザが適用された。

1.3 FTTH 用半導体レーザの課題

本節では、前節で述べた FTTH システム用半導体レーザに関する課題を述べ、音声、データ伝送用レーザと映像伝送用レーザに必要なレーザ性能に関して説明を行う。

1.3.1 音声、データ伝送用 1.3 μm 帯 FP レーザの課題

FTTH システムに対応する各家庭に必要な光モジュールとしては、半導体レーザと受光素子からなる光信号の受光・発光機能と、波長多重された光信号を分岐する機能が必要となってくる。これらの機能を光モジュール内に集積化するためには、1.半導体レーザ、受光素子と光ファイバとの結合方式、2.信号方式もしくは信号波長の分岐方式、3.光ファイバ線路との接続方式を如何にして低コストで構成するかが重要な課題となる。図 1-6(a)には、PDS 方式における光送受信器の構成を示している。各家庭に設置される光送受信デバイスを表しているが、図 1-6(a)のように電話局から家庭、各家庭から電話局への両方の信号伝送に対して 1.3 μm の波長を用いる方式となっている。また、同一波長双方向の光送受信機能を実現する手段としては、ハイブリッド光集積による光送受信デバイス（図 1-6(b)）やすべての光学素子を InP 基板上に集積したモノリシック集積型（図 1-6(c)）が報告されている。以上の光集積デバイスにおいて重要となるのが、半導体

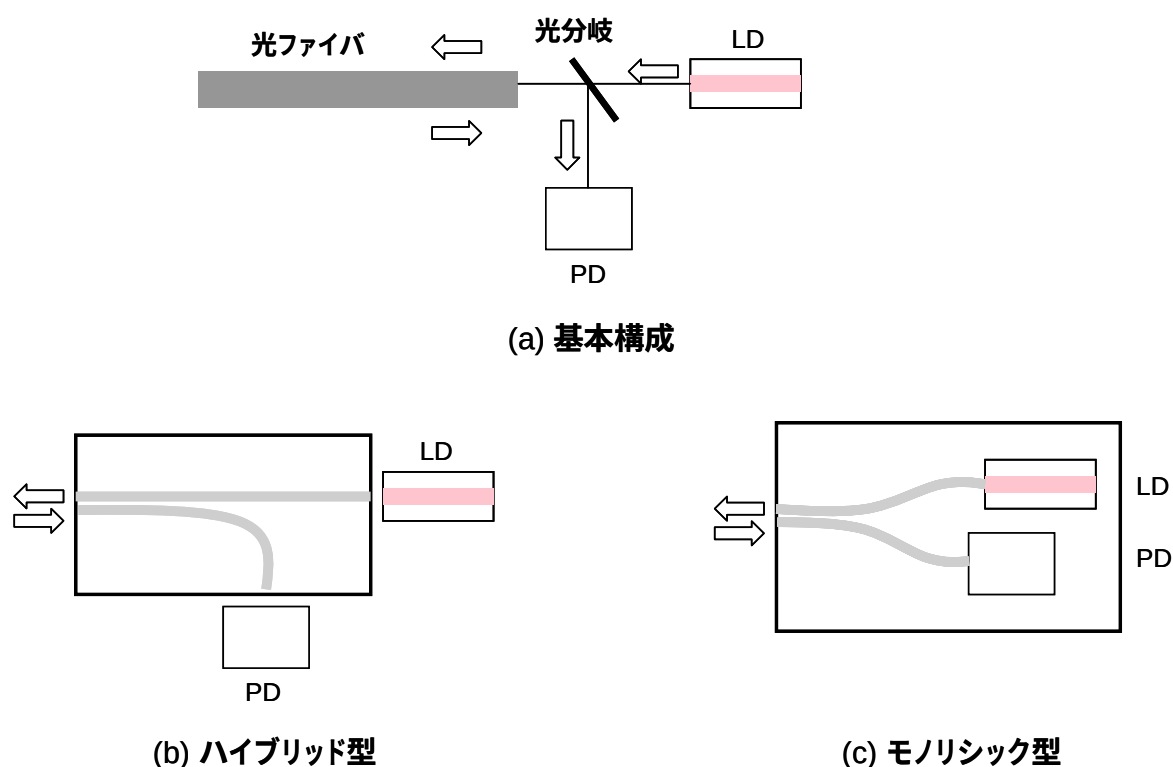
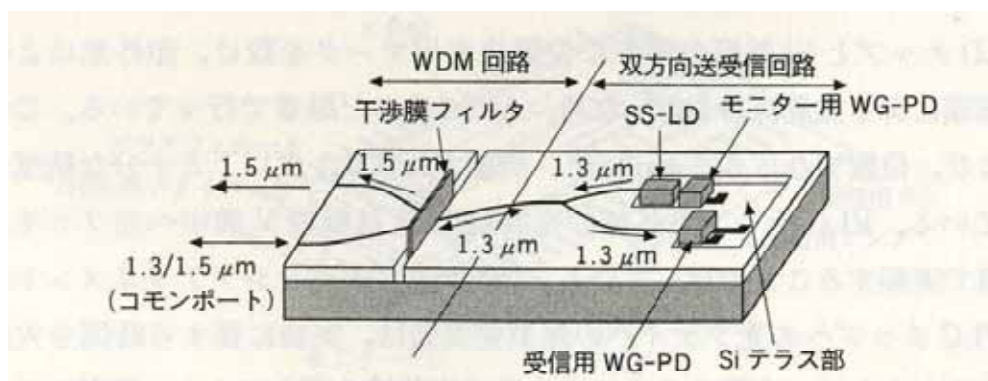
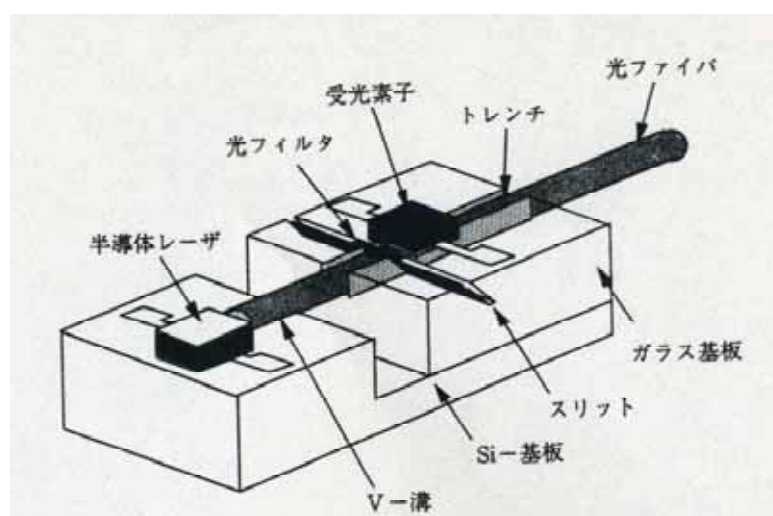


図 1-6 パッシブダブルスター(PDS)方式の光送受信器の構成

レーザ、受光素子と光ファイバとの光結合技術である。従来のバタフライ型光モジュールなどでは、半導体レーザを発光させて光軸調整を行うアクティブアライメント方式が主流であるが、FTTH 用光モジュールには直接発光させずに光軸調整を行う無調整実装技術（パッシブアライメント実装）が導入されようとしている。光モジュールの形態としては、図 1-7 に示すようにシリコンなどの基板上にレーザ、受光素子、光ファイバなどの光学部品を画像処理技術による位置決め固定することにより、部品点数の削減や光軸調整などの時間短縮による光モジュールの低コスト化を図るものである[36,37]。さらに、パッシブアライメント実装を行うためには、レーザと光ファイバを直接結合させる必要があるが、従来の半導体レーザのスポットサイズが光ファイバのコアに比べて約 1/10 と小さいため（レーザ：1 μm 、光ファイバ：10 μm ）、レーザの光ファイバとの結合損失が大きく、必要となるモジュール出力が得られない問題があった。そこで、光ファイバとの結合特性を改善するために、レーザのスポットサイズを光ファイバのスポットサイズに近づける（もしくは一致させる）必要があった。



(a) 波長多重を用いたハイブリッド集積光モジュール



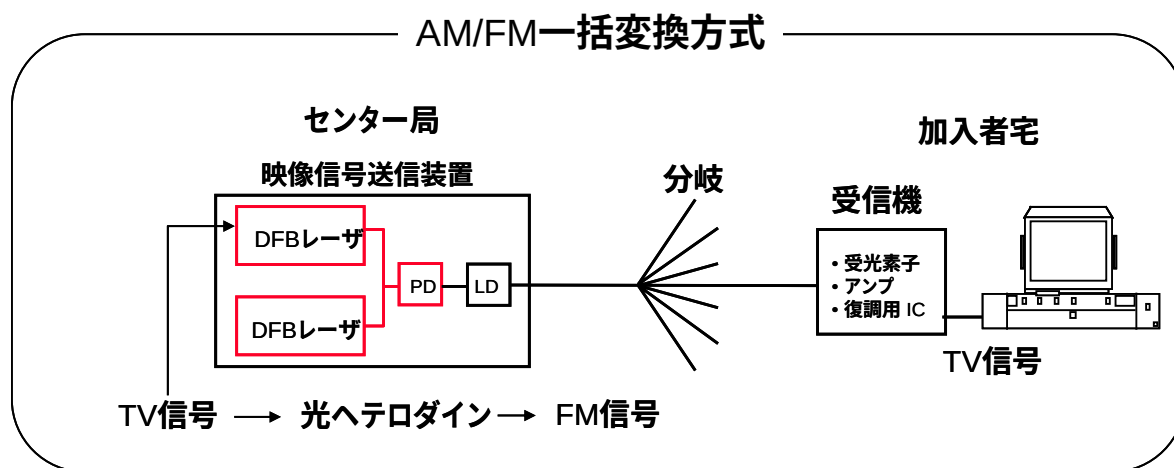
(b) ファイバ埋込み型光モジュールの構成

図 1-7 光モジュールの構成 [36, 37]

1.3.2 映像伝送用 1.55 μm 帯 DFB レーザの課題

映像伝送システムとしては、CATV に代表されるような周波数多重化（Frequency Division Multiplexing : FDM）された多チャンネルの映像信号（AM 映像信号やデジタル映像信号）を直接強度変調することにより光信号に変換し伝送する方式の開発が進められてきた。しかし、この方式では、50 dB 前後の高い雑音特性（Carrier to Noise Ratio : CNR）が要求されるため[38]、受光ダイナミックレンジが小さく、光分岐数や伝送距離に制限を受けるといった問題があった。また、光加入者伝送路での光コネクタなどからの反射戻り光による映像品質の劣化が大きいという課題も有していた。そこで、FTTH システムにより多チャンネルの映像配信サービスを行うために、

図 1-8 に示す“一括 FM 変換型光伝送方式”が提案された[39,40]。この方式は、周波数分割多重された多チャンネルの映像信号を一括して FM 変調信号に変換して光伝送するものである。FM 変調による広帯域利得のため、雑音特性の改善と反射戻り光に対する耐力を向上している。図 1-8 に示すように、AM/FM 変調器では、多チャンネル AM 信号により狭スペクトル線幅特性を有する DFB レーザ（FM レーザ）を変調することにより、光周波数変調信号を出力する。この光信号を局発光源(Local レーザ)と合波後、フォトダイオードに入力して光ヘテロダイン検波により、2 つのレーザのビート信号として広帯域 FM 変調信号を生成する構成となっている。一括 FM 変換型光伝送方式において低雑音特性を実現するためには、AM/FM 変換器と光伝送系の雑音特性の改善が重要となるが、半導体デバイスの観点からは AM/FM 変換器の低雑音化が必要となる。特に AM 信号を FM 信号に変換する時の光ヘテロダイン系における雑音の主要因は、FM レーザと局発レーザの発振波長の揺らぎによって生じる位相雑音である。この位相雑音は、レーザの発振スペクトル線幅として表現されるため、雑音特性の低減にはスペクトル線幅の低減が必要不可欠となる。特に、一括 FM 変換型光伝送方式における DFB レーザ（FM レーザ、局発レーザ）としては、



- ・システムの特長
 1. 多チャンネルTV信号をFM信号に変換して光伝送
 2. 光ヘテロダイン技術によるFM変換
- ・システムの利点

高品質映像の多分配化

図 1-8. 映像伝送システム（一括 FM 変換型光伝送方式）

100 kHz 以下の発振スペクトル線幅、発振波長の揺らぎに換算して 7.5×10^{-5} nm 以下の非常に安定性に優れた光源が必要であった[41]。

1.4 本研究の目的と構成

本研究は、FTTH システムに用いられる音声、データ伝送用レーザと映像伝送用レーザなど FTTH 用半導体レーザの高性能化の実現を目的としてデバイス設計、プロセス開発を行った結果をまとめたものである。

本論文の構成は下記の通りである。本論文は、第1章の序論を含め、6章からなっている。図1-9に本論文の構成と各章のつながりを図示化している。

第2章では、通信用半導体レーザの高性能化に関する議論を行う前に、まず、光通信用半導体レーザの基本的なデバイス構造と作製プロセスに関して説明を行う。さらに、半導体レーザの性能を決定する上で活性層構造が非常に重要であることから、ベースとなる量子井戸活性層の構造に関してこれまでの技術的内容を説明する。

第3章では、FTTH 用半導体レーザとして必要不可欠となる光ファイバとの直接結合を可能とするために、新規提案したテーパ状の活性層を導入したテーパ活性ストライプ型半導体レーザに関して研究成果を報告する。レーザ特性を決定する活性層構造依存性、テーパ角度依存性のデバイス検証を行い、狭放射角特性かつ高光出力特性を両立するデバイス構造の設計指針を明確にする。さらに、この設計手法を用いて $1.3 \mu\text{m}$ 帯半導体レーザへのデバイス適用を行い、12度の狭放射角特性（従来の $1/3$ ）を有するとともに 85 度での高温における世界最高光出力を確認した。

第4章では、映像伝送用レーザとして必要不可欠となるスペクトル線幅の狭窄化に向け、DFB レーザにおける低結合係数化の必要性の議論を行う。さらに、低結合係数化実現に向け、従来の回折格子形成技術に関するプロセスおよびデバイス性能上の課題を明確にし、安定した低結合係数化を可能とする新規埋め込み回折格子技術に関するプロセス手法、デバイス設計に関する研究成果を述べる。また、この技術を用いてレーザデバイスを作製し、従来の $1/100$ 以下である 63 kHz の最小スペクトル線幅を実現した。

第5章では、DFB レーザの狭スペクトル線幅化の応用技術として、外部変調システムに用いられる DFB レーザの高出力化に関する研究成果に関して述べる。高光出力時における単一モード性を向上させるために、 50 cm^{-1} 以下の低い結合係数を均一性、制御性よく実現する必要性があるこ

とを述べ、埋め込み回折格子構造が上記解決手段の一つであることを示す。さらに、この技術を用いてレーザデバイスを作製し、1.55 μm 帯（1.3 μm 帯）において、それぞれ光出力 180 mW（230 mW）までの単一モード特性を確認し、1.55 μm 帯、1.3 μm 帯ともに世界最高光出力を実現した。

第6章では、本研究の総括をおこない、通信用光デバイスの将来展望について述べる。

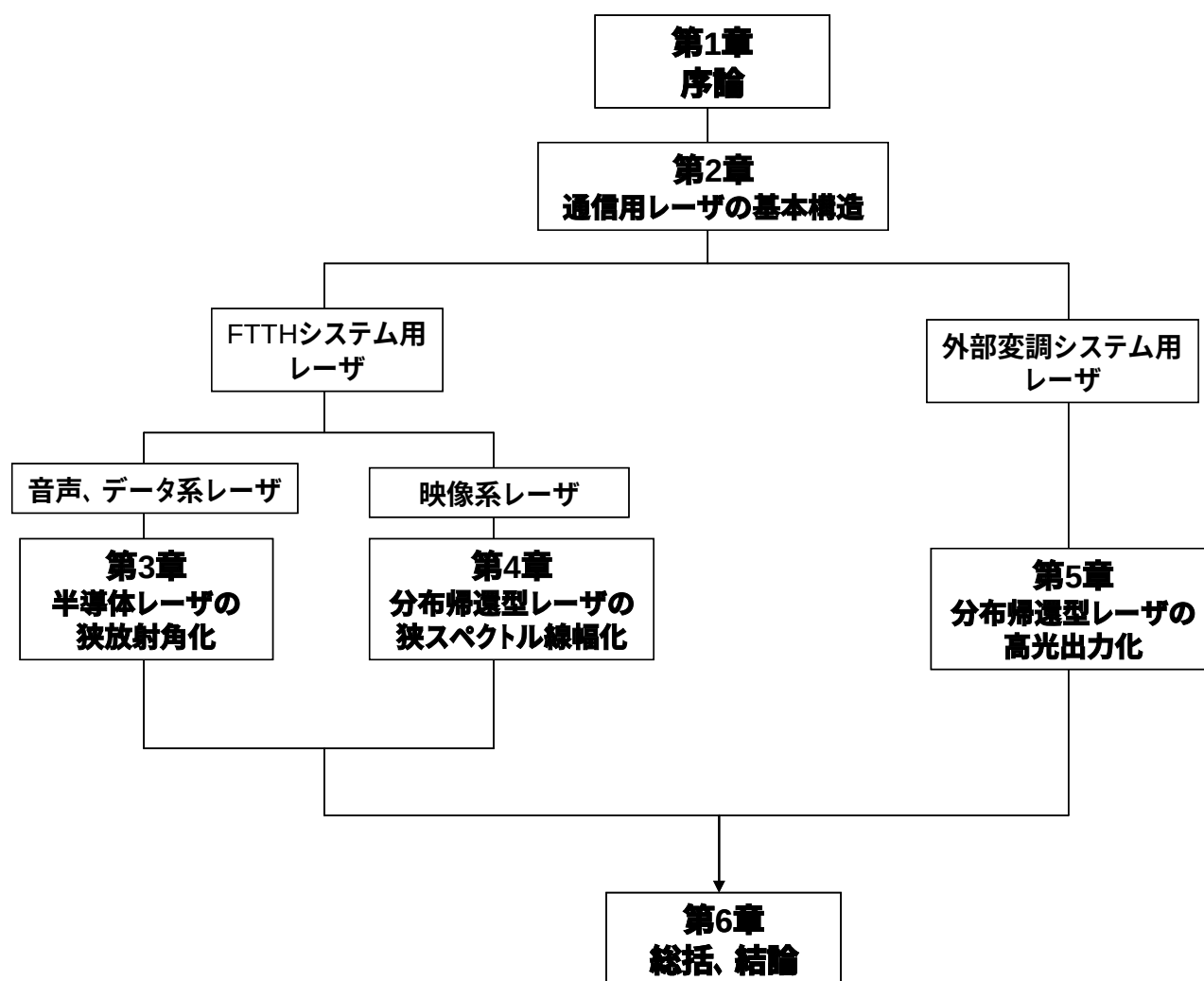


図 1-9. 本論分の構成

第1章の参考文献

- [1]. 情報通信総合研究所からのデータを抜粋
- [2]. T. H. Maiman, *Nature* 187, 493 (1960).
- [3]. 渡辺寧、西澤潤一、日本特許 273217 号、出願 1957 年 4 月 22 日.
- [4]. R. H. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys and R. O. Carlson, *Phys. Rev. Lett.*, 9, 366 (1962).
- [5]. M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr. and G. Lasher, *Appl. Phys. Lett.*, 1, 62 (1962).
- [6]. N. Holonyak, Jr. and S. F. Bevacqua, *Appl. Phys. Lett.*, 1, 82 (1962).
- [7]. T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter and H. J. Zeiger, *Appl. Phys. Lett.*, 1, 91 (1962).
- [8]. I. Hayashi, N. B. Panish, P. W. Foy and S. Sumski, *Appl. Phys. Lett.*, 17, 109 (1962).
- [9]. Zh. I. Alferov, V. M. Andreev, D. Z. Garbuzov, Yu. Zhilyaev, E. P. Morozov, E. L. Portnoi and V. G. Trofim, *Fiz, Tekh, Poluprov.* 4. 1826 (1970).
- [10]. F. P. Karpon, D. B. Keck and R. D. Maurer, *Appl. Phys. Lett.*, 17, 423 (1970).
- [11]. O. Nakada, R. Ito, H. Nakashima and N. Chinoue, 1973 *Intn'l Conf. on Solid State Device* (Tokoyo), 2-1, (1973)
- [12]. H. Yonezu, I. Sakuma, T. Kamejiima, M. Umeno, K. Kobayashi, K. Nishida, Y. Nannichi and I. Hayashi, 1973 *Intn'l Conf. on Solid State Device* (Tokoyo), 2-4, 1973 年 8 月.
- [13]. B. C. De Loach, Jr., B. W. Hakki, R. L. Hartman and L. A. D'Asaro, *IEEE Proc.*, 61, 1042 (1973).
- [14]. H. Yonezu, I. Sakuma, T. Kamezima, M. Ueno, K. Nishida, Y. Nannichi and I. Hayashi, *Appl. Phys. Lett.*, 24, 18 (1974).
- [15]. W. B. Joyce, R. W. Dixon and R. L. Hartman, *Appl. Phys. Lett.*, 28, 684 (1976).
- [16]. 齊藤富士郎、応用物理、51, 1411 (1982).
- [17]. T. Tsukada, *J. Appl. Phys.*, 45, 4899 (1974).
- [18]. M. Nakamura, A. Yariv, H. W. Yen, S. Somekh and H. L. Garvin, *Appl. Phys. Lett.*, 22, 515 (1973).
- [19]. M. Nakamura, K. Aiki, J. Umeda and Y. Yariv, *Appl. Phys. Lett.*, 27, 403 (1975).
- [20]. L. G. Cohen, P. Kaiser, J. B. MacCheney, P. B. O'Connor and H. M. Presby, *Appl. Phys. Lett.*, 26, 472 (1975).
- [21]. J. J. Hsieh, *Appl. Phys. Lett.*, 28, 283 (1976) .
- [22]. J. J. Hsieh, J. A. Rossi and J. P. Donnelly, *Appl. Phys. Lett.*, 28, 709 (1976).
- [23]. A. Doi, T. Fukuzawa, M. Nakamura, R. Ito and K. Aiki, *Appl. Phys. Lett.*, 35, 441 (1979).

- [24]. 小林功郎、光集積デバイス、共立出版(株)、55-58 (1999).
- [25]. E. Desurvire, J. R. Simpson and P. C. Becker, *Opt. Lett.*, 12, 888 (1987).
- [26]. Y. Kimura, K. Suzuki and M. Nakazawa, *Electron. Lett.*, 25, 1656 (1989).
- [27]. K. Utaka, K. Kobayashi, K. Kishono and Y. Suematsu, *Electron. Lett.*, 16, 455 (1980).
- [28]. T. Ikegami, K. Kuroiwa, Y. Itaya, S. Shinohara, K. Hagimoto and N. Inagaki, *ECOC1982*, AVIII-6.
- [29]. T. Yoshida, S. Kimura, K. Kumozaki and T. Imai, *ECOC2005*, Sept. 25-29, Tech. Dig. We4.P.021.
- [30]. E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.*, 58, 2059 (1987).
- [31]. S. Noda, A. Chutinan and M. Imada, *Nature* 407, 608 (2000).
- [32]. O. Painter, A. Hunsain, A. Scherer, J. D. O'Brien, I. Kim and P. D. Dapkus, *IEEE J. Lightwave Technol.*, 17, 2082 (1999).
- [33]. A. Chutinan and S. Noda, *Appl. Phys. Lett.*, 75, 3739 (2000).
- [34]. M. Notomi et al., *Electron. Lett.*, 37, 293 (2001).
- [35]. H. Okubo et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, 42, 1219 (2003).
- [36]. H. Okano et al., *IEICE Transaction on Electronics*, vol. E80-C, January (1997).
- [37]. T. Uno et al. *Tech. Dig. of OFC 1996*, paper TuJ 5 (1996).
- [38]. (社) 日本電子機械工業会 CATV 技術委員会編；「ケーブルテレビ技術入門 ー基礎から応用までー」、コロナ社刊、222 (1994).
- [39]. K. Kikushima, et al., *Proceeding of IOOC'95*, PD2-7 (1995).
- [40]. 布施 優他、電子情報通信学会総合大会 B-1210, 642 (1996).
- [41]. 布施 優他、電子情報通信学会 信学技報、OCS97-3, 289 (1997).

第2章

通信用半導体レーザの基本構造

2.1 はじめに

本研究のテーマである通信用半導体レーザの高性能化に関する議論を行う前に、まず、光通信用半導体レーザの基本的なデバイス構造と作製プロセスに関して説明を行う。さらに、半導体レーザの性能を決定する上で活性層構造が非常に重要であることから、ベースとなる量子井戸活性層の構造に関してこれまでの技術的内容を説明する。

2.2 光通信用半導体レーザ

半導体発光素子は、pn 接合に注入された電子と正孔の再結合により発光し、その発光波長はバンドギャップエネルギーによって決定される。このため、目的の波長で発光させるためには対応するバンドギャップエネルギーの半導体材料を用いる必要がある。光通信の伝送媒体である光ファイバの伝送損失においてもっとも低い波長帯は 1.1 μm ~1.6 μm であることから、材料系としては $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ 系が用いられる。この 4 元混晶系では組成比を変化させることにより、InP 基板に格子定数を一致させた状態でバンドギャップエネルギーを変化させることが可能で、1.2 μm ~1.67 μm をカバーする広い範囲の波長で発光させることができる。特に、InP 基板に格子整合させるためには、組成 x と y において下記の関係が必要である。

$$y = \frac{0.42x}{0.18 + 0.02x} \quad (2.1)$$

さらに、 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ のバンドギャップエネルギーは式(2.2)で表わすことができる。

$$E_g = 1.35 + 0.672x - 1.091y + 0.758x^2 + 0.101y^2 + 0.111xy - 0.580x^2y - 0.159xy^2 + 0.268x^2y^2 \quad (2.2)$$

半導体レーザとしては、光の増幅作用を持つ活性層に光とキャリアを効率よく閉じ込めて高効率な電子－光子相互作用による誘導放出を実現するため、通常二重ヘテロ(Double Heterostructure : DH)構造が用いられる[1]。DH ウエハは半導体結晶基板上にバンドギャップエネルギーの異なる結晶層を順次成長させて作製し、活性層は、より広いバンドギャップエネルギーを持つ n 型および p 型の InP クラッド層にサンドイッチ状に挟まれた構造となっている。

光通信用半導体レーザの場合、活性層を含む DH 構造を半導体基板上に平坦に形成した後、活性層部を必要な幅のみを残してエッチングし、そのエッチング部に広いバンドギャップエネルギーを持つ結晶層で埋め込んだ埋め込み (Buried Heterostructure : BH) 構造が用いられている[2~4]。この構造は、横モード安定性に優れ、さらに活性層以外に流れる漏れ電流を極力抑えることが可能となる特長を有する。半導体の屈折率は、同じ混晶系の中では主にバンドギャップエネルギーで決まり、バンドギャップエネルギーが狭いものほど屈折率が高い。したがって、BH 構造を有する DH 型半導体レーザでは、活性層の屈折率が上下のクラッド層の屈折率より大きい導波路構造となっており、光も活性層に閉じ込められて効率的に増幅作用を受け、さらに活性層の厚さは通常 $1\ \mu\text{m}$ 以下であり、単一モードの導波路構造となっている。

2.3 レーザの作製プロセス

図 2-1 は本研究で用いた多重量子井戸構造の構造図、図 2-2 は BH 構造を有するファブリペロ型半導体レーザの基本プロセスを示している。以下にそれらの工程を説明する。

1. MOVPE 法による InGaAsP/InP DH 構造の結晶成長 (図 2-1)

1.1 n 型(001)InP 基板を 600 °C で 15 分間熱処理を行った後、組成波長 1.15 μm 、膜厚 150 nm の n 型の InGaAsP からなる光導波路層を形成する。

1.2 アンドープ InGaAsP 障壁層 (膜厚 10 nm) と圧縮歪量 0.7 % のアンドープ InGaAsP 井戸層 (膜厚 6 nm) からなる 5~10 層の多重量子井戸活性層を成長する。

1.3 組成波長 1.15 μm 、膜厚 30 nm の p 型の InGaAsP 光導波路層を形成する。

1.4 膜厚 400 nm の p 型 InP クラッド層、組成波長 1.3 μm 、膜厚 100 nm の p 型 InGaAsP キャップ層を成長する。

2. 活性層メサ形成 (図 2-2(a) ~ (b))

2.1 p 型 InGaAsP キャップ層の表面に膜厚 150 nm の SiN 膜を形成し、リソグラフィ工程に

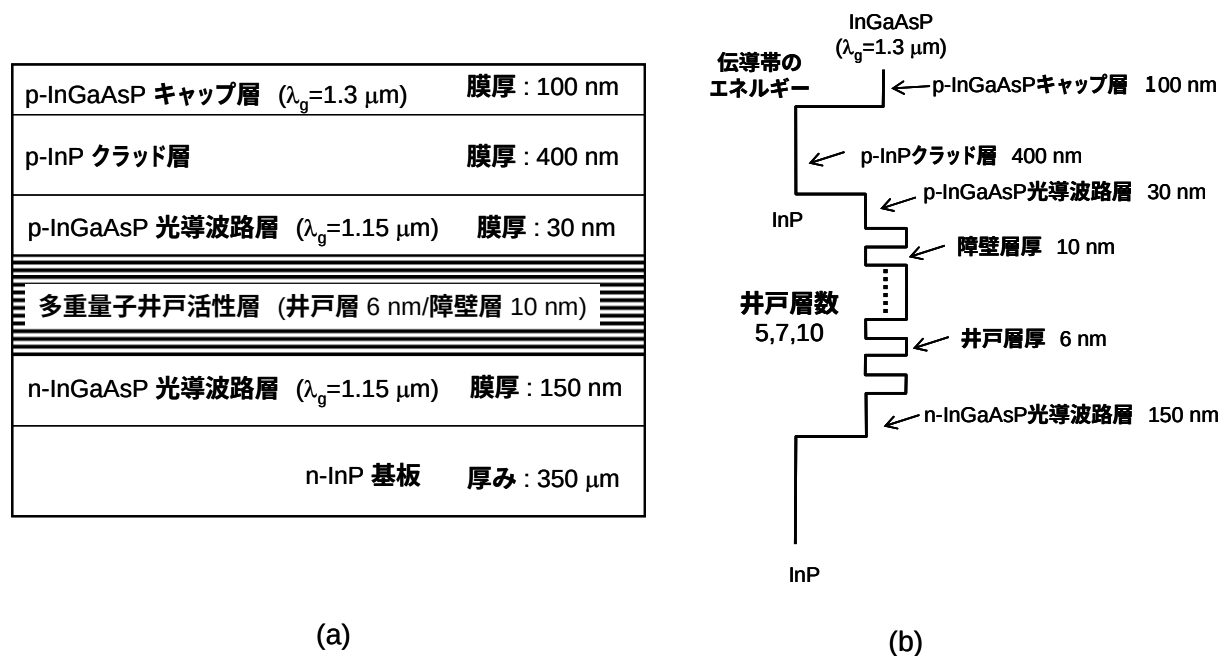


図 2-1. DH 構造の断面図(a)と活性層付近のバンドダイアグラム(b)

よるレジストパターンの形成とドライエッチにより、4 μ m 幅のストライプ状の SiN 膜を形成する。

2.2 p 型 InGaAsP キャップ層、p 型 InP クラッド層、p 型 InGaAsP 光導波路層、量子井戸活性層、n 型 InGaAsP 光導波路層、n 型 InP 基板まで酢酸系エッチング液(HCl:CH₃COOH:H₂O₂)で連続的にエッチングして、p 型 InGaAsP キャップ層の幅を 1.2 μ m とする。その後、活性層ストライプの高さが 2.5 μ m となるように、塩酸系エッチング溶液(HCl:H₃PO₄)で InP 基板の追加エッチングを行う。

3. 液相成長法による埋め込み成長 (図 2-2(c))

液相成長(Liquid Phase Epitaxy : LPE)法により p 型 InP 電流ブロック層、n 型 InP 電流ブロック層を成長する。その後、バッファードフッ酸によるウェットエッチングにより SiN 膜を除去後、再び LPE 法により、p 型 InP 埋め込み層、組成波長 1.3 μ m の p 型 InGaAsP コンタクト層を成長する。なお、MOVPE 法によって成長させた p 型 InGaAsP キャップ層は、LPE 法による p 型 InP 埋め込み層成長時にメルトバックにより消失する。

4. 電極形成(図 2-2(d) ~ (f))

4.1 全面にプラズマ CVD によって膜厚 300 nm の SiO₂ 絶縁膜を堆積し、コンタクト露光とウェットエッチングにより活性層上部の SiO₂ 膜をストライプ状に除去する(ストライプ幅は 10~20 μ m)。引き続き、ウエハ表面全体に Pt(膜厚：10 nm)/Ti(膜厚：50 nm)/Pt(膜厚:50 nm)からなるノンアロイ電極を蒸着し、リフトオフプロセスによって SiO₂ 膜を選択的に除去した領域のみ Pt/Ti/Pt 電極を残し、その他の領域は除去する。その後、基板表面側に Ti(膜厚：50 nm)/Au(膜厚：100 nm)電極を蒸着する。

4.2 裏面研磨により InP 基板を削る(厚み:350 μ m→120 μ m)。引き続き、基板裏面側に Au/Sn/Au/CrPtAu 電極を蒸着し、N₂ 雰囲気中において 420 °C、15 分間の熱処理(アニール)を行う。

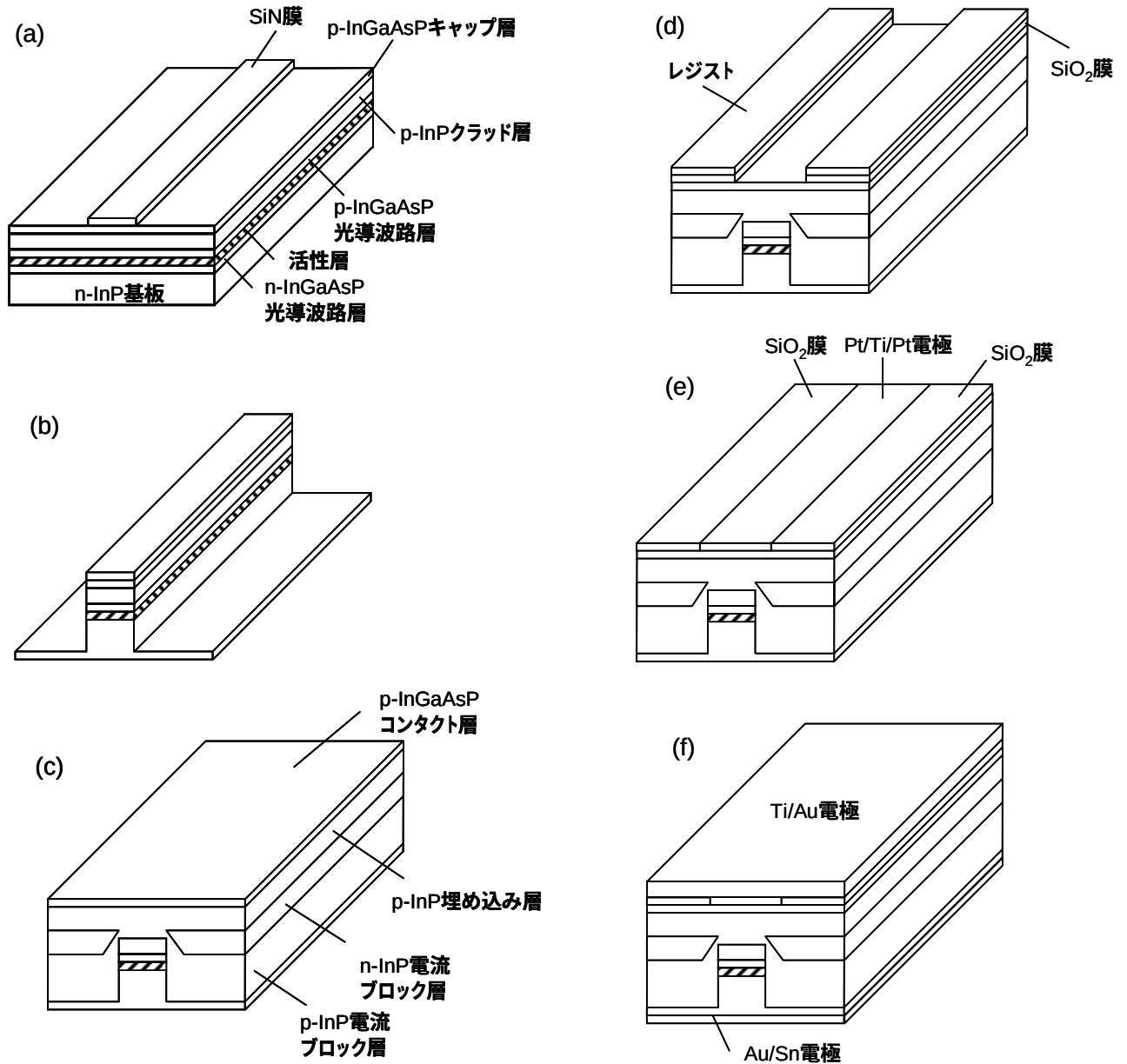


図 2-2. 通信用半導体レーザの作製プロセス

2.4 1.3 μm 帯多重量子井戸構造

2.4.1 多重量子井戸活性層

1.3 μm 帯の発光を得る量子井戸構造としては、通常、井戸層、障壁層の両方に InGaAsP の 4 元混晶を用いている。デバイス試作に用いた多重量子井戸構造の伝導帯側のバンドダイアグラムを図 2-1 に示しているが、障壁層は無歪みの組成波長 1.15 μm の InGaAsP を用いて膜厚は 10 nm とし、井戸層は 0 ~1.0 %の圧縮歪を有する InGaAsP とし、膜厚は 6 nm とした。井戸層の膜厚を 6nm に設定したのは、量子井戸構造におけるしきい値キャリア密度の井戸層厚依存性の検証に関する報告があり、歪量 1.0%の単一量子井戸構造において、井戸層厚が 6 nm 付近で最小のしきい値キャリア密度が得られることが設計、実験の両面から示されている[5]。したがって本研究においても井戸層厚 6 nm の適用を行った。ある井戸層の厚さでしきい値電流密度が最小になる物理的意味は次のように考えることができる。井戸層厚が薄い領域では、光閉じ込めが小さくなるために光閉じ込め係数と材料利得の積で表されるモード利得が小さくなり、レーザ発振に必要な大きな利得が要求され、しきい値電流密度が増加する。一方、厚すぎる井戸層厚では、量子サイズ効果が弱くなり、伝導帯および価電子帯中のサブバンドのエネルギー間隔が連続的になってしまうために状態密度が大きくなり、レーザ発振するためのしきい値電流が増大すると考えられる。

2.4.2 特性評価

本節では、量子井戸構造の障壁層の組成波長や井戸層数を決定するに至った技術的経緯を実験結果に基づいて説明する。なお、本節で述べる実験結果は、本研究を進めるに先立ち実施した共同研究による研究成果に基づいている[6,7]。

(a) 光学特性評価

半導体レーザの性能を決める上において、電子と正孔が再結合し、光子が生成する井戸層の設計は非常に重要な要素の一つである。まず、井戸層の歪量と井戸層数との関係についてフォトルミネセンス測定を用いた光学評価によって実験的検証を行った。

図 2-3(a)には、室温と 77 K におけるフォトルミネセンス半値全幅の歪量依存性の実験結果を示している。井戸層数はすべて 7 のサンプルについて測定を行ったものであり、活性層構造は図 2-1 に示した通りである。0~1.0 %の圧縮歪を有するサンプルにおいて、PL ピーク波長が室温時に 1.30 μm から 1.31 μm になるように混晶組成を調整している。歪量を 0 %から 1.0 %に増加させると室温では PL 半値全幅が 38 meV から 24 meV に減少し、一方、77K では約 10 meV とほぼ一定の値となっていることが明らかとなった。室温における歪量導入にともなう半値全幅の減少は、価電子帯の有効質量が減少することにより状態密度が減少し、バンドギャップエネルギー付近での電

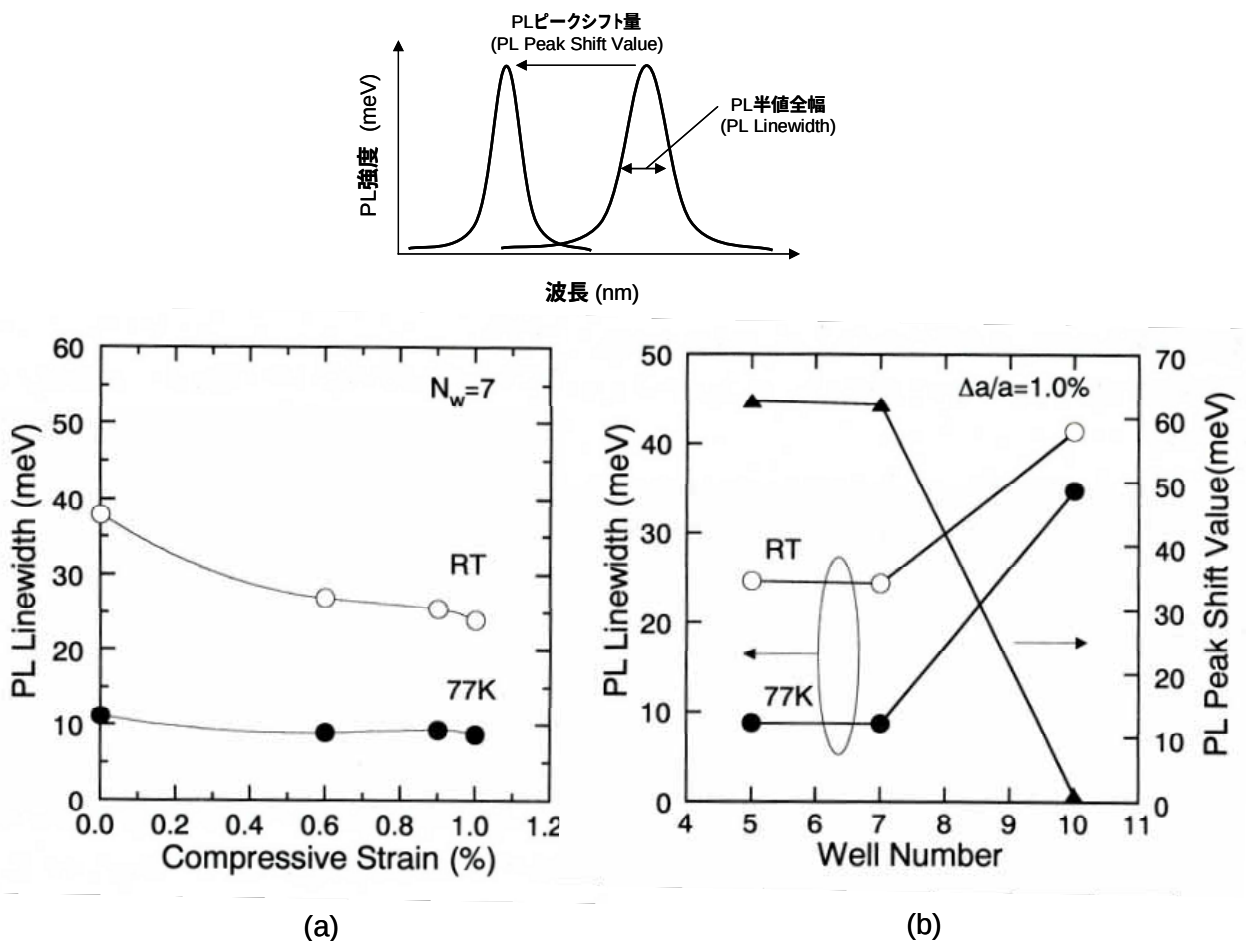


図 2-3. フォトルミネセンス測定結果[6]
PL 半値全幅の歪量依存性(a)と井戸層数依存性(b)

子と正孔の再結合が増えるためであると考えられる[8]。一方、77Kにおいて半値全幅が減少しなかった理由としては、各井戸層の膜厚が原子レベルで正確に同一でなく、若干のばらつきが生じているために10 meV以下の半値全幅が実現できなかったと考えられる。

次に井戸層数に関する測定結果を図 2-3(b)に示すが、歪量 1.0%で、井戸層数を 5、7、10 の 3 タイプに関するフォトルミネセンスの半値全幅の測定結果である。ここには、併せて室温におけるピークエネルギーと 77K におけるピークエネルギーの差 ΔE についてもプロットしている。半値全幅については、井戸層数 10 のサンプルにおいて室温、77K の両方で急激な増大が観測され、室温と 77K におけるピークエネルギーの差である ΔE に関してもほぼ 0 meV とバンドギャップエネルギーが温度依存性を持たない異常な特性が観測された。一方、井戸層数 5、7 のサンプルにおいては、歪量 0.6 %のサンプルと同等の半値全幅で特にフォトルミネセンス特性の異常は見られなかった。さらに、歪量が 0.6 %、0.8 %で井戸層数が 10 のサンプルでは半値全幅の増大および ΔE の減少は観測されなかった。

以上の内容は、結晶性の良好な歪量子井戸構造を実現するためには井戸層数と井戸層に導入する歪量が関係することを示した実験結果であり、特に、井戸層数を 10 とした場合、導入可能な歪量は 1.0 %未満であることがわかった。

(b) レーザデバイス評価

通信用レーザのデバイス性能を決定しているパラメータの中で、注入されたキャリアに対する光学利得の変化の割合を表わす微分利得が活性層の持つ本来の性能を決定している。微分利得を向上させることは、低しきい値、高光出力動作を実現させるだけでなく、レーザの高速変調や雑音特性の改善にも有効な手段の一つである。

そこで、本節では量子井戸構造の障壁層組成波長に関して、レーザの緩和振動周波数測定から微分利得の評価を行い、高い微分利得が実現可能な障壁層組成波長に関する実験的検証を行ったので説明を行う。実際の緩和振動周波数の評価に関しては、相対強度雑音の周波数依存性を測定し、緩和振動周波数と相対強度雑音の関係式からフィッティングを行った。半導体レーザの相対

雑音強度(Relative Intensity Noise : RIN)は、次の式で表される[9]。

$$RIN = \frac{f^2 + \left(\frac{1}{4\pi^2\tau_n} + \tau_p \cdot f_r^2\right)^2}{(2\pi)^2 \cdot \left\{(f_r^2 - f^2)^2 + \gamma^2 f^2\right\}} \cdot P_{in}^2 \quad (2.3)$$

ここで、 f は測定周波数、 f_r は緩和振動周波数、 τ_n はキャリア寿命、 τ_p フォトン寿命、 γ はダンピング定数、 P_{in} は単位当たりレーザ光に結合する自然放出光成分である。

図 2.4 はレーザの相対強度雑音の評価系を示している。直流電流が注入されたレーザから出射されたレーザ光を集光用レンズ、光アイソレータを通して光ファイバに集光させ、そのレーザ光を光スペクトルアナライザに挿引させることにより、相対雑音強度の周波数依存性を測定する。さらにレーザの駆動電流を変化させて測定を行い、緩和振動周波数(f_r)の注入電流依存性を求めた。

図 2-5 に障壁層の組成波長が 1.16 μm 、1.05 μm 、0.99 μm の圧縮歪 0.7 %を有する歪 MQW レーザに関して注入電流量を変化させて緩和振動周波数を測定した結果を示している。井戸層数は 10 である。障壁層の組成波長に関して、1.16 μm 、1.05 μm 、0.99 μm の 3 タイプを検討したのは、クラッド層である InP の組成波長が 0.92 μm であることから、効率のよい電子の閉じ込めと光の閉じ込めを考慮して短波長側に関しては 1 μm 前後が限界であったこと、逆に長波長側に関しては、

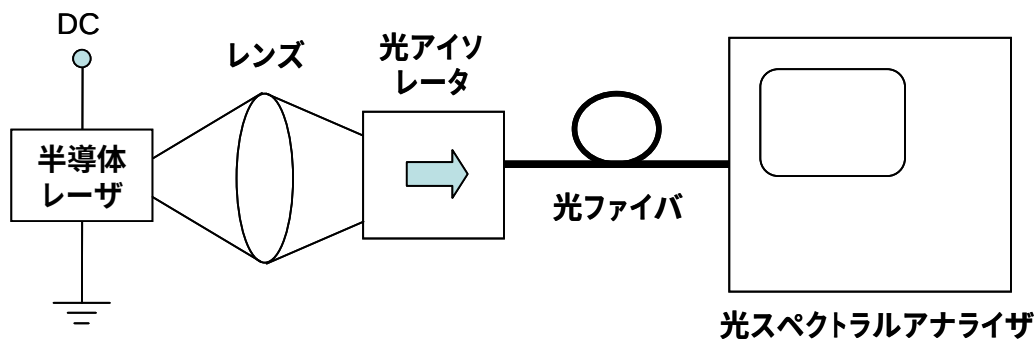


図 2-4. 相対強度雑音の測定系[6]

井戸層と障壁層間の効率的な電子の閉じ込めを考慮して 1.16 μm に設定した。

図 2-5 から、各構造の素子とも電流の増加に伴ってほぼリニアに緩和振動周波数が増加していることがわかる。ここで、緩和振動周波数と注入電流との関係は、式(2.4)で表わされる。

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\eta_i \cdot \frac{\Gamma}{qV} \cdot \frac{dg}{dN} \cdot (I_b - I_{th})} \quad (2.4)$$

なお、 η_i 、 Γ 、 q 、 V 、 dg/dN 、 I_b 、 I_{th} は、内部量子効率、井戸層内の光閉じ込め係数、電荷素量、井戸層の体積、微分利得、注入電流、しきい値電流を表わしている。今回の検討では障壁層の組

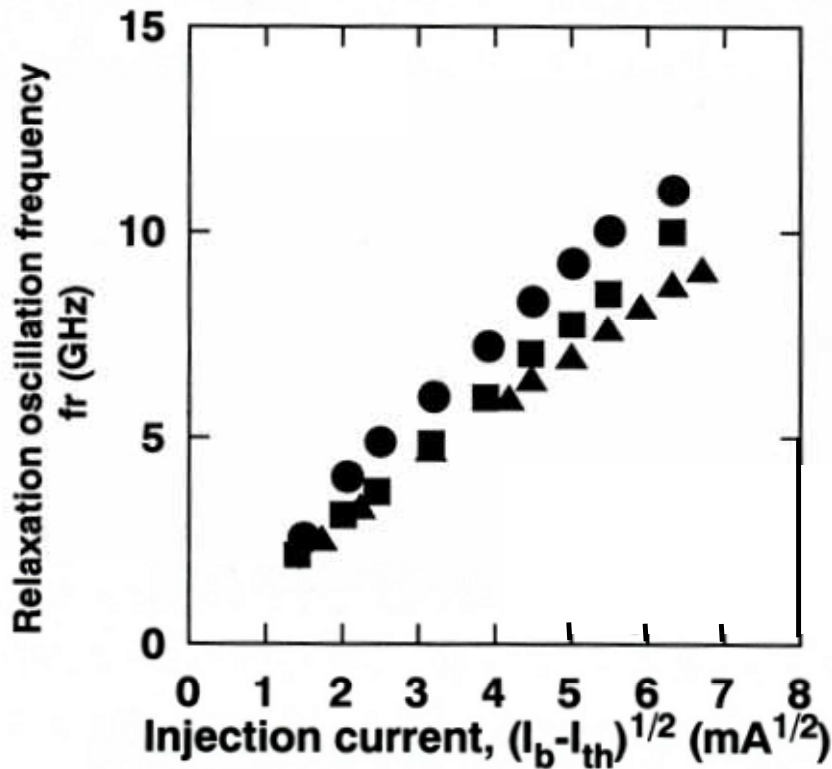


図 2-5. 緩和振動周波数特性 (■ : $\lambda_g = 1.16 \mu\text{m}$ 、● : $\lambda_g = 1.05 \mu\text{m}$ 、▲ : $\lambda_g = 0.99 \mu\text{m}$)[6]

成波長のみを変化させていることから、式(2.4)で示した各値の中で、 η_i 、 Γ 、 dg/dN 、 I_{th} が障壁層組成波長の変化に伴って変化するパラメータとなる。

$$\Delta_{fi} = \frac{f_r}{\sqrt{(I_b - I_{th})}} = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\eta_i \cdot \frac{\Gamma}{qV} \cdot \frac{dg}{dN}} \quad (2.5)$$

ここで、注入電流の変化に対する緩和振動周波数の増加の割合であり、式(2.5)で表わすことができる規格化緩和振動周波数(Δ_{fi})を考えてみると、組成波長が 1.16 μm 、1.05 μm 、0.99 μm におい

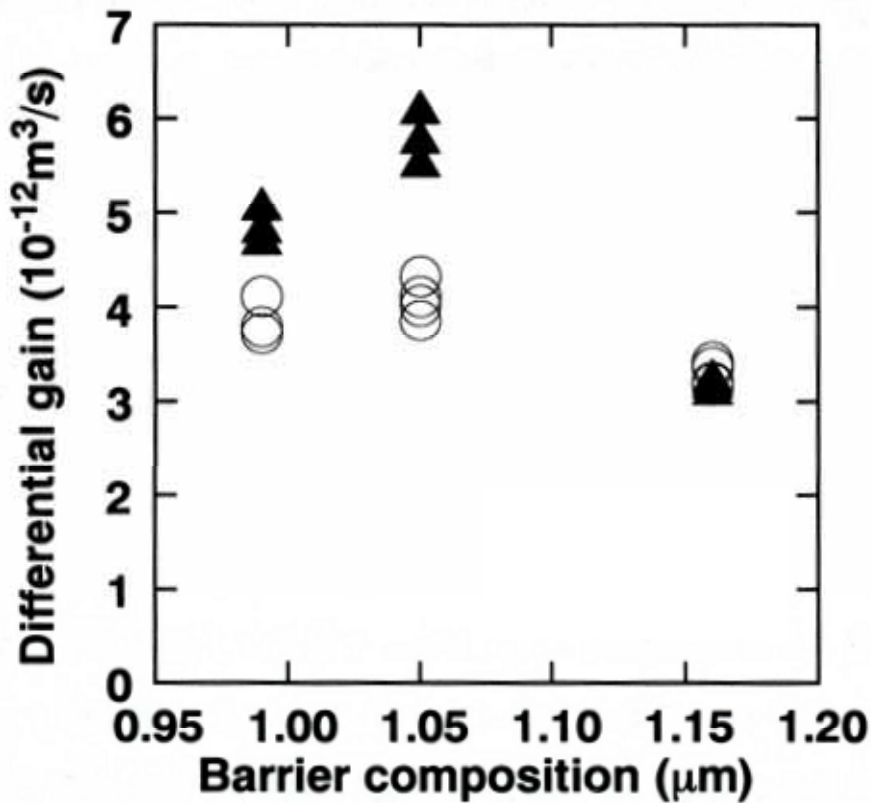


図 2-6. 微分利得の障壁層組成波長依存性 ($\lambda_g=1.16 \mu\text{m}$ 、 $1.05 \mu\text{m}$ 、 $0.99 \mu\text{m}$)[6]

(○ : 無歪 MQW、▲ : 歪 MQW(圧縮歪 0.7 %))

それぞれ 1.54 GHz/ $\sqrt{\text{mA}}$ 、1.84 GHz/ $\sqrt{\text{mA}}$ 、1.40 GHz/ $\sqrt{\text{mA}}$ となり、 $\lambda_g=1.05 \mu\text{m}$ において最も大きな規格化緩和振動周波数が実現されている。したがって、微分利得の項を含んでいる規格化緩和振動周波数の向上には、今回の検討では、組成波長 1.05 μm が最適であることがわかった。

図 2-6 には規格化緩和振動周波数と各レーザ素子における内部量子効率から算出した微分利得の障壁層組成波長依存性の評価結果を示している。また、内部量子効率に関しては、共振器長が 300 μm ~1200 μm のファブリペロ型レーザを試作し、その外部微分量子効率(η_d)を測定し、式(2.6)を用いて内部量子効率を求めた。

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} \cdot \left[1 + \frac{2\alpha_i L}{\ln\left(\frac{1}{R_f R_r}\right)} \right] \quad (2.6)$$

ここで、 α_i 、 η_i 、 R_f 、 R_r はそれぞれ、内部損失、内部量子効率、前端面の反射率、後端面の反射率である。

図 2-6 から無歪 MQW のレーザ素子においては $3\sim 4 \times 10^{-12} \text{ m}^3/\text{s}$ 程度と特に大きな依存性は見られていないが、歪 MQW 構造の場合、短波長である $\lambda_g=1.05 \mu\text{m}$ と $\lambda_g=0.99 \mu\text{m}$ において、微分利得が増加し、特に $\lambda_g=1.05 \mu\text{m}$ の素子において、 $6.1 \times 10^{-12} \text{ m}^3/\text{s}$ 、無歪の 1.5 倍の最も大きな微分利得が得られることがわかった。一方、 $\lambda_g=0.99 \mu\text{m}$ では歪量増大による微分利得の増加が見られるが、 $\lambda_g=1.05 \mu\text{m}$ の場合と比較すると減少している。

ここで障壁層の組成波長を変化させた場合のキャリアの動きに関して考えてみる。障壁層の組成波長の変化は伝導帯と価電子帯における井戸層と障壁層間のバンドギャップ差(ΔE_c および ΔE_v)が変化することを意味している。図 2-7 には、障壁層の組成波長を変化させた場合の伝導帯側の電子、価電子帯側の正孔の動きを簡単に説明したものである。 $\lambda_g=0.99 \mu\text{m}$ の場合は、 $\Delta E_v=240 \text{ meV}$ と大きいために井戸層への正孔の入り方が変化し、注入された正孔の不均一注入が生じることが考えられる。一方、障壁層の組成波長を長波長にした場合($\lambda_g=1.16 \mu\text{m}$)、 $\Delta E_c=78 \text{ meV}$ と小さいため、井戸層を超えて光導波路層やクラッド層へオーバーフローしやすくなる電子が増加すると考

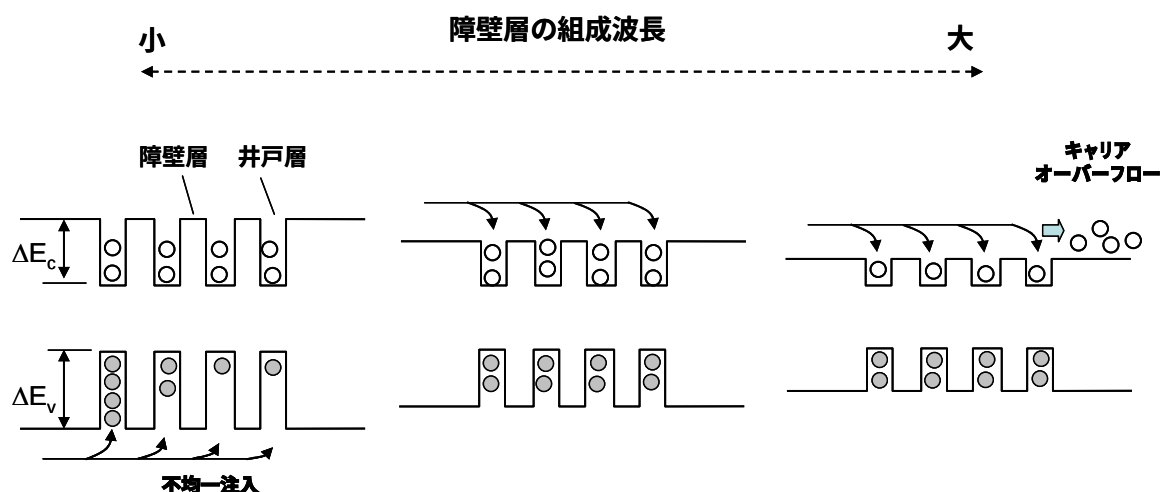


図 2-7. 障壁層の組成波長を変化させた場合のキャリアの動き

えられる。以上の結果から、 $\lambda_g=0.99\ \mu\text{m}$ および $\lambda_g=1.16\ \mu\text{m}$ のサンプルにおいては、微分利得の低下が生じ、 $\lambda_g=1.05\ \mu\text{m}$ が高い微分利得を実現する上においては最適となると考えることができる。

一方、図 2-8 には障壁層の組成波長が $1.05\ \mu\text{m}$ のレーザ素子について、井戸層数を変化させた場合の微分利得を調べた結果を示している。井戸層数を 5、7、10 としている。井戸層数が 7 および 10 のサンプルに関しては、歪導入による微分利得の増大を確認することができる。しかしながら、井戸層数を 5 に減少させたサンプルに関しては、歪導入による効果がほとんど見られていないことがわかった。

以上の評価結果より、 $1.3\ \mu\text{m}$ 帯レーザにおいて、井戸層数 10、障壁層の組成波長を $1.05\ \mu\text{m}$ とした場合、高い微分利得を得ることが可能であることを確認することができた。

2.5 $1.55\ \mu\text{m}$ 帯多重量子井戸構造[7]

$1.55\ \mu\text{m}$ 帯に関しても、2.4 節の $1.3\ \mu\text{m}$ 帯を基本にして量子井戸構造の条件検討を実施した。

$1.3\ \mu\text{m}$ 帯と同様に障壁層は無歪の InGaAsP を用いて膜厚は $10\ \text{nm}$ 、井戸層の膜厚は $6\ \text{nm}$ とし、井

戸層の歪量(圧縮歪量：0~1.0 %)、井戸層数(井戸層数：5~10)、InGaAsP 障壁層の組成波長(組成波長：1.05~1.32 μm)を評価パラメータとしてしきい値電流、光出力、内部損失、緩和振動周波数、微分利得などのレーザ諸特性を測定し、最適な量子井戸構造を決定した[7]。最後に、1.3 μm 帯および 1.55 μm 帯通信用レーザの量子井戸活性層に関するまとめを表 2-1 に示す。

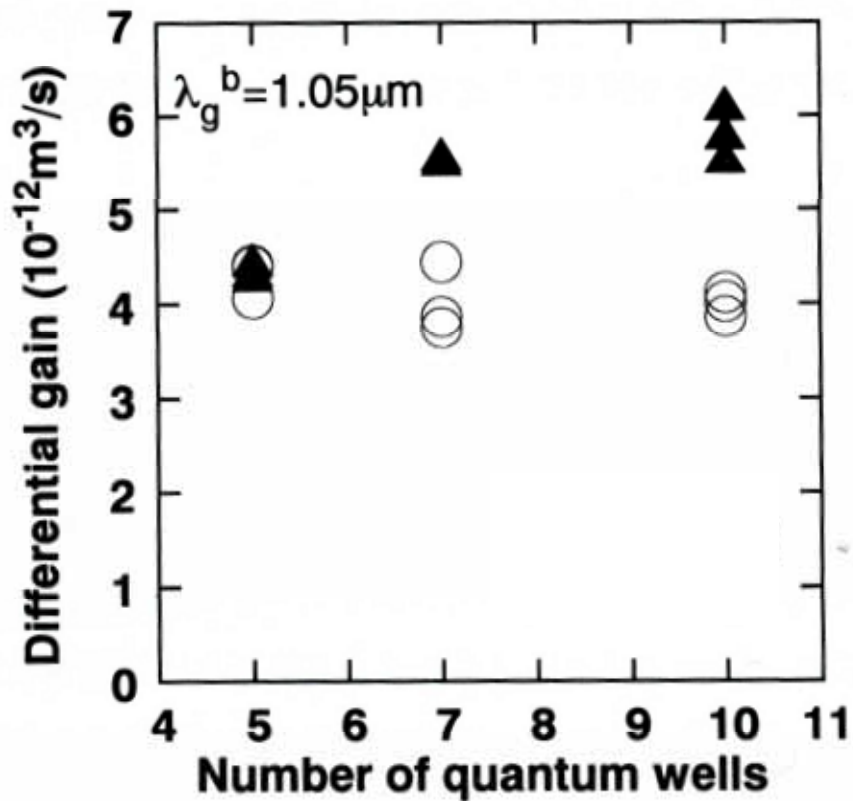


図 2-8. 微分利得の井戸層数依存性[5]
($\circ$: 無歪 MQW、 $\blacktriangle$: 歪 MQW(圧縮歪 0.7 %))

表 2-1. 通信用レーザの量子井戸活性層に関するまとめ[6,7]

パラメータ	具体的項目	1.3 μm 帯	1.55 μm 帯
井戸層	歪量	1.0 % (井戸層数7以下の場合)	1.0 % (井戸層数7以下の場合)
		0.8 % (井戸層数10の場合)	0.8 % (井戸層数10の場合)
	井戸層数	10以下	10以下
	井戸層厚	6 nm	6 nm
障壁層	障壁層厚	10 nm	10 nm
	障壁層組成波長	1.05 μm	1.15 μm
光導波路層	光導波路層厚 (n側/p側)	150nm/30nm	150nm/30nm
	光導波路層 組成波長	1.05 μm	1.05 μm

第2章の参考文献

- [1] H. C. Casery, Jr. and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers* (Academic Press, New York) (1980).
- [2] H. Nagai, Y. Noguchi, K. Takahei, T. Toyoshima, and G. Iwane, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 19, 218 (1980).
- [3] I. Mito, M. Kitamura, K. Kobayashi, and M. Kobayashi, *Electron. Lett.*, 18, 953 (1982).
- [4] A. Takemoto, *Electron. Lett.*, 23, 546 (1987).
- [5] N. Yamamoto, K. Yokoyama, T. Yamanaka, and M. Yamamoto, *presented at the 182nd Electrochemical Soc. Meeting*, Tronto, Canada (1992).
- [6] 鬼頭雅弘、学位論文“サブキャリア多重伝送用分布帰還型半導体レーザの高性能化に関する研究”、(1998).
- [7] 大塚信之、学位論文“有機金属気相成長法による InP 系半導体レーザの作製に関する研究”、(1996).
- [8] S. L. Chuang, *Phys. Rev. B*, 43, 9649 (1991).
- [9] L. D. Westbrook, N. C. Fletcher, D. M. Cooper, M. Stevenson, and P. C. Spurdens, *Electron Lett.*, 25, 1183 (1989).

第3章

テーパ活性ストライプによる半導体レーザの狭放射角化

3.1. はじめに

光ファイバネットワークのアクセス系への普及のためには、光デバイス、特に受光/発光デバイスの低コスト化が重要となる。しかしながら、図 3-1(a)に示すように、受光/発光デバイスを構成している半導体レーザと光ファイバとの結合に関しては、これまでは光学レンズを用い、さらに $\pm 1\ \mu\text{m}$ 以下の高い精度の光軸調整を必要としていたために製造コストの増大を招いていた。低コスト化の実現には半導体レーザと光ファイバとの直接結合が有効である。しかし、従来の半導体レーザのスポットサイズが $1\sim 2\ \mu\text{m}$ であるのに対して、光ファイバのスポットサイズが $8\sim 10\ \mu\text{m}$ であり、半導体レーザと光ファイバとの間に大きなモード不整合が存在する。したがって高結合効率化の実現には、半導体レーザと光ファイバ両者のスポットサイズを整合させることが必要となる。そこでスポットサイズを拡大する、すなわち狭いビーム放射角特性を実現することを目的とした半導体レーザの開発が活発化し、特にレーザ発光領域とビーム変換部となるテーパ状の導波路領域とを集積化する構造が報告されている[1~9]。しかしながら、この構造では、集積構造導入による損失の増大で生じる光出力特性の劣化やプロセス工程数の増加、あるいは半導体素子の長共振器化による歩留りの低下といった問題が懸念され、アクセス系レーザとして必要不可欠となるコストの低減にはさらに単純な構造が望ましいと考えられる。

本章では、付加的なビーム変換領域を必要とせず、通常の光通信用半導体レーザと同一のプロセスで作製可能となる、水平テーパ状の活性ストライプを有する半導体レーザを新たに提案し、 $1.3\ \mu\text{m}$ 帯歪 MQW 構造においてデバイス試作を行い、受光/発光デバイス用光源としての適用可能性を実験的に明らかにする。さらに、アクセス系への適用を考慮した場合、温度無調整動作が必要不可欠となる。そこで、テーパ活性ストライプを有する半導体レーザの高温動作での低しき

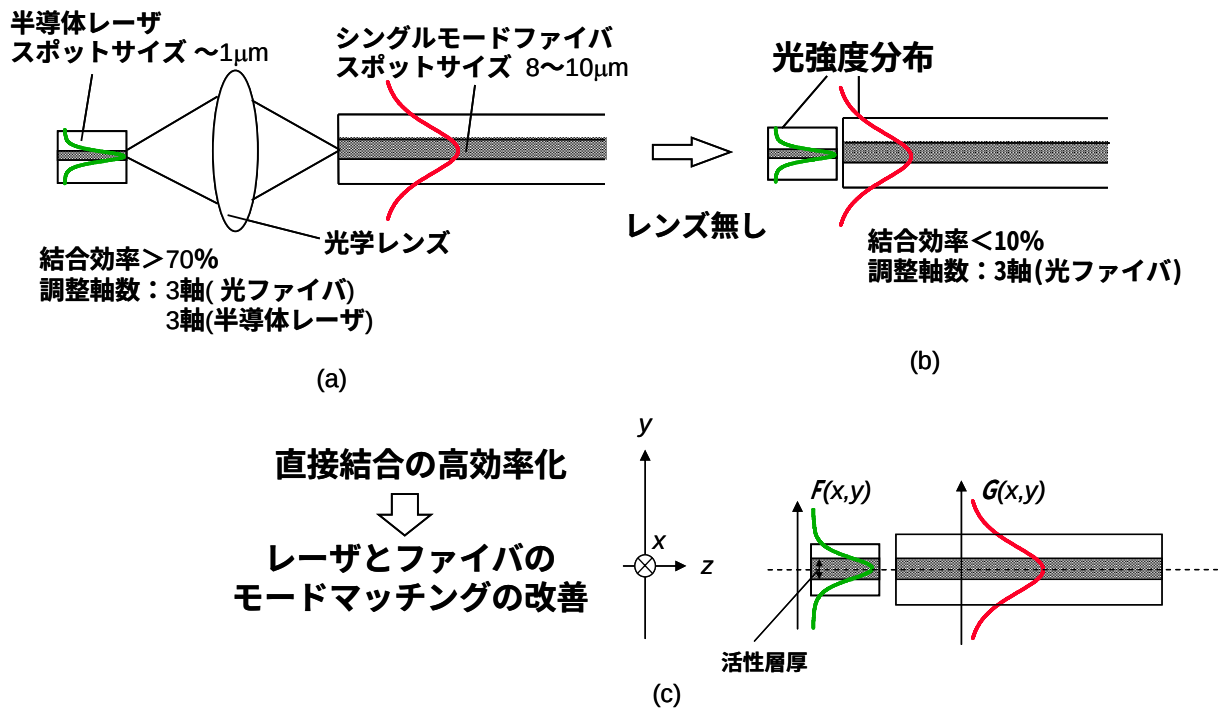


図 3-1. 半導体レーザと光ファイバとの結合状態を示す断面図

い値、かつ狭放射角特性を実現するためのデバイス設計指針を明確にするとともに、作製したレーザ素子の高温度におけるデバイス評価より性能検証を行ったので報告する。

3.2 狭ビーム放射角特性の必要性

半導体レーザと光ファイバとの結合のように、異なる光導波路間の結合はそれぞれの光導波路の光電界分布が同じ形状であれば結合の度合いは増加することになる。逆に言えば、半導体レーザ、光ファイバの両方の光導波路の光電界分布が異なると、両者の良好な結合は原理的には実現できない。つまり、結合の度合いを表す結合効率は、両導波路のモード整合の状態に依存する。また、結合劣化の度合いは、両者の光電界分布の大きさ、つまりスポットサイズの大きさで決定する。

図 3-1(c)に示すように光の電界分布を $F(x,y)$ 、 $G(x,y)$ とすると、2つの光導波路を突き合わせた時の結合効率は次式で表わすことができる[10]。

$$\eta = \frac{\left| \iint G(x,y)^* \cdot F(x,y) dx dy \right|^2}{\iint |F(x,y)|^2 dx dy \cdot \iint |G(x,y)|^2 dx dy} \quad (3.1)$$

ただし、 $G(x,y)^*$ は、 $G(x,y)$ の複素共役である。

半導体レーザと光ファイバとの集光レンズを用いない直接結合特性に関する結合効率の算出を行う。半導体レーザと光ファイバにおいて x 方向および y 方向での光の電界分布を式(3.2)で表されるガウス分布で近似した場合、ガウス関数の無限積分の公式(3.3)を用い、結合効率 (η) は式(3.4)のように表すことができる[10,11]。

$$\begin{aligned} f(x) &= \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\omega_x} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left\{-\frac{x^2}{\omega_x^2}\right\}, & f(y) &= \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\omega_y} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left\{-\frac{y^2}{\omega_y^2}\right\} \\ g(x) &= \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\omega_f} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left\{-\frac{x^2}{\omega_f^2}\right\}, & g(y) &= \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\omega_f} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left\{-\frac{y^2}{\omega_f^2}\right\} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\alpha x^2) dx = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \quad (3.3)$$

$$\eta = \frac{2}{\frac{\omega_f}{\omega_x} + \frac{\omega_x}{\omega_f}} \cdot \frac{2}{\frac{\omega_f}{\omega_y} + \frac{\omega_y}{\omega_f}} \quad (3.4)$$

ここで、 ω_x と ω_y は、半導体レーザの水平方向(活性層の幅方向)と垂直方向(活性層の厚み方向)のスポットサイズ、 ω_f は単一モード光ファイバのスポットサイズである。

式(3.4)を用いて計算した半導体レーザと光ファイバとの直接結合特性を図 3-2 に示している。光ファイバに関しては、アクセス系ネットワークに用いられるシングルモードファイバを想定し、スポットサイズ径は 10 μm と一定とし、半導体レーザのスポットサイズのみを変化させた場合の

直接結合特性である。現状の均一ストライプレーザの場合、スポットサイズ径が $1\ \mu\text{m}$ であるため、結合効率としては 5 % 程度である。図 3-2 に示してあるようにレーザのスポットサイズ径の増加とともに結合効率は上昇し、レーザのスポットサイズ径が $10\ \mu\text{m}$ となった場合、両者の光電界分布は完全に一致し（モードマッチング）、結合効率は 100 % となる。特に、アクセスネットワーク用光源としては、20 % 以上の光ファイバとの結合効率が要望されていることを考慮すれば、レーザ

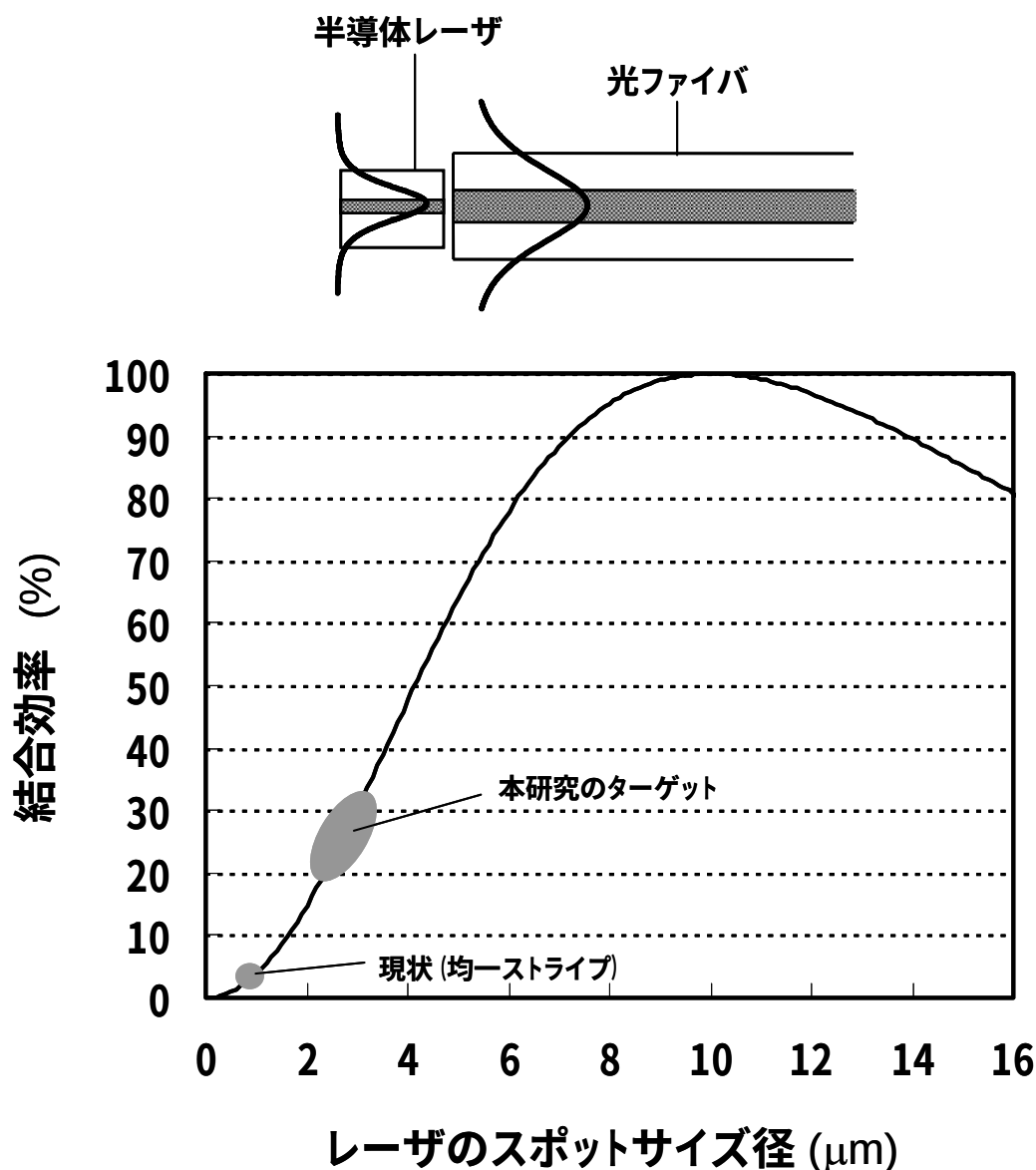


図 3-2. 結合効率のレーザのスポットサイズ径依存性
(光ファイバのスポットサイズ径 : $10\ \mu\text{m}$)

のスポットサイズ径としては、少なくとも $2\ \mu\text{m}$ 以上が必要となることがわかる。

3.3 狭放射角半導体レーザの従来例と問題点

スポットサイズを拡大する、すなわち狭いビーム放射角特性を実現することを目的とした半導体レーザの開発においては、図 3-3 に示すようにレーザ発光領域とビーム変換部となるテーパ状の導波路領域とを集積化する構造が一般的に報告されている[1~9]。一般的なレーザのスポットサイズはすでに述べたように $1\ \mu\text{m}$ 程度である。レーザの出射端面でのスポットサイズを光ファイバのスポットサイズと同等の $10\ \mu\text{m}$ に大きくするには、活性層厚や活性層幅を $10\ \mu\text{m}$ と極端に厚くして光をその厚み分や幅分いっばいに広げる方法と、逆に活性層厚を薄くするか活性層幅を細くする、または、活性層コアとクラッドの屈折率差を極力小さくするかして、光をクラッド領域部分に大きく染み出させる方法とがある。前者は光の分布と活性層との重なりが大きいので発振に

・スポットサイズ変換導波路集積化構造

(NTT、富士通、NEC、日立など)

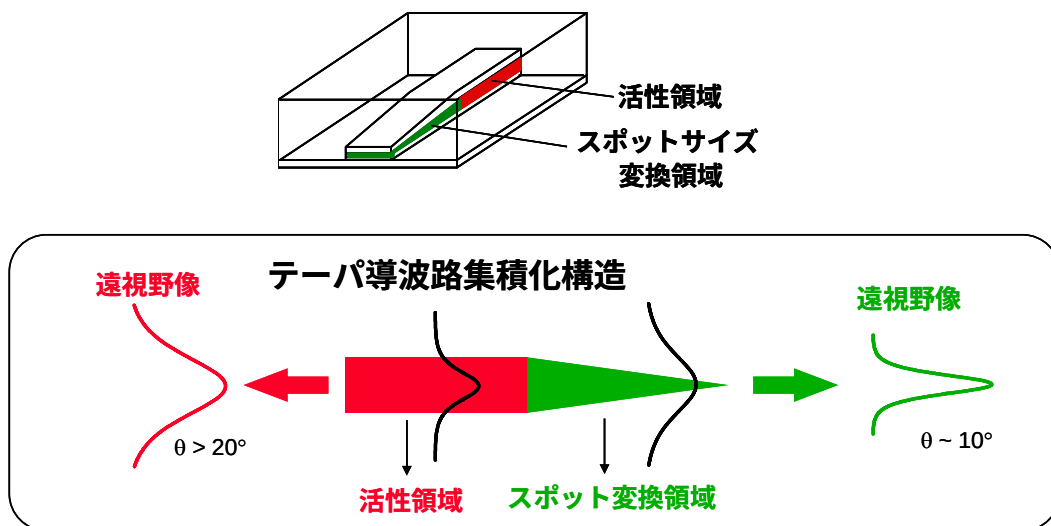
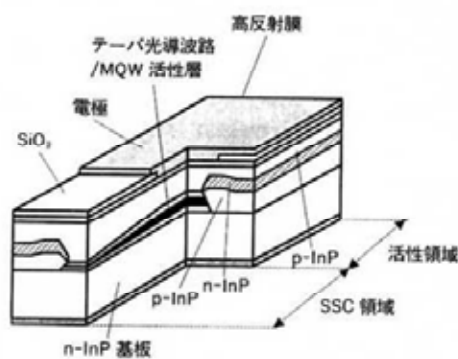
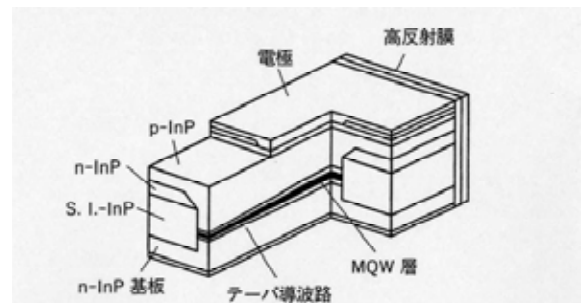


図 3-3. スポットサイズ変換導波路構造

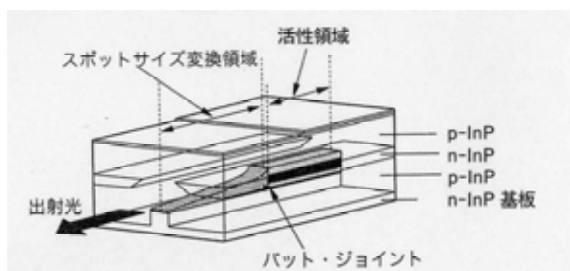
必要なしきい値電流密度は低くなるが、活性領域の体積が大きくなるのでしきい値電流の絶対値は大きくなる。さらに、基本モードのみならず高次モードが存在しうるためモードの不安定性を生じてしまう。一方、光の分布を活性領域の外のクラッド領域へ大きく染み出させる後者の方法は、光の分布と利得の分布の重なりが小さくなるために、発振しきい値電流密度が大きくなり、しかもしきい値電流の絶対値も大きくなってしまう。このように、レーザの活性層の厚さや幅を均一に大きくしたり小さくしたりする方法では、どちらの方法でも、発振に必要な電流値は大きくなってしまう。これらの欠点を除いて、レーザの特性を劣化させることなく、出射端面での光ビームの大きさを光ファイバや導波路の光ビームの大きさに整合させる働きをするのが、スポットサイズ変換器（Spot Size Converter : SSC）である。図 3-4(a)~(d)には、これまでに報告されてい



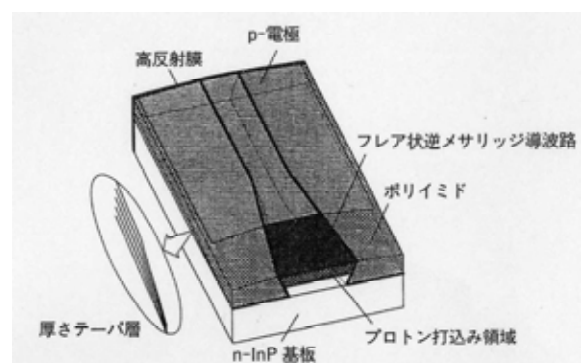
(a) 狭ストライプ選択MOVPE法によるSSC-LD (NEC)



(b) 選択MOVPE法によるSSC-LD (富士通)



(c) 突合せ結合によるSSC-LD (NTT)



(d) Si遮蔽マスクによるSSC-LD (日立)

図 3-4. スポットサイズ変換集積レーザの他社構造

るスポットサイズ変換導波路を有する半導体レーザの構造を示している。図 3-4(a)は、選択 MOVPE を用いた垂直テーパ型スポットサイズ変換器を集積したレーザである。さらに、図 3-4(b) は、活性領域と同じ構成の MQW 層を選択 MOVPE 法で減少させ、活性層ストライプは結晶成長後、エッチングで狭くして、半絶縁性の InP で埋め込んだ埋め込み導波路としている。図 3-4(c) は、SSC として活性層とは独立の発光波長に対して透明波長帯となる光導波路層のテーパを MQW 活性層と突き合わせで結合しており、膜面内のモード制御は埋め込み導波路構造となっている。また、図 3-4(d)は、Si 遮蔽マスクを置いた MOVPE 成長法でテーパをつけ、導波路構造は活性層の上にリッジを載せた埋め込みリッジ構造である。

上記に述べたいずれの構造でも、SSC 領域の構造最適化により、SSC を集積していない従来のデバイスと同等のレーザ特性でかつ 10 度前後のビーム放射角特性が実現されている。

しかしながら、これらのスポットサイズ変換器を有する構造では、集積構造導入による損失の増大で生じる光出力特性の劣化やプロセス工程数の増加、あるいは半導体素子の長共振器化による歩留りの低下といった問題が懸念され、アクセス系レーザとして必要不可欠となるコストの低減にはさらに単純な構造が望ましいと考えられる。

3.4 本デバイスのコンセプト

上記に述べた問題点を解決するために、本研究では、レーザ発振が起こるアクティブ領域である活性層領域自体にテーパ導波路構造を有するテーパ活性層型半導体レーザを新規に提案する。

図 3-5(a)は従来のレーザ構造、図 3-5(b)には、水平状のテーパ活性ストライプを有する新規デバイス構造の概略図を示している。図 3-5(a)のように従来のレーザ構造では、活性層が共振器全体にわたって均一となっており、活性層幅も $1\ \mu\text{m}$ 程度である。その結果、スポットサイズ径は $1\ \mu\text{m}$ 程度に絞られた形となり、そのためビーム放射角は 30 度と非常にビームが広がることになる。一方、テーパ活性ストライプ構造の場合、通常の均一ストライプ型と比較して、前端面のストライプ幅を狭くすることにより活性層への光閉じ込めを減少させ、電界分布を広げてスポットサイズを拡大させる。逆に後端面の幅を広くすることにより光閉じ込めおよび利得を補償し、レーザ特

性を劣化させない構造としている。

次に、半導体レーザのビーム放射角に関する詳細な議論を行うが、その前にスポットサイズとビーム放射角との関係について近視野像と遠視野像との関係から簡単に説明を行う。図 3-6 は半導体レーザから出射される光ビームの近視野像と遠視野像の関係を示したものである。一般に半導体レーザの光出射端面における光の強度分布を近視野像(ニアフィールドパターン)、端面から十分離れた点で測定した放射パターンを遠視野像(ファーフールドパターン)と呼んでいる。近視野像において光強度が最大値の $1/e^2$ となる時の光強度の広がりをもスポットサイズ (e:自然対数)、遠視野像においてピーク強度の $1/2$ の点の全角度をビーム放射角とそれぞれ定義している。遠視野像パターンは、近視野における電界分布のフーリエ変換から求めることが可能となる。

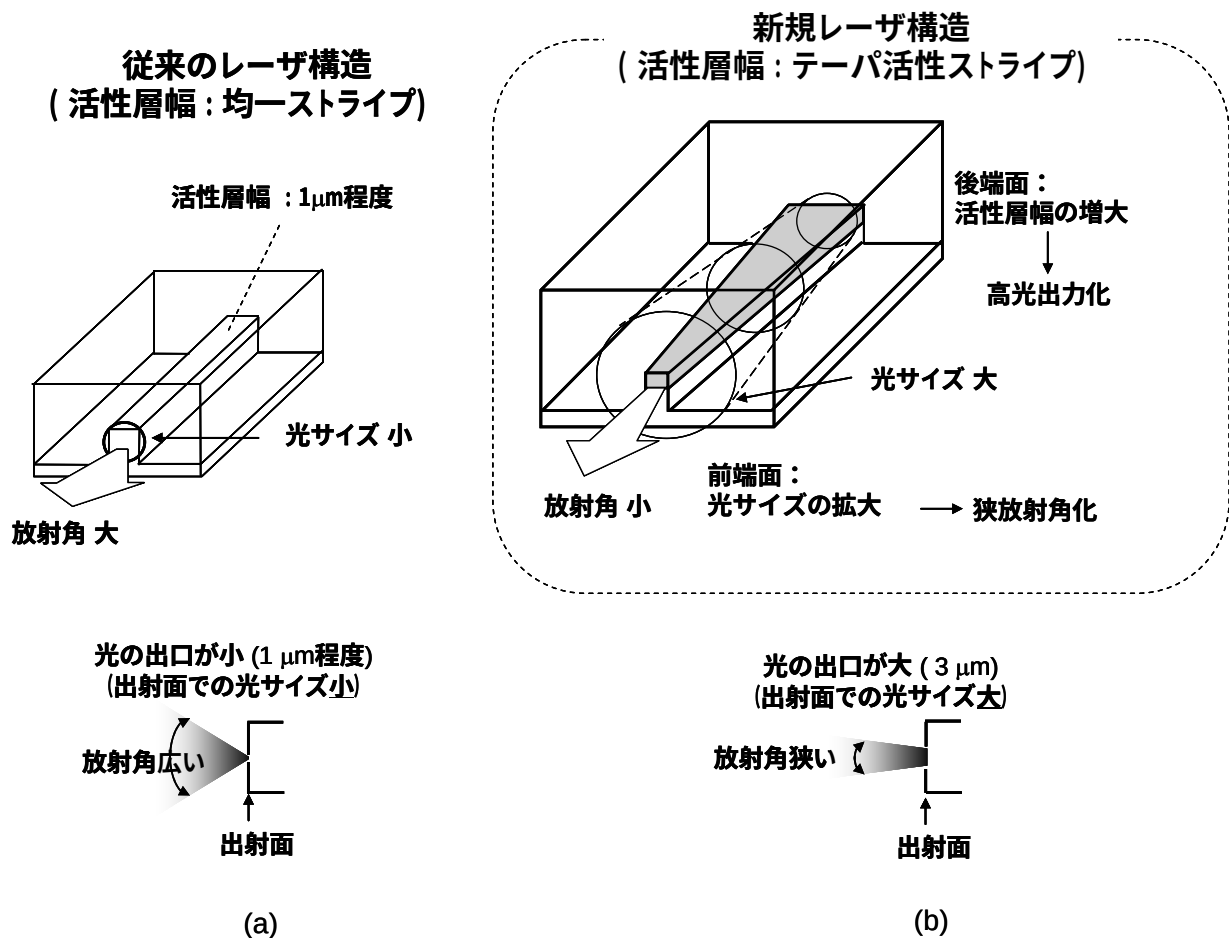


図 3-5. 均一ストライプレーザ(a)とテーパ活性ストライプを有する狭放射角レーザ(b)

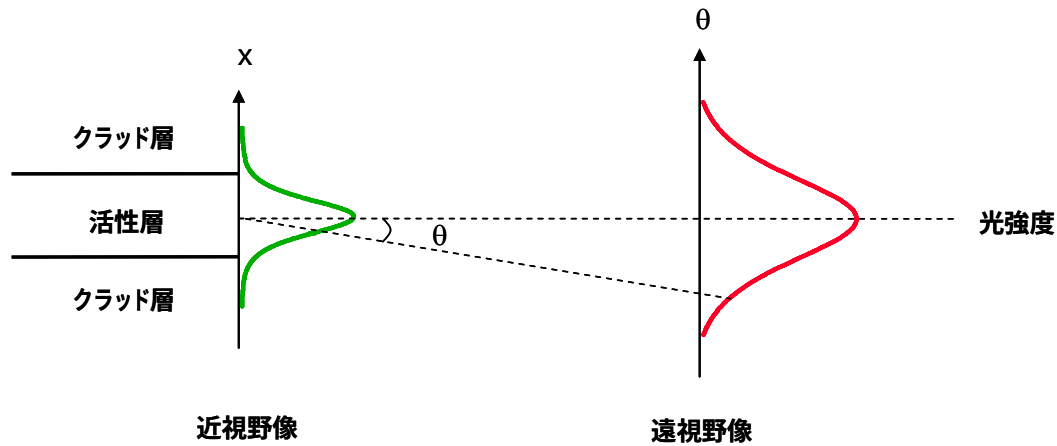
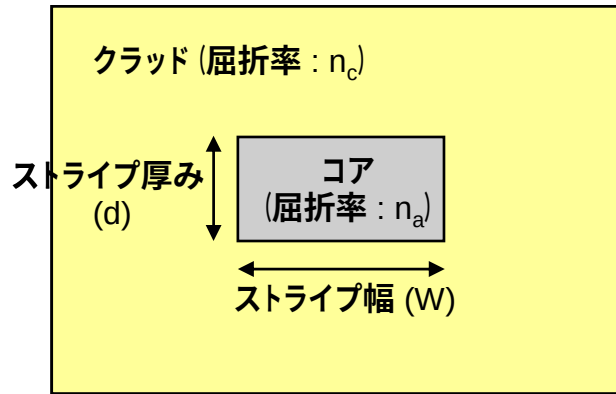
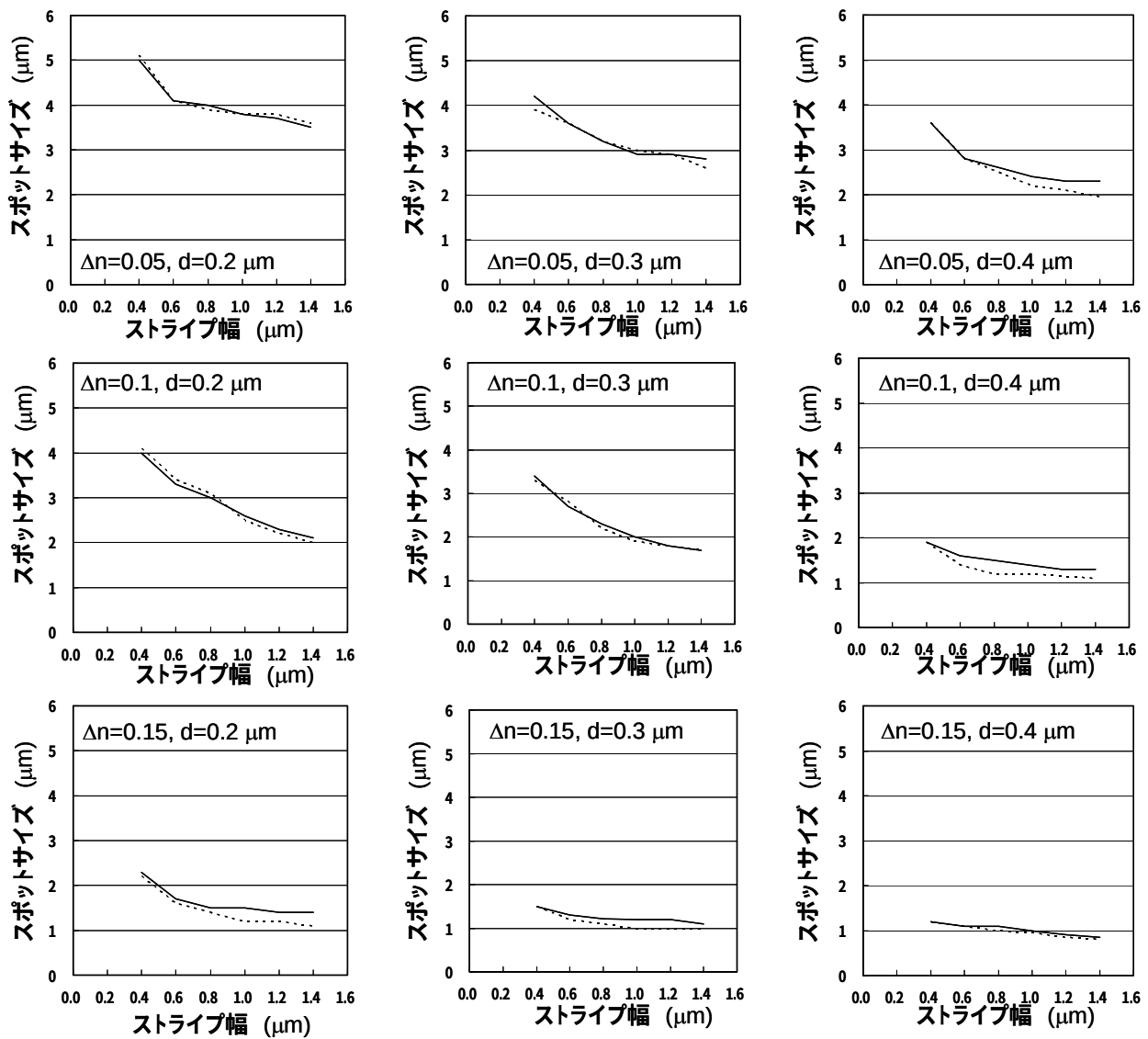


図 3-6. 近視野像と遠視野像

テーパ活性層を有するレーザ構造において効果的に導波モードのスポットサイズを広げるためには、出射端面における活性層ストライプ幅と周囲クラッド領域との屈折率差 Δn が重要なパラメータとなる。図 3-7(b)はストライプ幅依存性を 3 通りの Δn を仮定して有限要素法により計算した結果である。ここで、図 3-7(a)に示す活性層ストライプの厚さは $0.2\ \mu\text{m}$ 、 $0.3\ \mu\text{m}$ 、 $0.4\ \mu\text{m}$ の 3 通りとした。周囲のクラッド層を InP と仮定し、屈折率 n_c は $1.3\ \mu\text{m}$ 帯の光に対する 3.20 としている。なお、図 3-7(b)の計算には、CROSSLIGHT 社の半導体光デバイスシミュレーター(PICS3D)を用いた。第 2 章で説明した従来のレーザ構造では $\Delta n = 0.2$ 以上であるが、それ以下の $\Delta n = 0.15$ の場合、活性層の厚みが $0.2 \sim 0.4\ \mu\text{m}$ のいずれにおいても活性層幅を $1\ \mu\text{m}$ 以下としても垂直方向、水平方向ともにスポットサイズ径は $1 \sim 2\ \mu\text{m}$ とほとんど変化しないことがわかる。一方、 Δn が 0.1 以下の場合には、活性層幅を細くする、もしくは活性層厚みを薄くするにつれて垂直方向、水平方向のスポットサイズ径は広くなる。スポットサイズ径 $3.0\ \mu\text{m}$ 以上を得るためには、 $\Delta n = 0.05$ の場合、活性層ストライプ厚み $0.3\ \mu\text{m}$ 以上で活性層ストライプ幅 $1.0\ \mu\text{m}$ 以下が必要である。また、 $\Delta n = 0.1$ の場合は、活性層ストライプ厚み $0.3\ \mu\text{m}$ 以上で活性層ストライプ幅 $0.6\ \mu\text{m}$ 以下が必要であることがわかる。



(a)



(b)

図 3-7. 埋め込み導波路構造の概略図(a)と
ストライプ幅とスポットサイズの関係(b) (実線:水平方向、点線:垂直方向)

図 3-8 は活性層ストライプ幅に対する水平方向、垂直方向の放射角を光強度分布からフーリエ変換を行って計算を実施した結果を表している。ここでパラメータは Δn であり、 $\Delta n = 0.15$ 、 0.10 、 0.05 の 3 通りに対して計算を行った。 Δn が 0.15 の場合では活性層幅を狭くしても放射角は 15 度程度であるが、 Δn が 0.10 の場合では、活性層幅を $1\ \mu\text{m}$ 以下まで狭くすることによって、ビーム放射角は 10 度まで狭くなることがわかる。

以上のことから、光導波領域とその周囲領域の屈折率差を 0.10 として、出射端面における活性層のストライプ幅を $1\ \mu\text{m}$ 未満とした場合、非常に狭い放射角特性が実現可能であることが明らかとなった。しかしながら、 Δn を小さくすることは、光の染み出しを大きくなることによって活性層内への光閉じ込めが小さくなることを意味しており、狭放射角特性の実現と光閉じ込めを増加

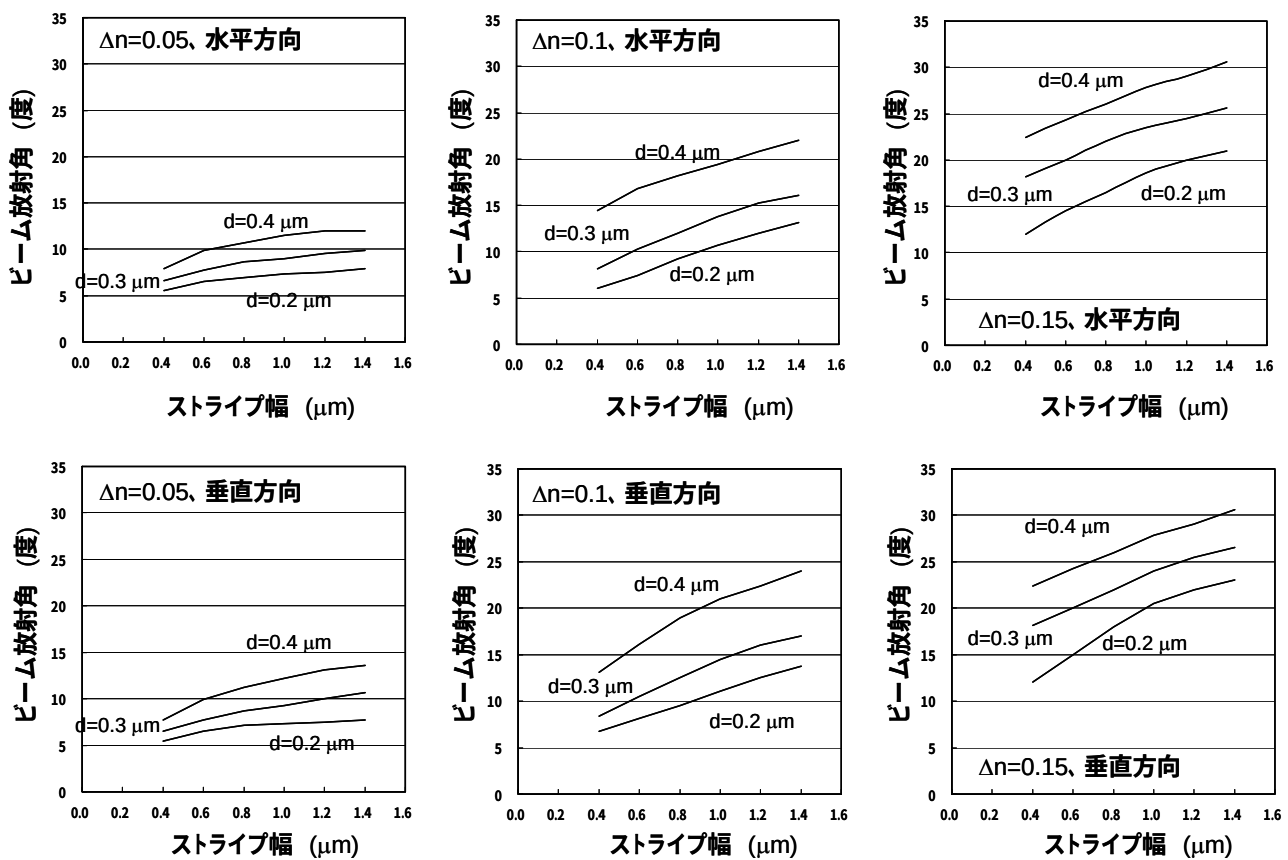


図 3-8. ビーム放射角とストライプ幅との関係

させることはトレードオフの関係にある。光閉じ込めの低下によるしきい値電流の増加を補償するためには、レーザ後端面の活性層ストライプ幅の設定が重要となる。この点に関しては、次節で述べる。

さらに、図 3-9(a)~(c)には、屈折率差に関する量子井戸構造依存性の検討結果を示している。図 3-9(a)は計算に用いた活性層構造の伝導帯付近のバンドダイアグラムである。井戸層厚(d_w)、障壁層厚(d_b)をそれぞれ 6 nm、10 nm とし、上下の光導波路層の膜厚をそれぞれ 90 nm、合計の光導波路層厚としては 180 nm とした。発振波長は 1.3 μm である。図 3-9(b)には、量子井戸数(N_w)を変化させた場合の活性層とクラッド層間の屈折率差(Δn)を障壁層の組成波長(λ_b)をパラメータとして計算した結果を示している。なお、活性層の実効屈折率(n_a)は、 N_w 、 d_w 、 d_b 、 d_{wg} を用いて式(3.5)

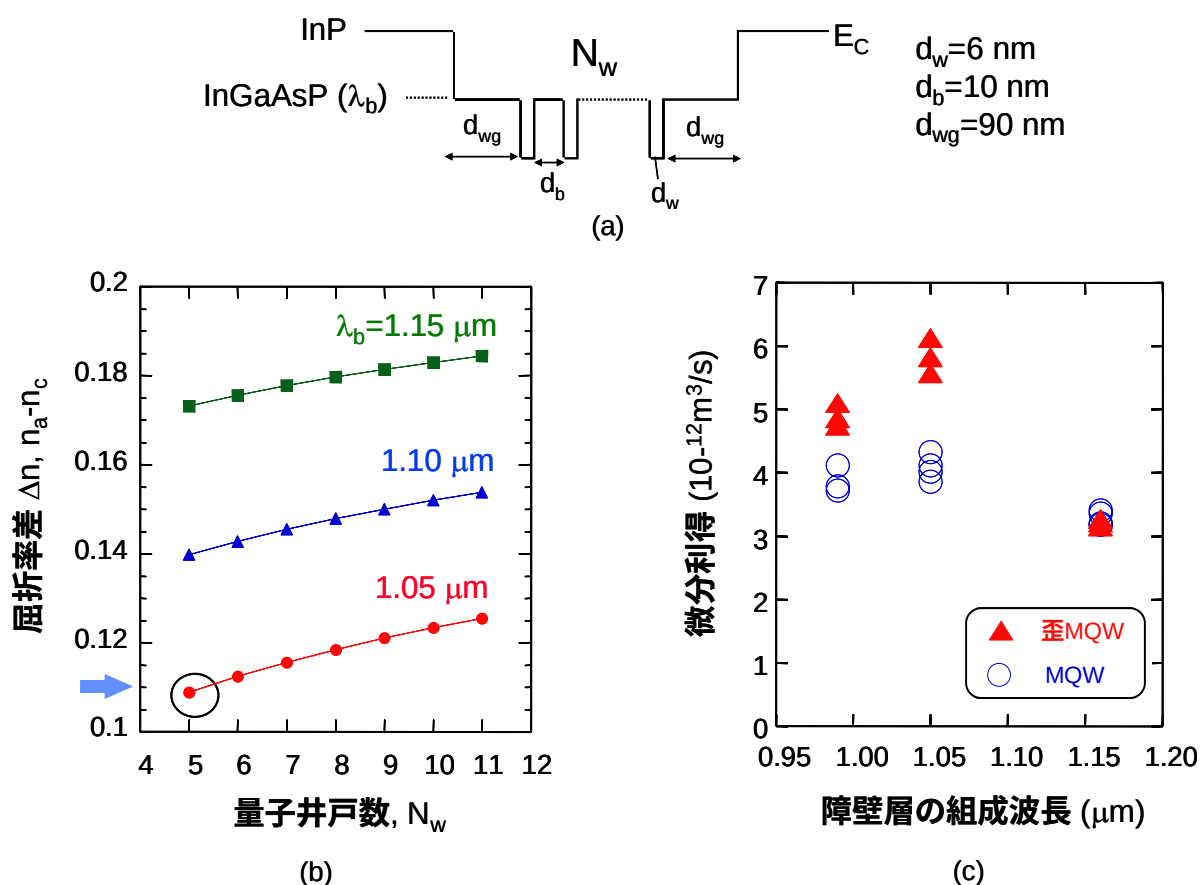


図 3-9. バンド構造図(a)と屈折率差の量子井戸数依存性(計算結果) (b)、微分利得と障壁層組成波長との関係(実験結果)(c)

のように表すことができる。

$$n_a = n_w \cdot \frac{N_w \cdot d_w}{N_w \cdot d_w + (N_w - 1) \cdot d_b + 2d_{wg}} + n_b \cdot \frac{(N_w - 1) \cdot d_b + 2d_{wg}}{N_w \cdot d_w + (N_w - 1) \cdot d_b + 2d_{wg}} \quad (3.5)$$

ここで、 n_w は InGaAsP 井戸層の屈折率、 n_b は InGaAsP 障壁層の屈折率である。

図 3-9(b)の結果は、量子井戸数の減少、あるいは障壁層の組成波長の短波長化によって活性層内の屈折率が減少し、結果的に InP クラッド層との屈折率差が小さくなり活性層からクラッド層への光の染み出しが大きくなっていくことを意味している。1.05 μm 組成波長の障壁層を導入した場合、井戸層を 5 ペアとすることにより 0.11 の屈折率差を実現することが可能であることを示している。図 3-9(c)には微分利得と障壁層の組成波長に関する評価結果を示している。井戸層に歪を導入していない無歪 MQW と井戸層に 0.7 %の圧縮歪を適用した歪 MQW 構造に関する評価結果である。図 3-9(c)の結果より、障壁層の組成波長が 1.05 μm において、微分利得が最大になる傾向であり、特に歪 MQW 構造において顕著であると言える。

以上に述べた結果から、低しきい値、高光出力などのレーザ特性を維持し、狭いビーム放射角特性を実現するためには、障壁層の組成波長として比較的屈折率の小さい 1.05 μm 組成が必要であることがわかった。

3.5 作製した素子のデバイス構造

次に本研究で作製した素子に関して説明を行う。図 3-10 には作製したレーザの構造概念図を示してある。活性層は、5 ペアの 0.7 %の圧縮歪を有する InGaAsP 井戸層（厚さ 6 nm）、InGaAsP 障壁層（厚さ 10 nm）とし、n 側、p 側の光導波路層にはモード変換を効果的に行うことを目的として、前節で示したように屈折率の比較的低い 1.05 μm 組成の InGaAsP 層を用いた。また、共振器長（L）は 300 μm ~400 μm としている。

活性層ストライプに関しては、前端面および後端面から 25 μm の領域を一定のストライプ領域

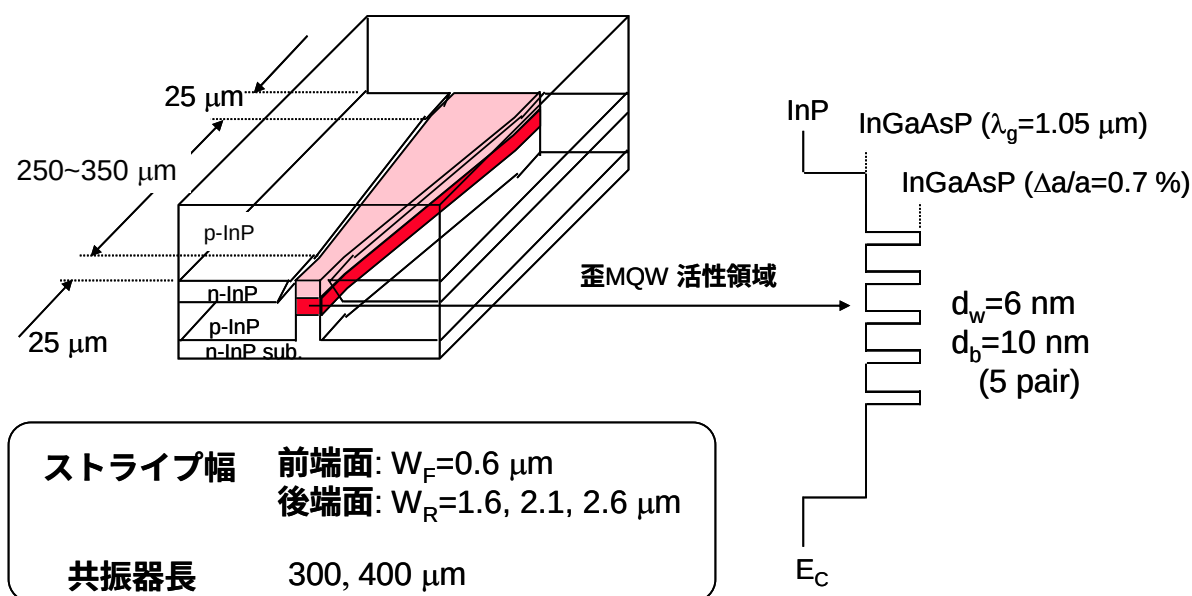


図 3-10. レーザ構造図とバンド構造図

とし、それ以外の領域では、後端面から前端面にかけてストライプ幅が直線状に狭くなるテーパストライプとした(詳細は図 3-11 を参照)。ストライプ幅に関しては、前端面の幅(W_F)を $0.6 \mu\text{m}$ 一定とし、後端面の幅(W_R)は $1.6 \mu\text{m}$ 、 $2.1 \mu\text{m}$ 、 $2.6 \mu\text{m}$ として検討を行った。

図 3-11 にはウエハ面内における活性層ストライプの形状に関して示している。図 3-11(a)は通常の均一ストライプの場合であり、ウエハ面内において同じ幅の活性層ストライプを同じ間隔で形成している。一方、図 3-11(b)に示すようなテーパ活性ストライプの場合では、プロセスの安定性の観点から下記に述べる 2 点に関してプロセス改善を行っている。

1. テーパ形状において、後端面同士、もしくは前端面同士を抱き合わせる構成とした。
2. レーザ素子への分離(バーヘキ開)時において端面におけるストライプ幅を一定にするために、前端面と後端面のそれぞれにおいて $50 \mu\text{m}$ の一定幅の領域を設けた。

図 3-11(b)に示したテーパストライプの形状とすることによって、本研究のレーザ素子は、図 3-10 に示すように前端面および後端面から $25 \mu\text{m}$ の一定幅で、それ以外の領域では、後端面から前端面にかけてストライプ幅が直線状に狭くなるテーパストライプとなる。

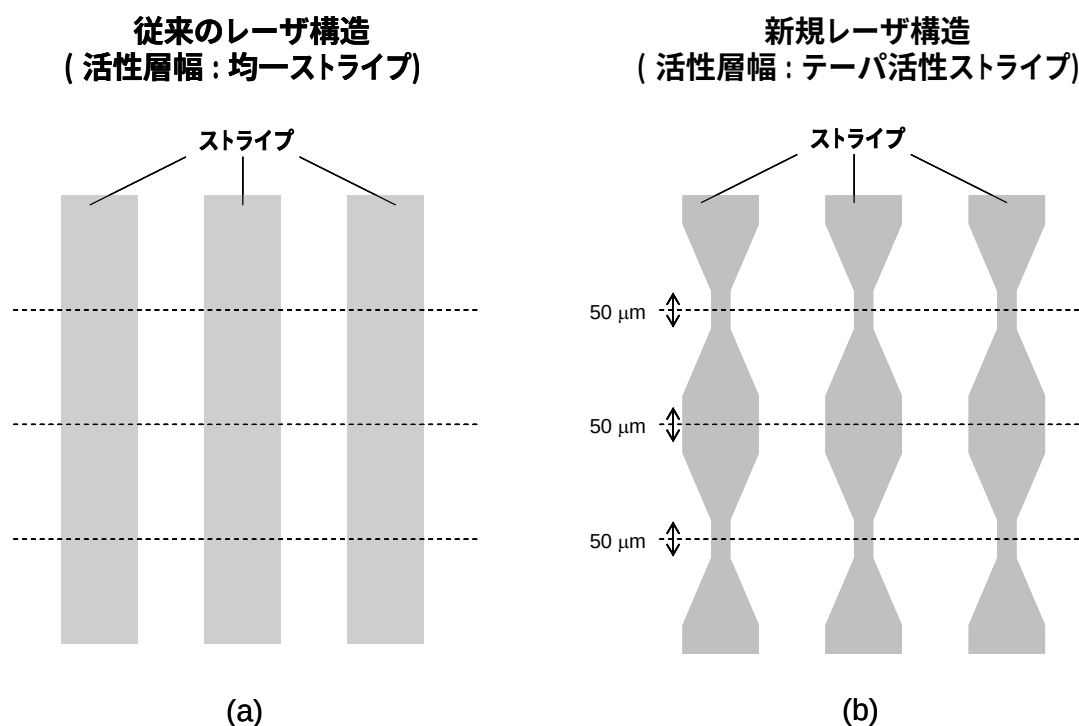


図 3-11. 活性層ストライプ構造
(均一ストライプ(a)とテーパ活性ストライプ(b))

3.6 レーザ特性結果

図 3-12(a)、(b)に $L=300\ \mu\text{m}$ 、両端面へき開の素子の $W_R=1.6\ \mu\text{m}$ における電流－光出力特性、水平、垂直方向の代表的な遠視野像 (Far Field Pattern : FFP) をそれぞれ示す。FFP 特性に関しては、 $25\ ^\circ\text{C}$ における光出力 $5\ \text{mW}$ 時の測定結果を表している。FFP の放射角は、水平方向、垂直方向でそれぞれ 12.7 度、 13.4 度であり、水平、垂直いずれにおいてもサイドピークが見られない単峰性に優れた狭放射角特性が観測された。スポットサイズとしては、水平方向(垂直方向)において $2.4\ \mu\text{m}(2.2\ \mu\text{m})$ である。また、しきい値電流 (I_{th})、スロープ効率(S_d)としては、 $12.9\ \text{mA}$ 、 $0.43\ \text{mW/mA}$ が得られ、従来の均一ストライプと同等の値が実現できた。図 3-12 の結果から、テーパ状のストライプ導入による導波路損失に伴うしきい値電流の増大や効率の低下は特に見られていないと考

えられる。

次に、 $L=300\text{ }\mu\text{m}$ 、両端面へき開、 $W_R=1.6\text{ }\mu\text{m}$ の素子の $25\text{ }^\circ\text{C}$ 、連続動作での I_{th} 、水平方向における放射角のテーパ角度依存性を図 3-13(a)、(b)に示している。図 3-13 より、後端面のストライプ幅(W_R)の増加によって活性層体積は増加しているにもかかわらず、 I_{th} は 2 mA 程度低下する傾向にある。しかしながら、水平方向の放射角は、 4 度 増加する傾向が見られた。この結果は、 12 度 の狭放射角特性を得るためには、 I_{th} が増加しない程度に W_R を減少させることが重要であることを示している。

さらに、図 3-14 には、後端面のストライプ幅(W_R)が $1.6\text{ }\mu\text{m}$ と $2.6\text{ }\mu\text{m}$ の素子に関する水平方向の遠視野像特性の測定結果を示している。 $25\text{ }^\circ\text{C}$ 、光出力 5 mW 時の評価結果である。 $W_R=1.6\text{ }\mu\text{m}$ の素子においては、単峰性に優れた遠視野像であるが、 $W_R=2.6\text{ }\mu\text{m}$ の場合、主モードの横にサイ

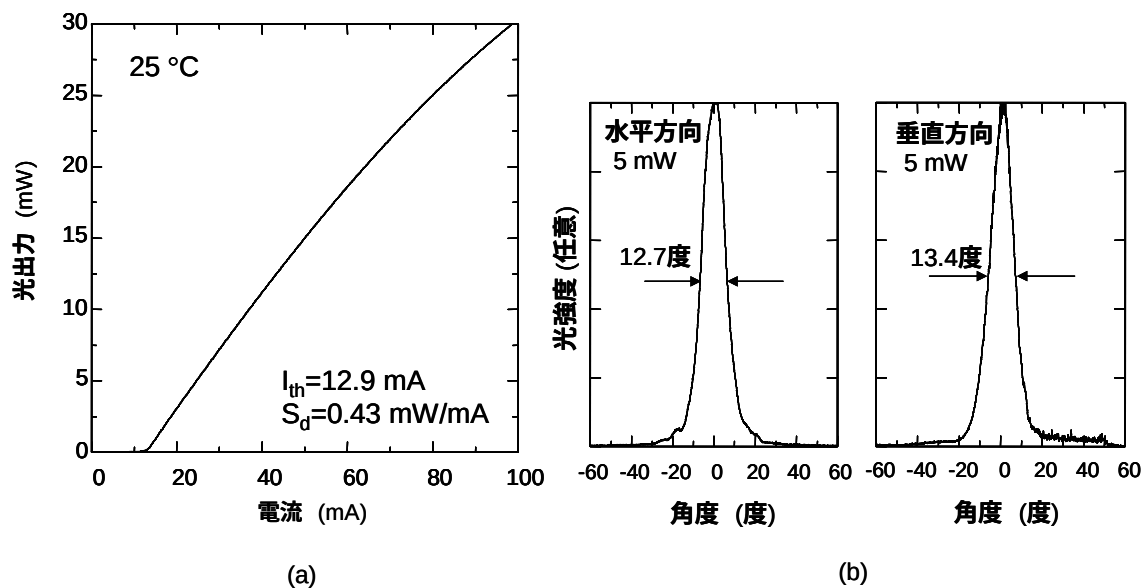


図 3-12. 作製したレーザの電流-光出力特性 (a)と遠視野像特性(b)

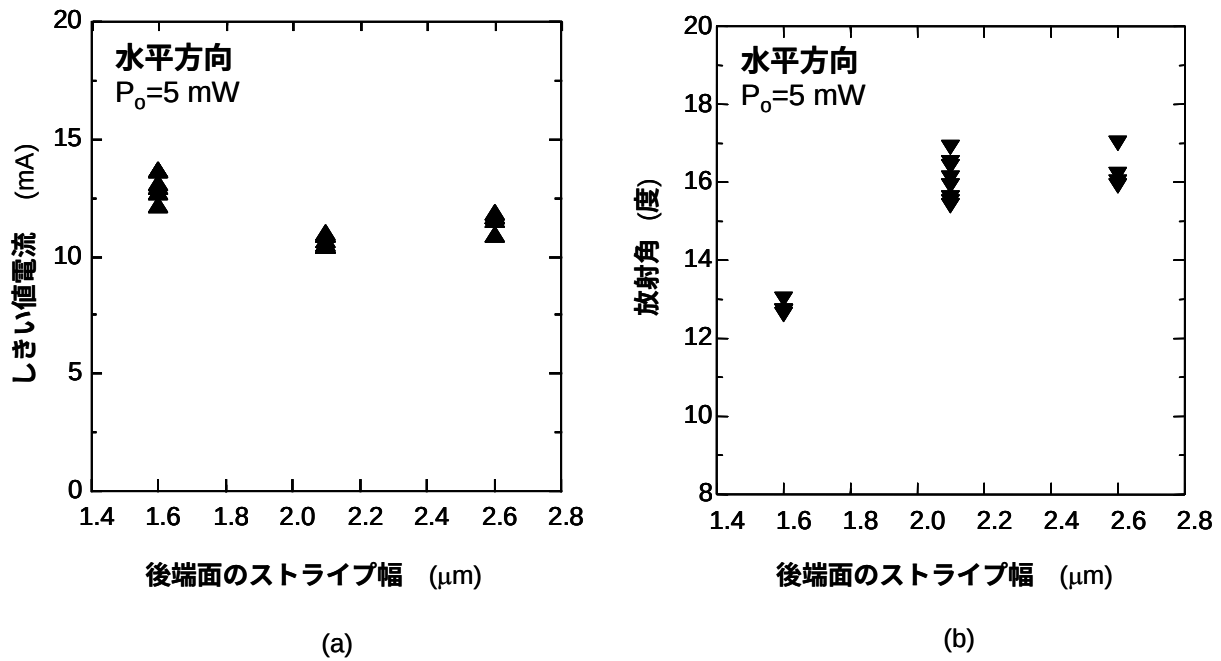


図 3-13. しきい値電流 (a)と水平方向の放射角(b)の後端面のストライプ幅依存性

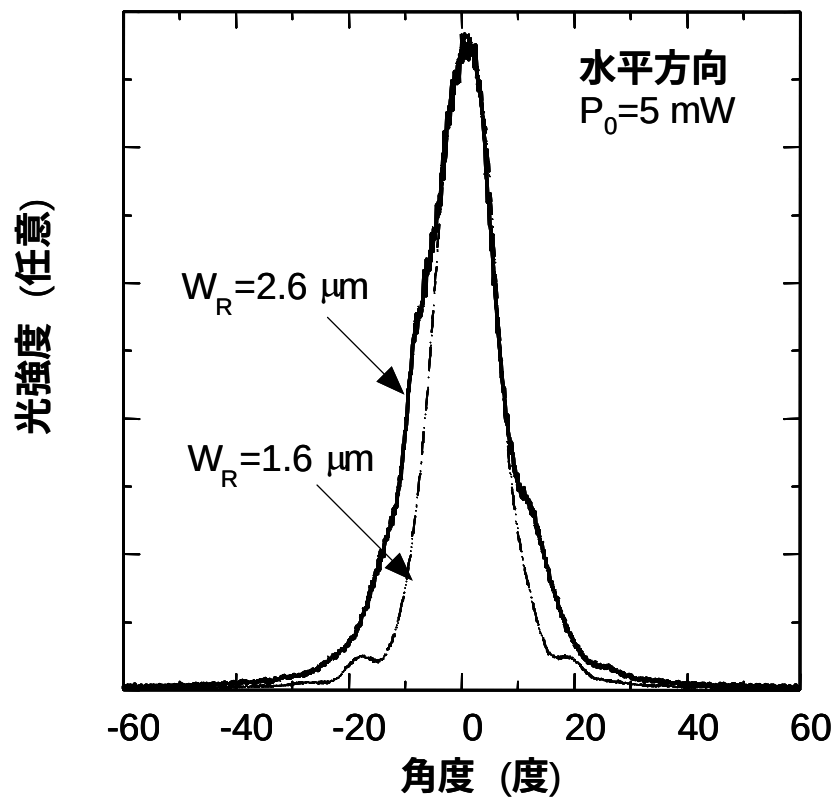


図 3-14. 遠視野像特性 ($W_R = 1.6 \mu\text{m}$, $W_R = 2.6 \mu\text{m}$)

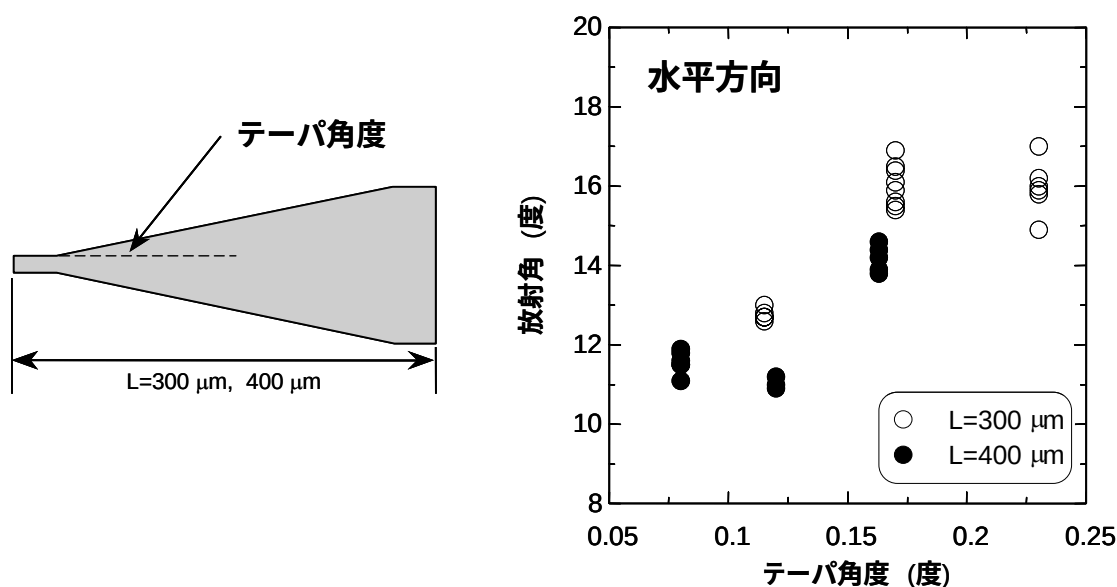


図 3-15. 水平方向の放射角のテーパ角度依存性

ドロップが観測されている。これは横モードのカットオフ幅が $2.1\ \mu\text{m}$ であることから、基本モードのみならず高次モードが観測されていることによると考えられる。

図 3-13(b)で示した後端面のストライプ幅の増大によって放射角が増加する現象に関して、異なる共振器長の素子においても図 3-13(b)と同様の評価を行った。図 3-15 には、共振器長が $300\ \mu\text{m}$ と $400\ \mu\text{m}$ の素子におけるテーパ形状に対するビーム放射角特性の評価結果を示している。縦軸は水平方向の放射角、横軸は図 3-15 の左図で定義されているテーパの角度を表している。図 3-15 よりテーパ角度の増加に従い放射角が増加する傾向があり、共振器長に関係なくテーパ角度自体に依存していることがわかった。したがって、狭いビーム放射角特性を実現するにはテーパ角度を小さくすることが重要であることを実験的に確認した。

最後に、 $W_R=1.6\ \mu\text{m}$ の素子における電流光出力特性の温度依存性を図 3-16 に示す。後端面には高反射コート(反射率 : 85 %)を施しており、共振器長は $400\ \mu\text{m}$ である。25 °C (85 °C)におけるしきい値電流(I_{th})、スロープ効率(S_d)として $I_{th}=6.9\ \text{mA}$ (33.8 mA), $S_d=0.62\ \text{mW/mA}$ (0.34 mW/mA) が得られ、アクセス系光源として必要となる 85 °C でのレーザ動作を確認した。

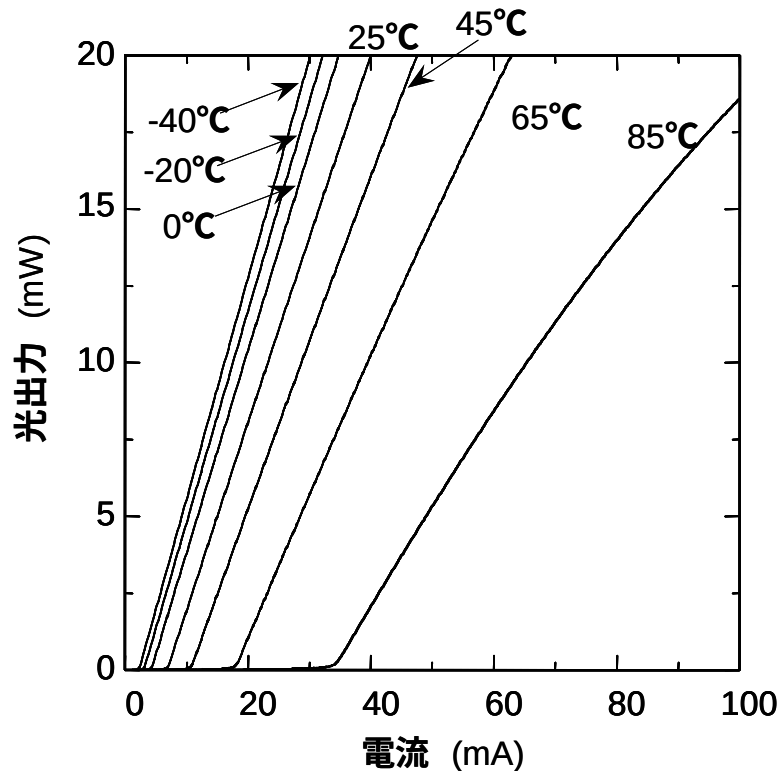


図 3-16. 電流-光出力特性の温度依存性

以上に述べた実験結果から、新規に提案したテーパ活性ストライプを有する半導体レーザが、狭放射角化に対して有効に機能することを明らかにした。

3.7 高温度特性改善に関する検討

アクセス系光ファイバネットワーク用光源として使用するには温度無調整動作が必要不可欠となるため、高温度時の低しきい値、高光出力動作が非常に重要となる。しかしながら、前節の検討では、85 °C において 34 mA 程度のしきい値電流であり、高温におけるしきい値電流の上昇が観測され、温度無調整動作を考慮した場合、高温高出力動作でのレーザ特性のさらなる改善が必要である。特に光通信用レーザとして一般的に用いられる InGaAsP 系は、AlGaAs 系と比較して伝導帯側のバンドオフセット(ΔE_c)が小さい[12]、オージェー過程による非発光再結合と価電子帯

間吸収が多い[13,14]などの理由からしきい値電流の増加が問題となる。表 3-1 は、通信用レーザに関してこれまで行われてきた低しきい値化に向けた設計指針を示したものである。大きく分けて以下に述べる 3 点が挙げられる。

1. 反射損失や内部損失などの損失項の低減 → 反射損失の低減には長共振器化や高端面反射化、内部損失の低減には結晶成長技術の高度化により材料自体の持つキャリアによる吸収損失を低減する必要がある。

2. 量子井戸構造の導入 → しきい値キャリア密度の低減や微分利得の増大のため、井戸層への歪の適用や量子井戸層の最適化が有効となる。

3. 新規材料の導入 → 前でも説明したが InGaAsP 系の場合、伝導帯の ΔE_c が小さいためキャリアのオーバーフローによる高温特性の劣化が顕著である。InGaAsP の組成波長により ΔE_c を変化させることが可能だが、より大きな ΔE_c を得るためには、InGaAsP 以外の新規材料の導入が必要である。

上記の 3 点により特に高温度時の低しきい値化の実現に関する報告がなされているが[15~17]、

表 3-1. 通信用レーザの低しきい値化に対する設計指針

手法	パラメータ	具体的内容	期待できる効果
損失項の低減	反射損失	長共振器化 端面反射率の向上	しきい値キャリア 密度の低減
	内部損失	結晶成長技術の高度化	
量子井戸構造 の導入	量子井戸数 (井戸層数)	井戸層数増大	しきい値キャリア 密度の低減
	歪の導入	圧縮歪、引っ張り歪の導入	微分利得の増大
新規材料の導入		伝導帯の ΔE_c の増大	しきい値キャリア 密度の低減

これは主に低しきい値化に着目した設計指針であり、本研究のようにビーム放射角などの光学特性を考慮したレーザの低しきい値化においては、表 3-1 に示したアプローチ以外の新たな設計手法が必要となる。しきい値キャリア密度の低減には、電子の閉じ込めと光子の閉じ込めの両方を考慮する必要がある。2.4 でも述べたが、電子を井戸層内に効率よく閉じ込めるには、井戸層と障壁層間の伝導帯側のバンドオフセットを大きくする必要があり、障壁層の組成波長の短波長化が有効な手段となる。また、障壁層の組成波長は光強度分布にも大きく影響を及ぼし、狭いビーム放射角特性を実現するためには、障壁層の組成波長の短波長化が有効であることを 3.3 で述べた。一方、光子の閉じ込めについては、井戸層と障壁層間の伝導帯側のバンドオフセットの他に井戸層数や導波路層厚などの他の構造パラメータが関係してくる。

本節では、しきい値キャリア密度の低減に向け、活性層の井戸層のみならず導波路層までを考慮した活性層構造の検討をテーパ活性ストライプ型半導体レーザにおいて行い、高温におけるレーザ特性改善に関して新たな手法を明らかにしたので以下に説明を行う。

まず、高温におけるしきい値電流、光出力特性の改善に向けたアプローチについて説明する。図 3-17 は活性層と光導波路層からなる導波路領域における伝導帯側のバンドダイアグラムと光強度分布を表したものである。図 3-17 (a)の着色部分は活性層における井戸層内の光閉じ込め、図 3-17 (b)の着色領域は活性層と光導波路層を合わせた導波路領域における光閉じ込めを示してい

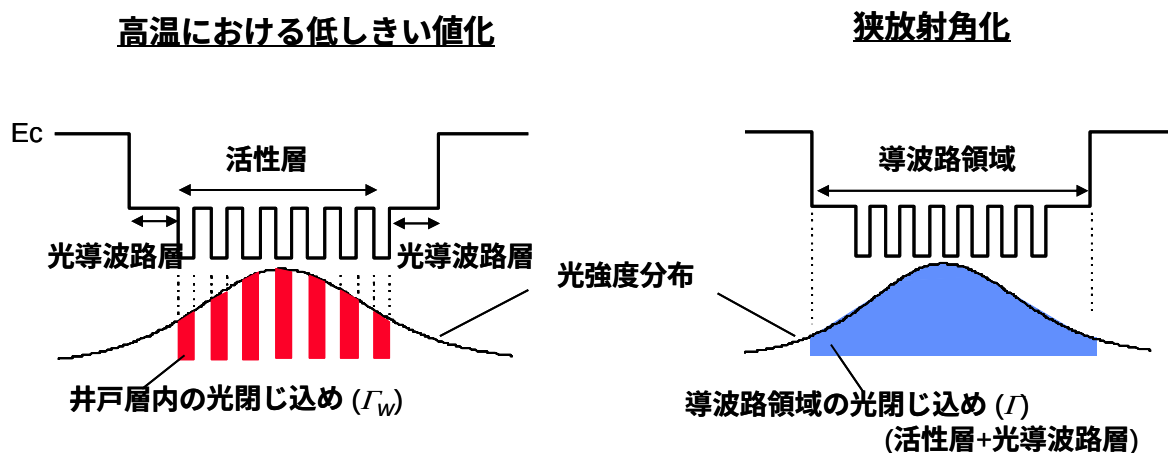
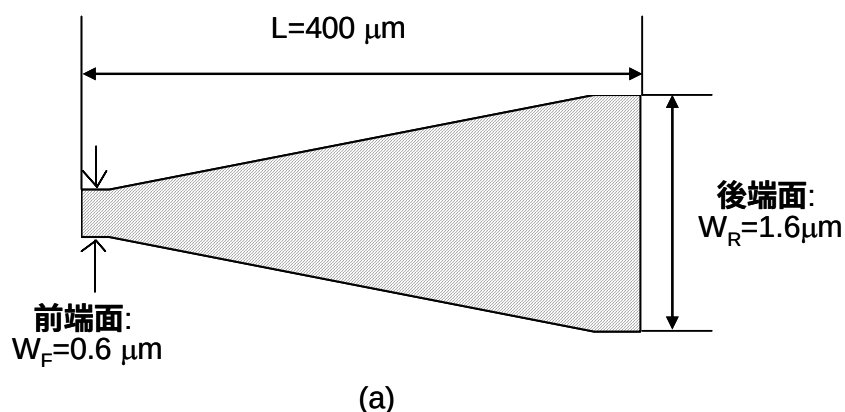


図 3-17. 高温における特性改善のアプローチ

る。

しきい値電流は、材料利得と光閉じ込め係数の積であるモード利得によって決定されるため、井戸層内の光閉じ込めに強く依存する。高温におけるしきい値電流の改善には、井戸層数の増大に伴う光閉じ込めの増加が有効となる。井戸層内の光閉じ込めの増大によってモード利得が増加し、しきい値電流密度が低減され、その結果、井戸層内からの注入キャリアのオーバーフローが抑制され、高光出力化にも有効となる。

一方、放射角は活性層と光導波層、さらにはクラッド層の全体を含めた電界分布が直接関与するため、活性層と光導波層を合わせた導波路領域全体における光閉じ込めを考慮する必要がある。一つの有効な手段として、光導波路層厚の低減が考えられ、この光導波路層厚の低減によっ



タイプ	N_w (ペア)	d_{wg} (nm)	活性領域 の膜厚 (nm)	実効 屈折率	備考
A	5	180	250	3.31	従来
B	5	120	190	3.32	$d_{SCH} \downarrow$
C	7	120	222	3.33	$N_w \uparrow$ $d_{SCH} \downarrow$

d_{wg} : トータルの光導波路層厚
(b)

図 3-18. テーパストライプの鳥瞰図(a)と検討に用いたデバイス構造一覧(b)

て、導波路領域の光閉じ込めを低減できることから、電界分布を広げることが可能となり、スポットサイズが拡大されることになる。

以上のことから、高温における低しきい値、かつ狭放射角特性を実現するためには、井戸層数を増大させることによって井戸層内の光閉じ込め係数を増加させる一方、光導波路層厚に関しては薄膜化し、導波路領域の光閉じ込め係数を低減するといった構造設計が有効になると考えられる。そこで、今回は以上述べた観点から活性層構造の検討を実施した。

図 3-18(a)はテーパ活性ストライプの鳥瞰図を示している。活性層ストライプは後端面から前端面にかけて直線上に狭くなるテーパストライプ状としている。前端面のストライプ幅は、 $0.6\ \mu\text{m}$ 一定とし、後端面のストライプ幅に関しては、テーパ角度依存性を検討するために、 $1.6\ \mu\text{m}$, $2.1\ \mu\text{m}$,

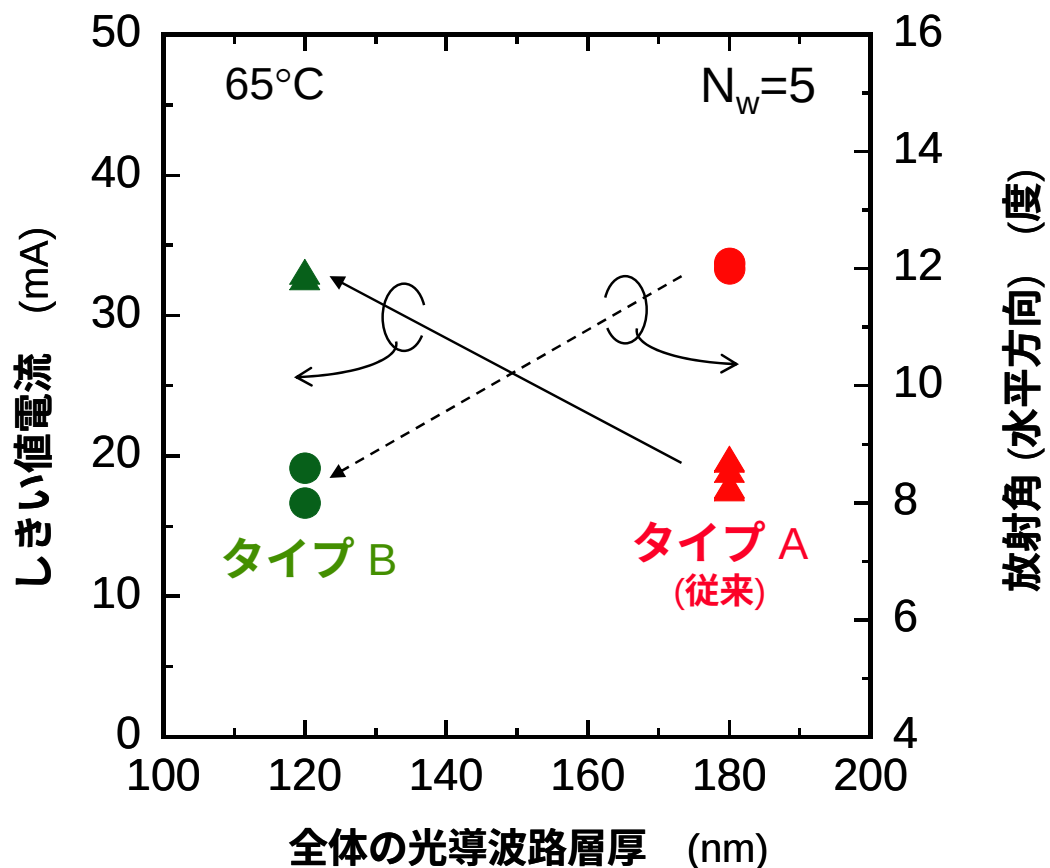


図 3-19. しきい値電流と放射角の光導波路層厚依存性

2.6 μm としている。また、共振器長は 400 μm 、前端面は劈開、後端面は高反射コートを施している。さらに図 3-18(b)に示すように今回は 3 タイプのレーザについて検討を行った。いずれにおいても井戸層数(N_w)および、n 側と p 側におけるトータルの光導波路層厚(d_{wg})について示してある。タイプ A は、 $N_w=5$ 、 $d_{wg}=180\text{ nm}$ で前節にて検証し、狭放射角特性を確認した構造である。一方、タイプ B はタイプ A と比較して N_w は同じであるが、 d_{wg} を薄膜化した構造である ($N_w=5$ 、 d_{wg} : 180→120 nm)。さらにタイプ C は、 N_w は増大しているが、 d_{wg} は薄膜化した構造である ($N_w=5\rightarrow7$ 、 d_{wg} :180→120 nm)。井戸層、障壁層、光導波路層を合わせた活性領域の膜厚は、タイプ A、B、C においてそれぞれ 250 nm、190 nm、222 nm である。一方、式(3.5)を用いて算出した活性領域の実効屈折率は、3.31、3.32、3.33 であり、タイプ A、B、C においてほぼ同一の値である。

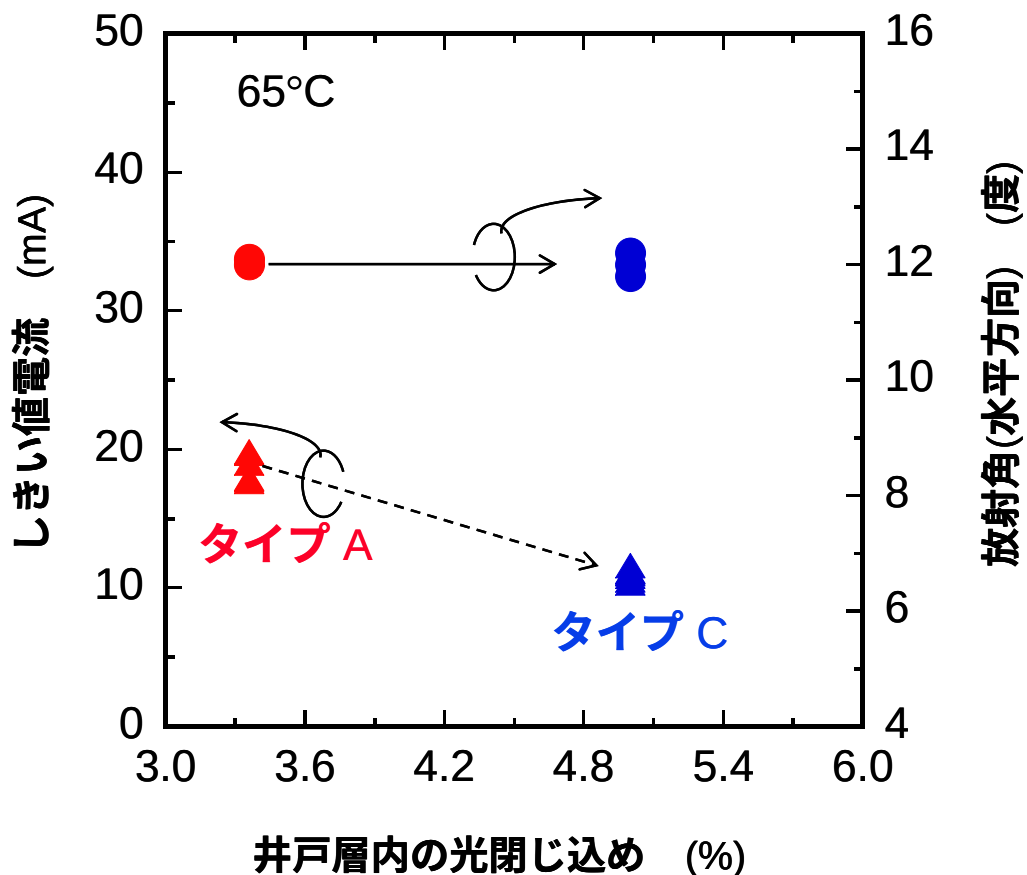


図 3-20. しきい値電流と放射角の井戸層内光閉じ込め依存性

図 3-19 にタイプ A、タイプ B におけるしきい値電流(I_{th})、および放射角(水平方向)の全体の光導波路層厚依存性を示す。いずれのサンプルも 65 °C において測定したものである。放射角に関しては、 d_{wg} の減少による活性層と光導波路層からなる導波路領域の光閉じ込め係数の減少によって、12 度(タイプ A)から 8 度(タイプ B)と狭放射角化が実現されている。しかしながら I_{th} は、20 mA(タイプ A)から 32 mA(タイプ B)へと逆に増加する結果となった。この I_{th} の増大は、タイプ B において d_{wg} を薄膜化することによって InP クラッド層へ光の染み出しが大きくなり、井戸層内の光閉じ込めも低減したこと起因していると考えられる。

さらに図 3-20 にタイプ A、タイプ C におけるしきい値電流と放射角の井戸層内の光閉じ込め依

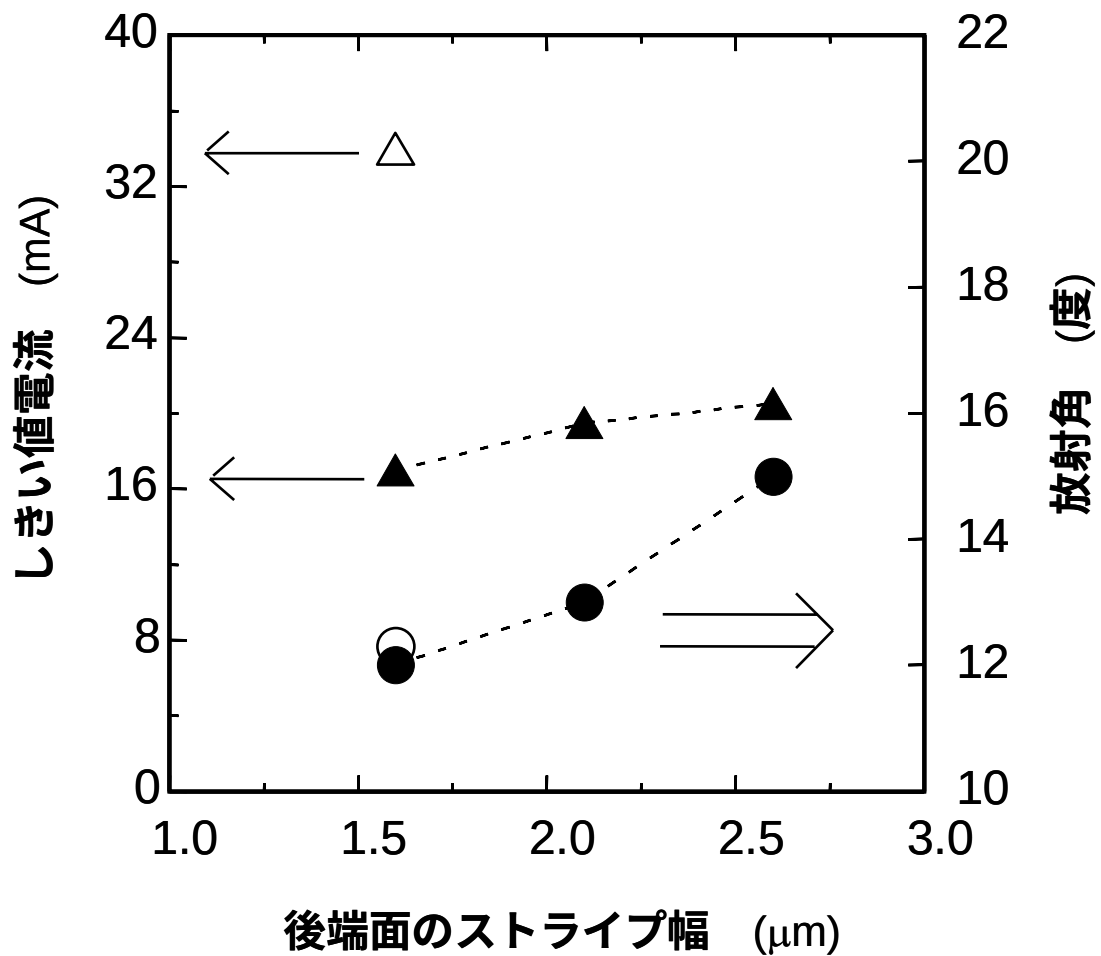


図 3-21. しきい値電流と放射角の後端面のストライプ幅依存性
(△、○ : タイプ A、▲、● : タイプ C)

存性を示す。タイプ C は前述したように前節で検討した構造であるタイプ A と比較して、 N_w は増加、 d_{wg} は減少させた構造である。 I_{th} については、 N_w の増大による Γ_w の増加によって 20 mA から 10 mA と低しきい値特性が実現できた。一方、放射角はタイプ C と同程度の 12 度が得られた。 Γ_w の増加にもかかわらず狭放射角特性が得られたのは、井戸層数の増大と光導波路層厚の薄膜化によって導波路領域の光閉じ込めを同程度にし、タイプ A と同等の光強度分布とすることが可能となったためと考えられる。

図 3-21 にタイプ C の素子の 85 °C におけるしきい値電流、放射角(水平方向)の後端面のストライプ幅依存性を示す。 I_{th} は $W_R=1.6 \mu m$ では 18 mA であるが、 $W_R=2.6 \mu m$ では 20 mA と W_R の増加

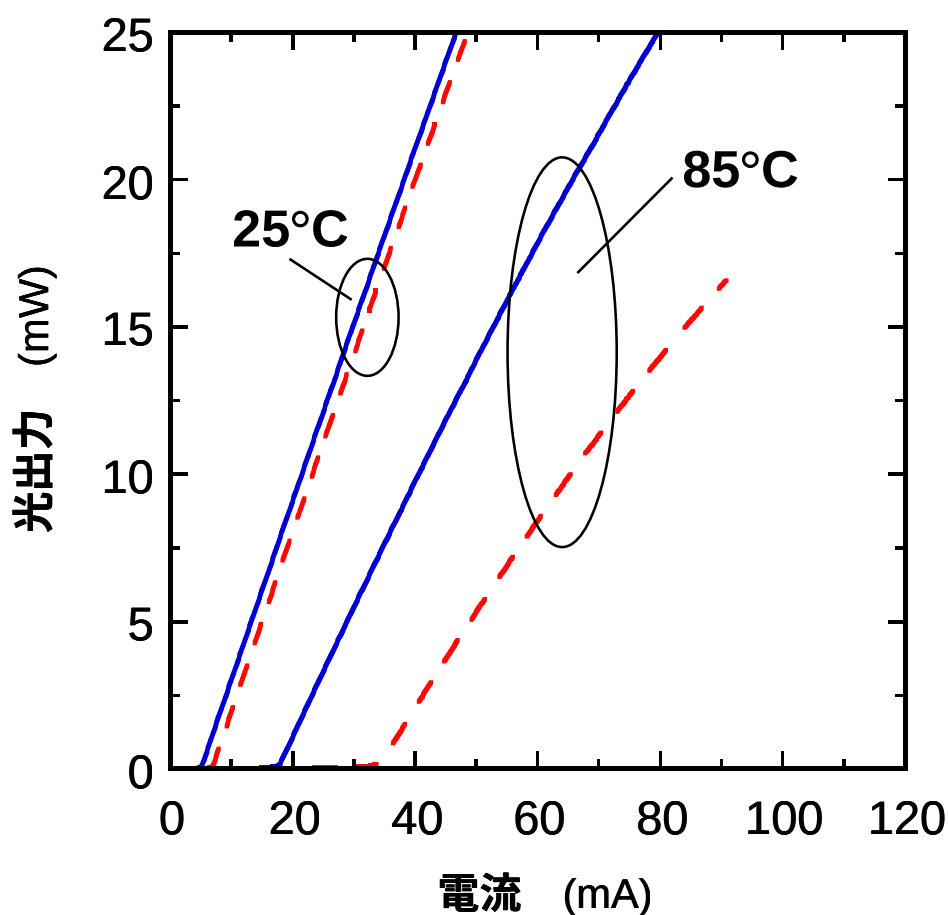


図 3-22. 電流－光出力特性の温度依存性
(実線：タイプ C、点線：タイプ A(従来))

にともなって 2 mA 程度上昇する傾向にある。これは活性層体積の増加によるしきい値電流の上昇に起因するものであると考えられる。一方、放射角は、 $W_R=1.6\ \mu\text{m}$ では 12 度程度の放射角であるのに対し、 W_R の増大とともに 3 度程度増加する結果となった。この放射角の増大は、図 3-12 で説明したように W_R の増大つまりテーパ角度の増大によって、主モードの横にサイドローブが発生していることに起因していると考えられる。

以上の結果から、狭放射角化にはしきい値電流が増加しない程度にテーパ角度を減少させることが有効であり、今回の検討では $1.6\ \mu\text{m}$ の後端面のストライプ幅が最適値であることがわかった。

図 3-22 に $25\ ^\circ\text{C}$ 、 $85\ ^\circ\text{C}$ において測定したタイプ A とタイプ C の電流-光出力特性の温度依存性を示す。 $25\ ^\circ\text{C}$ でタイプ A とタイプ C を比較すると、 I_{th} 、スロープ効率ともに同程度の特性が得られている。しかしながら $85\ ^\circ\text{C}$ ではタイプ C において大幅な特性改善が見られ、しきい値電流 $17.6\ \text{mA}$ 、スロープ効率 $0.44\ \text{mW/mA}$ とタイプ A に比べて低しきい値、高スロープ効率が実現できた。これは、5 層から 7 層と井戸層数を増大させることによって 1 層あたりのしきい値キャリア密度を低減することが可能となり、高温($85\ ^\circ\text{C}$)におけるしきい値電流の低減とスロープ効率の増加が実現できたと考えられる。また、光出力 $5\ \text{mW}$ 、 $10\ \text{mW}$ 時のバイアス電流としてはそれぞれ $28\ \text{mA}$ 、 $40\ \text{mA}$ であり、これまで報告されている狭放射角特性を有するレーザと比較して低しきい値、高効率特性を実現した。これは、本構造がビーム変換導波路を集積していないために導波路部分での付加的な損失が無いことによると考えられる。

図 3-23 にタイプ C における遠視野像の光出力(P_0)依存性を示す。これは $25\ ^\circ\text{C}$ において、 $P_0=5\ \text{mW}$ から $20\ \text{mW}$ まで測定したものである。光出力の変化に対しても水平、垂直方向ともにモードの安定性が確認されており、水平、垂直方向ともに $12\sim 14$ 度の放射角特性が実現されていることがわかる。

さらに ATC フリー動作を考慮した場合、環境温度の変化に対して安定した光ファイバとの結合特性が必要であるため、広温度範囲における安定した遠視野像特性の実現が必要となる。図 3-24 に $-40\ ^\circ\text{C}$ から $85\ ^\circ\text{C}$ まで測定した遠視野像特性の温度依存性を示す。低温から高温の広い範囲にわたって水平、垂直方向ともに安定した遠視野像が得られていることがわかる。また、水平、垂直方向において $11\sim 12$ 度、 $13\sim 14$ 度のほぼ一定した放射角特性が実現できた。

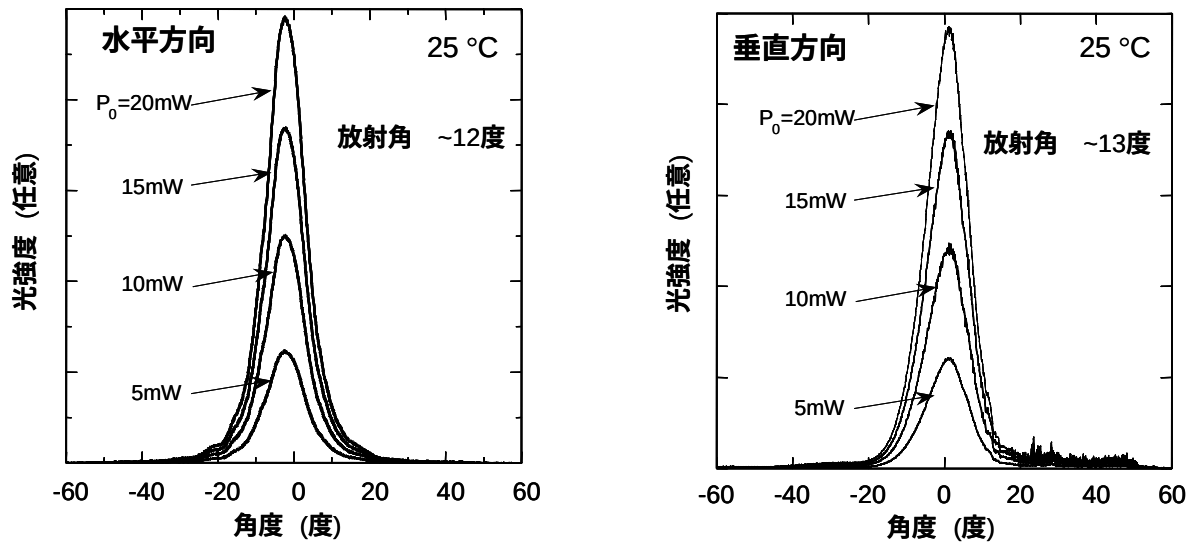


図 3-23. 遠視野像の光出力依存性

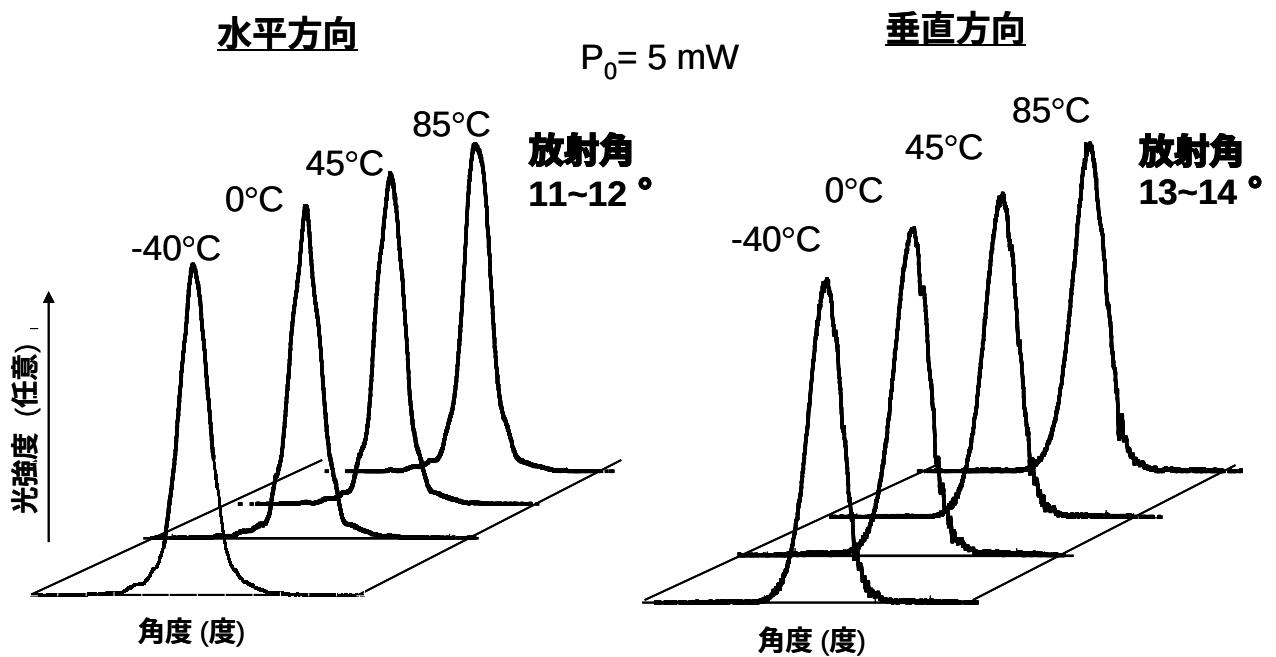


図 3-24. 遠視野像の温度依存性

3.8 直接結合特性

次に本研究で作製したテーパ活性ストライプ型レーザの単一モード光ファイバとの直接結合特性に関して説明する。

図 3-25 には、軸ずれに対する結合特性のシミュレーション結果を示している。これはレーザの水平方向のずれ量に対する結合特性である。半導体レーザのビーム形状をガウスビームで近似し(スポットサイズ: $3\mu\text{m}$)、コア径 $10\mu\text{m}$ の単一モードファイバとの結合特性について式(3.3)を用いて計算した結果であり、レーザとファイバ間の距離は $0\mu\text{m}$ とした。横軸はレーザとファイバと

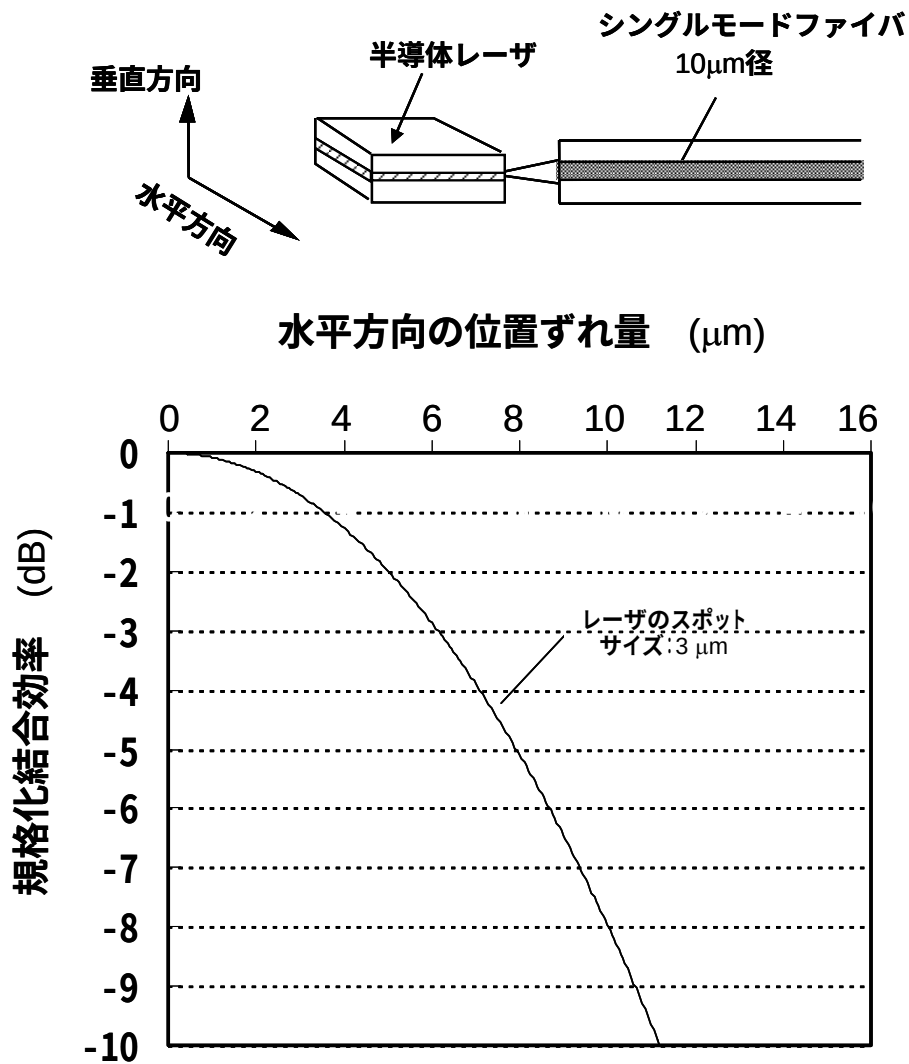


図 3-25. 直接結合の水平方向のずれ量依存性(計算結果)

のずれ量、縦軸は水平方向のずれ量がゼロの時を 100 %とし、位置ずれが生じた場合の結合効率をデシベル(dB)で表示したものである。結合効率が 1/2 となる 3 dB ダウン許容量としては $6.0\ \mu\text{m}$ であることがわかる。実際に測定した単一モードファイバとの直接結合特性の結果を図 3-26 に示している。横軸は図 3-25 と同様にレーザとファイバとのずれ量であるが、縦軸は光ファイバとの結合後の光出力をレーザの端面から出射される光出力で割ってデシベル表示したものである。放射角が 30 度程度である従来の均一ストライプ型レーザでは、-9 dB つまり 12 %の最大結合効率であるのに対し、テーパストライプを有する本構造のレーザでは、最大-4.7 dB つまり 33 %の高い結合効率を得られ、-3 dB ダウンのトレランス量としても $\pm 3.0\ \mu\text{m}$ が実現できた。図 3-25 でのシミュレーション結果での-3 dB ダウンのトレランス量 $6.0\ \mu\text{m}$ に対して、実験結果は $3.0\ \mu\text{m}$ と差異が見られているが、これはレーザが埋め込み構造のためビーム形状は正確にはガウス分布ではない

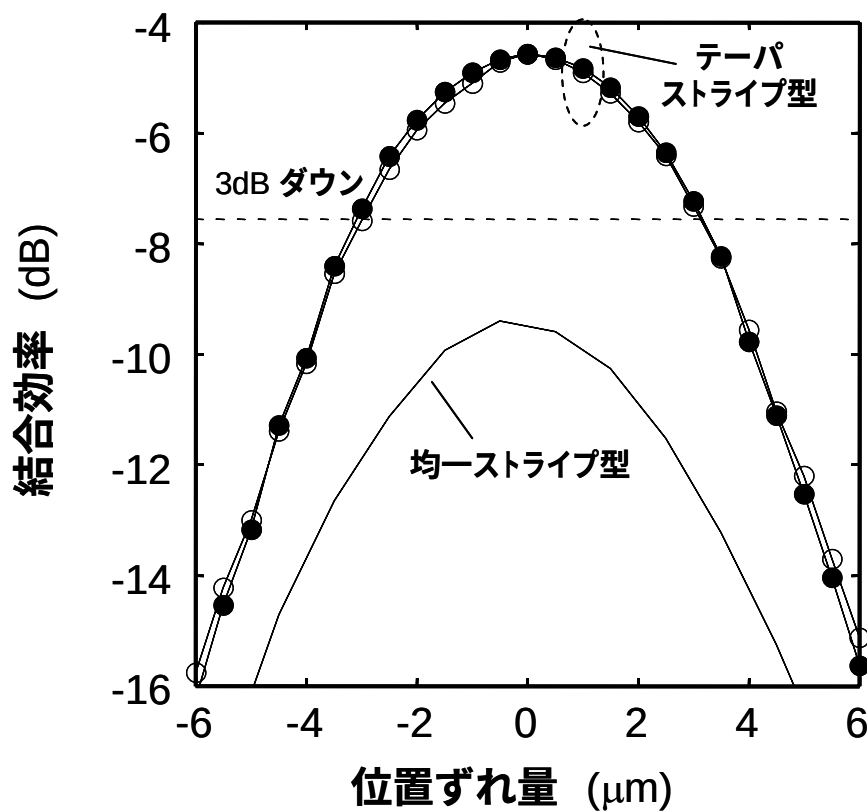


図 3-26. 直接結合のずれ量依存性(実験結果)
(●:水平方向、○:垂直方向)

こと、レーザとファイバにおいて角度ずれが起きているなど複数の要因が起因していると考えられる。

次にz軸方向、つまりレーザとファイバとの距離に関する結合特性のシミュレーション結果を図3-27、図3-28に示している。z軸方向に光軸ずれが生じた場合のレーザとファイバの結合特性は式(3.6)のように表すことができる[10]。

$$\eta = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{\omega_f}{\omega_x} + \frac{\omega_x}{\omega_f}\right)^2 + \frac{\lambda^2 z_1^2}{\pi^2 \omega_x^2 \omega_f^2}}} \cdot \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{\omega_f}{\omega_y} + \frac{\omega_y}{\omega_f}\right)^2 + \frac{\lambda^2 z_1^2}{\pi^2 \omega_y^2 \omega_f^2}}} \quad (3.6)$$

ここで、 z_1 はレーザとファイバとの距離、 λ は入射した光の波長、 ω_x と ω_y は半導体レーザの水平方向と垂直方向のスポットサイズ、 ω_f は単一モード光ファイバのスポットサイズである。

図3-27は、半導体レーザのスポットサイズを2 μm 、3 μm 、4 μm とした場合のシミュレーション結果であり、横軸はレーザの出射端面とファイバとの距離、縦軸は結合効率を表している。レーザとファイバ間の距離が0 μm の時、レーザのスポットサイズが異なる場合、結合特性においては大きな差異が見られている。図3-2で説明したようにレーザのスポットサイズが、光ファイバのスポットサイズの10 μm に近づくにつれ、結合効率が向上している。一方、レーザとファイバ間距離に対する結合効率に関しては、50 μm まで距離を変化させてもほとんど変化が見られていない。

図3-28は、レーザの出射端面とファイバとの距離zにおける結合効率(η_z)をレーザとファイバとの距離がゼロの時の結合効率(η_0)で規格化した規格化結合効率(η_z/η_0)を表している。レーザと光ファイバとの距離を50 μm としてもレーザのスポットサイズの大きさに関わらず、4 %程度の結合効率の劣化であることがわかった。図3-29には本研究のレーザ素子が搭載された表面実装型光モジュールの概観図とレーザ素子の走査型電子顕微鏡(SEM)像を示している。アライメント認識を用いた実装技術によってレーザと光ファイバとの距離を15 $\pm$ 5 μm の精度で実装可能であるため、レーザとファイバ間の位置ずれに対する結合効率の低下は非常に小さいことがわかる。

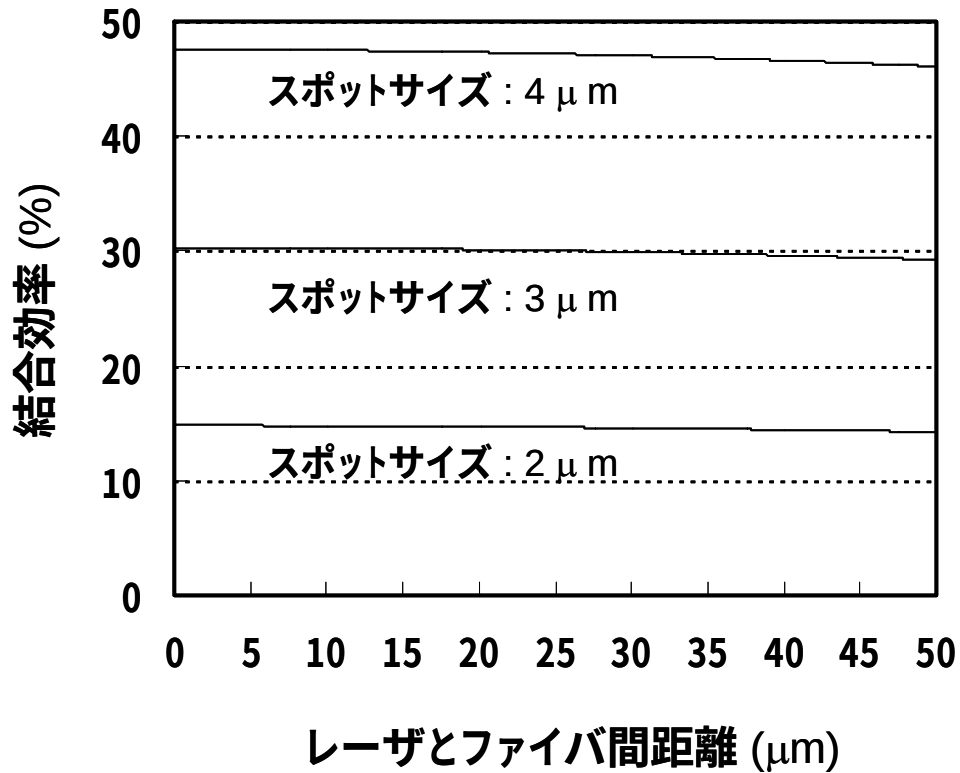


図 3-27. 直接結合特性のレーザと光ファイバ間距離依存性 1(計算結果)

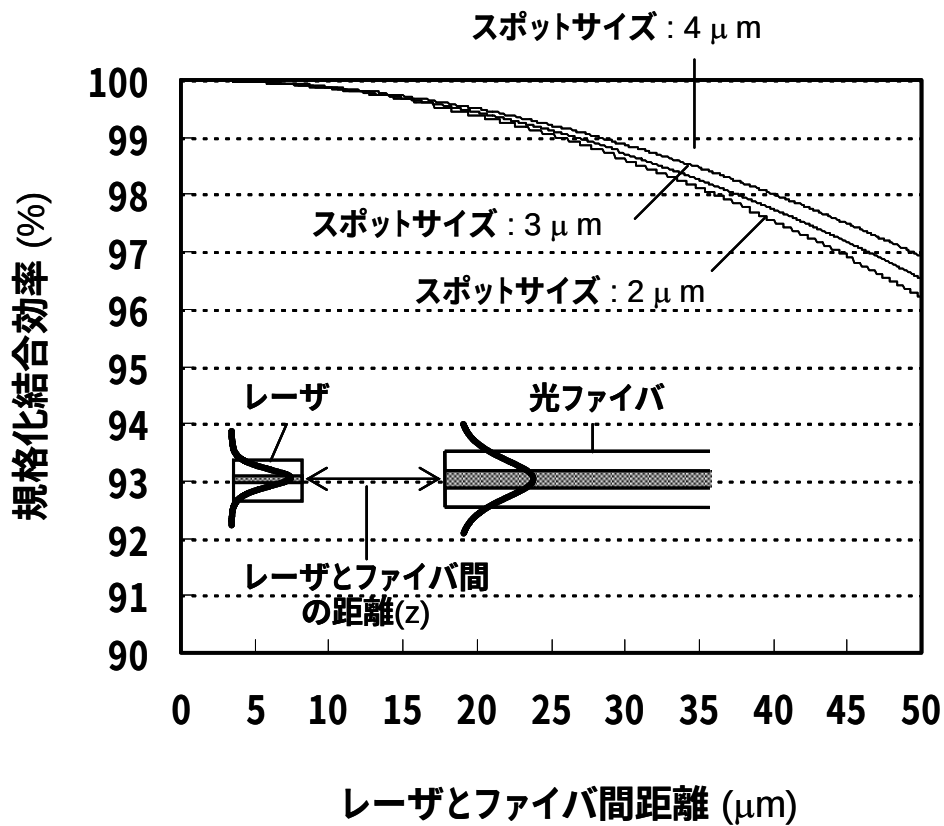


図 3-28. 直接結合特性のレーザと光ファイバ間距離依存性 2(計算結果)

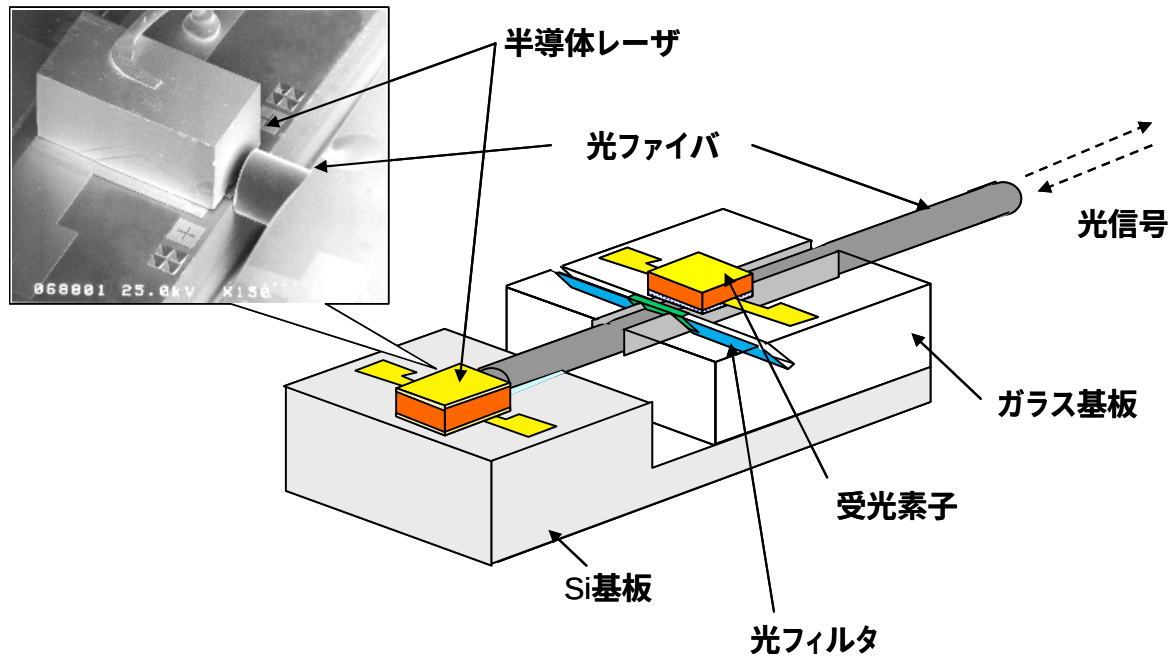


図 3-29. 表面実装型光モジュールの概観図とレーザチップの SEM 像

3.9 均一ストライプ型レーザとの比較

3.9.1 電流－光出力特性

狭放射角特性を目的としたスポットサイズ変換レーザにおいては、付加的な導波路が形成されているために共振器内部において反射が発生し、複合共振器モードやリップル等などのスペクトル特性の劣化が報告されている[19]。そこで、新規に提案したテーパ活性ストライプレーザにおいてテーパ形状導入によるしきい値電流や光出力、さらにはスペクトル特性に影響を及ぼすことが懸念される。そこで、レーザ特性やスペクトル特性などについて、均一ストライプ型レーザとの比較を実施したので説明を行う。

図 3-30 は、テーパストライプ型と均一ストライプ型における電流-光出力特性と遠視野像特性を示している。テーパ活性ストライプ型については、前端面および後端面のストライプ幅をそれぞれ、 $0.6\ \mu\text{m}$ 、 $1.6\ \mu\text{m}$ 、共振器長 $400\ \mu\text{m}$ 、井戸層数 7 としている。一方、均一ストライプ型に関しては活性層体積を一定とするために、ストライプ幅を $1.1\ \mu\text{m}$ 一定、共振器長を $400\ \mu\text{m}$ とした。

図 3-30 よりテーパストライプ型（均一ストライプ型）における水平方向の放射角が 12 度（20

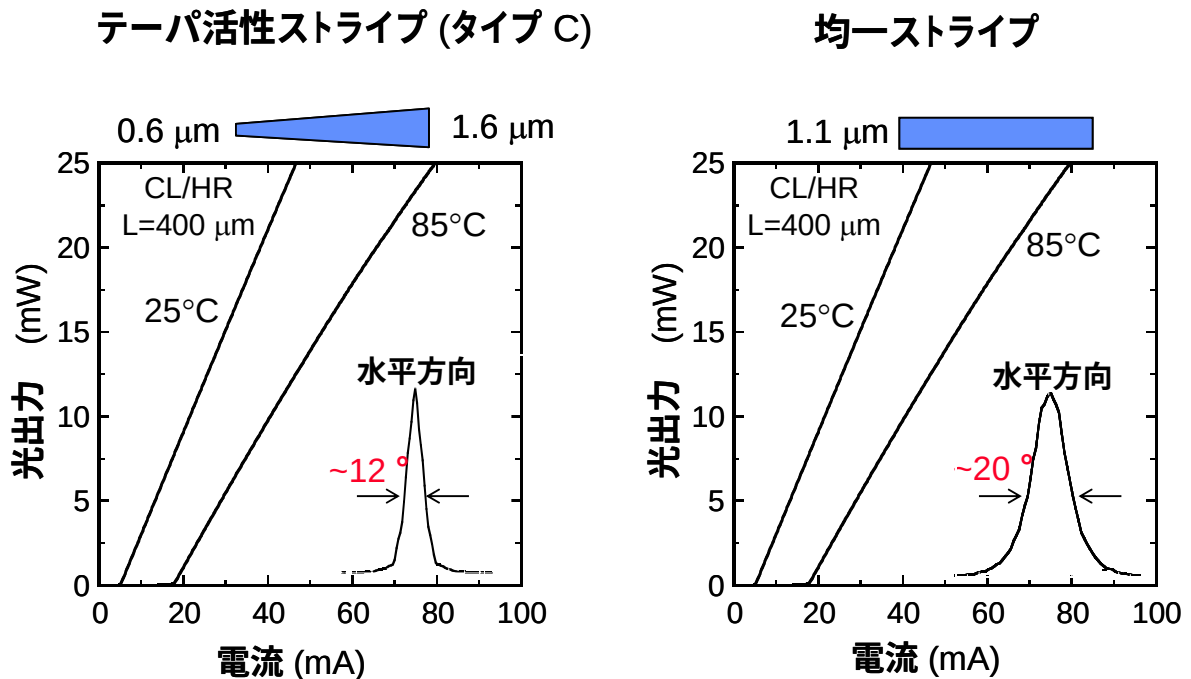


図 3-30. 電流-光出力特性（テーパ活性ストライプと均一ストライプ）

度）であり、テーパストライプの導入によって、60 %に低減されていることがわかる。一方、電流-光出力特性に関しては、テーパストライプ、均一ストライプ型ともに 85 °C において、18 mA、0.45 mW/mA と同程度のしきい値電流、スロープ効率が得られた。

以上の結果から、本構造におけるテーパ活性ストライプの導入は、しきい値電流、スロープ効率などのレーザ特性を劣化させることなく、狭放射角特性を実現可能であることを確認したと言える。

3.9.2 スペクトル特性

次に、テーパ活性ストライプ型レーザのスペクトル特性を図 3-31 に示す。これは 25 °C、バイアス電流 50mA における測定結果である。比較のために、図 3-31 には均一ストライプ型に関しても同一駆動条件でのスペクトル特性を示している。いずれの素子も発振スペクトルが 1330 nm 付近にあり、モード跳びなどの見られないスペクトル特性が得られている。この結果から、今回検討したテーパ活性ストライプ型が、均一ストライプ型と同程度のスペクトル特性を持っているこ

とが明らかとなった。また、スポットサイズ変換導波路を集積化した構造に見られるような複合共振器モードやリップル等は観測されないことがわかった[19,20]。これは、今回検討したテーパ活性ストライプ型がスポットサイズ変換用の導波路を集積化せずに、共振器全体にわたるテーパ構造を導入したことによるものと考えられる。

3.10 長期信頼性結果

作製したテーパ活性ストライプ型狭放射角レーザをアクセスネットワークシステムに適用するためには、長期にわたる高い信頼性を保証する必要がある。本構造は、テーパ状の活性ストライプを導入しているため、このようなテーパ活性ストライプが長期信頼性にどのような影響を及ぼすかを調べる必要がある。図 3-32 は、85 °C、光出力 10 mW、光出力が一定な APC (Automatic Power control) 動作において 15 個の素子を評価したものである。テーパストライプは、前端面および後端面のストライプ幅がそれぞれ、0.6 μm 、1.6 μm であり、共振器長 400 μm 、井戸層数 7 である。

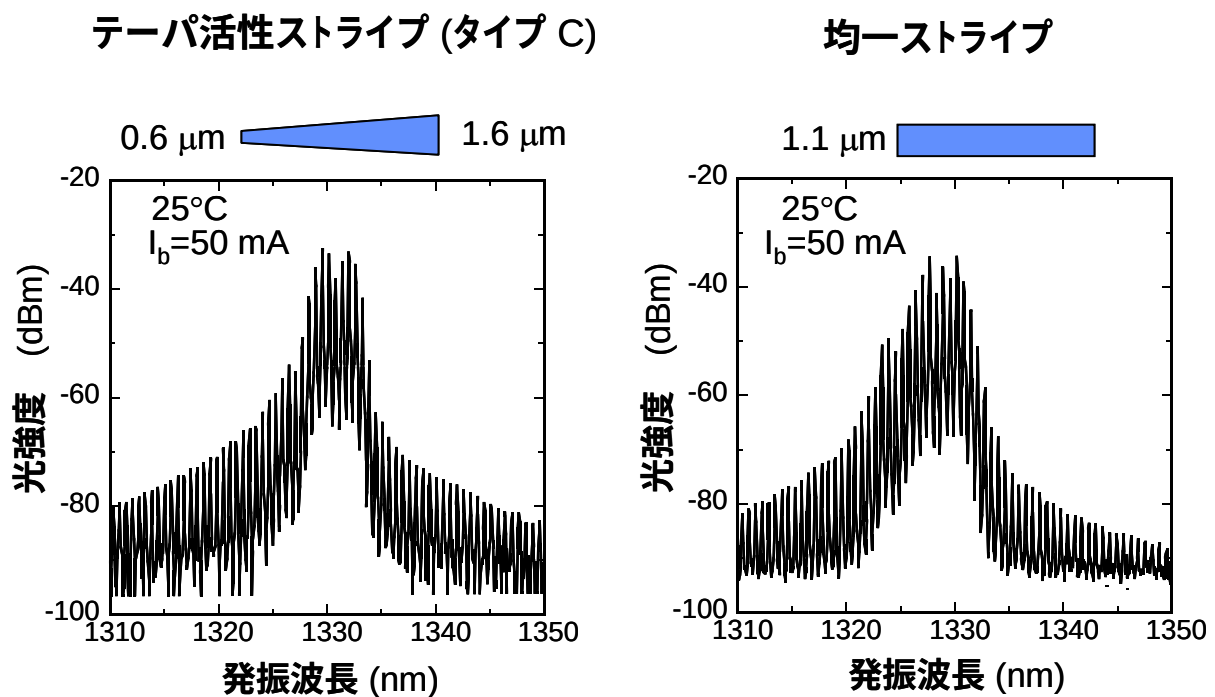


図 3-31. 発振スペクトル特性 (テーパ活性ストライプと均一ストライプ)

いずれの素子においても、劣化なく 2000 時間以上の信頼性が実現できている。また、駆動電流が初期値の 1.5 倍となった時点を寿命とした場合、25 °C において 10^6 時間以上の推定平均寿命 (Mean Time To Failure : MTTF) を確認できた。

以上から、通常の均一ストライプ型と同等の信頼性結果が実現でき、光通信用のデバイスとして十分に高い長期信頼性を保証できることを実証した。

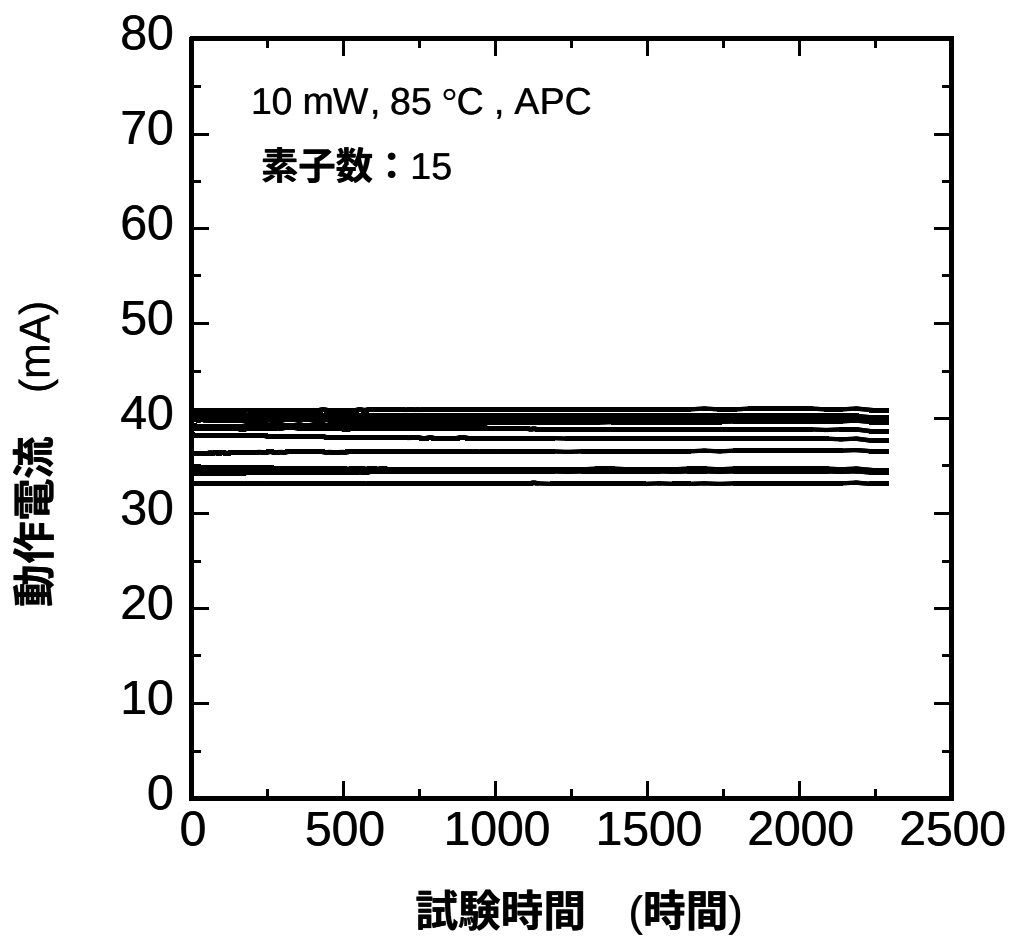


図 3-32. 長期信頼性試験

3.11 第3章のまとめ

本章では、光ファイバネットワークのアクセス系への適用を目的として、付加的なビーム変換領域を必要とせず、通常の光通信用半導体レーザと同一のプロセスで作製可能となる水平テーパ状の活性ストライプを有する半導体レーザを新たに提案した。1.3 μm 帯半導体レーザに適用し、活性層構造について検討を行い、以下の結果を得た。

1. 活性層領域自体にテーパ導波路構造を有するテーパ活性層型レーザにおいて、光ファイバとの直接結合特性の向上に向けたテーパ形状の検討を行い、ビーム放射角12度（従来の1/3）を得るとともに、85 $^{\circ}\text{C}$ でのレーザ動作を確認した。
2. 高温における低しきい値、高効率化には、しきい値キャリア密度の低減のため、井戸層内の光閉じ込めを増大させることが必要不可欠であるが、同時に狭放射角化を実現するには、活性層と光導波路層からなる導波路領域内の光閉じ込めの低減が有効であることを明らかにした。
3. 以上の結果をもとに作製したレーザにおいて、17.6 mA、0.44 mW/mAのしきい値電流、スロープ効率 (@85 $^{\circ}\text{C}$)が得られ、高温における低しきい値、高効率特性を実現した。
4. シングルモードファイバとの直接結合特性から、最大-4.7 dBの高い結合効率、さらに-3 dBダウンのトレランス量としても、 $\pm 3.0 \mu\text{m}$ を実現した。
5. 光通信用レーザとして必要となる長期信頼性試験を行い、 10^6 時間以上の推定平均寿命（Mean Time To Failure : MTTF）が得られ、光通信用のデバイスとして十分に高い長期信頼性を確認した。

以上の結果から、今回提案した水平テーパ活性ストライプを有するレーザが、受光/発光デバイス用の光源として適用可能であることを確認した。

第3章の参考文献

- [1] T.L. Koch, U. Koren, G. Eisenstein, M. G. Young, M. Oron, C. R. Giles, and B. I. Miller, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2, 88 (1990).
- [2] R. Ben-Michael, U. Koren, B. I. Miller, M. G. Young, M. Chien, and G. Raybon, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 6, 1412 (1994).
- [3] H. Kobayashi, M. Ekawa, N. Okazaki, O. Aoki, S. Ogita, and H. Soda, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 6, 1080 (1994).
- [4] I. F. Lealman, L. J. Rivers, M. J. Harlow, S. D. Perrin, and M. J. Robertson, *Electron. Lett.*, 30, 857 (1994).
- [5] Y. Tohmori, Y. Suzuki, H. Oohashi, Y. Sakai, Y. Kondo, H. Okamoto, M. Okamoto, Y. Kadota, O. Mitomi, Y. Itaya, and T. Sugie, *Electron. Lett.*, 31, 1069 (1995).
- [6] H. Sato, M. Aoki, M. Takahashi, M. Komori, K. Uomi, and S. Tsuji, *Electron. Lett.*, 31, 1241 (1995).
- [7] A. Kasukawa, N. Yamakawa, N. Iwai, and N. Yokouchi, *Electron Lett.*, 32, 1304 (1996).
- [8] T. Ishikawa, H. Kobayashi, T. Takeuchi, T. Watanabe, T. Yamamoto, T. Fujii, S. Ogita, and M. Kobayashi, *Electron. Lett.*, 33, 871 (1997).
- [9] K. Kasaya, O. Mitomi, Y. Kondo, M. Naganuma, Y. Kondo, and Y. Noguchi, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 5, 345 (1993).
- [10] 河野健治, “光デバイスのための光結合系の基礎と応用”, 現在工学, (1991)
- [11] H. Kogelnik, “Coupling and conversion coefficients for optical modes”, in *Microwave Res. Inst. Symp. Series*, vol. 14, (J.Fox, ED.), p. 333, Polytechnic Press, Brookyn, N. Y. (1964).
- [12] S. R. Forrest, P. H. Schmidt, R. B. Wilson, and M. L. Kaplan, *Appl., Phys. Lett.*, 45, 1199 (1984).
- [13] M. Asada, and Y. Suematsu, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19,6. 917 (1983).
- [14] N. K. Dutta, and R. J. Nelson, *Appl. Phys. Lett.*, 38, 407 (1981).
- [15] H. Temkin, D. Coblentz, R. A. Logan, J. P. van der Ziel, T. Tanbun-Ek, R. D. Yadvish, and A. M. Sergent, *Appl. Phys. Lett.*, 62, 2402 (1993).
- [16] M. Yamamoto, N. Yamamoto, and J. Nakano, *Proc. 5th Int. Conf. On Indium Phosphide and Related*

Materials, paris, France, TuB2, 231 (1993).

[17] B. Stegmuller, B. Borchert, and R. Gessner, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 5, 597 (1993).

[18] T. Sasaki, M. Yamaguchi, K. Komatsu, and I. Mito, *IEICE Trans. Electron.*, E80-C, 654 (1997).

[19] Y. Sakata, Y. Inamoto, D. Saito, K. Komatsu, and H. Haumi, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 9, 291 (1997).

[20] Y. Itaya et al., *Laser conference*, Tu3.2 (1996).

第4章

埋め込み回折格子による分布帰還型半導体レーザの 狭スペクトル線幅化

4.1 はじめに

第1章で述べたように FTTH の映像伝送システムとして検討されている図 4-1 に示す一括 FM 変換伝送システムでは、光加入者伝送路での光コネクタなどからの反射戻り光による映像品質の劣化を抑制できるとともに雑音特性の改善も可能となるが、低雑音伝送を実現するために光源である DFB レーザのスペクトル特性制御が重要となる。本章では、DFB レーザの狭スペクトル線幅特性を実現するために、スペクトル線幅の低減に必要なデバイス要因を明らかにするとともに、

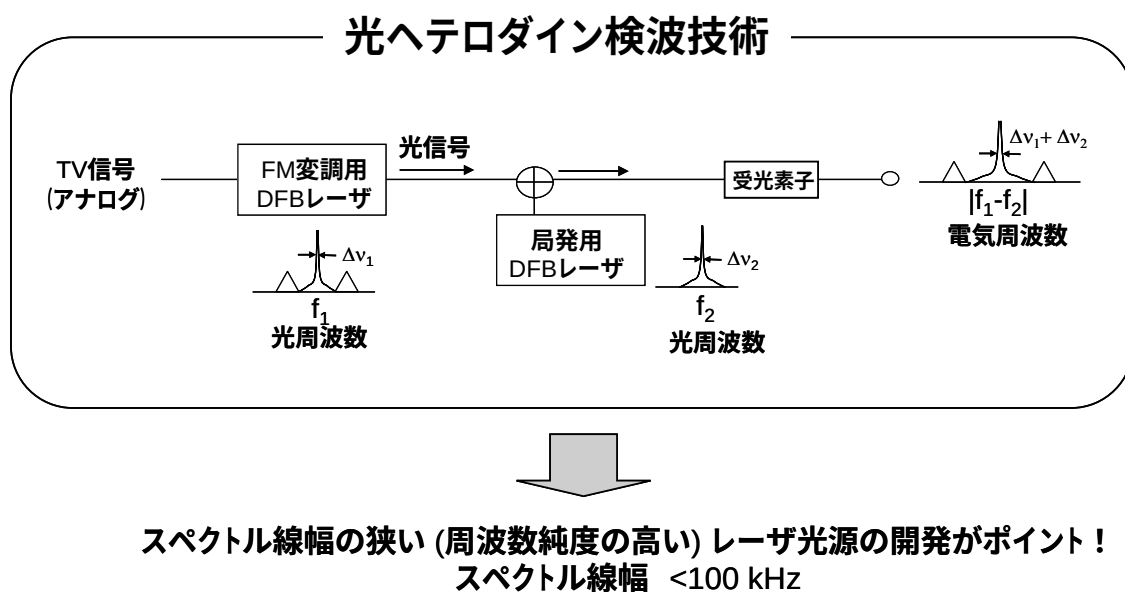


図 4-1. 一括 FM 変換システムの構成

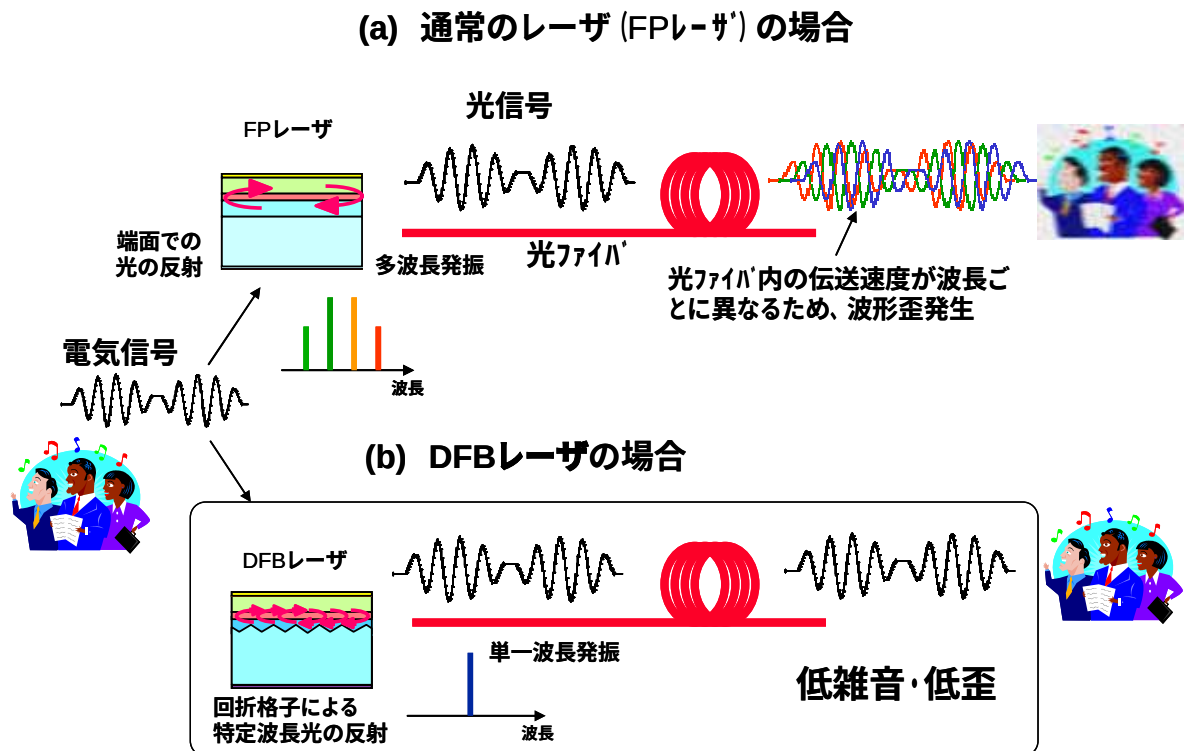


図 4-2. 光ファイバ伝送における DFB レーザの必要性

スペクトル線幅の狭窄化に向けた新規回折構造の提案とデバイス構造検討を行った。その結果、井戸層数、共振器長の最適化により、100 kHz 以下のスペクトル線幅、発振波長の揺らぎに換算して 7.5×10^{-5} nm 以下の非常に安定性に優れたスペクトル特性を実現し、一括 FM 変換伝送システムで必要となる性能を確認することに成功したのでその内容に関する研究成果を述べる。

4.2 DFB レーザの必要性

半導体レーザのスペクトル線幅に関する議論を行う前に、光ファイバ通信における DFB レーザの必要性に関して説明を行う。半導体レーザが発振している状態では、発信器の中で光が往復して反射鏡の間に光の定在波ができています。半導体材料の屈折率を n とすると、半導体中の光の波長の半分は、 $\lambda/2n$ となり、この整数倍が共振器長 L に等しい。つまり、

$$\frac{\lambda}{2n} \cdot q = L \quad (4.1)$$

の関係が成り立つ。この条件を満たす q は、通常 1000 以上の非常に大きな値なので、わずかに異なる多数の波長で共振可能となる。通常ファブリペロ(FP)レーザを用いた場合、図 4-2(a)に示すように多数の波長で発振し、隣接する波長差は、式(4.1)で q が 1 だけ異なった波長差を示し、1 nm 程度の値である[1]。したがって、FP レーザの光スペクトルは多数の発振波長からなり、20 以上の発振モードが広範囲に広がっている。光ファイバの屈折率が波長により少しずつ異なる（波長分散がある）ために、半導体レーザの発振スペクトルの広がりによって光信号波形の雑音や歪みが発生し、図 4-2(a)に示すように映像の乱れが生じてしまう。したがって、信号伝送における光信号波形の雑音や歪みを改善する、つまり低雑音、低歪特性の実現には、単一波長で発振する半導体レーザが必要となる。それが、図 4-2(b)に示す活性層の近傍に光の伝搬方向に沿って凹凸構造を有する回折格子を設け、等価的に屈折率の周期変化を設けた DFB レーザである。DFB レーザでは、回折格子の周期変化の波長選択性により単一波長の発振が得られるため、FP レーザで問題となっていた多波長発振による信号劣化が改善され、低雑音、低歪特性が可能となる。

4.3 半導体レーザのスペクトル線幅

半導体レーザの狭スペクトル線幅化には、半導体レーザ自身のスペクトル線幅を低減させる方法と電氣的・光学的制御法を用いてレーザのスペクトルを狭くする方法がある。本研究では、小型軽量といった半導体レーザの特長を生かし、さらに信頼性の高い実用的な手法である半導体レーザ単体の狭スペクトル線幅化に関する研究結果を述べる。

半導体レーザに限らず、あらゆるレーザの発振スペクトルは有限の値があり、その半値全幅をスペクトル線幅と呼んでいる。スペクトル線幅の主要因が機械的、熱的変動による共振器の共振周波数の変動である場合も多い。しかし、半導体レーザの場合、このような外乱要因を除去した場合にも、自然放出光による量子雑音に起因するスペクトル線幅が存在する。すなわち、レーザ

発振モードに混入する自然放出光によってランダムな位相揺らぎが生じ、これが周波数の揺らぎを引き起こすのである。この自然放出光揺らぎに起因するスペクトル線幅 $\Delta\nu_0$ は、次式で表される。

$$\Delta\nu_0 = \frac{R}{4\pi I} \quad (4.2)$$

式(4.2)は、いわゆる Showlow-Townes の式であり、 R は自然放出率、 I は共振器内の平均フォトン数を表している。特に半導体レーザの場合には、半導体に特有な効果を式(4.2)に加えなければならない。それは、ガスレーザなどには見られない半導体レーザ特有の効果であり、自然放出によるキャリア密度の変動が屈折率を変化させ、その結果、発振周波数の揺らぎを引き起こす効果である。この効果を線幅増大係数を用いて取り込むことにより半導体レーザのスペクトル線幅($\Delta\nu_0$)は、次式であらわすことができる[2]。

$$\Delta\nu_0 = \frac{R}{4\pi I} (1 + \alpha^2) \quad (4.3)$$

なお、 α がスペクトル線幅増大係数であり、注入されたキャリアに対する屈折率変化と利得変化の比で定義されるものである。一方、自然放出率 R は式(4.4)で与えられる。

$$R = \nu_g n_{sp} (\alpha_m + \alpha_{in}) \quad (4.4)$$

ここで、 ν_g は群速度、 n_{sp} は自然放出係数、 α_m はミラー損失、 α_{in} は内部損失である。また、平均フォトン数 I は、回折格子の無い FP レーザの場合、式(4.5)で与えられる。

$$I = \frac{2P_0}{h\nu\nu_g\alpha_m} \quad (4.5)$$

なお、 P_0 は片端面からの光出力、 $h\nu$ は発振モードのフォトンエネルギーを表している。

次に、共振器の両端面を無反射とした $\lambda/4$ 位相シフト型DFBレーザの場合について考えてみる。共振器内に波長選択フィルタの役割を果たす回折格子構造を有する DFB レーザの特性解析には、

マクスウェルの波導方程式に結合波理論を用いた手法が一般的に用いられている[16]。共振器方向に伝搬する光の電界振幅を前進波と後退波の和と仮定し、回折格子の結合係数、レーザの発振波長、回折格子の周期から決まるブラッグ波長を用いて回折格子中での光の伝搬定数を求め、さらに両端面での境界条件を与えることによりレーザの発振条件を得ることができる。屈折率が周期的に変調されている屈折率結合型 DFB レーザの場合、レーザ発振に必要なしきい値利得は、レーザの共振長、回折格子の結合係数、発振波長のブラッグ波長からのずれをパラメータとして決定される。DFB レーザにおける共振器内部の光の帰還は、両端面の反射がない場合、波長フィルタの役割を果たす回折格子によって行われる。したがって式(4.4)、式(4.5)に示した FP レーザにおけるミラー損失(α_m)は、DFB レーザでは回折格子の結合係数と密接な関係があるしきい値利得(α_{th})が相当すると考えることができる。なお、 α_{th} は、内部損失を含んでいない導波モードに対するしきい値利得である。したがって、 $\lambda/4$ 位相シフト回折格子型 DFB レーザにおけるスペクトル線幅は、式(4.3)~(4.5)を用いて式(4.6)で表わすことができる。

$$\Delta\nu_0 \propto \frac{n_{sp} \alpha_{th} (\alpha_{th} + \alpha_{in}) (1 + \alpha^2)}{P_0} \quad (4.6)$$

式(4.6)より、スペクトル線幅($\Delta\nu_0$)は、自然放出係数、内部損失、しきい値利得、さらには半導体レーザに特有の線幅増大係数に比例して大きくなる。一方、光出力に反比例することがわかる。

4.4 半導体レーザの狭スペクトル線幅化

前節で述べたように半導体レーザのスペクトル線幅の低減には、回折格子構造の導入や量子井戸構造の適用が有効な手段であるが、FTTH 用映像伝送システムで必要となる 100 kHz 以下の狭スペクトル線幅特性を実現するためには、DFB レーザの構造自体を考慮する必要がある。式(4.6)から図 4-3 に示すように、半導体レーザのスペクトル線幅を狭窄化するためには、次に述べる 3 点が重要である。

・ポイント 1.

スペクトル線幅に対する光出力の逆数との比（線幅・光出力積）の低減

・ポイント 2.

光出力の増加に伴って生じるスペクトル線幅増大（リブロードニング現象）の抑制

・ポイント 3.

光出力が無限大になってもスペクトル線幅が有限の値をとる残留スペクトル線幅の低減

図 4-3(a)に示すようにスペクトル線幅は光出力に反比例する。その傾きは線幅・光出力積と呼ばれており、式(4.6)においても説明したが、自然放出係数、内部損失、線幅増大係数の低減が必要不可欠となる。レーザ光が発生する活性領域に関しては、活性層がバルク結晶である場合、DFB レーザ、および DBR レーザのスペクトル線幅は数 100 MHz となる。しかし、表 4-1 に示すように活性層に多重量子井戸構造を適用することにより、利得スペクトルを狭くすることができるため微分利得が増加し、スペクトル線幅を数 MHz まで狭窄化することが可能となる。さらに、多重量子井戸構造の井戸層に歪を適用することで価電子帯のバンド構造を変化させ、微分利得の向上によりスペクトル線幅の低減が可能となる[4]。

図 4-3 に示すように光出力の増加に伴いスペクトル線幅は減少するが、高光出力時においてスペクトル線幅が再び増加するリブロードニング現象が起きることが知られている。この主要因はレーザの共振器方向で特定の領域に光が集中するために、その領域でキャリア密度が減少するこ

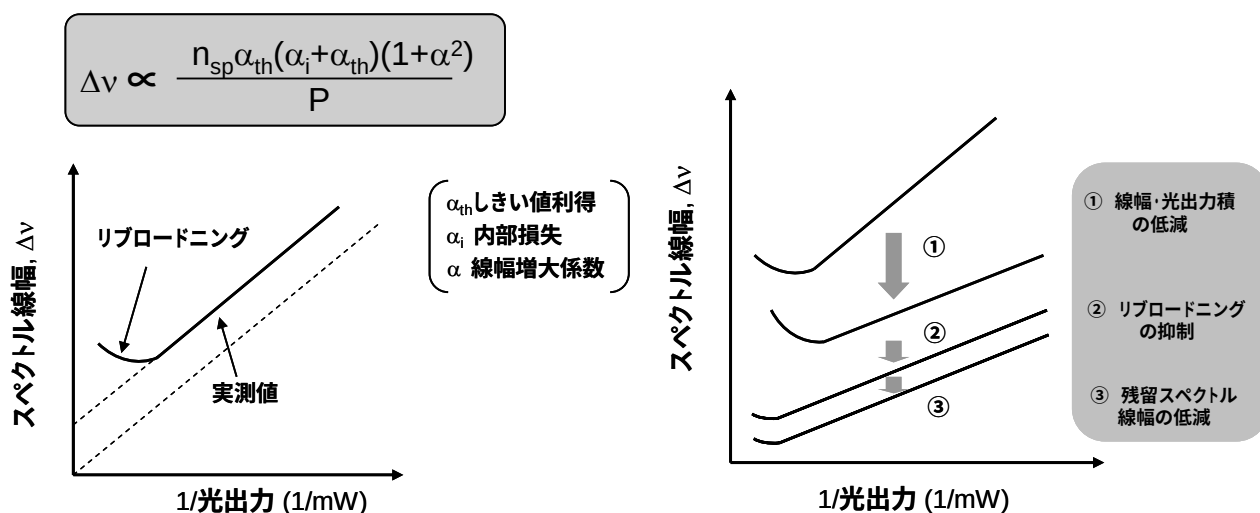


図 4-3. DFB レーザにおけるスペクトル線幅と光出力の関係(a)と
スペクトル線幅低減のアプローチ(b)

とに起因している。

図 4-4 には周期的な回折格子を有する通常の DFB レーザと共振器中央において回折格子の周期を $\lambda/4$ だけ変化させた $\lambda/4$ 位相シフト型 DFB レーザの共振器方向における光強度分布、キャリア密度分布および屈折率分布を表している。図 4-4(a)の均一回折格子の場合、単一波長発振を実現するために両端面の反射率を変化させている。したがって、端面位相の影響によって光強度分布が変化し、その結果屈折率変化が生じ、安定した単一モード発振が得られにくい問題がある。一方、図 4-4(b)の $\lambda/4$ 位相シフト型の場合、共振器中央に位相シフト領域を設け、両端面に無反射コートを施すことによって安定した単一モード特性を実現している。したがって、この $\lambda/4$ 位相シフト型は安定した単一波長動作を必要とする DFB レーザにおいては広く使われている。共振器の両端では光が外部に放出されるが、中央の $\lambda/4$ 位相シフトのある領域では光が集中し、その部分のキャリア数が減少する。そのため、式(4.7)に示すプラズマ効果による屈折率の低下(Δn)が生じ、共振器方向における屈折率の分布が生じる。

$$\Delta n = -\frac{e^2 N}{2\omega^2 \epsilon_0 n m_c} \quad (4.7)$$

なお、 e は電気素量、 N はキャリア密度、 ω は光の角周波数、 ϵ_0 は比誘電率、 n は材料のもつ屈折率、 m_c は電子の有効質量である。

その結果、位相シフト量が $\lambda/4$ シフトから変化して単一モードの安定性が劣化し、マルチモード

表 4-1. DFB レーザのスペクトル線幅低減に向けたアプローチ

検討項目	具体的内容	改善手法
線幅・光出力積の低減	- 内部損失の低減 - 線幅増大係数の低減	- 量子井戸構造導入 - 歪量の増大 - 変調ドーピング導入
リブロードニングの抑制	軸方向ホールバーニングの抑制 (共振器方向の光強度分布の安定化)	- マルチ位相シフト法 - 多電極構造 - 周期変調構造 (周期変調回折格子構造)
残留スペクトル線幅の低減		

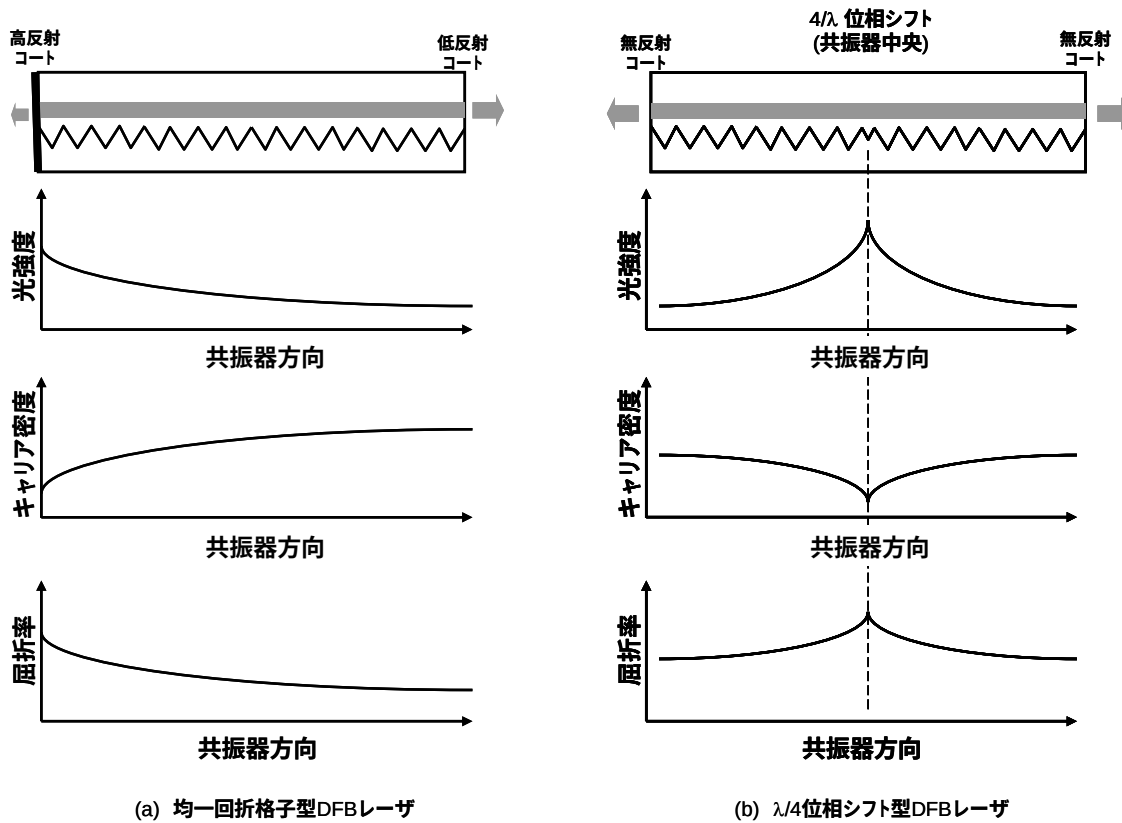


図 4-4. 均一回折格子 DFB レーザ(a)と $\lambda/4$ 位相シフト型 DFB レーザ(b)の共振器方向における光強度分布、キャリア密度分布、屈折率分布

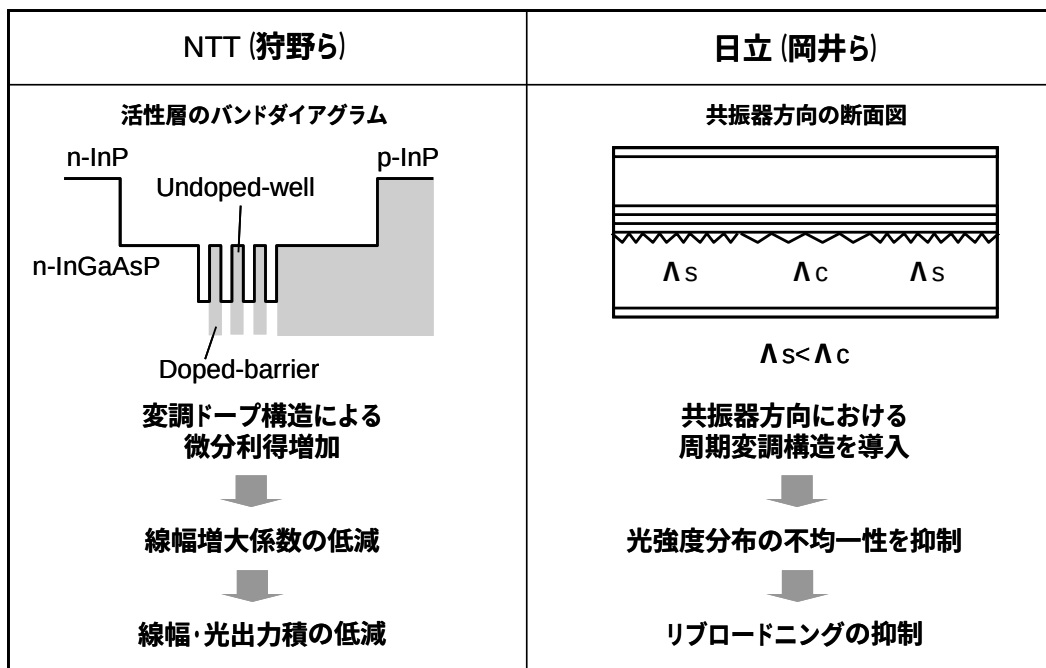


図 4-5. 狭スペクトル線幅化に向けた他社の取り組み例

化やモードシフトに伴うモード分配雑音によりリブロードニングが生じる。特に図 4-4(b)に示す両端面を無反射コーティングする $\lambda/4$ 位相シフト型 DFB レーザの方が光強度分布の均一性が劣化するため、リブロードニング現象は顕著となる傾向にある。また、この軸方向ホールバーニング現象は、リブロードニングだけでなく残留スペクトル線幅の発生にも影響を及ぼしていることも報告されている[8,9]。したがって軸方向ホールバーニングを抑制することは発振モードの安定性の観点から重要な課題であり、軸方向ホールバーニングの抑制に向けて様々な手法が提案されている[10~15]。まず、共振器内に三つの位相シフト領域を設け、位相シフト量と位相シフト領域の位置を最適化することにより、単一モードの安定性を保ちつつ共振器方向の光強度分布を平坦化するマルチ位相シフト法の導入[10]や、 $\lambda/4$ 位相シフト型 DFB レーザの電極を3分割し、キャリア密度の減少する中央領域に、より多くの電流を流すことにより共振器方向のホールバーニングを抑制する多電極構造の適用である[11]。さらには、図 4-5 に示しているが共振器の中央付近の回折格子の周期をわずかに長くした周期変調構造の導入である[12~15]。また、量子井戸構造の障壁層のみに不純物ドーピングを行う変調ドーピング技術により正孔の擬フェルミレベルを増加させ、線幅増大係数を低減させることによって狭スペクトル線幅化を実現する報告が行われている[5~7]。

以上、表 4-1、図 4-5 に示した技術内容を導入することによりスペクトル線幅の低減を実現している。

4.5 本研究の方針

前節で示したように、マルチ位相シフト、周期変調回折格子、多電極構造などの導入により軸方向ホールバーニングが抑制され、スペクトル線幅の低減は図ることができるが、いずれの構造においてもプロセス上、デバイス構造上複雑になり、実用を考えた場合もっと簡易な構成でレーザの狭スペクトル線幅化を実現することが技術的に重要である。

DFB レーザの単一波長特性を実現する上で重要なパラメータの一つに挙げられるのが、共振器内の光帰還の度合いを表す規格化結合係数(κL)である。これは単位長さ当たりの光の結合し合う度合いを表す結合係数(κ)とレーザの共振器長(L)の積であり、 κL が大きいほどしきい値利得が小さくなるために低しきい値動作が可能になり、単一モードでの発振が得られやすい状況になる。しかし、 κL が大きすぎる場合、軸方向ホールバーニングによる単一モード特性の劣化が顕著になり、この軸方向ホールバーニングを抑制するためには、 κL としては 3~5 が最適であると報告さ

れている[15]。 κL として3～5が最適であるということは、適用する共振器長に応じて結合係数を適宜調整していくことが必要であることを意味している。デジタル伝送や映像伝送のアナログ伝送用に用いられているDFBレーザは、動作電流が100 mA以下といった比較的少ない駆動条件において低しきい値、高スロープ効率を実現するためには共振器長としては400 μm 程度が用いられている。したがって、 $\kappa L=3\sim5$ を実現するためには、 $\kappa=80\sim120\text{ cm}^{-1}$ の結合係数が必要である。

一方、本研究のFTTH用映像システム用光源としては狭スペクトル線幅特性が必要不可欠とな

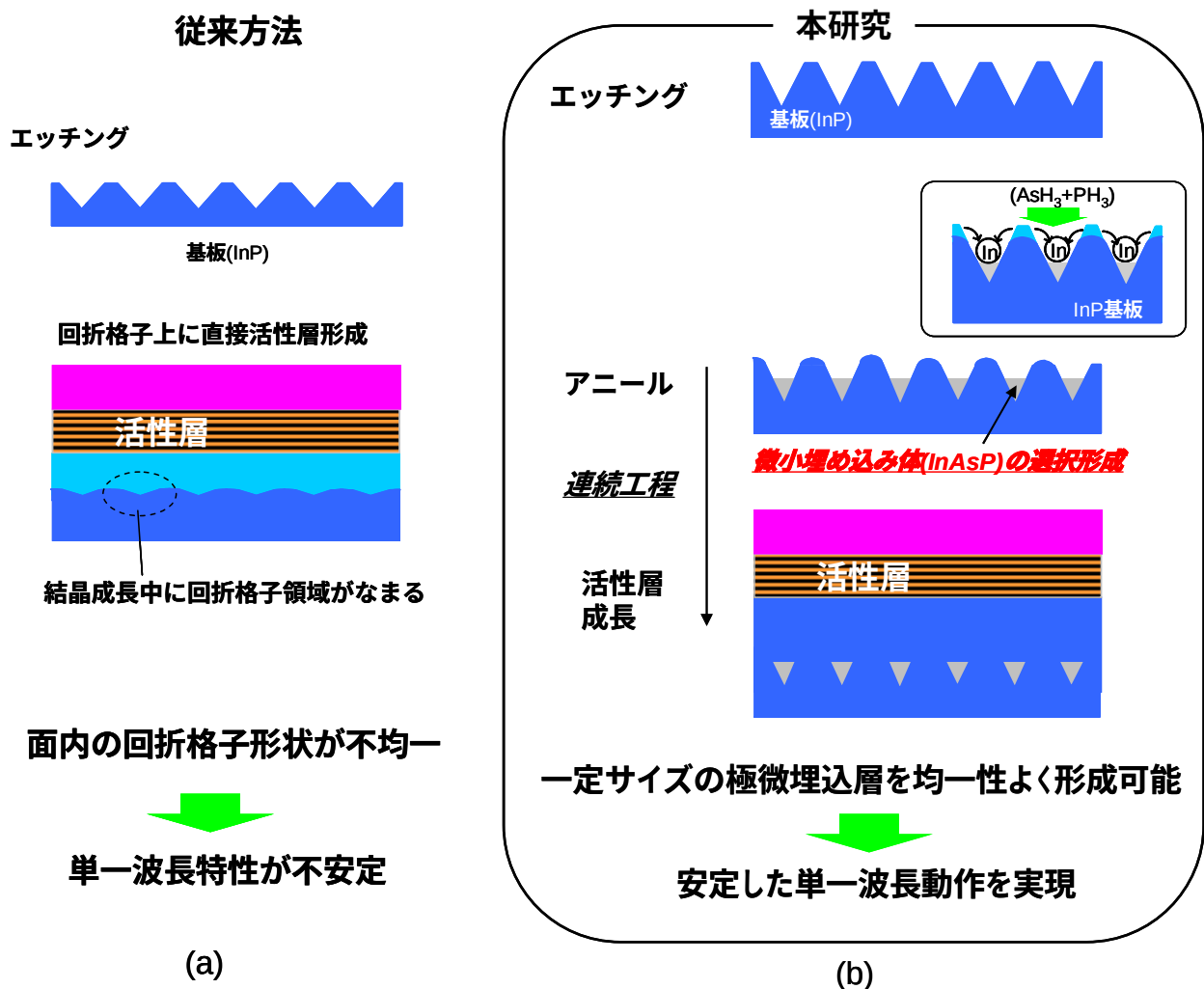


図 4-6. 回折格子作製方法
従来の方法(a)と新規の埋め込み回折格子構造(b)

る。DFB レーザのしきい値特性を考えた場合、 κL を一定とした時、発振波長と回折格子の周期から決まるブラッグ波長のずれの度合い($\Delta\beta$)と共振器長(L)と積($\Delta\beta \cdot L$)に対して、しきい値利得(α_{th})と共振器長の積($\alpha_{th} \cdot L$)が決定される[16]。つまり、 κL が一定の場合、 L を大きくすることは α_{th} を下げることを意味していることから、スペクトル線幅の低減にはレーザの長共振器化が有効であると言えることができる。

3～5 の κL を実現するために、例えば共振器長を $1000 \mu\text{m}$ とした場合、デジタル伝送用 DFB レーザの $80 \sim 120 \text{ cm}^{-1}$ の結合係数では、結果的に $\kappa L > 8$ と最適値より大きくなり、高い光出力状態を得るために長共振器化にしても軸方向ホールバーニングの発生によりスペクトル線幅が増加してしまう。したがって、4.4 で説明したようにマルチ位相シフト、周期変調回折格子、多電極構造などの工夫を行ってきた技術的背景がある。

$1000 \mu\text{m}$ 以上の長共振器構造においても $\kappa L = 3 \sim 5$ を実現するためには、 $\kappa = 30 \sim 50 \text{ cm}^{-1}$ の低い結合係数を均一性よく、しかも安定に形成できる回折格子作製技術が必要不可欠である。しかしながら、図 4-6(a)に示すように InP ウエハ上に回折格子を形成した後に活性層を成長させる従来の方法では、低結合係数を実現するために形状の小さい回折格子は作製可能であるが、結晶成長中に回折格子がなまってしまい、その結果、ウエハ面内に均一な回折格子構造を安定に形成できない問題があった。

そこで、本研究で提案する回折格子構造が、図 4-6(b)に示すようにマストランスポート現象を利用した埋め込み回折格子(Mass Transport Grating : MTG)構造である。これは、三角形上の周期的な回折格子を形成した InP ウエハ上に活性層を成長する前の昇温時にアルシン(AsH_3)とフォスフィン(PH_3)の反応によって三角形の回折格子の底部に InAsP からなる微小埋め込み体を形成し、光帰還用回折格子として利用するものである。回折格子が非常に小さいため、低い結合係数を有する DFB レーザの実現が可能となると考えられる。本研究では、InAsP 微小埋め込み体を有する新規 DFB レーザにおいて、線幅・光出力積の低減に向けたデバイス構造検討を行ったので以下に述べる。

4.6 スペクトル線幅の測定

InAsP 埋め込み型 DFB レーザの素子作製と評価結果に関して説明を行う前に、半導体レーザのスペクトル線幅評価に関して説明を行う。半導体レーザのスペクトル線幅は $\text{kHz} \sim \text{MHz}$ のオーダーであり、波長幅にすると $\text{pm} \sim \text{fm}$ のオーダーである。このため、一般の回折格子を用いた分光

器やファブリペロ干渉計などにより光学的に直接測定することは非常に困難である。そのため、スペクトル線幅の測定には大越らによって提案された自己遅延ヘテロダイン法などの方法が用いられる[17,18]。

自己遅延ヘテロダイン法を用いたスペクトル線幅の測定系を図 4-7 に示す。半導体レーザの出力光をカップラで 2 つの光路に分割し、一方の光路に音響光学(Acousto-Optic, AO)変調器を挿入してレーザ光の周波数を f_s (80 MHz 程度) だけシフトさせる。また、片方の光路にレーザ光の可干渉距離に比べて十分に長い光ファイバを挿入して、 τ_d に相当する時間的遅延をさせることにより、2 つの光路を通過した光の間の位相の相関がなくなる。これらの 2 つの光を合波し、フォトダイオードによって検出する。2 つの光はフォトダイオードによって周波数混合し、中間周波数 f_s のビート信号を得る。ここで、半導体レーザの周波数ノイズスペクトル $S_F(f)$ [Hz²/Hz] と 2 つの光に分割されたレーザ光の中間周波数スペクトル形状 $S(f)$ [Hz²/Hz] との間には以下の関係がある[18]。

$$S(f) = \int_0^{\infty} \exp \left[-4 \int_0^{\infty} S_F(f) \times \frac{\sin^2(\pi f \tau)}{f^2} \times \{1 - \cos(2\pi f \tau_d)\} df \right] \times \cos(2\pi f \tau) d\tau \quad (4.8)$$

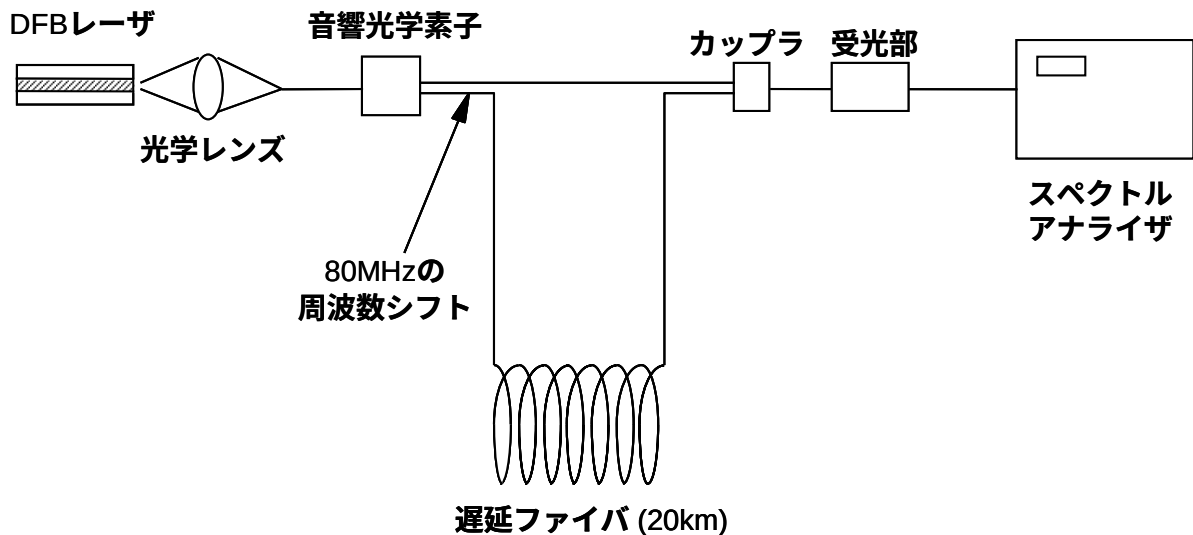


図 4-7. スペクトル線幅測定系(自己遅延ヘテロダイン法)

ここで、周波数ノイズスペクトル $S_F(f)$ は、一般に白色雑音と $1/f$ 雑音からなる。このうち、白色雑音は自然放出光の発生によって生じるものであり、光出力の増加によって自然放出光が減少するため、白色雑音の影響は小さくなる。一方、 $1/f$ 雑音は、注入キャリアのゆらぎが屈折率変動を引き起こすことによって生じる雑音であり、レーザ発振は注入キャリア密度が一定となることから $1/f$ 雑音は光出力によらず一定となる。特に、 $S_F(f)$ が白色雑音 S_0 だけであるとすると、式(4.8)は次式のように変形することができる。

$$S(f) = \int_0^{\infty} \exp \left[2S_0 \int_0^{\infty} \frac{\{\sin \pi(\tau + \tau_d)f + \sin \pi(\tau - \tau_d)f\}^2}{f^2} df \right] \times \cos(2\pi f\tau) d\tau \quad (4.9)$$

さらに、式(4.9)は式(4.10)で表される積分公式を用いて最終的に式(4.11)のようになる。

$$\int_0^{\infty} \frac{\sin f}{f} df = \frac{\pi}{2}, \quad \int_0^{\infty} \exp(-a\tau) \times \cos b\tau d\tau = \frac{a}{a^2 + b^2} \quad (4.10)$$

$$S(f) \propto \frac{S_0}{f^2 + (\pi S_0)^2} \quad (4.11)$$

すなわち、 $S(f)$ はローレンツ型となり、その半値全幅であるスペクトル線幅は πS_0 となる。 $S_F(f)$ に $1/f$ 雑音が含まれる場合、スペクトル線幅がさらに広がることになるがこの場合に式(4.8)を解析的に解くことは困難であると報告されている[19]。

この遅延自己ヘテロダイン法の分解能(Res)は、遅延後の二つの光の無相関性は破れることにより決まり、次式で表される。

$$\text{Res} = \frac{1}{2\tau_d} = \frac{c}{2nL_{\text{fiber}}} \quad (4.12)$$

ここで、 τ_d は遅延時間、 c は光速、 n は光ファイバの屈折率、 L_{fiber} は遅延させる光ファイバ長である。式(4.12)より遅延ファイバ長(L_{fiber})を長くすることにより、測定分解能(Res)を上げることができる。今回の測定では 20 km の遅延光ファイバを用いていることから、 $n=1.5$ として分解能は

1 kHz となる。本研究では、100 kHz 以下のスペクトル線幅を目標としているため、1 kHz の分解能としては特に問題ないレベルである。

4.7 作製プロセスと素子特性

4.7.1 回折格子作製

DFB レーザの回折格子の作製に関しては、He-Cd レーザや Ar レーザを用いた紫外線 2 光束干渉露光法[20]、マスク露光法[21]、あるいは X 線マスク露光法[22]、電子ビーム露光法[23]などが報告されている。本研究の回折格子作製に関しては、量産性やプロセス安定に優れた図 4-8 に示す 2 光束干渉露光法を用いた。また、 $\lambda/4$ 位相シフトの形成には、位相シフト用のガラスマスクをウエハ上において露光を行う回折格子マスク法[24]を用いた。具体的な回折格子作製プロセスに関して説明する。

[回折格子作製プロセス]

1. レジスト塗布

- ・InP 基板上に密着剤 (OAP) とレジスト (ヘキスト社製 AZ7800) を連続してスピコートにより塗布 (OAP : 4000 回転、30 秒、レジスト : 4000 回転、30 秒)。

- ・その後、オープンにてプリバークを実施 (90°C、30 秒)

2. 露光

- ・2 光束干渉露光法にて露光を実施 (詳細は図 4-8 を参照)

3. レジスト現像

- ・現像液(AZ Developer)にて現像 (現像時間 : 40 秒、無攪拌)

4. 回折格子形成

- ・水洗、乾燥後、Br 系エッチングによる回折格子形成 (過飽和臭素水(SBW): $\text{H}_3\text{PO}_4\text{:H}_2\text{O}$ =2:1:15, 13 秒, 無攪拌)

- ・有機洗浄によりレジスト除去

- ・硫酸系エッチングによる回折格子表面のエッチング ($\text{H}_2\text{SO}_4\text{:H}_2\text{O}_2\text{:H}_2\text{O}$ =5:1:1, 30 秒)

回折格子パターンの周期(Λ)は、露光に用いるレーザ光の真空中での波長(λ_0)、フォトレジスト膜の上方の空間媒質の屈折率(n)を用いて式(4.13)のように表される。

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n \sin \theta} \quad (4.13)$$

本デバイス試作では、He-Cd レーザを用いて露光を行い、レジスト膜上は空気であることから、 $\lambda_0=325 \text{ nm}$ 、 $n=1$ となる。したがって、He-Cd レーザの入射角度と回折格子パターン周期の関係は、図 4-9 のように示すことができ、入射角度を変化させることにより 100 nm 以上の回折格子ピッチを作製することが可能となる。一方、ブラッグの反射条件より DFB レーザの波長に対する 1 次の回折格子パターンの周期(Λ_{DFB})は式(4.14)で表される。特に 1.55 μm 帯(1.3 μm)の場合、 $\lambda_{DFB}=1550 \text{ nm}$ (1300 nm)、 $n_{\text{InGaAsP}}=3.2$ (3.2)として、 $\Lambda_{DFB}=242 \text{ nm}$ (203 nm)となる。

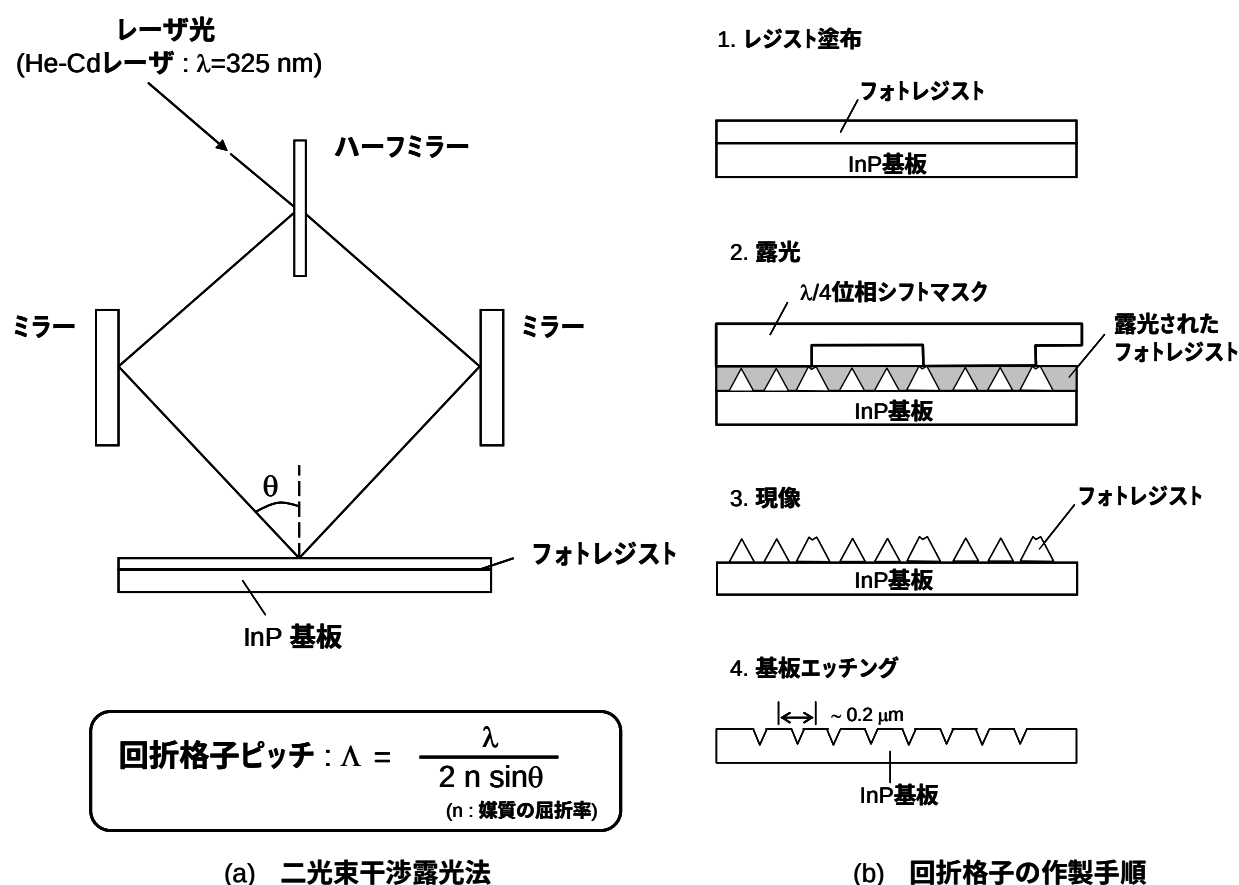


図 4-8. 回折格子の作製方法
2 光束干渉露光法(a)と回折構成の作製手順(b)

$$\Lambda_{DFB} = \frac{\lambda_{DFB}}{2n_{InGaAsP}} \quad (4.14)$$

以上の結果から、レーザ光の入射角度をそれぞれ 28 度、32 度とすることにより、 $\lambda_{DFB}=1550 \text{ nm}$ 、 1300 nm に相当する回折格子のピッチ($\Lambda=242 \text{ nm}$ 、 203 nm)を形成することが可能となる。

図 4-10 には、DFB レーザの回折格子ピッチと DFB 発振波長との関係を表す実験結果を示している。作製した DFB レーザは、井戸層数 7、共振器長 $500 \mu\text{m}$ 、前端面には低反射コート(反射率：5%)、後端面には高反射コート(反射率：85%)を施し、回折格子のピッチのみを変化させた構造である。図 4-10 は電流 100 mA 印加時の DFB 発振波長を示しているが、回折格子ピッチが大きくなるにしたがって DFB 発振波長がリニアに長波長側に变化していることがわかる。 λ_{DFB} と Λ の関係式としては、 $\Lambda=5.8 \cdot \lambda_{DFB} + 132.8 \text{ (nm)}$ が得られた。

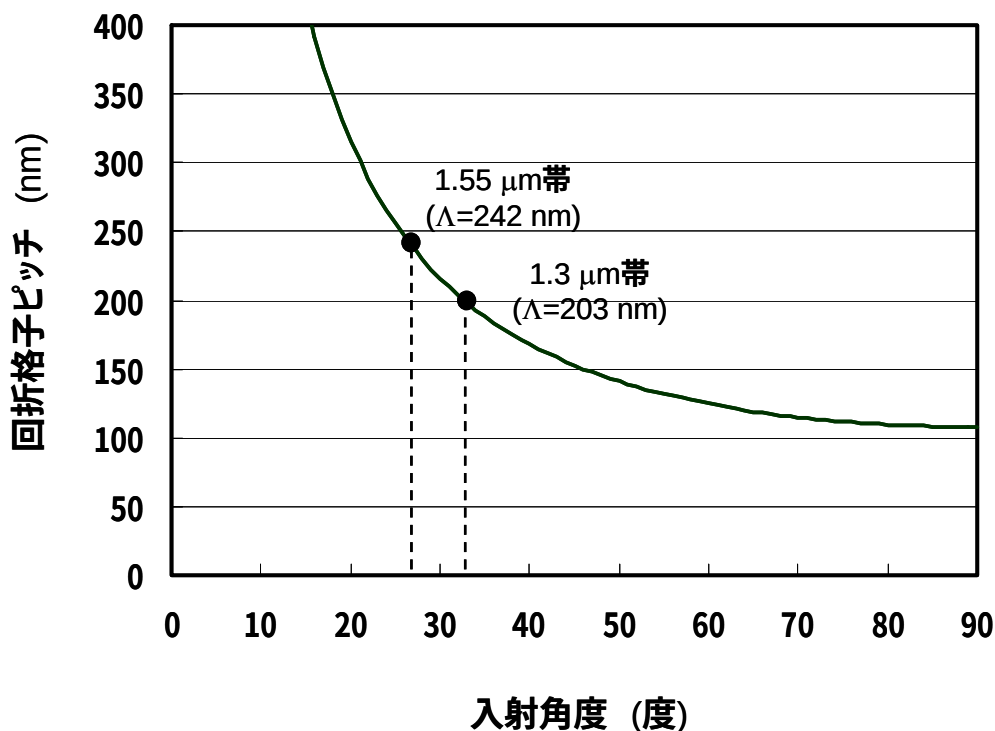


図 4-9. 回折格子ピッチと入射角度の関係(計算結果)

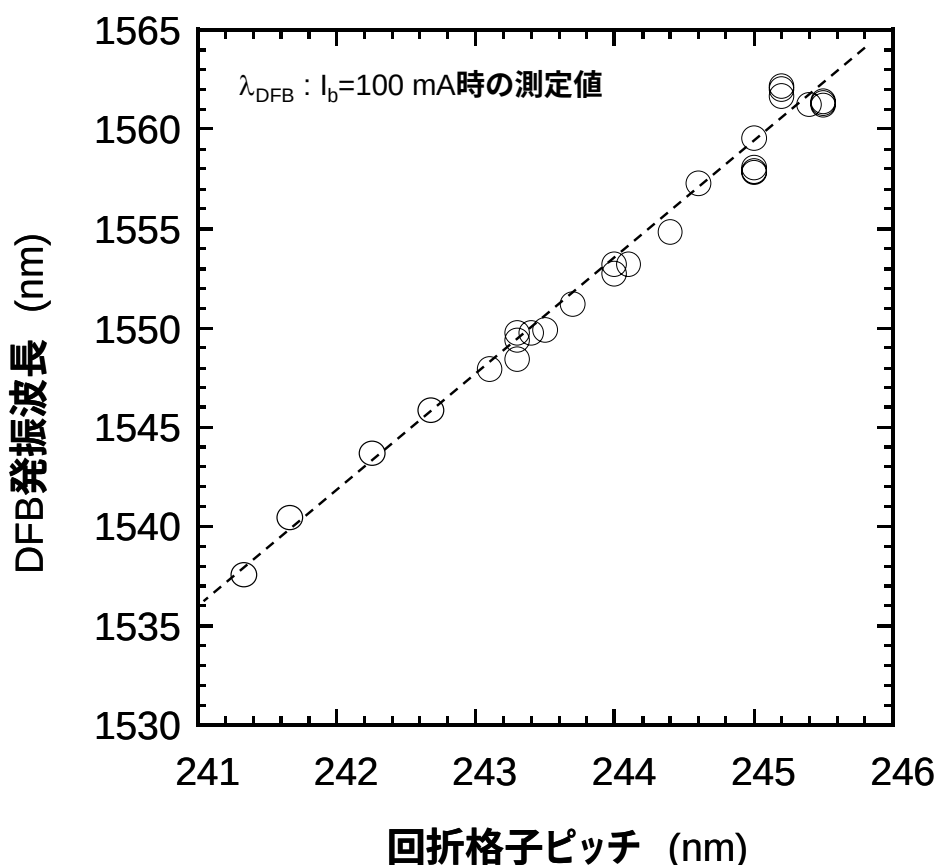


図 4-10. 発振波長と回折格子ピッチの関係(実験結果)

以上の測定結果から、回折格子ピッチの設定により DFB 発振波長を自由に設定することが可能であり、本研究の回折格子作製プロセスが DFB レーザの発振波長制御において問題ないことを確認することができた。

4.7.2 埋め込み回折格子形成

次に DFB レーザにおいて最も重要となる回折格子の形成手法に関して議論を行う。InAsP 埋め込み体の形成には有機金属気相成長(MOVPE)法による結晶成長で行った。図 4-11 に示すように成長前の昇温時において、As と P の原料となる AsH_3 と PH_3 の混合ガスを流すことにより、回折格子の底部に InAsP 層を選択的に形成する。その後、InP バッファ層を形成し、さらに、光導波路層、量子井戸層からなる活性領域を連続して成長する。本構造では、DFB レーザ動作に重要となる結合係数(κ)は、混合ガス中の流量比により、回折格子中の InAsP 層の As 組成を変えることで

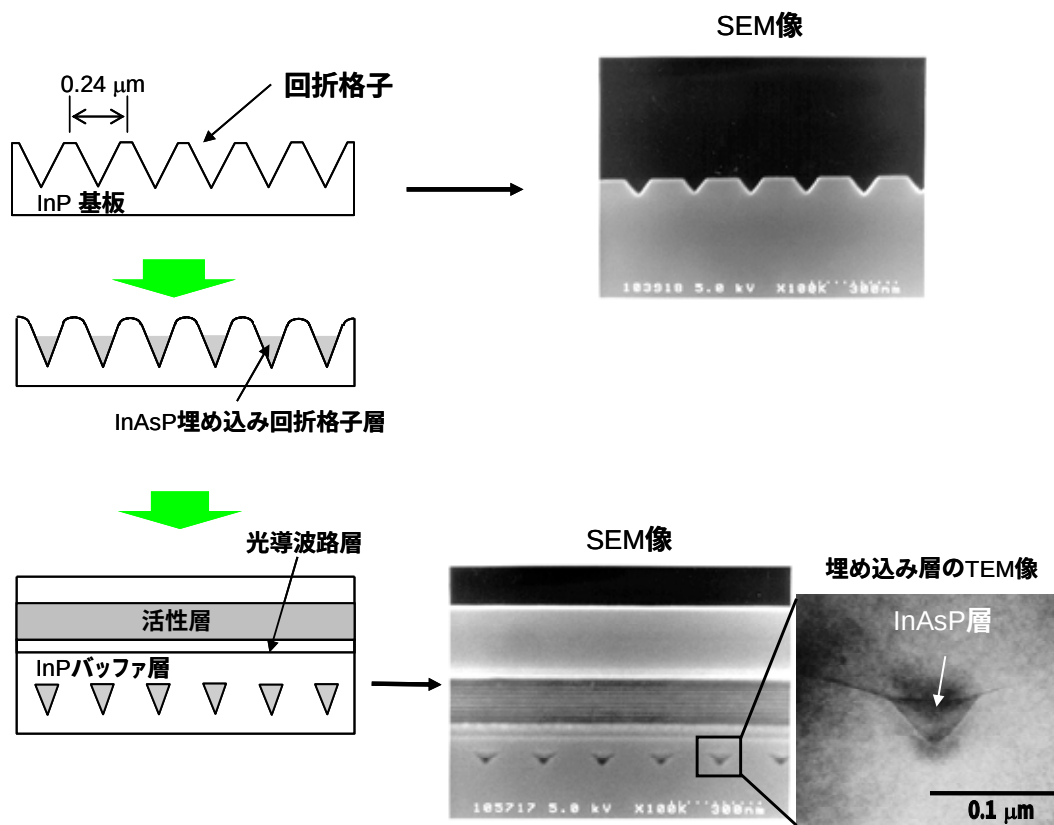


図 4-11. 埋め込み回折格子構造の断面構造

制御可能である。図 4-12(a)には、 AsH_3 の分圧に対する InAsP 層の組成の関する測定結果を示している。ここで、成長圧力は 60 Torr、 PH_3 の分圧は 2.7×10^{-1} Torr である。 AsH_3 の分圧の増加とともに、As の組成がほぼリニアに増加していることがわかる。さらに、 InAsP の屈折率($n_{\text{InAsP}_{1-x}}$)は、ベガード則に従うとすると InAs と InP の屈折率(n_{InAs} , n_{InP})を用いて式(4.15)のように表すことができる。

$$n_{\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}} = x \cdot n_{\text{InAs}} + (1 - x) \cdot n_{\text{InP}} \quad (4.15)$$

次に式(4.15)の InAsP の屈折率に関する関係式を用いて結合係数について考えてみる。屈折率が周期的に変化する構造において、TE モードに関する結合係数は一般的に式(4.16)で表すことができる[25]。

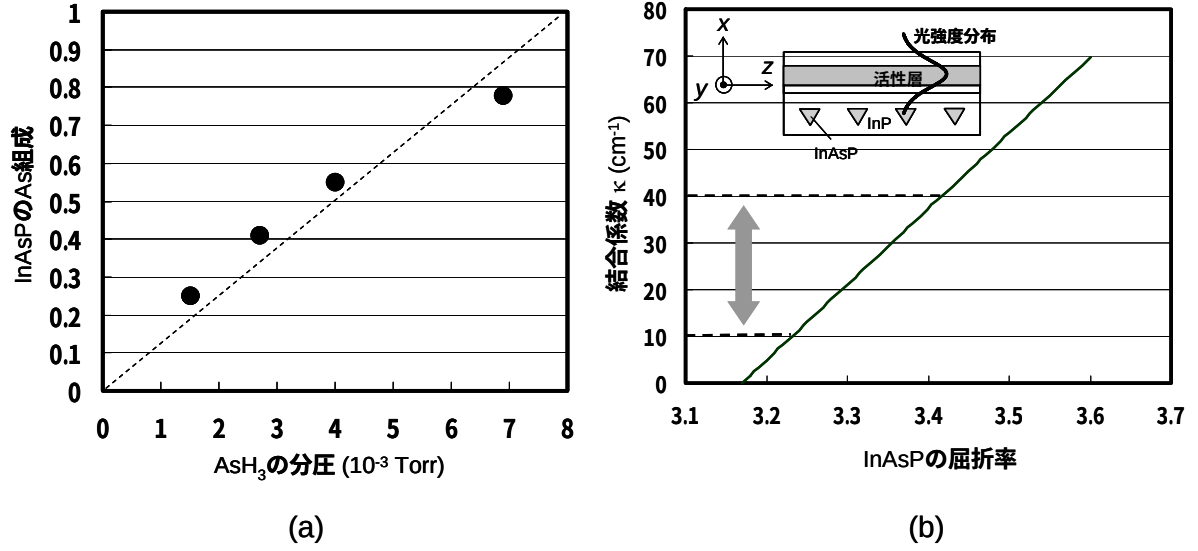


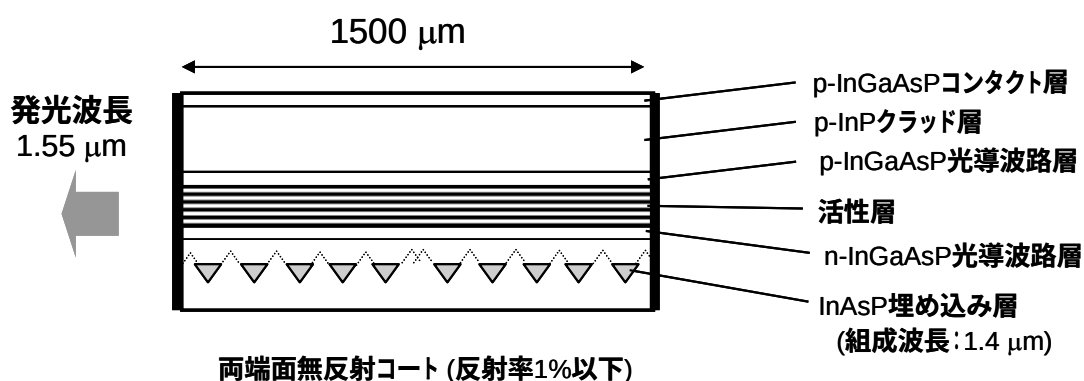
図 4-12. AsH₃ の分圧に対する InAsP の As 組成(a)と InAsP の屈折率と結合係数との関係(b)

$$\kappa = \frac{k^2}{2\beta N^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n(x, z) \cdot E_y^2(x) dx \quad (4.16)$$

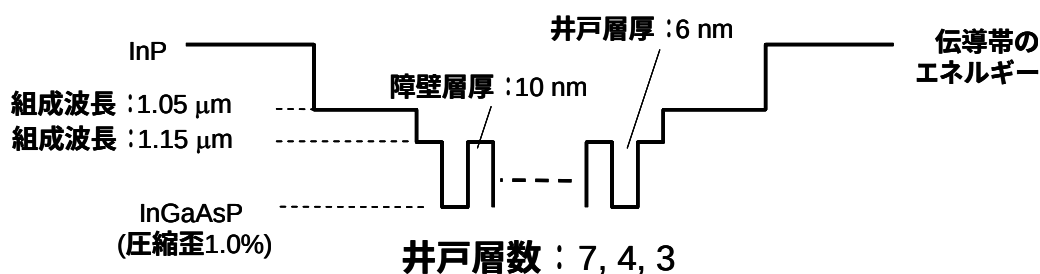
$$\text{ただし、} N^2 = \int_{-\infty}^{\infty} E_y^2(x) dx$$

ここで、 $E_y(x)$ は y 方向の電界であり、 k 、 β は、波数、伝搬定数である。積分は凹凸の存在する領域にわたって行われる。新規に提案した InAsP 埋め込み回折格子は三角形の形状をしているが、InP と InAsP との屈折率差が数%程度と非常に小さく、さらに InAsP 層自体が微小面積であり、TE モードでは電界に対して平面的取り扱いができるため、式(4.16)で表わされる結合係数は近似的に次式のように表すことができる。

$$\kappa = \frac{\pi \cdot \Delta n_{\text{InAsP}}}{\lambda} \quad (4.17)$$



(a) レーザ構造図



(b) 活性層付近のバンドダイアグラム

図 4-13. InAsP 埋め込み回折格子型 DFB レーザの構造図(a)と
活性層付近のバンドダイアグラム(b)

式(4.17)において、 Δn_{InAsP} は InP 層と InAsP 層の屈折率差($n_{\text{InP}} - n_{\text{InAsP}}$)と InAsP 層内の光閉じ込め係数(Γ_{InAsP})の積を表している($\Delta n_{\text{InAsP}} = \Gamma_{\text{InAsP}} \times (n_{\text{InP}} - n_{\text{InAsP}})$)。 λ はレーザの発光波長($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$)である。なお、図 4-12(b)の計算では、InAsP 層のサイズが同じであることから、InAsP の屈折率に関わらず InAsP 層に占める光強度は一定であるとした(Γ_{InAsP} : 一定)。ただし、回折格子の大きさや InAsP 層の結晶成長条件などにより異なる大きさの InAsP 層が形成される場合は、 Γ_{InAsP} は異なった値となる。

上記の計算結果より、InAsP の屈折率を変化させることにより結合係数を変化させることが可能であり、DFB レーザの狭スペクトル線幅化に必要な $\kappa = 10 \sim 40 \text{ cm}^{-1}$ が、As の組成比の調整によって、つまり成長中の AsH_3 流量によって制御可能であることが明らかとなった。

図 4-13 には本研究で作製したレーザ構造図を示している。光導波路層の組成波長は、n 側、p

側ともに 1.05 μm 、活性層は 1.0 %の圧縮歪を有する InGaAsP の井戸層、障壁層は歪のない（無歪）の組成波長 1.15 μm 組成の InGaAsP (厚さ 10 nm)とした。また、共振器長(L)は高注入電流時においても光出力が飽和しないように L=1500 μm と 1000 μm 以上の長共振器長とした。活性層幅は 1.4 μm である。InAsP 層の組成波長は 1.4 μm であり、1.55 μm 帯の光に対して透明であり光吸収はない波長帯である。したがって、光帰還の結合形態としては、InP 層と InAsP 埋め込み回折格子層との屈折率差で光の分布帰還が生じる屈折率結合型である。

また、レーザの両端面には端面反射の影響を下げるために無反射コートを施している。4.4 で述べたように共振器中央部に位相シフト回折格子を形成しているが、安定した単一波長特性を実現するためである。無反射用コーティング膜に関しては、 Al_2O_3 からなる単層膜（屈折率：1.67）を用いた。活性領域の等価屈折率(n_s)を 3.2 とすると、 $n_l=1.67$ として、式(4.18)より端面反射率(R)は 0.5 %となり、 $\lambda/4$ 位相シフト型 DFB レーザにおける単一モード特性に関しては特に大きな影響は及ぼさない値である[26]。

$$R = \left(\frac{n_s - n_l}{n_s + n_l} \right)^2 \quad (4.18)$$

4.7.3 素子特性

スペクトル線幅特性の議論を行う前にレーザの基本性能に関する評価を行った。図 4-14 は、今回作製した 3 つの素子のしきい値電流依存性を示している。井戸層数が 7 の場合、40 mA 程度のしきい値電流であるが、井戸層数の減少によって井戸層内の光閉じ込めが減少し、そのためモード利得が低下することによってしきい値電流が増加する傾向にあり、 $N_w=3$ では 70 mA 程度のしきい値電流となっている。動作電流の上限が 400 mA であることから、しきい値電流の値としては特に問題ないレベルである。さらに、井戸層 7、共振器長 1500 μm の素子における 25 $^{\circ}\text{C}$ での電流－光出力特性の代表的な一例を図 4-15 に示す。1500 μm と通常の DFB レーザの 5 倍の共振器長にもかかわらず、しきい値電流 36 mA、スロープ効率 0.15 mW/mA が得られた。また、動作電流 500 mA においてサイドモード抑圧比として 46 dB、つまり主モードに対する隣接したモード（副モード）との光強度の比が 1/40000 の単一モード性に優れた光出力特性が実現できていることがわかった。図 4-15 の結果は、InAsP 埋め込み回折格子構造が共振器全体にわたって均一に形成されていることを示している。

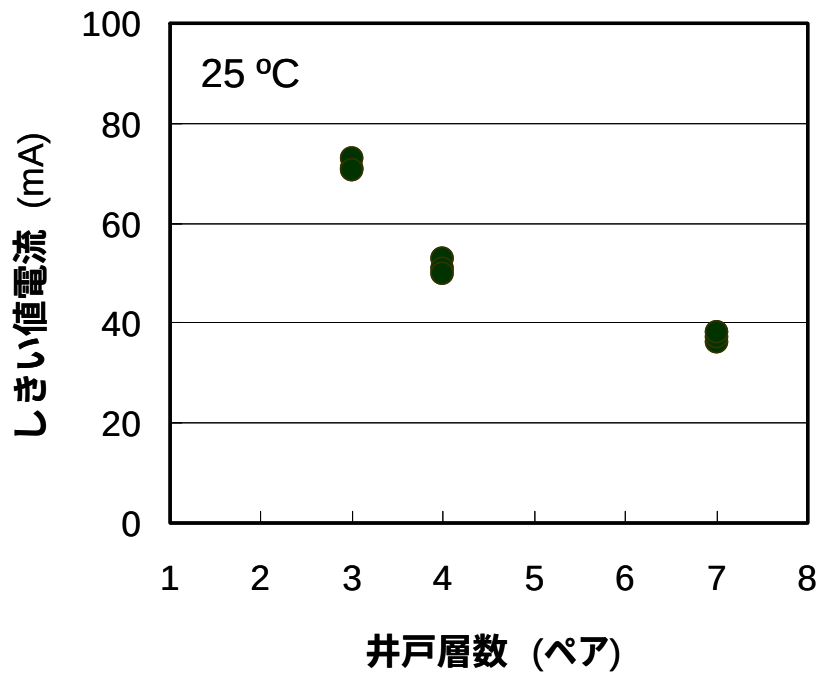


図 4-14. しきい値電流の井戸層数依存性 (実験データ)

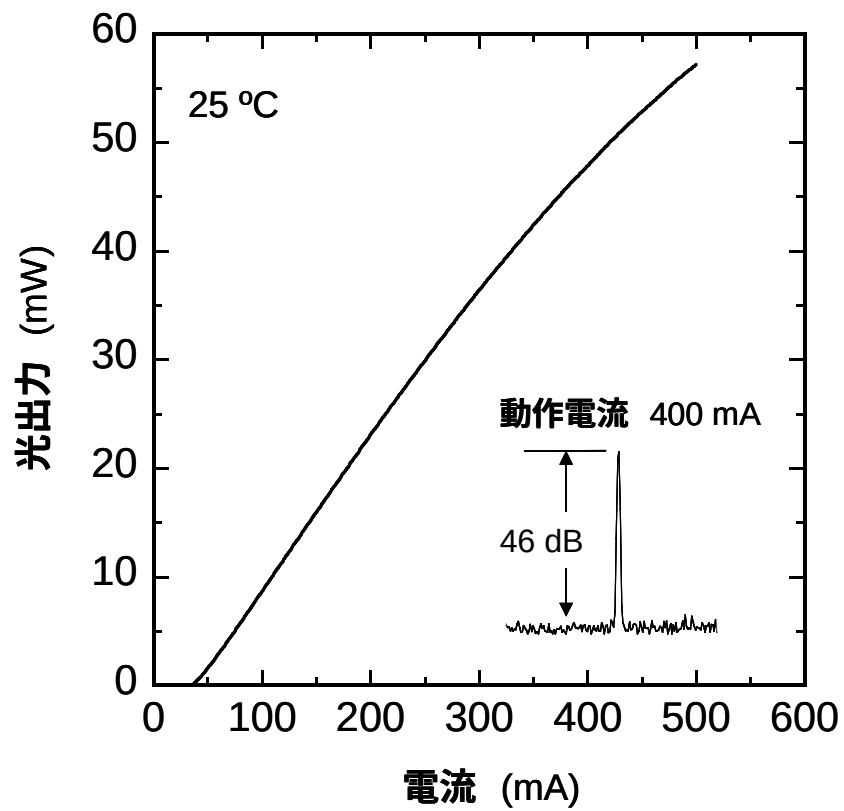


図 4-15. InAsP 埋め込み回折格子型 DFB レーザの電流－光出力特性
(井戸層数 7、共振器長 1500 μm)

次に、スペクトル線幅に関する内部損失の影響を検証するために井戸層数(N_w)の異なる素子のスペクトル線幅特性の測定結果を図 4-16(a)に示している。なお、長共振器化による線幅低減の効果を実験的に検証するために、 $N_w=7$ で $L=300 \mu\text{m}$ の素子のスペクトル線幅特性も図 4-16(a)に示しているが、1MHz を越える 1.4 MHz のスペクトル線幅にとどまった。これは $L=300 \mu\text{m}$ の素子の場合、 $N_w=7$ にもかかわらずしきい値電流が 60 mA と高く、しかも光出力の飽和も顕著であったことから、キャリアオーバーフローが生じ、共振器内の屈折率変化が大きくなり単一モード性の劣化を招いたと考えられる。しかしながら、 $L=1500 \mu\text{m}$ と長共振器化によってスペクトル線幅が半減し、700 kHz まで低減されることがわかった。さらに $L=1500 \mu\text{m}$ の素子において、井戸層数を 7 ペアから 4 ペア、3 ペアと減らすことにより、スペクトル線幅が減少し、 $N_w=3$ において 100 kHz 以下のスペクトル線幅が実現されていることを確認した。

図 4-16(b)は $N_w=3$ 、 $L=1500 \mu\text{m}$ の素子におけるスペクトル線幅の測定結果であるが、少なくとも $P_0=40 \text{ mW}$ までリブロードニングのない線幅特性であり、光出力 20 mW 以上において 100 kHz 以下のスペクトル線幅が得られた。また、最小線幅として、 $\Delta\nu=63 \text{ kHz}$ を実現することができた。

回折格子の変調や多電極構造を行わない単純な位相シフト回折格子型 DFB レーザとしては最小スペクトル線幅であり、FM 一括変換システム用光源としての特性を満足する性能である。以上の結果は、InAsP 埋め込み回折格子が狭スペクトル線幅特性を実現する上で非常に有効な回折格子構造であることを示唆している。

図 4-17 には異なる井戸層数に対する線幅・光出力積の測定データを示している。7 ペアから 3 ペアまで井戸層を減らすことによって線幅・光出力積が 26 MHz·mW から 1.2 MHz·mW までおよそ 1/20 にまで減少していることがわかる。

$$\Delta\nu_0 \cdot P_0 \propto n_{sp} \alpha_{th} (\alpha_{th} + \alpha_{in}) (1 + \alpha^2) \quad (4.19)$$

線幅・光出力積($\Delta\nu_0 P_0$)の関係に着目してみると、式(4.19)にあるように $\Delta\nu_0 \cdot P_0$ は、自然放出係数(n_{sp})、内部損失(α_{in})、線幅増大係数(α)に支配されている。

今回の井戸層数の低減は井戸層内の光閉じ込めの減少につながる。具体的には、井戸層内の光閉じ込め係数が 3.3 % → 1.2 % → 0.55 % と減少し、井戸層数を 7 ペアから 3 ペアまで減らすことにより、光閉じ込め係数が 1/6 にまで減少している。その結果、式(4.20)に示す内部損失の低下につながっていると考えられる。

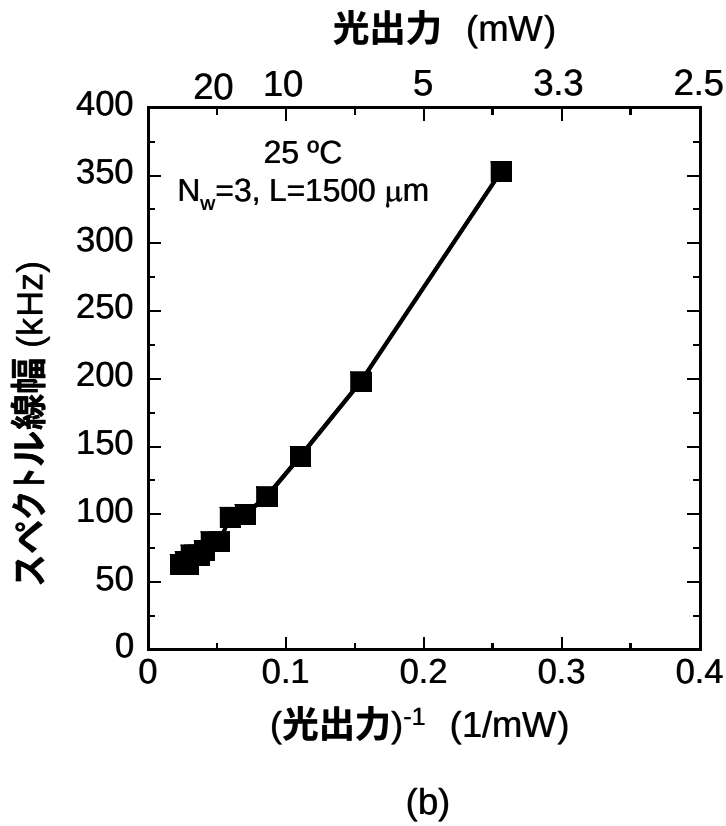
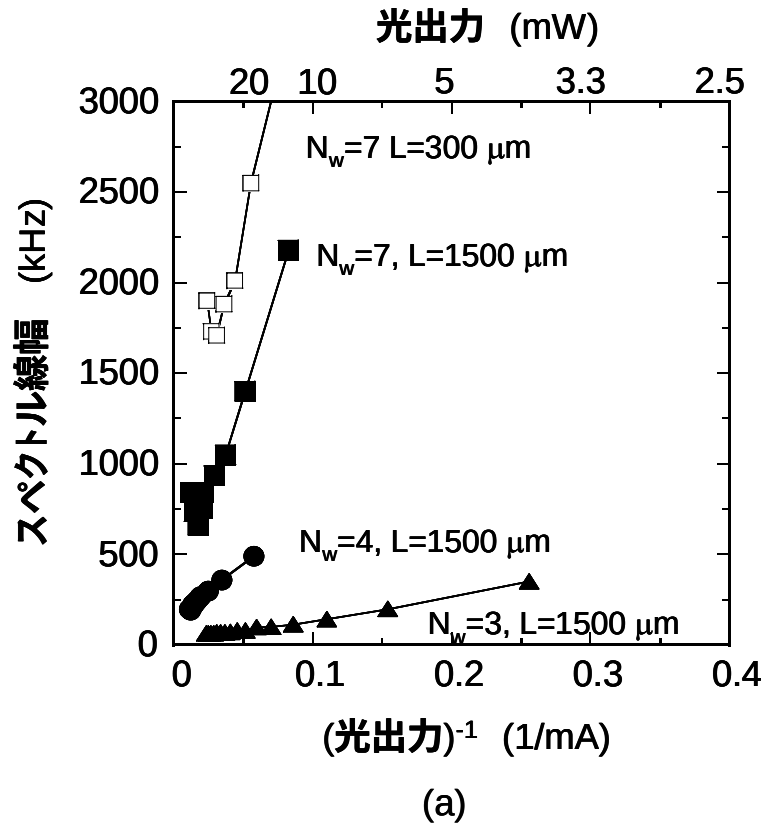


図 4-16. スペクトル線幅の井戸層数、共振器長依存性(a)と
スペクトル線幅特性(井戸層数 3、共振器長 $1500 \mu\text{m}$) (b)

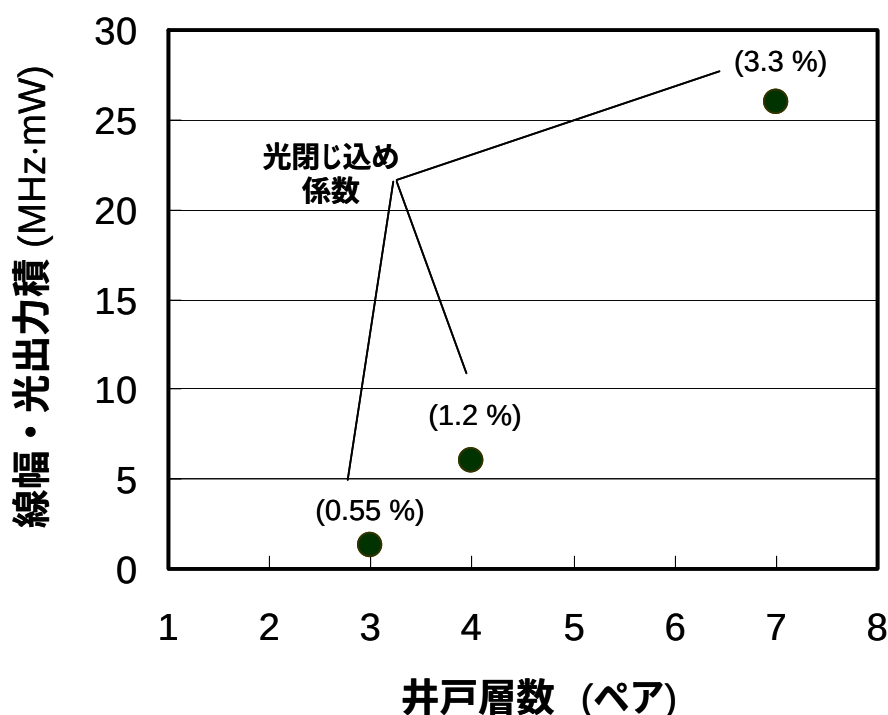


図 4-17. 線幅・光出力積の井戸層数依存性

$$\alpha_{in} = \Gamma_w \cdot \alpha_{active} + (1 - \Gamma_w) \cdot \alpha_{clad} = \Gamma_w (\alpha_{active} - \alpha_{clad}) + \alpha_{clad} \quad (4.20)$$

ただし、 Γ_w は井戸層内の光閉じ込め係数、 $\alpha_{active}(\alpha_{clad})$ は InGaAsP 活性層(InP クラッド層)でのフリーキャリア吸収損失である。

α_{active} と α_{clad} については、活性層での吸収が支配的であるため、 α_{in} はほぼ Γ_w に比例すると考えることができる。したがって、井戸層数を 7 ペアから 3 ペアまで減らすことにより内部損失が 1/6 まで低減される。

次に線幅増大係数(α)について考えてみる。詳細な議論は次章で説明するが、 α は微分利得によって支配されるパラメータであり、その微分利得は注入キャリア密度に対する屈折率変化と利得変化の比で定義される[27]。具体的には、回折格子の周期によって決まる DFB 発振波長と量子井戸や共振器長、活性層幅などのデバイス構造で決定される利得ピーク波長との相対関係に依存する[5~7]。今回作製したレーザ素子では DFB 発振波長は 1550 nm となるように回折格子の周期を一

定とした。一方、利得ピーク波長はDFB発振波長に対して長波長側に20 nm だけずらすように、つまり、1570 nm に調整されている。したがって、井戸層数が異なる3つのタイプのレーザに関しては、線幅増大係数(α)は一定であると考えられる。

次に、井戸層数低減による自然放出係数(n_{sp})の効果について考察してみる。 n_{sp} とはレーザモードにはいる誘導放出光と自然放出光の比を表している。 n_{sp} は反転分布パラメータとも呼ばれているものであり、半導体レーザの雑音特性を決定する上で重要な定数である。近似的に式(4.21)で表すことができる[28]。

$$n_{sp} = \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{h\nu - eV}{kT}\right)} \quad (4.21)$$

ここで、 $h\nu$ はレーザ発振する光のエネルギー、 k はボルツマン定数、 T は温度、 V はレーザの活性層内のpn接合に加わる電位差である。この電位差 V は伝導帯と価電子帯での化学ポテンシャルすなわちフェルミレベルの差(ΔE_f)を表している。式(4.21)に示されるように n_{sp} は ΔE_f に関して単調減少関数であり、 ΔE_f の増加に伴って $\exp$ の係数のマイナスの量が大きくなり、最終的に $\exp$ の項はゼロに収束し、 n_{sp} は1に収束することになる。つまり、 ΔE_f が高い状態でレーザ発振させた方が n_{sp} を下げることに有効となる。これは、量子井戸の数で例えると、単一量子井戸構造でレーザ発振させることが望ましいことを意味している。つまり、井戸層内の光閉じ込めを可能な限り小さくし、なるべく多くのキャリアを注入し、 ΔE_f を非常に高い状態にさせることが n_{sp} の低減には重要である。したがって、井戸層の低減が n_{sp} を下げるためにも有効な手段である。

図4-18には井戸層数の異なる素子における単一モード性の実験結果を示している。 $N_w=4$ の素子では動作電流400 mAにおいても40 dBを越える高いサイドモード抑圧比(SMSR)が得られている。一方、 $N_w=7$ の場合、200 mA以下では37 dB程度のSMSRであるが、200 mA以上においてSMSRが10 dB以下となり、単一モード性の劣化が観測された。この特性結果は、井戸層数を増やすと、線幅・光出力積の増大のみならず、単一モード性の劣化も招いていることを意味している。実際、図4-16(a)に示すように $N_w=7$ の素子においては、 $L=300 \mu\text{m}$ 、 $L=1500 \mu\text{m}$ の両方の素子で高注入電流時におけるリブロードニング現象が観測された。つまり、光閉じ込め係数の増加は安定した単一モード性に影響を及ぼしていると考えられる。DFBレーザの共振器内の屈折率変化については、光閉じ込め係数とキャリア密度の間に式(4.22)のような関係にあることが報

告されている[8]。

$$n_{\text{eff}(z)} = n_{\text{eff}0(z)} + \Delta n_{\text{eff}(z)} = n_{\text{eff}0(z)} + \Gamma \cdot \frac{dn}{dN} \cdot (N_{(z)} - N_{th}) \quad (4.22)$$

ここで、 $n_{\text{eff}0(z)}$ は、しきい値近傍の共振器方向の実効屈折率分布、 $\Delta n_{\text{eff}(z)}$ は実効屈折率分布の変化量、 N_{th} はしきい値キャリア密度、 $N_{(z)}$ は共振器方向のキャリア密度分布である。光出力の増加に伴って実効屈折率の不均一性が大きくなり、さらに井戸層内の光閉じ込めが大きいほどこの不均一性は顕著になる傾向にある。この現象が4.4で述べた軸方向ホールバーニング現象である。したがって、光閉じ込め係数の増大によって共振器内の屈折率変化が増加し、結果的に200 mA以上の高い注入電流時において単一モード性の劣化につながったと考えられる。

以上の実験結果より、線幅・光出力積の低減と高光出力時における単一モード性の実現には、井戸層内の光閉じ込めを低減させることが重要であることを実験的に確認することができた。

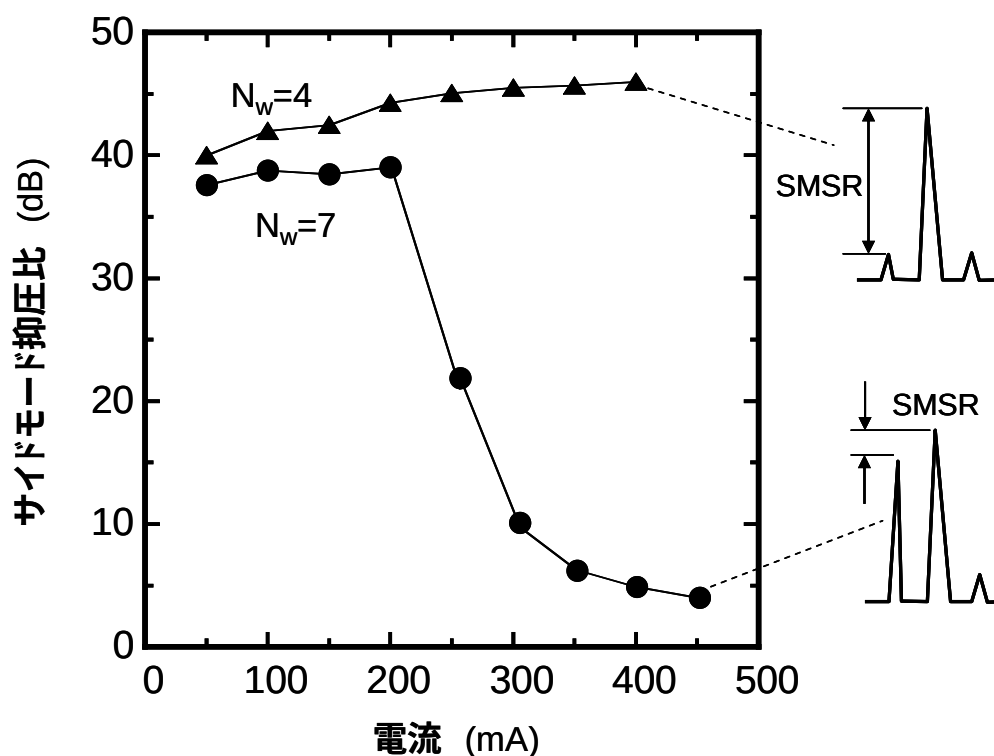


図 4-18. サイドモード抑圧比の井戸層数依存性(井戸層数4と井戸層数7)

最後に図 4-19 には、 $N_w=3$ 、 $L=1500\ \mu\text{m}$ のレーザ素子を用いて評価した雑音特性の結果を示している。40 チャンネルの TV 信号を伝送した時の雑音特性であり、横軸は DFB レーザのスペクトル線幅、縦軸はキャリア対雑音比(Carrier to Noise Ratio : CNR)である。一括 FM 変換システムにおいて、AM 信号を FM 信号に変換する場合の CNR 特性は、1 チャンネル当たりの FM 周波数偏移量(ΔF)、AM 信号の 1 チャンネル当たりの帯域幅(B_{AM})、そして半導体レーザの発振スペクトル線幅($\Delta\nu$)を用いて式(4.23)のように表すことができる[29,30]。

$$CNR = \frac{\pi \Delta F^2}{2 \Delta \nu \cdot B_{AM}} \quad (4.23)$$

今回の伝送システムでは、 ΔF および B_{AM} は一定値を設定しているため、式(4.23)で表される CNR 特性はレーザのスペクトル線幅で決定され、CNR 特性の改善には $\Delta\nu$ の低減が非常に有効であるこ

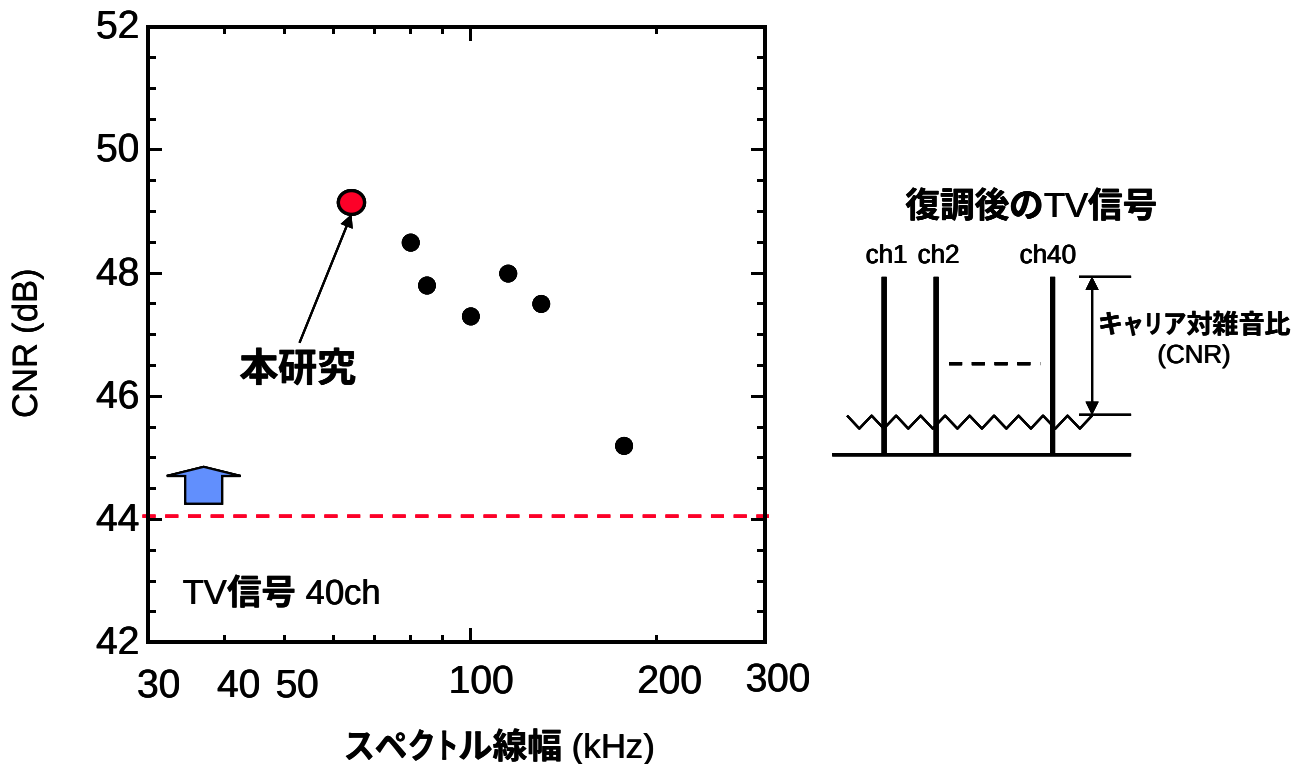


図 4-19. InAsP 埋め込み回折格子型 DFB レーザの CVATV 伝送における雑音特性
(井戸層数 3、共振器長 $1500\ \mu\text{m}$)

とがわかる。良好な伝送の実現には 44 dB 以上の CNR が必要であるが、図 4-19 に示しているように 100 kHz 以下のスペクトル線幅特性により 47 dB のスペック値を越える CNR 特性が得られることが実験的にも明らかとなった。

以上の結果より、今回提案した InAsP 埋め込み回折格子型 DFB レーザが FTTH 映像システム用光源として十分適用できることを確認した。

4.8. まとめ

本章では、FTTHの映像伝送システムとして有望な一括FM変換伝送システム用DFBレーザにおいて、狭スペクトル線幅化に向けた課題を明確にし、スペクトル線幅低減を目的とした新規回折構造の適用とデバイス構造検討を行い、以下の結果を得た。

1. DFBレーザの狭スペクトル線幅化には、高光出力時の単一モード特性が非常に重要であることを示し、安定した単一波長性の実現に向け、低結合係数が実現可能なInAsP層を有する新規埋め込み回折格子構造を提案した。

2. InAsP埋め込み回折格子を有する1.55 μm 帯 $\lambda/4$ 位相シフトDFBレーザを新規に作製し、異なる井戸層数、共振器長におけるスペクトル線幅特性の検討を行った。特に、スペクトル線幅の井戸層内の光閉じ込め依存性に関する評価結果から、井戸層数の低減が、線幅・光出力積の低減と高光出力時の単一モード性の抑制に重要であることを実験的に明らかにした。

3. InAsP埋め込み回折格子型DFBレーザにおいて、井戸層数3、共振器長1500 μm の素子で63 kHzのスペクトル線幅を実現するとともに、CATV伝送における雑音特性評価から47 dBのCNR特性を確認し、本レーザ素子が44 dB以上のスペックを満たすことを実証した。

以上の結果から、今回提案したInAsP埋め込み回折格子型DFBレーザが、100 kHz以下の狭スペクトル線幅が必要とされるFTTH映像伝送システム用光源として十分適用できることを確認した。

第4章の参考文献

- [1] 末松安晴、伊賀健一、光ファイバ通信入門、オーム社、第3版5刷、(1994)
- [2] C. H. Henry, *IEEE. J. Quantum Electron.*, QE-18, 259 (1982).
- [3] K. Kojima, K. Kyuma and T. Nakayama, *IEEE J. Lightwave Technol.*, LT-3, 1048 (1991).
- [4] M. Kitamura, H. Yamazaki, T. Sasaki, N. Kida, H. Hasumi, and I. Mito, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2, 310 (1990).
- [5] F. Kano, M. Fukuda, K. Sato, and K. Oe, *IEEE. J. Quantum Electron.*, 26, 1340 (1990).
- [6] F. Kano, T. Yamanaka, N. Yamamoto, Y. Yoshikuni, H. Mawatari, Y. Tohmori, M. Yamamoto, and K. Yokoyama, *IEEE. J. Quantum Electron.*, 29, 1553 (1993).
- [7] F. Kano, T. Yamanaka, N. Yamamoto, H. Mawatari, Y. Tohmori, and Y. Yoshikuni, *IEEE. J. Quantum Electron.*, 30, 533 (1994).
- [8] H. Soda, Y. Kotaki, H. Sudo, H. Ishikawa, S. Yamakoshi and H. Imai, *IEEE. J. Quantum Electronics*, 23, 804 (1987).
- [9] B. Tromborg, H. Olesen, and X. Pan. *IEEE. J. Quantum Electron.*, 27, 178 (1991).
- [10] S. Ogita, Y. Kotaki, M. matsuda, Y. Kuwahara and Ishikawa, *Electron., Lett.*, 25, 629 (1989).
- [11] K. Kotaki, S. Ogita, M. Matsuda, Y. Kuwahara and Ishikawa, *Electron., Lett.*, 25, 990 (1989).
- [12] M. Okai, T. Tsuchiya, K. Uomi, N. Chinoue, and T. Harada, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2, 529 (1990).
- [13] M. Okai, T. Tsuchiya, K. Uomi, N. Chinoue, and T. Harada, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 3, 427 (1991).
- [14] M. Okai, T. Tsuchiya, A. Takai and N. Chinoue, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 4, 526 (1992).
- [15] M. Okai, T. Tsuchiya and N. Chinoue, Conference on Lasers and Electro-Optics (Baltimore), post-deadline, paper CPDP40 (1991).
- [16] H. Kogelnik, and C. V. Shank, *J. Appl. Phys.*, 43, 2327 (1972).
- [17] K. Kikuchi, *IEEE. J. Quantum Electron.*, 25, 684 (1989).
- [18] T. Ohkoshi, K. Kikuchi and A. Nakayama, *Electron. Lett.*, 16, 630 (1980).
- [19] L. B. Mercer, *IEEE J. Lightwave Technol. Lett.*, 9, 485 (1991).
- [20] W. W. Ng, C. -S. Hong and A. Yariv, *IEEE Trans. Electron. Devices Lett.*, ED-25, 1193 (1978).
- [21] K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai, and Y. Matsushima, *Electron. Lett.*, 20, 1008 (1984).
- [22] M. Nakano, K. Sato. T. Nishida. T. Tamamura, A. Ozawa, Y. Saito, I. Okada, and H. Yashihara,

Electron. Lett., 25, 148 (1989).

[23] L. D. Westbrook, A. W. Nelson, and C. Dix, *Electron., Lett.* 18, 863 (1982).

[24] 白崎正孝、雙田晴久、山腰茂伸、石川浩、中島啓幾、電子情報通信学会技術研究報告、OQE85-60, 57 (1985).

[25] W. Streifer, D. R. Scifres, and R. D. Burnham, *IEEE. J. Quantum Electron.*, 11, 178 (1975).

[26] S. Akiba, M. Usami, and K. Utaka, *IEEE J. Lightwave Technol.*, LT-5, 1564 (1987).

[27] L. D. Westbrook, and M. J. Adams, *Electron. Lett.*, 23, 1223 (1987).

[28] Y. Arakawa, and Y. Yariv, *IEEE. J. Quantum Electron.*, 22, 1887 (1986).

[29] 川島 勢一郎他、National Technical Report, 42, 22 (1996).

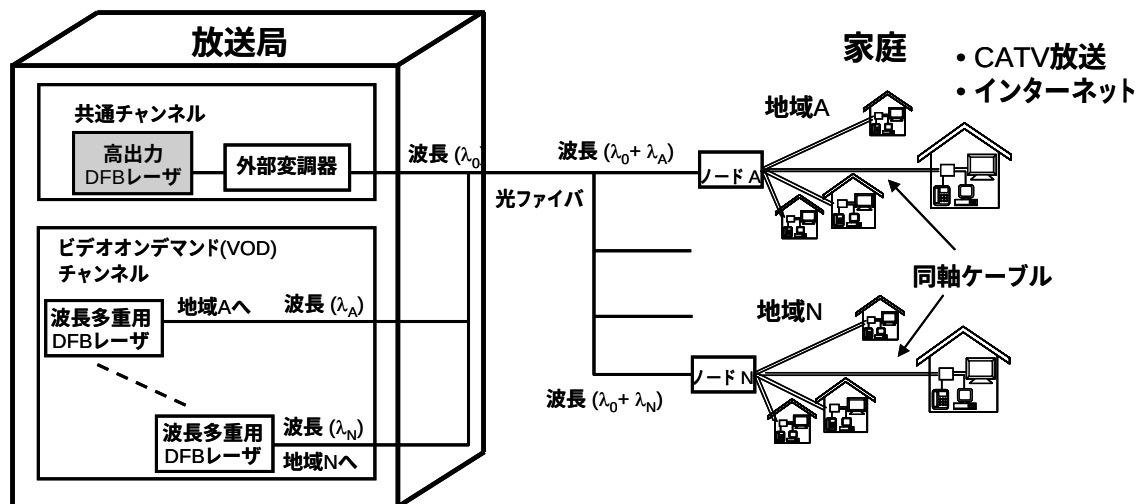
[30] 布施 優他、電子情報通信学会 信学技報、OCS97-3, 289 (1997).

第5章

埋め込み回折格子を有する分布帰還型半導体レーザの 高光出力化

5.1 はじめに

第4章で述べたDFBレーザの狭スペクトル線幅化技術は、FTTHの映像伝送システム用光源として必要不可欠となる狭スペクトル線幅特性を実現する上で非常に有用なデバイス技術であることを実証した。この狭スペクトル線幅レーザは、高い光出力状態で用いることから、DFBレーザ



共通チャンネル(一方向通信) → 外部変調方式

レーザ光出力 > 100 mW
スペクトル線幅 < 1 MHz
 @ $I_b < 350 \text{ mA}$

図 5-1. 外部変調光伝送方式の構成

の高出力化においても重要なデバイス技術となる可能性がある。

現在、インターネットのバックボーン伝送系、あるいはCATV多分配伝送系として、超高速かつ超高密度波長多重(Dense - Wavelength Division Multiplex : D-WDM)に有利な外部変調光伝送方式が用いられている。この方式では、光源として1.55 μm 帯のDFBレーザが用いられている[1]。図5-1には外部変調伝送方式を用いたCATV伝送系の一例を示している。放送局と各家庭との双方向通信となるビデオオンチャンネルには直接変調用DFBレーザが用いられ、各地域に波長多重方式によって伝送が行われている。一方、放送局から各家庭への一方向通信となる共通チャンネルの伝送には外部変調器を用いた変調方式が用いられている。この外部変調システム用光源としては、外部変調器の挿入損失の改善や分岐数の拡大、さらには信号伝送時における雑音特性の低減の観点から、DFBレーザの高出力化 ($> 100 \text{ mW}$)、狭スペクトル線幅化 ($< 1 \text{ MHz}$)、かつ低雑音化($< -158 \text{ dB/Hz}$)が要求されている。

そこで本章では、本研究で新規提案した埋め込み回折格子(Mass Transport Grating : MTG)構造を高出力DFBレーザに適用を行った。その結果、高密度波長多重伝送システムに用いられている1.55 μm 帯において、単一波長における世界最高光出力、狭スペクトル線幅動作を実現した。本章では、埋め込み回折格子型DFBレーザの作製プロセス、デバイス構造、およびレーザ特性について研究内容を報告する。

5.2 DFB レーザの高光出力化

高出力特性を有する DFB レーザに関しては、まず 1.3 μm 帯において、活性層構造や pn 接合におけるドーピング濃度などのデバイス構造の最適化、さらにはリッジ導波路構造の導入によって、光出力 200 mW までの単一波長特性が得られている[2~5]。一方、1.55 μm 帯については、結合係数の最適化により 165mW までの単一波長動作の報告がある[6~8]。

参考文献[6]によると高光出力時の単一波長性実現には、結合係数(κ)とレーザの共振器長(L)との積で表される規格化結合係数(κL)の設定が非常に重要である。 κL が小さい場合、共振器内の分布帰還の割合が小さくなるために共振器の両端面の反射鏡によって決まるファブリ・ペロー発振が支配的となり、単一モード特性の実現が困難となる。一方、高い κL の場合、光出力が比較的小さい状態では安定した単一波長特性が得られるが、光出力の増加に伴い共振器方向における軸方向ホールバーニング現象が顕著になるため、共振器方向の実効屈折率変化が起こり、マルチモード

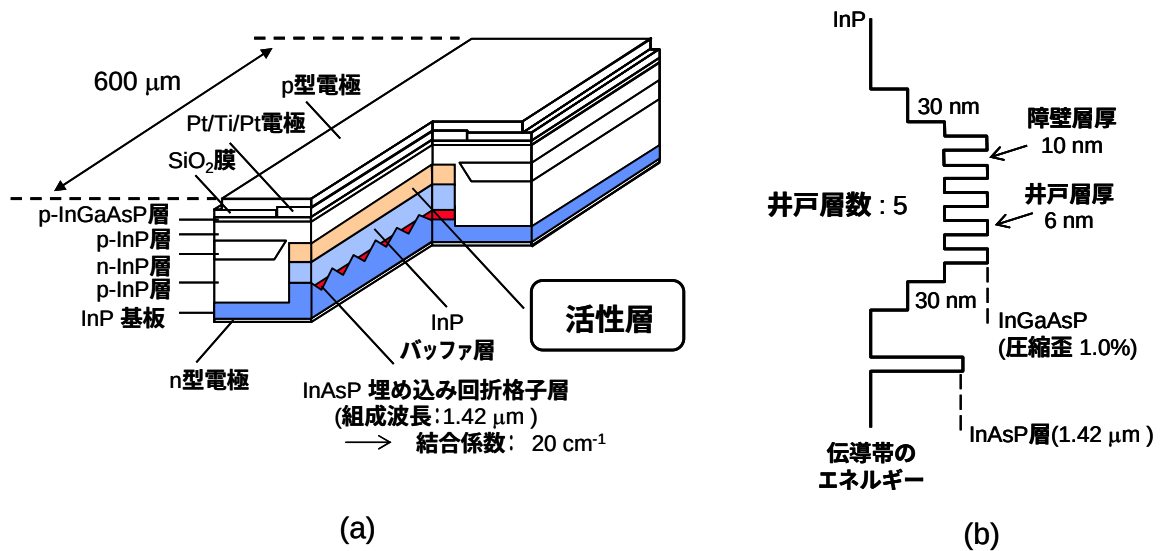


図 5-2. DFB レーザの構造図(a)と活性層付近のバンドダイアグラム(b)

発振やモードホッピングによってスペクトル線幅の増加といった重大な課題が発生してしまう。

以上に説明した理由から、高光出力時における安定した単一波長特性の実現には、最適な値が存在し、1.0～1.5 のκL が最適であると報告されている[6]。レーザの高出力化には 500～1000 μm の共振器長が一般的であることから、結合係数としては 30 cm⁻¹ 以下が必要となる。

5.3 デバイス構造

DFB レーザの高光出力化のために、高光出力時の安定した単一波長特性の実現に向けて InAsP 層からなる埋め込み回折格子構造を適用した。レーザ特性に関して議論する前に、本節では検討に用いたレーザ構造と活性層構造に関して説明を行う。

図 5-2(a)、図 5-2(b)は、今回作製したレーザ素子の構造図と活性層付近のバンド構造図を示している。埋め込み回折格子における InAsP の組成波長は 1.42 μm であり、本構造は発光波長に対して透明となる屈折率結合型を採用している。活性層は、厚さ 6 nm の 1.0 %圧縮歪を有する InGaAsP 井戸層、厚さ 10 nm の無歪 InGaAsP 障壁層からなっている。井戸層の膜厚に関しては、第 3 章と同様に 6 nm で最小のしきい値キャリア密度が得られる実験結果によるものである。また、井戸層へ歪を導入した場合、価電子帯のバンド構造の変化により価電子帯間吸収やオージェ再結合によ

る損失が抑制され、レーザ特性が飛躍的に改善する[9]。歪構造には引っ張り歪と圧縮歪の両方があるが、引っ張り歪に比べ圧縮歪の方が、少ない歪量で低しきい値発振が得られやすいといった特長を持っている。第2章で説明したように井戸層数が10層以下において圧縮歪量1%以下であれば、結晶性の劣化のない良好な量子井戸構造が形成可能であるといった実験結果より、本研究では1.0%の圧縮歪を導入した。

レーザチップの端面コート膜としては、後端面にはアモルファス Si/SiO₂ からなる高反射膜 (反射率 : 85 %)、前端面には SiO₂ 単層膜からなる低反射膜 (反射率 : 5 %) をそれぞれ施している。また、量子井戸層数 (N_w)、共振器長(L)は、内部損失と反射損失を低減するために $N_w=5$ 、 $L=600\text{ }\mu\text{m}$ としている。ストライプ状の活性層は、液層成長(LPE)法によって埋め込みを行っている。

なお、レーザ共振器内の分布帰還を実現するための回折格子は、第4章で説明したように回折格子を形成した InP 基板上に成長前の昇温時において、As と P の原料となる AsH₃ と PH₃ の混合ガスを流すことにより、回折格子の底部に InAsP 層を選択的に形成する均一の埋め込み回折格子構造である。その後、InP バッファ層を形成し、さらに、光導波路層、量子井戸層からなる活性領域を連続して成長する。DFB 発振波長を 1555 nm とするために、回折格子の周期は 244 nm に設定した。

5.4 レーザ特性

高光出力時における安定したスペクトル線幅特性を実現するためには、5.2 で述べた規格化結合係数の最適化の他に注入されたキャリアが井戸層から障壁層や光導波路層へのオーバーフローすることを抑制する必要がある。そのためには、しきい値電流の低キャリア密度化が有効な手段の一つである。しきい値キャリア密度を決定する要因としては、量子井戸構造とデバイス構造の2点に分けることができる。第3章では量子井戸構造としきい値キャリア密度との関係について議論を行った。本節では、キャリア密度を決定する重要な要素であるデバイス構造の中で活性層体積に着目し、活性層ストライプ幅のスペクトル線幅特性におよぼす影響について述べる。

図5-3には作製したレーザ素子のしきい値電流と動作電流 300mA におけるスロープ効率の活性層幅依存性の実験結果を示している。測定温度は 25 °C であり、活性層幅(W_{ac})を 1.2 μm から 1.9 μm と変化させている。活性層幅を 1.2 μm から 1.8 μm まで増加させることにより、しきい値電流が 21 mA から 14 mA に低減している。これは、活性領域内の横方向の光閉じ込めの増加によるモード利得の増加に起因している。しかしながら、1.9 μm まで活性層幅を増加させた場合、しきい

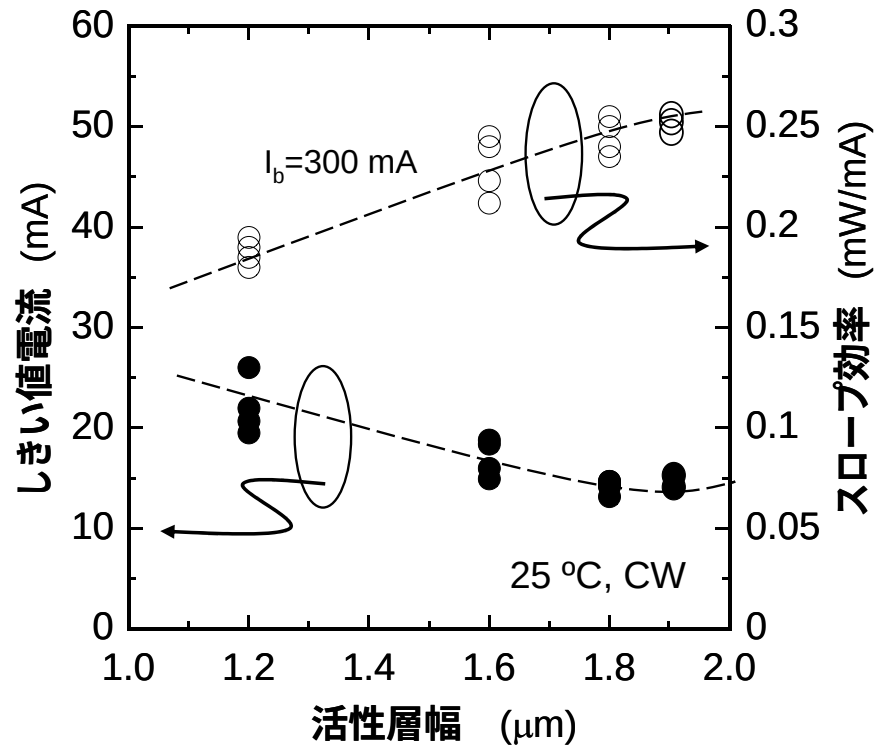


図 5-3. しきい値電流とスロープ効率の活性層幅依存性

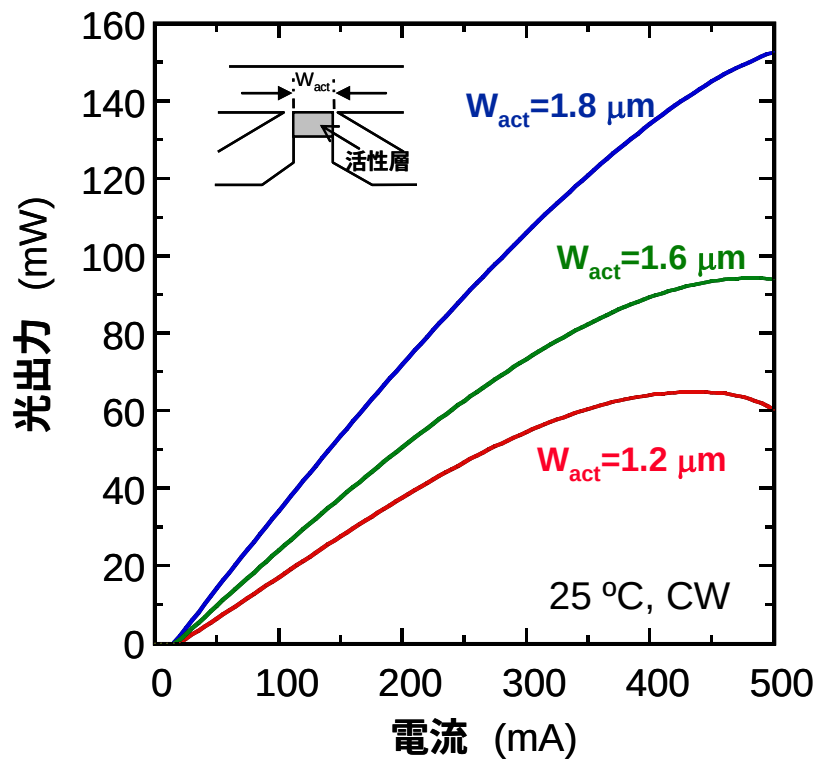


図 5-4. 電流-光出力特性の活性層幅依存性

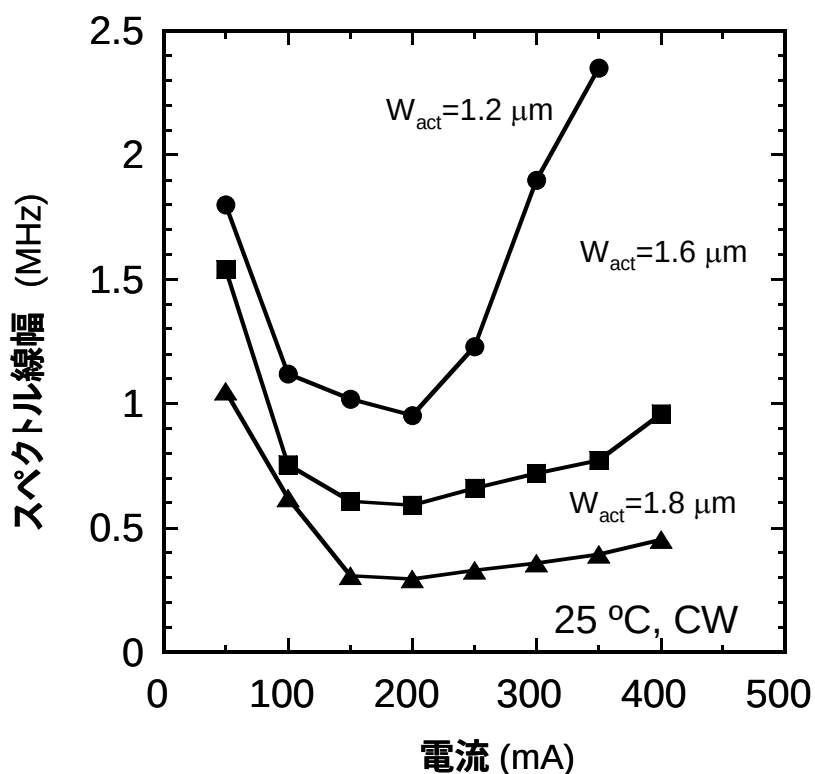


図 5-5. スペクトル線幅の注入電流依存性 ($W_{act}=1.2 \mu m$ 、 $1.6 \mu m$ 、 $1.8 \mu m$)

値電流は活性層体積の増加により 2 mA 程度増加する傾向にあることが実験により明らかとなった。一方、スロープ効率に関しては、活性層幅の増加に伴い、0.2 mW/mA から 0.25 mW/mA まで増加する傾向にある。また、活性層幅を 1.9 μm まで増大させたレーザ素子においても横モードの不安定性は認められないことを確認した。

以上の結果より、今回評価を行ったレーザ構造において低しきい値、かつ高スロープ効率を実現するためには、活性層幅 1.8 μm が最適であることが明らかとなった。

図 5-4 には、 $W_{act}=1.2 \mu m$ 、 $1.6 \mu m$ 、 $1.8 \mu m$ のレーザ素子の 25 °C における電流-光出力特性を示している。 $W_{act}=1.2 \mu m$ の活性層幅の小さい素子では、注入電流 300 mA 以上において光出力飽和が顕著となり、最高光出力としては 60 mA 程度に制限されている。これは、 $W_{act}=1.2 \mu m$ の場合、井戸層内の光閉じ込めが小さいためにモード利得が低下し、しきい値キャリア密度が増大することにより注入キャリアのオーバーフローが生じ、出力飽和が起きていると考えられる。しかしながら、図 5-4 に示すように活性層幅の増大によって光出力の飽和が抑制され、 $W_{act}=1.8 \mu m$ の素子においては、100 mW 以上の光出力特性が実現できた。100 mW 時の動作電流としては 320 mA で

あり、これまで報告されている最小値である。

図 5-5、図 5-6 には、 $W_{\text{act}} = 1.2 \mu\text{m}$, $1.6 \mu\text{m}$, $1.8 \mu\text{m}$ のレーザ素子の 25°C でのスペクトル線幅特性の測定結果を示している。図 5-5、図 5-6 とともに縦軸はスペクトル線幅の測定値を表わしているが、横軸はレーザ素子の動作電流(図 5-5)、光出力の逆数(図 5-6)である。これらに測定には、第 4 章と同様に自己遅延ヘテロダイン法を用いた[10]。図 5-5 の測定結果より、活性層幅の異なるすべてのレーザ素子において注入電流 200 mA まではスペクトル線幅の低下が見られているが、 $W_{\text{act}} = 1.2 \mu\text{m}$ の素子では注入電流 200 mA 以上においてスペクトル線幅が 1 MHz から 2.5 MHz へと大幅に増加し、高注入電流時におけるリブロードニング現象が顕著であることがわかった。しかしながら、活性層幅の増加に伴い、ブロードニング現象が抑制されている。さらに、図 5-5、図 5-6 の測定結果からもわかるように、 $W_{\text{act}} = 1.8 \mu\text{m}$ のレーザ素子においては光出力 50 mW 以上に

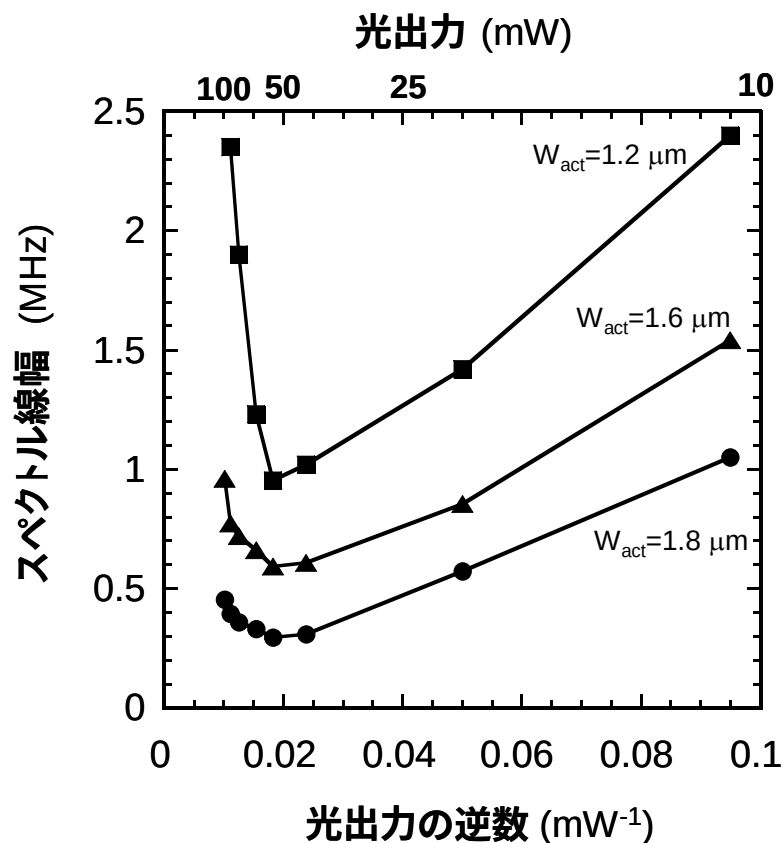
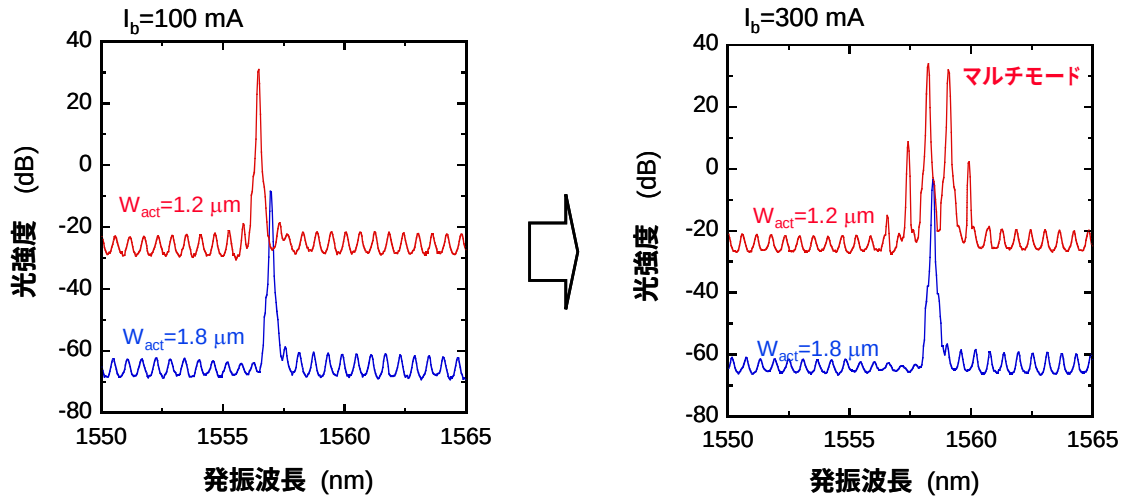


図 5-6. スペクトル線幅の光出力依存性($W_{\text{act}} = 1.2 \mu\text{m}$, $1.6 \mu\text{m}$, $1.8 \mu\text{m}$)


 図 5-7. 発振スペクトル特性の注入電流依存性($W_{\text{act}}=1.2 \mu\text{m}$ 、 $1.8 \mu\text{m}$)

おいてもリブロードニングによるスペクトル線幅の増加が抑制されるとともに、400 mA の注入電流においても 0.5 MHz 以下のスペクトル線幅が得られ、外部変調用 DFB レーザとして必要となる 1 MHz 以下のスペクトル線幅特性が実現できていることがわかった。図 5-7 には、 $W_{\text{act}}=1.2 \mu\text{m}$ と $1.8 \mu\text{m}$ の素子において、注入電流(I_b)が 100 mA と 300 mA における発振スペクトル特性の測定結果を示している。 $W_{\text{act}}=1.8 \mu\text{m}$ の場合、 $I_b=300 \text{ mA}$ においても 40 dB を超える高いサイドモード抑圧比が実現できている。しかし $W_{\text{act}}=1.2 \mu\text{m}$ の素子においては、 $I_b=100 \text{ mA}$ では単一モード特性が得られているものの、 $I_b=300 \text{ mA}$ ではマルチモード発振となっている。このマルチモード発振は、200 mA 以上におけるスペクトル線幅の増加の要因となっている[11,12]。

次に、線幅・光出力積の活性層幅の効果に関して理論的に考察してみる。第 4 章でも議論を行ったが、半導体レーザにおけるスペクトル線幅と光出力との関係は、式(4.19)の関係をを用いて式(5.1)で表わすことができる。

$$\Delta\nu_0 \cdot P_0 \propto n_{\text{sp}} \alpha_m (\alpha_m + \alpha_{\text{in}}) (1 + \alpha^2) \quad (5.1)$$

ここで、 n_{sp} は自然放出係数、 α_m は反射損失、 α_{in} は内部損失、 α は線幅増大係数、 P_0 は前端面からの光出力である。

また、線幅増大係数 α は、式(5.2)で示すような複素分極率の実部と虚部の注入キャリア密度に対する変化の比、言い換えれば屈折率変化と利得変化の比で定義することができる。

$$\alpha = \frac{\frac{\partial(\text{Re } \chi)}{\partial N}}{\frac{\partial(\text{Im } \chi)}{\partial N}} \cong \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \frac{\frac{\partial n}{\partial g}}{\frac{\partial N}{\partial g}} \quad (5.2)$$

なお、 χ は複素分極率、 N は注入キャリア密度、 n は屈折率、 g は利得である。

式(5.1)中の $1+\alpha^2$ は、自然放出光による強度揺らぎに起因するスペクトル線幅の広がりのみでなく、自然放出光によりキャリア密度が変化し、これにより半導体レーザの発振利得と同時に屈折率も変化し、結果的に周波数雑音の発生によりスペクトル線幅が増加することを表わしている。

本研究で用いた3タイプのレーザ素子は、活性層の幅のみを変化させている。図5-2に示すように同じMQW構造、つまり、量子井戸数、量子井戸層の組成波長、さらに同じ回折格子構造と同じ共振器長である。反射損失は回折格子構造と共振器長によって決定される。また、内部損失は主に量子井戸数、量子井戸層の組成波長によって決まるため、3タイプのレーザ素子における反射損失、内部損失ともに等しい仮定できる。

さらに、自然放出係数は第4章の式(4.21)で説明したように、伝導帯と価電子帯の擬フェルミレベルの差に依存する。活性層幅を変化させた場合のしきい値電流の測定結果としては、図5-3に示すように14~21 mAであり、大幅な差異は見られていない。したがって、自然放出係数の違いは非常に小さいと考えることができる。

結果的に式(5.1)で表される線幅・光出力積は、式(5.3)で表すように $1+\alpha^2$ に比例することになる。

$$\Delta\nu_0 \cdot P_0 \propto 1 + \alpha^2 \quad (5.3)$$

線幅増大係数はDFBレーザの場合、レーザ発振直前の発光スペクトルとDFB発振波長との相対関係に大きく関係してくる。さらに、発光スペクトルはしきい値キャリア密度に依存する。そこで、活性層幅の大きさに対する線幅増大係数の影響についてレーザ発振付近の発光スペクトル測定より検証を行った。

図5-8は、25℃におけるしきい値近傍($I_{th}+0.5$ mA)での発光スペクトル特性の測定結果である。

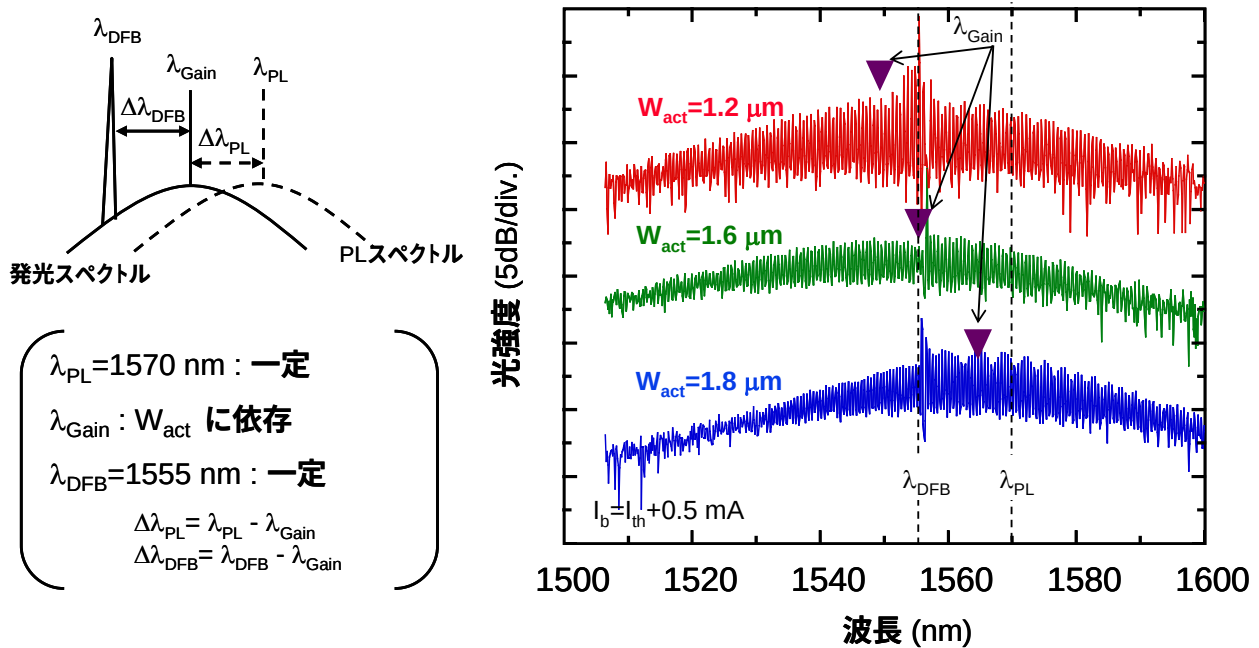


図 5-8. しきい値近傍における発光スペクトル特性の活性層幅依存性

活性層幅の異なる 3 つのレーザ素子において評価を行った。3 タイプのレーザ素子の DFB 発振波長については量子井戸構造が同一であり、回折格子周期が一定であることから、フォトルミネセンス(Photo Luminescence : PL)波長(λ_{PL})、DFB 発振波長(λ_{DFB})ともに、 $\lambda_{PL}=1570 \text{ nm}$ 、 $\lambda_{DFB}=1555 \text{ nm}$ と一定である。しかしながら、発光スペクトル特性から得られる利得ピーク波長に関しては、活性層幅によって大きく異なっていることが明らかとなった。図 5-8 に示すように活性層幅が広いレーザ素子においては、利得ピーク波長は PL 波長と同一の値である 1570 nm 付近を示しているが、活性層幅の減少に伴い、利得ピーク波長が短波長側にシフトしていることが観測された。これは、伝導帯、価電子帯にそれぞれ電子と正孔が次々と注入されることにより、光子エネルギーが高エネルギー側に移動することによって生じる現象であり、バンドフィリング効果と呼ばれているものである。さらに、図 5-9 は、図 5-8 で述べた活性層幅に対する DFB 発振波長と利得ピーク波長との関係を数値化した結果を表している。縦軸はレーザ素子の PL 波長と利得ピーク波長の差($\lambda_{PL}-\lambda_{Gain}$)、DFB 発振波長と利得ピーク波長の差($\lambda_{DFB}-\lambda_{Gain}$)を示している。どのレーザ素子においても PL 波長は一定であるが、活性層幅の増加に伴い、利得ピーク波長が長波長側にシフトしているために、 $\lambda_{PL}-\lambda_{Gain}$ 、 $\lambda_{DFB}-\lambda_{Gain}$ ともに短波長側にシフトしている。特に、 $\lambda_{DFB}-\lambda_{Gain}$ は、+10 nm

から-10 nm ヘマイナス側にシフトしていることがわかる。ここで、回折格子の周期によって決定される DFB 発振波長(λ_{DFB})と量子井戸や共振器長、活性層幅などのデバイス構造で決まる利得ピーク波長(λ_{Gain})との差($\lambda_{\text{DFB}} - \lambda_{\text{Gain}}$)は、ディチューニング量と呼ばれており、線幅増大係数 α の特性を決定する上で重要である。

図 5-10 には、ディチューニング量($\Delta\lambda$)とスペクトル線幅と前端面からの光出力値の積(線幅・光出力積)との関係を示している。 $\Delta\lambda$ を負とした場合、つまり利得ピーク波長を DFB 発振波長よりも長波長側に設定することによって、線幅・光出力積が低減していることがわかった。これは活性層幅を増大させることによって、バンドフィリングによる利得ピーク波長の短波長側へのシフトが抑制され、その結果、線幅増大係数が低減されているためと考えることができる[12,13]。また、狩野らの報告によると、線幅増大係数とディチューニング量($\Delta\lambda$)は式(5.4)で示されるように一次関数の形で表すことができる[13,14]。式(5.3)、式(5.4)より、最終的に線幅・光出力積($\Delta\nu_0 \cdot P_0$)と $\Delta\lambda$

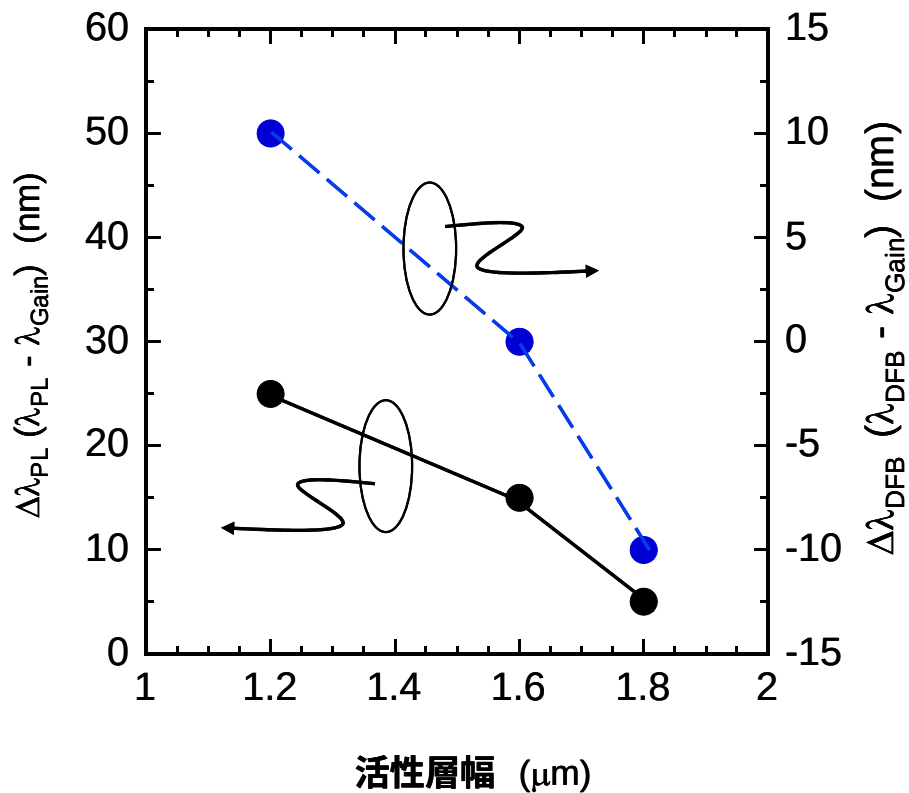


図 5-9. $\Delta\lambda_{\text{PL}}$ と $\Delta\lambda_{\text{DFB}}$ の活性層幅依存性

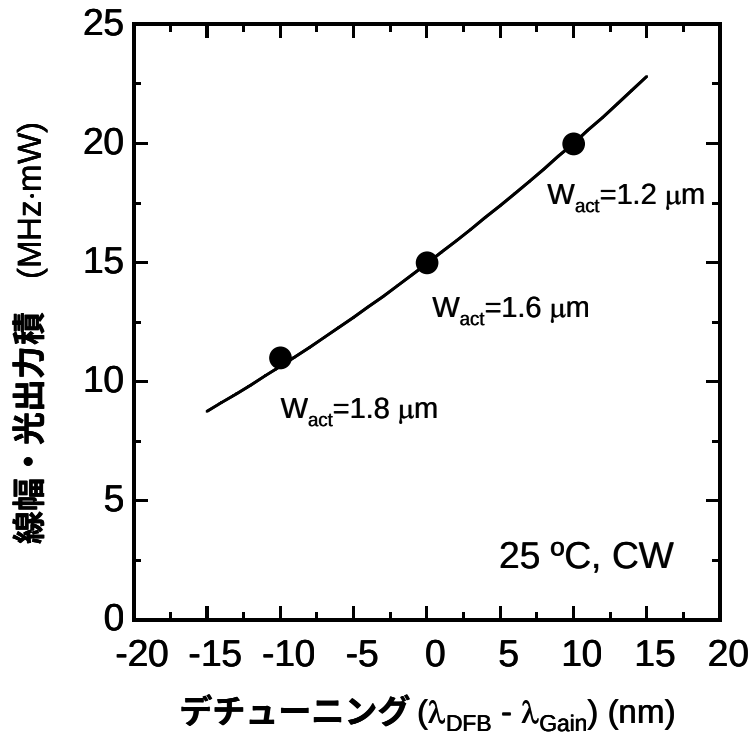


図 5-10. 線幅光出力積のディチューニング量依存性

は、2 次関数の関係で表すことができる(式(5.5))。

$$\alpha \propto A \cdot \Delta\lambda + B \quad (A, B: \text{定数}) \quad (5.4)$$

$$\Delta\nu_0 \cdot P_0 \propto 1 + (A \cdot \Delta\lambda + B)^2 \quad (5.5)$$

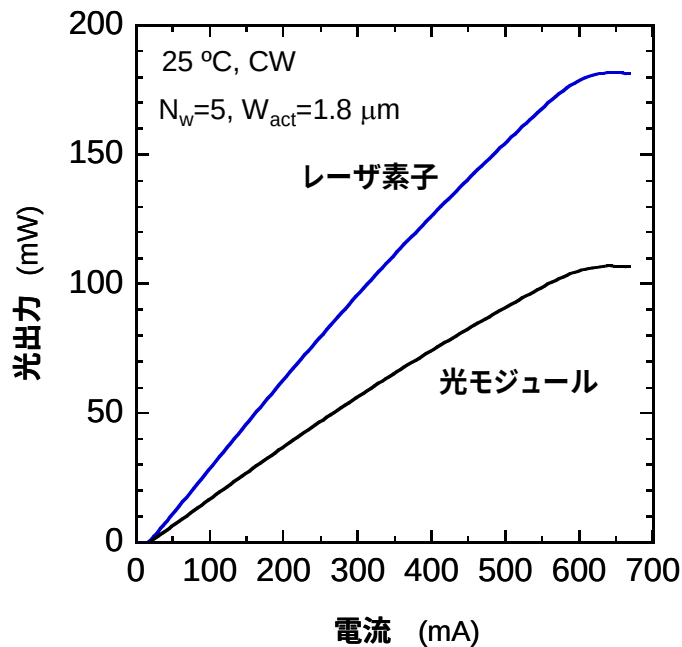
図 5-10 の測定結果から、 $\Delta\lambda$ が負から正に変化することによって $\Delta\nu_0 \cdot P_0$ は凹型の増加関数で表すことができ、これは式(5.5)で示す 2 次関数の形に近似できると考えられる。したがって、負のディチューニング量の導入によって線幅増大係数が減少し、結果的に線幅・光出力積が低減していると考えることができる。

以上に述べた測定結果より、線幅・光出力積の低減と高注入電流時の光出力飽和を抑制するためには注入キャリア密度を低減することが必要であり、活性層体積を増大させることがしきい値

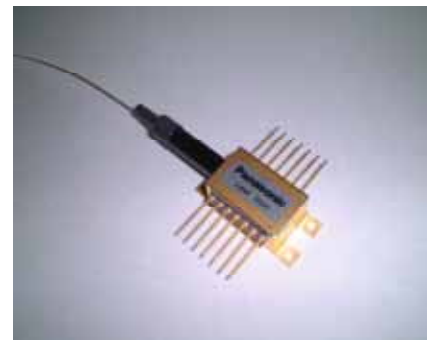
キャリア密度低減の一つの手法であることを明らかにした。

図 5-11(a)には本研究で得られたレーザ素子の電流-光出力特性を示している。共振器長は $800\ \mu\text{m}$ 、後端面には 85% の高反射コートを施している。25°C、CW 動作においてしきい値電流 15 mA、スロープ効率 $0.35\ \text{mW}/\text{mA}$ が得られ、180 mW までの光出力特性が実現できた。これは、 $1.55\ \mu\text{m}$ 帯単一波長レーザにおいて得られている最高発振光出力である。また、本研究の高出力 DFB レーザを搭載したレーザモジュールの概観図を図 5-11(b)に示す。DFB レーザから出射された光は非球面レンズにより集光され、集光された光は光アイソレータを通った後、単一モードファイバに結合される構成となっている。光アイソレータはファイバ端面などから DFB レーザ素子に光が戻るのを抑えるために用いられており、そのアイソレーション比は 30 dB である。図 5-11(a)の光出力特性にあるようにレーザモジュールにおいても 100 mW 以上の光出力特性を得ることができた。

さらに、図 5-12 には同素子の発振スペクトルの電流(I_b)依存性、図 5-13 にはスペクトル線幅、雑音特性を示す。まず、スペクトル特性については、 $I_b=50\sim 650\ \text{mA}$ の広い動作電流時において、



(a)



(b)

図 5-11. DFB レーザの電流-光出力特性(a)と半導体レーザモジュール(b)

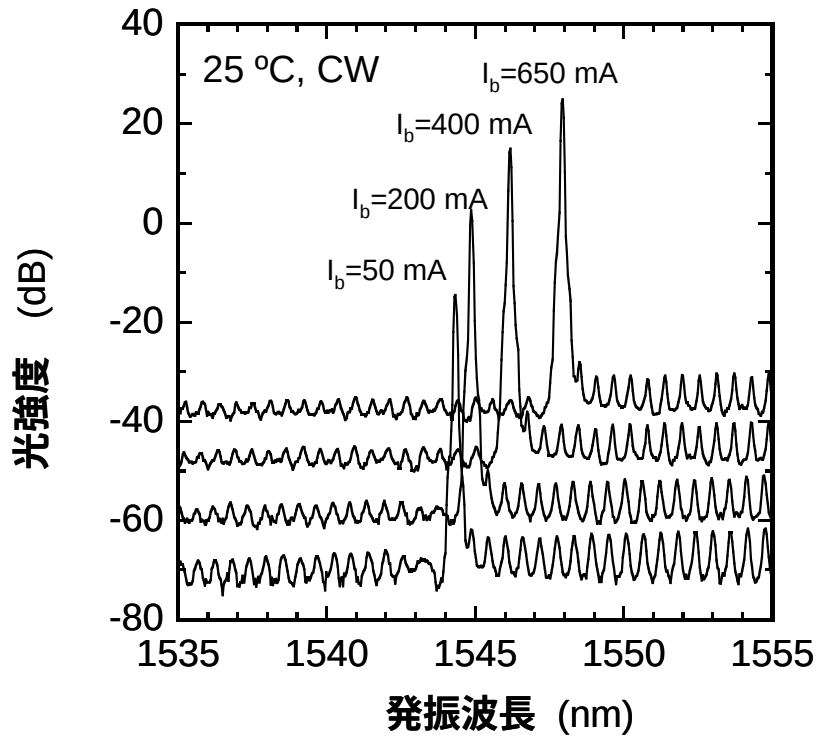


図 5-12. DFB レーザの発振スペクトル特性($W_{\text{act}}=1.8\mu\text{m}$)

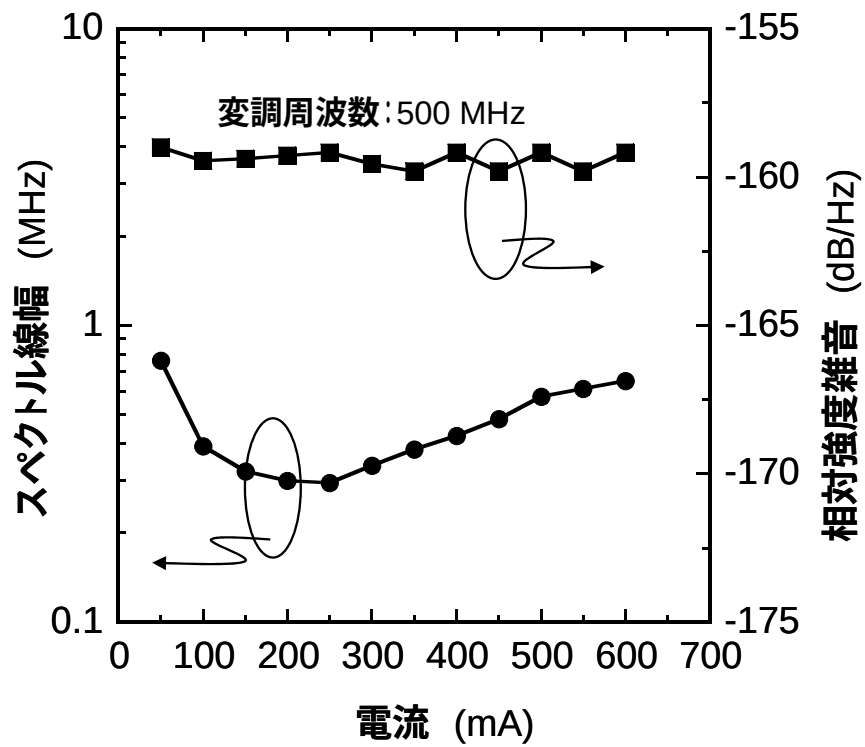


図 5-13. DFB レーザのスペクトル線幅特性と雑音特性($W_{\text{act}}=1.8\mu\text{m}$)

40 dB を超える高いサイドモード抑圧比を実現している。次に図 5-13 に示すスペクトル線幅は注入電流の増加とともに減少し、250 mA で最小値 0.3 MHz となり、その後電流増加とともに線幅は再び増加する傾向にある。これは、電流増加に伴ってレーザ共振器内の実効屈折率が変化し、その結果単一モード性に変化が生じているためと考えられる。しかしながら、 $I_b=150 \sim 400$ mA において、 $\Delta\nu=0.3 \sim 0.7$ MHz のスペクトル線幅特性、および相対強度雑音に関しても変調周波数 500 MHz において -159 dB/Hz 以下の低雑音特性を実現し、本レーザ素子が外部変調器用光源としての要求を十分満たしていることを実証した。

次に、図 5-14 に長期信頼性試験の結果を示す。本検討に用いた 15 個のレーザ素子に関して、50 °C、350 mA、(Automatic Current Control : ACC)動作条件における評価結果である。縦軸は光出力の変化の割合、横軸は通電時間を表している。ACC 状態での通電試験を実施したのは、本デバ

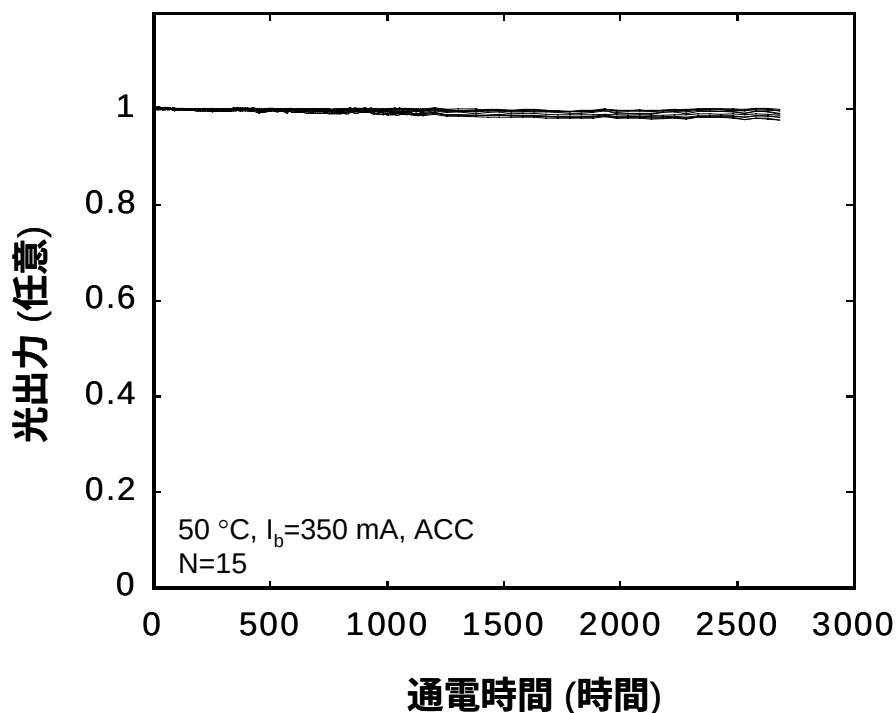


図 5-14. DFB レーザの長期信頼性 ($W_{act}=1.8 \mu\text{m}$)

イスが一定の動作電流で使用されるためである。2500 時間経過後においても光出力の低下などの特性劣化は見られず、良好な信頼性結果である。

最後に、本章で説明した埋め込み回折格子を 1.3 μm DFB レーザにも適用を行った。図 5-15(a)、(b)には、1.3 μm 帯埋め込み回折格子型 DFB レーザの断面図とバンドダイアグラムを示している。埋め込み回折格子の InAsP の組成波長は 1.42 μm であり、発光波長である 1.3 μm 帯に対して吸収となる吸収性回折格子としている。活性層は、厚さ 6 nm の 1.0 %圧縮歪の InGaAsP 井戸層、厚さ 10 nm の無歪 InGaAsP 障壁層からなっている。レーザチップの端面コート膜としては、後端面には高反射膜 (85 %)、前端面には低反射膜 (5 %)をそれぞれ施している。また、内部損失と反射

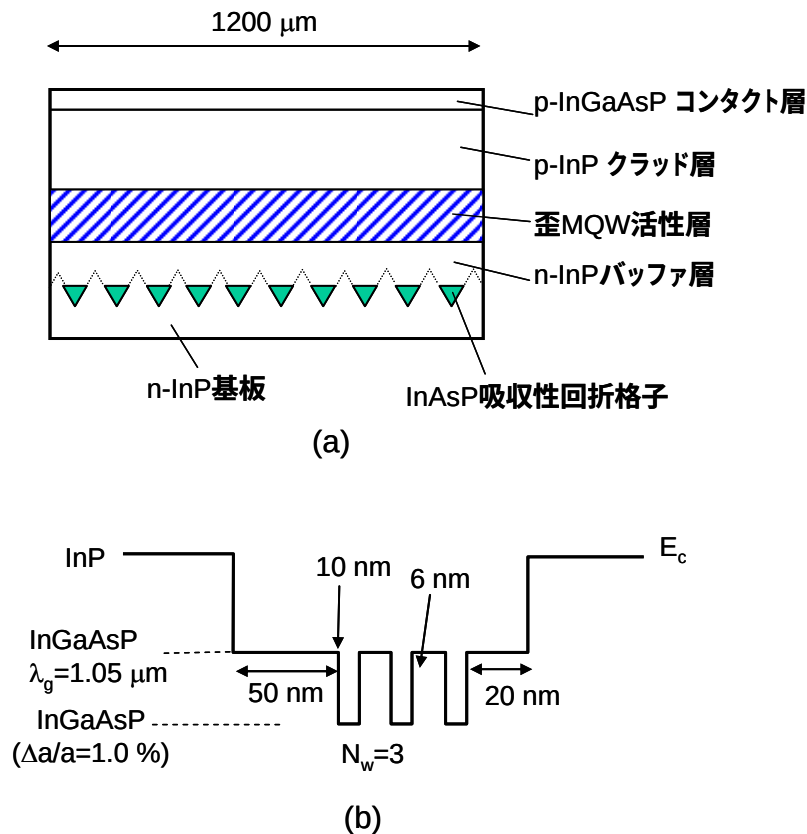


図 5-15. 1.3 μm 帯埋め込み回折格子型 DFB レーザの断面図(a)とバンドダイアグラム(b)

損失を最低限に抑えるために量子井戸層数、共振器長はそれぞれ3、1200 μm とし、活性層幅に関しては高注入電流時の光出力の飽和を抑制するために2.0 μm としている。

図 5-16 には、1.3 μm 帯埋め込み回折格子型 DFB レーザの 25 $^{\circ}\text{C}$ における電流-光出力特性を示している。25 $^{\circ}\text{C}$ 、CW 動作においてしきい値電流 45 mA、スロープ効率 0.42 mW/mA が得られ、230 mW までの光出力特性と 40 dB を越える高い SMSR 特性が実現できた。これは、1.3 μm 帯単一波長レーザにおける最高発振光出力である。また、図 5-17 には、25 $^{\circ}\text{C}$ における発振スペクトル線幅特性を示しているが、光出力 150 mW において 100 kHz の狭スペクトル線幅特性を同時に

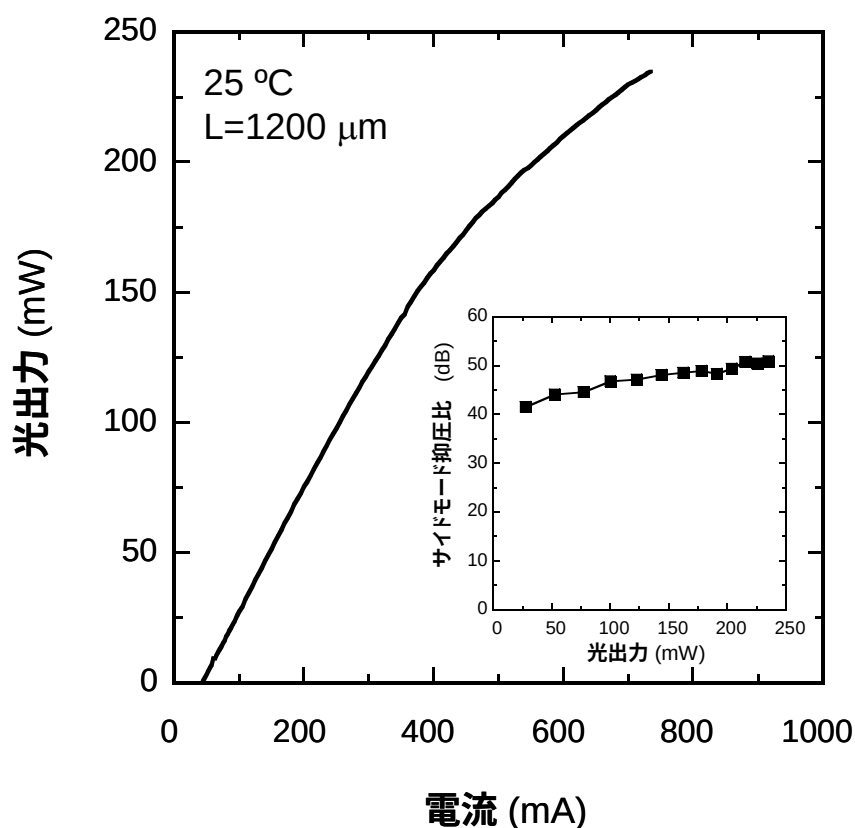


図 5-16. 1.3 μm 帯高出力 DFB レーザの電流-光出力特性とサイドモードの光出力依存性

実現することができた。

以上の評価結果から、InAsP 埋め込み回折格子を用いることにより、高光出力特性を有する高性能な光通信用 DFB レーザを実現できることを実証することができた。

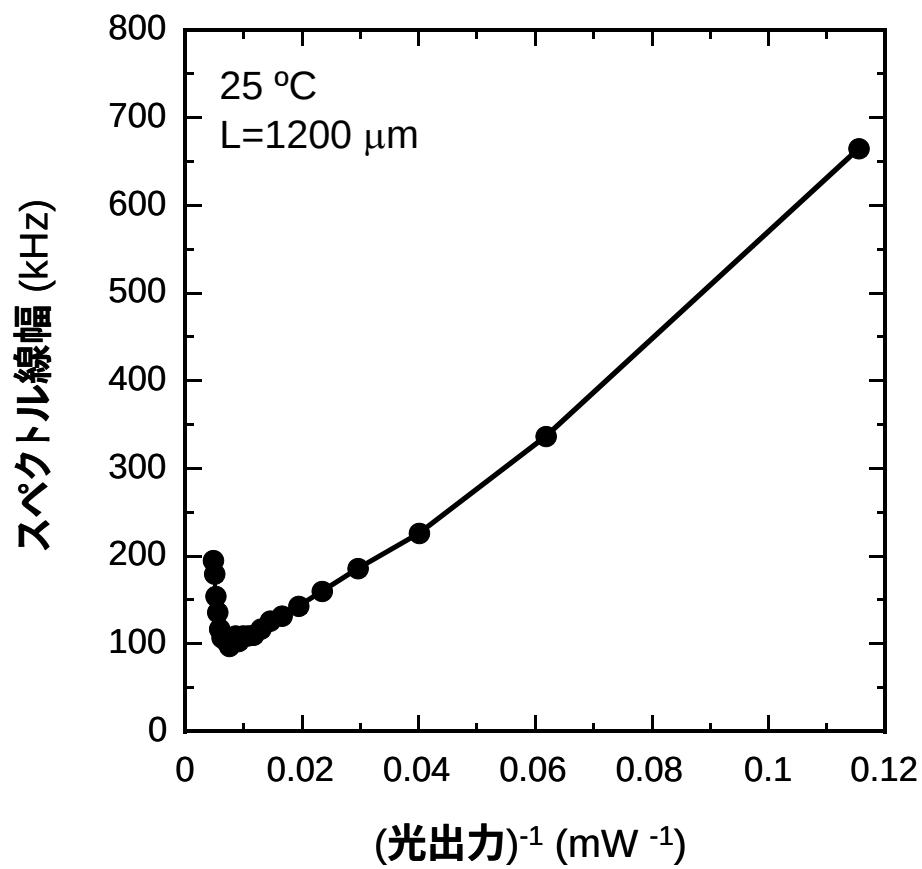


図 5-17. 1.3 μm 帯高出力 DFB レーザのスペクトル線幅特性

5.5 まとめ

本章は、新規提案した InAsP 層を有する埋め込み回折格子構造を DFB レーザの高光出力化に向け、1.55 μm 帯 DFB レーザ、1.3 μm 帯 DFB レーザに適用した。また、注入キャリア密度の低減の観点から高光出力化に向けたデバイス構造検討を行い、以下に述べる結果を得ることができた。

1. DFB レーザの線幅・光出力積の低減と高注入電流時の光出力飽和を抑制するためには、注入キャリア密度を低減することが必要であり、活性層体積を最適化させることが重要な手段の一つであることを実験的に明らかにした。

2. InAsP 埋め込み回折格子を有する 1.55 μm 帯 DFB レーザを新規に作製し、25 $^{\circ}\text{C}$ 、CW 動作においてしきい値電流 15 mA、スロープ効率 0.35 mW/mA が得られた。また、180 mW までの光出力特性と 0.3~0.7 MHz のスペクトル線幅特性が実現でき、1.55 μm 帯単一波長レーザにおける最高発振光出力を達成できた。

3. 1.3 μm 帯 DFB レーザにおいても InAsP 埋め込み回折格子構造を適用し、量子井戸層数 3、共振器長 1200 μm のレーザ素子において、25 $^{\circ}\text{C}$ 、CW 動作での 230 mW までの光出力特性と 40 dB を越える高い SMSR 特性が得られた。また、光出力 150 mW において 100 kHz の狭スペクトル線幅特性を同時に実現することができ、1.3 μm 帯単一波長レーザにおける最高発振光出力を実現した。

以上の結果から、今回提案した InAsP 埋め込み回折格子型 DFB レーザが、単一波長、高光出力特性が必要不可欠となる外部変調システム光源として十分適用できることを実証することができた。

第5章の参考文献

- [1] J. D. Ralson, A. Mathur, and G-P. Li, 22nd ECOC'96, Oslo, MoC, 3.4 (1996).
- [2] M. Ziari, A. Methur, J. Verdiel, W. Sha, and T. L. Koch, OFC'97, Technical Dig., ThB2 (1997).
- [3] A. Mathur, M. Ziari, V. Agrawal, and E. Koley, *Electron. Lett.*, 34, 2334 (1998).
- [4] M. Ziari, and A. Methur, LEOS'97, MI4 (1997).
- [5] T. R. Chen, P. C. Chen, J. Ungar, and B. Bar-Chaim, *Electron. Lett.*, 31, 1344 (1995).
- [6] T. R. Chen, W. Hsin, and N. Bar-Chaim, *Appl. Phys. Lett.*, 72, 1269 (1998).
- [7] T. R. Chen, J. Ungar, J. Iannelli, S. Oh, H. Luong, and N. Bar-Chaim, *Electron. Lett.*, 32, 898 (1996).
- [8] J. D. ralston, A. Mathur, and D. F. Welch, CLEO'96, CWR5 (1996).
- [9] H. Bissessur, C. Strack, J. Emery, F. Pommereau, C. Duchemin, J. Provost, J. Beylat, and B. Fernier, *Electron. Lett.*, 28, 998 (1992).
- [10] Takanori. Okoshi, Kazuro. Kikuchi, and A. Nakayama, *Electron. Lett.*, 16, 630 (1980).
- [11] H. Yamasaki, M. Yamaguchi, and M. Kitamura, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 3, 341 (1994).
- [12] Minoru Yamada, and Yoshinori Haraguchi, *IEEE J. Quantum Electron.*, 27, 1676 (1991).
- [13] F. Kano, T. Yamanaka, N. Yamamoto, Y. Yashikuni, H. Mawatari, Y. Tohmori, M. Yamamoto, and K. Yokoyama, *IEEE J. Quantum Electron.*, 29, 1553 (1993).
- [14] F. Kano, T. Yamanaka, N. Yamamoto, H. Mawatari, Y. Tohmori, and Y. Yashikuni, *IEEE J. Quantum Electron.*, 30, 533 (1994).

第6章

結論

6.1 本研究の総括

本論分は、FTTH システムに用いられる音声、データ伝送用レーザと映像伝送用レーザなどの光通信用半導体レーザの高性能化の実現を目的として新規デバイス構造の提案、デバイス設計、およびプロセス開発を行ったものである。以下に本研究の内容、および検討によって得られた成果を各章ごとにまとめる。

第3章 テーパ活性ストライプによる半導体レーザの狭放射角化

光ファイバネットワークのアクセス系への適用を目的として、付加的なビーム変換領域を必要とせず、通常の光通信用半導体レーザと同一のプロセスで作製可能となる水平テーパ状の活性ストライプを有する半導体レーザを新たに提案した。1.3 μm 帯半導体レーザにおいて、高温度時の低しきい値、高光出力化の実現に向けて光学特性を考慮した活性層構造に関する検討を行った結果、明らかになったことを以下に列挙する。

(1) 活性層領域自体にテーパ導波路構造を有するテーパ活性層型レーザにおいて、光ファイバとの直接結合特性の向上に向けたテーパ形状の検討を行い、ビーム放射角12度（従来の1/3）を得るとともに、85 $^{\circ}\text{C}$ でのレーザ動作を確認した。

(2) 高温における低しきい値、高効率化には、しきい値キャリア密度の低減に向け、井戸層内の光閉じ込めを増大させることが必要不可欠であるが、同時に狭放射角化を実現するには、活性層と光導波路層からなる導波路領域内の光閉じ込めの低減が有効である。

(3) 以上の結果をもとに作製したレーザにおいて、17.6 mA、0.44 mW/mAのしきい値電流、スロープ効率 (@85 $^{\circ}\text{C}$)が得られ、高温における低しきい値、高効率特性、さらには最大-4.7 dBの光

ファイバとの直接結合特性、 $\pm 3.0\ \mu\text{m}$ の-3 dB ダウントレランス量、 10^6 時間以上の推定平均寿命を得ることに成功した。

以上の結果から、今回提案した水平テーパー活性ストライプを有するレーザが、受光/発光デバイス用の光源として適用可能であることを確認した。

第4章 埋め込み回折格子による分布帰還型半導体レーザの狭スペクトル線幅化

FTTH の映像伝送システムとして有望な一括 FM 変換伝送システム用 DFB レーザにおいて、狭スペクトル線幅化に向けた課題を明確にし、スペクトル線幅低減を目的とした新規回折構造の適用とデバイス構造検討を行った結果、明らかになったことを以下に列挙する。

(1) DFB レーザの狭スペクトル線幅化には、高光出力時の単一モード特性が非常に重要であることを示し、安定した単一波長性実現に向け、低結合係数が実現可能な InAsP 層を有する新規埋め込み回折格子構造を提案した。

(2) InAsP 埋め込み回折格子を有する $1.55\ \mu\text{m}$ 帯 $\lambda/4$ 位相シフト型 DFB レーザを新規に作製し、異なる井戸層数、共振器長におけるスペクトル線幅特性の検討を行った。特に、スペクトル線幅特性の井戸層内の光閉じ込め依存性に関する評価結果から、光閉じ込めの低減が、線幅・光出力積の低減と高光出力時の単一モード性の抑制に重要であることを実験的に明らかにした。

(3) InAsP 埋め込み回折格子型 DFB レーザの井戸層数 3、共振器長 $1500\ \mu\text{m}$ の素子において 63 kHz のスペクトル線幅を実現し、今回提案した InAsP 埋め込み回折格子型 DFB レーザが、100 kHz 以下の狭スペクトル線幅が必要とされる FTTH 映像伝送用光源として十分適用できることを実証した。

第5章 埋め込み回折格子を有する分布帰還型半導体レーザの高出力化

新規提案した InAsP 層を有する埋め込み回折格子構造を DFB レーザの高出力化に向け、 $1.55\ \mu\text{m}$ 帯 DFB レーザ、 $1.3\ \mu\text{m}$ 帯 DFB レーザに適用した。また、注入キャリア密度の低減の観点から高出力化に向けたデバイス構造検討を行い、明らかになったことを以下に列挙する。

(1) DFB レーザの線幅・光出力積の低減と高注入電流時の光出力飽和を抑制するためには、注

入キャリア密度を低減することが必要であり、活性層体積を最適化させることは重要であることを実験的に明らかにした。

(2) InAsP 埋め込み回折格子を有する 1.55 μm 帯 DFB レーザを新規に作製し、25 $^{\circ}\text{C}$ 、CW 動作においてしきい値電流 15 mA、スロープ効率 0.35 mW/mA が得られ、180 mW までの光出力特性と 0.3~0.7 MHz のスペクトル線幅特性が実現でき、1.55 μm 帯単一波長レーザにおける最高発振光出力を達成した。

(3) 1.3 μm 帯 DFB レーザにおいても InAsP 埋め込み回折格子構造を適用し、量子井戸層数 3、共振器長 1200 μm のレーザ素子において、25 $^{\circ}\text{C}$ 、CW 動作において、230 mW までの光出力特性と 40 dB を越える高い SMSR 特性が得られた。また光出力 150 mW において 100 kHz の狭スペクトル線幅特性を同時に実現することができ、1.3 μm 帯単一波長レーザにおける最高発振光出力が得られた。

以上の結果から、今回提案した InAsP 埋め込み回折格子型 DFB レーザが、単一波長、高光出力特性が必要不可欠となる外部変調システム用光源として十分適用できることを実証した。

第3章、第4章で議論した DFB レーザの狭スペクトル線幅化、高光出力化技術に関する本研究で明らかになったレーザ構造をまとめたものを表 6.1 に示した。

狭スペクトル線幅化に関しては、レーザ共振器内のフォトン密度の増大つまり注入電流の増加にともなうスペクトル線幅低減の特性に着目し、下記の2点に関して新規デバイスの構造提案とデバイス検証を行った。

1. 注入電流の増加に伴って顕著となる光強度分布の不均一性による単一モード性の劣化を抑えるために、低結合係数を実現可能とする新規回折格子構造の提案とデバイス実証を実施。

2. スペクトル線幅の光出力依存性における傾きを表す線幅・光出力積の低減のために、内部損失と自然放出係数の低減に着目し、デバイス検証を実施。

2.で述べた内部損失と自然放出係数の低減に関しては、具体的な手法が井戸層の低減である。通信用半導体レーザは、高温動作時の安定した低しきい値、高光出力動作や光ファイバ通信の特長である高速動作の実現のため、井戸層数としては7ペアから10ペアが一般的である。歪量子井

戸構造に適用によりスペクトル線幅も改善されているが1 MHz程度にとどまっている[1]。しかしながら、本研究では、内部損失と自然放出係数の低減のために井戸層を3ペアまで減らし、さらにDFBレーザのしきい値利得を下げるため、長共振器長化(共振器長：1500 μm)とすることにより、100 kHz以下のスペクトル線幅特性を実現することに成功した。レーザの発振スペクトル線幅の低減といった半導体レーザの低雑音化には活性層内の光閉じ込め係数を極力減らすことが有効であることを実証することができた。

一方、第4章で述べたDFBレーザの高光出力化に向けては、高光出力時における出力飽和の抑制に着目した。井戸層数5、共振器長800 μm のレーザ構造において、広い活性層ストライプ幅の導入によりしきい値キャリア密度を下げ、光出力飽和を改善するとともに、線幅・光出力積の低減にも有効であることを示すことに成功した。

以上の研究成果から、単一モード特性を有する半導体レーザにおいて、スペクトル線幅の安定性を図るためには、電子と光子の相互作用を可能な限り小さくし、自然放出光の影響を極力抑えるレーザ構造にすることが重要であることを示した。一方、単一モードレーザの高光出力化には、光強度分布の不均一性に伴う単一モード特性の劣化を抑えるとともに、光出力の飽和を抑制するためのレーザ設計が必要不可欠であることを明らかにした。

表 6-1. DFB レーザの狭スペクトル線幅化、高光出力化に関する本研究のまとめ

求める性能	波長帯	井戸層数	共振器長	端面コート
狭スペクトル線幅化	1.55 μm 帯	3	1500 μm	無反射/無反射
高光出力化	1.55 μm 帯	5	800 μm	低反射/高反射
高温動作化 (参考)	1.3 μm 帯	10	300 μm	低反射/高反射

6.2 通信用半導体レーザの将来展望

第2章で述べた狭放射角半導体レーザは、光ファイバとの光結合において従来のレンズを用いた結合からレンズを用いない直接結合を実現するために実現されたレーザ構造である。本研究では1.3 μm 帯フアブリペロ型においてデバイス性能の実証を行ったが、その後、直接結合型光モジュールの高速化に向け、1.3 μm 帯 DFB レーザにおいてもテーパ活性ストライプの適用が行われ、10 度以下の狭ビーム放射角特性と高温動作（85 度）での単一モード特性を確認している[2]。さらに、1.55 μm 帯においても、テーパ状の活性ストライプを有する DFB レーザの技術検討が行われ、光出力 60 mW までの単一モード性、水平(垂直)方向において 14 度(20 度)の狭いビーム放射角特性を実現している[3]。いずれの技術検討においても、本研究のテーパ活性ストライプを有するレーザ技術が基盤となって、単一モード性に優れた直接結合型高性能光モジュールが実現できる可能性があることを示唆するものである。

一方、第3章と第4章で議論した DBF レーザの高光出力、狭スペクトル線幅化技術に関しては、本研究に引き続き、古河電工の粕川らによって波長多重通信システムの外部変調用光源として技術検討が行われている[4]。その結果、高注入電流時における光出力飽和を抑制するために本研究で実証した活性層幅の広ストライプ化の技術が適用されている。結果的に、2 μm まで広ストライプ幅化したレーザを搭載した通信用光モジュールにおいて、1 MHz 以下のスペクトル線幅と 100 mW を超える単一モード光出力特性を実現し、波長多重システムにおける外部変調用光源としての性能を実証している[5]。

以上の結果から、本研究のデバイス設計、プロセス技術が次世代の光通信システム用光源の技術に活かされていると言える。

ここで光ファイバ通信システムの性能向上の経緯を考えると、各家庭のユーザが利用できるデータ伝送速度はここ十数年で飛躍的に拡大したと言える。1990 年代前半は 9.6 kb/s 程度の伝送速度であったが、以後電話線を用いた 128 kb/s、同軸ケーブルによる数 Mb/s が可能となり、そして光ファイバを伝送媒体とした 100 Mb/s の通信と桁違いの伝送速度上昇がなされてきた。光アクセス市場は今後も拡大を続け、2010 年には 4000 万世帯、その中で FTTH 加入者は 2300 万を占めると予想されている。FTTH システムの拡大とともにさらなる高速化への要望は高まり続けていく

だろう。1 Gb/s 程度のものは既に実用化され、10 Gb/s に関する技術開発も活発化している。さらに将来的には数 100 Gb/s、THz を超える超高速の送受信光モジュールが各家庭に導入されるのも夢物語ではない。今後、超高速光モジュールの実現において特に光デバイスに求められるのは、高速性のみならず、さらなる機能集積化、超小型化、低消費電力化であり、半導体レーザ、光導波路、分波器、結合器、受光素子などの半導体素子が集積化された光集積回路の実現である。

本論文でまとめたテーパー活性層型半導体レーザおよび埋め込み回折格子を有する半導体レーザなどの高性能な半導体レーザ技術が、今後の超高性能な光集積デバイスの実現に向けて何らかの形で活用されていくことを強く切望し、本論分を完了する。

第 6 章の参考文献

- [1] 大塚信之、学位論文 “ 有機金属気相成長法による InP 系半導体レーザの作製に関する研究 ”、(1996).
- [2] Masahiro Kito, Yuichi Inaba, Hisashi Nakayama, Toyoji Chino, Masato Ishino, Yasushi Matsui, and Kunio Itoh, *IEEE J. Quantum Electron.*, 35, 1765(1999).
- [3] M. Mohrle, A. Sigmund, R. Steingruber, W. Furst, and A. Suna, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 15, 365 (2003).
- [4] M. Funahashi, H. Nasu, T. Mukaihara, T. Kimoto, T. Shinagawa, T. Kise, K. Takai, T. Takagi, M. Oike, T. Nomura, and A. Kasukawa, *IEEE J. S. T. Quantum Electron.*, 10, 312 (2004).
- [5] 高木啓史ら、古河電工時報、第 111 号、2003 年。

付録

A.1 導波路間の結合効率の一般式

光波が光ファイバや光導波路等の光導波系へ入射すると、それらの系の固有モードを励振しながら光が伝搬していく。この時の導波光のパワーと入射光のパワーとの比が結合効率と呼ばれるものである。

光の伝搬軸を z 軸として、ある座標 z における結合効率について考える。 z 軸上のある位置 z において入射系の電界分布 $\phi(x, y)$ を受光系の固有モード関数 $\phi_i(x, y)$ で展開すると下式が成立する。

$$\phi(x, y) = \sum_i C_i \phi_i(x, y) \quad (\text{A1.1})$$

i は受光系が持っている固有モード関数の数である。 C_i はモード i へ結合する割合を表したものである。なお、簡単のために x 方向と y 方向のモード番号をまとめて i と表記している。式(A1.1)において、 $\phi(x, y)$ の複素共役である $\phi^*(x, y)$ を左から掛けて積分し、 $\phi(x, y)$ 、 $\phi_i(x, y)$ を用いて C_i を表すと式(A1.2)のようになる。

$$C_i = \frac{\iint \phi_i^*(x, y) \phi(x, y) dx dy}{\iint |\phi_i(x, y)|^2 dx dy} \quad (\text{A1.2})$$

$$\iint \phi_i^*(x, y) \phi_j(x, y) dx dy = \delta_{ij}, \quad \delta_{ij} = 1 (i=j), 0 (i \neq j) \quad (\text{A1.3})$$

式(A1.2)の算出には、式(A1.3)に表す固有モード関数の直交性の関係を用いた。

さらに、全入射光強度は入射系における光電界分布 $\phi(x, y)$ の2乗、つまり $\iint |\phi(x, y)|^2 dx dy$ で表され、同様にして受光系のモード i の光強度は $|C_i|^2 \iint |\phi_i(x, y)|^2 dx dy$ となる。したがって、このモードへの結合効率(η)は、全入射光強度に対するモード i の光強度の比をとって式(A1.4)のように表される。

$$\eta = \frac{|C_i|^2 \cdot \iint |\phi_i(x, y)|^2 dx dy}{\iint |\phi(x, y)|^2 dx dy} \quad (\text{A1.4})$$

式(A1.4)に式(A1.2)を代入することにより、 η は次式となる。

$$\eta = \frac{\left| \iint \phi_i^*(x, y) \phi(x, y) dx dy \right|^2}{\iint |\phi_i(x, y)|^4 dx dy} \cdot \frac{\iint |\phi_i(x, y)|^2 dx dy}{\iint |\phi(x, y)|^2 dx dy} = \frac{\left| \iint \phi_i^*(x, y) \phi(x, y) dx dy \right|^2}{\iint |\phi_i(x, y)|^2 dx dy \cdot \iint |\phi(x, y)|^2 dx dy} \quad (\text{A1.5})$$

ここで、 $\phi(x, y) = F(x, y)$ 、 $\phi_i(x, y) = G(x, y)$ とすることにより、最終的に式(3.1)で表される結合効率を得ることができる。

A.2 半導体レーザと光ファイバとの結合効率の算出(軸ずれ、角度ずれがない場合)

A.2 と A.3 では、半導体レーザと光ファイバの結合に関して説明する。第 3 章では基本モードでの光結合について議論しているため、基本モードのガウス分布同士の結合について考えることにする。まず、軸ずれや角度ずれが全くなく、スポットサイズのみが異なった 2 つのガウス分布の結合について説明する。この場合は入射系と受光系のビームウェストの位置が一致している場合に対応している。第 3 章で説明したように、結合効率は伝搬方向に対して直交する x 方向成分と y 方向成分を別々にもとめ、その積をとることによって得ることができる。まず結合効率の x 方向成分を求める。入射系である半導体レーザと受光系である光ファイバのスポットサイズ径をそれぞれ ω_x 、 ω_f とする。ビームウェストでは波面の曲率が無限大であることを考慮すると、入射系および受光系の x 方向の電界分布 $f_1(x)$ および $g_1(x)$ は、互いに結合する面において式(A2.1)、(A2.2)のように表記できる。

$$f_1(x) = \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\omega_x} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp\left\{-\frac{x^2}{\omega_x^2}\right\} \quad (\text{A2.1})$$

$$g_2(x) = \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\omega_f} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp\left\{-\frac{x^2}{\omega_f^2}\right\} \quad (\text{A2.2})$$

したがって、式(A1.5)の分子は式(A2.3)のように変形することができる。

$$\left| \int g_1^*(x) \cdot f_1(x) dx \right|^2 = \left(\frac{2}{\pi \omega_x \omega_f} \right) \cdot \left| \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-q_1 x^2) dx \right|^2 \quad \text{ただし、} \quad q_1 = \frac{1}{\omega_x^2} + \frac{1}{\omega_f^2} \quad (\text{A2.3})$$

ここで、式(A2.4)で表されるガウス関数の無限積分の公式を用いると、 x 方向成分の結合効率である式(A2.3)は式(A2.5)のようになる。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\alpha x^2) dx = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \quad (\text{A2.4})$$

$$\eta_{x1} = \left(\frac{2}{\pi \omega_x \omega_f} \right) \cdot \frac{\pi}{\frac{1}{\omega_x^2} + \frac{1}{\omega_f^2}} = \frac{2}{\frac{\omega_f}{\omega_x} + \frac{\omega_x}{\omega_f}} \quad (\text{A2.5})$$

x 方向成分と同様にして y 方向成分の結合効率(η_{y1})を求める。入射系である半導体レーザと受光系である光ファイバのスポットサイズ径をそれぞれ ω_y 、 ω_f とすると、式(A2.5)と同様にして η_{y1} は次式のようになる。

$$\eta_{y1} = \frac{2}{\frac{\omega_f}{\omega_y} + \frac{\omega_y}{\omega_f}} \quad (\text{A2.6})$$

一方、式(A1.5)の分母については、式(A2.1)、(A2.2)を用いて計算するとそれぞれ 1 となる。

したがって、最終的に結合効率(η_1)は、式(A2.7)で表される。

$$\eta_1 = \eta_{x1} \cdot \eta_{y1} = \frac{2}{\frac{\omega_f}{\omega_x} + \frac{\omega_x}{\omega_f}} \cdot \frac{2}{\frac{\omega_f}{\omega_y} + \frac{\omega_y}{\omega_f}} \quad (\text{A2.7})$$

以上から、軸ずれや角度ずれが全くなく、スポットサイズのみが異なった 2 つのガウス分布の

結合効率は、スポットサイズの大きさではなく、その比によって決定され、 $\omega_x(\omega_y)=\omega_f$ の時、つまり入射系と受光系のスポットサイズが一致した時においてのみ、100 %の結合が得られることになる。

A.3 半導体レーザと光ファイバとの結合効率の算出(光軸方向にずれた場合)

次に、光軸に垂直な x 方向、 y 方向の軸ずれと角度ずれがなく、光軸方向のみに軸ずれした 2 つのガウス分布の結合について考えてみる。これは、第 3 章の 3.8 節で説明した半導体レーザが光ファイバに対して z 軸方向にずれた場合の結合特性に相当する。

出射側を半導体レーザとし、レーザから出射された光が z 軸方向にずれた状態で光ファイバに入射する場合を考える。半導体レーザの出射端を基準($z=0$)とし、距離 z_1 だけずれたところに光ファイバの入射端面があるとする。

出射側である半導体レーザのガウス分布の x 方向成分 $f_2(x)$ は、スポットサイズを ω_x として次式で示される。

$$f_2(x) = \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{\omega_x} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp \left\{ -\frac{x^2}{\omega_x^2} \right\} \quad (\text{A3.1})$$

一方、受光系である光ファイバのガウス分布の x 方向成分 $g_2(x)$ は、スポットサイズを ω_f とし、ビームウェストから光ファイバ端面までの距離を z_1 とした場合、式(A3.2)で表される。

$$g_2(x) = \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\omega_f(z_1)} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp \left(-\frac{x^2}{\omega_f^2(z_1)} - jk \frac{x^2}{2R_f(z_1)} \right) \quad (\text{A3.2})$$

ここで、 k は波数である。

また、光ファイバの端面のスポットサイズの大きさ $\omega_f(z_1)$ と曲率半径 $R_f(z_1)$ は、同時に式(A3.3)、(A3.4)で与えられる。

$$\omega_f(z_1) = \omega_f \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z_1}{\pi \omega_f^2} \right)^2} \quad (\text{A3.3})$$

$$R_f(z_1) = z_1 \left\{ 1 + \left(\frac{\pi \omega_f^2}{\lambda z_1} \right)^2 \right\} \quad (\text{A3.4})$$

式(A1.5)の分子に代入することにより、

$$\left| \int g_2^*(x) \cdot f_2(x) dx \right|^2 = \frac{2}{\pi \omega_x \omega_f \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z_1}{(\pi \omega_f)^2} \right)^2}} \cdot \left| \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-q_2 x^2) dx \right|^2 \quad (\text{A3.5})$$

が得られる。ただし、 q_2 には波面の項が入り次式となる。

$$q_2 = \frac{1}{\omega_x^2} + \frac{1}{\omega_f - j \frac{\lambda z_1}{\pi}} \quad (\text{A3.6})$$

この q_2 を用いて $q_2 q_2^*$ を計算し、式(A3.5)に代入することにより、 x 方向の結合効率の式(η_{x2})として式(A3.7)を得ることができる。

$$\eta_{x2} = \frac{2}{\pi \omega_x \omega_f \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z_1}{(\pi \omega_f)^2} \right)^2}} \cdot \sqrt{\frac{\omega_x^2 \omega_f^2 \left\{ 1 + \left(\frac{\lambda z_1}{(\pi \omega_f)^2} \right)^2 \right\}}{\left(\frac{\omega_f}{\omega_x} + \frac{\omega_x}{\omega_f} \right)^2 + \frac{\lambda^2 z_1^2}{\pi^2 \omega_x^2 \omega_f^2}}} \cdot \pi = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{\omega_f}{\omega_x} + \frac{\omega_x}{\omega_f} \right)^2 + \frac{\lambda^2 z_1^2}{\pi^2 \omega_x^2 \omega_f^2}}} \quad (\text{A3.7})$$

同様にして y 方向についても結合効率(η_{y2})を求めると、最終的に結合効率(η_2)は式(A3.8)となる。

$$\eta_2 = \eta_{x2} \cdot \eta_{y2} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{\omega_f}{\omega_x} + \frac{\omega_x}{\omega_f}\right)^2 + \frac{\lambda^2 z_1^2}{\pi^2 \omega_x^2 \omega_f^2}}} \cdot \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{\omega_f}{\omega_y} + \frac{\omega_y}{\omega_f}\right)^2 + \frac{\lambda^2 z_1^2}{\pi^2 \omega_y^2 \omega_f^2}}} \quad (\text{A3.8})$$

入射系と受光系の距離がゼロ、つまりビームウエストの位置がお互いに一致していれば、この式は当然ではあるが、式(A2.6)に一致する。

謝辞

本研究を完遂するにあたり、終始御親切な御指導と御激励を賜りました大阪大学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻 杉野隆教授に謹んで感謝の意を表します。

本論文をまとめるにあたり、御懇厚な御指導を頂きました大阪大学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻 栖原敏明教授、近藤正彦教授に厚く御礼申し上げます。

本研究は松下電器産業(株)および松下電子工業(株)においてなされたものであり、本研究の機会を与えて頂くとともに、終始御指導、御鞭撻を賜りました工学博士 上田大助 半導体デバイス研究センター長に深く感謝申し上げます。

筆者が松下電器産業(株)半導体研究センターに在職中、本研究の遂行と発表の機会を与えて頂き、終始御親切な御指導を賜りました元半導体研究センター光半導体開発グループ小沼毅主担当、プロセス開発センター 工学博士 小倉基次参事、プロセス開発センター 工学博士 森義弘チームリーダー、本社 R&D 部門 工学博士 大仲清司グループマネージャー、本社 R&D 部門 工学博士 大塚信之チームリーダー、半導体社ディスクリートビジネスユニット 富士原潔主幹技師に深く感謝申し上げます。

松下電子工業(株)電子総合研究所に在職中、本研究の遂行と発表の機会を与えて頂き、終始御親切な御指導を賜りました元光デバイス研究部 工学博士 伊藤国雄部長、半導体社技術企画グループ 工学博士 松井康参事、パナソニック AVC ネットワーク社 映像・ディスプレイデバイス事業グループ 工学博士 石野正人チームリーダー、半導体社ディスクリートビジネスユニット 宇野智昭参事、半導体社ディスクリートビジネスユニット 雄谷順参事、パナソニック EV エナジー(株) 第1生産技術部 中山久志主任技師に深く感謝致します。

松下電器産業(株)半導体社半導体デバイス研究センターにおいて、半導体レーザに関する本研究の遂行と発表の機会を与えて頂き、終始御親切な御指導を賜りました本社環境本部 小河晴樹チームリーダー、半導体社知的財産権センター 工学博士 鬼頭雅弘チームリーダー、半導体デバイス研究センター 工学博士 松田賢一グループマネージャー、知野豊治チームリーダーに深く感謝いたします。

松下電器産業(株)半導体社半導体デバイス研究センターにおいて、イメージセンサーに関する本研究の遂行と発表の機会を与えて頂き、終始御親切な御指導を賜りました元半導体デバイス研究センター 山口琢己リーダー、森三佳主任技師、笠野真弘主任技師、理学博士 吉田真治様、村

田隆彦主任技師、春日繁孝主任技師、理学博士 田中圭介主任技師、工学博士 歳清公明主任技師、余湖孝紀主任技師、沖野徹様に深く感謝します。

さらに、平素より御指導いただいております半導体デバイス研究センターの皆様、半導体社汎用事業本部ディスクリートビジネスユニット岡山工場の皆様、イメージセンサービジネスユニット開発グループの皆様、生産本部砺波工場の皆様をはじめとする関係各位に深く感謝申し上げます。

また、現在の多忙な業務の中、本研究をまとめるにあたり、御理解と暖かい御支援を頂きました工学博士 嶋田恭博グループマネージャー、工学博士 松野年伸チームリーダー、小野澤和利チームリーダー、加藤剛久チームリーダーに深く感謝いたします。

最後に、日頃から筆者を支えてくれる妻万里と子供たち大成、剣大、壮大、愛里沙と両親に深く感謝します。

本研究は、以上のように多くの方々の御理解と御支援ならびに家族の協力によって完成したものであり、ここで改めて心より厚く感謝の意を表します。

研究業績

学術論文

- [1] Yuichi Inaba, Masahiro Kito, Tohru Nishikawa, Masato Ishino, and Yasushi Matsui, “Multiquantum-Well Lasers with Tapered Active Stripe for Direct Coupling to Single-Mode Fiber”, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 9, No. 6, pp. 722-724, 1997.

- [2] Yuichi Inaba, Masahiro Kito, Tohru Nishikawa, Masato Ishino, and Yasushi Matsui, “High-Temperature Operation of 1.3- μ m Tapered-Active-Stripe Laser for Direct Coupling to Single-Mode Fiber”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, No.6, pp. 1399-1404, 1997.

- [3] Yuichi Inaba, Masahiro Kito, Jun Ohya, Masato Ishino, and Yasushi Matsui, “High Output Power and Narrow Spectral-Linewidth Operation of a 1.3- μ m Gain-Coupled DFB Laser with InAsP Buried Absorptive Grating”, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 10, No. 9, pp. 1220-1222, 1998.

- [4] Yuichi Inaba, Masahiro Kito, Jun Ohya, Masato Ishino, and Yasushi Matsui, “High Output Power Operation of a 1.3 μ m Gain-Coupled Distributed Feedback Laser with Narrow Spectral Linewidth”, *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 38, pp. 1252-1255, 1999.

- [5] Masahiro Kito, Yuichi Inaba, Hisashi Nakayama, Toyoji Chino, Masato Ishino, Yasushi Matsui, and Kunio Itoh, “High Slope Efficiency and Low Noise Characteristics in Taperd-Active-Stripe DFB Lasers with Narrow Beam Divergence”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, No.12, pp. 1765-1770, 1999.

- [6] Yuichi Inaba, Hisashi Nakayama, Masahiro Kito, Masato Ishino, and Kunio Itoh, “High-Power 1.55- μ m Mass-Transport-Grating DFB Lasers for Externally Modulated systems”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, No.2, pp. 152-158, 2001.

- [7] Yuichi Inaba, Masahiro Kasano, Keisuke Tanaka, and Takumi Yamaguchi, ” Degradation-Free MOS Image Sensor with Photonic Crystal Color Filter”, *IEEE Electron Device Letters*, vol. 27, No. 6, pp. 457-459, 2006.

- [8] Masahiro Kasano, Yuichi Inaba, Mitsuyoshi Mori, Shigetaka Kasuga, Takahiko Murata, and Takumi Yamaguchi, ”A 2.0- μ m Pixel Pitch MOS Image Sensor With 1.5 Transistor/Pixel and an

Amorphous Si Color Filter”, *IEEE Transaction Electron Devices*, vol. 53, No. 4, pp. 611-617, 2006.

国際会議

[1] Masahiro Kito, Nobuyuki Otsuka, Tohru Nishikawa, Yuichi Inaba, Masato Ishino, and Yasushi Matsui, “Narrow beam divergence of 1.3 μm MQW lasers with tapered active stripe”, in Proc. Optoelectronics and Communications Conference, OECC’96, Chiba, Japan, pp.574-575, paper 19D2-3, 1996.

[2] Yuichi Inaba, Masahiro Kito, Tohru Nishikawa, Masato Ishino, and Yasushi Matsui, “Low threshold current and high efficiency of 1.3 μm MQW lasers with tapered active stripe for butt-coupling to single-mode fiber”, in Pro. Optical Fiber Communications OFC’97, Dallas, USA, ThR5, pp. 330-331, 1997.

[3] Yuichi Inaba, Masahiro Kito, Masato Ishino, and Yasushi Matsui, “High temperature characteristics of 1.3 μm tapered- active-stripe lasers with narrow beam divergence”, Conference on Lasers and Electro-optics/Pacific Rim, CLEO/PACIFIC RIM’97, Makuhari, Japan, F12, pp. 268-269, 1997.

[4] Jun Ohya, Nobuyuki Otsuka, Shiji Nakamura, Yuichi Inaba, Masato Ishino, Yasushi Matsui, , “Low noise and low distortion AM/FM converter with frequency modulated 1.55 μm strained-layer MQW-DFB laser for analog transmission, 11th International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communications and 23th European Conference on Optical Communications, Edinburgh, UK, vol. 2, pp.94-97, 1997.

[5] Yuichi Inaba, Masahiro Kito, Jun Ohya, Masato Ishino, and Yasushi Matsui, “High output-power operation of 1.3 μm gain-coupled DFB laser with narrow spectral-linewidth”, 10th Inter. Conf. on Indium Phosphide and Related Materials , IPRM’98, Tsukuba, Japan, FA3-2, pp. 827-828, 1998.

[6] Yuichi Inaba, Masahiro Kito, Jun Ohya, Masato Ishino, and Yasushi Matsui, “Gain-coupled DFB Lasers with Reduced Optical Confinement for Narrow Spectral-linewidth”, IEEE 16th International Semiconductor Laser Conference, ISLC ’98, Nara, Japan, TuC1, pp. 71-72, 1998.

[7] Masahiro Kito, Yuichi Inaba, Toyiji Chino, Masato Ishino, and Yasushi Matsui, “DFB lasers with tapered active stripe for narrow beam divergence”, Optical Fiber Communications Conference, OFC’98, San Jose, USA, FB2, pp. 377-378, 1998.

[8] Yuichi Inaba, Hisashi Nakayama, Masahiro Kito, Masato Ishino, and Kunio Itoh, “Extremely High Fiber-Output-Power Characteristics of 1.55 μm Mass-Transport-Grating (MTG) DFB Lasers”, 5th Optoelectronics and Communications Conference, OECC '00, Makuhari, Japan, 11C1-3, pp.48-49, 2000.

[9] Yuichi Inaba, Masahiro Kito, Toshiyuki Takizawa, Hisashi Nakayama, Masato Ishino, and Kunio Itoh, “Reduced Spectral Linewidth in High Output Power DFB Lasers”, IEEE 17th International Semiconductor Laser Conference, ISLC '00, Monterey, USA, P11, pp. 85-86, 2000.

[10] Masahiro Kasano, Yuichi Inaba, Mitsuyoshi Mori, Shigetaka Kasuga, Takahiko Murata, and Takumi Yamaguchi, “A 2.0- μm Pixel Pitch MOS Image Sensor With 1.5 Transistor/Pixel and an Amorphous Si Color Filter”, IEEE Int. Solid-State Circuits Conf., ISSCC'06, San Francisco, USA, pp.80-81, 2004.

国内学会

[1] 稲葉 雄一、富士原 潔、石野 正人、松井 康；“p-InGaAs 層ドーピング濃度に対する Pt/Ti/Pt 電極の検討”、1996 年 応用物理学関係連合公演会、26a-SZN-22.

[2]、鬼頭 雅弘、大塚 信之、稲葉 雄一、中村 真嗣、石野 正人、松井 康；“1.3 μm 帯吸収性利得結合型 MQW-DFB-LD も広温度範囲動作”、1996 年 応用物理学関係連合公演会、27a-C-2.

[3] 稲葉 雄一、鬼頭 雅弘、西川 透、石野 正人、松井 康；“テーパー活性ストライプを有する 1.3 μm 帯狭放射角レーザ”、1996 年 電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会、C-304.

[4] 稲葉 雄一、鬼頭 雅弘、石野 正人、松井 康；“テーパー活性ストライプ型 1.3 μm 帯狭放射角レーザの低しきい値、高効率特性”、1997 年 電子情報通信学会総合大会、C-4-46.

[5] 西川 透、稲葉 雄一、東門 元二、宇野 智昭、松井 康；“Si 基板を用いた表面実装型 LD モジュール”、1997 年 電子情報通信学会総合大会、C-3-63.

[6] 稲葉 雄一、中村 真嗣、雄谷 順、鬼頭 雅弘、石野 正人、松井 康；“InAsP 埋め込み回折格子型 1.55 μm 帯 $\lambda/4$ 位相シフト DFB レーザのスペクトル線幅特性”、1997 年 電

子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会、C-4-21.

[7] 稲葉 雄一、鬼頭 雅弘、雄谷 順、石野 正人、松井 康；“InAsP 吸収性回折格子型利得結合 DFB レーザの高出力、狭線幅動作”、1998 年 電子情報通信学会総合大会、C-4-27.

[8] 稲葉 雄一、鬼頭 雅弘、一色 美名子、石野 正人、伊藤 国雄；“InAsP 埋め込み回折格子型狭線幅 DFB レーザの FM 変調特性”、1999 年 電子情報通信学会エレクトロニクスソサイエティ大会、C-4-18.

[9] 稲葉 雄一、中山 久志、鬼頭 雅弘、石野 正人、伊藤 国雄；“高出力特性 1.55 μm 帯マストランスポート回折格子型 (MTG) DFB レーザ”、2000 年 電子情報通信学会総合大会、C-4-17.

[10] 稲葉 雄一、中山 久志、鬼頭 雅弘、石野 正人、伊藤 国雄；“1.55 μm 帯マストランスポート回折格子型 (MTG) DFB レーザにおける光出力、線幅の活性層幅依存性”、2000 年 第 47 回応用物理学関係連合公演会、p-N-6.

研究会

[1] 稲葉 雄一、鬼頭 雅弘、石野 正人、知野 豊治、西川 透、宇野 智昭、松井 康；“低しきい値、高効率特性テーパー活性ストライプ型 1.3 μm 帯狭放射角レーザ”、1997 年 電子情報通信学会研究会 (LQE), LQE97-55, pp.81-86.

[2] 鬼頭 雅弘、稲葉 雄一、石野 正人、知野 豊治、西川 透、宇野 智昭、松井 康；“テーパー活性ストライプ型 DFB レーザの狭放射角特性”、1998 年 電子情報通信学会研究会 (LQE), LQE98-40, pp.

[3] 笠野真弘、稲葉雄一、森三佳、春日繁孝、村田隆彦、山口琢己、“a-Si カラーフィルタを用いた 2 μm 画素 MOS イメージセンサ”、情報処理学会 第 121 回システム LSI 設計技術研究発表会、2005 年 10 月, Vol. 2005, No.102.

[4] 村田隆彦、笠野真弘、稲葉雄一、森三佳、春日繁孝、山口琢己、“a-Si カラーフィルタを用いた 2 μm MOS イメージセンサ”、映像情報メディア学会、情報センシング研究会、固体撮像技術、2005 年 3 月.

その他

- [1] 稲葉雄一、中山久志、鬼頭雅弘、石野正人、小河晴樹、清水裕一、“外部変調光伝送システム用分布帰還型高出力半導体レーザ”、工業材料、特集：光通信を支える材料技術、Vol. 49, No.2, pp. 53-57, 2001.
- [2] 山口琢己、笠野真弘、稲葉雄一、森三佳、春日繁孝、村田隆彦、“2 μm 画素・2M-MOS イメージセンサ”、映像情報メディア学会誌、論文小特集：イメージセンシング技術とその応用、Vol. 60, No.3, pp. 373-377, 2006.

プレスリリース

- [1] “世界最高 180 mW 光通信用 1.55 μm 帯 DFB 半導体レーザを開発”、2000 年 9 月 21 日.
- [2] “高耐候性、高耐熱性の牽牛なイメージセンサーを開発”、2007 年 5 月 14 日.